

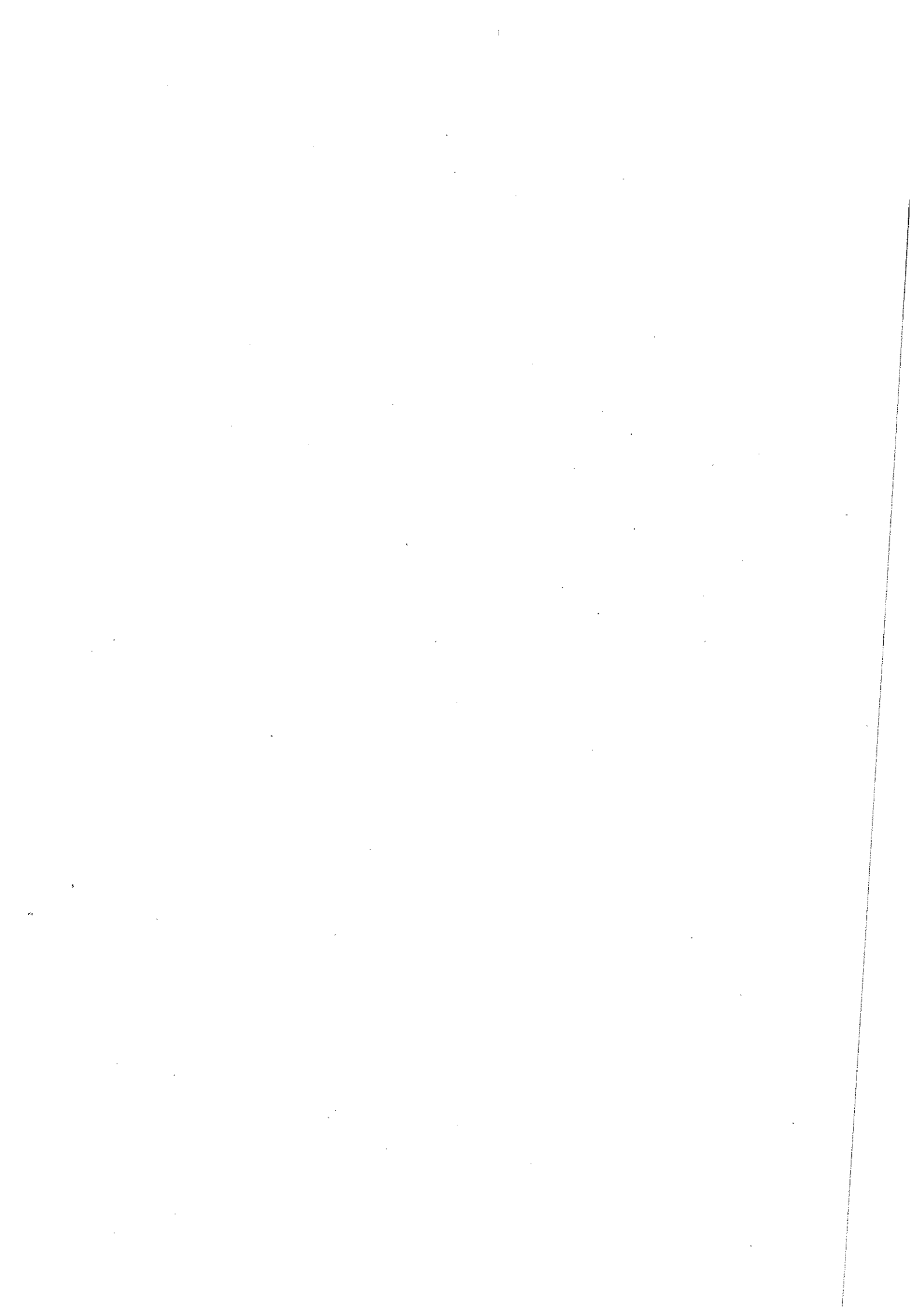
Interner Bericht
DESY F1-72/2
Juni 1972

DESY-Bibliothek
9. 6. 1972

Die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Strahlimpuls

von

Dietrich Mönkemeyer



Die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Strahlimpuls

von

Dietrich Mönkemeyer

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen
eines Experiments der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration
am CERN-Protonen-Synchrotron in Genf.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Experimentelles Verfahren	5
1. Allgemeiner Überblick	5
1.1 Die Datennahme	5
1.2 Die Auswertekette	5
2. Messung der Ionisation	7
2.1 HPD-Messung und Gewinnung der Rohdaten	7
2.11 Digitisierung und Filterprozeß	7
2.12 Trefferwahrscheinlichkeit und Schwellenwertkontrolle	10
2.2 Bestimmung der Ionisation aus den Rohdaten	11
2.21 Die Strand-Relation	11
2.22 Anwendung der Strand-Relation	12
2.23 Ergebnisse	15
3. Hypothesenauswahl	17
3.1 Verwendung der Ionisation	17
3.11 Das Anpassungsverfahren	17
3.12 Auswahlkriterien	20
3.13 Prüfung auf Konsistenz	21
3.14 Ergebnisse	22
3.2 Verwendung sonstiger Information	24
3.21 Kinematik	24
3.22 Vorwärts-Rückwärts-Streuung der Nukleonen	25
3.23 Stoppspuren	26
3.24 Gesamtbeurteilung	26
3.25 Ergebnisse	27

III.	Überblick über die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	30
	1. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	30
	2. Analyse des longitudinalen Phasenraums	32
	2.1 Beschreibung des longitudinalen Phasenraums	32
	2.2 Analyse der Daten im longitudinalen Phasenraum	34
IV.	Vergleich mit Einpionenaustauschmodellen	36
	1. Experimentelle Hinweise auf Einpionenaustausch	36
	1.1 Winkelverteilungen	36
	1.2 Inelastizitäten	39
	2. Einpionenaustauschmodell (OPE-Modell)	42
	2.1 Beschreibung des Modells	42
	2.2 Vergleich mit den experimentellen Daten	44
	3. Reggisiertes Einpionenaustauschmodell (RPE-Modell)	47
	3.1 Beschreibung des Modells	47
	3.2 Vergleich mit den experimentellen Daten	48
V.	Erzeugung von mesonischen Resonanzen	50
	1. Nachweis von ρ - und f -Erzeugung	50
	2. Wirkungsquerschnitte für ρ - und f -Erzeugung	52
	2.1 Das Untergrundproblem	52
	2.2 Ergebnisse der Anpassung	52
	2.3 Korrekturen	53

3. Vergleich mit anderen Experimenten	56
4. Winkelverteilungen	58
VI. Pionisierung	60
1. Definition und Nachweis	60
2. Pionisierung und ρ - bzw. f -Erzeugung	62
2.1 Massenverteilungen im Pionisierungsbereich	62
2.2 Rapiditätsverteilungen	63
2.3 Energieabhängigkeit	66
Tabellen	69
Literaturverzeichnis	74
Verzeichnis der Abbildungen	77
Abbildungen	83
Danksagungen	

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c Strahlimpuls untersucht. Das Experiment wurde am CERN-Protonensynchrotron mit der 2m-Wasserstoffblasenkammer ausgeführt. Für die Untersuchungen standen folgende Anzahlen von $pp\pi^+\pi^-$ Ereignissen zur Verfügung.

6031 Ereignisse bei 12 GeV/c

2073 Ereignisse bei 24 GeV/c für Kapitel I - IV

3932 Ereignisse bei 24 GeV/c für Kapitel V - VI

Die Auswertung der Blasenkammerfilme wurde mit einer automatischen Meßanlage vom Typ HPD vorgenommen. Die gleichzeitig automatisch durchgeführte Ionisationsmessung erlaubte eine Trennung von π -Mesonen und Protonen bis zu einem Laborimpuls von 1.5 GeV/c. Aufgrund der Ionisationsmessung sowie kinematischer Kriterien konnten durch weitgehend automatische Hypothesenauswahl ca. 50 % der Kofit- und 50 % der Fit-Hypothesen ausgeschlossen werden. Die totalen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ wurden bestimmt zu

$$\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-) = (2.0 \pm 0.2) \text{ mb bei } 12 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-) = (1.36 \pm 0.14) \text{ mb bei } 24 \text{ GeV/c}$$

Eine Analyse des longitudinalen Phasenraums ergab, daß der relative Anteil an diffraktiven Prozessen bei 24 GeV/c größer ist als bei 12 GeV/c Laborimpuls. Ereignisse mit kleinem Impulsübertrag vom einlaufenden Proton auf das auslaufende ($p\pi^+$)-System zeigen jedoch bei beiden Energien bezüglich Winkelverteilungen und Inelastizitäten der off-shell-Wechselwirkungen Eigenschaften, wie sie bei π -Austausch erwartet werden.

Ein Vergleich der Daten mit dem Einpionenaustauschmodell (OPE-Modell) zeigt, daß durch Reggesierung des Pions (RPE-Modell) eine bessere Übereinstimmung mit den Daten erzielt werden kann. Insbesondere die diffraktive $N^* \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$ Erzeugung sowie die experimentell beobachtete Anisotropie des Treiman-Yang-Winkels wird von dem RPE-Modell gut widergegeben.

Ferner konnte die Erzeugung von ρ - und f -Mesonen in der Reaktion $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$ mit folgenden Wirkungsquerschnitten nachgewiesen werden.

$$\sigma(pp \rightarrow ppp) = (206 \pm 35) \mu\text{b bei } 12 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(pp \rightarrow ppf) = (41 \pm 15) \mu\text{b bei } 12 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(pp \rightarrow ppp) = (132 \pm 26) \mu\text{b bei } 24 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(pp \rightarrow ppf) = (76 \pm 14) \mu\text{b bei } 24 \text{ GeV}/c$$

Für die ρ -Erzeugung konnte kein Zusammenhang mit der Existenz von Pionisierung festgestellt werden; ihre Rapiditätsverteilung zeigt eher Eigenschaften, wie sie bei Fragmentation zu erwarten sind. Rechnungen eines Doppel-Regge-Graphen mit (ω, π) -Austausch liefern eine gute Beschreibung der ρ -Daten. Für die f -Erzeugung kann Doppel-Pomeron-Austausch nicht ausgeschlossen werden, allerdings lassen die Daten hier auch andere Graphen, wie z.B. solche mit (f, P) - oder (f, f) -Austausch zu.

I. Einleitung

Experimentelle Daten über pp-Wechselwirkungen bis zu einem Laborimpuls von 30 GeV/c wurden an konventionellen Beschleunigern in "missing-mass"-Experimenten und in Blasen-kammerexperimenten gewonnen. Seit kurzem gibt es auch Ergebnisse über pp-Wechselwirkungen im CERN-Speicherring bis zu Impulsen von 28 GeV/c im Schwerpunktsystem, entsprechend einem Laborimpuls von ca. 1500 GeV/c.

Untersucht wurde bisher vor allem die Ein-, Zwei- und Dreipionerzeugung, hierbei hauptsächlich die Erzeugung von Nukleonresonanzen. Sie macht etwa 50 - 80 % des inelastischen Wirkungsquerschnitts aus. Es zeigte sich, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Baryonen mit Isospin $3/2$ mit der Energie abfällt, während er für die quasi-elastische Erzeugung von Nukleonresonanzen mit Isospin $1/2$ praktisch unabhängig von der Energie ist.

Wenig untersucht wurde bisher die Erzeugung von Bosonresonanzen, sie macht etwa 1 % der Resonanzproduktion aus, sowie Prozesse mit "strange particles", die mit ca. 1 % des totalen Wirkungsquerschnitts erzeugt werden. Besonders bei niedrigen Energien ($p_{\text{lab}} < 10$ GeV/c) gibt es eine Vielzahl von Blasen-kammerexperimenten, deren Statistik (1-2 Ereignisse/ μb) jedoch im allgemeinen nicht ausreicht, um Prozesse mit kleinem Wirkungsquerschnitt (< 0.5 mb) zu untersuchen. Da ferner für das Verständnis der meisten Prozesse die Energieabhängigkeit von großer Bedeutung ist, kann ein Experiment mit großer Statistik bei zwei Energien mit dazu beitragen, viele noch offene Fragen der NN-Wechselwirkung zu klären. Ferner lassen sich die neuerdings aktuellen Fragen bezüglich des asymptotischen Verhaltens von inklusiven Reaktionen, insbesondere wegen der Möglichkeit des Vergleichs mit den CERN-Speicherringdaten mit diesem Experiment bei zwei Energien gut untersuchen.

Die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ wurde in dieser Arbeit weniger im Hinblick auf die Erzeugung von Nukleonresonanzen untersucht. Diesbezügliche Daten können in den Referenzen LOW 71 und SCH 72 gefunden werden.

Hier wurden vor allem die drei folgenden Aspekte untersucht:

1. Die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ist gut geeignet, um π -Austauschmodelle zu testen, da die elastische (πp) -Streuung an den beiden Vertices experimentell gut bekannt ist im Gegensatz zur $(\pi\pi)$ -Streuung, die für derartige Untersuchungen in (πp) -Experimenten herangezogen werden muß, bzw. unter der Annahme des π -Austauschs aus diesen Experimenten gewonnen wird.
2. In einem pp -Experiment läßt sich die Erzeugung von Bosonresonanzen in Dreikörperprozessen mit den beiden Nukleonen als "leading particles" gut untersuchen. In der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ betrifft dies die ρ - und f -Erzeugung, über die es bisher kaum experimentelle Daten gibt.
3. Hierbei ist insbesondere der Doppelpomerongraph von Interesse, sowie die damit zusammenhängenden aktuellen Fragen zur Pionisierung.

II. Experimentelles Verfahren

1. Allgemeiner Überblick

1.1 Die Datennahme

Das Experiment wurde bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c Strahl-impuls am CERN-Protonensynchrotron mit der 2m-Wasserstoffblasenkammer (DAT 67) ausgeführt. Bei 12 GeV/c Impuls wurde ein RF-separierter Strahl verwendet (LAZ 68). Bis März 1969 waren bei 12 GeV/c 250 000 und bei 24 GeV/c 214 000 Bilder aufgenommen mit ca. 250 000 bzw. 300 000 Ereignissen.

1.2 Die Auswertekette

Die Auswertung der Blasenkamerfilme erfolgte in 4 Abschnitten

I Musterung und grobe Vormessung der Ereignisse

II exakte Ausmessung der Spuren am HPD

Ionisationsmessung am HPD

geometrische Rekonstruktion der Ereignisse

III kinematische Anpassung

IV Hypothesenauswahl

Die in Stufe I vorgenommene grobe Vormessung der Ereignisse umfaßt einen Meßpunkt pro Vertex und zwei weitere Meßpunkte pro Spur. Die exakte Ausmessung der Spuren am HPD (KAG 70) mit bis zu 50 Meßpunkten pro Spur wurde mit dem "road-guidance"-System durchgeführt. Spurmessung und Ionisationsmessung geschehen dabei in einem Gang. Für die geometrische Rekonstruktion wurde die massenabhängige Version des Programms THRESH (THR 65) und für die kinematische Anpassung das Programm GRIND (GRI 63) verwendet. Die Hypothesenauswahl

wurde weitgehend automatisch mit dem Entscheidungsprogramm SELDEC (BLO 71) vorgenommen. Im weiteren werden einige Aspekte der Stufe II sowie die Stufe IV im Detail beschrieben. Eine nähere Beschreibung der Stufen I und III findet sich bei HEL 72, eine Beschreibung der hier nicht behandelten Aspekte der Stufe II bei NAG 70 und HEL 71.

2. Messung der Ionisation

Die Ionisation I , meßbar als Blasendichte der Spuren, ist mit der Masse m und dem Impuls p der Teilchen durch folgende Beziehung verknüpft:

$$I \propto \frac{1}{\beta^2} = \frac{m^2 + p^2}{p^2}$$

Bei gemessenem Impuls läßt sich also prinzipiell die Masse eines Teilchens aus der Ionisation bestimmen. Bei den meisten pp-Wechselwirkungen werden auch ein oder mehrere neutrale Teilchen erzeugt, die in der Blaskammer nicht nachgewiesen werden. In diesen Fällen werden die Zwangsbedingungen des Impuls- und Energiesatzes teilweise oder vollständig zur Bestimmung dieser ungemessenen Spuren benötigt (1c-Fits, 0c-Fits), so daß hier eine zusätzliche Information über die Massen der Teilchen von großem Wert ist. Sie ermöglicht eine unabhängige Kontrolle der Massenzuordnung und führt zu einer spürbaren Reduktion der Mehrdeutigkeiten. Das HPD-Meßverfahren mit seiner zeilenweisen Abtastung des Bildes mit einem Lichtpunkt ist gut geeignet, Information über die Schwärzung der Spuren zu liefern. Im folgenden wird die Gewinnung und Auswertung dieser Information beschrieben.

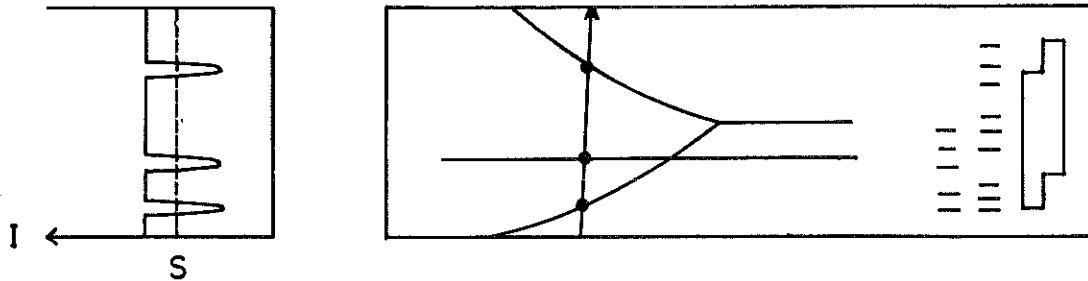
2.1 HPD-Messung und Gewinnung der Rohdaten

2.11 Digitisierung und Filterprozeß

Die Ausmessung der Spuren eines Ereignisses¹⁾ mit dem HPD (Hough-Powell-Device, NAG 70) wird in zwei Schritten durchgeführt, der Digitisierung und der Spurerkennung.

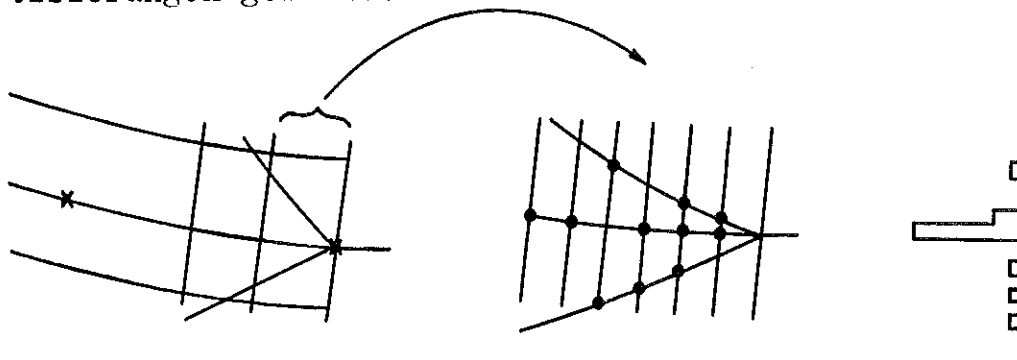
¹⁾ unter einem Ereignis wird eine Proton-Proton-Wechselwirkung mit mehr als einer geladenen auslaufenden Spur verstanden

Der Film wird zeilenweise von einem Lichtpunkt abgetastet. Kreuzt er eine Spur, so wird er geschwächt.



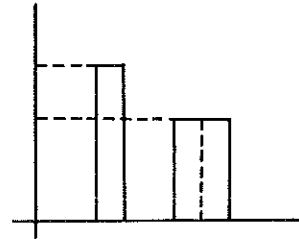
Mit einem Photomultiplier wird diese Intensitätsabnahme registriert. Ist die Intensität I kleiner als ein Schwellenwert S , so werden die Koordinaten des entsprechenden Bildpunktes abgespeichert. Ein solches Koordinatenpaar heißt Digitisierung.

Die Spurerkennung wurde mit dem Filterprogramm HAZE durchgeführt (HAZ 69, MOE 70). Auf Vormeßtischen werden je zwei Punkte pro Spur und der Vertex eines Ereignisses gemessen. Diese Punkte dienen dem Filterprogramm als Orientierungshilfe für die Auffindung und exakte Ausmessung der Spuren. Die Spurerkennung wird in einer "Straße" durchgeführt. Durch die Vormeßpunkte ist ein Kreis definiert. Zwei in gleichem Abstand dazu parallele Kreise begrenzen die Straße. Sie wird in Abschnitte zerlegt, und in jedem Abschnitt wird unter Berücksichtigung der Krümmung ein Histogramm der Digitisierungen gebildet.



Diese Verteilung wird auf signifikante Spitzen (Peak) untersucht. Für den normalen Filterprozeß gelten folgende Kriterien für die Akzeptanz eines "Peaks":

Mindestzahl der Digitisierungen: 8
Mindesthöhe in jedem Bin: 5
Maximale Zahl aufeinanderfolgender
Bins mit mehr als 5 Digitisierungen: 2



Ein Abschnitt enthält im allgemeinen 32 Lichtpunktzeilen im Abstand von 56μ . Die Binweite beträgt 25μ . Die Blasen haben im Mittel einen Durchmesser von 25μ auf dem Film. Die maximale Breite des "Peaks" entspricht also etwa 2 Blasendurchmessern.

Alle "Peaks", die diese Kriterien erfüllen, werden als mögliche Meßpunkte akzeptiert. Die Koordinaten der Meßpunkte werden durch Mittelung über die Koordinaten der Digitisierungen gewonnen. Nachdem der erste Abschnitt auf diese Weise behandelt worden ist, wird die Spursukzessive Abschnitt für Abschnitt untersucht, wobei die Information der Vormeßpunkte allmählich fallen gelassen wird und nach und nach den neu gefundenen Meßpunkten immer mehr Gewicht gegeben wird. Dabei wird geprüft, welche Meßpunkte in dem n-ten Abschnitt mit welchen im (n-1)-ten zusammenpassen. Am Ende bleiben unter Umständen mehrere Reihen zusammengehöriger Meßpunkte übrig, und in einem besonderen Verfahren wird untersucht, welche dieser Reihen mit der gesuchten Spur identisch ist.

2.12 Trefferwahrscheinlichkeit und Schwellenwertkontrolle

Die für die Ionisationsmessung wichtige Information ist durch die Anzahl der Digitisierungen k_i , die zu einem Meßpunkt zusammengefaßt werden, gegeben. Enthält ein Abschnitt n Lichtpunktzeilen, so gibt die Zahl k_i/n an, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Lichtpunkt im i -ten Abschnitt eine Blase getroffen hat. Für eine Spur mit m Meßpunkten ist diese Wahrscheinlichkeit gegeben durch

$$P_H = \left(\sum_{i=1}^m k_i \right) / mn$$

Diese sogenannte Trefferwahrscheinlichkeit ist abhängig von der Filmqualität und vom Schwellenwert S der Digitisierungsschaltung des HPD. Für Strahlspuren ist ihre Verteilung etwa eine Normalverteilung mit einem Mittelwert von 50 % und 7 % voller Breite auf halber Höhe.

In 2.11 ist der Verlauf der Multiplierspannung für eine Lichtpunktzeile skizziert. Die Intensitätsminima zeigen an, wo der Lichtpunkt Spuren gekreuzt hat. Durch die Schwellenwertspannung S ist festgelegt, wann ein solches Minimum als Digitisierung akzeptiert wird. Durch Verschieben der Schwelle ändert sich die Trefferwahrscheinlichkeit. Es hat sich gezeigt, daß ein P_H der Strahlspuren von 45 % gute Ionisationsmessungen liefert. Um unabhängig von der Filmschwärzung diesen Wert erreichen zu können, wurde in das HPD-Steuersystem eine automatische Schwellenwertkontrolle eingebaut. Über ein 6-Bit Register und einen Digital-Analog-Konverter wird die Größe S von dem Programm, das die P_H -Werte berechnet, so verändert, daß diese Werte für Strahlspuren um 45 % schwanken.

2.2 Bestimmung der Ionisation aus den Rohdaten

2.21 Die Strand-Relation

Der Zusammenhang zwischen Blasendichte und Zahl der Digitisierungen einer Spur im Verhältnis zur Zahl der Lichtpunktzeilen ist gegeben durch die Strand-Relation (STR 63).

$$M = T \cdot \exp(-ka)$$

T: Gesamtzahl der Lichtpunktzeilen

M: Zahl der Zeilen ohne Digitisierungen ("misses")

k: Blasendichte

a: effektiver Blasendurchmesser

Der effektive Blasendurchmesser ist folgendermaßen definiert: Der Zeilenabstand sei so klein gegen den Blasendurchmesser, daß eine einzige Blase sehr oft digitisiert wird. Der Abstand zwischen der ersten und letzten Digitisierung einer Blase ist dann der effektive Blasendurchmesser a. Die Ionisation der Spur ist gegeben durch das Produkt ka. Sie soll aus den Größen M und T gewonnen werden. Die Strand-Relation in obiger Form gilt jedoch nur dann, wenn:

- a) der Zeilenabstand s größer ist als a
- b) die Spur von den Zeilen senkrecht geschnitten wird.

Während die erste Forderung bei dem HPD erfüllt war ($s=56\mu$, $a=40\mu$), muß die zweite bei der Anwendung der Relation besonders berücksichtigt werden.

2.22 Anwendung der Strand-Relation

Wir gehen davon aus, daß das Filterprogramm abschnittsweise arbeitet, wobei jeder Abschnitt die gleiche Zahl von Lichtpunktzeilen hat. Die Rohdaten eines Abschnitts zur Bestimmung der Ionisation sind:

T : Gesamtzahl der Zeilen des Abschnitts

H_i : Zahl der Treffer für diesen Abschnitt ("hits")

ϑ_i : Winkel zwischen dem Lot auf der Spur im Abschnitt i und der Zeilenrichtung

$$M_i = T - H_i$$

Die Beziehung zwischen M_i und ka ist gegeben durch:

$$M_i = T \cdot \exp(-ka/\cos\vartheta_i)$$

Dies ist bis auf $1/\cos\vartheta_i$ die Strand-Relation. Der Faktor $1/\cos\vartheta_i$ berücksichtigt die Tatsache, daß die Blasendichte um den Faktor $1/\cos\vartheta_i$ größer erscheint, wenn die Zeilen unter einem Winkel $\vartheta_i \neq \pi/2$ die Spur schneiden.

Die Maximum-Likelihood-Funktion für den i -ten Abschnitt ist gegeben durch

$$L_i(ka) = (\exp(-ka/\cos\vartheta_i))^{M_i} \cdot (1 - \exp(-ka/\cos\vartheta_i))^{H_i}$$

und für n Abschnitte erhalten wir

$$L(ka) = \sum_{i=1}^n L_i(ka)$$

Aus $\partial(\log L)/\partial(ka) = 0$ bestimmt man durch Iteration schließlich die Ionisation ka (HOW 69).

Zur Berechnung der Fehler wird für jeden Abschnitt die Zahl der "misses" M_i abgeschätzt, die registriert worden wären, wenn die Spur in allen Abschnitten unter demselben mittleren Winkel $\bar{\vartheta}$ von den Lichtpunktzeilen geschnitten worden wäre.

$$M_i^* = T \cdot \exp(-ka/\cos\bar{\vartheta}) ; \cos\bar{\vartheta} = \left(\sum_{i=1}^n \cos\vartheta_i \right) / n$$

Die mittlere Anzahl dieser "misses" und ihr statistischer Fehler sind gegeben durch

$$\bar{M}^* = 1/n \sum_{i=1}^n M_i^* ; \sigma(\bar{M}^*) = \left[\frac{\sum (M_i - \bar{M}^*)^2}{n(n-1)} \right]^{1/2}$$

Der Fehler der Ionisation ergibt sich aus dem Fehler von \bar{M}^* durch Anwendung der näherungsweise gültigen Beziehung

$$ka \approx \cos\bar{\vartheta} \cdot \log(T/\bar{M}^*)$$

Da dies keine lineare Beziehung zwischen ka und \bar{M}^* ist, sind die Fehler der Ionisation asymmetrisch. Außer diesem statistischen Fehler müssen noch systematische Fehler der Messung berücksichtigt werden (3.11).

Die auf diese Weise gewonnenen Ionisationswerte stimmen noch nicht mit den erwarteten Werten für ein Teilchen der Masse m und dem Impuls p überein, da die Spuren nicht notwendig in der Kammermitte und parallel zu dem Kammerfenster verlaufen. An der Messung muß daher noch eine geometrische Korrektur angebracht werden. Diese Korrektur berücksichtigt zwei Tatsachen:

- a) Blasengröße und Blasendichte auf dem Film sind abhängig von der Entfernung zwischen Film und Spur. Spuren im hinteren Teil der Kammer haben auf dem Film kleinere Bläschen und größere Blasendichte als solche im vorderen Teil. Das Produkt ka ist im hinteren Teil größer als im vorderen.

D sei die Kammertiefe, d der Abstand zwischen Film und Kammermitte und z der senkrechte Abstand zwischen Spur und Kammerfenster. Mit $v = (z - D/2)/d$ gilt dann:

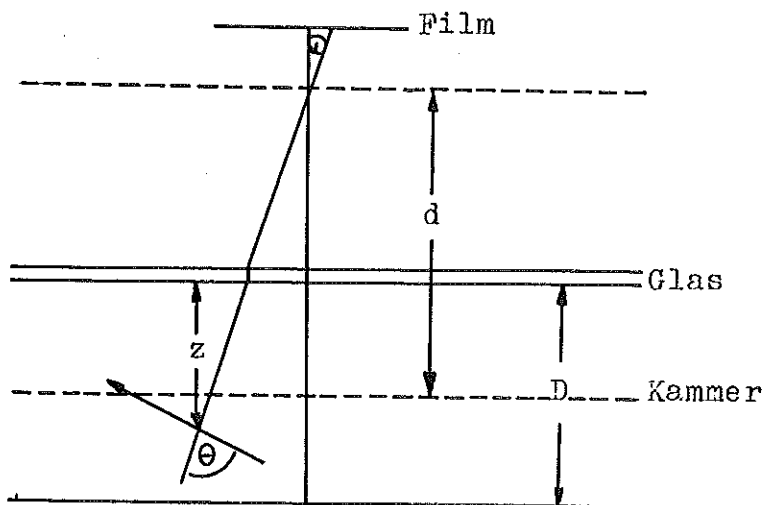
$k' = k/(1-v)$ die Blasendichte nimmt mit der Tiefe zu

$a' = a(1-v/2)$ die Blasengröße nimmt mit der Tiefe ab

$$k'a' \approx ka \cdot (1-v/2)^{-1}$$

- b) Die Spuren erscheinen verschieden stark ionisiert, je nachdem unter welchem Winkel sie von der Kamera aus betrachtet werden.

$$k'a' = ka \cdot (\cos\alpha / \sin\theta)$$



Die geometrische Korrektur ist definiert als

$$g = (1-v/2)^{-1} \cdot \cos\alpha / \sin\vartheta$$

2.23 Ergebnisse

Theoretisch verhalten sich die Ionisationswerte der Spuren wie $1/\beta^2$.

$$(ka)_i / (ka)_j = \beta_j^2 / \beta_i^2$$

Abb. 1 zeigt die auf hochenergetische Spuren normierten Ionisationswerte aller gemessenen Spuren eines Films aufgetragen gegen den Impuls. Die überwiegende Zahl der Spuren sind Proton- bzw. π -Mesonspuren. Die beiden eingezeichneten Kurven zeigen den theoretisch erwarteten Verlauf der Ionisation gegen den Impuls für Protonen bzw. π -Mesonen. Die Messungen erlauben eine Trennung dieser Teilchen bis etwa $p=1.5$ GeV/c. Bei sehr kleinen Impulsen verursachen steile und kurze Spuren größere Schwankungen der Meßwerte. Abb. 2 zeigt die Verteilung für Spuren mit geometrischer Korrektur $g>0.5$ und Länge $L>30$ cm¹⁾.

Die abgebildeten Verteilungen entsprechen einer Trefferwahrscheinlichkeit für Strahlspuren von 45 %. Mit größerer Wahrscheinlichkeit wird der Unterschied zwischen stark ionisierenden Spuren und Minimumspuren geringer, und damit die Trennung zwischen Protonen und π -Mesonen schwieriger. Andererseits wird durch eine geringe Trefferwahrscheinlichkeit die Spurerkennung im Filterprogramm erschwert.

1) Bezüglich der systematischen Abweichung der gemessenen Ionisation zu kleineren Werten siehe 3.11.

Durch Modifikationen der Standardprozedur - gegebenenfalls mehrmaliges Filtern mit jeweils verschiedener Abschnittlänge - konnte jedoch auch bei dieser relativ kleinen Trefferwahrscheinlichkeit noch eine zufriedenstellende Spurerkennung erreicht werden (MOE 70).

3. Hypothesenauswahl

Im allgemeinen, besonders wenn auch neutrale Teilchen erzeugt werden, ist die Massenzuordnung eines Ereignisses nicht eindeutig. Die kinematische Anpassung liefert dann mehrere Hypothesen mit verschiedenen Wahrscheinlichkeiten, die ein Maß für die Übereinstimmung mit Impuls- und Energieerhaltung sind. Durch Berücksichtigung dieser Wahrscheinlichkeit, der Ionisationsmessung, sowie der Tatsache, daß die Nukleonen meist peripher erzeugt werden, lassen sich die Mehrdeutigkeiten reduzieren.

Um die Verwendung mehrerer Kriterien mit unterschiedlicher Bedeutung übersichtlich zu gestalten, wurde folgendes Schema gewählt: Jedem Kriterium wird eine logische Variable zugeordnet, die vier verschiedene Werte annehmen kann:

T("true"), C("consistent"), B("bad"), F("false").

Der Wert der Variablen ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit mit der die vorliegende Hypothese bezüglich des jeweiligen Kriteriums wahr ist. Nach einem Additionsschema für diese Variablen (3.24) wird aus den Einzelbewertungen einer Hypothese eine Gesamtbeurteilung gewonnen. Dieses Verfahren ist nicht nur gut überschaubar, sondern läßt auch zwanglos den Einbau neuer bzw. die Streichung vorhandener Kriterien zu (BLO 71).

3.1 Verwendung der Ionisation

3.11 Das Anpassungsverfahren

Da die Blasenkammerereignisse in drei Kameras photographiert werden, hat man im allgemeinen für alle geladenen Teilchen eines Ereignisses je drei Ionisationsmessungen. Für eine

gegebene Hypothese lassen sich Voraussagen über diese Ionisationswerte machen. Das Problem ist nun, die Güte der Übereinstimmung zwischen der Voraussage und der Messung zu testen (DUI 70).

Die Voraussage ist die folgende: Die Ionisationswerte $(ka)_j$ verhalten sich wie die $1/\beta_j^2$ -Werte der Spuren. Für die Spur j in der Kamera i gilt also

$$(ka)_{ij}^P = \frac{\alpha_i}{\beta_j^2 \cdot g_{ij}}$$

α_i kameraabhängige Normierungskonstante
 g_{ij} geometrische Korrektur

oder nach Strand

$$(M/T)_{ij}^P = \exp\left(-\frac{\alpha_i}{\beta_j^2 \cdot g_{ij}}\right)$$

Die Messung liefert $(ka)_{ij}^m$ oder nach Strand

$$(M/T)_{ij}^m = \exp(-(ka)_{ij}^m)$$

In einem Anpassungsverfahren werden nun die Konstanten α_i so bestimmt, daß die χ_i^2 minimal werden

$$\chi_i^2 = \sum_j \left[\frac{(M/T)_{ij}^P - (M/T)_{ij}^m}{\sqrt{(M/T)_{ij}^m}} \right]^2$$

Man vergleicht die (M/T)-Werte und nicht die Ionisation selbst, weil die Fehler der (M/T)-Werte symmetrisch, die Fehler der Ionisation hingegen asymmetrisch sind (2.22).

Für jede Hypothese und jede Kamera erhält man auf diese Weise ein χ^2 und eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$.

Eine nähere Untersuchung zeigt jedoch, daß noch eine weitere Korrektur erforderlich ist. Trägt man nämlich z.B. die gemessene Ionisation von Protonen aus 4c-Anpassungen gegen den Impuls auf, so zeigt sich, daß bei kleinen Impulsen die Meßwerte systematisch unter der $1/\beta^2$ -Kurve für Protonen liegen (Abb. 3). Der Grund dafür ist, daß bei sehr schwarzen Spuren der HPD zu wenig Digitalisierungen erzeugt. Dieser bei allen derartigen in Betrieb befindlichen Geräten gefundene Effekt muß bei dem Anpassungsverfahren berücksichtigt werden. Dies geschieht durch eine impulsabhängige Korrektur der gemessenen (M/T)-Werte.

$$(M/T)_{ij}^{m'} = (M/T)_{ij}^m - v_i \cdot ((T-M)/T)_{ij}^P$$

Diese Korrektur ist nur für kleine Impulse von Bedeutung. Die Parameter v_i werden ebenso wie die α_i bei der χ^2 -Anpassung bestimmt, wobei man für die v_i Werte zwischen 0 und 0.05 zuläßt. Diese Korrektur entspricht einer Variation der theoretischen Kurve etwa über den Bereich, in dem die Meßwerte liegen (Abb. 3).

Die Verteilung der so erhaltenen Wahrscheinlichkeiten ist verschieden für Ereignisse mit 2, 4 oder 6 geladenen auslaufenden Spuren¹⁾. Der Grund dafür ist, daß die Bilder zum Teil ungleichmäßig beleuchtet sind. Da z.B. 4-Spur-Ereignisse im Mittel eine größere Fläche auf dem Film überstreichen als 2-Spur-Ereignisse, führen diese Unregelmäßigkeiten in der Filmschwärzung zu größeren

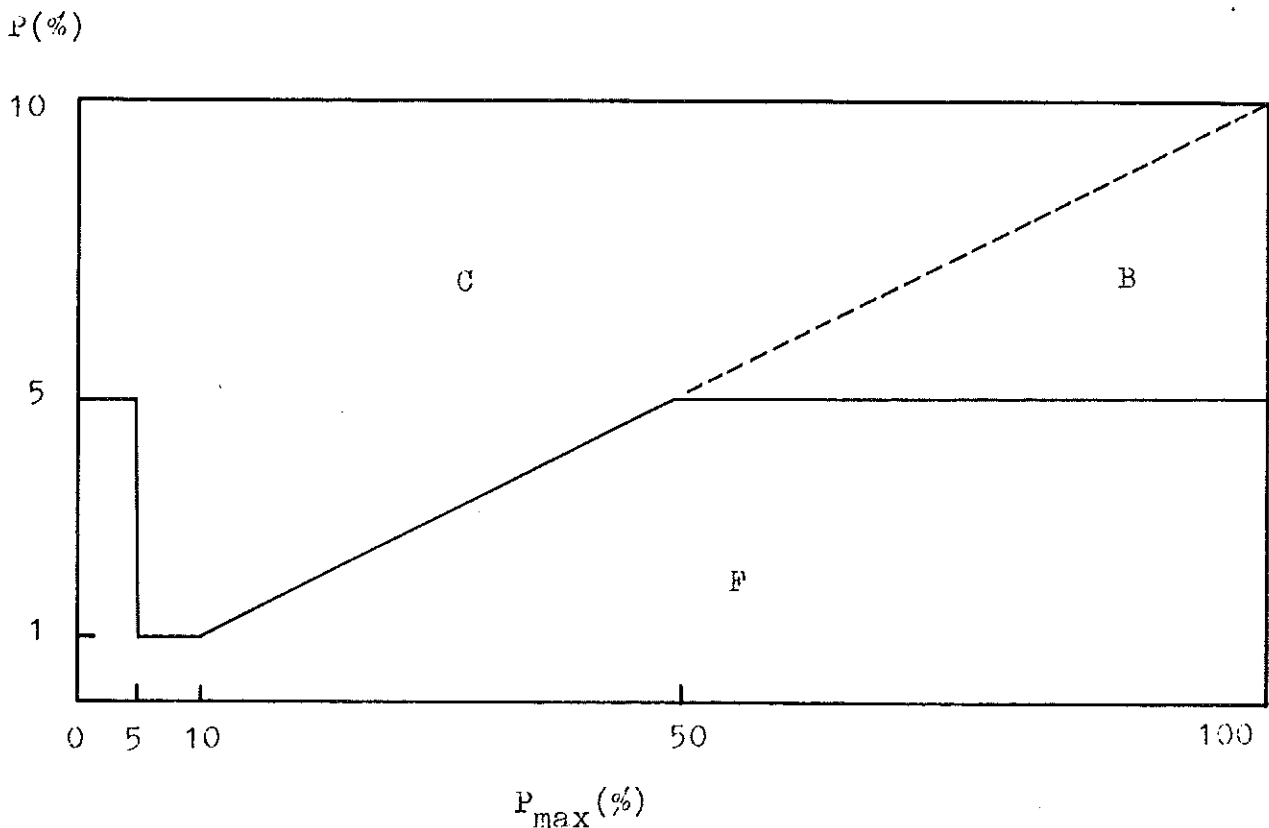
¹⁾ Ein Ereignis mit n geladenen auslaufenden Spuren heißt n-Spur-Ereignis.

systematischen Fehlern bei 4-Spur-Ereignissen als bei 2-Spur-Ereignissen. Daher wurde eine Fehlerkorrektur angebracht, die abhängig ist von der Anzahl der geladenen auslaufenden Spuren und von der Kamera. Diese Korrekturen wurden so justiert, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für alle diese Untermengen von Ereignissen isotrop sind.

3.12 Auswahlkriterien

Für jede Hypothese liefert diese Anpassung eine Wahrscheinlichkeit P bezüglich der Ionisation der Spuren. Sie wird verwendet, um den Wert der logischen Variablen bezüglich der Ionisation zu bestimmen.

Ist die Wahrscheinlichkeit kleiner als eine Grenze a_I , so erhält die entsprechende Hypothese die Marke F. Diese Grenze wurde abhängig gemacht von der maximalen Wahrscheinlichkeit P_{max} , die bei dem vorliegenden Ereignis vorkommt (ausgezogene Linie der Abbildung).



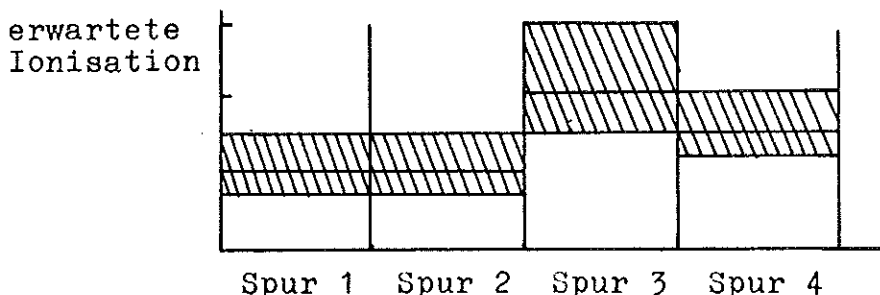
Ist die Wahrscheinlichkeit kleiner als $r_I \cdot P_{\max}$, aber größer als a_I , so erhält die Hypothese die Marke B. In allen übrigen Fällen wird die Marke C zugeordnet. Als geeignete Parameterwerte wurden ermittelt:

$$a_I = 5 \% \quad r_I = 0.1$$

3.13 Prüfung auf Konsistenz

Aufgrund der Kenntnis der erwarteten Ionisationswerte für die einzelnen Hypothesen lassen sich gewisse Prüfungen auf Konsistenz der Entscheidung machen. Dabei wird vorausgesetzt, daß zwischen Ionisation 1.0 und 1.4 unterschieden werden kann.

Denken wir uns folgenden Fall: Für ein Ereignis gibt es die Hypothesen A, B und C. Hypothese A ist richtig, B und C sind falsch. Die Hypothesen unterscheiden sich in der Massenzuordnung für eine Spur. Die erwarteten Ionisationswerte für diese Spur sind I_A, I_B, I_C . I_A und I_B unterscheiden sich um den Faktor $f_1 > 1.4$. I_A und I_C unterscheiden sich nur um den Faktor $f_2 < 1.4$. Dann erwarten wir, daß aufgrund der Ionisation Hypothese B verworfen wird, während die Hypothesen A und C akzeptiert werden. Das heißt, die Marken für die Hypothesen A und C sollten gleich sein, während Hypothese B eine andere Marke haben sollte. Allgemein läßt sich aufgrund der erwarteten Ionisationswerte der richtigen Hypothese für jede Spur ein sog. Akzeptanzbereich definieren, dessen Breite durch den Faktor 1.4 gegeben ist.



Hypothesen, deren Erwartungswerte innerhalb dieses Bereichs liegen, sollten akzeptiert werden, während alle anderen verworfen werden sollten.

Zur Definition des Akzeptanzbereichs wird die Hypothese mit der größten Wahrscheinlichkeit genommen. Ist die Ionisationsentscheidung unter Zugrundelegung dieses Akzeptanzbereichs nicht in sich konsistent, so werden die Parameter a_I und r_I ein wenig verändert und der Entscheidungsprozeß erneut gemacht. Wird auch durch eine solche geringfügige Veränderung der Parameter keine Konsistenz erreicht, so wird das Ereignis ausgedruckt und konventionell, evtl. durch Betrachtung auf einem Projektionstisch, entschieden.

