

Interner Bericht  
DESY F1-73/2  
Februar 1973

DESY-Bibliothek  
26. APR. 1973

Die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$   
bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Strahlimpuls

von

Bernd-Wilhelm Hellwig



Die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$   
bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Strahlimpuls

von

Bernd-Wilhelm Hellwig

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im  
Rahmen eines Experimentes 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
2. Der Protonstrahl	6
2.1 Der Strahl für Protonen mit 12 GeV/c Impuls	7
2.1.1 Strahlauslenkung	7
2.1.2 Externes Target und Impuls- analyse	8
2.1.3 Strahlseparation	9
2.1.4 Bildung des Strahlprofils	9
2.2 Der Strahl für Protonen mit 24 GeV/c Impuls	10
3. Durchmustern und Vormessen	11
III. Die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$	13
1. Selektion der Ereignisse	13
2. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	19
IV. Vergleich der Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$ mit Vorhersagen aus Multi- Regge-Modellen	21
1. Das Multi-Regge-Modell	21
2. Das CLA-Modell	22
2.1 Beschreibung des Modells	22
2.2 Vergleich mit experimentellen Daten	25

2.2.1	Berechnung der Reaktions- amplituden	25
2.2.2	Einteilchenverteilungen	28
2.2.3	Massenverteilungen	29
2.3	Energieabhängigkeit	30
3.	Erweiterung des CLA-Modells auf Resonanz- produktion	31
3.1	Beschreibung des Modells	31
3.2	Vergleich mit experimentellen Daten	32
V.	Die Reaktionen $pp \rightarrow pp\eta$ und $pp \rightarrow pp\omega$	33
1.	Wirkungsquerschnitte für $\eta$ - und $\omega$ -Er- zeugung	33
2.	Vergleich mit anderen Experimenten	35
3.	Zerfallswinkelverteilungen	36
4.	Vergleich mit einem Doppel-Regge- Austauschmodell	38
4.1	Rapiditätsverteilungen	39
4.2	Energieabhängigkeit	41
4.3	Vergleich mit den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\omega$ und $pp \rightarrow pp\rho^0$	43
Anhang		
A	Die Hardware des Vormeßsystems	45
B	Die Software des Vormeßsystems	48
B.1	Das Betriebssystem	48
B.1.1	Konzept, Aufgaben, Begriffe	49
B.1.2	Ein- und Ausgabe, Prinzip	51
B.1.3	Formatkonversion	53
B.1.4	System-Funktionen	54
B.2	Das Vormeßüberwachungsprogramm VORMES	55
B.2.1	Einlesen der Daten	56

B.2.2 Kontrolle der Daten	57
B.2.3 Mitteilungen an den Vormesser	57
B.2.4 Ausgabe der Daten	58
B.2.5 Kommunikation mit einem Operateur	59
Tabellen	60
Literaturverzeichnis	70
Verzeichnis der Abbildungen	74
Abbildungen	80
Danksagungen	

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Untersuchung der Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Eingangsimpuls beschrieben. Das Experiment wurde mit der 2m-Wasserstoffblasenkammer am CERN-Protonensynchrotron durchgeführt. Zunächst wird das Strahlführungssystem besprochen.

Sodann werden die Messung der Ereignisse, ihre kinematische Analyse, sowie die Identifizierung der einzelnen Reaktionen behandelt. Insgesamt werden 7964 (3227) Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ , sowie 4253 (1700) Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 (24) GeV/c Eingangsimpuls gefunden. Daraus werden die Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0) &= (1.91 \pm 0.14) \text{ mb} \quad \text{und} \quad \sigma(pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-) = \\ &= (1.93 \pm 0.19) \text{ mb} \quad \text{bei 12 GeV/c} \quad \text{und} \quad \sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0) = \\ &= (1.33 \pm 0.15) \text{ mb} \quad \text{und} \quad \sigma(pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-) = (1.39 \pm 0.19) \text{ mb} \\ &\text{bei 24 GeV/c bestimmt.} \end{aligned}$$

Die Massenverteilungen und die Impulsverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem werden gezeigt. Die Massenverteilungen werden nicht durch starke Resonanzproduktion beherrscht. Neben einer stärkeren Erzeugung der Baryonresonanzen  $\Delta^{++}(1236)$  und  $\Delta^-(1236)$  und der Mesonresonanzen

$\eta$  und  $\omega$  gibt es Andeutungen für eine Erzeugung des  $\rho$ -Mesons. In einem Vergleich mit dem CLA-Modell, einem Multi-Regge-Modell, läßt sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Massen- und Impulsverteilungen erreichen, wenn kein  $\mathbb{P}$ -Austausch angenommen wird. Diese Tatsache deutet auf einen geringen Anteil der Diffraktion bei diesen 5-Teilchen-Endzuständen hin im Rahmen dieses Modells. Durch eine Erweiterung des CLA-Modells zur Berücksichtigung von Resonanzproduktion können Massenverteilungen mit 2-Teilchen-Resonanzen gut beschrieben werden.

In der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  wird die Erzeugung von  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen untersucht. Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma(pp \rightarrow pp\eta) = (65 \pm 14) \mu\text{b}$  und  $\sigma(pp \rightarrow pp\omega) = (143 \pm 14) \mu\text{b}$  bei 12 GeV/c und  $\sigma(pp \rightarrow pp\eta) = (34 \pm 19) \mu\text{b}$  und  $\sigma(pp \rightarrow pp\omega) = (83 \pm 14) \mu\text{b}$  bei 24 GeV/c Eingangsimpuls werden bestimmt.

Die Rapiditätsverteilungen der  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen zeigen ein Verhalten, das auf bevorzugte Erzeugung durch Fragmentation hindeutet. Ein Vergleich der  $\omega$ -Erzeugung mit einem Doppel-Regge-Modell mit  $(\pi, \rho)$ -Austausch gibt Übereinstimmung in den Rapiditätsverteilungen und in der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Für die  $\eta$ -Erzeugung kann die Dominanz des Doppelpomeron-austausches ausgeschlossen werden.

Im Anhang wird die für die Messungen benutzte Musterungs- und Vormeßanlage beschrieben. Insbesondere werden die benutzten Programme diskutiert.