Dieses Verfahren der Variation der Parameter muß bei ca. 10 % der Ereignisse angewendet werden. 2.5 % der Ereignisse müssen wegen Inkonsistenz der Entscheidung ausgedruckt werden. Ferner werden alle Ereignisse ausgedruckt, bei denen eine niederenergetische Spur keine Ionisationsmessung hat, oder wegen zu großer geometrischer Korrektur bei der Anpassung nicht verwendet wird. Dies betrifft etwa 2.5 % der Ereignisse, so daß bezüglich der Ionisation 95 % der Ereignisse automatisch entschieden werden.

3.14 Ergebnisse

Die so aufgrund der Ionisationsmessung durchgeführte Hypothesenauswahl wurde auf folgende Weise geprüft:

Es wurden Ereignisse ausgewählt, deren Massenzuordnung aufgrund der Kinematik bereits gesichert ist. Dies sind Ereignisse ohne neutrale Teilchen. Bei ihnen sind die vier Zwangsbedingungen des Energie- und Impulssatzes unabhängig voneinander erfüllt; keine ungemessenen Größen (z.B. der Impuls einer neutralen Spur) müssen daraus

bestimmt werden. Untersuchungen in verschiedenen Blasen-kammerexperimenten haben gezeigt, daß, wenn immer eine solche Hypothese mit nicht zu kleiner Wahrscheinlichkeit angepaßt werden kann, diese Massenzuordnung richtig ist.

Künstlich wurde nun eine zweite Hypothese erzeugt, die sich von der richtigen nur dadurch unterscheidet, daß bei einer Spur das Proton durch ein π -Meson ersetzt wurde oder umgekehrt. Beide Hypothesen, die richtige und die modifizierte, wurden dem Entscheidungsprozeß bezüglich der Ionisation unterworfen. Also z.B.:

$$\begin{array}{ll} pp \rightarrow pp\pi^+\pi^- & \text{richtige Hypothese} \\ pp \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-,n & \text{falsche Hypothese} \end{array}$$

Die Zahl der Fälle, in denen sich das Programm für die falsche Hypothese allein entschied, sei N_f , für beide N_z und nur für die richtige N_r . Es sei ferner $r = N_r / N_{\text{total}}$.

Für verschiedene Ereignisklassen (2-Spur-, 4-Spur-Ereignisse) sowie verschiedene Vertauschungen (π, p), (p, k), (π, k) wurde die Abhängigkeit der Größe r vom Impuls der Spur, deren Teilchen vertauscht wurde, untersucht.

Abb. 4a zeigt diese Verteilung für (π, p)-Vertauschung bei 4-Spur-Ereignissen. Untersucht wurden 276 Ereignisse. Die Zahl der falschen Entscheidungen ist sehr gering (0.5 %). Zwischen 0.3 GeV/c und 1.4 GeV/c können π -Mesonen und Protonen gut getrennt werden. Oberhalb von 1.5 GeV/c sind die Unterschiede zwischen π - und p -Ionisation kleiner als 40 %. Bei sehr kleinen Impulsen ist die Messung der Ionisation nur schlecht möglich, da diese Spuren meist kurz oder steil sind. Dieser Nachteil fällt jedoch kaum ins Gewicht, da fast alle diese Spuren in der Kammer stoppende Protonen sind. Ist der Stoppunkt gut gemessen, d.h. passen die Messungen des Stoppunkts in den

3 Kameras geometrisch gut zusammen, und liegt der Punkt im Innern der Kammer, so kann es sich im allgemeinen nur um ein Proton handeln. Berücksichtigt man diese Tatsache, so ist die Trennung auch bei kleinen Impulsen zufriedenstellend (Abb. 4b).

Die entsprechenden Ergebnisse für 1050 2-Spur-Ereignisse zeigt Abb. 4c. Auch hier ist die Zahl der falschen Entscheidungen sehr gering (0.1 %). Die Trennung bei kleinen Impulsen ist etwas besser als bei 4-Spur-Ereignissen. Der Grund hierfür ist in den Helligkeitsschwankungen auf den Bildern zu suchen, die bei 2-Spur-Ereignissen weniger stark ins Gewicht fallen. Verwendung der Stoppinformation verbessert die Trennung bei kleinen Impulsen wiederum erheblich (Abb. 4d).

Zusammenfassend läßt sich sagen: Bis zu einem Impuls von 1.5 GeV/c ist eine zufriedenstellende Trennung von Protonen und π -Mesonen möglich.

Abb. 5a,b zeigt die Trennung zwischen Protonen und k-Mesonen bei 4-Spur-Ereignissen und Abb. 5c,d bei 2-Spur-Ereignissen. Auch hier verbessert die Verwendung der Stoppinformation die Trennung bei kleinen Impulsen (Abb. 5b,d). Bis etwa 1.2 GeV/c ist eine Trennung von Protonen und k-Mesonen möglich.

k-Mesonen und π -Mesonen können etwa im Impulsbereich von 0.2 GeV/c bis 0.7 GeV/c getrennt werden (Abb. 5e).

3.2 Verwendung sonstiger Information

3.21 Kinematik

Die Wahrscheinlichkeit P aus der kinematischen Anpassung beschreibt, wie gut die Übereinstimmung einer Hypothese mit Energie- und Impulssatz ist. Nach dem gleichen Prinzip

wie für die Ionisation wird nun auch für die Kinematik eine Marke erzeugt, die die Werte T, C, B oder F haben kann. Nur für dieses Kriterium kann die Marke den Wert T annehmen, und zwar wird C in T verwandelt, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- a) es liegt eine 4c-Anpassung vor
- b) $P > 0.1 \%$

Die Konstanten a_K und r_K , die die F- und B-Bereiche definieren (3.12) wurden von der Zahl der Freiheitsgrade bei der Anpassung abhängig gemacht. Dabei wird davon ausgegangen, daß eine Hypothese umso glaubwürdiger ist, je größer die Zahl der Freiheitsgrade ist.

3.22 Vorwärts- Rückwärtsstreuung der Nukleonen

Zur Beurteilung einer Hypothese wird auch die Tatsache verwendet, daß die Nukleonen bevorzugt peripher erzeugt werden. Wir definieren

$$b = 1/2 \cdot |\cos\theta_1^* - \cos\theta_2^*|$$

θ_1^* , θ_2^* sind die Winkel der auslaufenden Nukleonen im Gesamtschwerpunktsystem bezogen auf die Richtung des Strahlprotons.

Wie eine Untersuchung der b-Verteilung für die Reaktionen $pp \rightarrow pp$ und $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ gezeigt hat, hat b in beiden Reaktionen Werte, die nahe bei 1 liegen. Für die erste Reaktion ist b im Mittel größer als für die zweite (LOW 71).

b_{\max} sei der maximale Wert für die verschiedenen Hypothesen eines Ereignisses. Ist b_{\max} kleiner als ein fester Wert a_p , so wird die Marke nicht gesetzt. Anderenfalls werden

folgende Kriterien angewendet

$$b_{\max} - b < 1 - a_p \quad \text{Marke} = C$$

$$b_{\max} - b > 1 - a_p \quad \text{Marke} = B$$

a_p hat die Werte 0.75 für 2-Spur-Ereignisse und 0.5 für 4-Spur-Ereignisse. Für alle anderen Topologien wird die Marke nicht gesetzt.

3.23 Stoppspuren

Hypothesen, die einem in der Kammer stoppenden positiven Teilchen ein π -Meson zuordnen, erhalten eine weitere Marke mit dem Wert F.

3.24 Gesamtbeurteilung

Anhand der vier beschriebenen Kriterien, Ionisation, Kinetik, periphere Erzeugung und Stoppen in der Kammer, muß nun eine Gesamtbeurteilung gewonnen werden. Für einige, manchmal für alle vier Kriterien, wurde eine Marke erzeugt, die eine Aussage macht über die Glaubwürdigkeit der Hypothese unter dem jeweiligen Aspekt. Aus diesen Marken wird nach folgendem Additionsschema eine Marke erzeugt, die die Gesamtbeurteilung darstellt.

	T	C	B	F
T	T	T	T	F
C	T	C	B	F
B	T	B	B	F
F	F	F	F	F

Für jedes Ereignis werden alle Hypothesen mit der besten Beurteilung akzeptiert, während die anderen als falsch verworfen werden.

Ist die beste Beurteilung B oder F, so wird das entsprechende Ereignis ausgedrückt und konventionell entschieden. Dies betrifft etwa 3 % der Ereignisse. Etwa 2 % der Ereignisse konnte überhaupt keine Hypothese durch die kinematische Anpassung zugeordnet werden. Auch in diesen Fällen wird keine automatische Entscheidung durchgeführt.

3.25 Ergebnisse

Etwa 90 % der Ereignisse können nach dem beschriebenen Verfahren automatisch entschieden werden. 10 % der Ereignisse werden vom Entscheidungsprogramm zusammen mit allen für die Entscheidung wichtigen Daten ausgedrückt und müssen konventionell entschieden werden, 5 % wegen schlechter Ionisationsmessung (3.13) und 5 % aus anderen Gründen (3.24).

Die Zuverlässigkeit der automatischen Entscheidung wurde gründlich untersucht. Von zwei Filmen mit unterschiedlicher Bildqualität (starker bzw. geringer Kontrast) wurden je 400 Ereignisse automatisch und konventionell entschieden. Die Zahl der falschen automatischen Entscheidungen war gering: je 2 Ereignisse. In diesen Fällen handelte es sich um Ereignisse, bei denen eine Spur deutlich ein Proton war, die kinematische Anpassung jedoch keine entsprechende Hypothese geliefert hatte.

Tab. 1 zeigt, wie groß die noch verbliebenen Mehrdeutigkeiten nach Anwendung des Entscheidungsprogramms auf die 12 GeV/c- und die 24 GeV/c-Daten sind. Hierbei muß man unterscheiden zwischen Hypothesen mit keinem oder einem neutralen Teilchen ("Fit-Hypothesen") und solchen mit mehreren neutralen Teilchen ("Nofit-Hypothesen"). Die Größe r_1 gibt die Zahl der Hypothesen pro Ereignis für alle Ereignisse und Hypothesen an, r_2 gibt die Zahl der Fit-Hypothesen pro Ereignis mit mindestens einer Fit-Hypothese an.

Ganz allgemein sieht man, daß die Mehrdeutigkeiten mit der Multiplizität der Ereignisse und der Energie des Strahlteilchens zunehmen, einmal weil die Zahl der möglichen Massenzuordnungen mit der Multiplizität wächst und zum anderen, weil die Massenbestimmung aufgrund der Ionisation nur bei kleinen Impulsen möglich ist. Ferner nimmt die mittlere Multiplizität der Ereignisse mit der Energie zu.

Tab. 2 zeigt zwischen welchen Hypothesen die Mehrdeutigkeiten bei 2-Spur-Ereignissen bevorzugt auftreten, bei 12 GeV/c- und bei 24 GeV/c-Daten. Die Zahlen bedeuten Anzahl von Hypothesen in Prozent. Sie geben an, wieviel Prozent der in der ersten Spalte angegebenen Hypothesen mit einer in der ersten Zeile angegebenen Hypothese mehrdeutig sind. Die Spalte $N_H=1$ gibt an, wieviel Prozent der Hypothesen eindeutig sind, und die Spalte $N_H>2$ gibt an, wieviel Prozent der Hypothesen mit mehr als einer weiteren Hypothese mehrdeutig sind. In den restlichen Spalten sind alle zweideutigen Hypothesen berücksichtigt. Tab. 3 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für 4-Spur-Ereignisse.

Fit-Hypothesen mit einem Neutron werden von den zugehörigen multineutralen Hypothesen besser getrennt als solche mit einem π^0 . Diese Tatsache ist mit den Verteilungen des fehlenden Massequadrats erklärbar. Abb. 6 zeigt diese Verteilungen für verschiedene 4-Spur-Reaktionen bei beiden Energien. σ_{π^0} , σ_n seien die Varianzen der Gaußverteilungen für die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^-\pi^0$. Den 12 GeV/c-Daten z.B. entnimmt man $\sigma_{\pi^0}=0.02 (\text{GeV}/c^2)^2$ und $\sigma_n=0.08 (\text{GeV}/c^2)^2$. Die minimale Differenz der Massenquadrate für die Fit- und die multineutralen Hypothesen beträgt damit für die π^0 -Ereignisse

$$M^2(\pi^0\pi^0) - M^2(\pi^0) = 2.6\sigma_{\pi^0}$$

und für die n-Ereignisse

$$M^2(n\pi^0) - M^2(n) = 3.2\sigma_n$$

Insgesamt konnten durch die automatische Entscheidungsprozedur bei 12 GeV/c 54 % der multineutralen und 45 % der Fit-Hypothesen und bei 24 GeV/c 48 % der multineutralen und 47 % der Fit-Hypothesen verworfen werden.

III. Überblick über die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$

1. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$

Für die Messung totaler Wirkungsquerschnitte sind Zählerexperimente besser geeignet als Blasenkammerexperimente. Wirkungsquerschnitte für bestimmte Reaktionen mit mehreren auslaufenden Teilchen jedoch lassen sich am besten in der Blasenkammer messen, da hier alle geladenen Teilchen direkt nachgewiesen werden. Besonders gut sind die Messungen für Reaktionen ohne neutrale Teilchen, da hier im allgemeinen eine eindeutige Massenzuordnung möglich ist (II.3).

Tab. 4a zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte für pp -Reaktionen bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c (SCH 72). In unseren Werten sind 1.9 mb Musterungsverlust infolge der Kleinwinkelstreuung enthalten. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen unsere Werte mit den genaueren Zählerdaten überein (FOL 67).

Tab. 4b zeigt die auf die Zählerdaten normierten Zahlen für den Wirkungsquerschnitt pro Ereignis. Die erste Zeile (I-IV) gibt die Zahlen für die Ereignismenge an, die für die Untersuchungen in den Kapiteln I-IV verwendet wurde. Die zweite Zeile (V-VI) zeigt diejenigen für die größere Zahl von Ereignissen, die für die Untersuchungen der Kapitel V und VI zur Verfügung stand¹⁾. Sie gelten allgemein für 4-Spur-Ereignisse.

Tab. 4c gibt die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c und 24 GeV/c an. Die Fehler beinhalten systematische Fehler und wurden auf etwa 10 % geschätzt. Der statistische Fehler ist kleiner als 2 %.

¹⁾ Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-)$ bei 24 GeV/c wurde ebenfalls aus der größeren Ereigniszahl berechnet.

Abb. 7 zeigt den energieabhängigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts für diese Reaktion (PDG 70). Einem Anstieg an der Schwelle folgt ein allmählicher Abfall bis zu einem fast konstanten Wert bei höheren Energien.

2. Analyse des longitudinalen Phasenraums

2.1 Beschreibung des longitudinalen Phasenraums

Die Zahl der unabhängigen Variablen eines Endzustands mit n Teilchen beträgt $3n-4$. Van Hove (HOV 69) hat darauf hingewiesen, daß ein Großteil der Information über die Dynamik bei Hadronwechselwirkungen durch die Longitudinalimpulse bereits gegeben ist. Die Transversalimpulse sind meist sehr viel kleiner als die Longitudinalimpulse und ihre Verteilung ist im wesentlichen unabhängig von der Multiplizität der Ereignisse, der Energie und der Art der Strahlteilchen. Daher schlug er vor, Reaktionen mit Endzuständen mit mehr als zwei Teilchen im sog. longitudinalen Phasenraum (LPS) zu untersuchen. Der LPS ist ein $(n-1)$ -dimensionaler Hyperraum der longitudinalen Schwerpunktsimpulse, der definiert ist durch die Zwangsbedingung:

$$\sum_{i=1}^n q_i = 0$$

q_i Longitudinalimpulse im Schwerpunktsystem.

Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ hat dieser Hyperraum drei Dimensionen. Bei spezieller Wahl der Achsen wird er begrenzt durch ein Kubooktaëder.

Um zu einer Darstellung in zwei Dimensionen zu gelangen, gehen wir zu folgenden Variablen über:

$$x_i = 2q_i/Q \quad Q = \sum |q_i|$$

Jetzt gelten die beiden Zwangsbedingungen

$$\sum x_i = 0 \quad \text{und} \quad \sum |x_i| = 2$$

und es gibt nur noch 2 unabhängige Variable x_{\pm} . Wählen wir die x_{\pm} der beiden π -Mesonen (x_+, x_-) als unabhängige Variable, so läßt sich die LPS-Analyse in der (x_+, x_-)-Ebene durchführen.

Die Zahl der Ereignisse, bei denen beide Protonen Longitudinalimpulse mit gleichem Vorzeichen haben, ist vernachlässigbar klein. Daher genügt es, je nach Vorzeichen der Longitudinalimpulse der π -Mesonen, vier Klassen von Ereignissen zu unterscheiden.

Klasse	$x > 0$	$x < 0$
1	$p_1 \pi^+$	$p_2 \pi^-$
2	$p_1 \pi^-$	$p_2 \pi^+$
3	$p_1 \pi^+ \pi^-$	p_2
4	p_1	$p_2 \pi^+ \pi^-$

Die kinematischen Grenzen dieser Ereignisklassen in der (x_+, x_-)-Ebene sind für die Klassen 1 und 2 Quadrate und für die Klassen 3 und 4 Dreiecke (Abb. 8a).

In den quadratischen Bereichen dominieren π -Austauschprozesse, in den Dreiecken diffraktive Prozesse. Ereignisse, die über den Doppel-Pomeron-Graphen erzeugt werden, sollten im Zentrum bei $x_+ = x_- = 0$ liegen. Wegen der Symmetrie des Anfangszustands sind die Bereiche 1 und 2 sowie 3 und 4 äquivalent.

Wir unterteilen die Gesamtfläche in Bereiche B , die durch die Geraden

$$x_{\pm} = -1, -7/8, \dots, 0, 1/8 \dots 1$$

definiert sind.

Wenn wir Auskunft über die Dynamik der Reaktion erhalten wollen, müssen wir die kinematischen Effekte eliminieren. Dies geschieht durch Bewichtung jedes Ereignisses mit dem reziproken Phasenraumfaktor (HOV 70).

$$w(x) = \left(\sum_i x_i^2 / E_i^* \right) \cdot \left(\prod_i E_i^* \right) \cdot (Q/2)^{-1}$$

E_i^* Schwerpunktsenergie des i -ten Teilchens.

$N_W = \sum_B w(x)$ ist dann proportional zum Quadrat des Matrixelements für Ereignisse, die im Bereich B liegen.

Um Daten von verschiedenen Experimenten bei verschiedenen Energien vergleichen zu können, multiplizieren wir die totalen Gewichte noch mit dem Faktor

$$f = \sigma \cdot N^{-1} \cdot s^{-1} \quad N'_W = f \cdot N_W$$

- σ Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
- N totale Zahl von Ereignissen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
- s Quadrat der totalen Schwerpunktsenergie

2.2 Analyse der Daten im longitudinalen Phasenraum

Die Verteilung der totalen Gewichte N'_W bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c zeigt Abb. 8. Bei beiden Energien ist im Dreieck ein Maximum der Verteilung erkennbar. Es ist bei 12 GeV/c relativ weniger stark ausgeprägt als bei 24 GeV/c. Ein beträchtlicher Teil der Reaktion scheint diffraktiv abzulaufen und der Anteil, der über π -Austausch abläuft, mit der Energie abzufallen.

Um diese Energieabhängigkeit zu untersuchen, wurde der Wirkungsquerschnitt für je einen Bereich im Dreieck und im Quadrat bei beiden Energien berechnet und mit Experi-

menten bei anderen Energien verglichen (YAM 71). Abb. 9a zeigt, daß der Abfall des Wirkungsquerschnitts mit der Energie für Ereignisse im Quadrat stärker ist als für die im Dreieck. Für Zweiteilchen- und Quasizweiteilchenreaktionen gilt $\sigma \propto p_{\text{lab}}^{-n}$, mit $n \approx 2$ für π -Austausch und $n \approx 0$ für Pomeron austausch (KIT 71). Eine ähnliche Tendenz ist auch für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ erkennbar. Eine auf diesem Verfahren beruhende quantitative Abschätzung der Energieabhängigkeit von π -Austausch oder Diffraktion ist jedoch nicht sinnvoll. Bei endlichen Energien stellt nämlich die Begrenzung der Sektoren keine klare Trennungslinie zwischen verschiedenen Erzeugungsmechanismen dar. Vielmehr kann ein in einem Sektor dominierender Mechanismus weit in einen anderen hineinreichen.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse aus dem zentralen Bereich der (x_+, x_-) -Ebene ist von besonderem Interesse, denn dieser Bereich entspricht dem Doppel-Pomeron-Graphen. Abb. 9b zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich mit der Energie abfällt. Ein evtl. vorhandener konstanter Beitrag, der von dem Doppel-Pomeron-Austausch herrühren würde, kann in dieser Darstellung nicht isoliert werden, da der Zentralbereich bei Beschleunigerenergien noch zu sehr von den Nachbarbereichen überlagert ist. Eine andere Methode zur Isolierung solcher Ereignisse wird in Kapitel VI beschrieben.

IV. Vergleich mit Einpionenaustauschmodellen

1. Experimentelle Hinweise auf Einpionenaustausch

Eine experimentell klar erkennbare Eigenschaft hadronischer Wechselwirkungen ist ihr peripherer Charakter (II 3.22). Das bedeutet anschaulich: Die Teilchen wechselwirken mit ihrer Peripherie, und physikalisch: Die Wechselwirkung kommt durch Kräfte mit großer Reichweite zustande, bzw. durch Austausch von Hadronen mit kleiner Masse. Das am besten untersuchte und bestätigte Modell dieser Art ist das Einpionenaustauschmodell (GOE 58, CHE 59, SAL 60, WOL 69).

Für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ kommt vor allem der in Abb. 10a dargestellte Einpionenaustauschgraph in Frage. Einige Eigenschaften der an den Vertizes stattfindenden Wechselwirkungen des virtuellen π -Mesons mit den Protonen werden im folgenden untersucht und mit den entsprechenden Ergebnissen reeller (πp) -Wechselwirkungen verglichen.

1.1 Winkelverteilungen

Aufgrund der in Kapitel III 2 beschriebenen Ergebnisse der LPS-Analyse ist zu erwarten, daß lediglich ein Teil der $pp\pi^+\pi^-$ -Ereignisse durch π -Austausch erzeugt wird. Eine solche Teilmenge könnten z.B. Ereignisse mit Δ^{++} -Erzeugung bilden. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow p\Delta^{++}\pi^-$ beträgt bei 12 GeV/c etwa 1.3 mb (LOW 71). Eine Anreicherung solcher Ereignisse kann durch Abfrage auf die folgenden Bedingungen erhalten werden

$$(a) \quad |\cos\theta_{p_1\pi^+}^*| > 0.965$$

$$(b) \quad 1.16 \text{ GeV} \leq M(p_1\pi^+) \leq 1.30 \text{ GeV}$$

$\theta_{p\pi^+}^*$ Winkel zwischen einlaufendem Proton und auslaufendem
($p\pi^+$)-System im Gesamtschwerpunktsystem

Die Bedingungen (a) und (b) sind bei 40 % der 12 GeV/c-Ereignisse und bei 45 % der 24 GeV/c-Ereignisse erfüllt.

Für diese Ereignisse wurde die Verteilung des Streuwinkels α zwischen einlaufendem und auslaufendem Proton am Vertex II (Abb. 10a) in Abhängigkeit von der ($p_2\pi^-$)-Masse untersucht. Die Winkelverteilung wurde für verschiedene Massenintervalle in eine Reihe von Legendre-Polynomen zerlegt und die Anteile der einzelnen Partialwellen bestimmt.

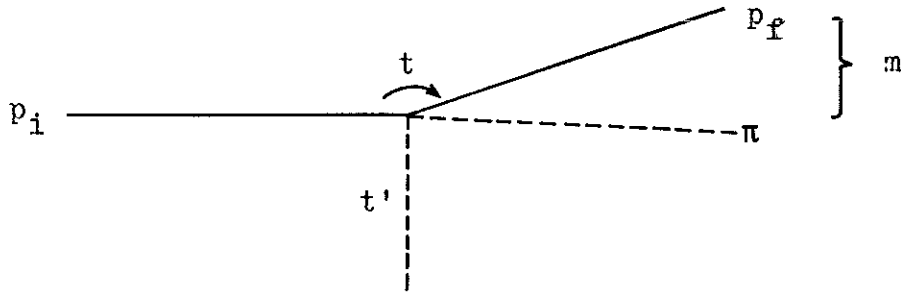
$$d\sigma/d\Omega = \chi^2 \cdot \sum_1 A_1 P_1(\cos\vartheta) = (\sigma/4\pi) \cdot \sum_1 A_1/A_0 \cdot P_1(\cos\vartheta)$$

$$A_1/A_0 = (2l+1) \cdot \langle P_1(\cos\vartheta) \rangle$$

Abb. 11 zeigt die Abhängigkeit der A_1/A_0 von der ($p\pi^-$)-Masse, wie sie sich für die 12 GeV/c-Daten ergibt. Die durchgezogenen Kurven geben die entsprechenden Ergebnisse der elastischen (π^-p)-Streuung wider. Abb. 12 zeigt die Ergebnisse der 24 GeV/c-Daten. Die Übereinstimmung der Daten mit den Kurven ist recht gut. Besonders bei den 12 GeV/c-Daten jedoch liegen die off-shell-Werte zum Teil systematisch etwas höher als die on-shell-Kurven. Eine entsprechende Analyse wurde auch am Vertex I (Abb. 10a) gemacht. Dafür wurden alle Ereignisse berücksichtigt, die die Bedingung (a) erfüllten. Die Ergebnisse der 12 GeV/c-Daten zeigt Abb. 13, die der 24 GeV/c-Daten Abb. 14. Auch hier zeigen die Daten etwa die gleiche Tendenz wie die Kurven der elastischen (π^+p)-Streuung.

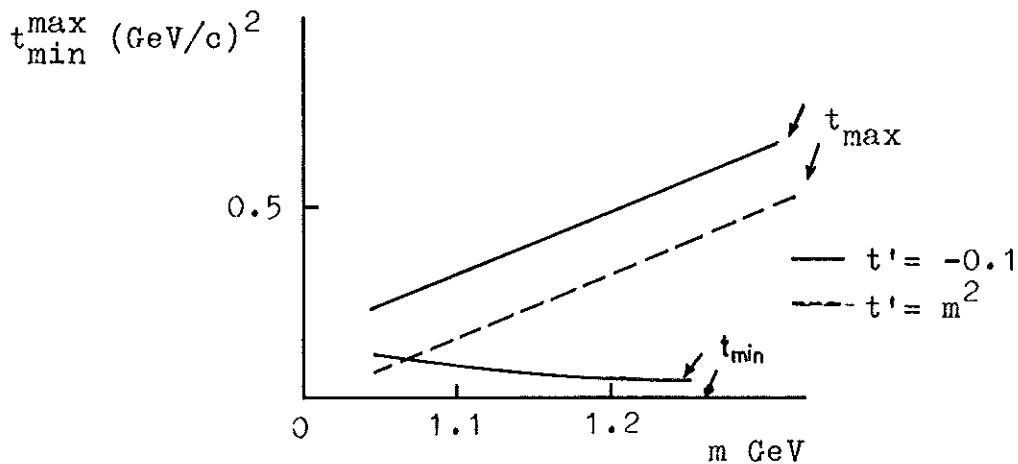
An beiden Vertizes sind bei einigen A_1/A_0 Abweichungen bei kleinen Massen, besonders in der (π^+p)-Streuung bei A_1/A_0 erkennbar. Die gleichen Diskrepanzen wurden in verschie-

denen Experimenten auch bei Untersuchung der Reaktionen $\pi^+p \rightarrow (p\pi^+)\pi^+\pi^-$ und $k^+p \rightarrow (p\pi^+)k^+\pi^-$ beobachtet (COL 69). Daher kann vermutet werden, daß die Ursache dafür nicht in speziellen Gegebenheiten der einzelnen Reaktionen gesucht werden muß, sondern in der virtuellen Natur des ausgetauschten π -Mesons. Colton und Schlein gaben die folgende darauf beruhende Erklärung



$$t = (P_f - P_i)^2 \quad t' = (P_m - P_i)^2 \quad P: \text{ Vierervektoren}$$

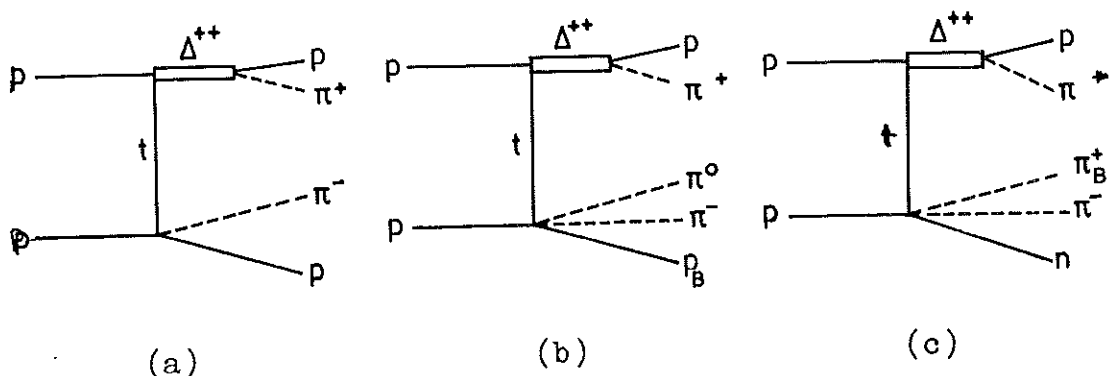
Der maximale und minimale Wert des Impulsübertrags t hängt außer von der Masse m des $(p\pi)$ -Systems auch noch von t' ab. In der freien (πp) -Streuung ist $t' = m^2$, hier hingegen ist $t' < 0$. Man mittelt also bei festem m jeweils über verschiedene t -Bereiche bei der Berechnung von $\langle P_1(\cos \theta) \rangle$. Diese t -Bereiche unterscheiden sich umso mehr, je kleiner die Masse m und je größer $|t'|$ ist.



Bei großen Massen liegen die Daten systematisch über den Kurven aus der freien (πp) -Streuung. Bei den $(\pi^+ p)$ -Daten mag das daran liegen, daß bei großen Massen der Beitrag von Ereignissen, die nicht über π -Austausch erzeugt werden, stärker ist. Da der Effekt aber auch bei den $(\pi^- p)$ -Daten erkennbar ist und ebenfalls in den oben erwähnten Reaktionen anderer Experimente beobachtet wurde, liegt es nahe anzunehmen, daß auch diese Abweichung mit der virtuellen Natur des ausgetauschten π -Mesons zusammenhängt. Die virtuelle (πp) -Streuung scheint peripherer abzulaufen als die reelle.¹⁾

1.2 Inelastizitäten

Wenn die Vorstellung des Einpionenaustauschs in der Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} p \pi^-$ zutrifft, sollten am unteren Vertex auch inelastische (πp) -Wechselwirkungen möglich sein.



Ereignisse aus den Reaktionen zu den Graphen (a), (b), (c) werden, ähnlich wie in 1.1, mit Hilfe der Kriterien

$$1.16 \text{ GeV} \leq M(p\pi^+) \leq 1.30 \text{ GeV}$$

$$|t| < 0.2(\text{GeV}/c)^2$$

1) Der gleiche Effekt wird auch in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ gefunden (DRE 71).

ausgewählt. Ferner wurden für (b) nur Ereignisse mit $\cos^*(p_{\text{Strahl}}, p_B) < 0$ und für (c) nur solche mit $\cos^*(p_{\text{Strahl}}, \pi_B^+) < 0$ berücksichtigt (p_{Strahl} entspricht also dem einlaufenden Proton am oberen Vertex in (b) bzw. (c)). Das ist jeweils die Hälfte der Ereignisse, für die das positive Teilchen, das nicht zum Δ^{++} gehört, im Laborsystem den kleineren Impuls hat und damit besser identifiziert werden kann.

Abb. 15 zeigt die Chew-Low-Verteilungen für die drei Reaktionen bei beiden Energien. Für alle Reaktionen ist deutlich ihr peripherer Charakter erkennbar, wie es nach der Vorstellung des Einpionenaustauschs zu erwarten ist.

Als Maß für die Inelastizität der (π^-p) -Wechselwirkung am unteren Vertex untersuchen wir das Verhältnis des inelastischen Wirkungsquerschnitts zum elastischen in Abhängigkeit von der Masse am unteren Vertex.

$$r_1(M) = \frac{\sigma_{\Delta^{++}n\pi^+\pi^-}(M(n\pi^+\pi^-)=M)}{\sigma_{\Delta^{++}p\pi^-}(M(p\pi^-)=M)}$$

$$r_2(M) = \frac{\sigma_{\Delta^{++}p\pi^-\pi^0}(M(p\pi^-\pi^0)=M)}{\sigma_{\Delta^{++}p\pi^-}(M(p\pi^-)=M)}$$

Die Abhängigkeit dieser Verhältnisse von der Masse M zeigt die Abb. 16. Die Bänder geben die entsprechenden Werte der reellen (π^-p) -Streuung wider. Die ungefähre Übereinstimmung mit den reellen (π^-p) -Messungen zeigt, daß für die ausgewählten Ereignisse in allen drei Reaktionen π -Austausch dominiert und daß die Korrekturen, die den Übergang vom reellen zum virtuellen π beschreiben für die drei Reaktionen (a), (b) und (c) nicht wesentlich verschieden sind.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Die auf der Vorstellung des π -Austauschs beruhende Untersuchung der Winkelverteilung und der Inelastizität der virtuellen (πp) -Streuung zeigt eine ungefähre Übereinstimmung mit den Ergebnissen der freien (πp) -Streuung. Die erkennbaren Abweichungen beruhen auf der virtuellen Natur des ausgetauschten π -Mesons. Sie wurden auch in anderen Experimenten beobachtet.

Untersuchungen dieser Art sind wichtig für die Gewinnung von Daten über die $(\pi\pi)$ -Streuung. Die Prozedur der Extrapolation von (πp) -Daten aus (pp) -Daten ist die gleiche wie die der Gewinnung von $(\pi\pi)$ -Daten aus (πp) -Daten. Das Ergebnis ist hier bereits bekannt. Daher kann auf diese Weise die Zuverlässigkeit solcher Extrapolationsverfahren getestet werden.

2. Einpionenaustauschmodell (OPE-Modell)

2.1 Beschreibung des Modells

Nach dem Einpionenaustauschmodell ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt für das Diagramm (a) aus Abb. 10 gegeben durch (WOL 69):

$$\frac{d^5\sigma}{d|t|dM_1d\cos\vartheta_1dM_2d\cos\vartheta_2} = \quad (2.11)$$

$$= \frac{1}{4\pi^3 p^{*2} s} \cdot M_1^2 q_1^{\text{off}} \cdot \frac{d\sigma(M_1, \cos\vartheta_1, t)}{d\cos\vartheta_1} \cdot \frac{1}{(t-\mu^2)^2} \cdot M_2^2 q_2^{\text{off}} \cdot \frac{d\sigma(M_2, \cos\vartheta_2, t)}{d\cos\vartheta_2}$$

- $s = (P_a + P_b)^2$ Quadrat der Gesamtenergie im CMS
 $p^* = P(s, M_a^2, M_b^2)$ CMS-Impuls im Anfangszustand
 $t = (P_a - (P_1 + P_{\pi^+}))^2$ Quadrat des Viererimpulsübertrags
 $q_1^{\text{off}} = P(M_1^2, t, M_a^2)$ Impuls des ausgetauschten Pions im $(p_1 \pi^+)$ -CMS
 $q_2^{\text{off}} = P(M_2^2, t, M_b^2)$ Impuls des ausgetauschten Pions im $(p_2 \pi^-)$ -CMS
 $M_1^2 = (P_1 + P_{\pi^+})^2$ Quadrat der effektiven Masse des $(p_1 \pi^+)$ -Systems
 $M_2^2 = (P_2 + P_{\pi^-})^2$ Quadrat der effektiven Masse des $(p_2 \pi^-)$ -Systems
 u Masse des Pions
 ϑ_1 Winkel zwischen p_a und p_1 im $(p_1 \pi^+)$ -CMS
 ϑ_2 Winkel zwischen p_b und p_2 im $(p_2 \pi^-)$ -CMS

$\frac{d\sigma(M_1, \cos\vartheta_1, t)}{d\cos\vartheta_1}$ differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^+p - \pi^+p$ mit virtuellem einlaufendem π^+ (off-shell)

$\frac{d\sigma(M_2, \cos\vartheta_2, t)}{d\cos\vartheta_2}$ differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^-p - \pi^-p$ mit virtuellem einlaufendem π^- (off-shell)

Die Schwierigkeit des Modells liegt in der Verknüpfung der off-shell Wirkungsquerschnitte mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten der elastischen (πp)-Streuung. Die Born-Approximation liefert zu große OPE-Wirkungsquerschnitte für große $|t|$.

Von G. Wolf (WOL 69) wurde ein Verfahren vorgeschlagen, das die off-shell (πp)-Wirkungsquerschnitte unter Benutzung der Benecke-Dürr-Formfaktoren (BEN 68) mit den on-shell-Daten verknüpft.

Es sei J der Gesamtdrehimpuls des (πp)-Systems und L sein Bahndrehimpuls. Dann gilt z.B. am oberen Vertex für $J=L+1/2$

$$q_1^{\text{off}} \frac{d\sigma^L(M_1, \cos\vartheta_1, t)}{d\cos\vartheta_1} = \frac{(M_1 \pm m_p)^2 - t}{(M_1 \pm m_p)^2 - \mu^2} \cdot \frac{u_L(q_1^{\text{off}}, R)}{u_L(q_1, R)} \cdot q_1 \frac{d\sigma^L(M_1, \cos\vartheta_1)}{d\cos\vartheta_1}$$

und für $J = L-1/2$

$$q_1^{\text{off}} \frac{d\sigma^L(M_1, \cos\vartheta_1, t)}{d\cos\vartheta_1} = \frac{(M_1 \pm m_p)^2 - \mu^2}{(M_1 \pm m_p)^2 - t} \cdot \frac{u_L(q_1^{\text{off}}, R)}{u_L(q_1, R)} \cdot q_1 \frac{d\sigma^L(M_1, \cos\vartheta_1)}{d\cos\vartheta_1}$$

das $+(-)$ Zeichen steht für positive (negative) Parität des (πp)-Systems.

$q_1 = P(s, m_p^2, \mu^2)$ Impuls des Endzustands im (p, π^+) -CMS

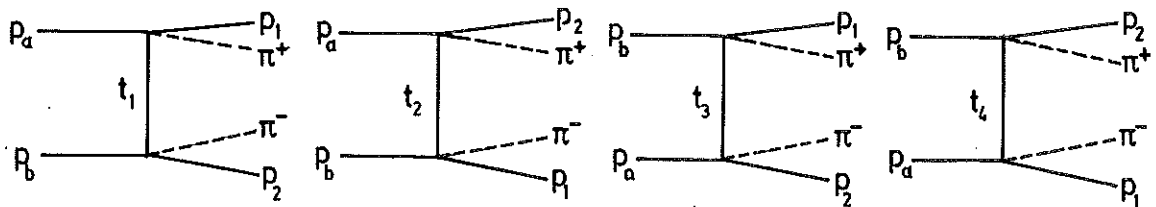
$u_L(x) = \frac{1}{2x^2} \cdot Q_L\left(1 + \frac{1}{2x^2}\right)$ Q_L Legendre-Funktion 2. Art

R stellt den Wechselwirkungsradius für die betreffende Partialwelle dar.

Für den $(p\pi^+)$ -Vertex wurden die Partialwellen P_{33} und F_{37} und für den $(p\pi^-)$ -Vertex die Partialwellen P_{33} , S_{11} , P_{11} , D_{13} , D_{15} , F_{15} und F_{17} berücksichtigt. Die Superposition der einzelnen Partialwellen wurde wie in Ref. (WOL 69) beschrieben vorgenommen. Die R-Parameter wurden der gleichen Ref. entnommen. Da die R-Parameter für den Vergleich mit den Daten nicht neu bestimmt wurden, kann die Vorhersage des Modells als absolut angesehen werden.

2.2 Vergleich mit den experimentellen Daten

Wegen der Ununterscheidbarkeit der Protonen können die Teilchen eines Ereignisses auf vier verschiedene Arten zu dem Graphen (a) der Abb. 10 zusammengesetzt werden.



Da das OPE-Modell nur für kleine Impulsüberträge gültig ist, wurden für den Vergleich mit dem Modell alle Kombinationen mit $|t_1| > 1.0$ $(\text{GeV}/c)^2$ ausgeschlossen. Bei 12 GeV/c (24 GeV/c) erfüllen 1.4 (1.5) Kombinationen pro Ereignis die Bedingung $|t_1| < 1.0$ $(\text{GeV}/c)^2$.

Abb. 17a-h und Abb. 18a-h zeigen verschiedene experimentelle Verteilungen bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c Laborimpuls. Die ausgezogenen Kurven geben die Vorhersage des

OPE-Modells wider. Eine ungefähre Übereinstimmung zwischen Kurven und experimentellen Daten kann festgestellt werden, wenngleich in einigen Verteilungen deutliche Diskrepanzen beobachtet werden.

So wird z.B. die Resonanzstruktur bei kleinen $(p\pi^+\pi^-)$ -Massen von dem Modell nicht beschrieben. Das ist nicht anders zu erwarten, da durch den bei den Rechnungen berücksichtigten Graphen (Abb. 10a) die Produktion von $(p\pi^+\pi^-)$ -Resonanzen nicht beschrieben werden kann. Eine Rechnung des sogenannten Drell-Graphen (Abb. 10b) gab kein befriedigendes Resultat. Nach einem Verfahren von G. Wolf (WOL 71) wurde ein empirischer Formfaktor für den $(p\pi^+\pi^-)$ -Vertex verwendet. Der $\pi^0 p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ Wirkungsquerschnitt wurde der Ref. (FER 63) und die Impuls- und Winkelverteilung des π^- im $(p\pi^+\pi^-)$ -CMS der Ref. (DEH 64) entnommen. Die Winkelverteilung von p und π^+ im $(p\pi^+\pi^-)$ -CMS wurde isotrop angenommen. Das Ergebnis der Rechnung zeigt keine deutliche Anhäufung von Ereignissen bei kleinen $(p\pi^+\pi^-)$ -Massen und kann damit die Resonanzerzeugung in diesem Massenbereich nicht beschreiben.

Die Diskrepanz in der $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung kann als Reflexion der Diskrepanz in der $(p\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung erklärt werden.

Ferner wird die experimentell beobachtete Anisotropie der Treiman-Yang-Winkelverteilung nur unzureichend von dem OPE-Modell beschrieben. Auch das kann nicht weiter überraschen, da das π -Meson keinen Spin hat und somit kein Drehimpuls zwischen den Vertices ausgetauscht werden kann. (Ein einziger OPE-Graph hat eine isotrope Treiman-Yang-Winkelverteilung. Die geringe Anisotropie der OPE-Vorhersage kommt hier durch die Berücksichtigung mehrerer Teilchenkombinationen zustande.) G. Wolf weist jedoch darauf hin, daß eine bessere Beschreibung dieser Anisotropie durch

Berücksichtigung von Absorptionseffekten in Anfangs- bzw. Endzustandswechselwirkungen (JAC 65) gewonnen werden kann.

Schließlich zeigt sich, daß der Wirkungsquerschnitt bei 24 GeV/c von dem OPE-Modell um etwa 30 % zu groß vorhergesagt wird.

3. Reggisiertes Einpionenaustauschmodell (RPE-Modell)

Im vorangehenden Abschnitt haben wir gesehen, daß die Beschreibung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ durch das OPE-Modell unter Zugrundelegung des Graphen (a) der Abb. 10 in einigen Punkten nicht befriedigend ist. Offenbar wird durch das Modell nur ein Teil der Reaktion beschrieben. Daher wurde ein Modell untersucht, das sich im wesentlichen von dem OPE-Modell dadurch unterscheidet, daß das ausgetauschte Pion reggisiert wird.

3.1 Beschreibung des Modells

Dem Modell liegt der Graph (c) der Abb. 10 zugrunde. Der Propagator $1/(t-\mu^2)^2$ in (2.11) wird durch den folgenden Ausdruck ersetzt:

$$\frac{N(t, t_1, t_2) \pi^{2\alpha'}{}^2}{2(1-\cos(\pi\alpha(t)))} \cdot \left(\frac{s_{\pi\pi}}{s_0} \right)^{2\alpha(t)} \quad (3.11)$$

$\alpha(t) = \alpha'(t-\mu^2)$ α' : Steigung der Piontrajektorie

$$s_{\pi\pi} = s_{\pi\pi}^i - t_1 - t_2 + (t+t_1-\mu^2)(t+t_2-\mu^2)/2t$$

$$s_{\pi\pi}^i = (P_{\pi^+} + P_{\pi^-})^2 \quad t = (P_a - (P_1 + P_{\pi^+}))^2$$

$$t_1 = (P_a - P_1)^2 \quad t_2 = (P_b - P_2)^2$$

Diese Parametrisierung stammt aus dem multiperipheren Regge-Modell von Bali, Chew und Pignotti (BAL 67) und Berger (BER 68). Die Funktion $N(t, t_1, t_2)$ beschreibt die unbekanntenen Kopplungen an den beiden internen Vertices.

Wie schon von Rushbrooke et al. (RUS 69) und von Borecka et al. (BOR 71) wurden folgende Näherungen gemacht:

(a) $N(t, t_1, t_2) = 1$

(b) $\alpha' = 1 \text{ GeV}^{-2}$

(c) Die differentiellen off-shell-Wirkungsquerschnitte $d\sigma(M, \cos\vartheta, t)/d\cos\vartheta$ wurden durch die entsprechenden on-shell-Wirkungsquerschnitte $d\sigma(M, \cos\vartheta)/d\cos\vartheta$ ersetzt.

Durch diese Näherungen bleibt als einziger freier Parameter s_0 . Die Hoffnung ist, daß durch geeignete Justierung dieses Parameters die off-shell-Effekte sowie die t-Abhängigkeit der beiden internen Vertices berücksichtigt werden können.

Bei den Rechnungen muß ferner berücksichtigt werden, daß (3.11) bei $t \approx -2$ einen Pol hat. Diese Schwierigkeit könnte durch eine hyperbolische Fortsetzung von (3.11) für $\alpha(t) \geq 1$ umgangen werden. Da wir für den Vergleich mit den Daten nur Graphen mit $|t| < 1.0$ (2.2) betrachten, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Abb. 19a,b zeigt die $d\sigma/dt$ -Vorhersage für verschiedene s_0 -Werte bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c. Abb. 19c,d zeigt die α' -Abhängigkeit der $d\sigma/dt$ -Verteilungen. Durch Variation dieser Parameter wird die Form der Verteilung nur wenig verändert. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Parametern ist deutlich erkennbar. Variation von s_0 bewirkt etwa das gleiche wie eine Variation von α' .

3.2 Vergleich mit den experimentellen Daten

Für die 12 GeV/c-Daten wurde $s_0 = 0.11 \text{ GeV}^2$ gewählt. Denselben Wert haben Borecka et al. (BOR 71) für die Reaktion

$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c verwendet. Die gestrichelten Kurven in Abb. 17 zeigen die Vorhersagen des RPE-Modells für verschiedene experimentelle Verteilungen bei 12 GeV/c. Die Verbesserung gegenüber den OPE-Kurven ist signifikant. Interessant ist, daß die Anisotropie des Treiman-Yang-Winkels richtig wiedergegeben wird. Ferner wird die $(p\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung auch bei kleinen Massen von dem Modell im Mittel richtig beschrieben. Allerdings zeigen sich bei einem detaillierten Vergleich von RPE mit diesen diffraktiv erzeugten Ereignissen einige Widersprüche. So ist z.B. die Verteilung des Azimutalwinkels $\phi(\text{Tr. Yang})$ zwischen Strahlproton und auslaufendem π^- im Jacksonsystem der Reaktion $pp \rightarrow pN^*$ ($N^* \rightarrow (p\pi^+)\pi^-$) bei kleinen $(p\pi^+\pi^-)$ -Massen weniger stark anisotrop als von dem Modell vorhergesagt wird. (Ähnliche Abweichungen zeigen die entsprechenden OPE-Kurven)

Für die 24 GeV/c-Rechnungen mußte der Parameter s_0 neu justiert werden. Der 12 GeV/c-Wert $s_0 = 0.11 \text{ GeV}^2$ liefert bei 24 GeV/c einen um ca. 50 % zu großen Wirkungsquerschnitt. Die Anpassung an die $d\sigma/dt$ -Verteilung ergab $s_0 = 0.08 \text{ GeV}^2$. Die gestrichelten Kurven in Abb. 18 zeigen die RPE-Vorhersagen für verschiedene experimentelle Verteilungen bei 24 GeV/c Laborimpuls. Auch hier zeigt sich, daß die RPE-Kurven deutlich besser mit den experimentellen Verteilungen übereinstimmen als die OPE-Kurven.

V. Erzeugung von mesonischen Resonanzen

1. Nachweis von ρ - und f -Erzeugung

Bisher gibt es nur wenige experimentelle Hinweise auf die Erzeugung von ρ -Mesonen in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ (V 3). Die Schwierigkeit, ρ -Erzeugung in dieser Reaktion zu untersuchen, besteht vor allem darin, daß die $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung in der Gegend der ρ -Masse stark abfällt. Evtl. vorhandene ρ -Produktion macht sich lediglich als Schulter bemerkbar.

Die starke Anhäufung von Ereignissen bei kleinen $(\pi^+\pi^-)$ -Massen beruht hauptsächlich auf der Reflexion der Resonanzproduktion bei kleinen $(p\pi^+\pi^-)$ -Massen (Abb. 17e, 18e). Abb. 20a,b zeigt das $(\pi^+\pi^-)$ -Massenspektrum bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c. Die schraffierte Verteilung entspricht Ereignissen mit $M(p\pi^+\pi^-)_0^1 < 1.8$ GeV. Die schraffierten Verteilungen in Abb. 20c,d zeigen das $(\pi^+\pi^-)$ -Massenspektrum für alle Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8$ GeV. Beide Verteilungen zeigen eine signifikante Anhäufung von Ereignissen im Bereich der ρ -Masse. Der Effekt entspricht etwa 6 Standardabweichungen bei 12 GeV/c und 5 Standardabweichungen bei 24 GeV/c.

Auch die Erzeugung von f -Mesonen in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ist bisher nur in wenigen Experimenten beobachtet worden (V 3). Der Wirkungsquerschnitt für f -Erzeugung scheint im Vergleich zu anderen Prozessen in dieser Reaktion ziemlich klein zu sein. Daher kann f -Produktion nur in Experimenten mit großer Statistik beobachtet werden. Bei niedriger Energie (< 10 GeV) liegt zudem auch die f -Masse noch im

¹⁾ mit $(p\pi^+\pi^-)_0$ wird im folgenden die $(p\pi^+\pi^-)$ -Kombination mit dem kleineren Impulsübertrag auf das einlaufende Proton bezeichnet.

Bereich relativ starken Abfalls der $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung und macht sich infolgedessen ebenso wie das ρ lediglich als Schulter bemerkbar. Wird das f -Meson durch Pomeron austausch erzeugt, bleibt der Wirkungsquerschnitt mit der Energie konstant, und der relative Anteil der f -Erzeugung an der Reaktion nimmt zu. Dann ist der Nachweis leichter bei hohen Energien (VI 2.3).

Die 12 GeV/c-Daten zeigen in der Gegend der f -Masse eine Schulter (Abb. 20c), die 24 GeV/c-Daten einen Effekt mit etwa 4 Standardabweichungen (Abb. 20d).

2. Wirkungsquerschnitt für ρ - und f -Erzeugung

2.1 Das Untergrundproblem

In Kapitel IV wurde gezeigt, daß das reggesierte Einpion-austauschmodell (RPE) eine gute Beschreibung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei beiden Energien liefert. Die N^* -Resonanzen bei kleinen $(p\pi^+\pi^-)$ -Massen werden im Mittel von dem Modell beschrieben. Allerdings wurden für den Vergleich nur Kombinationen mit $|t| < 1.0(\text{GeV}/c)^2$ verwendet (IV 2.2). Die hier zu untersuchende $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung enthält alle Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8 \text{ GeV}$, ohne Einschränkung des Impulsübertrags. Tatsächlich geben weder die OPE- noch die RPE-Vorhersagen eine zufriedenstellende Beschreibung des Untergrunds in dieser Verteilung (Abb. 21a,b).

Eine genauere Untersuchung zeigt aber, daß durch Variation des s_0 -Parameters eine gute Untergrundbeschreibung durch das RPE-Modell gewonnen werden kann. Abb. 21c,d zeigt die RPE-Kurven für verschiedene s_0 -Werte bei 12 GeV/c und 24 GeV/c. Sie sind auf den Untergrund normiert worden.

2.2 Ergebnisse der Anpassung

Tabelle 5 zeigt die Ergebnisse der Anpassung von RPE-Untergrund und Breit-Wigner-Funktionen bei der ρ - und der f -Masse an die experimentelle $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8 \text{ GeV}$. Abb. 22 zeigt die angepaßten Kurven. Die 12 GeV/c-Verteilung wurde nur im Bereich $M(\pi^+\pi^-) < 1.5 \text{ GeV}$ angepaßt. Eine geringe Anhäufung von Ereignissen bei 1.6 GeV deutet auf Erzeugung des g -Mesons hin. Die 24 GeV/c-Daten wurden im Bereich $M(\pi^+\pi^-) < 2.2 \text{ GeV}$ angepaßt.

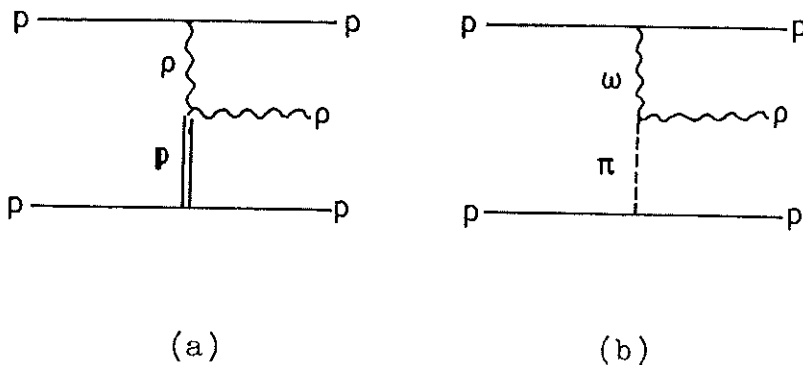
2.3 Korrekturen

Tab. 5 zeigt die den angepaßten Breit-Wigner-Kurven entsprechenden Wirkungsquerschnitte " $\sigma(pp\rho)$ unkorrigiert" für ρ - und " $\sigma(ppf)$ " für die f -Erzeugung.

Diese Wirkungsquerschnitte für ρ -Erzeugung stellen untere Grenzen dar, da bei der Anpassung alle Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 < 1.8$ GeV nicht berücksichtigt worden sind. Um den dadurch verursachten Verlust an ρ -Ereignissen zu berechnen, ist es notwendig, Annahmen über die $(pp)_0$ -Massenverteilung zu machen. Experimentell ließe sich die Form dieser Verteilung nur dann feststellen, wenn es gelänge, die $pp\rho$ -Ereignisse von den übrigen zu trennen. Daher muß man theoretische Annahmen über den Mechanismus der ρ -Erzeugung machen.

Es ist anzunehmen, daß die ω -Erzeugung in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ nach einem ähnlichen Mechanismus abläuft. Wie B. Hellwig zeigt, wird die $(p\omega)_0$ -Massenverteilung dieser Reaktion durch das CLA-Modell (CHA 68) gut widergegeben (HEL 72). Diesen Rechnungen lag ein Doppelregge-graph zugrunde.

Je nach auszutauschenden Reggetrajektorien kommen für die ρ -Erzeugung die beiden folgenden Graphen in Frage:



Die s-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ergibt sich nach der Reggetheorie zu (FIN 68):

$$\sigma \propto s^{2\alpha_{\max}-2} \quad \alpha_{\max} = \max(\alpha_1, \alpha_2)$$

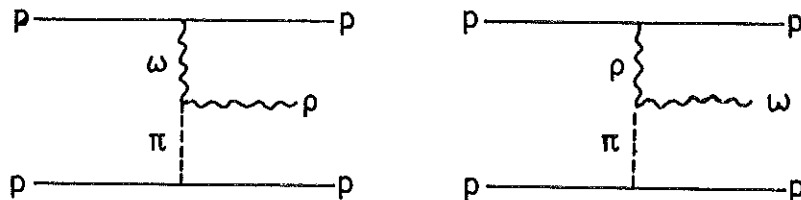
α_1, α_2 Achsenabschnitte der ausgetauschten Trajektorien

Mit $\alpha_p = 0.5$, $\alpha_{\rho} = 1.0$, $\alpha_{\omega} = 0.5$ folgt:

$$\sigma_a \propto s^{2\alpha_p-2} \quad \sigma_a = \text{const}$$

$$\sigma_b \propto s^{2\alpha_{\omega}-2} \quad \sigma_b \propto s^{-1}$$

Die Ergebnisse der Anpassung sind eher mit $\sigma \propto s^{-1}$ als mit $\sigma = \text{const}$ verträglich (VI 2.3). Auch der ω -Wirkungsquerschnitt fällt etwa wie s^{-1} mit der Energie ab (HEL 72). Diese Ergebnisse legen es nahe, ρ - und ω -Erzeugung durch folgende Graphen zu beschreiben:



Da die $(pp\omega)$ -Kopplungskonstante größer ist als die $(pp\rho)$ -Kopplungskonstante, erwartet man für die ρ -Erzeugung einen größeren Wirkungsquerschnitt als für die ω -Erzeugung. Tatsächlich ist der ρ -Wirkungsquerschnitt bei beiden Energien etwa 1.4 mal größer als der ω -Wirkungsquerschnitt (HEL 72).

Abb. 23 zeigt die Ergebnisse der CLA-Rechnungen der Graphen (a) und (b) für 12 GeV/c und 24 GeV/c Laborimpuls. Den Anteil der Ereignisse mit $M(pp)_0 < 1.8$ GeV für

die beiden Graphen bei den beiden Energien zeigt die folgende Tabelle:

	$\sigma(M(pp)_0 > 1.8 \text{ GeV})/\sigma_{\text{tot}}$	
	12 GeV/c	24 GeV/c
Graph (a)	0.187	0.163
Graph (b)	0.245	0.231

" $\sigma(pp\rho)$ korr." in Tab. 5 gibt die ρ -Wirkungsquerschnitte an, wie sie sich nach Anwendung der Korrekturen aus den CLA-Rechnungen des Graphen (b) ergeben.

Wegen der Unsicherheiten in der Beschreibung des Untergrunds und in der Berechnung der Korrekturen, ist es realistisch anzunehmen, daß die Wirkungsquerschnitte einen systematischen Fehler von etwa der Größenordnung des statistischen enthalten. Die in Tab. 5 angegebenen Fehler der Wirkungsquerschnitte wurden durch Multiplikation des statistischen Fehlers mit $\sqrt{2}$ gewonnen.

3. Vergleich mit anderen Experimenten

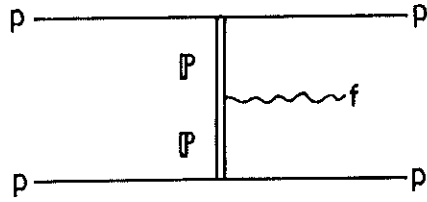
ρ - und f -Erzeugung in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ist wegen der in (V 1) erwähnten Schwierigkeiten nur in wenigen Experimenten bisher beobachtet worden. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind meist mit σ verträglich.

Alexander et al. (ALE 67) geben bei 5.5 GeV/c $(70 \pm 50)\mu\text{b}$ und Caso et al. (CAS 68) bei 6.0 GeV/c eine obere Grenze von $50 \mu\text{b}$ Wirkungsquerschnitt für ρ -Erzeugung an. In beiden Fällen wurden diese Werte ohne Schnitte in der $(p\pi^+\pi^-)$ -Masse oder der $(p\pi^+)$ -Masse aus der $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung bestimmt. Durch Schnitte in beiden $(p\pi^+)$ -Massen wurden bei 6.6 GeV/c (COL 70) $(97 \pm 20)\mu\text{b}$ bei 6.9 GeV/c (YEK 70) $(130 \pm 40)\mu\text{b}$ und bei 8.1 GeV/c (KAY 68) eine obere Grenze von $100 \mu\text{b}$ Wirkungsquerschnitt für die ρ -Erzeugung gefunden.

f -Erzeugung wurde veröffentlicht von Almeida et al. (ALM 68) bei 10.0 GeV/c mit $(64 \pm 37)\mu\text{b}$ und von Boggild et al. (BOG 71) bei 19.0 GeV/c mit $(20 \pm 10)\mu\text{b}$ Wirkungsquerschnitt.

Abb. 24 faßt alle bisherigen Messungen für ρ - und f -Erzeugung zusammen. Die f -Wirkungsquerschnitte sind nicht auf unbeobachtete Zerfallsarten korrigiert. Das eingezeichnete Band zeigt die bisherigen Messungen des $pp\omega$ -Wirkungsquerschnitts. Unsere ρ -Wirkungsquerschnitte liegen etwas oberhalb des ω -Bandes.

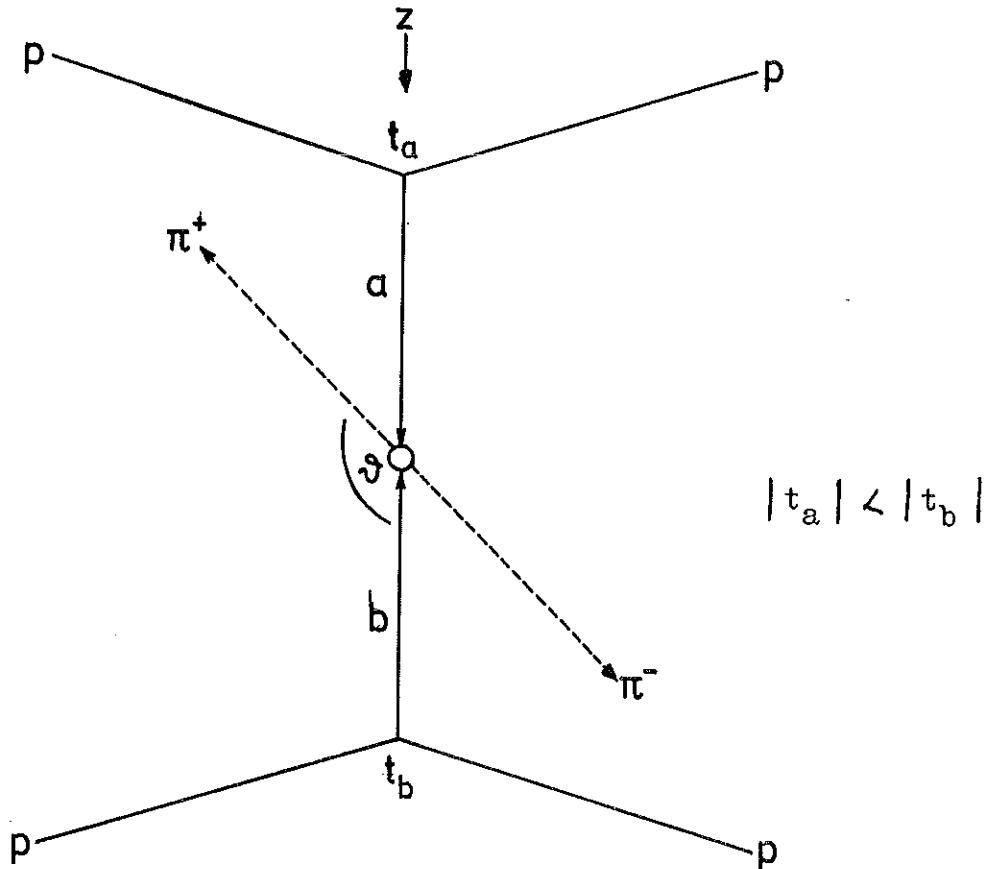
Im Gegensatz zur ρ -Produktion fällt der f -Wirkungsquerschnitt nicht mit der Energie ab. Diese Tatsache ist in Übereinstimmung mit der Annahme, daß das f -Meson durch Doppelpomeron austausch erzeugt wird.



Dieser Graph ist theoretisch von großer Bedeutung, konnte jedoch experimentell bisher nicht nachgewiesen werden. In Kapitel VI wird unter dem Aspekt der Pionisierung die Frage untersucht, ob ein Erzeugungsmechanismus des f -Mesons experimentell nachgewiesen werden kann, der dem Doppelpomerongraphen entspricht.

4. Winkelverteilungen

Die folgende Abbildung zeigt anschaulich die Erzeugung einer mesonischen Resonanz durch einen doppelperipheren Prozeß und ihren Zerfall in π^+ und π^- .



Die Verteilung des Winkels ϑ zwischen dem Impuls des ausgetauschten Teilchens $a^{1)}$ und dem Impuls des π^+ im Ruhesystem der Resonanz zeigt die Abb. 25a,b für den ρ - und f -Bereich bei 12 GeV/c und Abb. 26a,b bei 24 GeV/c. Zusätzlich sind die Verteilungen im linken (l) bzw. rechten (r) Kontrollbereich wiedergegeben. Wenn die ausgetauschten Teilchen a und b keine Spinkomponenten in Flugrichtung

1) "a" bezeichnet das virtuelle Teilchen, das von dem Vertex mit dem kleineren Impulsübertrag t_a ausgeht.

haben, ist die z-Komponente (Abb.) des Spins der Resonanz gleich 0, da der Bahndrehimpuls nur Komponenten senkrecht zur Flugrichtung hat. Dann ist die $\cos\vartheta$ -Winkelverteilung gegeben durch $|Y_s^0|^2$, wobei s der Spin der Resonanz ist.

$$\rho\text{-Meson} \quad w(\vartheta) = |Y_1^0|^2 = \frac{3}{4\pi} \cdot \cos^2\vartheta$$

$$f\text{-Meson} \quad w(\vartheta) = |Y_2^0|^2 = \frac{5}{4\pi} \cdot (3/2 \cos^2\vartheta - 1/2)^2$$

Abb. 27 zeigt $w(\vartheta)$ für den ρ - und f -Bereich nach Subtraktion des Untergrunds bei 12 GeV/c. Abb. 28 zeigt die entsprechenden Verteilungen bei 24 GeV/c. Die eingezeichneten Kurven geben den Verlauf der Winkelverteilung für $s_z=0$ wider. Besonders für die f -Erzeugung stimmen die Daten recht gut mit dieser Annahme überein (Abb. 28b).

VI. Pionisierung

1. Definition und Nachweis

Wir betrachten den Stoß eines Projektilteilchens mit einem Targetteilchen im Grenzfall $s \rightarrow \infty$. Die Existenz von Teilchen mit endlichem Impuls im Projektil-(Target-) CMS bezeichnet man als Projektil-(Target-) Fragmentation, die Existenz von Teilchen mit endlichem Impuls im Gesamt-CMS als Pionisierung.

Das multiperiphere Modell (DET 71), das Parton-Modell (FEY 69) und die feldtheoretische Behandlung von Wechselwirkungen bei hohen Energien (CHE 69) fordern die Existenz der Pionisierung.

Betrachten wir die inklusive Reaktion:

$$a + b \rightarrow c + X$$

wobei X alle möglichen Teilchen bezeichnet, die zusammen mit Teilchen c erzeugt werden können, eines oder mehrere, so gilt aufgrund der oben erwähnten Modelle für den Fall, daß c durch Pionisierung erzeugt wird:

$$(a) \quad E^* \cdot \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{d^2\sigma}{dy^* dp_T^2} \rightarrow f(p_T^2) \neq 0$$

(E, \vec{p}) Vierervektor von c

p_T Transversalimpuls von c

p_L^* Longitudinalimpuls von c im Gesamt-CMS

$y^* = \sinh^{-1}(p_L^*/\sqrt{p_T^2 + m_c^2})$ Rapidity¹⁾ von c im Gesamt-CMS

¹⁾Zur Definition der Rapidity siehe z.B. (BER 71).

(a) besagt: der lorentzinvariante differentielle Wirkungsquerschnitt nähert sich mit wachsendem s einem Grenzwert, der nur noch von p_{T}^2 , nicht aber von s oder von y^* abhängt.

Im Grenzfall $s \rightarrow \infty$ ist die Pionisierungsregion durch endliche Impulse im Gesamt-CMS definiert. Bei endlichen Strahlimpulsen ist der entsprechende Bereich durch kleine Impulse bzw. $|y^*| < |y_{\text{Strahl}}^*| - \Delta$ definiert. Δ ist eine Konstante von der Größenordnung 1.

2. Pionisierung und ρ - bzw. f -Erzeugung

Für die inklusiven Reaktionen $pp \rightarrow \pi^{\pm} X$ konnten die aus (1(a)) folgenden Eigenschaften nachgewiesen und damit erste Hinweise auf die Existenz von Pionisierung gefunden werden (MUE 72).

Eine wichtige Frage ist, ob bei hohen Energien in der Pionisierungsregion ρ^0 -Produktion vorherrscht (FEY 69) oder nicht (CHE 69). Ferner ist es naheliegend, die f -Erzeugung mit der Pionisierung in Verbindung zu bringen, da das f die Quantenzahlen des Vakuums hat und durch Doppelpomeron austausch erzeugt werden kann. Andererseits entspricht das Verhalten (1(a)) des Wirkungsquerschnitts bei Pionisierung dem Doppelpomeron graphen in einem doppelperipheren Modell.

2.1 Massenverteilung im Pionisierungsbereich

Im LPS (III 2) ist der Pionisierungsbereich definiert durch das Zentrum der (x_+, x_-) -Ebene (Abb. 9b). Abb. 29a, b zeigt die $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenverteilung für Ereignisse aus dem Bereich $|x_+| < 0.125$, $|x_-| < 0.125$ bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c. In beiden Verteilungen ist keine Anhäufung von Ereignissen bei der ρ - oder f -Masse festzustellen.

Allerdings ist das Zentrum der LPS-Verteilung zur Untersuchung von Pionisierungseffekten an $(\pi^+ \pi^-)$ -Systemen nicht sehr gut geeignet, da es einen starken Beitrag von Ereignissen mit π -Austausch (Quadrat) und von Ereignissen mit Diffraktion (Dreieck) enthält (III 2.2). Außerdem führt diese Definition des Pionisierungsbereichs zwangsläufig zu einer starken Anhäufung von Ereignissen mit kleiner $(\pi^+ \pi^-)$ -Masse und einer Unterdrückung von Ereignissen mit großer $(\pi^+ \pi^-)$ -Masse, da er nur Ereignisse enthält, bei denen beide Pionen gleichzeitig kleine Longitudinalimpulse haben.

Besser geeignet ist der Bereich kleiner $(\pi^+\pi^-)$ -Rapiditäten. Besonders für kleine Transversalimpulse ist der Einfluß der Isobarerzeugung im zentralen y -Bereich wesentlich geringer als im zentralen LPS-Bereich (BER 71). Abb. 29c,d zeigt die entsprechenden Massenverteilungen für kleine Rapiditäten. Weder bei 12 GeV/c noch bei 24 GeV/c ist ein starker Beitrag von ρ - oder f -Produktion bei kleinen Rapiditäten festzustellen.

2.2 Rapiditätsverteilungen

Abb. 30a-d zeigt die $y^*(\pi^+\pi^-)$ -Verteilungen für $(\pi^+\pi^-)$ -Paare bei 12 GeV/c im ρ - und f -Bereich der $(\pi^+\pi^-)$ -Masse, sowie in benachbarten Kontrollbereichen. Schraffiert eingezeichnet sind die Verteilungen der Ereignisse mit $p_T^2 < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ (p_T : Transversalimpuls des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems). Die Definition des ρ -Bereichs, des f -Bereichs und der Kontrollbereiche zeigt die folgende Tabelle

		12 GeV/c	24 GeV/c
ρ -Bereich	$0.66\text{GeV} \leq m \leq 0.86\text{GeV}$	38 %	39 %
Kontrollbereich	$0.54\text{GeV} \leq m \leq 0.66\text{GeV}$ $0.86\text{GeV} \leq m \leq 0.98\text{GeV}$	13 %	12 %
f -Bereich	$1.14\text{GeV} \leq m \leq 1.42\text{GeV}$	20 %	50 %
Kontrollbereich	$1.04\text{GeV} \leq m \leq 1.14\text{GeV}$ $1.42\text{GeV} \leq m \leq 1.60\text{GeV}$	5 %	23 %

m bezeichnet die Masse des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems. Die Prozentzahlen in den letzten beiden Spalten geben an, wie groß der Anteil von Ereignissen mit der entsprechenden Resonanzproduktion in diesem Bereich ist.

Abb. 30e,f zeigt die Relation zwischen der y^* -Variablen und den Impulsrichtungen der drei Teilchen. Abb. 31 zeigt die gleichen Verteilungen für die 24 GeV/c-Daten. Bei 12 GeV/c (24 GeV/c) liegt der Fragmentationsbereich für ρ -Erzeugung bei $y = \pm 1.0$ ($y = \pm 1.37$) und für f -Erzeugung bei $y = \pm 0.76$ ($y = \pm 1.11$).

Bei beiden Energien hat die y^* -Verteilung des ρ -Bereichs ein deutliches Minimum im Zentrum und Maxima im Fragmentationsbereich. ρ -Mesonen scheinen demnach nicht in der zentralen y^* -Region, wo man Pionisierung erwartet, erzeugt zu werden. Die Gestalt dieser Verteilung ist ähnlich im ρ -Kontrollbereich.

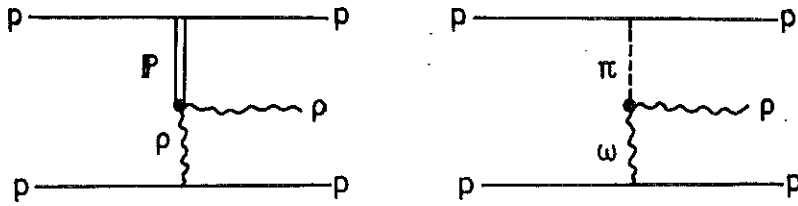
Anders steht es mit der y^* -Verteilung des f -Bereichs. Hier ist kein deutliches Minimum bei $y^* = 0$ erkennbar. Auch hier zeigt sich keine signifikante Veränderung dieser Verteilung für $(\pi^+\pi^-)$ -Paare aus benachbarten Bereichen.

Abb. 32a-d zeigt die Rapiditätsverteilung für ρ - und f -Bereiche nach Subtraktion des Untergrunds. Es wurde angenommen, daß sich die Eigenschaften des Untergrunds nicht schnell mit der $(\pi^+\pi^-)$ -Masse ändern, und daher die y^* -Verteilungen der Kontrollbereiche zur Beschreibung des Untergrunds verwendet werden können.

Deutlich erkennbar ist die Vertiefung der Mulde in der ρ -Verteilung bei 24 GeV/c gegenüber den 12 GeV/c-Daten. Die f -Verteilung bei 12 GeV/c hat wegen des starken Untergrunds relativ große Fehler. Bei 24 GeV/c ist eine geringe Einbuchtung bei $y^* = 0$ erkennbar.

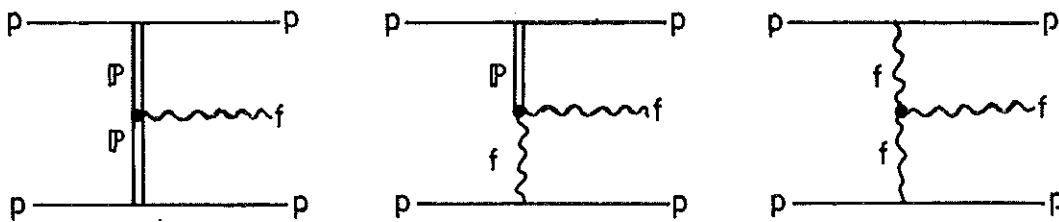
Die eingezeichneten Kurven stellen Ergebnisse von Rechnungen des CLA-Modells (CHA 68) dar. Diesen Rechnungen lag ein Doppelreggegraph zugrunde. Für die ρ -Erzeugung wurden die

folgenden beiden Graphen untersucht:



Die Rapiditätsverteilungen haben für beide Graphen etwa die gleiche Form und stimmen bei beiden Energien gut mit den Daten überein (Abb. 31a,c). Bemerkenswert ist, daß die experimentell beobachtete stärkere Einbuchtung der y^* -Verteilung bei 24 GeV/c von dem Modell richtig beschrieben wird.

Für die f-Erzeugung wurden drei Graphen untersucht:



Die vom Modell vorhergesagten Rapiditätsverteilungen für diese drei Graphen unterscheiden sich deutlich. Die Fehler der Messungen sind jedoch zu groß, um eine Entscheidung für einen der Graphen zu ermöglichen. Die geringe Einbuchtung der CLA-Kurven für die beiden symmetrischen Graphen in Abb. 32b kommt durch die Interpolation des CLA-Modells zwischen Phasenraumverhalten bei kleinen und Reggeverhalten bei großen Subenergien zustande.

2.3 Energieabhängigkeit

Im letzten Abschnitt wurde der Versuch gemacht, durch Untersuchung der Rapiditätsverteilungen den Produktionsmechanismus der ρ - und f -Erzeugung zu klären. Eine andere Möglichkeit zur Untersuchung dieser Frage bietet die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

Bei Energien weit oberhalb der Schwelle ist die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für einen Doppelreggegraphen gegeben durch (FIN 68)

$$\sigma \propto s^{2\alpha_{\max}-2} \quad (2.31)$$

$$\alpha_{\max} = \max(\alpha_1, \alpha_2)$$

α_1, α_2 Achsenabschnitte der ausgetauschten Trajektorien

s Quadrat der totalen CMS-Energie

Für den zentralen Bereich ($|\eta^*| < |\eta^*_{\text{Strahl}}| - \Delta$, $\Delta \approx 1$) gilt entsprechend (SOE 71)

$$\sigma \propto s^{\alpha_1 + \alpha_2 - 2} \quad (2.32)$$

In der Nähe der Schwelle wächst der Phasenraum stärker als proportional zu s an. Dieser Anstieg ist erst bei Energien weit oberhalb der Schwelle proportional zu s und wird dann im Wirkungsquerschnitt durch die Multiplikation mit dem Fluß $(2m_p p_{\text{lab}})^{-1}$ kompensiert. Abb. 33 zeigt den Energieverlauf des Wirkungsquerschnitts bei konstantem Matrixelement

$$\sigma = \frac{1}{2m_p p_{\text{lab}}} \cdot \int d\text{Lips}$$

für die ρ - und f -Erzeugung. Besonders für die f -Erzeugung ist zwischen 12 GeV/c und 24 GeV/c Laborimpuls ein starker Anstieg des Wirkungsquerschnitts infolge dieses "Schwelleneffekts" zu verzeichnen.

Dieser Anstieg muß bei dem Vergleich der asymptotischen Formeln (2.31) und (2.32) mit den Daten berücksichtigt werden. Es wurde daher die Energieabhängigkeit des Integrals über eine mit dem Phasenraumgewicht multiplizierte Reggeamplitude A_R untersucht.

$$\sigma(p_{\text{lab}}) \propto \frac{1}{p_{\text{lab}}} \int |A_R|^2 dLips \quad (2.33)$$

$$A_R \propto e^{-bt_1} \cdot \left(\frac{s_1}{s_0}\right)^{\alpha_1} \cdot e^{-bt_2} \cdot \left(\frac{s_2}{s_0}\right)^{\alpha_2}$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_{10} + \alpha'_1 t_1 & \alpha_{10}, \alpha_{20} & \text{Achsenabschnitte der aus-} \\ \alpha_2 &= \alpha_{20} + \alpha'_2 t_2 & & \text{getauschten Reggetrajektorien} \\ s_1 &= (p_1 + p_M)^2 - (m_1 + m_M)^2 \\ s_2 &= (p_2 + p_M)^2 - (m_2 + m_M)^2 \\ t_1 &= (p_1 - p_B)^2 \\ t_2 &= (p_2 - p_T)^2 \\ \alpha_0 &= 1 \text{ GeV}^2 \\ \alpha'_1 &= \alpha'_2 = 1 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ b &= 1 \text{ (GeV/c)}^{-2} \end{aligned}$$

Abb. 34 zeigt die Energieabhängigkeit des ρ -Wirkungsquerschnitts (a) für alle ρ -Ereignisse sowie (b) für ρ -Ereignisse aus dem zentralen Bereich. Die ausgezogenen Kurven sind die Ergebnisse der Rechnungen nach Gleichung (2.33)

für (ω, π) - bzw. (P, ρ) -Austausch. Die gestrichelten Kurven entsprechen den asymptotischen Formeln (2.31) und (2.32).

Die Daten stimmen recht gut mit den Rechnungen für (ω, π) -Austausch überein. Ein Anteil von ca. 20 % (P, ρ) -Austausch kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Abb. 35 zeigt entsprechende Ergebnisse für die f-Erzeugung. Infolge der experimentellen Fehler ist es nicht möglich, einen der drei untersuchten Graphen auszuschließen.

Schließlich sei darauf hingewiesen, daß die Reggeformel (2.33) nur für große Subenergien ($s_1 > 4 \text{ GeV}^2$) streng gültig ist. Subenergien dieser Größenordnung liegen nur für einen Teil der ρ - bzw. f-Ereignisse vor. Für Ereignisse aus dem zentralen Bereich jedoch ist diese Bedingung recht gut erfüllt.

Zusammenfassend kann folgendes gesagt werden: Die ρ -Erzeugung in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ dominiert nicht in der Pionisierungsregion. Die Rapiditätsverteilungen der ρ -Mesonen zeigen eher Eigenschaften, wie sie bei Fragmentation zu erwarten sind. Die Energieabhängigkeit des ρ -Wirkungsquerschnitts legt es nahe, (ω, π) -Austausch anzunehmen. Bezüglich der f-Erzeugung läßt sich der der Pionisierung entsprechende Erzeugungsmechanismus über Doppelpomeron-austausch nicht ausschließen, wengleich weder die Rapiditätsverteilungen noch die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei den vorhandenen Fehlern der Messungen eine eindeutige Aussage zulassen.

Ereignis Typ	eindeutig %	r_1	r_2
2-Spur	66.6	1.40	1.06
4-Spur	47.2	1.90	1.20
6-Spur	37.0	2.40	1.32
alle	57.0	1.70	1.12

12 GeV/c

(a)

Ereignis Typ	eindeutig %	r_1	r_2
2-Spur	60.5	1.60	1.06
4-Spur	27.5	2.50	1.30
6-Spur	14.4	4.20	1.62
8-Spur	7.4	5.40	1.81
alle	38.4	2.50	1.23

24 GeV/c

(b)

Tabelle 1

	pp	pp π^0	pn π^+	pp $\pi^0\pi^0$	pn $\pi^+\pi^0$	$\pi^+\pi^+nn..$	$N_H=1$	$N_H>2$
pp	-	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	99.8	0.1
pp π^0	0.5	-	1.2	48.1	0.6	0.0	14.5	35.1
pn π^+	0.0	0.5	1.3	2.9	29.3	1.0	26.1	38.9
pp $\pi^0\pi^0$	0.1	19.8	2.8	-	19.7	0.3	14.0	43.3
pn $\pi^+\pi^0$	0.0	0.1	11.0	7.7	1.6	22.5	21.4	35.7
$\pi^+\pi^+nn..$	0.0	0.0	0.8	0.3	47.9	-	18.0	33.0

12 GeV/c

(a)

	pp	pp π^0	pn π^+	pp $\pi^0\pi^0$	pn $\pi^+\pi^0$	$\pi^+\pi^+nn..$	$N_H=1$	$N_H>2$
pp	-	0.3	0.0	0.1	0.0	0.0	99.3	0.3
pp π^0	1.2	-	0.9	51.2	0.4	0.0	7.0	39.2
pn π^+	0.0	0.5	0.2	2.0	40.2	0.3	12.5	44.3
pp $\pi^0\pi^0$	0.3	25.8	2.0	-	16.9	0.2	11.8	43.0
pn $\pi^+\pi^0$	0.0	0.1	16.2	6.8	0.0	21.4	17.6	37.9
$\pi^+\pi^+nn..$	0.0	0.0	0.3	0.1	43.0	-	14.4	42.2

24 GeV/c

(b)

Tabelle 2

	$pp\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$N_H=1$	$N_H>2$
$pp\pi^+\pi^-$	4.2	0.5	0.0	0.0	0.0	0.0	95.0	0.3
$pp\pi^+\pi^0$	0.4	1.7	1.3	32.7	0.9	0.0	20.1	42.9
$pn\pi^+\pi^-$	0.0	1.1	3.6	5.8	14.4	1.0	19.9	54.2
$pp\pi^+\pi^0$	0.0	13.5	2.8	2.2	13.5	0.0	7.4	60.6
$pn\pi^+\pi^-$	0.0	0.3	4.9	9.6	2.5	14.4	13.4	54.9
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0.0	0.0	0.9	0.1	38.1	-	13.1	47.8

12 GeV/c

(a)

	$pp\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$pp\pi^+\pi^0$	$pn\pi^+\pi^-$	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$N_H=1$	$N_H>2$
$pp\pi^+\pi^-$	7.9	0.8	0.0	0.0	0.0	0.0	89.2	2.1
$pp\pi^+\pi^0$	0.5	0.8	0.5	32.2	0.5	0.0	7.9	57.6
$pn\pi^+\pi^-$	0.0	0.4	0.8	3.2	18.6	0.4	6.9	69.7
$pp\pi^+\pi^0$	0.0	10.3	1.2	3.1	12.6	0.1	5.4	67.3
$pn\pi^+\pi^-$	0.0	0.1	4.7	8.7	0.9	11.1	9.6	64.9
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0.0	0.0	0.2	0.2	24.7	-	7.5	67.4

24 GeV/c

(b)

Tabelle 3

	12 GeV/c	24 GeV/c
unser Experiment	(40.5 ± 0.8) mb	(40.7 ± 1.1) mb
Zähler-Experiment	(39.6 ± 0.1) mb	(38.9 ± 0.1) mb

totale pp-Wirkungsquerschnitte

(a)

	12 GeV/c	24 GeV/c
I - IV	(0.332 ± 0.003) $\mu\text{b}/\text{Er}$	(0.698 ± 0.009) $\mu\text{b}/\text{Er}$
V - VI	(0.332 ± 0.003) $\mu\text{b}/\text{Er}$	(0.347 ± 0.003) $\mu\text{b}/\text{Er}$

Wirkungsquerschnitte pro Ereignis

(b)

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma(pp\pi^+\pi^-)$	(2.00 ± 0.20) mb	(1.36 ± 0.14) mb

Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$

(c)

Tabelle 4

	12 GeV/c	24 GeV/c
RPE-Parameter s_0	0.13 GeV ²	0.40 GeV ²
Masse (ρ)	(757 \pm 10) MeV	(803 \pm 10) MeV
Breite (ρ)	180 MeV	160 MeV
Masse (f)	(1280 \pm 30) MeV	(1258 \pm 13) MeV
Breite (f)	200 MeV	200 MeV
Anteil (RPE)	(83.7 \pm 2.5)%	(79.1 \pm 2.6)%
Anteil (ρ)	(13.3 \pm 1.6)%	(11.9 \pm 1.6)%
Anteil (f)	(3.1 \pm 0.8)%	(8.9 \pm 1.1)%
Wahrscheinlichkeit	47.8%	44.6%
(ppp) uncorr.	(156 \pm 27) μ b	(102 \pm 20) μ b
(ppp) korr.	(206 \pm 35) μ b	(132 \pm 26) μ b
(ppf)	(41 \pm 15) μ b	(76 \pm 14) μ b

Ergebnisse der ρ - und f-Anpassung

Tabelle 5

Literaturverzeichnis

- ALE 67 G. Alexander et al.; Phys. Rev. 154, 1284(1967)
- ALM 68 S.P. Almeida et al.; Phys. Rev. 174, 1638(1968)
- BAL 67 N.F. Bali, G.F. Chew, A. Pignotti; Phys. Rev. Letters 19, 614(1967) und Phys. Rev. 163, 1572(1967)
- BEN 68 J. Benecke, H.P. Dürr; Nuovo Cimento 56, 269(1968)
- BER 68 E.L. Berger; Phys. Rev. Letters 21, 701(1968)
- BER 71 E.L. Berger; ANL/HEP 7134
- BLO 71 V. Blobel, D. Mönkemeyer; Programmbeschreibung SELDEC, Hamburg (1971)
- BOG 71 H. Boggild et al.; Nucl. Phys. B37, 1(1971)
- BOR 71 I. Borecka et al.; Nuovo Cimento 5A, 19(1971)
- CAS 68 L. Caso et al.; Nuovo Cimento 55A, 66(1968)
- CHA 68 Chang Hong Mo, J. Loskiewicz und W.W.M. Allison; Nuovo Cimento 57A, 93(1968)
- CHE 59 G.F. Chew, F.E. Low; Phys. Rev. 113, 1640(1959)
- CHE 69 H. Cheng und T.T. Wu; Phys. Rev. Letters 23, 1311(1969)
- COL 69 E. Colton und P. Schlein; Proceedings of the conference on π - and k -interactions, Argonne(1969)
- COL 70 E. Colton et al.; UCLA-1036(1970)
- DAT 67 Data of the 2m-Bubble Chamber; CERN/D.PhII/200,67-5 (1967)
- DEH 64 H.C. Dehne; Dissertation, Hamburg (1964)

- DET 71 C. de Tar; Phys. Rev. D3, 128(1971)
- DRE 71 G. Drews; Dissertation, Hamburg (1971)
- DUI 70 P. Duinker, E. Quercigh; CERN/DD/DH, 70-25(1970)
- FER 63 E. Ferrari; Nuovo Cimento 30, 240(1963)
- FEY 69 R.P. Feynman; Phys. Rev. Letters 23, 1415(1969)
- FIN 68 J. Finkelstein, K. Kajantie; CERN/TH/857(1968)
- FOL 67 K.J. Foley et al.; Phys. Rev. Letters 19, 397
(1967)
- GOE 58 C. Goebel; Phys. Rev. Letters 1, 337(1958)
- GRI 63 GRIND-Programmbeschreibung, TC-Handbuch, CERN
(1963)
- HAZ 69 HAZE-Programmbeschreibung, DD-Handbuch, CERN
(1969)
- HEL 71 H. Hell; Diplomarbeit, Hamburg (1972)
- HEL 72 B. Hellwig; Dissertation, Hamburg (1972)
- HOV 69 L. van Hove; Nucl. Phys. B9, 331(1969)
- HOV 70 L. van Hove; CERN/TH/1178(1970)
- HOW 69 J.M. Howie; CERN, private Mitteilung
- JAC 65 J.D. Jackson et al.; Phys. Rev. 139B, 428(1965)
- KAY 68 G. Kayas et al.; Nucl. Phys. 135, 169(1968)
- KIT 71 W. Kittel; CERN/D.PhII/Phys., 71-28(1971)
- LAZ 68 P. Lazeyras; CERN/D.PhII/Beam, 68-9(1968)