## I. Einleitung

Experimente zur pp-Wechselwirkung können in einem großen Energiebereich durchgeführt werden. Bis vor zwei Jahren gab es nur Ergebnisse von Experimenten, die bis zu einem Laborimpuls von 30 GeV/c an konventionellen Beschleunigern ausgeführt worden waren. Zum Nachweis der Mehrteilchenendzustände wurden im wesentlichen Blaskammern benutzt. Seit zwei Jahren gibt es experimentelle Ergebnisse von pp-Wechselwirkungen vom CERN-Speicherring bis zu Schwerpunktsenergien, die einem Laborimpuls von etwa 1500 GeV/c entsprechen. Seit kurzer Zeit werden pp-Reaktionen am Protonsynchrotron von NAL bis zu einem Laborimpuls von 400 GeV/c untersucht.

Die bisher bei Beschleunigerenergien durchgeführten Blaskammerexperimente hatten meist zwei Nachteile. Einmal sind sie meist wegen ihrer geringen Statistik (1-2 Ereignisse/ $\mu\text{b}$ ) nicht in der Lage, Effekte zu untersuchen, deren Wirkungsquerschnitte kleiner als 1 % (0.4 mb) vom totalen Wirkungsquerschnitt sind. Als Beispiel seien die Erzeugung von seltenen Teilchen und von Bosonresonanzen genannt. Zweitens wurden diese Experimente nur bei einem Eingangsimpuls durchgeführt und konnten daher Aussagen zur Energieabhängigkeit von Prozessen nur im Vergleich mit anderen Experimenten machen. Aus diesen Gründen kann ein pp-Experiment, das bei zwei Energien mit hohen Ereigniszahlen durchgeführt wird (Endstatistik: 7 Ereignisse/ $\mu\text{b}$  bei 12 GeV/c und 16 Ereignisse/ $\mu\text{b}$  bei 24 GeV/c), viel zur Klärung noch ungelöster Probleme der pp-Wechselwirkungen beitragen. Das ist besonders für pp-Reaktionen wünschenswert, da hier im Gegensatz zu z.B.  $\pi$ p-Reaktionen ein größerer Energiebereich experimentell zugänglich ist und daher genaue Ergebnisse bei kleinen Energien zum Studium des Energieverhaltens der Prozesse notwendig sind.

Für die vorliegende Arbeit sollen besonders die folgenden Gesichtspunkte behandelt werden:

1. Da die Resonanzproduktion anscheinend nur einen geringen Anteil der Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  ausmacht, sind diese geeignet, um Multi-Regge-Modelle, hier das CLA-Modell, zu testen. Es kann ferner untersucht werden, ob das Modell mit energieunabhängigen Parametern die Energieabhängigkeit dieser beiden Reaktionen richtig beschreibt.
2. Die Erzeugung von  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen mit den Protonen als "führenden Teilchen" kann in der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  untersucht werden. Da Resonanzen zwischen diesen Mesonen und den Nukleonen nicht so dominant beitragen wie etwa Resonanzen im Pion-Nukleon-System, können in diesen Dreiteilchenendzuständen die Vorstellungen von Doppel-Regge-Austausch überprüft werden.

## II. Experimentelles Verfahren

### 1. Allgemeiner Überblick

Als Nachweisgerät für die pp-Wechselwirkungen diente die 2m-Wasserstoffblasenkammer von CERN (DAT 70). Die Protonen wurden mit dem am CERN installierten Strahlssystem U5 (LAZ 68) in die Blaskammer geschickt. Bis August 1972 sind 285 000 Bilder bei 12 GeV/c und 395 000 Bilder bei 24 GeV/c aufgenommen worden.

An diesem Experiment sind die folgenden Labors beteiligt :

Physikalisches Institut der Universität Bonn  
Deutsches Elektronensynchrotron DESY, Hamburg  
II. Institut für Experimentalphysik der Universität  
Hamburg  
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

Die Auswertung der Blaskammerbilder erfolgte in den folgenden 5 Abschnitten.

#### 1. Musterung und Vormessen der Ereignisse.

Die Filme wurden nach Ereignissen aller Topologien durchmustert. Bei jedem Ereignis wurden der Vertex und zusätzlich zwei Meßpunkte pro Spur grob vorgemessen (BLO 70.1).

#### 2. Ausmessen der Ereignisse.

Die Präzisionsvermessung der Ereignisse erfolgte auf einer Meßmaschine des Typs HPD (Hough-Powell-Device; HOU 60, NAG 71, SEL 72) mit dem "road-guidance"-System (HAZ 69, MOE 72). Dabei wurde auch Information über die Ionisation der Spuren gewonnen (MOE 72).

#### 3. Geometrische Rekonstruktion.

Die geometrische Rekonstruktion der Spuren wurde mit dem CERN-Programm THRESH (THR 65) durchgeführt (HEL 71,

MUE 72.1). Es wurde in einer Version benutzt, in der der Energieverlust der Teilchen in Abhängigkeit von der Teilchenmasse berücksichtigt wird.

#### 4. Kinematische Anpassung.

Für die kinematische Anpassung der Massenhypothesen an die Ereignisse wurde das CERN-Programm GRIND (GRI 63) benutzt.

#### 5. Hypothesenauswahl.

Die Auswahl der angepaßten Hypothesen wurde bis auf schwierig zu entscheidende Ereignisse automatisch durchgeführt. Das Entscheidungsprogramm SELDEC (BLO 71) berücksichtigte dabei die Ergebnisse der Kinematikanpassung und die gemessene Ionisation (MOE 72).

Mit dieser Kette wurden in Hamburg bis jetzt 88 856 Ereignisse bei 12 GeV/c und 52 132 Ereignisse bei 24 GeV/c ausgewertet. Diese Arbeit beruht auf 183 889 Ereignissen bei 12 GeV/c und 101 683 Ereignissen bei 24 GeV/c.

Im folgenden soll auf den Protonstrahl von CERN und auf einige Aspekte des 1. Abschnittes näher eingegangen werden.