- LOW 71 J. Lowsky; Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- MOE 70 D. Mönkemeyer; interner HPD-Bericht, Hamburg (1970)
- MUE 72 H.J. Mück et al.; Phys. Letters (1972)
- NAG 70 H.H. Nagel; Habilitationsschrift, Bonn (1970)
- PDG 70 Particle Data Group; UCRL-20000NN(1970)
- RUS 69 J.G. Rushbrooke, J.R. Williams; Phys. Rev. Letters 22, 248(1969)
- SAL 60 F. Salzmänn, G. Salzmänn; Phys. Rev. 120, 999(1960)
- SCH 72 E. Schwarz; Diplomarbeit, Hamburg, (1972)
- SOE 72 P. Söding; private Mitteilung, Hamburg (1972)
- STR 63 R.C. Strand; BCHP-03-0-G, Brookhaven (1963)
- THR 65 THRESH-Programmbeschreibung; TC-Handbuch, CERN (1965)
- WOL 69 G. Wolf; Phys. Rev. 182, 1538(1969)
- WOL 71 G. Wolf; private Mitteilung, Hamburg (1971)
- YAM 71 N.K. Yamdagni et al.; CERN, preprint (1971)
- YEK 70 G. Yekutieli et al.; Nucl. Phys. B18, 301(1970)

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Ionisation, normiert auf hochenergetische Spuren, versus Impuls für 1753 gemessene Spuren. Die eingezeichneten Kurven geben den erwarteten Verlauf für Protonen bzw. Pionen wider.
- Abb. 2 wie Abb. 1, jedoch für 1305 gemessene Spuren mit geometrischer Korrektur größer als 0.5 und Länge größer als 30 cm in der Kammer.
- Abb. 3 Ergebnis der Ionisationsmessung für 108 Protonenspuren mit $p_{lab} < 1$ GeV/c aus 4c-Anpassungen. Die Kurven beschreiben den erwarteten Bereich für die Ionisation von Protonenspuren (Kapitel III 3.11).
- Abb. 4 r in Abhängigkeit vom Impuls (Kapitel II 3.14)
(a) 326 (πp)-Vertauschungen bei 4-Spur-Ereignissen
(b) wie (a), jedoch mit Berücksichtigung der Stoppinformation
(c) 805 (πp)-Vertauschungen bei 2-Spur-Ereignissen
(d) wie (c), jedoch mit Berücksichtigung der Stoppinformation.
- Abb. 5 r in Abhängigkeit vom Impuls (Kapitel II 3.14)
(a) 295 ($k p$)-Vertauschungen bei 4-Spur-Ereignissen
(b) wie (a), jedoch mit Berücksichtigung der Stoppinformation
(c) 805 ($k p$)-Vertauschungen bei 2-Spur-Ereignissen
(d) wie (c), jedoch mit Berücksichtigung der Stoppinformation
(e) 254 (πk)-Vertauschungen bei 4-Spur-Ereignissen

- Abb. 6 Verteilungen des Quadrats der fehlenden Masse
 $pp\pi^+\pi^-$ 6031(2073) Ereignisse bei 12 GeV/c
(24 GeV/c)
 $pp\pi^+\pi^-\pi^0$ 5228(1584) Ereignisse bei 12 GeV/c
(24 GeV/c)
 $pn\pi^+\pi^+\pi^-$ 6592(2302) Ereignisse bei 12 GeV/c
(24 GeV/c)
- Abb. 7 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
als Funktion des Strahlimpulses
- Abb. 8 (a) schematische Darstellung des LPS-Diagramms
(b) bewichtete Verteilung im LPS für die Reaktion
 $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c
(c) wie (b), jedoch bei 24 GeV/c
- Abb. 9 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in einzel-
nen LPS-Bereichen von dem Laborimpuls. Die Geraden
entsprechen einer Abhängigkeit von der Form
 $\sigma \propto p_{lab}^{-n}$
- Abb. 10 (a) Feynman-Diagramm für geladenen π -Austausch in
der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
(b) Drell-Diagramm für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
(c) RPE-Diagramm für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
- Abb. 11 Shape-Parameter A_i/A_0 ($i=1,6$) der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$
für den $(p_b\pi^-)$ -Vertex für 2410 $(p\pi^-)$ -Kombinationen
bei 12 GeV/c mit $|\cos^*_{p\pi^+}| > 0.965$ und $1.16\text{GeV} \leq$
 $\leq M(p_a\pi^+) \leq 1.30\text{ GeV}$. Die ausgezogenen Kurven geben
die on-shell-Messungen wider.
- Abb. 12 wie Abb. 11, jedoch für 917 $(p\pi^-)$ -Kombinationen
bei 24 GeV/c

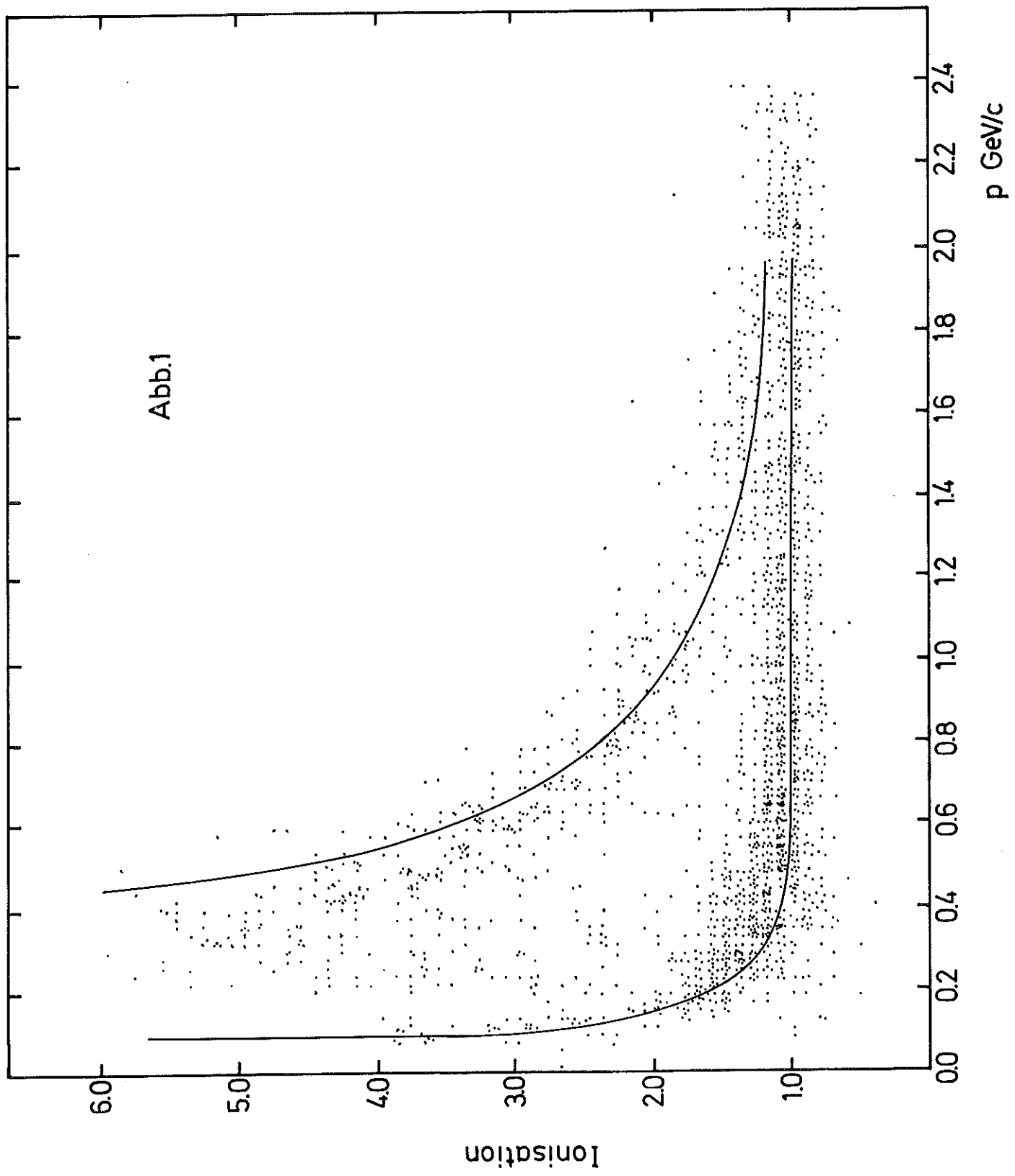
- Abb. 13 Shape-Parameter A_i/A_0 ($i=1,6$) der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ für den $(p_a\pi^+)$ -Vertex für 6881 $(p\pi^+)$ -Kombinationen bei 12 GeV/c mit $|\cos^*_{p_a\pi^+}| > 0.965$. Die ausgezogenen Kurven geben die on-shell-Messungen wider.
- Abb. 14 wie Abb. 13, jedoch für 3347 Kombinationen bei 24 GeV/c.
- Abb. 15 Chew-Low-Verteilungen M versus t
(a),(d) 6031(2073) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
(b),(e) 3110(1141) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
(c),(f) 3298(1298) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
- Abb. 16 Inelastizitäten
(a) 1361(442) Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
2x256(105) Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
(b) 1361(442) Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
2x204(93) Ereignisse aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c)
- Abb. 17 Massen-, Winkel- und Impulsübertragsverteilungen für 8566 Kombinationen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit $|t^{\min}(p/p\pi^+)| < 1.0$ (GeV/c)² bei 12 GeV/c. Die ausgezogenen Kurven sind OPE-Vorhersagen, die gestrichelten RPE-Vorhersagen.
- Abb. 18 wie Abb. 17, jedoch für 3063 Kombinationen bei 24 GeV/c

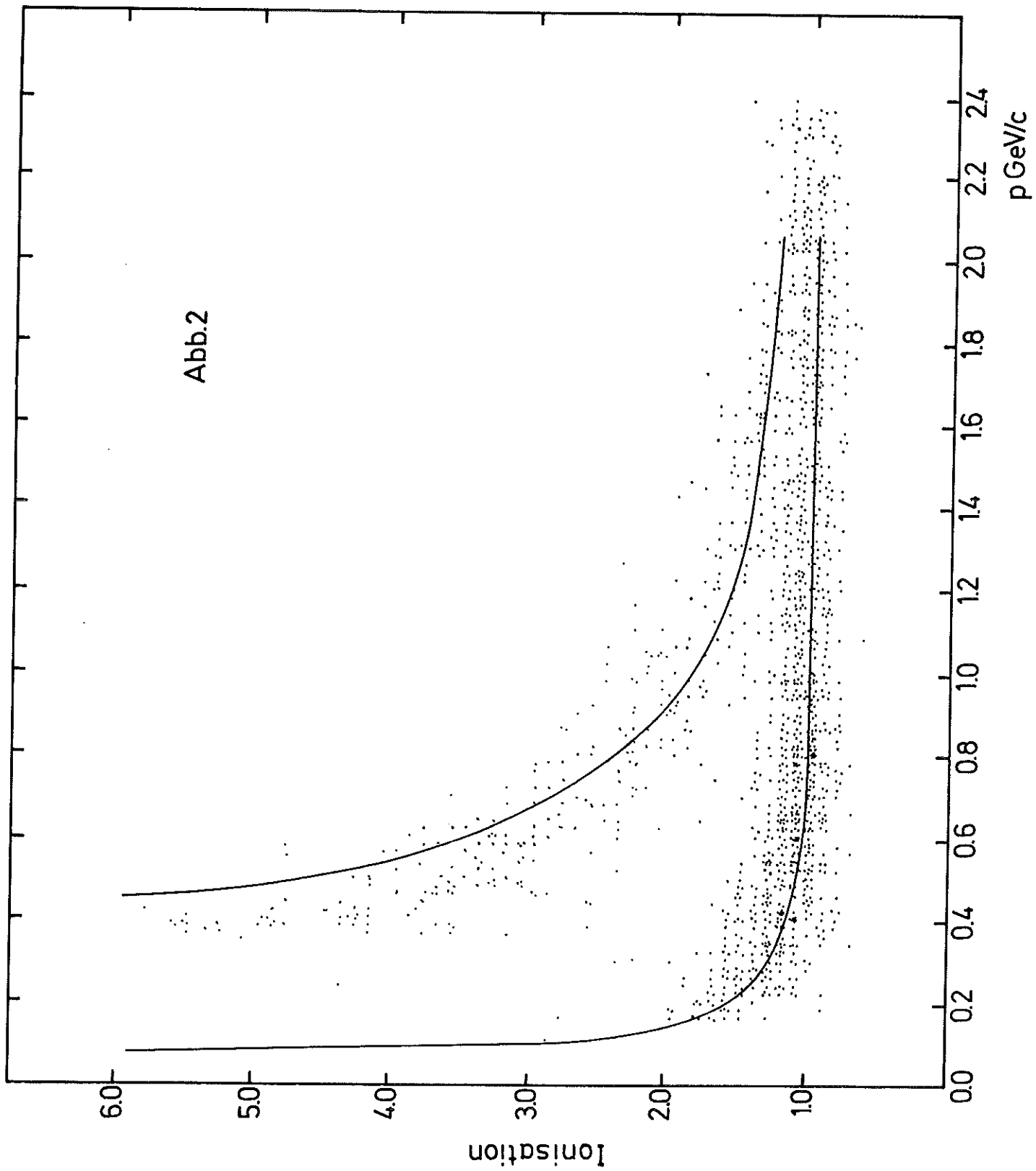
- Abb. 19 $d\sigma/dt$ -Vorhersagen für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ($t=t(p/p\pi^+)$) von RPE mit verschiedener Wahl der Parameter α' und s_0 bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c
- Abb. 20 Verteilung der effektiven Masse $M(\pi^+\pi^-)$ in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c) mit 6031(3932) Ereignissen. Schraffiert eingezeichnet ist die Verteilung für 2028(1297) Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 < 1.8$ GeV bzw. für 4003(2635) Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8$ GeV.
- Abb. 21 Verteilung der effektiven Masse $M(\pi^+\pi^-)$ in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c) für 4003(2635) Ereignisse mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8$ GeV. Eingezeichnet sind OPE- und RPE-Vorhersagen für verschiedene Parameter.
- Abb. 22 Ergebnis der Anpassung der inkohärenten Summe aus RPE-Untergrund und zwei Breit-Wigner-Verteilungen bei der ρ - bzw. f -Masse an die $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ mit $M(p\pi^+\pi^-)_0 > 1.8$ GeV bei 12 GeV/c und 24 GeV/c
- Abb. 23 Vorhersage des CLA-Modells für $M(p\rho)_0$ für verschiedene Doppelreggegraphen der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c und 24 GeV/c
- Abb. 24 experimentelle Ergebnisse der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktionen $pp \rightarrow ppp$ und $pp \rightarrow ppf$. Das Band in Abb. 24(a) gibt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pp \rightarrow pp\omega$ wider. Die f -Wirkungsquerschnitte sind nicht auf unbeobachtete Zerfälle korrigiert.

- Abb. 25 $\cos\vartheta$ -Verteilung für 1172(504) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c im $\rho(f)$ -Bereich der $(\pi^+\pi^-)$ -Masse, sowie für 915(215) Ereignisse im linken bzw. 403(207) Ereignisse im rechten $\rho(f)$ -Kontrollbereich
- Abb. 26 wie Abb. 25, jedoch bei 24 GeV/c
723(312) Ereignisse im $\rho(f)$ -Bereich
588(140) Ereignisse im linken $\rho(f)$ -Kontrollbereich
218(115) Ereignisse im rechten $\rho(f)$ -Kontrollbereich
- Abb. 27 $d\sigma/d\cos\vartheta$ für 475(100) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c im $\rho(f)$ -Bereich nach Abzug des Untergrunds. Die Kurven entsprechen einer Winkelverteilung nach $|Y_1^0|^2$ für den ρ -Bereich und $|Y_2^0|^2$ für den f -Bereich.
- Abb. 28 wie Abb. 27, jedoch für 300(160) Ereignisse bei 24 GeV/c
- Abb. 29 (a),(b) Verteilung der effektiven Masse $M(\pi^+\pi^-)$ für 811(675) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c) aus dem zentralen Bereich des LPS ($|x_+| < 0.125$, $|x_-| < 0.125$)
(c),(d) Verteilung der effektiven Masse $M(\pi^+\pi^-)$ für 1733(761) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c(24 GeV/c) aus dem zentralen Rapiditybereich ($|y^*(\pi^+\pi^-)| < 0.4$)
- Abb. 30 (a),(b) symmetrisierte Rapidityverteilungen für 1172(504) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c im $\rho(f)$ -Bereich der $(\pi^+\pi^-)$ -Masse. Schraffiert: 443(153) Ereignisse mit $p_T^2 < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$

- (c),(d) symmetrisierte Rapiditätsverteilungen für 1318(422) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c im $\rho(f)$ -Kontrollbereich. Schraffiert: 523(153) Ereignisse mit $p_T^2 < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$
- (e),(f) schematische Darstellung der Beziehung zwischen Mesonrapidität und Impulsrichtungen der Protonen und des Mesons für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c

- Abb. 31 wie Abb. 30, jedoch bei 24 GeV/c
(a),(b) 723(312) Ereignisse; schraffiert: 267(94) Ereignisse
(c),(d) 806(255) Ereignisse; schraffiert: 324(61) Ereignisse
- Abb. 32 (a),(b) $d\sigma/dy$ für 475(100) Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 GeV/c im $\rho(f)$ -Bereich nach Abzug des Untergrunds. Die Kurven geben Vorhersagen des CLA-Modells für verschiedene Doppelreggegraphen wider.
(c),(d) wie (a),(b), jedoch für 300(160) Ereignisse bei 24 GeV/c
- Abb. 33 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktionen $pp \rightarrow ppp$ und $pp \rightarrow ppf$ vom Laborimpuls bei konstantem Matrixelement
- Abb. 34 (a) Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow ppp$ bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c. Die eingezeichneten Kurven geben die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von p_{lab} unter Annahme von Doppelreggeaustausch wider. Die gestrichelte Kurve zeigt den asymptotischen Verlauf.
(b) wie (a), jedoch für Ereignisse mit $|y_p^*| < 0.4$
- Abb. 35 wie Abb. 34, jedoch für die Reaktion $pp \rightarrow ppf$





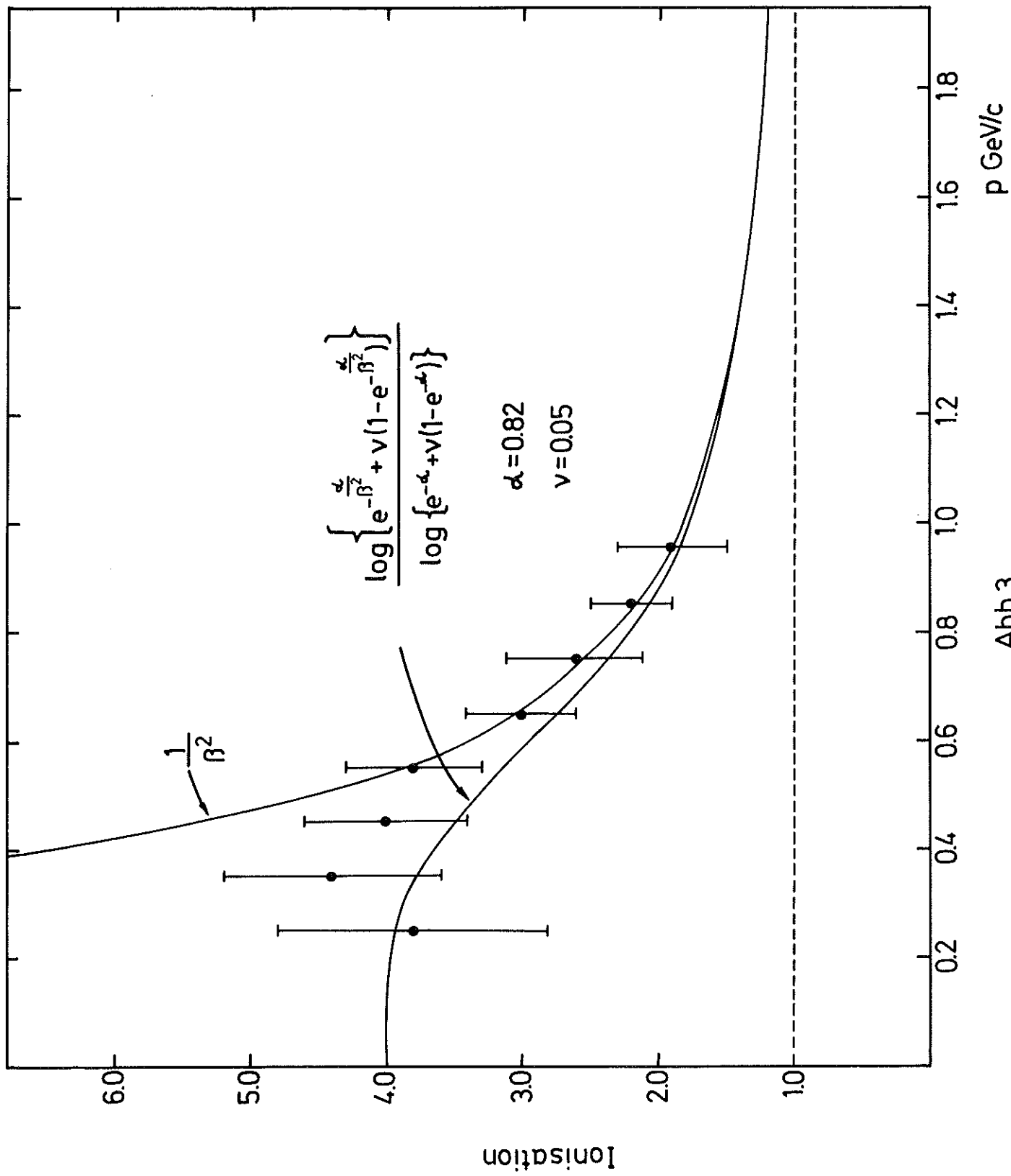


Abb.3

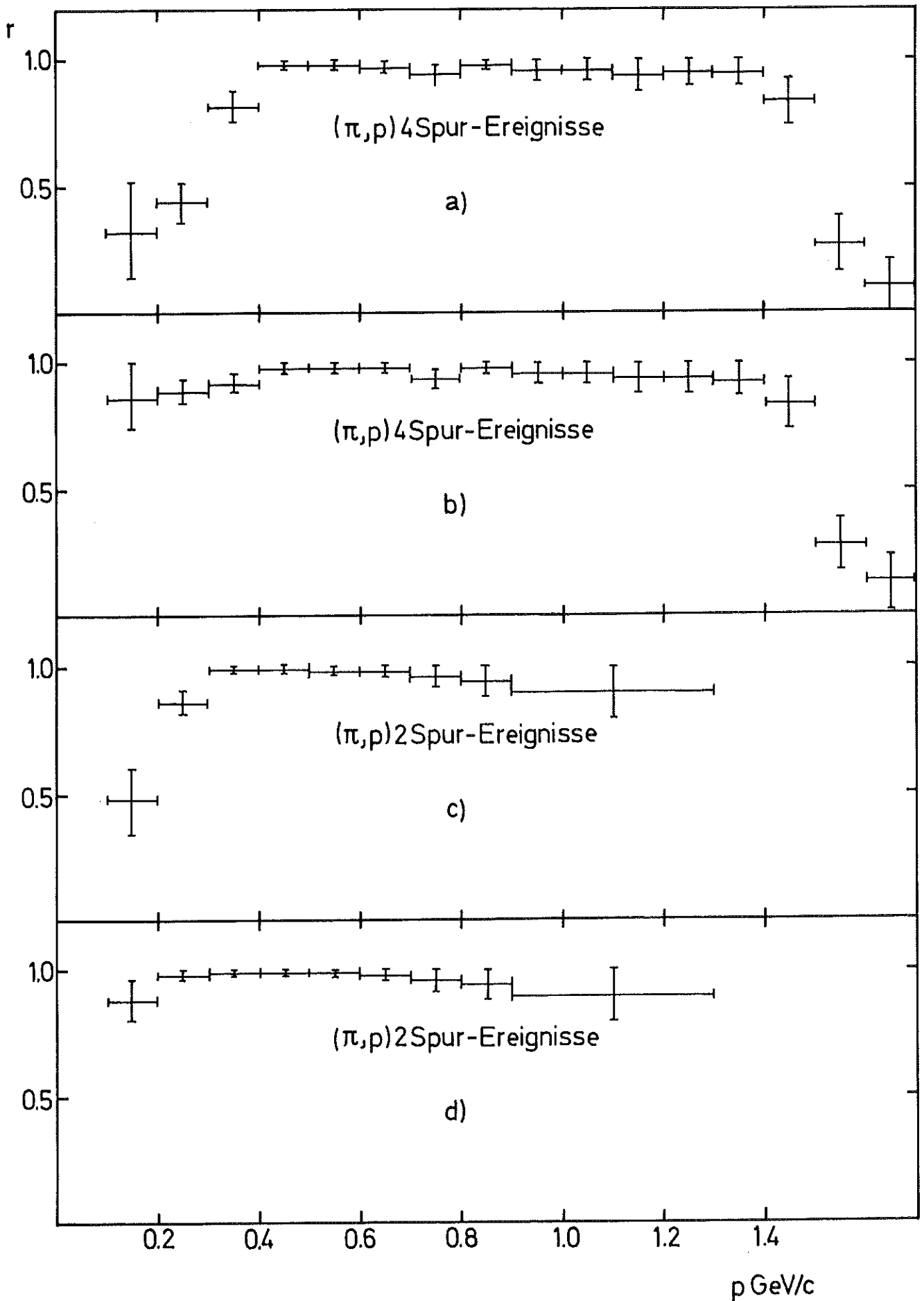


Abb.4

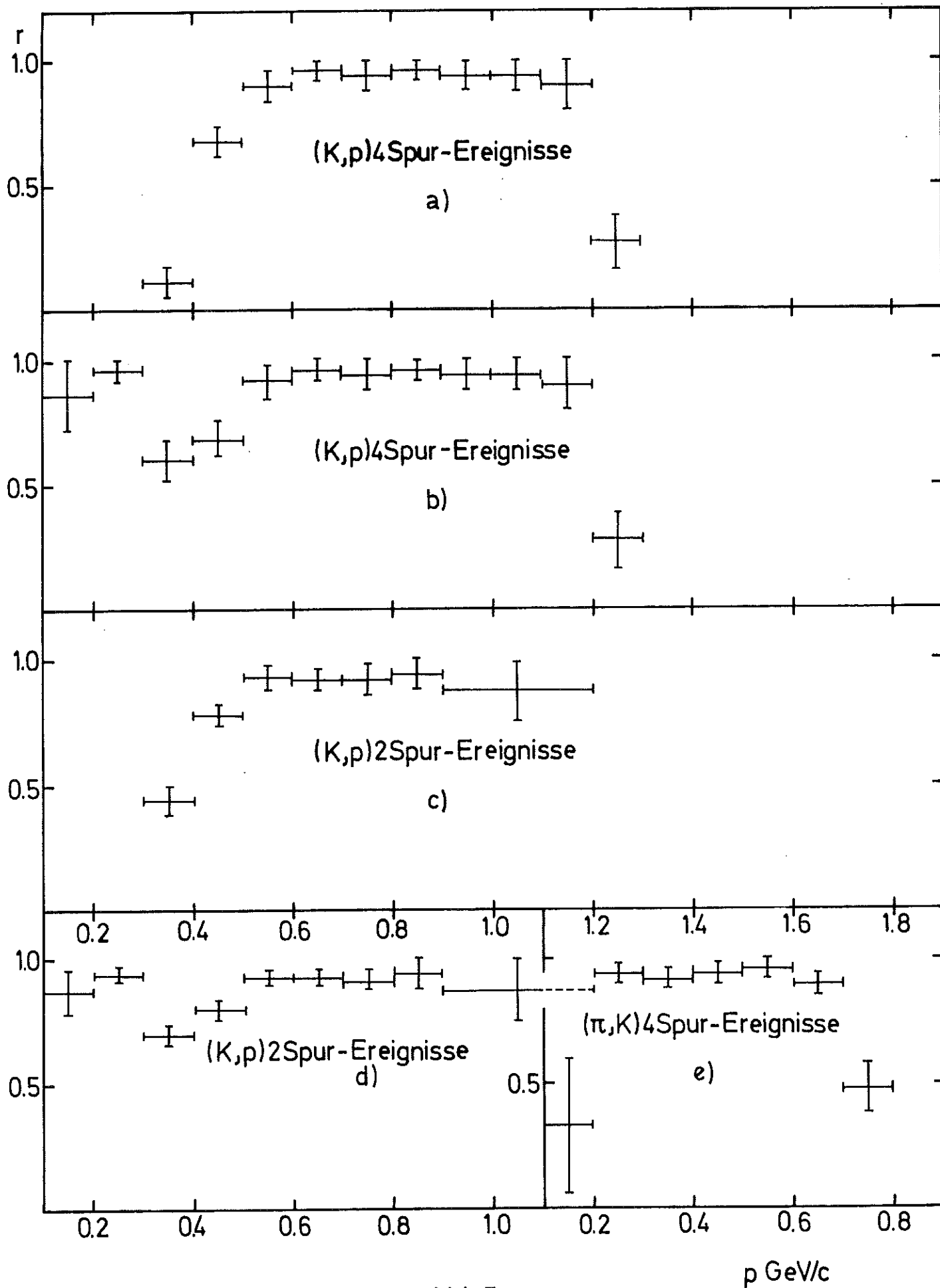


Abb.5

$p \text{ GeV}/c$

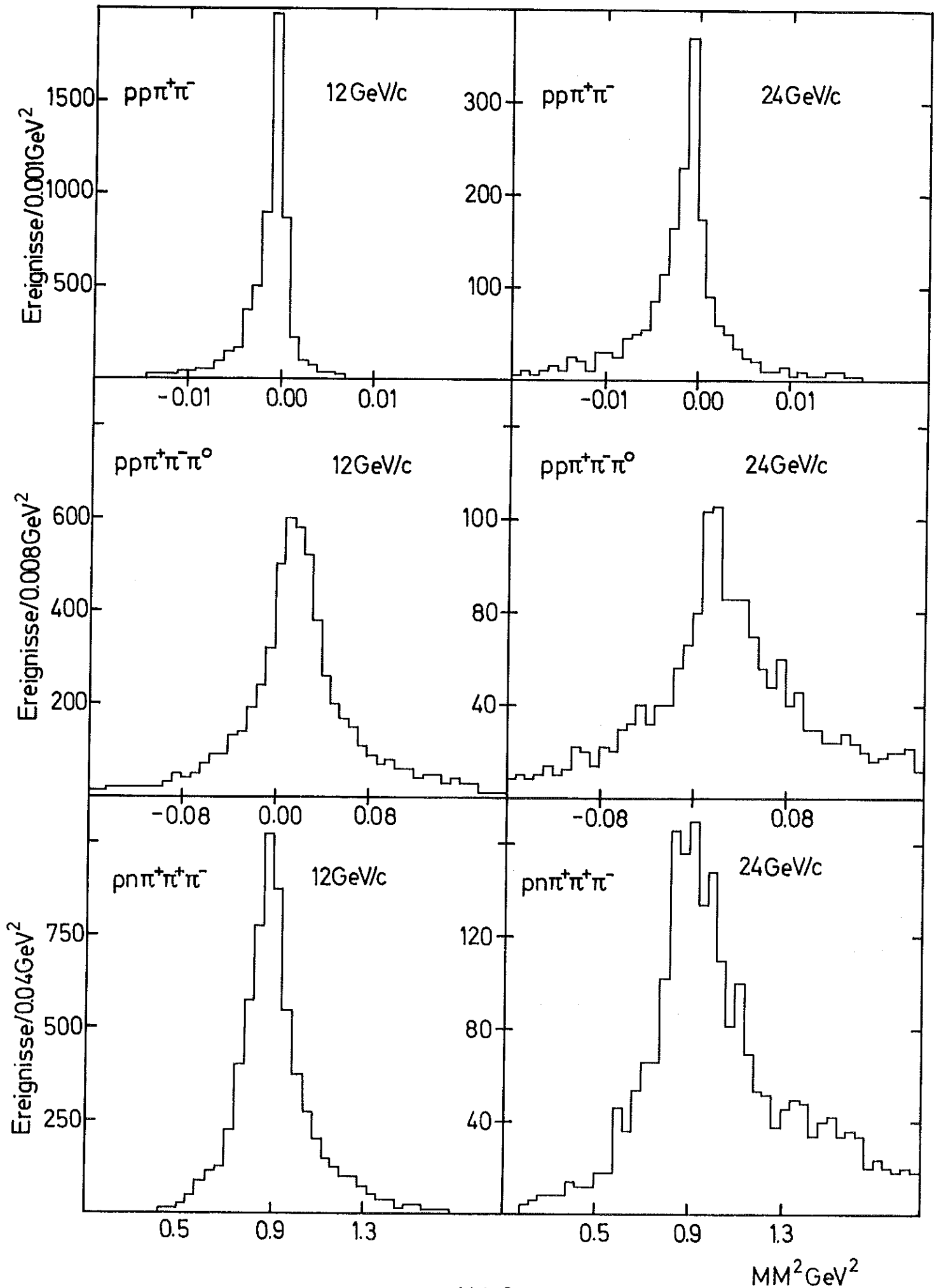


Abb.6

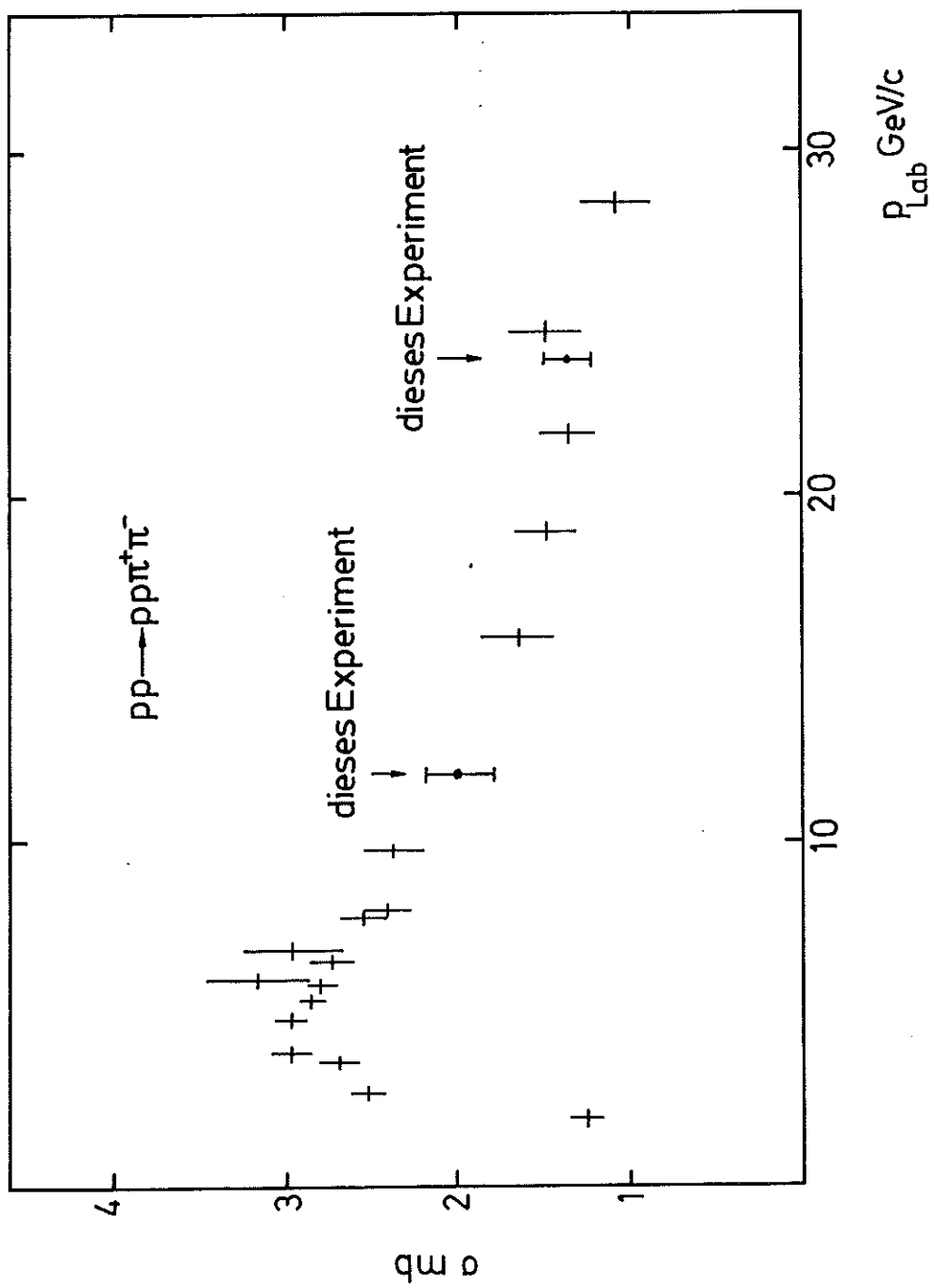
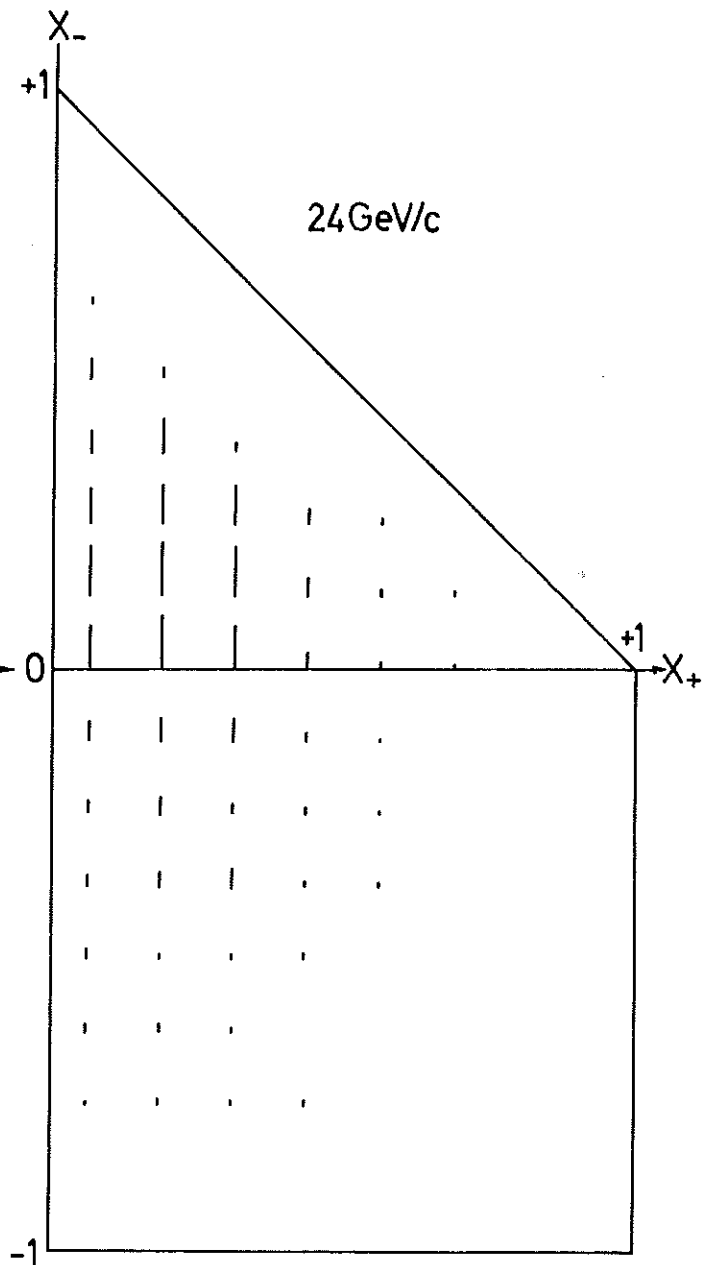
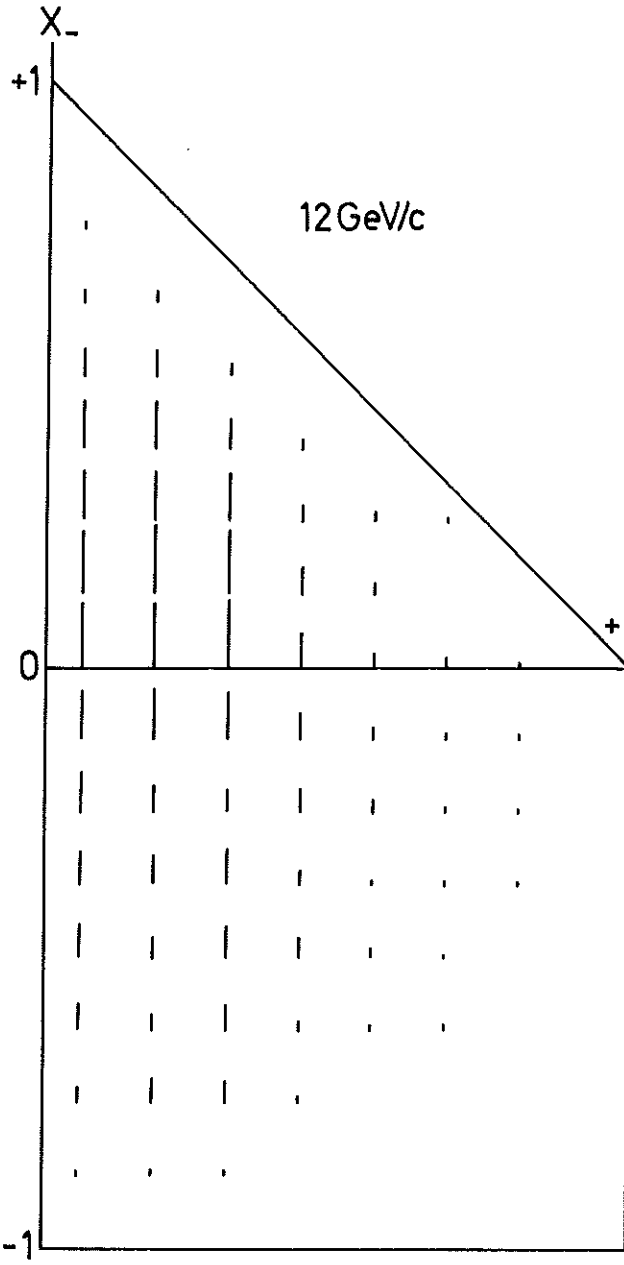
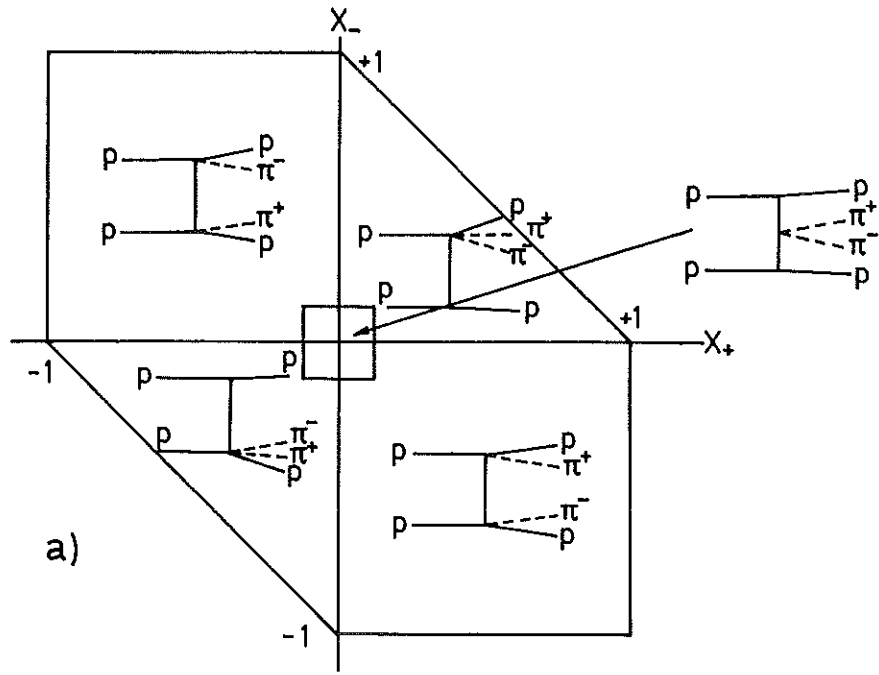


Abb.7



b)

c)

Abb. 8

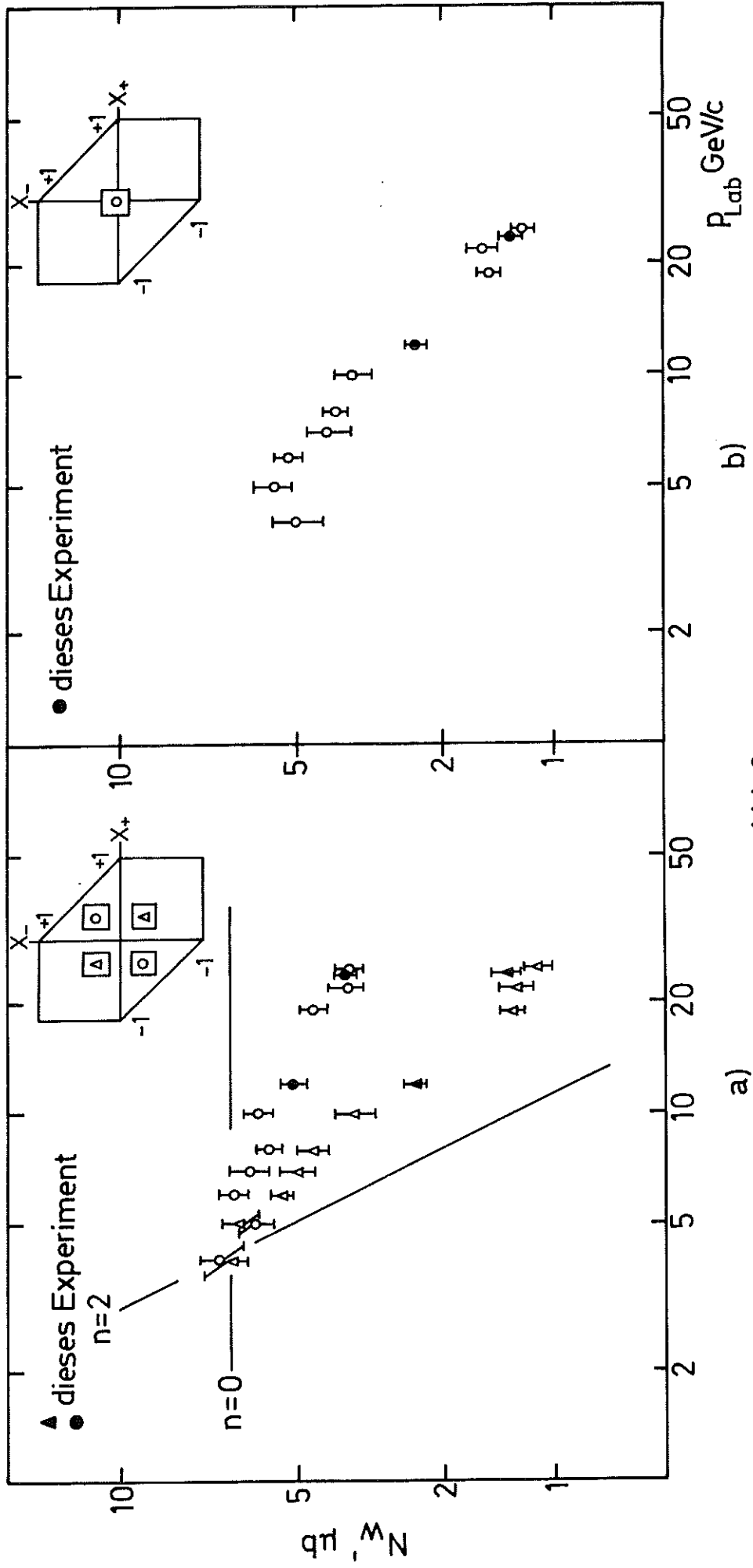


Abb.9

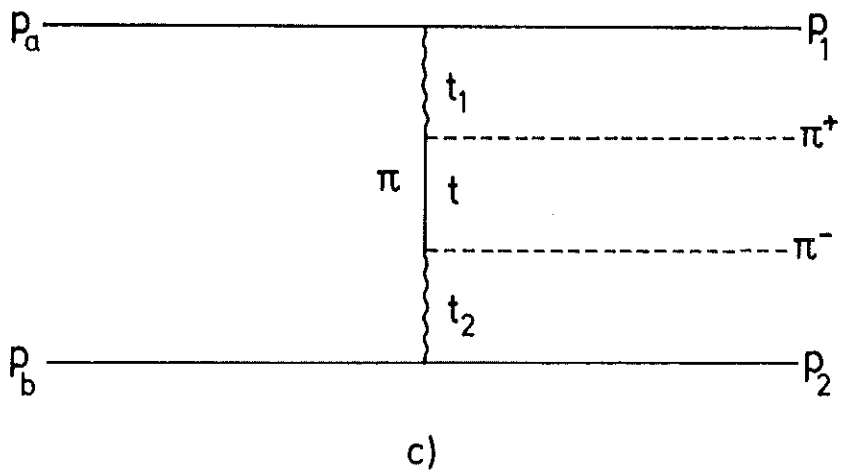
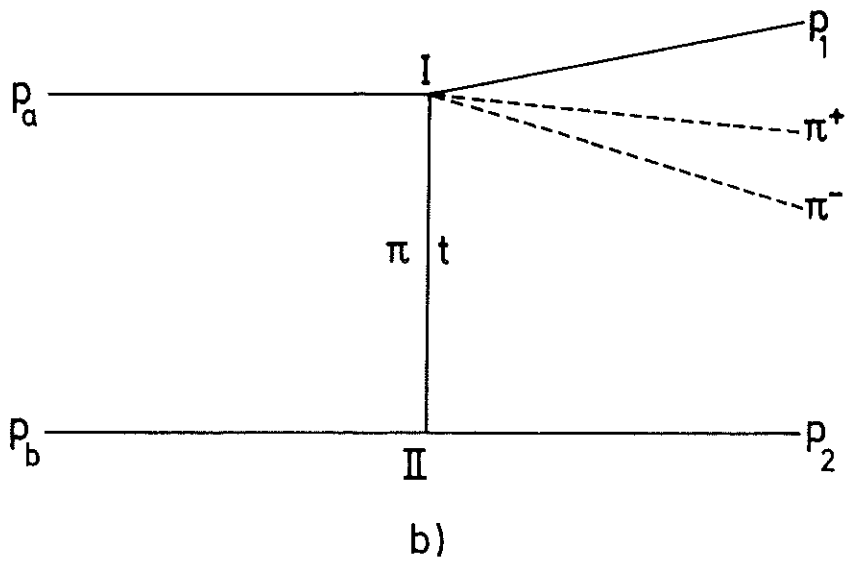
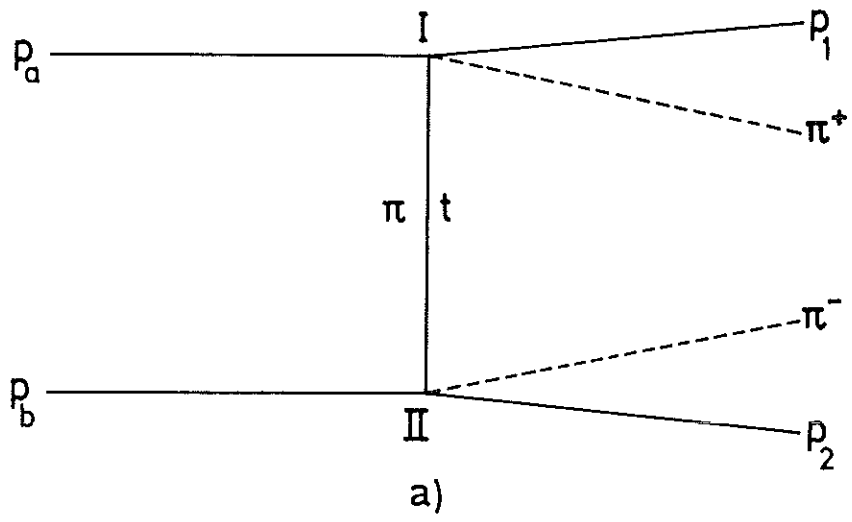
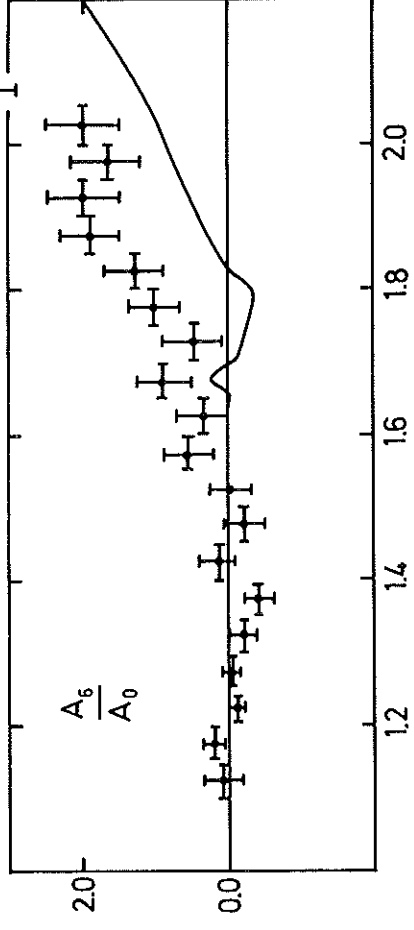
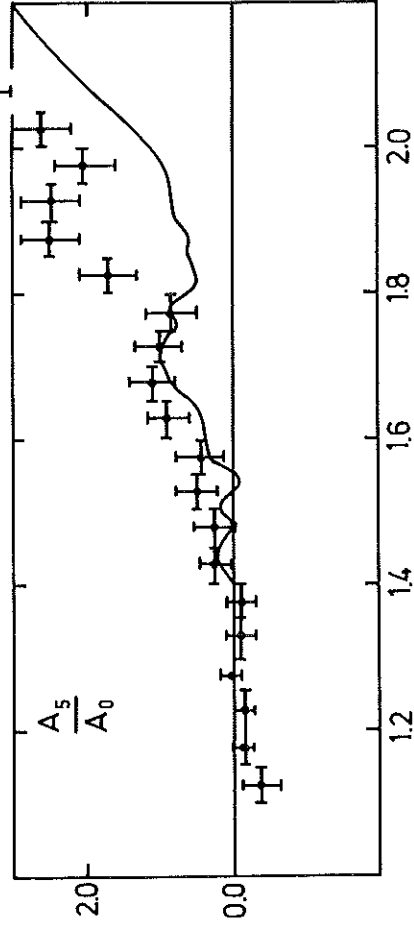
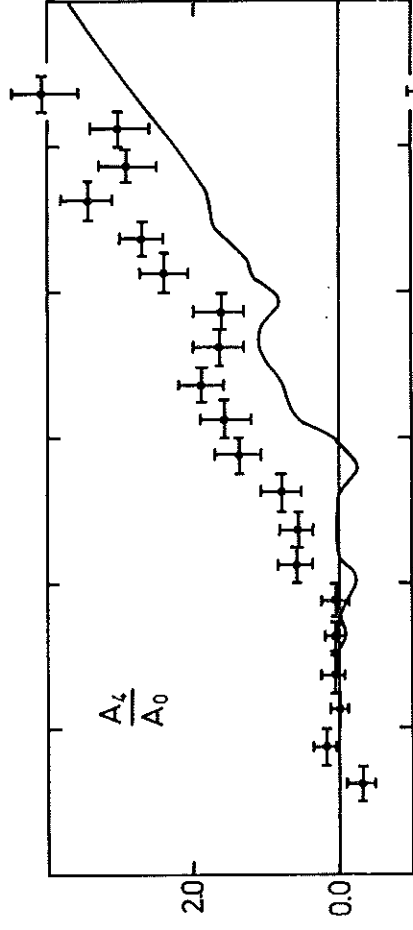
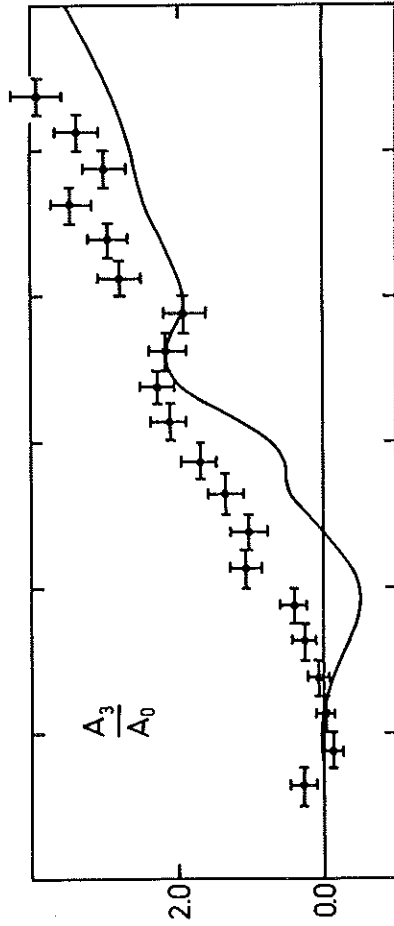
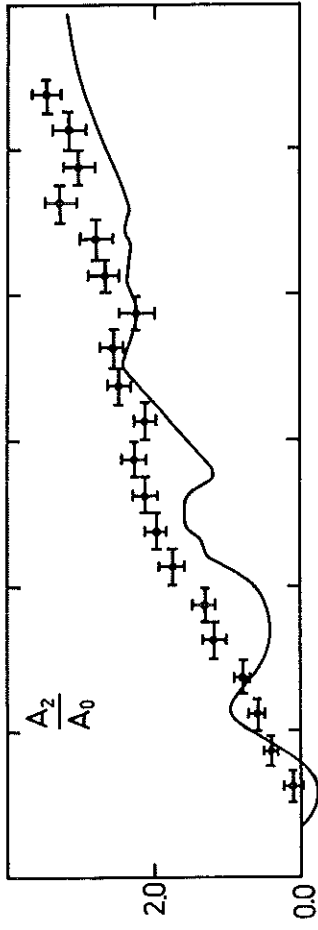
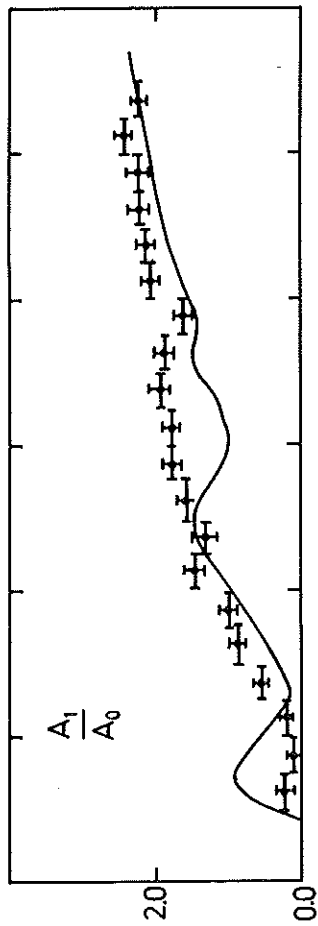


Abb.10

12 GeV/c

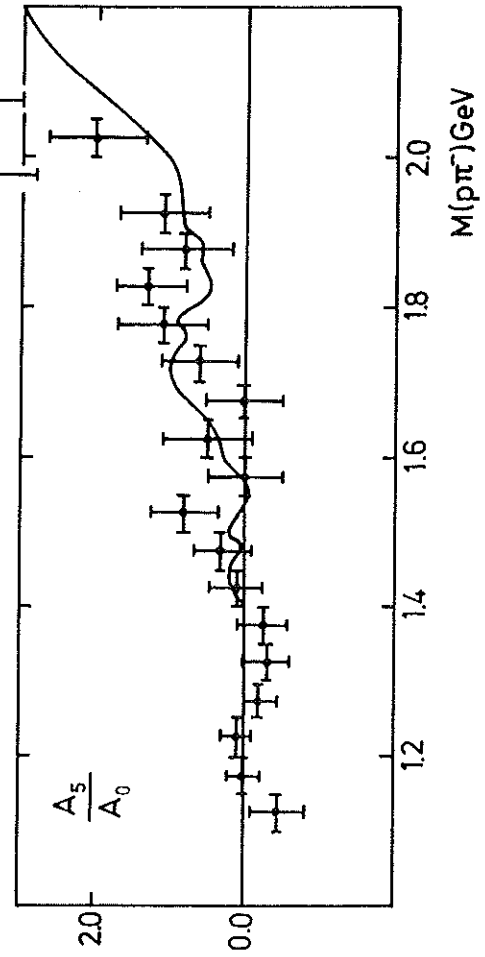
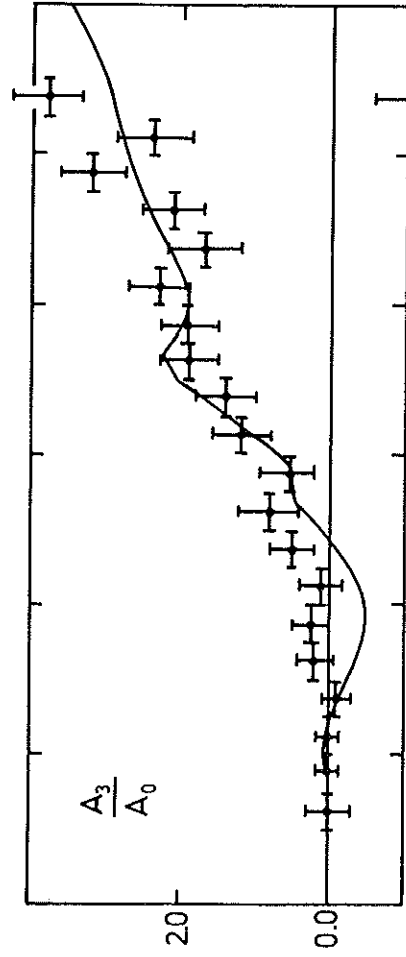
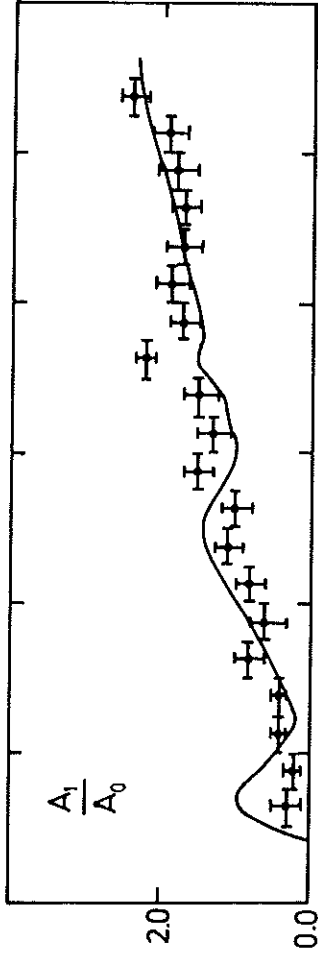


$M(p\pi^+) \text{ GeV}$

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

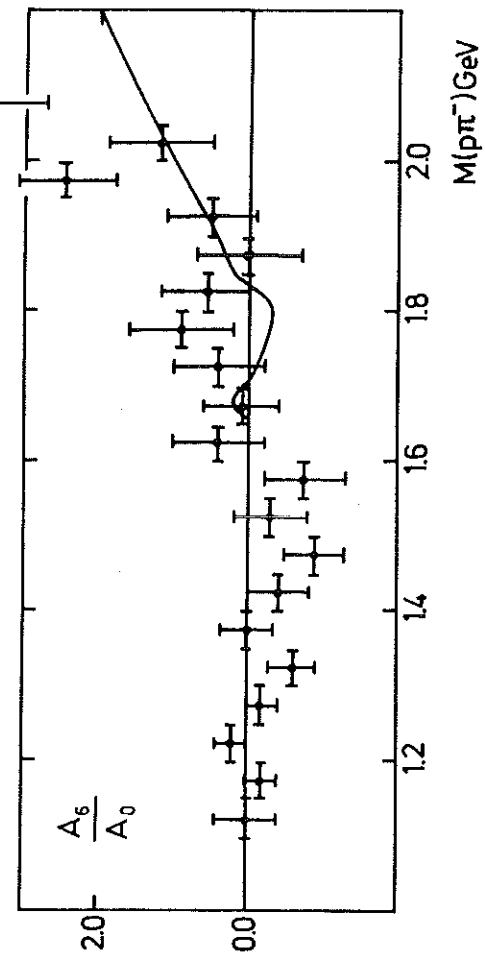
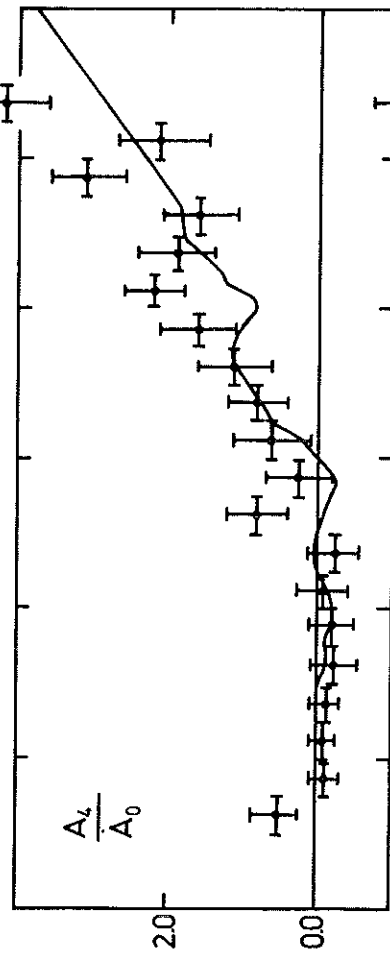
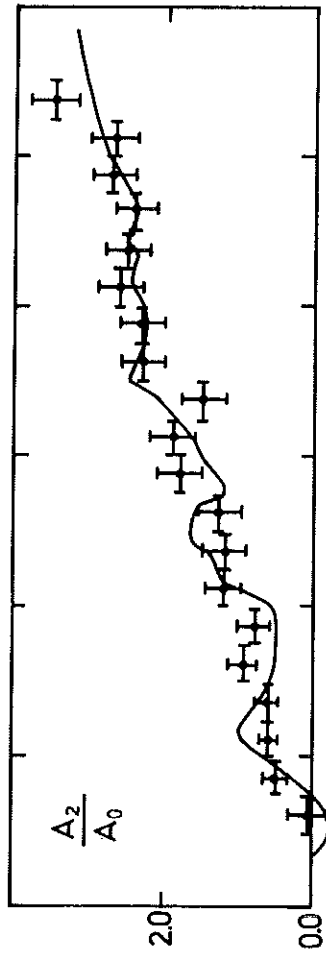
Abb.11

24 GeV/c



$M(p\pi^-)$ GeV

Abb.12



$M(p\pi^-)$ GeV

12 GeV/c

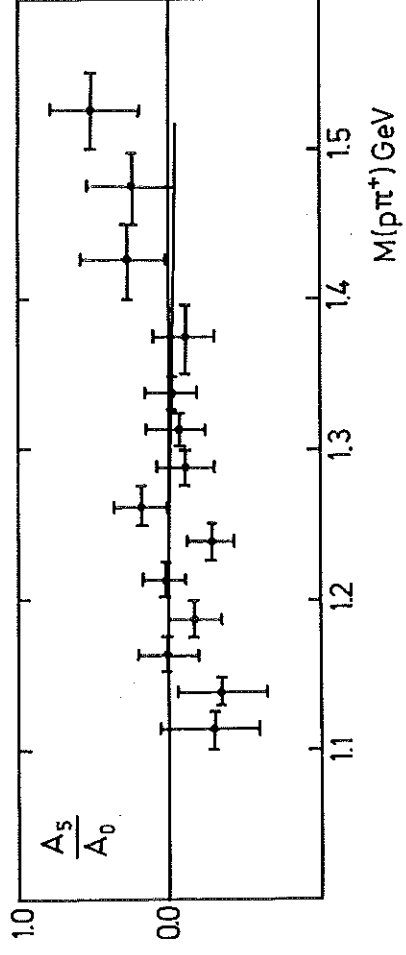
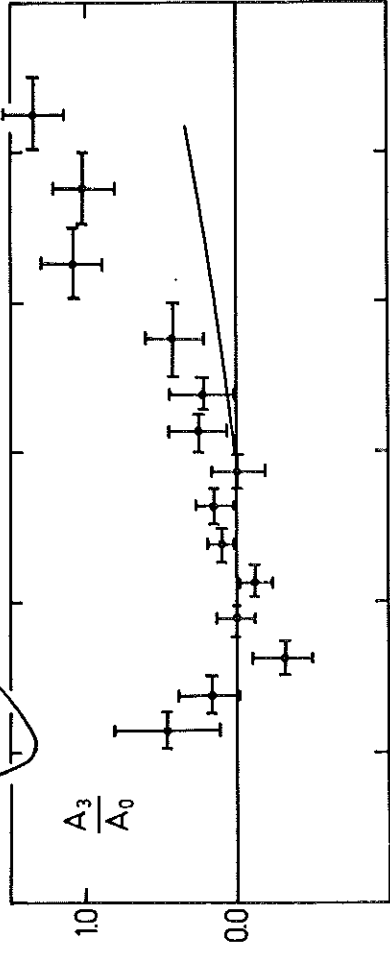
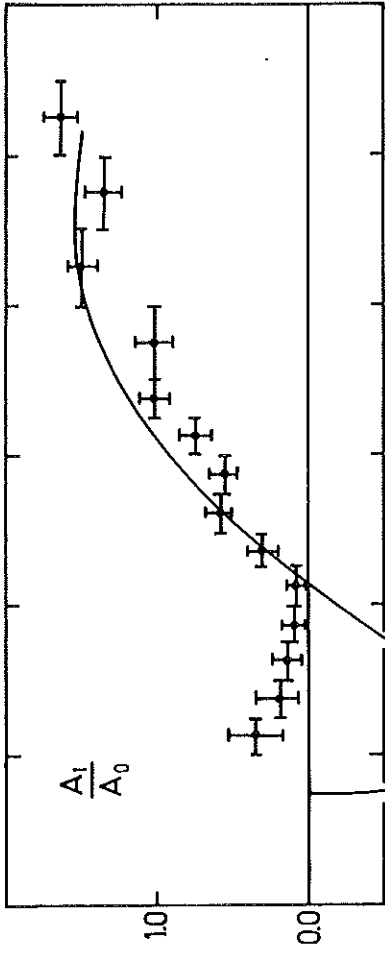
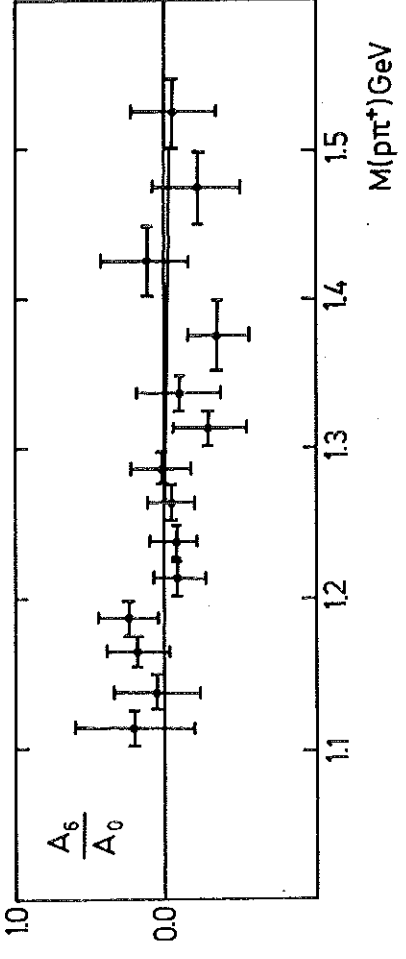
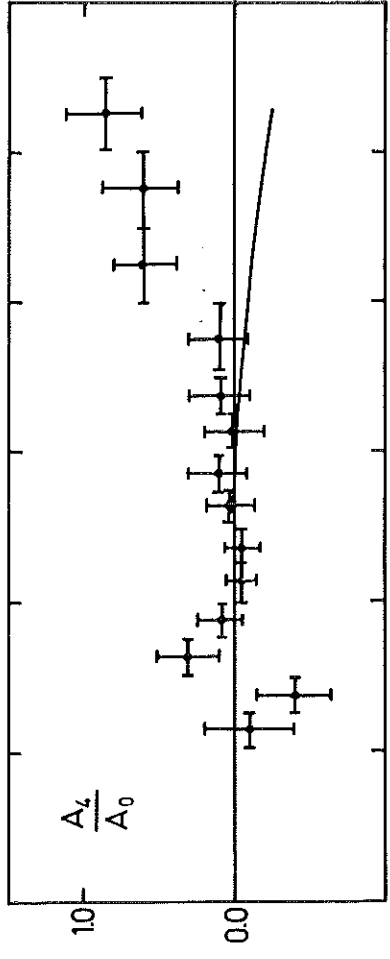
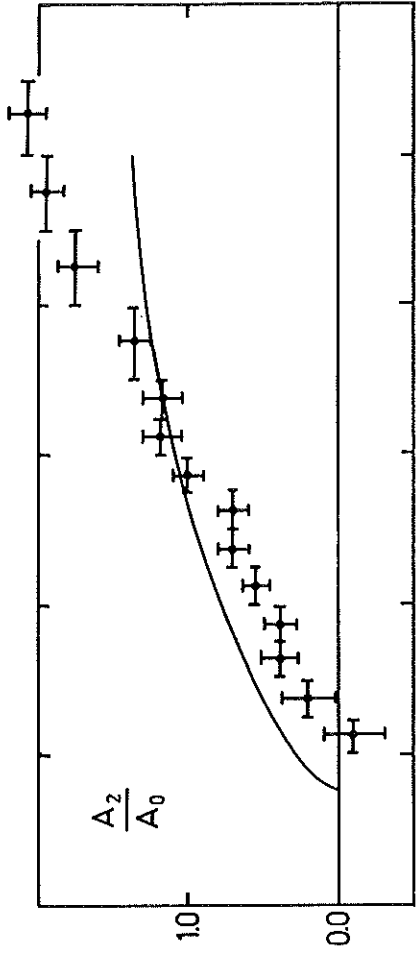


Abb.13



24 GeV/c

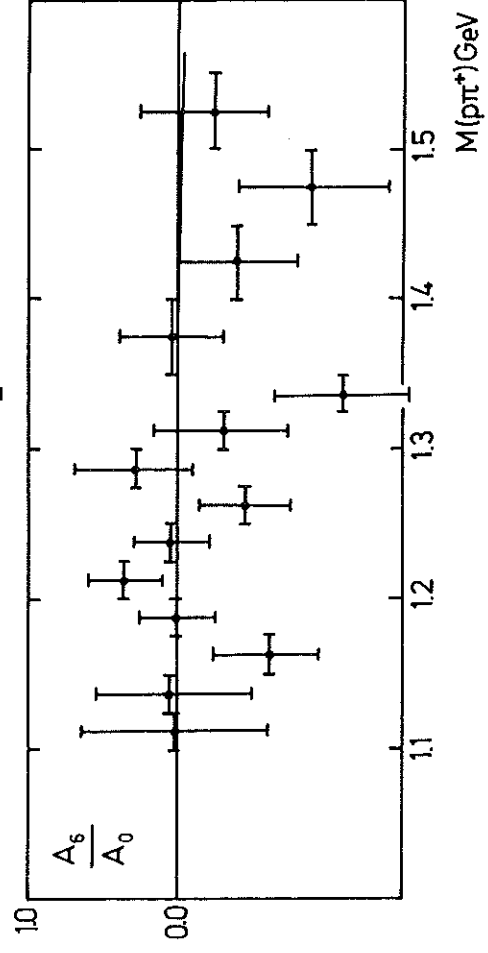
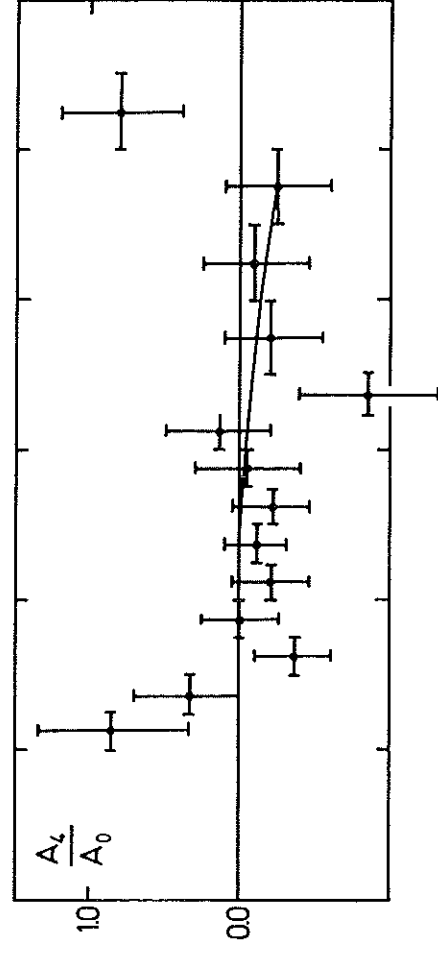
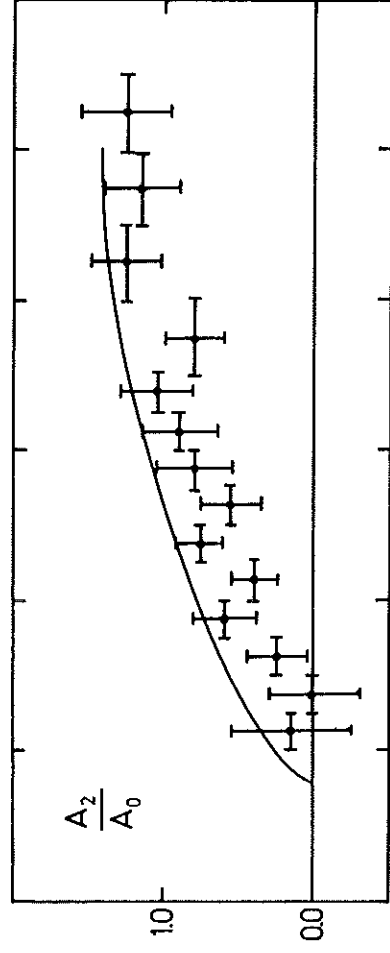
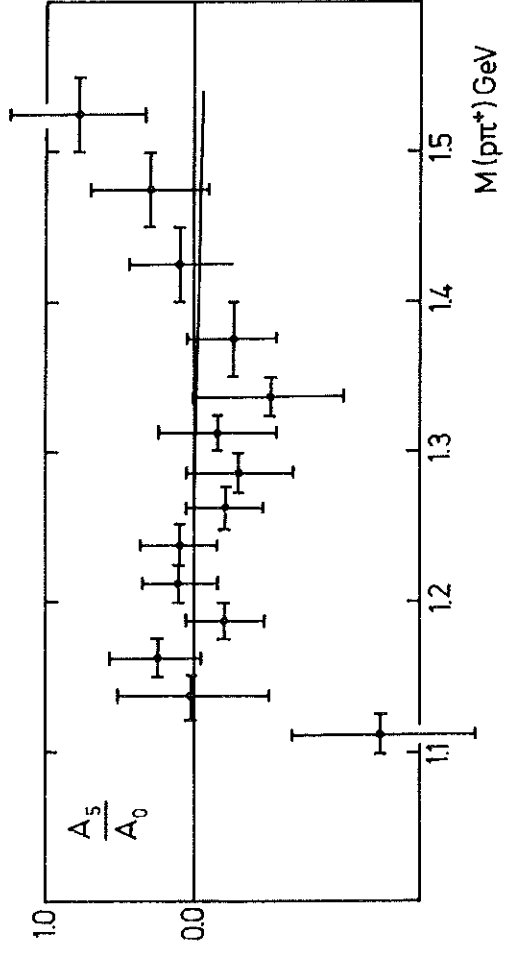
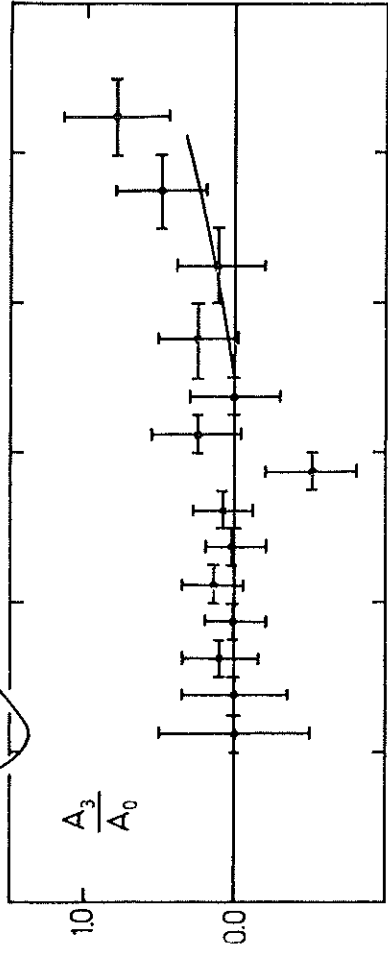
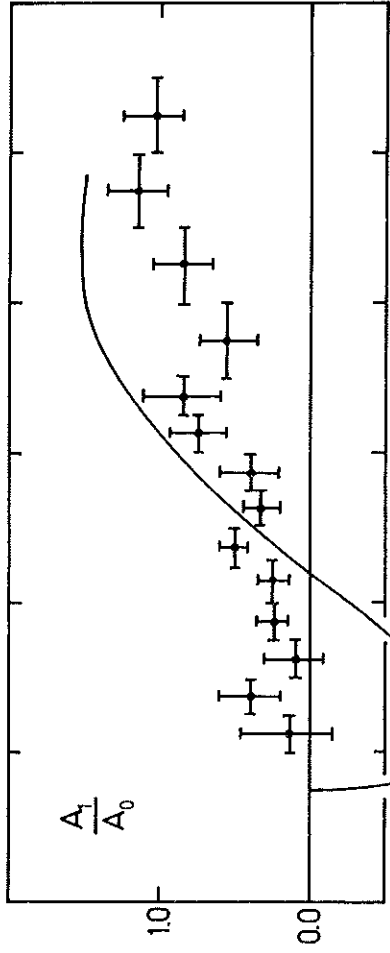
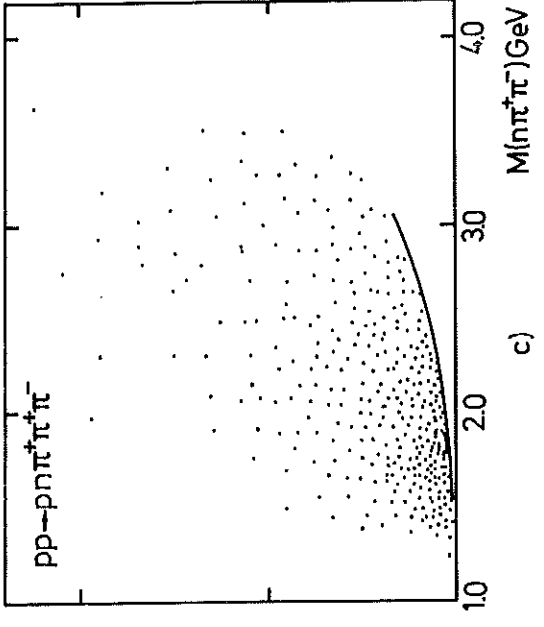
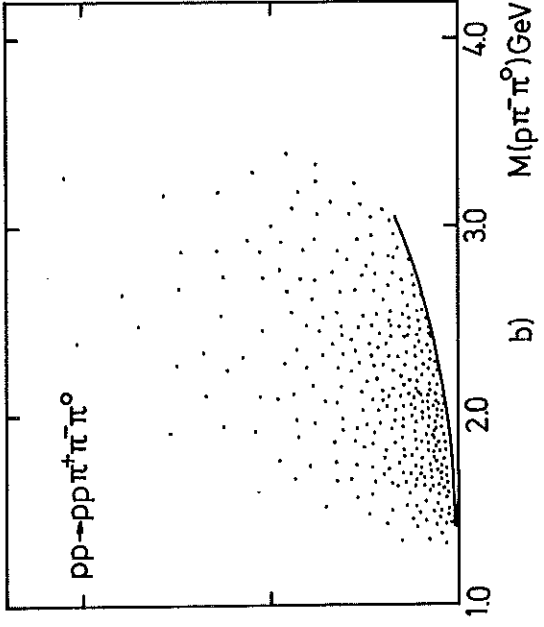
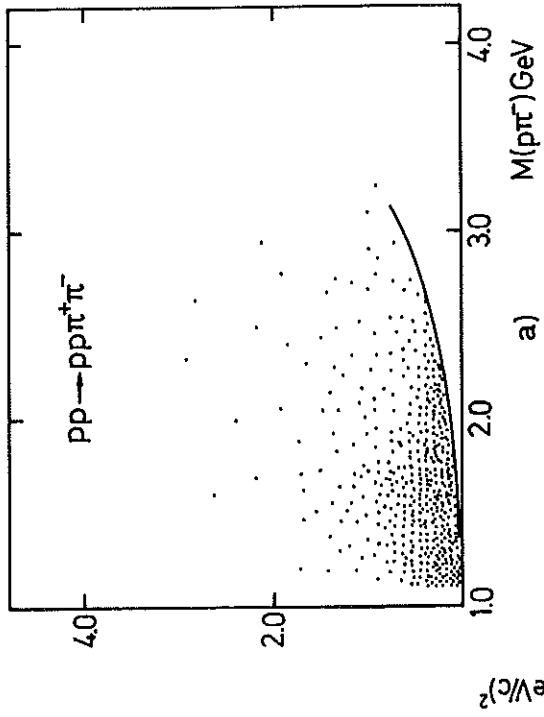


Abb.14

12 GeV/c



24 GeV/c

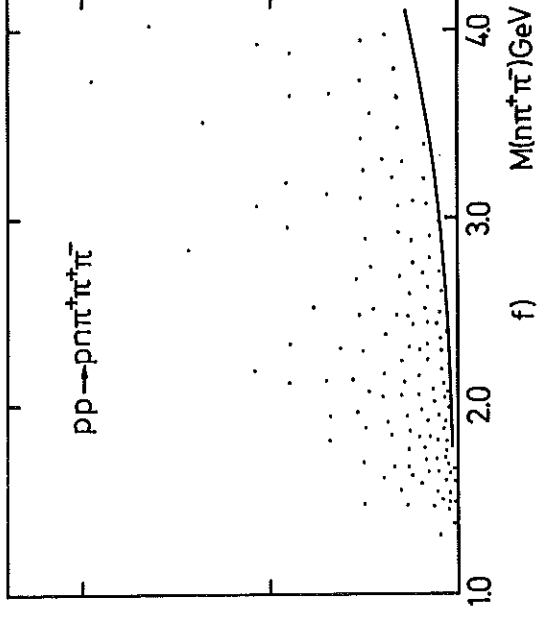
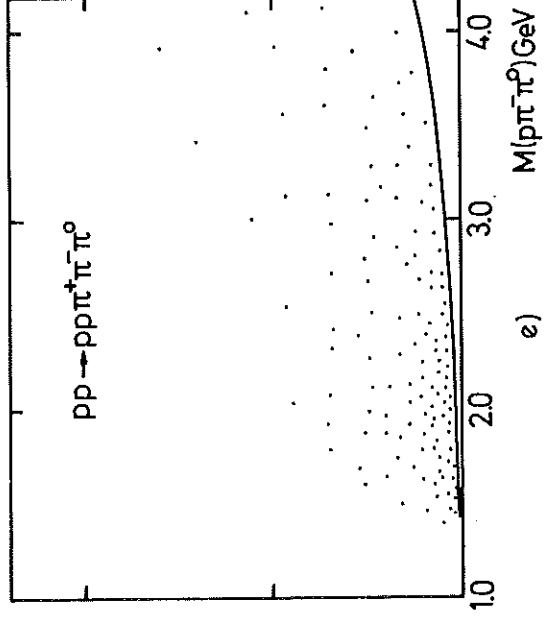
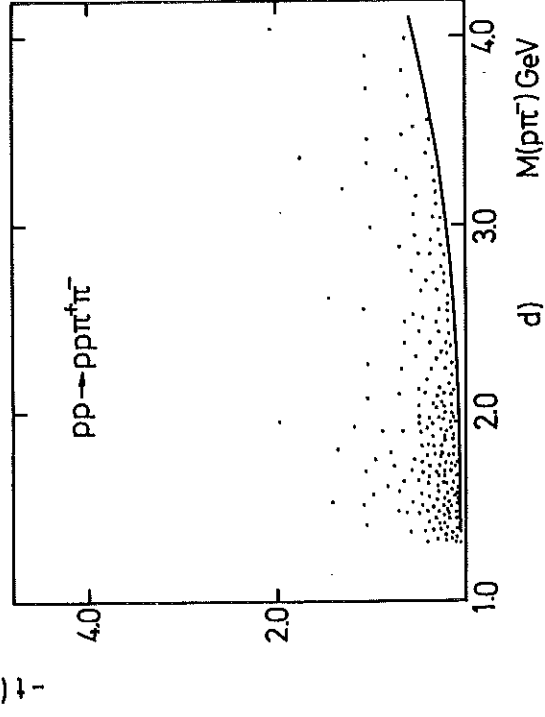