## 2. Der Protonstrahl

Für dieses Experiment wurde der Strahl U5 am CERN benutzt (LAZ 68). Er hat die Aufgabe, Protonen mit einem Impuls von 12 GeV/c oder 24 GeV/c zu erzeugen und in einer für die photographische Aufnahme geeigneten Form in die 2m-Wasserstoffblasenkammer zu bringen. Der Strahl läßt sich in vier Abschnitte einteilen:

1. Auslenkung der Protonen aus dem Synchrotron
2. Impulsanalyse der erzeugten Sekundärteilchen

3. Reinigung des Strahls von unerwünschten Teilchen
4. Bildung des Strahlprofils für die Blaskammer

Diese Abschnitte wurden für die beiden Impulse auf unterschiedliche Weise benutzt.

- 12 GeV/c: schnelle Ejektion mit externem Target und Separation in Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren  
24 GeV/c: internes Target ohne Separation

Die Einzelheiten sollen in den nächsten Abschnitten beschrieben werden.

Den Aufbau des Strahlsystems U5 vom Protonensynchrotron bis zur Blaskammer zeigt die Abb. 1a. Es hat eine Länge vom Target bis zur Kammer von 131.5 m. Die Teilchenbahnen bei Benutzung der Separation werden in Abb. 1b dargestellt.

## 2.1 Der Strahl für Protonen mit 12 GeV/c Impuls

### 2.1.1 Strahlauslenkung

Die beschleunigten Protonen kreisen im Synchrotron in Bündeln. Da der Hochfrequenzimpuls, der in den Hohlraumresonatoren (RF-Separatoren) die Trennung der Teilchenarten ermöglicht, eine Länge von  $\sim 4\mu\text{sec}$  und eine Wiederholrate von  $\sim 10$  Pulsen/sec hat, müssen die Protonen über eine schnelle Ejektion in das Strahlssystem gelangen. Das am CERN installierte Ejektionssystem gestattet es, eine beliebige Anzahl der Bündel während einer Umlaufperiode zu entnehmen. Dieses System besteht aus zwei Magneten: dem Kickermagneten, der die umlaufenden Protonen eines Bündels zu Schwingungen um die Gleichgewichtsbahn anregt, und dem Ejektionsmagneten, der die schwingenden Protonen so stark ablenkt, daß sie aus dem Magnetfeld des Synchrotrons herausgeführt und in das Strahlssystem geleitet werden können.

### 2.1.2 Externes Target und Impulsanalyse

Die extrahierten Protonen treffen auf ein Kupfertarget mit einem Querschnitt von  $2 \times 1 \text{ mm}^2$  und einer Länge von 150 mm. Ca 20 - 40 % der Protonen machen eine Wechselwirkung mit dem Kupfer.

Die unter  $0^\circ$  erzeugten Sekundärteilchen werden weiter im Strahl verwendet. Auf das Target folgen ein horizontaler und ein vertikaler Kollimator C1 und C2, die die Winkelakzeptanz des Strahls grob definieren.

Der Strahl wird durch die als Triplet angeordneten Quadrupole Q1 - Q4 in die Mitte des Kollimators C4 fokussiert. Vorher erfolgt die Impulsanalyse durch die beiden horizontalen Ablenkmagnete BM1 und BM2. In BM1 und BM2 wird der Strahl um 74.6 mrad abgelenkt mit einer Dispersion von 6 mm für 1% Impulsänderung. Mit einer Öffnung des Kollimators C4 um  $\pm 1.5 \text{ mm}$  erreicht man eine Impulsauflösung von  $\pm 0.25 \%$ .

Die durch BM1 und BM2 erzeugte Dispersion wird durch die Ablenkmagnete BM3 und BM4 aufgehoben. Am Ende von BM4 hat der Strahl keine Dispersion bezüglich Ort und Winkel.

Die Quadrupole Q1 - Q5 erzeugen einen in der vertikalen Ebene parallelen Strahl hinter Q5. Die vertikale Divergenz wird durch den Kollimator C3 bestimmt. Der Kollimator C5 definiert die horizontale Akzeptanz.

Am Ende dieses Teils liefert das Dublett Q6 und Q7 ein vertikales und horizontales Bild des Targets in der Mitte des ersten Separators RF1.

### 2.1.3 Strahlseparation

Der impulsanalytisierte Teilchenstrahl enthält neben den gewünschten Protonen noch unerwünschte positive Teilchen, z.B.  $\pi^+$  und  $K^+$ , die ausgeblendet werden müssen.

Der Teilchenstrahl durchquert drei zylinderförmige Hohlraumresonatoren (RF1 - RF3), an die linearpolarisierte Hochfrequenzfelder für die Dauer von  $\sim 4 \mu\text{sec}$  angelegt werden. Die Felder sind rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlrichtung und ergeben eine transversale Ablenkung der Teilchen. Die gesamte transversale Ablenkung am Ausgang von RF3 hängt ab von den Amplituden der Felder, den relativen Phasen zwischen den Feldern und der Flugzeit der Teilchen zwischen den Separatoren. Für einen Strahl, der sich aus drei Teilchenarten zusammensetzt, kann man durch geeignete Wahl der Amplituden und relativen Phasen erreichen, daß nur die gewünschte Teilchenart am Ende von RF3 abgelenkt wird, während die ungewünschten Teilchen auf den hinter RF3 zentral angeordneten Beamstopper BS treffen. Damit erreicht man eine Trennung der Teilchen. Eine genaue Beschreibung des Prinzips findet man in einer Arbeit von Bernard und Mitarbeitern (BER 68).

Die Quadrupole Q8 - Q10 und Q11 - Q14 bilden den Mittelpunkt eines Separators auf den Mittelpunkt des folgenden Separators ab. Die hinter RF3 sich befindenden Quadrupole Q15 und Q16 fokussieren den Strahl horizontal in C7 und vertikal in C8.

### 2.1.4 Bildung des Strahlprofils

Der separierte Strahl wird durch die zwei Ablenkmagnete BM5 und BM6 um  $88.5 \text{ mrad}$  abgelenkt. Der folgende vertikale Ablenkmagnet VBM1 zusammen mit dem direkt vor der Blasen-

kammer stehenden VBM2 gestattet es, die mittlere Höhe und den Winkel des Strahleintritts in die Kammer zu justieren.

Die zwischen VBM1 und VBM2 angeordneten Quadrupole Q17 und Q18 bilden C7 horizontal in C9 ab und erzeugen einen in der vertikalen Ebene parallelen Strahl. Man erhält eine Strahlbreite von 15 cm mit einer Winkeldivergenz von  $\pm 2$  mrad.