Abb.15

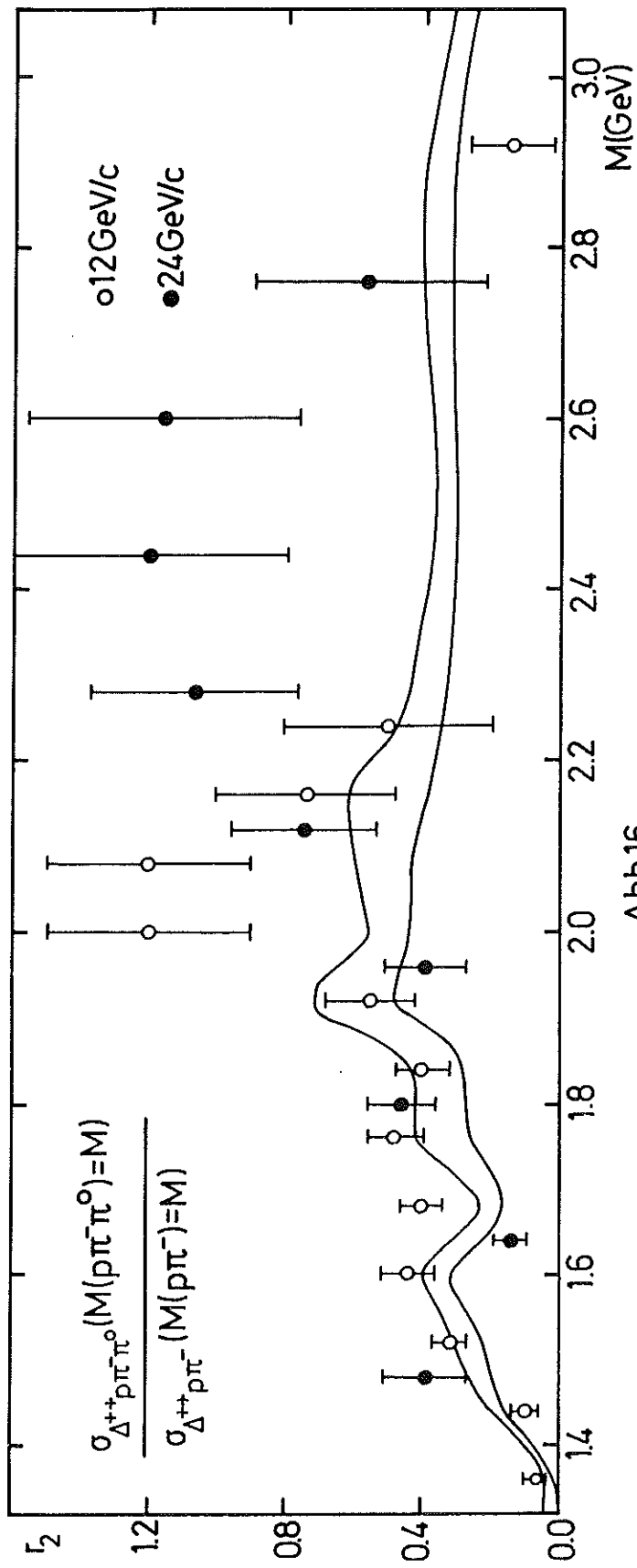
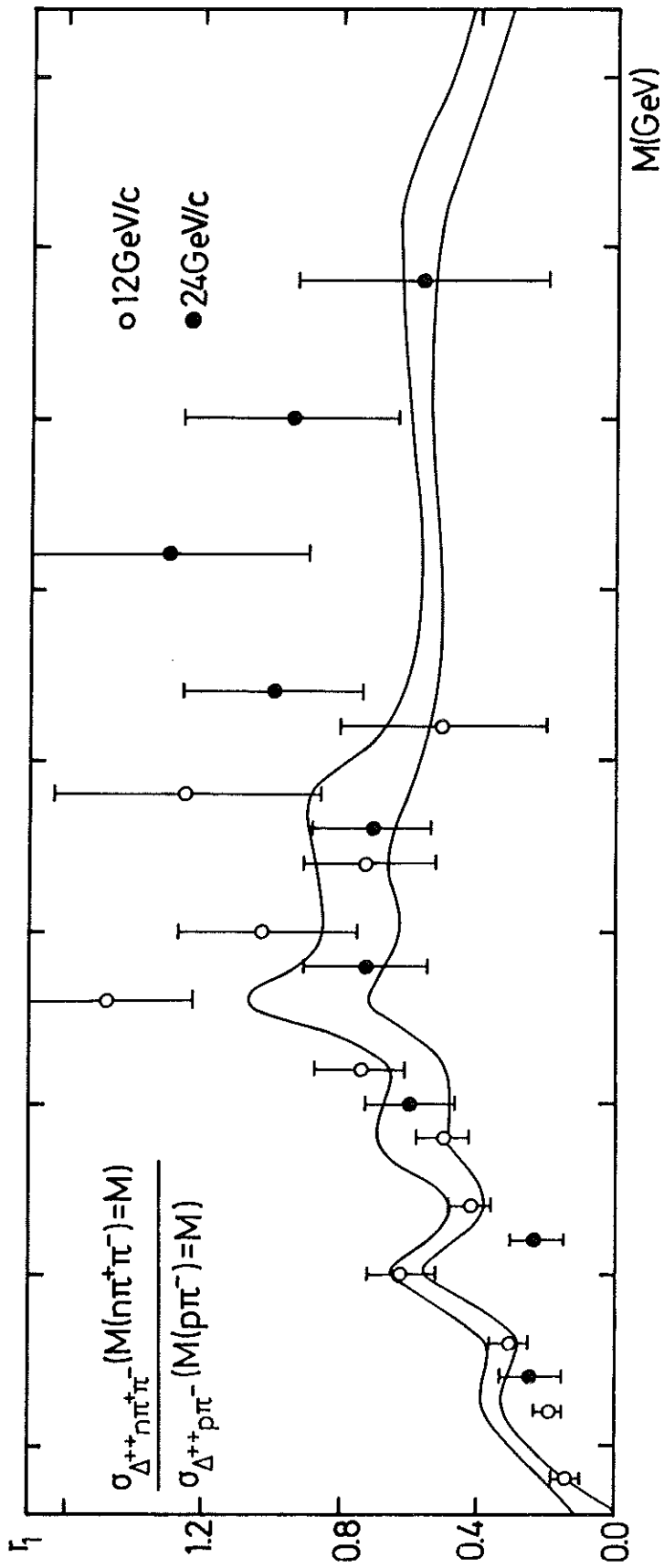


Abb.16

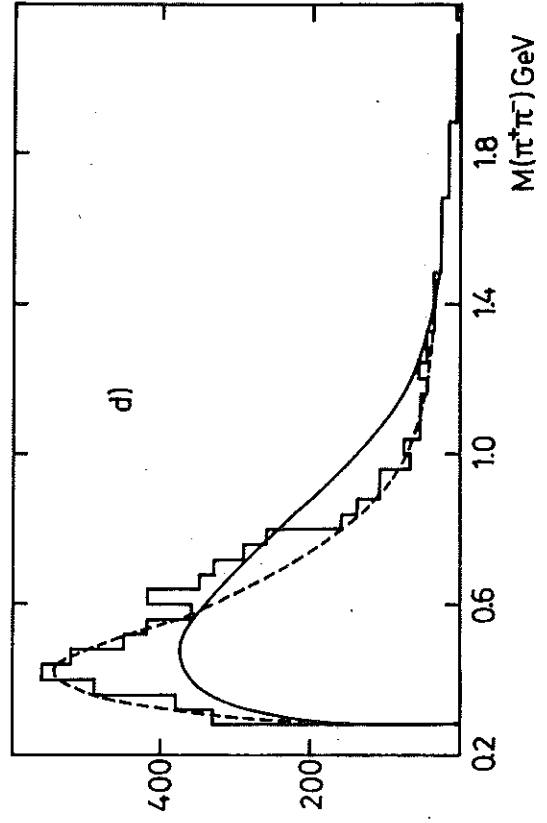
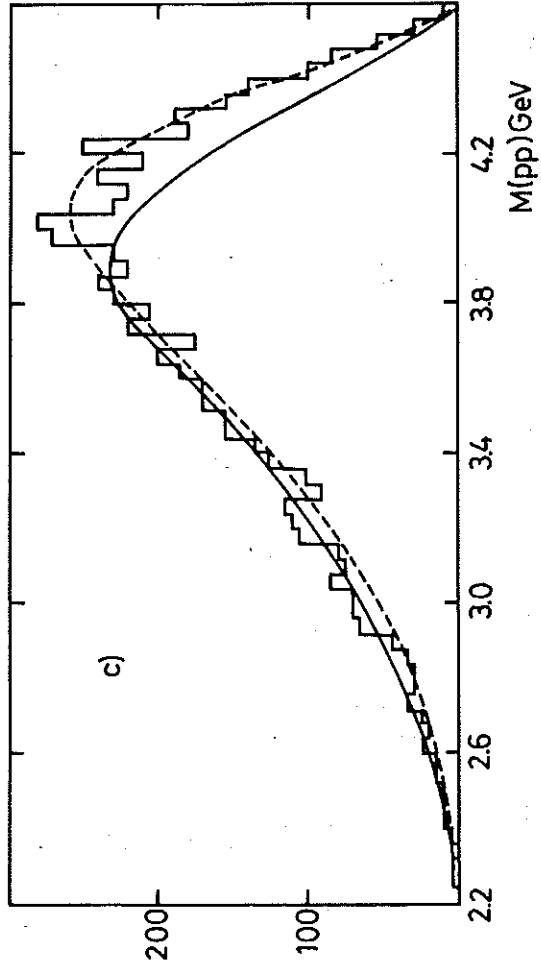
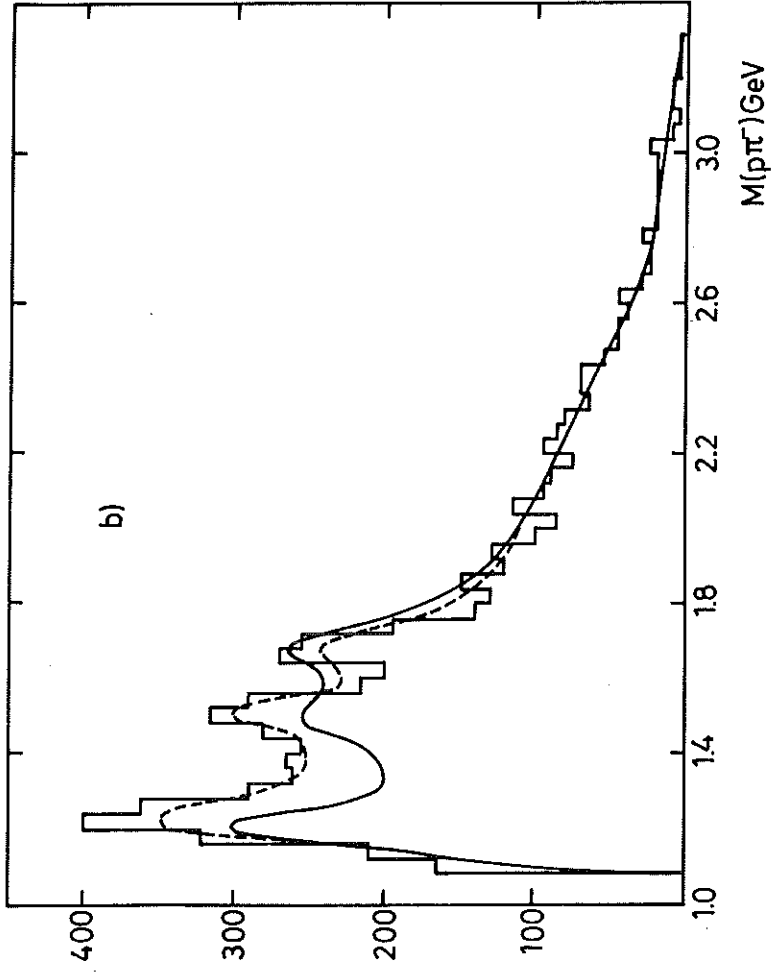
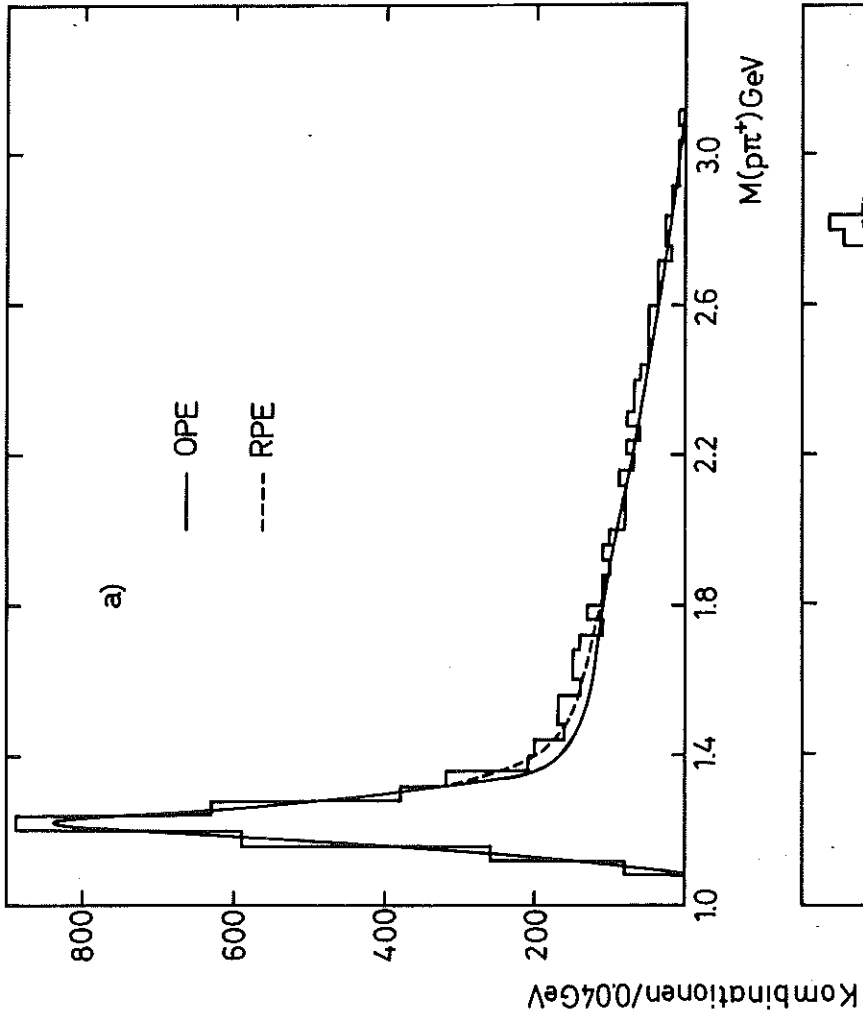


Abb.17

12 GeV/c

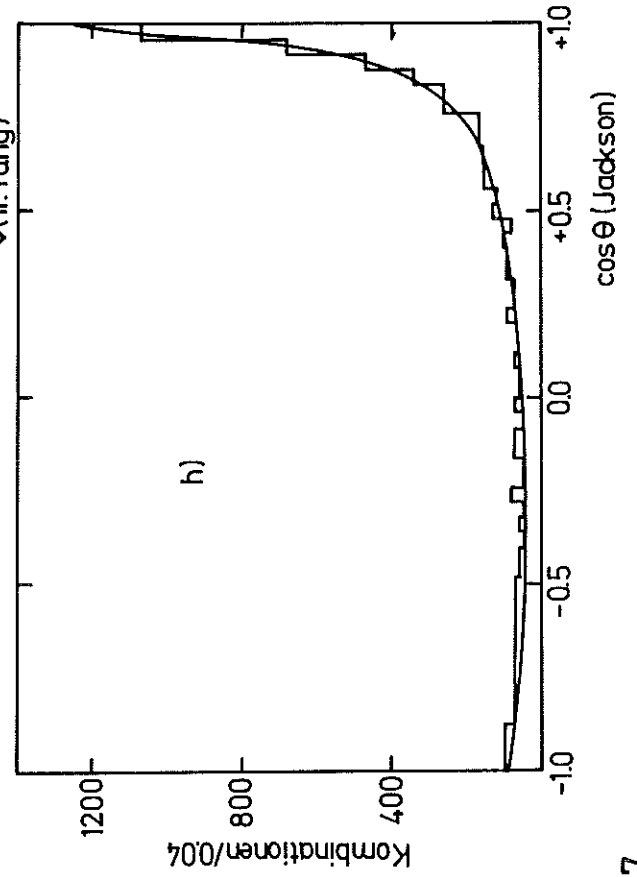
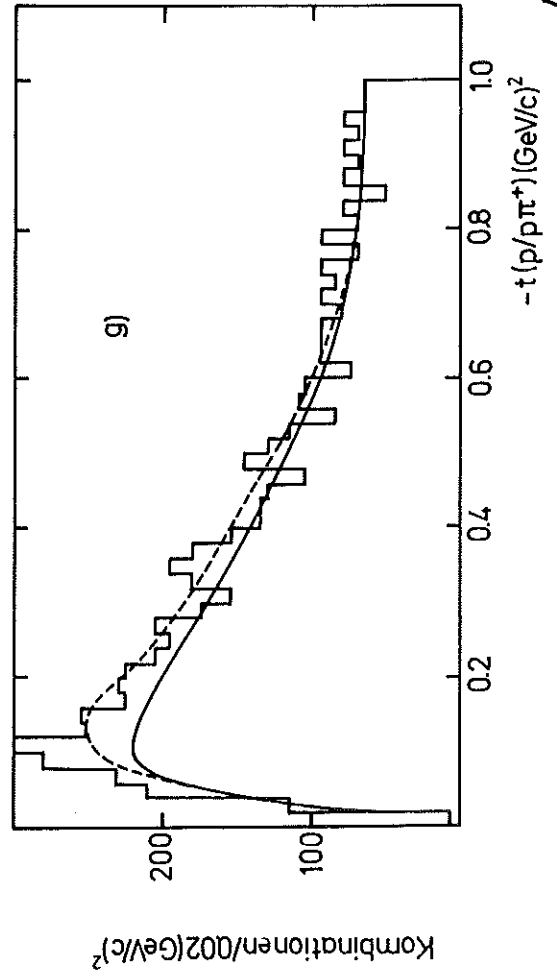
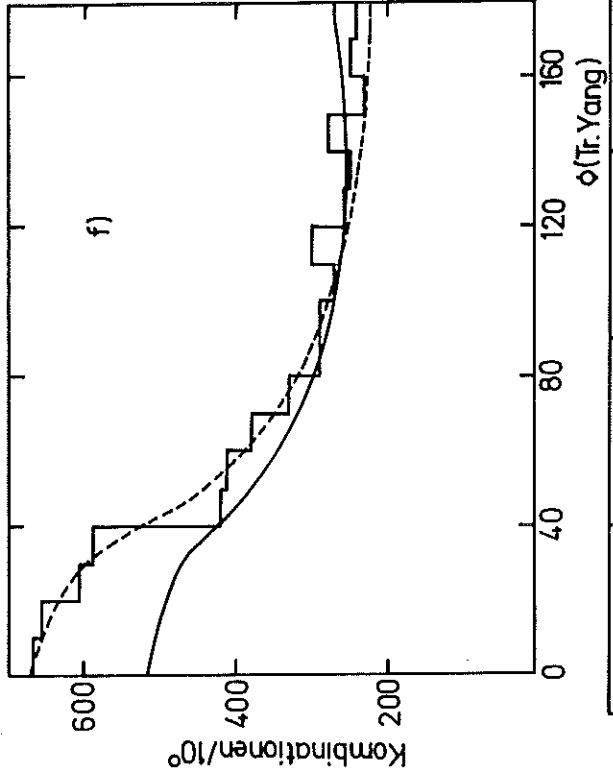
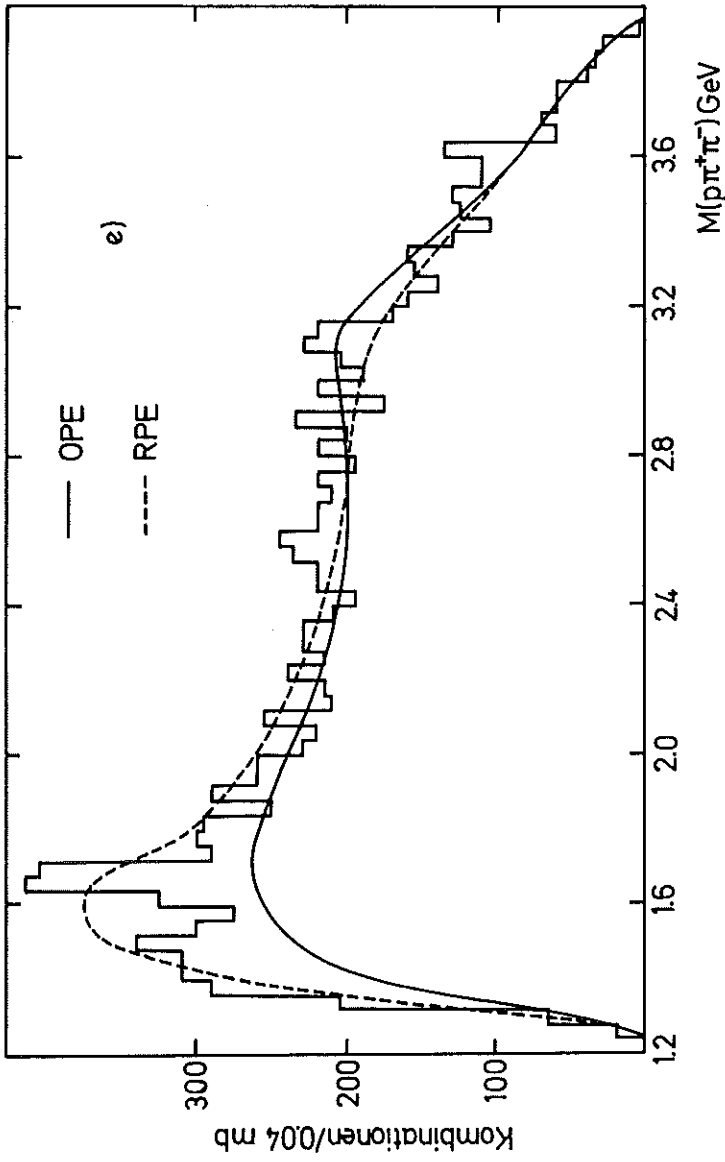


Abb.17

24 GeV/c

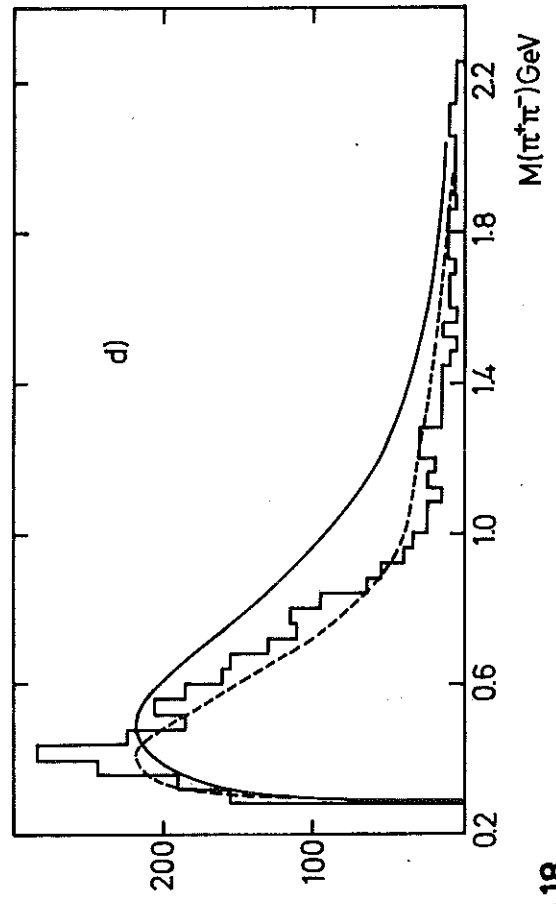
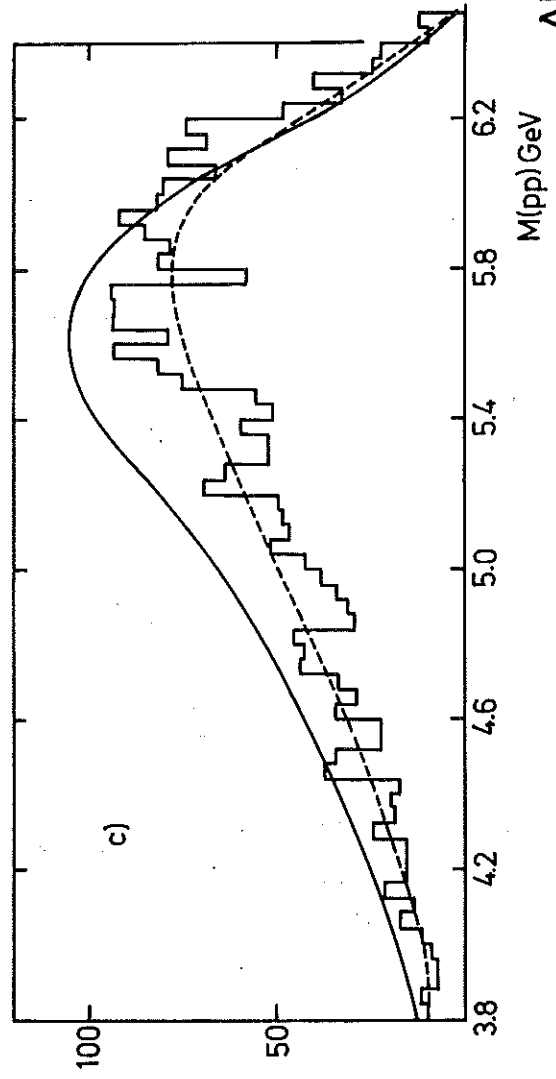
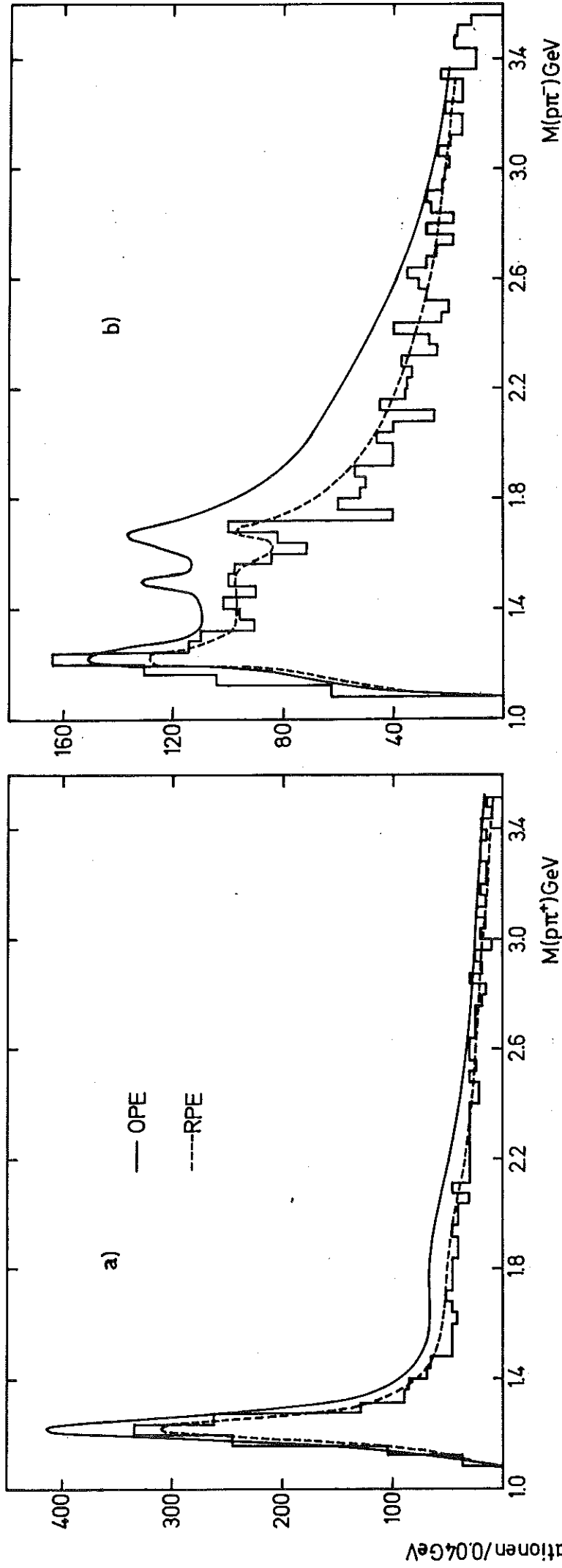


Abb.18

24 GeV/c

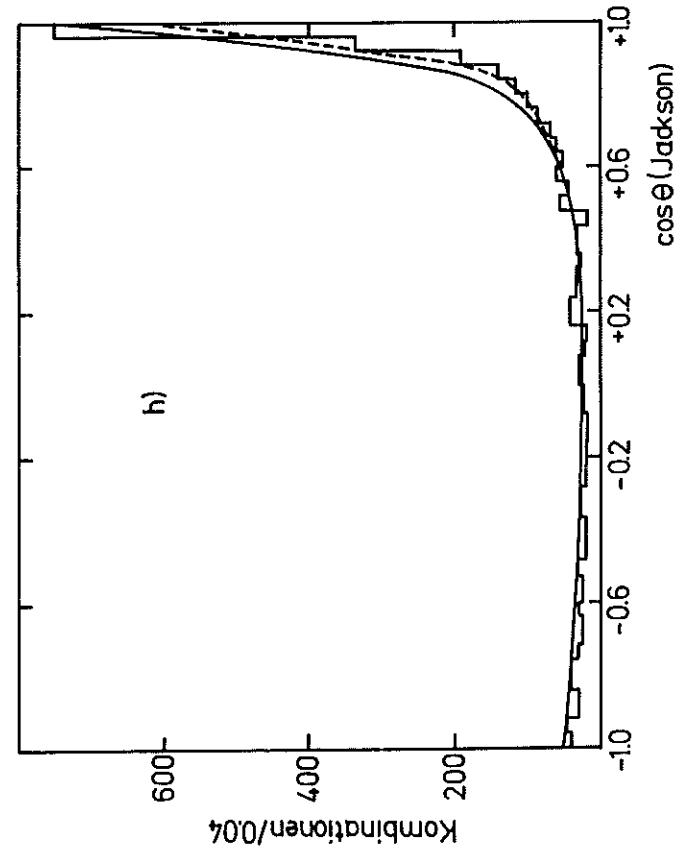
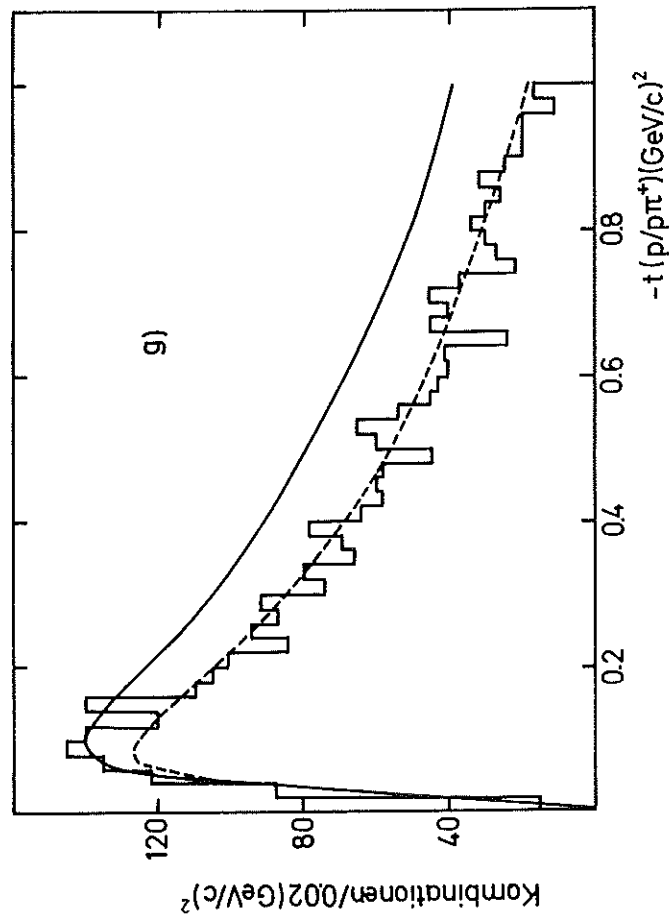
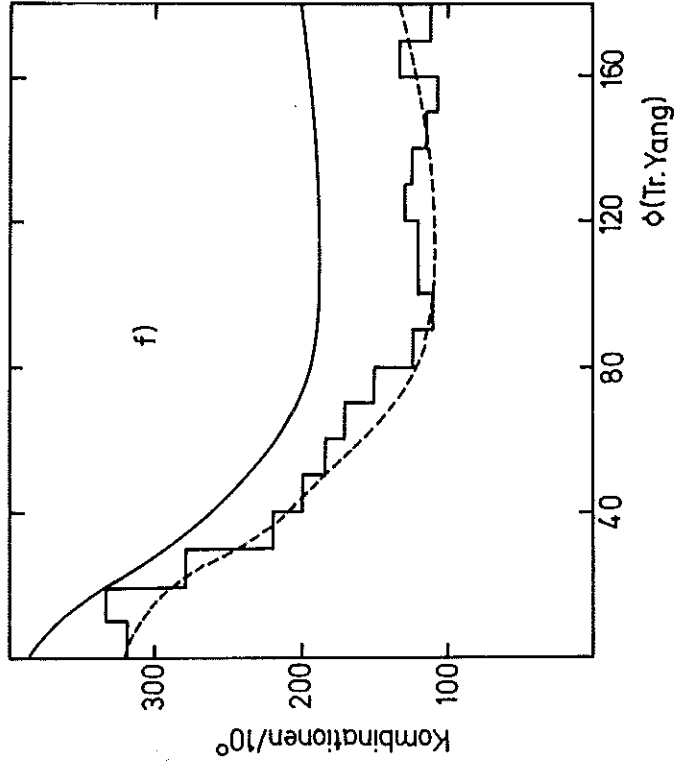
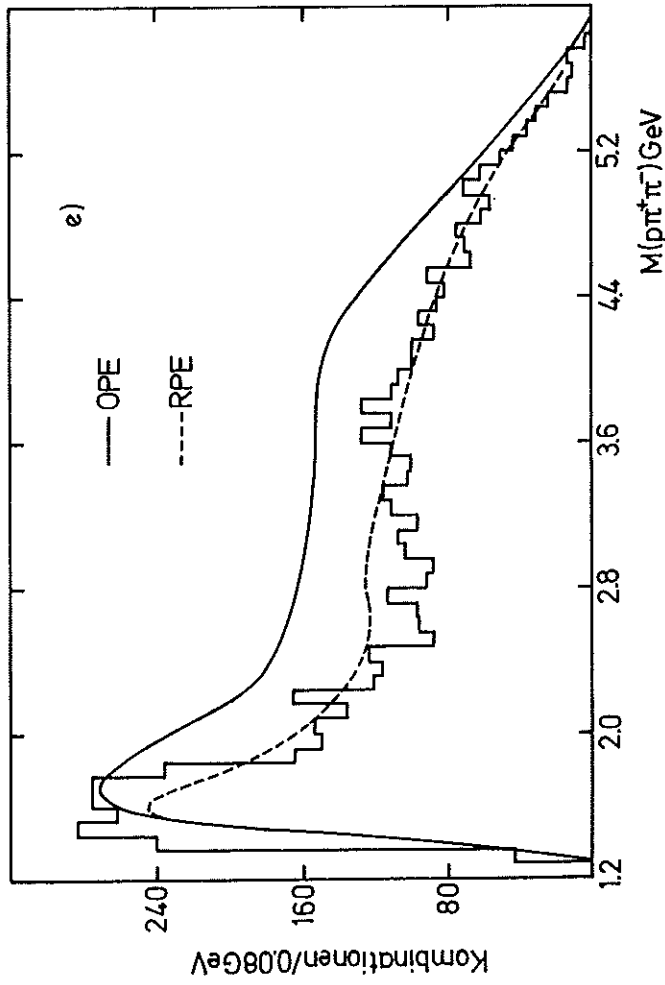


Abb.18

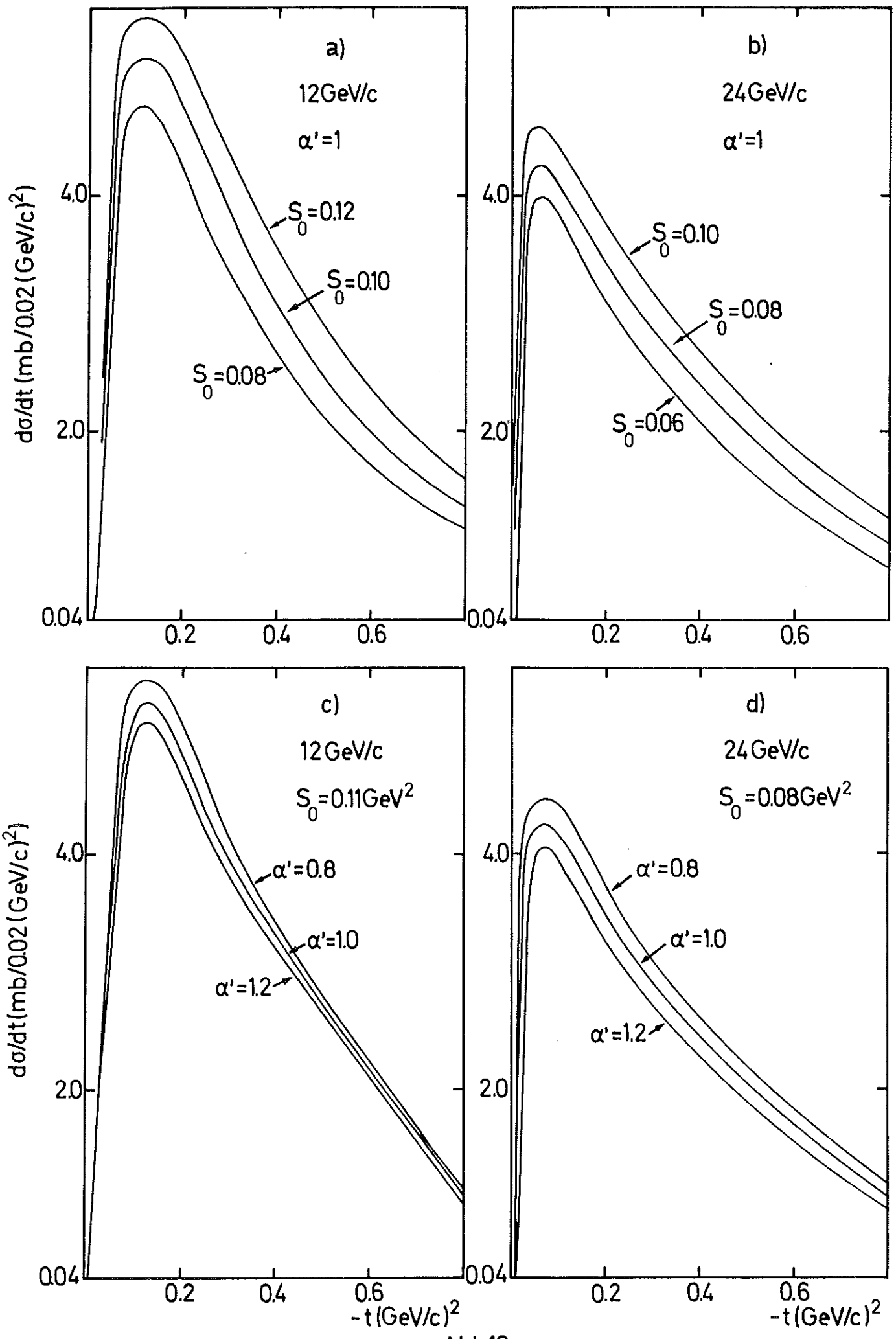


Abb.19

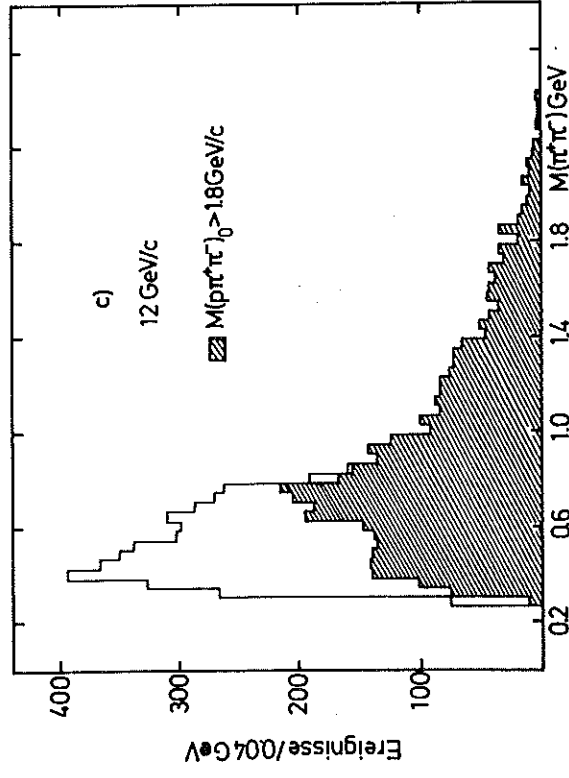
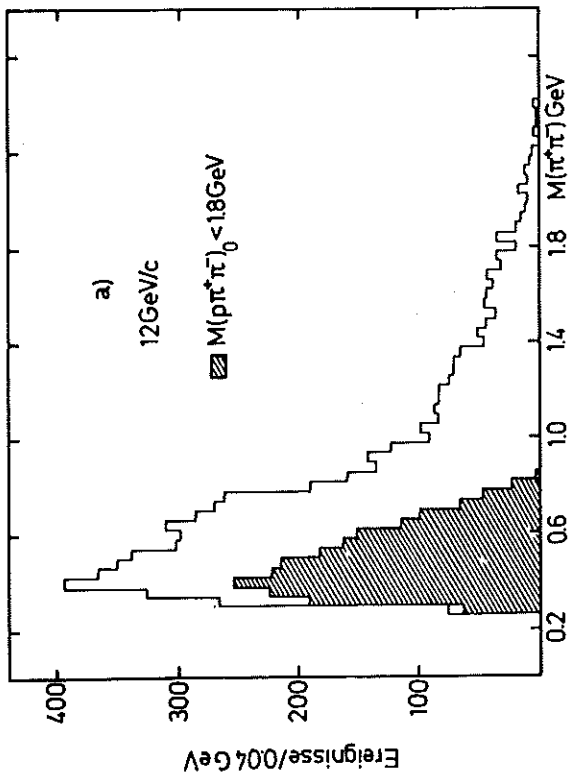
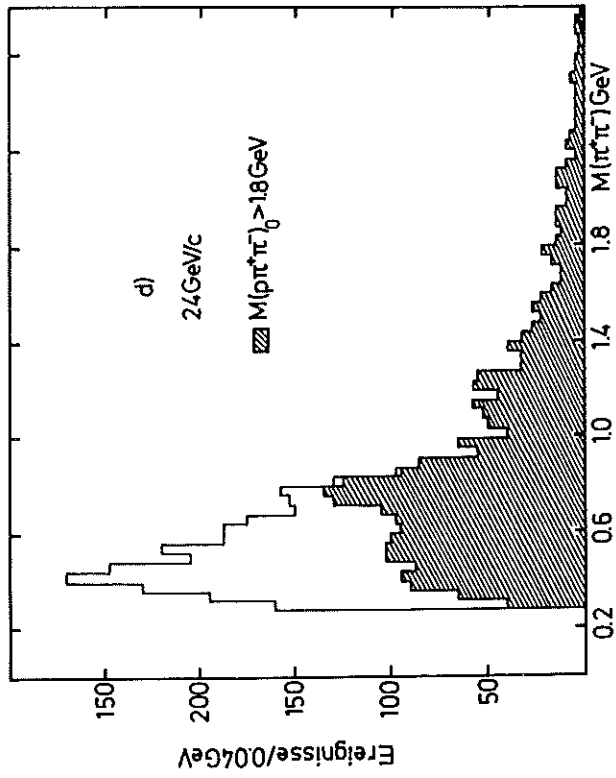
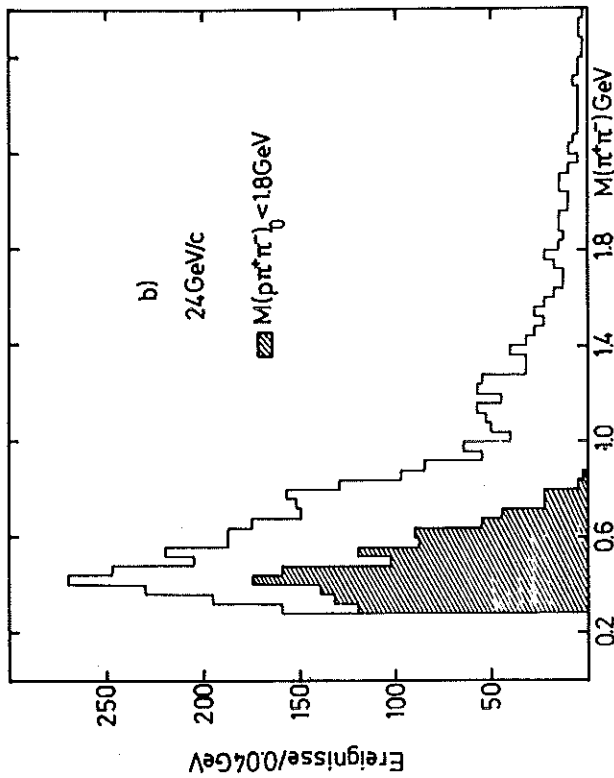


Abb. 20

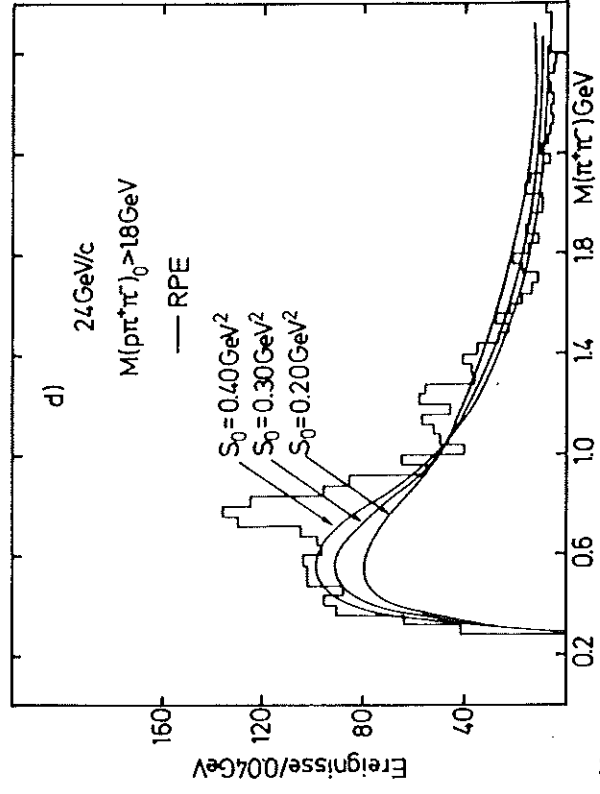
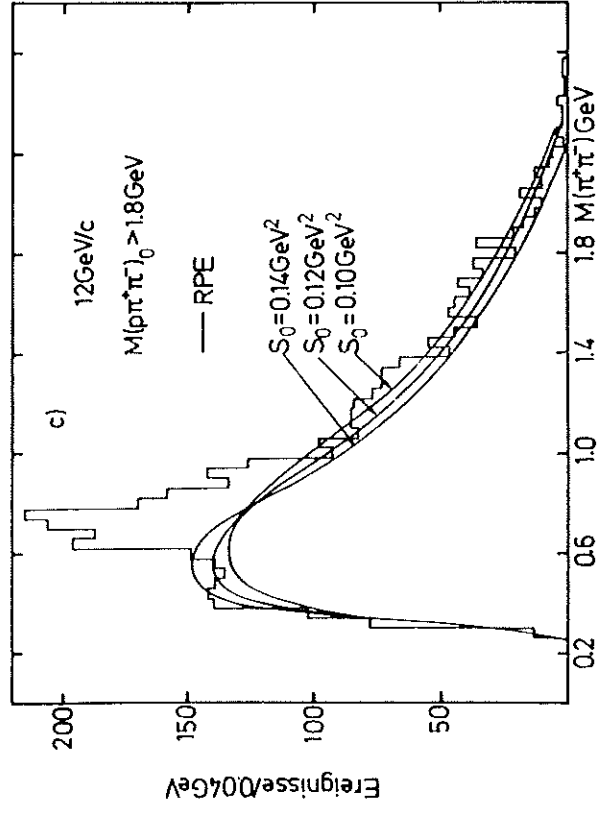
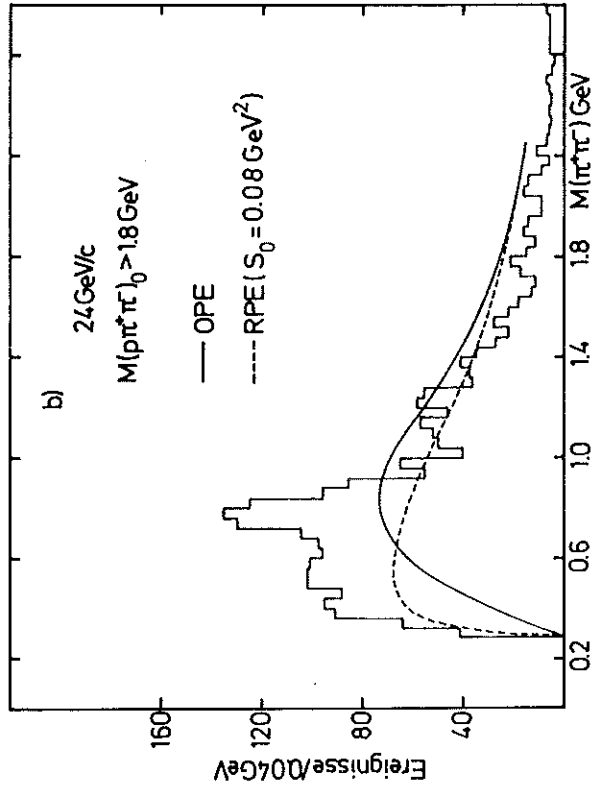
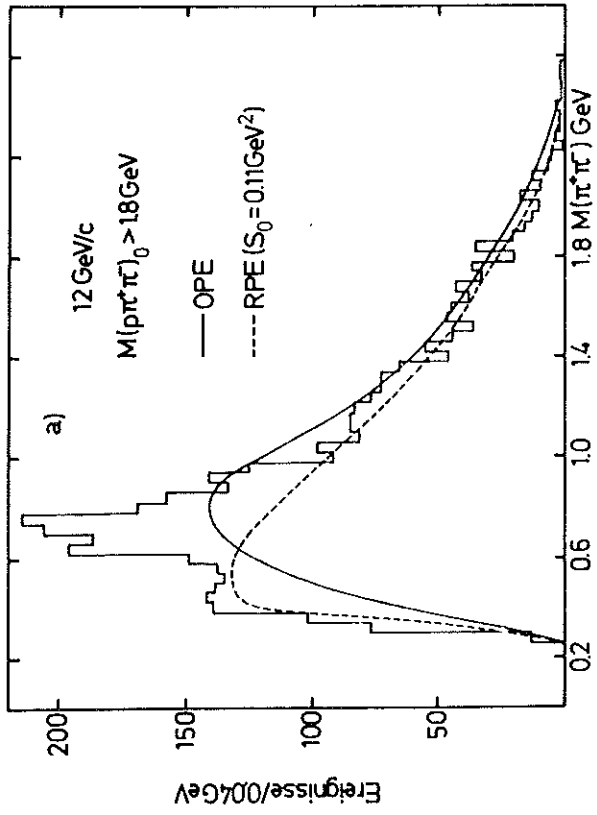


Abb.21

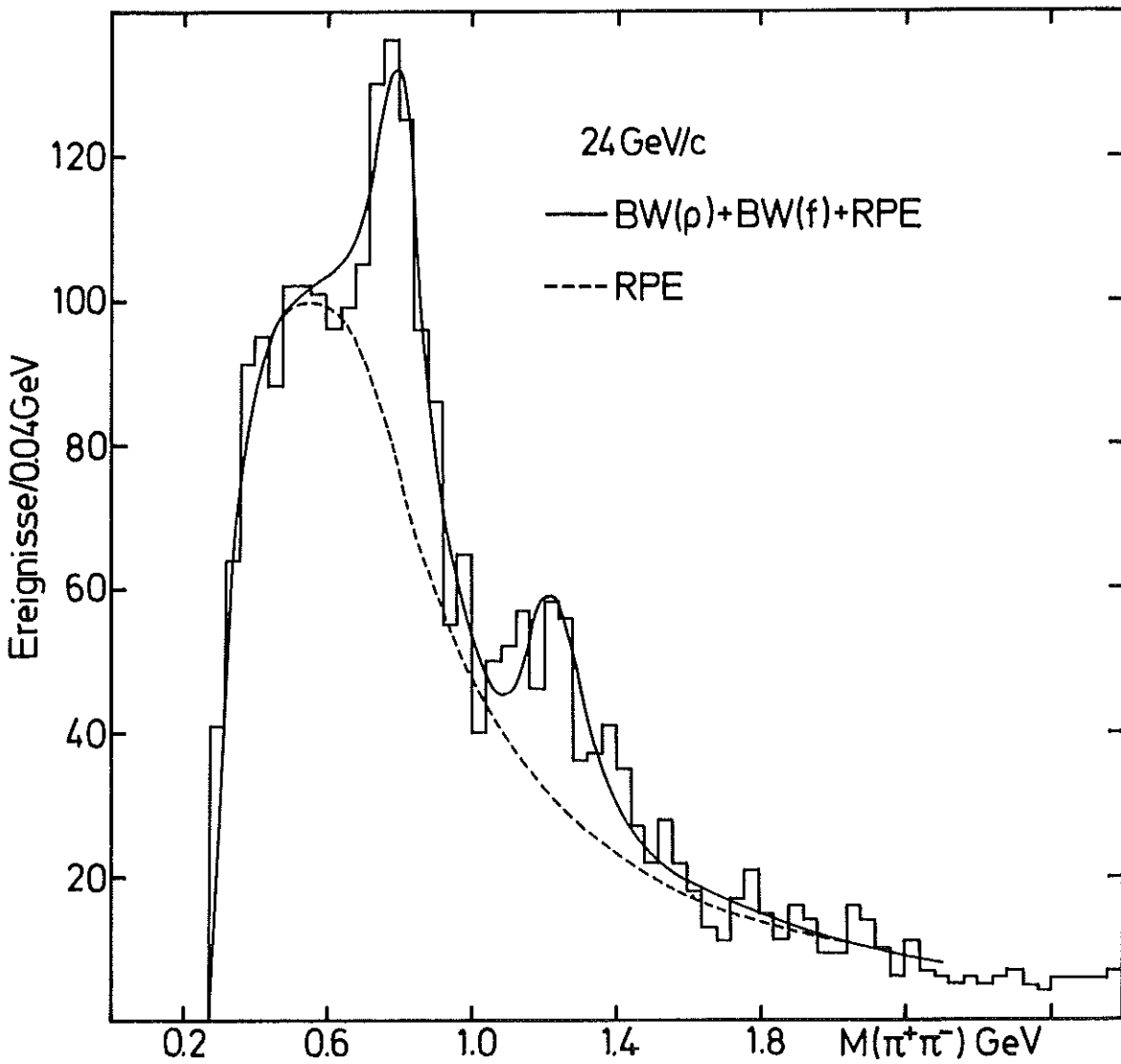
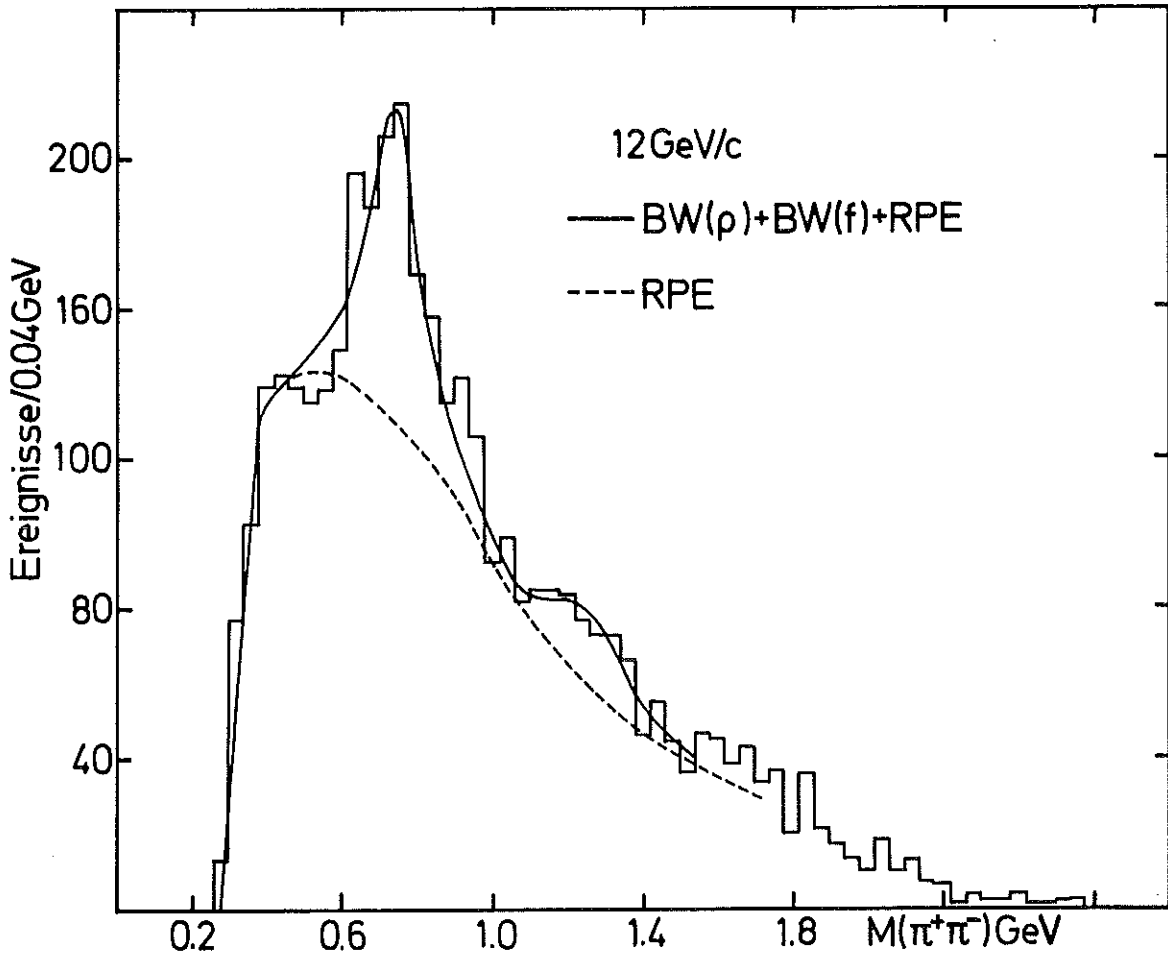


Abb.22

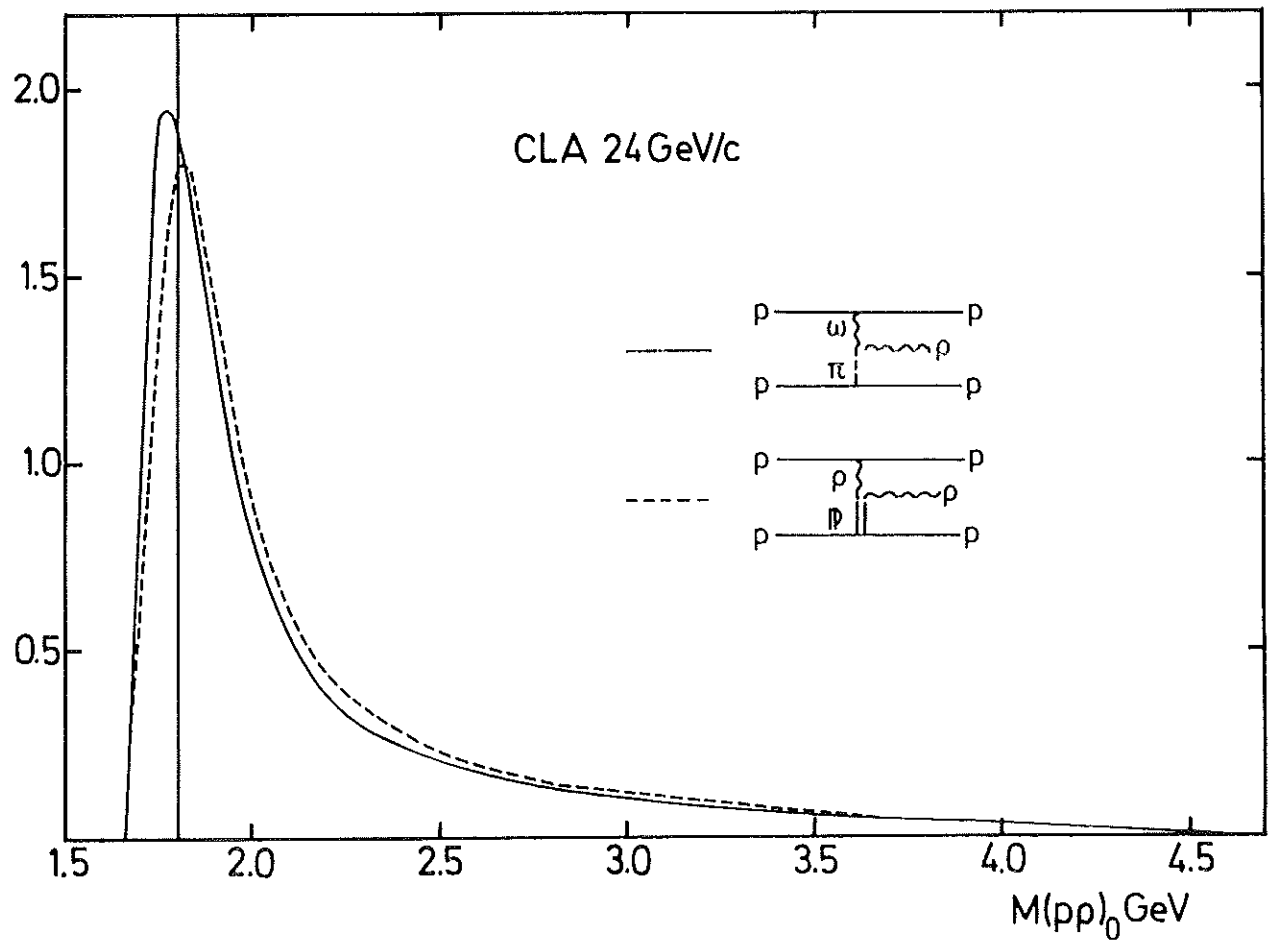
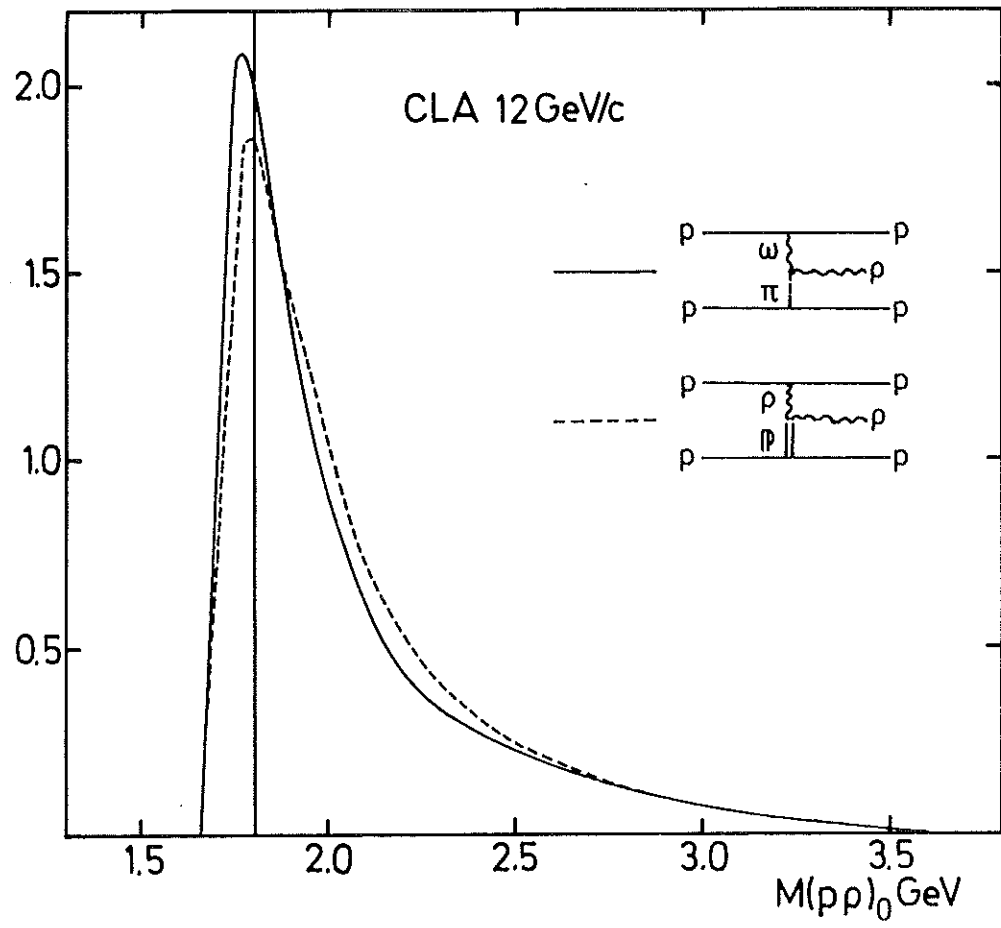


Abb.23

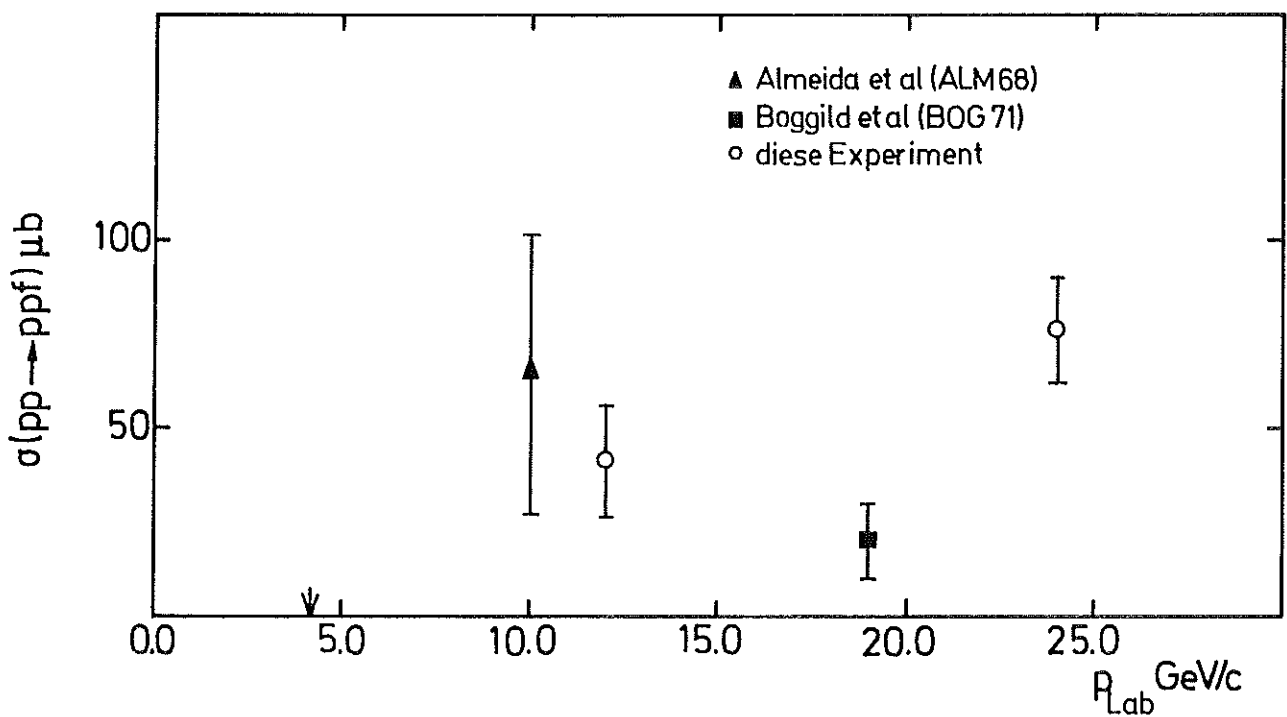
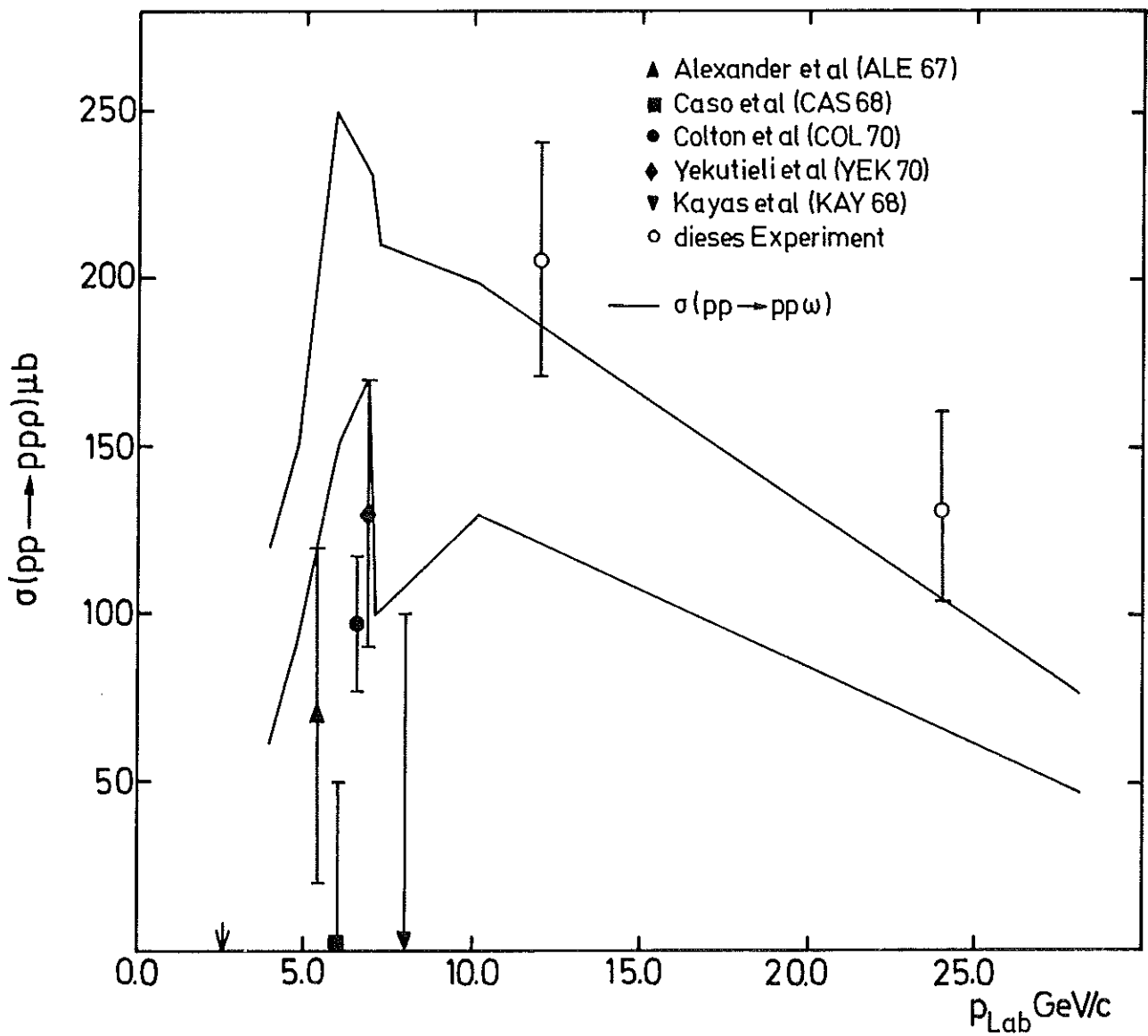


Abb.24

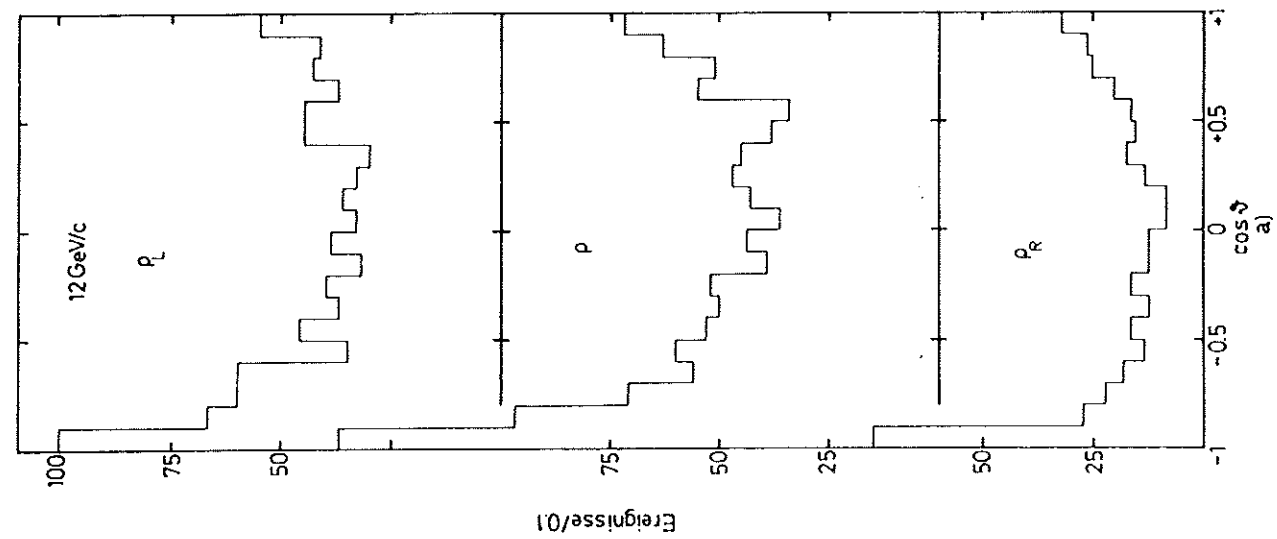
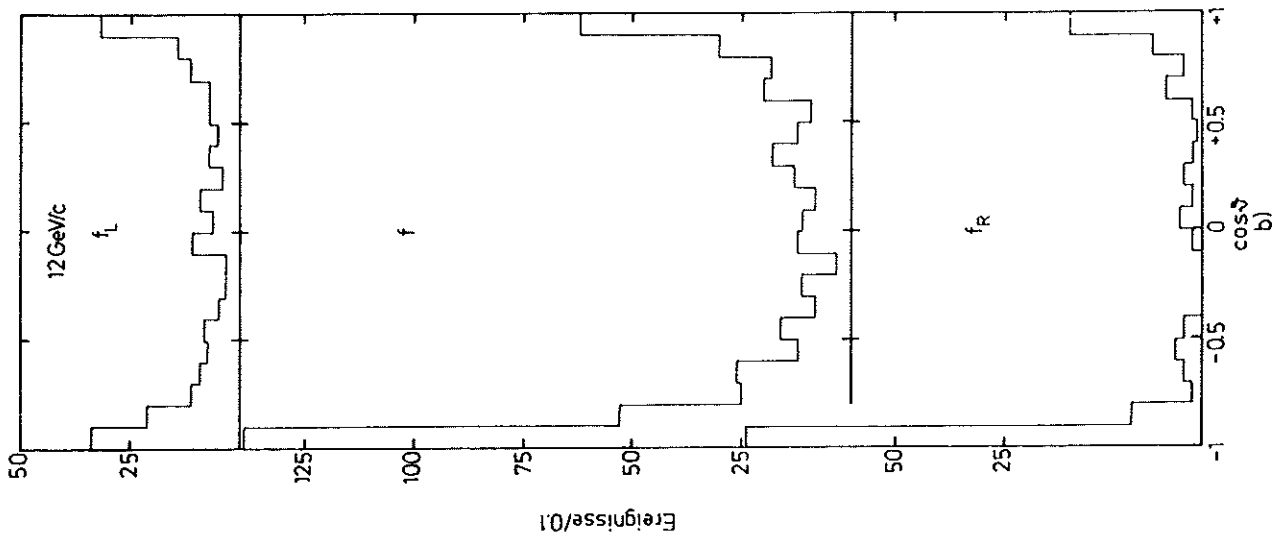


Abb. 25

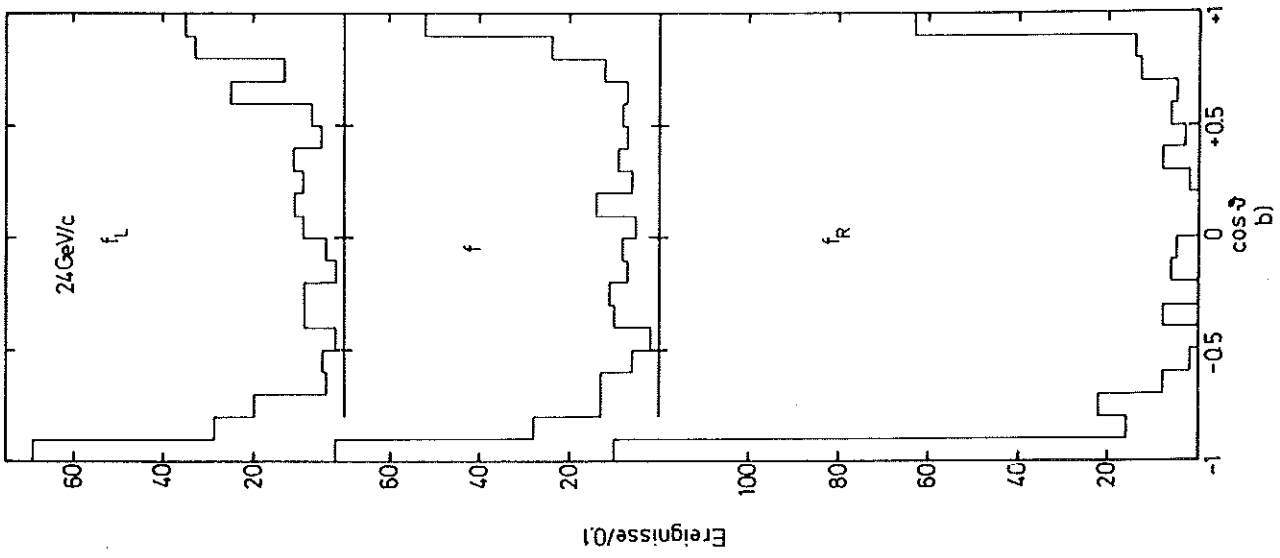
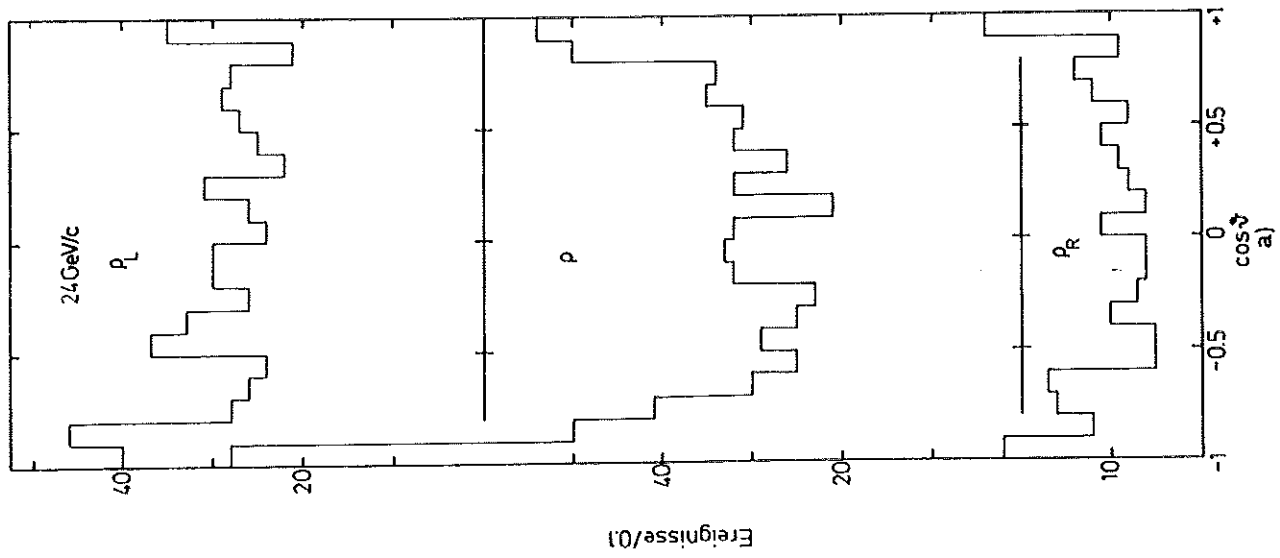


Abb. 26

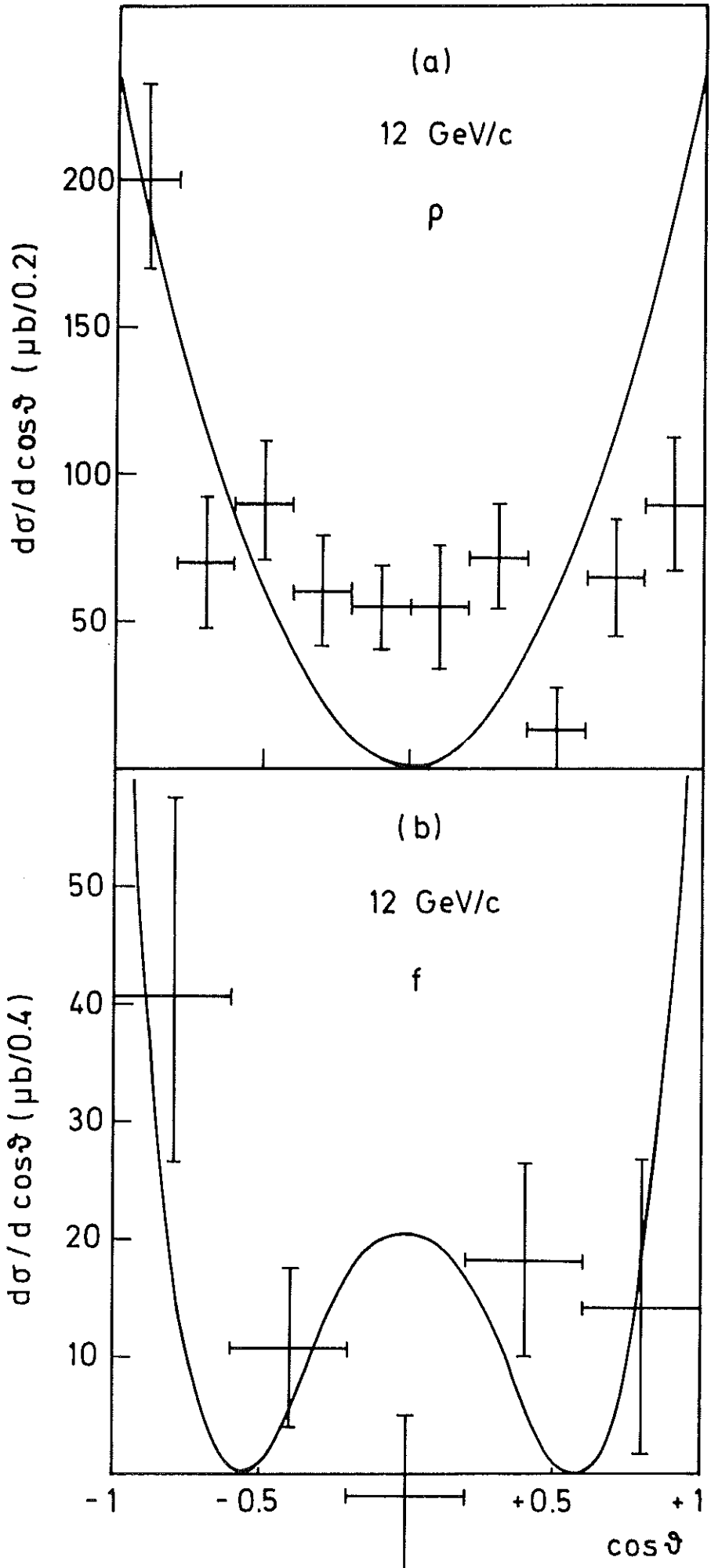


Abb 27

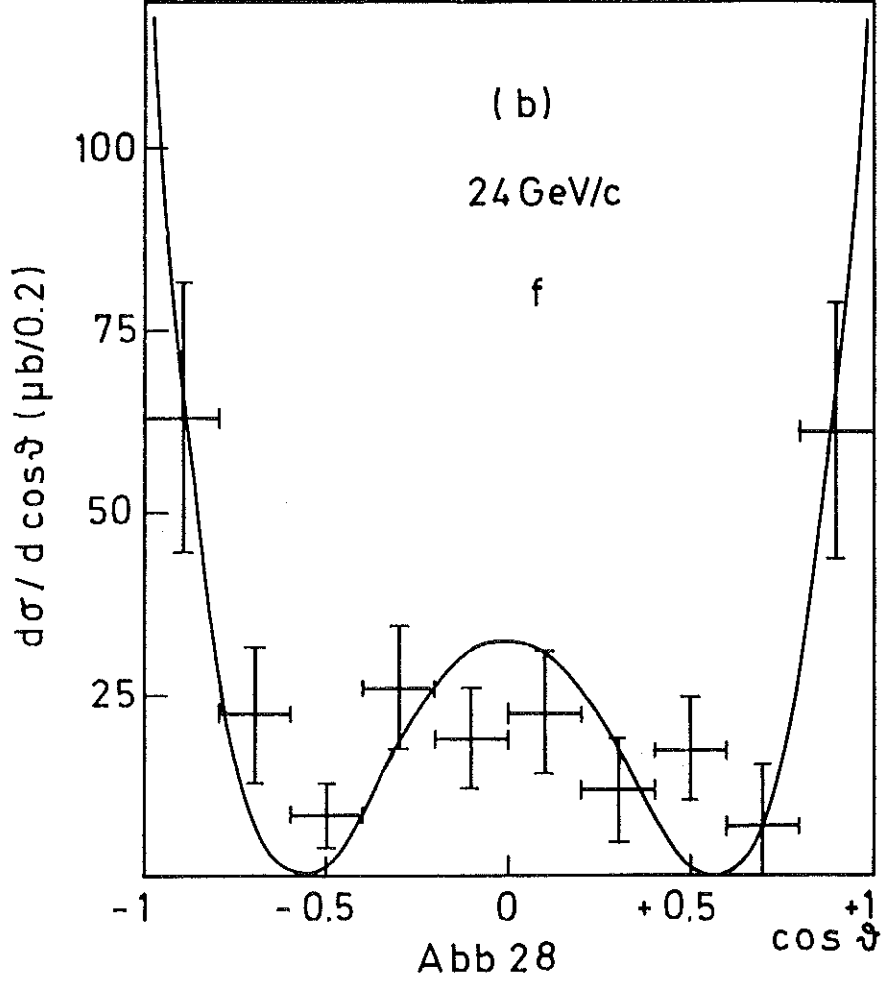
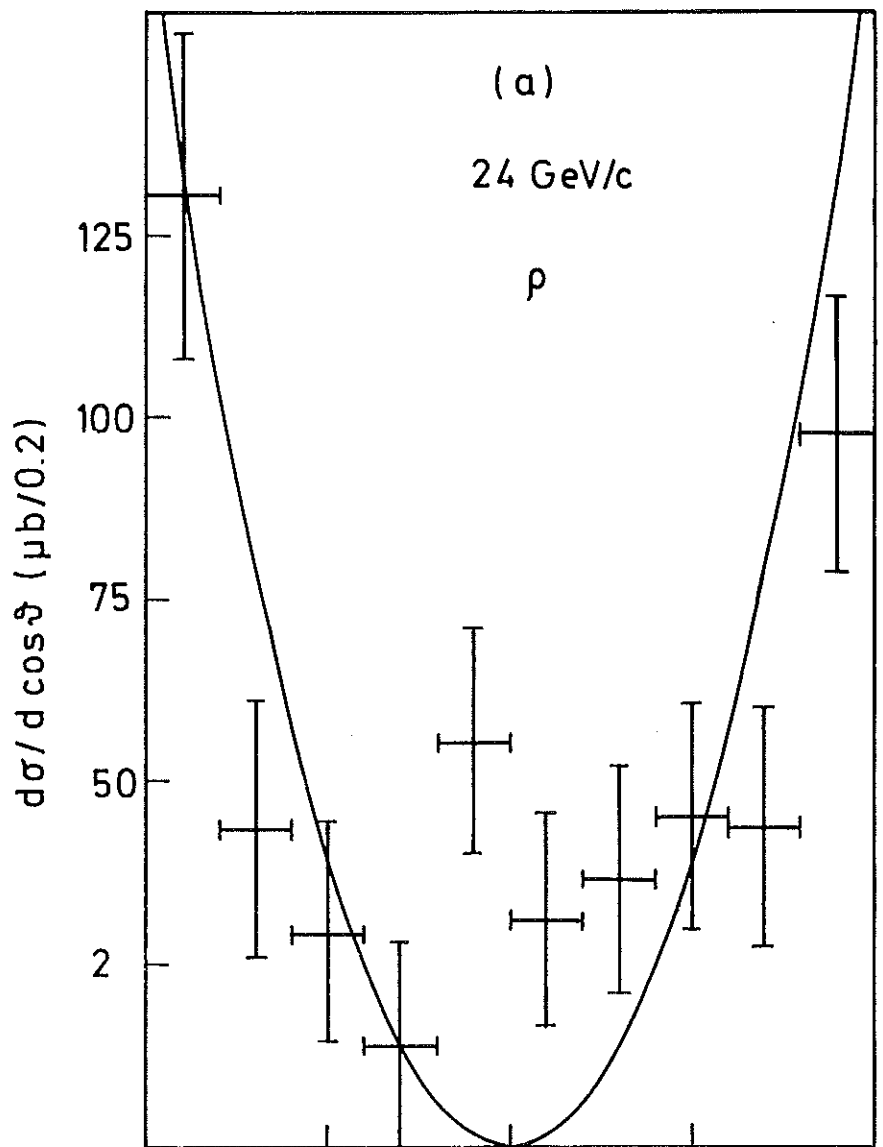