## 2.2 Der Strahl für Protonen mit 24 GeV/c Impuls

Zur Erzeugung von Protonen mit einem Impuls von 24 GeV/c kann ein unterschiedliches Verfahren benutzt werden. Positive Teilchen von 24 GeV/c Impuls, die in einer Reaktion im Target mit Protonen aus dem Synchrotron mit einem Impuls etwas größer als 24 GeV/c erzeugt werden, sind aus kinematischen Gründen Protonen. Der im vorangehenden Kapitel beschriebene Strahl kann mit geringen Änderungen benutzt werden.

Anstatt einer schnellen Ejektion mit anschließendem externen Target wird ein internes Target benutzt. Die im Synchrotron umlaufenden Protonen werden, wenn sie einen Impuls etwas größer als 24 GeV/c erreicht haben, durch einen Magneten aus ihrer Gleichgewichtsbahn abgelenkt. Sie treffen dann auf ein in dem Vakuumrohr des Synchrotrons befindliches internes Target. Die erzeugten Sekundärteilchen werden vom Strahlensystem U5 aufgenommen.

Am Ende der Impulsanalyse erhält man Protonen mit einem Impuls von 24 GeV/c, sodaß die Benutzung der Separatoren entfällt. Im Gegensatz zum separierten Fall gibt es im Separator RF2 keinen Brennpunkt, sondern der Strahl ist parallel in beiden Ebenen. Weiterhin befindet sich der horizontale Brennpunkt nicht in C7 sondern in C8. Der Strahl ist hier parallel in der vertikalen Ebene.

Die Bildung des Strahlprofils erfolgt wie bei dem Strahl für die Protonen mit 12 GeV/c Impuls.

### 3. Durchmustern und Vormessen

Die Auswertekette beginnt mit dem Durchmustern der Filme nach Ereignissen aller Topologien (BLO 70.1). Es werden zwei unabhängige Musterungsdurchgänge gemacht. Auftretende Unterschiede werden in einem dritten Durchgang überprüft und entschieden. Dadurch ist es möglich, die Musterungsverluste und Fehlerraten zu reduzieren.

Für das genaue Vermessen der Ereignisse auf der automatischen Meßmaschine des Typs HPD mit dem "road-guidance"-Prinzip ist es weiterhin erforderlich, Informationen über die Lage aller zum Ereignis gehörenden Spuren und Punkte zu erhalten. Es werden der Ereignispunkt (Vertex) und eventuelle weitere Punkte (Stoppunkte, Zerfallspunkte) und zusätzlich zwei weitere Punkte pro Spur vorgemessen. Mit drei Punkten pro Spur kann diese durch einen Kreis annähernd beschrieben werden. Zusätzlich werden Bezugsmarken auf dem Blasenkamerbild vermessen, um eine Transformation der Messungen aus diesem Koordinatensystem zu ermöglichen.

Um diese Auswerteschritte durchführen zu können, mußte ein System entwickelt werden, das die beim Durchmustern und Vormessen erzeugte Information aufnimmt in einer für die Weiterverarbeitung im Zentralrechner IBM 360/75 geeigneten Form. Die Daten sollen dabei überprüft werden, damit Fehler des Vormessenden oder der Anlage selbst sofort erkannt und beseitigt werden können. Daher muß dem Vormesser laufend Information über seine Tätigkeit gegeben werden. Weiterhin soll es jederzeit möglich sein, Daten zu untersuchen oder bestimmte Aktionen auszuführen.

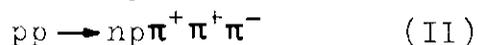
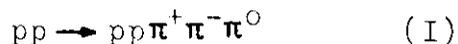
Ein solches System setzt sich aus zwei Teilen zusammen, der Hardware, die einen Rechner und alle benötigten Geräte umfaßt, und der Software, die als Überwachungsprogramm VORMES mit Unterstützung eines Betriebssystems alle Vorgänge ausführt. Eine Beschreibung der Komponenten findet man im Anhang A (Hardware) und im Anhang B (Software).

Ab Februar 1971 wurde dieses System benutzt. Bis zu diesem Zeitpunkt war es nur möglich, die Musterungs- und Vor-meßdaten auf Magnetband zu schreiben und eine beschränkte formale Kontrolle durchzuführen. Daraus folgte eine hohe Fehler-rate, die einerseits auf unvollständig vorgemessenen Ereignissen, andererseits auf längere Zeit nicht bemerkten Fehlern der Anlage beruhte. Mit der Benutzung des Kontrollsystems konnte die Vor-meßleistung um ca 25 % gesteigert und die Fehlerrate für falsch vorgemessene Ereignisse um ca 50 % gesenkt werden. Fehler der Anlage werden jetzt frühzeitig entdeckt. Dazu kommt eine Verringerung der Ausfallzeiten in Höhe von 15 - 20 % der Gesamtmeßkapazität. Zur Zeit werden ca 10 000 Ereignisse in einem Monat vorgemessen.

### III. Die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$

Im Kinematikprogramm GRIND (GRI 63) werden den gemessenen Ereignissen unter Benutzung von Energie- und Impulserhaltung Kombinationen von Teilchenmassen ("Hypothesen") zugeordnet.

Bei den Reaktionen



handelt es sich um Endzustände, in denen ein neutrales Teilchen -  $\pi^0$  oder n - zusätzlich zu den geladenen auslaufenden Teilchen angepaßt wurde. Diese Anpassung ist nur einfach überbestimmt (1C-Anpassung) im Gegensatz zu Reaktionen, die kein neutrales Teilchen enthalten (4C-Anpassung). Eine 1C-Anpassung kann daher leichter erhalten werden als eine 4C-Anpassung, wenn die anzupassende Hypothese nicht die richtige ist. Die Zahl der angepaßten 1C-Hypothesen pro Ereignis ist daher ebenfalls größer als die der angepaßten 4C-Hypothesen. Weiterhin wird die Abgrenzung gegen Hypothesen mit mehreren neutralen Teilchen erschwert. Die Auflösung der Mehrdeutigkeiten und die Anwendung weiterer Auswahlkriterien auf Ereignisse der Reaktionen I und II soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden. Die Angaben in Klammern beziehen sich auf Ereignisse bei 24 GeV/c Eingangsimpuls.

#### 1. Selektion der Ereignisse

In der Auswertekette haben 21 716 (10 904) Ereignisse mindestens eine Hypothese der Endzustände I und II zugeordnet bekommen. Von diesen Ereignissen haben 70 (64) zusätzlich eine Hypothese des Typs  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  erhalten. Da dieser Endzustand durch eine 4C-Anpassung erhalten wird, wird dieser diesen Ereignissen zugeordnet.

Nicht berücksichtigt werden Ereignisse, die ein zerfallendes geladenes Teilchen aufweisen. Diese Ereignisse sind bei der Musterung als Ereignisse mit seltsamen Teilchen klassifiziert worden. Sie haben aber im Kinematikprogramm auch Hypothesen mit Pionen anstatt der seltsamen Teilchen erhalten. In diese Klasse fallen 301 (127) Ereignisse. Der hierdurch auftretende Fehler ist kleiner als 1.4 % (1.2 %).

Bei 752 (587) Ereignissen ist von einer Spur ein Spurparameter (Radius, Azimutwinkel, Dipwinkel) nicht gemessen worden. Damit ist die Anpassung der Reaktionen I und II nicht mehr überbestimmt (OC-Anpassung). Eine Überprüfung einer so angepaßten Hypothese ist nicht möglich, weil keine Zwangsbedingung aus Energie- und Impulserhaltung zur Verfügung steht. Diese Ereignisse werden im weiteren nicht mehr betrachtet. Die Wirkungsquerschnitte werden auf diesen Verlust korrigiert.

Nach diesen Kriterien verbleiben 20 593 (10 146) Ereignisse, denen Massenkombinationen der Endzustände I und II zugeordnet wurden. Je Endzustand sind drei Hypothesen möglich, je nach Zuordnung von  $\pi^+$  und p zu den Spuren der positiven Teilchen des Ereignisses. Tabelle 1 zeigt die Aufteilung der Ereignisse gemäß der Anzahl der zugeordneten Hypothesen der beiden Endzustände. Es zeigt sich, daß 16 242 (6730) Ereignisse, d.h. 79 % (66 %) der Ereignisse, nur eine einzige 1C-Hypothese erhalten haben. Weitere 3623 (2445) Ereignisse, d.h. 17 % (24 %) haben zwei Hypothesen.

Vielen Ereignissen mit Hypothesen der Reaktionen I und II wurden auch Hypothesen mit mehreren neutralen Teilchen ("Nofit-Hypothesen") zugeordnet. Folgende multineutralen Hypothesen sind möglich:

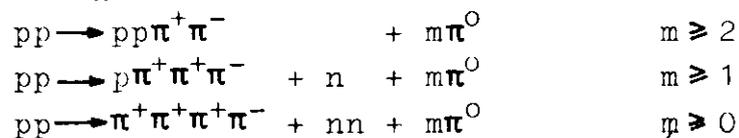


Tabelle 2 zeigt die Zahl der Nofits der drei Klassen pro Ereignis (Einteilung wie in Tabelle 1). Es zeigt sich, daß diejenige multineutrale Hypothese häufiger zugeordnet wird, die sich durch Hinzufügen eines  $\pi^0$  zu der bevorzugten 1C-Hypothese ergibt. Bei Ereignissen, denen sowohl Hypothesen der Reaktionen I und II, als auch multineutrale Hypothesen zugeordnet wurden, werden die 1C-Hypothesen akzeptiert.

Mindestens zwei Hypothesen der Endzustände I und II sind 4351 (3416) Ereignissen zugeordnet worden. Zur Auflösung dieser Mehrdeutigkeiten sollen zwei Methoden benutzt und ihre Ergebnisse diskutiert werden.

Eine häufig benutzte Methode besteht darin, diejenige Hypothese zu akzeptieren, die den kleinsten  $\chi^2$ -Wert in der Anpassung erhalten hat. Der Erfolg hängt stark davon ab, daß die Fehler der Meßgrößen gut bekannt sind und daß die  $\chi^2$ -Werte der falschen Hypothesen im allgemeinen groß sind.

Eine weitere Methode kann man gewinnen aus der Tatsache, daß das Viererimpulsübertragsquadrat  $t$  zwischen einlaufenden und auslaufenden Nukleonen ( $t=(p_{\text{ein}}-p_{\text{aus}})^2$ ) im allgemeinen klein ist. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen I und II fällt für kleine  $t$  exponentiell ab wie  $e^{-b|t|}$  mit  $b \sim 1.0 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ . Es wird diejenige Hypothese akzeptiert, die die geringsten Impulsüberträge aufweist und damit die wahrscheinlichste ist.

Die Ergebnisse dieser Auswahlmethoden kann man an den 2229 (2082) Ereignissen diskutieren, bei denen durch die Auswahl nach kleinstem  $\chi^2$  und nach kleinstem  $t$  verschiedene Hypothesen akzeptiert werden. Bei  $\chi^2$ -Auswahl werden die Hypothesen der Reaktion I, bei  $t$ -Auswahl die der Reaktion II häufiger akzeptiert (Tabelle 3). Die größten Unterschiede zeigen sich im Bereich großer positiver Longitudinalimpulse  $p_1^*$  im Schwerpunktsystem für positive Teilchen, d.h. für schnelle

positive Teilchen im Laborsystem. Die Abbildungen 2a-h zeigen die  $p_1^*$ -Verteilungen für  $\pi^+$  und p für die Reaktionen I und II für beide Auswahlkriterien. Die Auswahl nach kleinstem  $\chi^2$  gibt für große positive Longitudinalimpulse mehr Pionen im Gegensatz zur Auswahl nach kleinstem t, die für diesen Impulsbereich Protonen bevorzugt. Dieser Effekt ist besonders deutlich in Reaktion II (Abb. 2e-h). Ein Vergleich der  $p_1^*$ -Verteilungen der Pionen mit Abb. 3, die die  $p_1^*$ -Verteilungen für  $\pi^+$  und p aus den Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  und  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$  gibt, zeigt, daß die großen positiven  $p_1^*$ -Werte der  $\pi^+$  an oder oberhalb der kinematischen Grenze für Pionen liegen. Im weiteren soll daher die Auswahl der Hypothese bei Ereignissen mit mehreren zugeordneten 1C-Hypothesen nach den kleinsten Impulsüberträgen erfolgen.