Abb 28

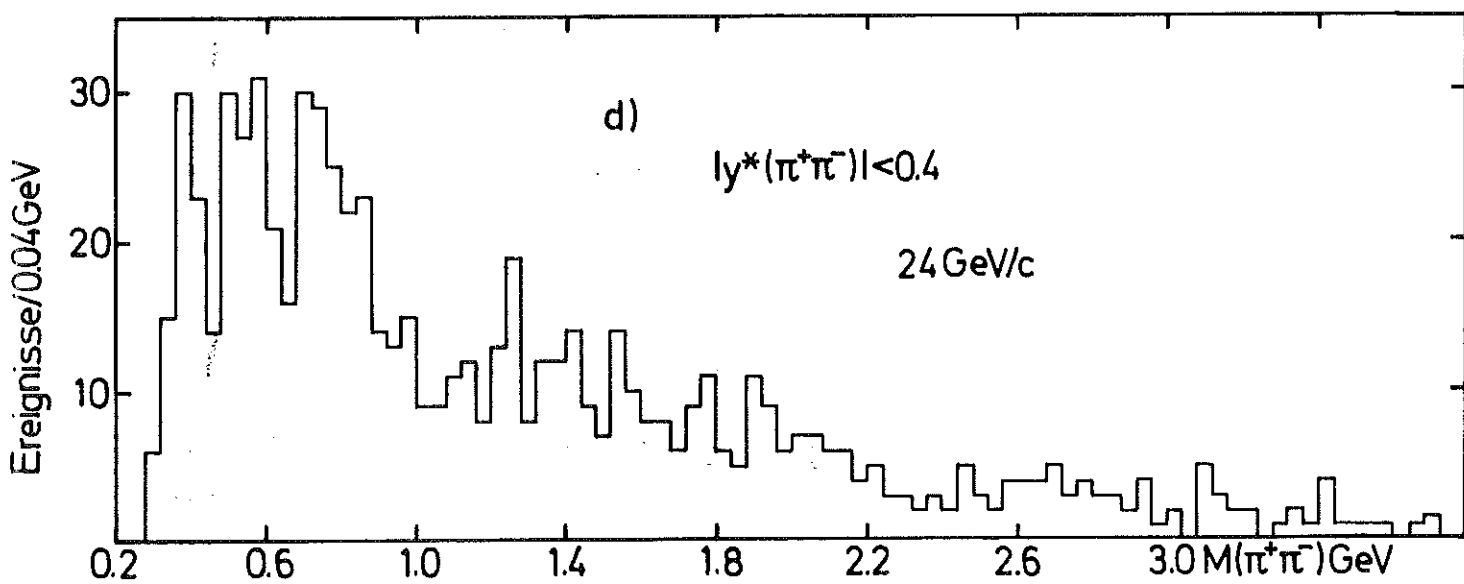
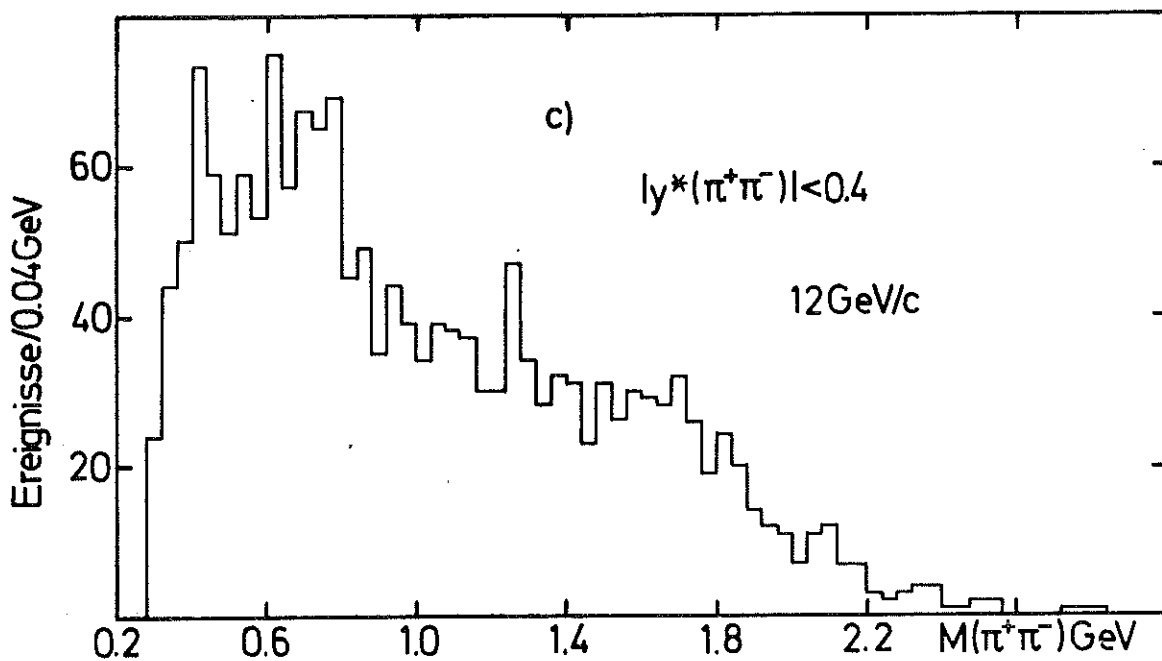
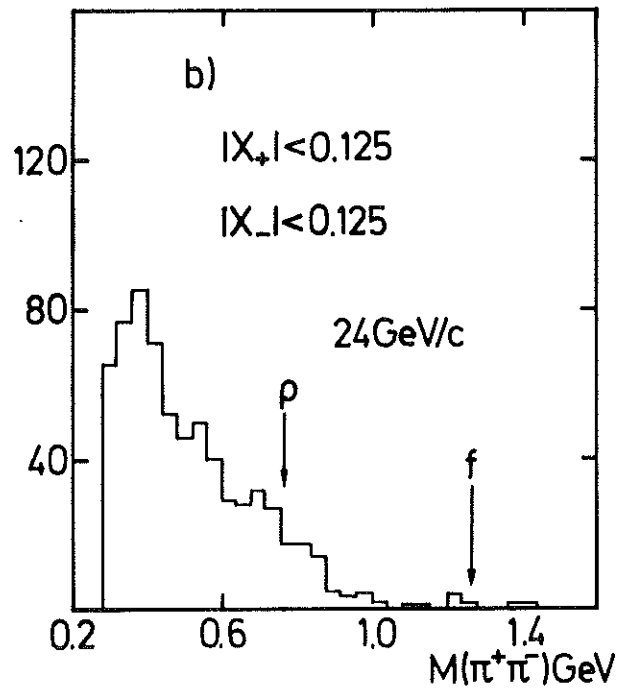
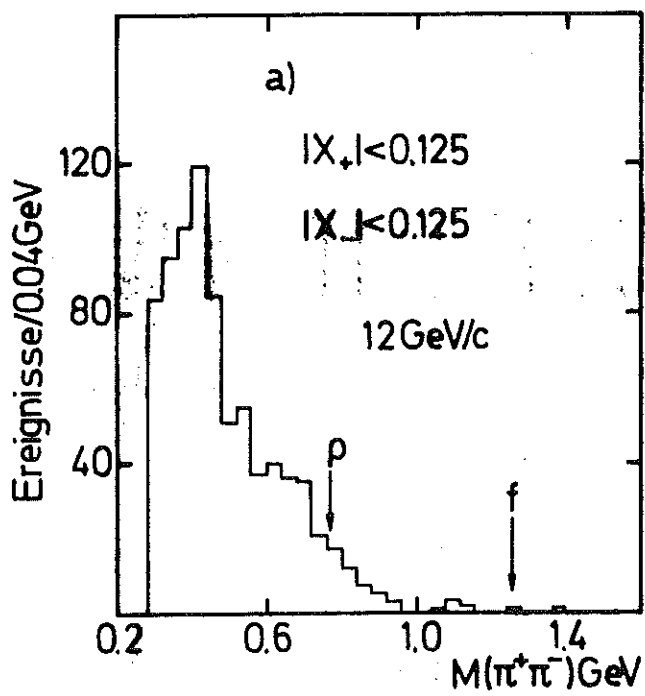


Abb.29

12 GeV/c

▨ $p_T^2 < 0.1(\text{GeV}/c)^2$

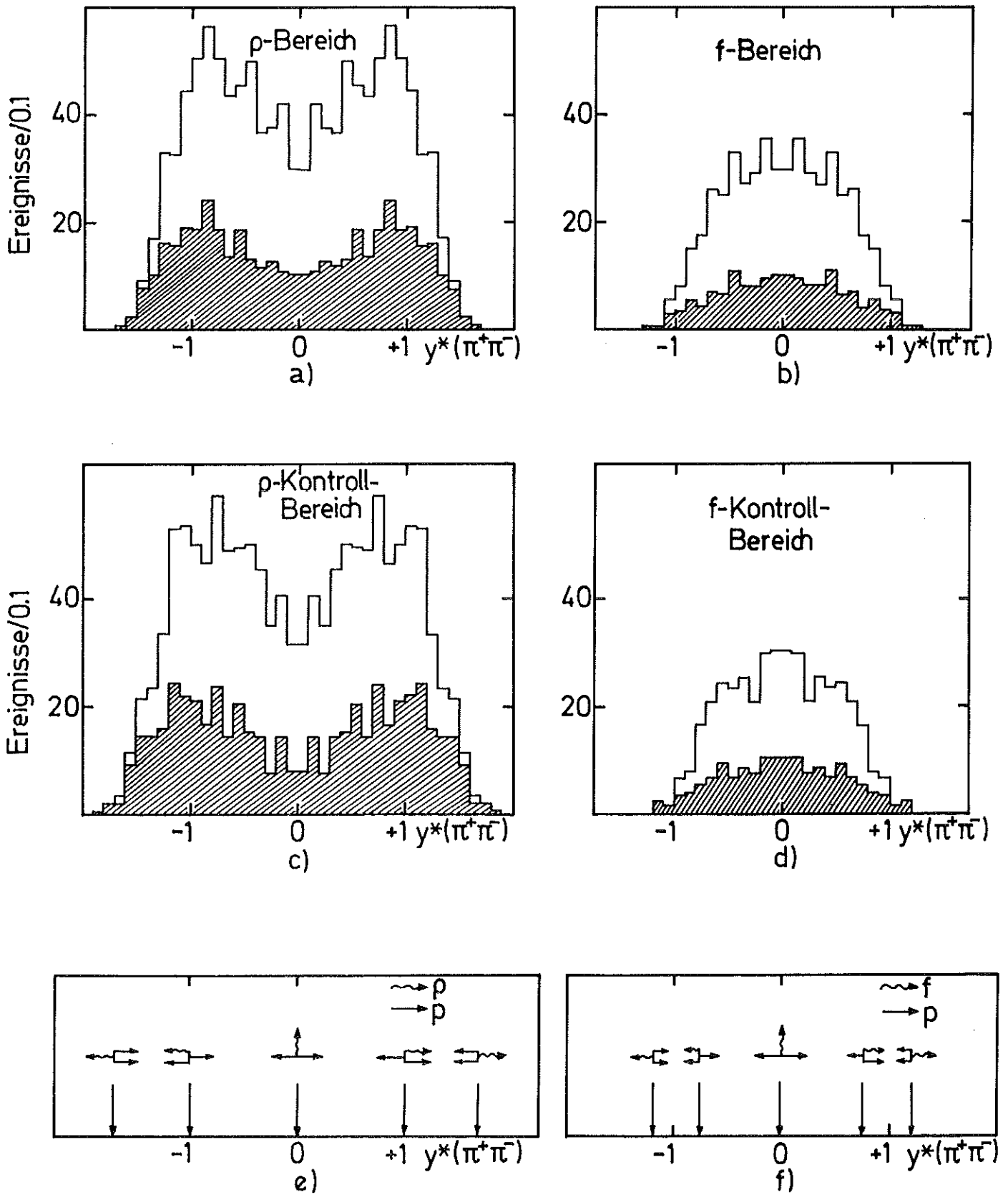


Abb.30

24 GeV/c

$\square p_T^2 < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$

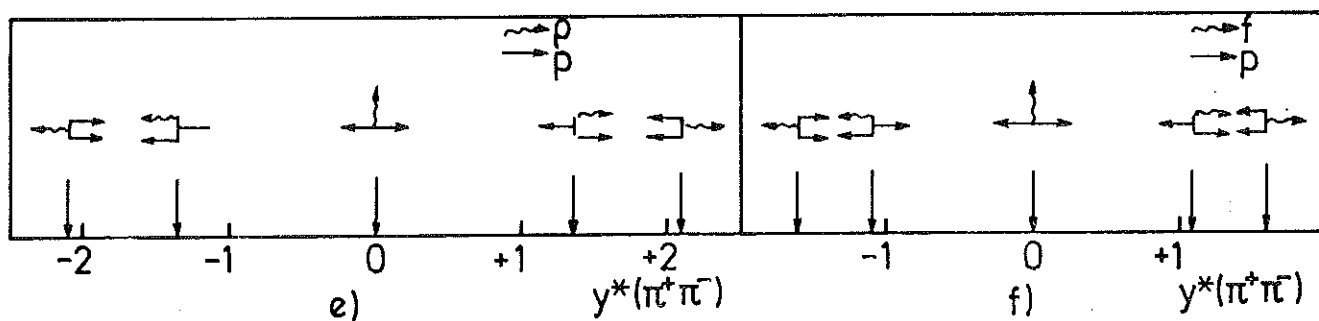
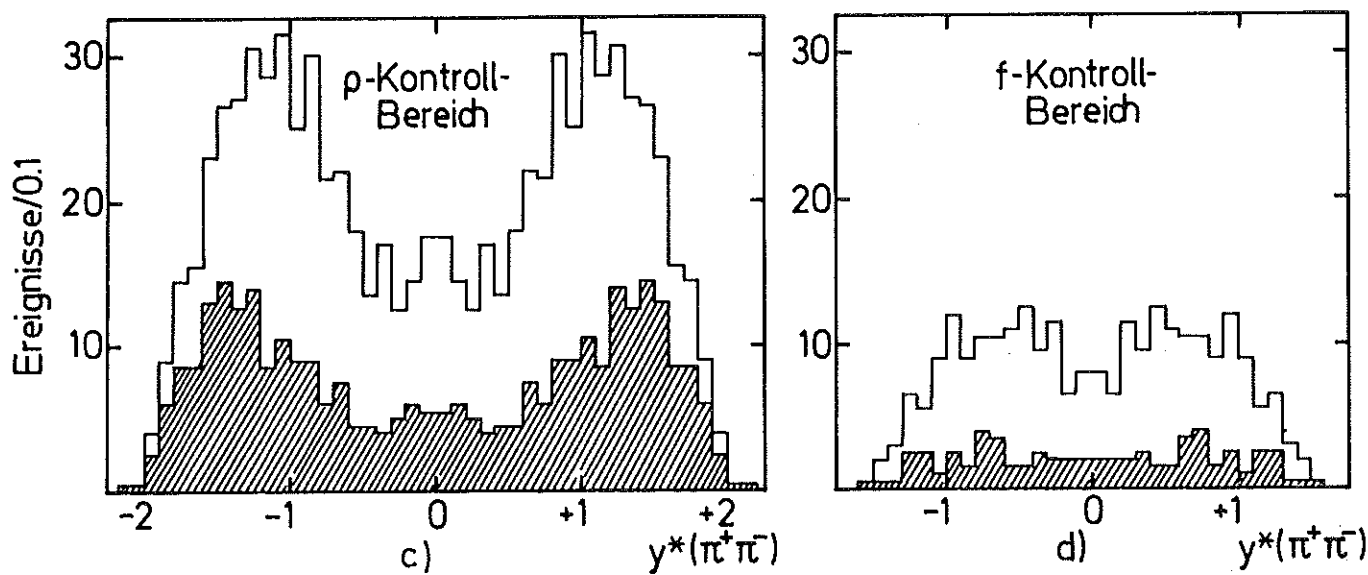
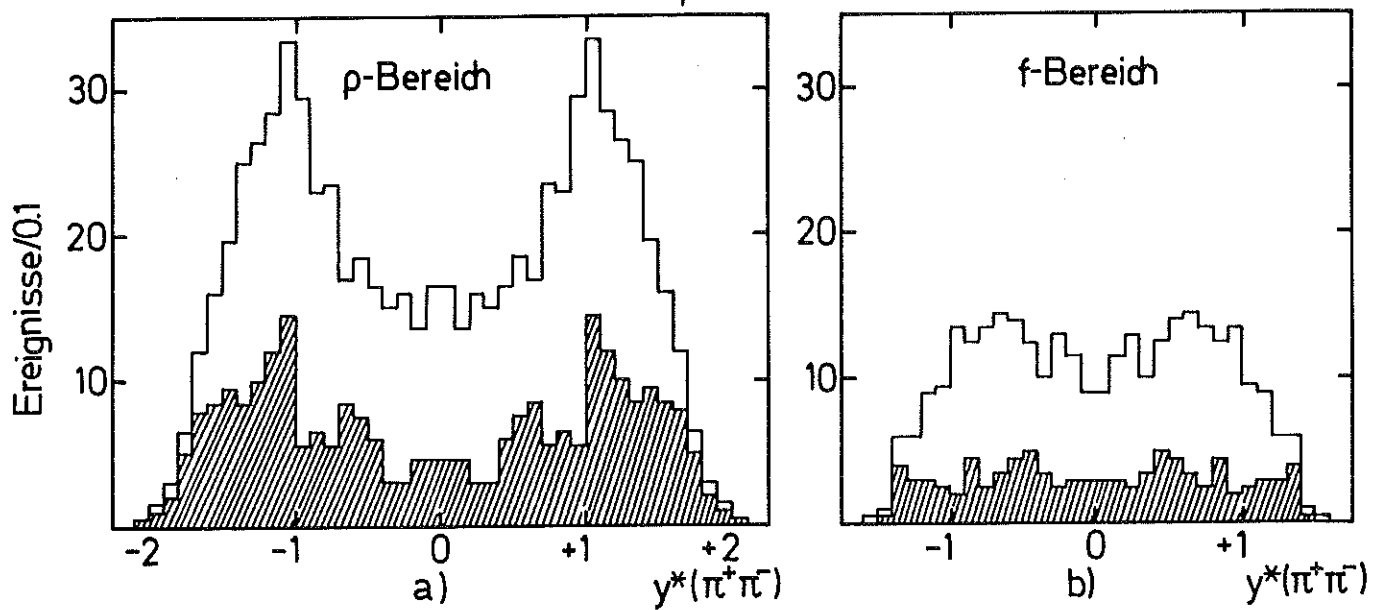
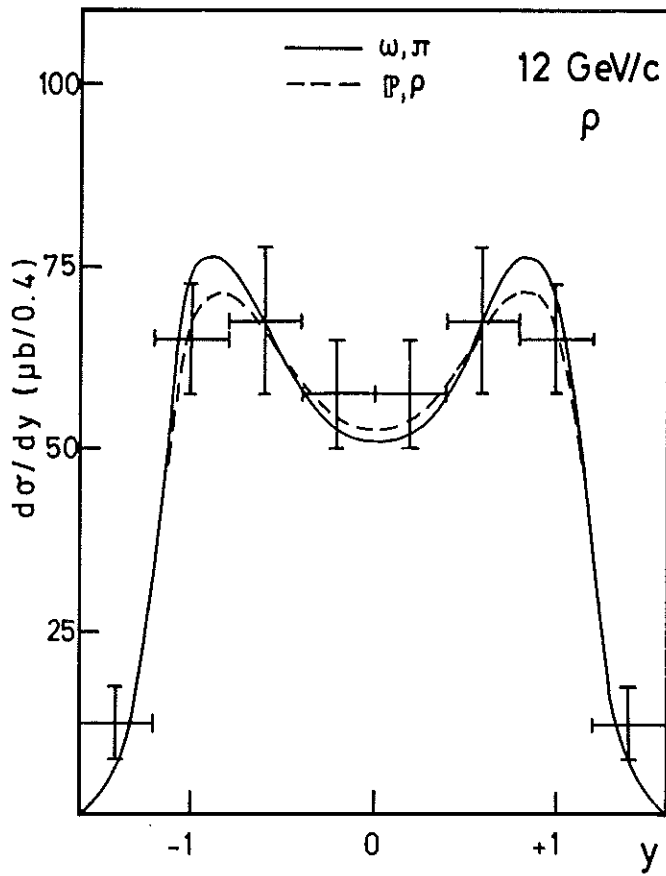
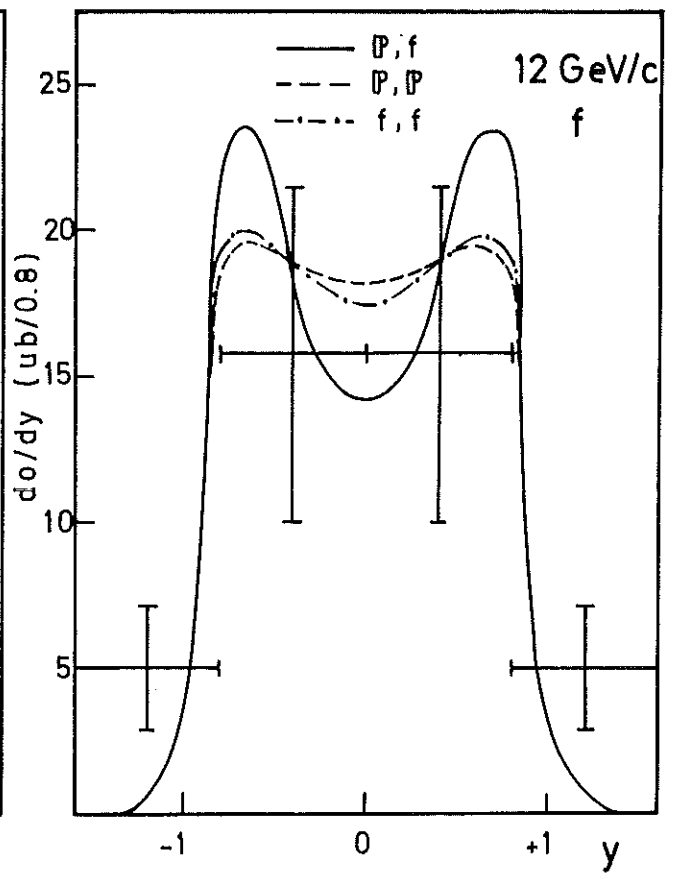


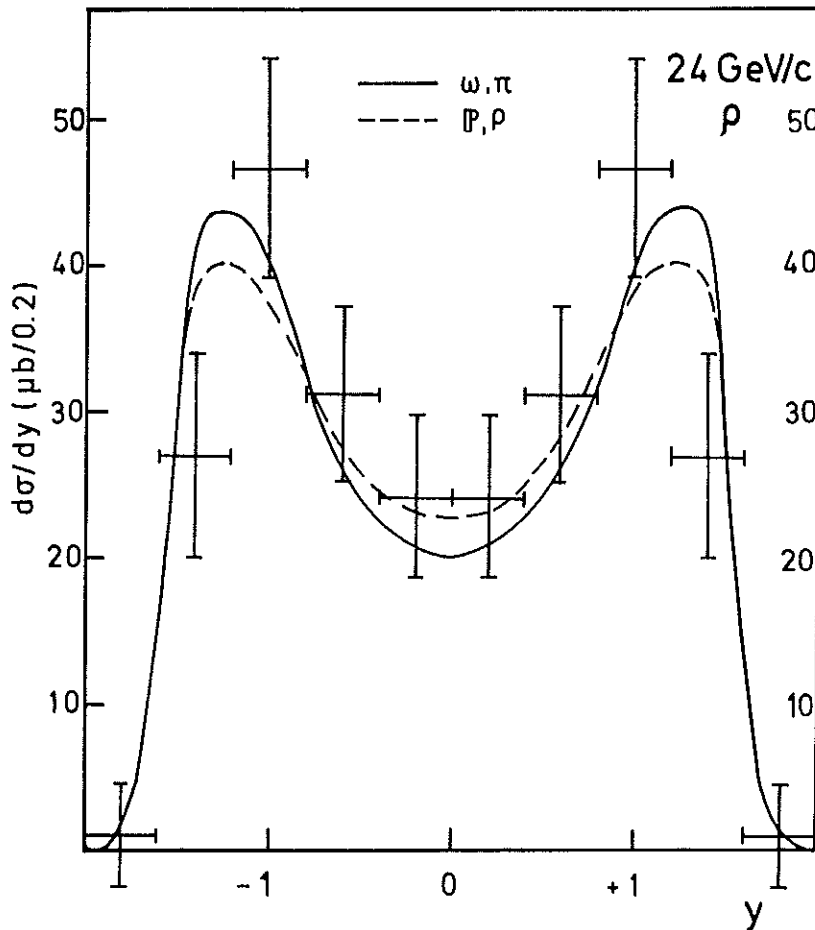
Abb. 31



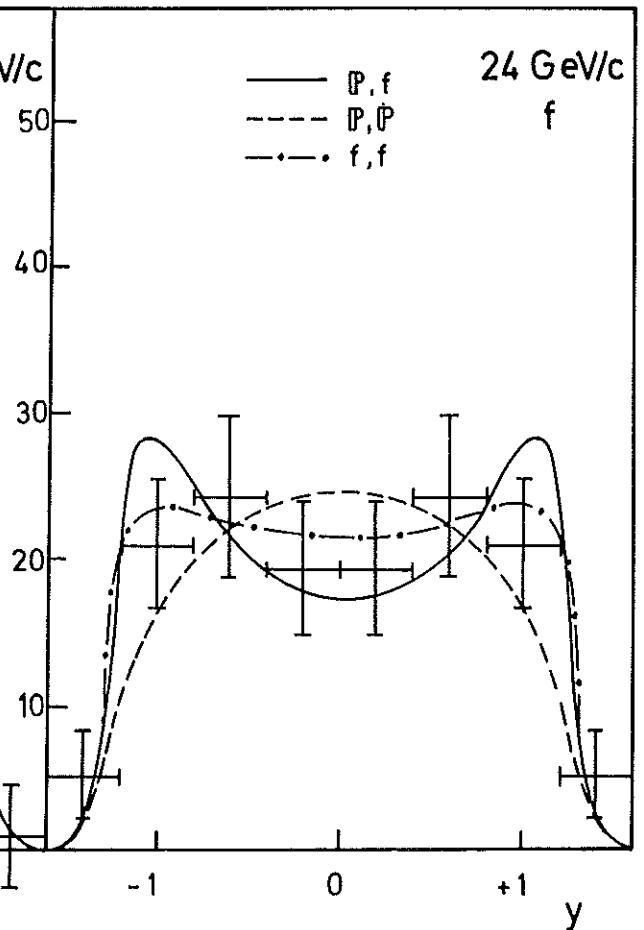
(a)



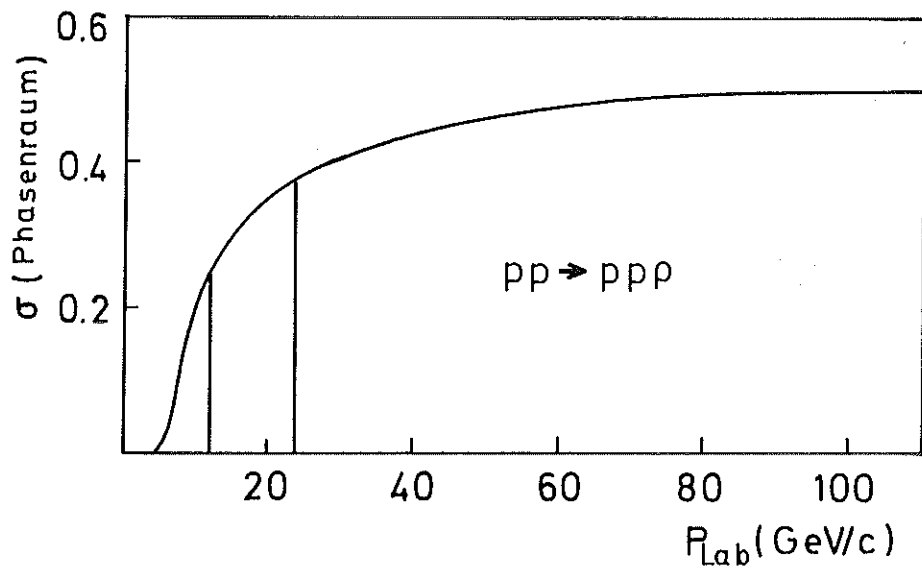
(b)



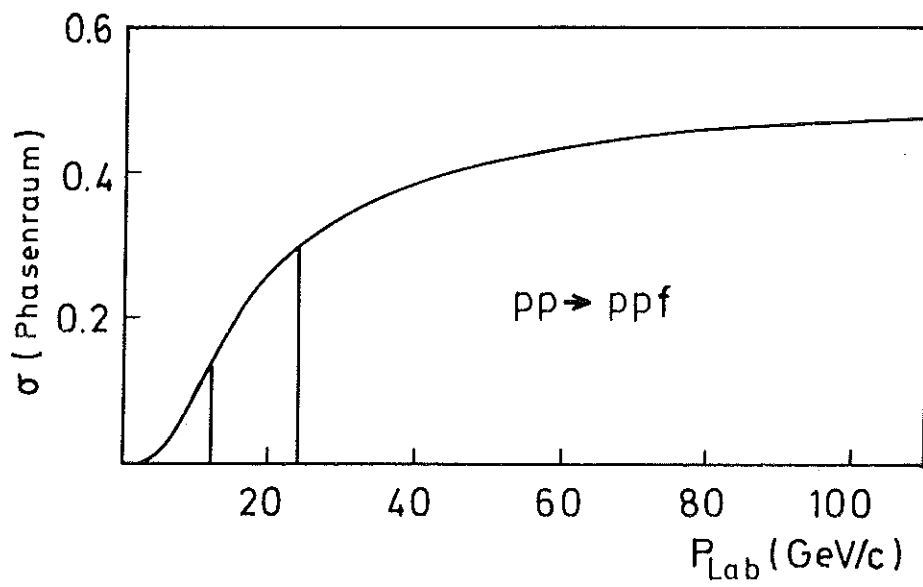
(c)



(d)



(a)



(b)

Abb. 33

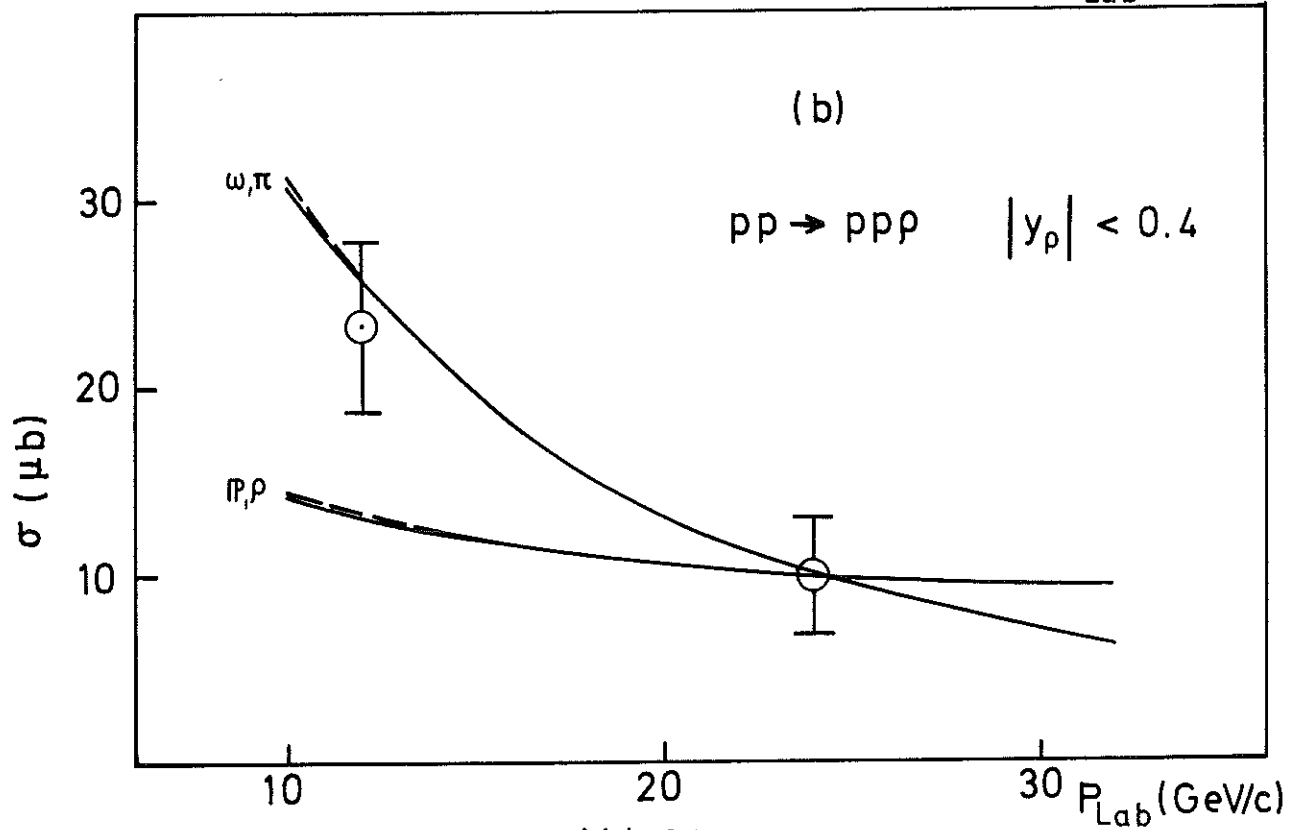
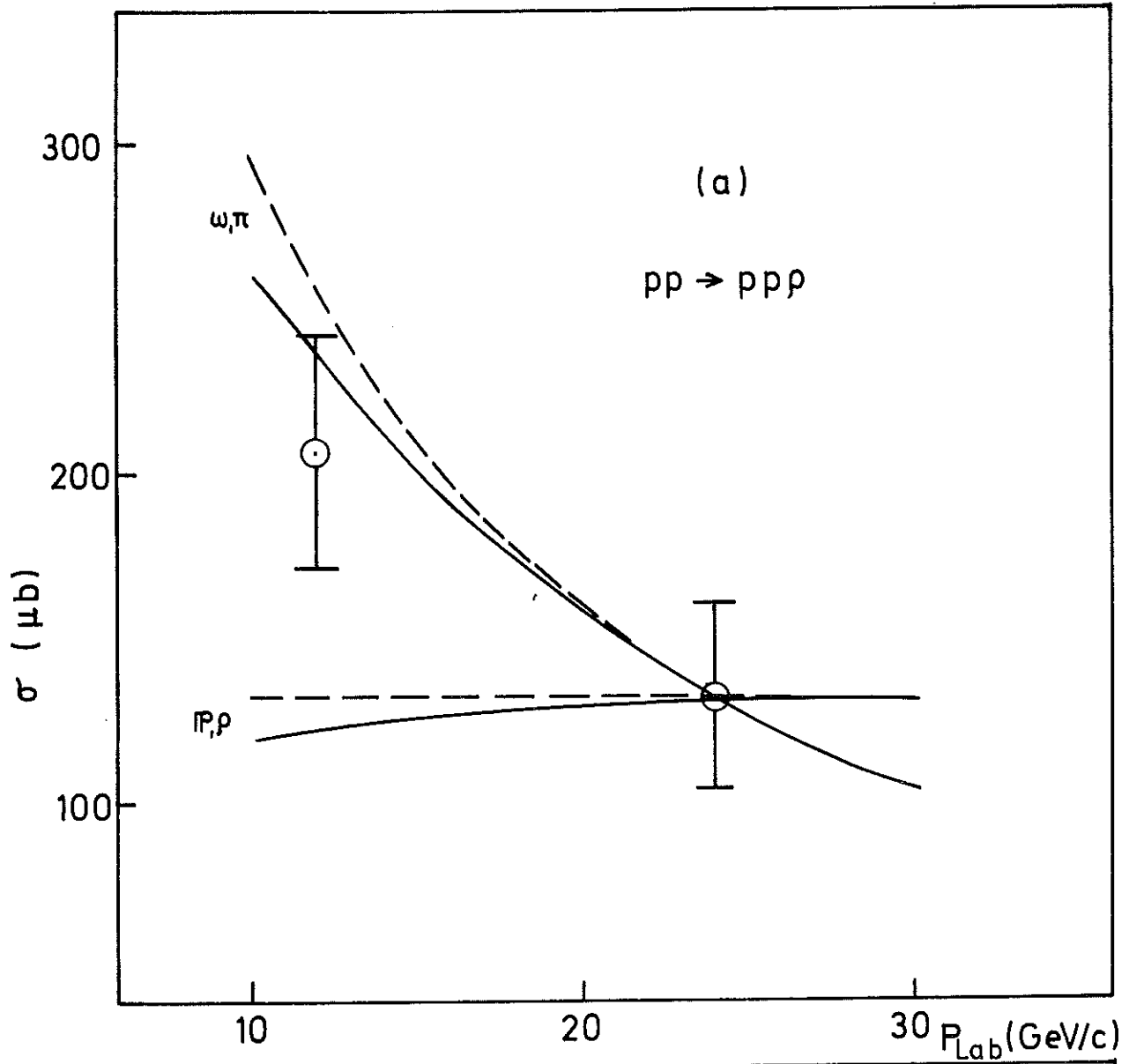
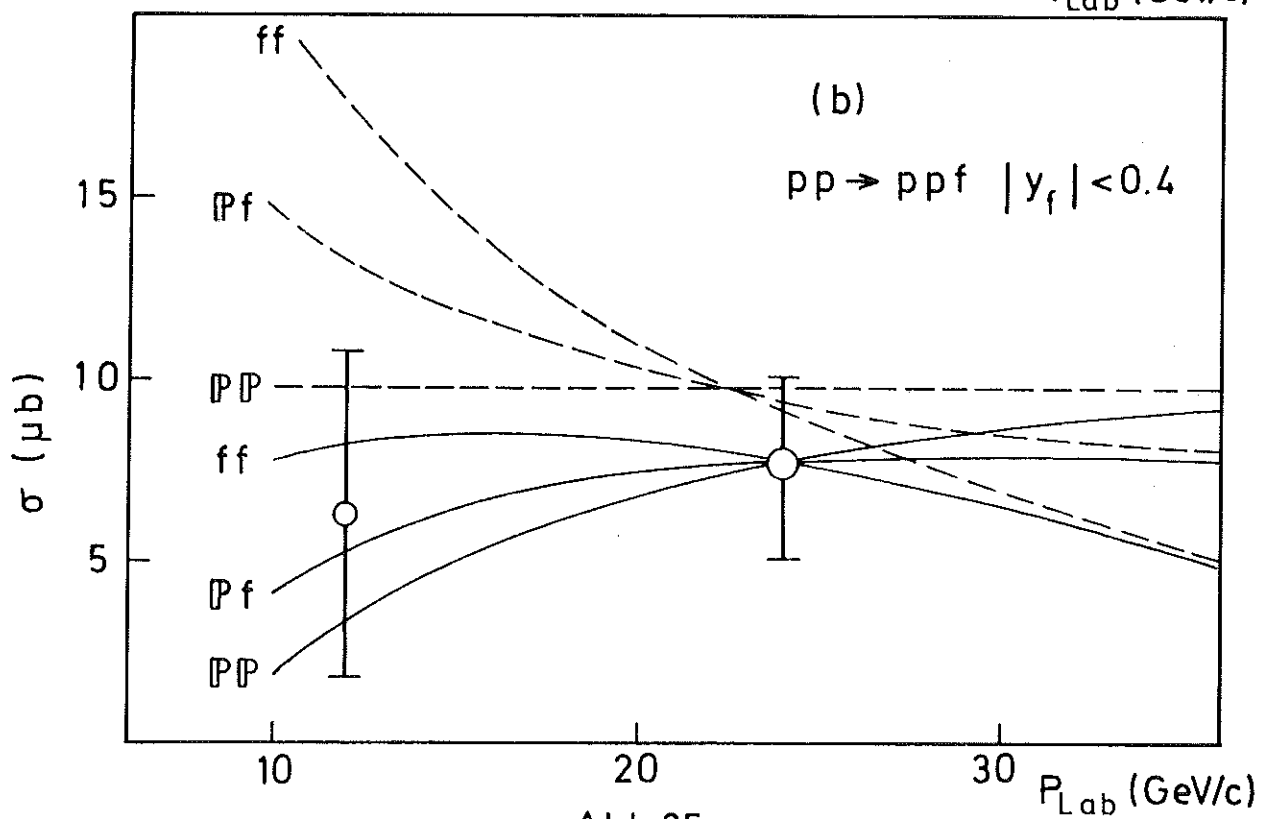
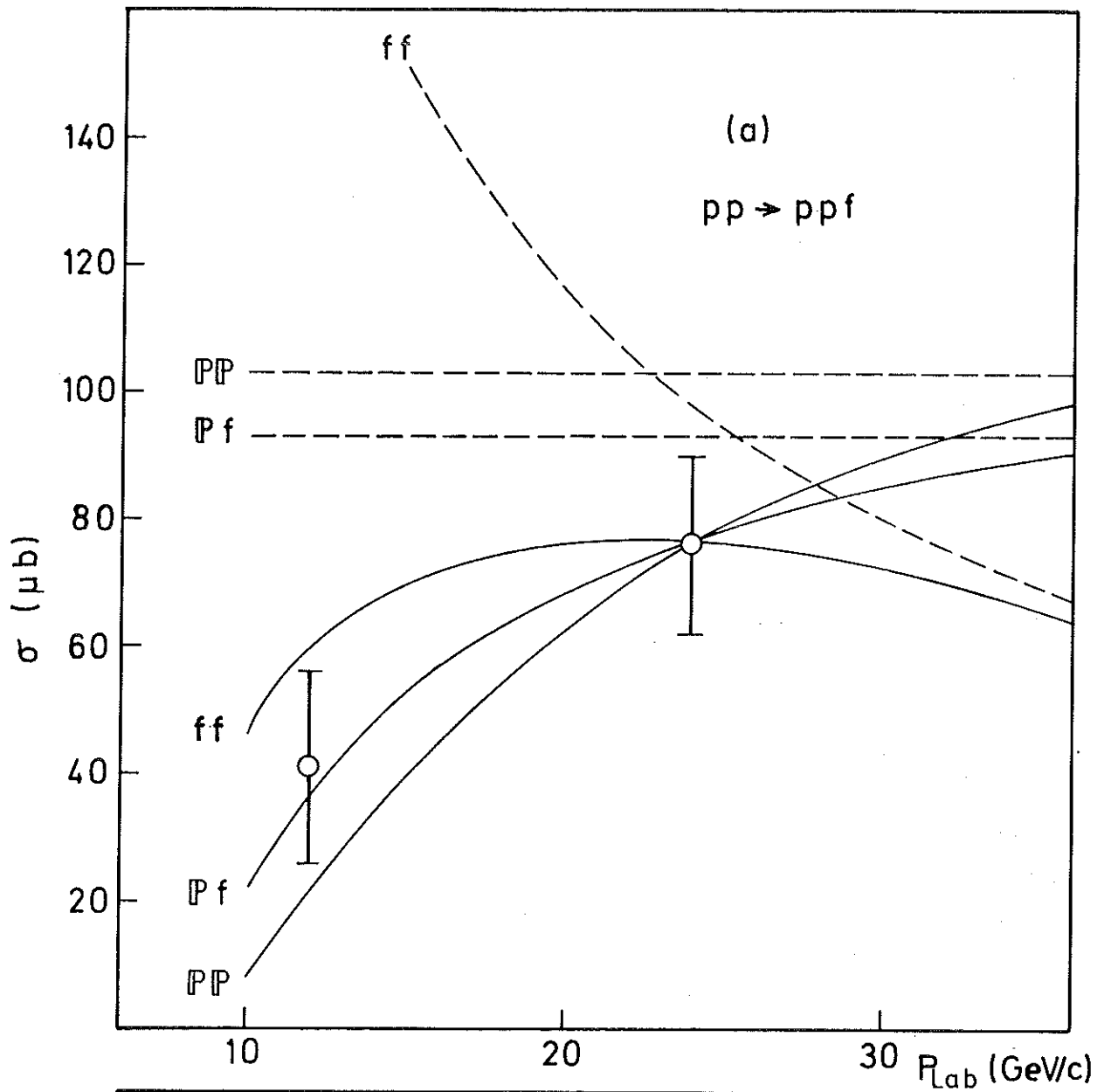


Abb.34



Danksagungen

Herrn Prof. M.W. Teucher und Herrn Prof. E. Bohrmann danke ich, daß sie mir ermöglichten, diese Arbeit am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) anzufertigen.

Herr Dr. V. Blobel und Herr Dr. P. Söding haben durch zahlreiche Anregungen und kritische Hinweise diese Arbeit entscheidend gefördert. Dafür gilt ihnen mein aufrichtiger Dank.

Herrn Prof. H.H. Nagel bin ich für seine Hilfe und Unterstützung bei der Entwicklung des HPD-Filterprogramms und der Ionisationsmessung am HPD zu Dank verpflichtet.

Herrn Dr. G. Wolf danke ich für nützliche Hinweise und die Bereitstellung des OPEM- Rechenprogramms.

Weiterhin gilt mein Dank allen Beteiligten am Experiment, besonders den Herren Dr. G. Drews, H. Fesefeldt, B. Hellwig, J. Lowsky, H.J. Mück und F. Selonke für eine fruchtbare und engagierte Mitarbeit. Herrn B. Hellwig danke ich für eine langjährige freundschaftliche Zusammenarbeit sowie für zahlreiche Diskussionen, die zur Klärung vieler Probleme beigetragen haben.

Den Angehörigen der Blasenkammergruppe, die beim Scan, beim Messen sowie bei der Datenverarbeitung mitgewirkt haben, danke ich für ihre zuverlässige Arbeit.

Frau H. Siegner und Frau I. Schmidt spreche ich für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen meinen Dank aus. Bei meiner Frau bedanke ich mich für die mühevollen Schreibarbeit.

Den Mitgliedern der Kollaboration in Bonn und München danke ich für ihren Beitrag zu diesem Experiment.

Ferner gilt mein Dank dem DESY-Rechenzentrum für die Bereitstellung der Rechenzeit und den Gruppen beim CERN, die den Protonenstrahl gebaut und die Blasenkammer betrieben haben.

Ferner gilt mein Dank dem DESY-Rechenzentrum für die Bereitstellung der Rechenzeit und den Gruppen beim CERN, die den Protonenstrahl gebaut und die Blasenkammer betrieben haben.