Es werden jetzt wieder alle Ereignisse betrachtet, die entweder nur eine einzige 1C-Hypothese erhalten haben oder für die eine nach dem t-Auswahlkriterium ausgewählt wurde. Es zeigt sich, daß die zweidimensionalen Verteilungen der Transversalimpulse gegen die Longitudinalimpulse ( $p_T^*$  vs  $p_1^*$ ) für  $\pi^0$  in Reaktion I (Abb. 4a,b) und für  $\pi^+$  in Reaktion II (Abb. 5a,b) nicht symmetrisch sind bei beiden Eingangsimpulsen. Im Schwerpunktsystem weisen pp-Reaktionen eine Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie auf. Die Verteilungen weisen zu viele schnelle, nach vorn gehende Pionen auf. Dabei handelt es sich im wesentlichen um Ereignisse, denen nur eine einzige 1C-Hypothese angepaßt wurde, die aber falsch ist. Durch Schnitte in den ( $p_T^*$  vs  $p_1^*$ )-Verteilungen für  $\pi^0$  in Reaktion I und für  $\pi^+$  in Reaktion II wird die Zahl der falschen Ereignisse stark reduziert. Der Verlust an richtigen Ereignissen ist gering. Die Ereignisse werden eliminiert, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist.

Reaktion I: 12 GeV/c:  $p_T^*(\pi^0) > 2.46 \text{ GeV/c} - 1.4 \times p_1^*(\pi^0)$   
für  $0.9 \text{ GeV/c} < p_1^*(\pi^0) < 1.4 \text{ GeV/c}$   
 $p_1^*(\pi^0) > 1.4 \text{ GeV/c}$

$$\begin{aligned} 24 \text{ GeV/c: } p_T^*(\pi^0) &> 2.2 \text{ GeV/c} - p_1^*(\pi^0) \\ &\text{für } 0.9 \text{ GeV/c} < p_1^*(\pi^0) < 1.8 \text{ GeV/c} \\ p_1^*(\pi^0) &> 1.8 \text{ GeV/c} \\ \text{Reaktion II: } 12 \text{ GeV/c: } p_T^*(\pi^+) &> 2.46 \text{ GeV/c} - 1.4 \times p_1^*(\pi^+) \\ &\text{für } 0.9 \text{ GeV/c} < p_1^*(\pi^+) < 1.4 \text{ GeV/c} \\ p_1^*(\pi^+) &> 1.4 \text{ GeV/c} \\ 24 \text{ GeV/c: } p_T^*(\pi^+) &> 2.5 \text{ GeV/c} - p_1^*(\pi^+) \\ &\text{für } 1.2 \text{ GeV/c} < p_1^*(\pi^+) < 2.1 \text{ GeV/c} \\ p_1^*(\pi^+) &> 2.1 \text{ GeV/c} \end{aligned}$$

In den Abbildungen 4a,b und 5a,b sind diese Schnitte durch durchgezogene Linien angegeben. Die Spiegelung in die Rückwärtsrichtung geben die gestrichelten Linien. Für die weitere Untersuchung werden nur noch die verbleibenden Ereignisse betrachtet.

Die Abbildungen 6a,b zeigen die  $p_1^*$ -Verteilungen der Neutronen aus Reaktion II. Es besteht eine große Asymmetrie zwischen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Die Impulse der Neutronen, die im Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung emittiert werden, d.h. schnelle Neutronen im Laborsystem, lassen sich genauer bestimmen als die rückwärtslaufenden Neutronen. Ihre Bestimmung beruht auf der Messung langsamer geladener Teilchen, die genauer durchzuführen ist. Die Messung von Spuren schneller geladener Teilchen, die zu rückwärtslaufender Neutronen gehören, ist nicht so genau möglich. Daher können Ereignisse, die z.B. zu dem Neutron zusätzlich weitere neutrale Teilchen enthalten, ein Ereignis der Reaktion II vortäuschen. Die Größe der Meßfehler äußert sich in den Verteilungen des fehlenden Massequadrates in Abhängigkeit von der Flugrichtung des Neutron (Abb. 7a-d). Dabei ist die Vorwärtsrichtung in diesem Kanal so definiert, daß der kleinste Viererimpulsübertrag entweder der vom Targetproton auf das auslaufende Proton oder der vom Strahlproton auf das Neutron ist. Diese Aufteilung bietet Vorteile bei den Rechnungen des zu beschreibenden CLA-Modells (Kap IV.2). Die Verteilungen für die rückwärtslaufenden

Neutronen sind breiter, besonders bei den Daten für 24 GeV/c. Deshalb werden für die weiteren Untersuchungen in der Reaktion II nur die Ereignisse mit im Schwerpunktsystem vorwärtslaufenden Neutronen genommen.

In Reaktion I gibt es eine symmetrische  $p_1^*$ -Verteilung der Protonen. Der Unterschied in den Verteilungen des Quadrates der fehlenden Masse (Abb. 8a-d) ist nicht so stark wie bei Reaktion II. Das folgt aus dem geringen Unterschied in den Laborimpulsen der  $\pi^0$  und der daraus resultierenden geringen Differenz in der Meßgenauigkeit. In dieser Reaktion werden daher alle Ereignisse genommen.

Für die Verteilungen der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit wird eine Gleichverteilung erwartet. Die Abbildungen 9a,b und 10a,b zeigen, daß das bis auf Anhäufungen bei kleinen Wahrscheinlichkeiten gut erfüllt ist. Sie beruhen auf einem starken Anteil falsch angepaßter 1C-Hypothesen. Die Ereignisse mit Werten der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit, die kleiner sind als die in der folgenden Tabelle angegebenen Werte, werden nicht mehr betrachtet:

	12 GeV/c	24 GeV/c
Reaktion I	0.15	0.15
Reaktion II	0.10	0.15

Damit verbleiben die folgenden Anzahlen von Ereignissen für die beiden Reaktionen:

	12 GeV/c	24 GeV/c
Reaktion I	7964	3227
Reaktion II	4253	1700

Für diese Ereignisse zeigen die Abbildungen 11a,b und 12a,b das Quadrat der fehlenden Masse. Sie sind um das Quadrat der Pionmasse bzw. Neutronmasse zentriert. An den Schwellen

für  $\pi^0\pi^0$  - bzw.  $n\pi^0$  - Erzeugung zeigt sich kein Anstieg der Ereigniszahlen.

## 2. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Totale Wirkungsquerschnitte lassen sich besser in Zählerexperimenten messen als in Blaskammerexperimenten. Zur Messung von Wirkungsquerschnitten für bestimmte Endzustände ist dagegen die Blaskammer besser geeignet, da alle geladenen Teilchen im gesamten Raumwinkelbereich nachgewiesen werden können.

Die in unserem Experiment bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte gibt die Tabelle 4a (SCH 72). Sie enthalten einen Musterungsverlust von 1.9 mb, der durch Kleinwinkelstreuung hervorgerufen wird. Mit den genaueren Zählermessungen (FOL 67) stimmen unsere Werte innerhalb der Fehler überein.

Den Wirkungsquerschnitt pro Ereignis mit vier auslaufenden geladenen Teilchen, normiert auf die Zählerdaten, gibt die Tabelle 4b. Die Fehler geben nur den statistischen Fehler an. Daraus ergeben sich für die verbleibenden Ereignisse der Reaktionen I und II die Wirkungsquerschnitte pro Ereignis, die in Tabelle 4c angegeben sind. Die Fehler beinhalten die statistischen und die systematischen Fehler, die bei der Selektion aufgetreten sind. Sie werden bei Reaktion I zu 7 % (11 %) und bei Reaktion II zu 10 % (14 %) abgeschätzt.

Mit diesen Werten erhält man die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 GeV/c und 24 GeV/c Eingangsimpuls (Tabelle 4d). Bei beiden Eingangsimpulsen sind die Werte für beide Reaktionen innerhalb der Fehler gleich groß.

Die Abbildungen 13a,b zeigen den energieabhängigen Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen I und II (PDG 70). Nach einem steilen Anstieg an der Schwelle folgt ein allmählicher Abfall. Der Verlauf ist ähnlich für beide Reaktionen.

IV. Vergleich der Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$   
mit Vorhersagen aus Multi-Regge-Modellen

1. Das Multi-Regge-Modell

Das Regge-Pol-Modell hatte großen Erfolg bei der Beschreibung von 2-Teilchen-Reaktionen bei hohen Energien. Man versuchte daher eine Erweiterung zur Beschreibung von Mehrteilchen-endzuständen durch eine Kette von ausgetauschten Trajektorien. Die theoretische Möglichkeit dieser Erweiterung wurde gezeigt von Bali, Chew und Pignotti (BAL 67). Für eine 3-Teilchen-Reaktion läßt sich die Übergangsamplitude in der folgenden Form schreiben:

$$|A| \sim \phi_1(t_1) \cdot \left(\frac{s_1}{s_0}\right)^{\alpha_1(t_1)} \phi_2(t_1, t_2, \omega) \left(\frac{s_2}{s_0}\right)^{\alpha_2(t_2)} \phi_3(t_2) \quad (1.1)$$

Dabei sind:

$$s_i = (p_i + p_{i+1})^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

$$t_i = (p_A - \sum_{r=1}^i p_r)^2$$

$p_i$  = Viererimpuls des Teilchens  $i$

$m_i$  = Masse des Teilchens  $i$

$\omega$  = Winkel, der die relative Orientierung der Teilchen am oberen und unteren Vertex beschreibt

$\alpha_i(t_i)$  = Trajektorie

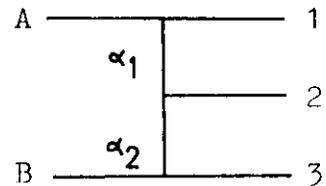
$s_0$  = Skalierungsfaktor =  $1 \text{ GeV}^2$

$\phi_i$  = Vertexfunktion

Für  $\left(\frac{s_i}{s_0}\right)$  benutzen Bali, Chew und Pignotti die Tollervariable  $\cosh 2\xi_{i,i+1}$ . Das hat keinen Einfluß, da für große  $s_i$  beide Größen einander proportional sind (COR 69).

Für die ausgetauschte Reggetrajektorien macht man den Ansatz

$$\alpha_i(t_i) = \alpha_{oi} + \alpha_i' t_i$$



Die Steigung der meisten Trajektorien beträgt  $\sim 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ .

Charakteristisch für ein Regge-Verhalten ist der Term  $(\frac{s_i}{s_0})^{\alpha_i(t_i)}$ ; dabei ist  $s_0$  eine Skalierungskonstante. Den größten Beitrag liefert die Trajektorie mit dem größten Schnittpunkt  $\alpha_{0i}$  mit der imaginären Drehimpulsachse.

Bei den Vertexfunktionen  $\phi_i$  gibt es Unterschiede: die äußeren, die zwei physikalische Teilchen mit einer Trajektorie koppeln, und die inneren, die ein physikalisches Teilchen mit zwei Trajektorien koppeln. Diese Funktionen sind meist unbekannt. Für sie muß eine Parametrisierung gewählt werden.

Die angegebene Amplitude gilt nur im Grenzfall großer 2-Teilchen-Energien  $s_i$ .

## 2. Das CLA-Modell

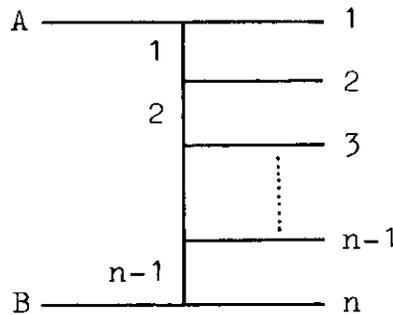
### 2.1 Beschreibung des Modells

Bei Mehrteilchenendzustände ( $n \geq 4$ ) bei Einschußimpulsen um 20 GeV/c kann die von Bali, Chew und Pignotti angegebene Übergangsamplitude nur einen geringen Anteil der Reaktionen beschreiben. Der Geltungsbereich beschränkt sich auf den Teil der Reaktion, in dem alle 2-Teilchen-Energien  $s_i$  groß sind. Dieser Anteil ist klein. Im Bereich kleiner 2-Teilchen-Energien haben die Teilchen einen kleinen Impuls relativ zueinander, sodaß es zu einer Zusammenballung ("cluster") kommt. Diese Tatsache kann man, mit Ausnahme der Produktion von Resonanzen, näherungsweise mit einem reinen Phasenraumverhalten beschreiben.

Chan, Loskiewicz und Allison (CHA 68) haben für Reaktionen mit drei und mehr Teilchen im Endzustand eine Parametrisierung der Reaktionsamplitude angegeben, die interpoliert zwischen einem Regge-Verhalten bei großen 2-Teilchen-Energien und einem Phasenraumverhalten bei kleinen 2-Teilchen-Energien:

$$|A| \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left( \frac{g_i s_i + s_0 c}{s_i + s_0} \right) \left( \frac{s_i + s_0}{s_0} \right)^{\alpha_{oi}} \left( \frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i} \quad (2.11)$$

Diese Amplitude beruht auf der Betrachtung des folgenden Graphen:



Die Bedeutung der einzelnen Größen der Amplitude wird deutlich, wenn man ihre Eigenschaften in den Grenzfällen großer und kleiner 2-Teilchen-Energien betrachtet.

Für große 2-Teilchen-Energien, d.h. alle  $s_i \gg s_0, b_i$  erhält man eine Amplitude

$$|A| \sim \prod_{i=1}^{n-1} g_i e^{B_i t_i} \left( \frac{s_i}{s_0} \right)^{\alpha_{oi} + t_i} \quad \text{mit } B_i = -\ln b_i$$

Diese hat die Gestalt einer voll reggesierten Amplitude mit Exponentialfunktionen als Näherung für die Vertexfunktionen und linearen Trajektorien, die alle die Steigung  $1(\text{GeV}/c)^{-2}$  haben. Die  $g_i$  sind Kopplungskonstanten, und  $B_i$  beschreibt die exponentielle  $t$ -Abhängigkeit der Vertices.

Wenn eine 2-Teilchen-Energie klein wird, d.h.  $s_i \rightarrow 0$ , wird der  $i$ -te Term in Formel (2.11) durch eine Konstante  $c$  ersetzt, während der Rest der Amplitude reggesiert bleibt. Sind alle  $s_i$  klein, so liegt reines Phasenraumverhalten

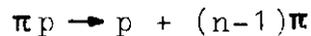
vor:  $|A| \sim c^{n-1}$

Die Konstante  $c$  gibt also den Phasenraumanteil an.

Die Interpolation gilt auch für einzelne  $s_i$ . Es brauchen nicht alle  $s_i$  sehr viel größer als  $s_0, b_i$  oder sehr klein zu sein.

Um Steigungen  $\alpha'_i$  der Trajektorien, die von  $1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  verschieden sind, zu berücksichtigen, wird von einigen Autoren (u.a. BOR 70) in Formel (2.11) statt des Exponenten  $t_i$  das Produkt  $\alpha'_i t_i$  eingesetzt.

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit für eine Reaktion



ist nach CLA die inkohärente Summe aller Amplituden (2.11), bei denen das Nukleon an einem anderen Vertex erzeugt wird:

$$|M|^2 = \sum_{j=1}^n |A_j|^2$$

Man kann dieses Verfahren leicht verallgemeinern, um auch zwischen geladenen Pionen im Endzustand unterscheiden zu können. Es werden zusätzlich die Beiträge der Graphen addiert, die durch Permutation der geladenen Pionen gebildet werden.

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit einer Reaktion erhält man also durch Bildung der inkohärenten Summe aller Amplituden der Graphen, die man durch Permutation der Teilchen im Endzustand unter Berücksichtigung der ausgetauschten Trajektorien und deren Quantenzahlen erhält.

Die Berücksichtigung der Ladung der auslaufenden Pionen gestattet es, ihr unterschiedliches Verhalten und Korrelationen zwischen den Teilchen, z.B. Massenverteilungen, zu untersuchen.

Das CLA-Modell bietet die Möglichkeit, verschiedene Reaktionen in  $\pi p$ -,  $K p$ -,  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen mit einem einheitlichen Ansatz zu beschreiben und zwar für verschiedene Multiplizitäten der Endzustände und bei unterschiedlichen Eingangsimpulsen. Das Modell ist in mehreren Experimenten überprüft worden und zeigte gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (u.a. RAN 68, BAR 69, BAS 69, BSS 69, CHE 69.1, COR 69, BAR 70, BOR 70, BRA 70, GUY 72).

Die Produktion von Resonanzen ist in diesem Modell noch nicht berücksichtigt. Ferner werden keine absoluten Wirkungsquerschnitte gegeben. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie wird aber ungefähr richtig beschrieben.

## 2.2 Vergleich mit den experimentellen Daten

### 2.2.1 Berechnung der Reaktionsamplituden

Die Berechnung der Übergangsamplituden für die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  (I) und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  (II) bei 12 GeV/c und 24 GeV/c wird mit denselben Parametern durchgeführt. Dadurch ist es möglich, die Eigenschaften des CLA-Modells gegenüber unterschiedlichen Endzuständen und Eingangsimpulsen zu untersuchen.

Bei der Konstruktion der Graphen müssen die Quantenzahlen an allen Vertices erhalten bleiben, z.B. die G-Parität an allen mesonischen Vertices. Daraus folgt die Verwendung von zwei Meson-Trajektorien mit unterschiedlicher G-Parität:  $\rho$ -Trajektorie für  $G = +$  und  $\pi$ -Trajektorie für  $G = -$ . Bei aufeinanderfolgenden Mesonaustauschen eines Graphen werden diese abwechselnd eingesetzt. Die  $\mathbb{P}$ -Trajektorie, die ebenfalls  $G = +$  hat, wird nicht benutzt, da bei ihrer Verwendung die Protonen zu peripher gegenüber den experimentellen

Verteilungen vorhergesagt werden. Deutet man den  $P$ -Austausch als Diffraktion, so folgt daraus, daß die Diffraktion zu diesen Endzuständen nur zu einem geringen Anteil beitragen kann. Weiterhin wird bei Konstruktion der Graphen auf den Ladungsaustausch  $\Delta Q = 0, \pm 1$  eingeschränkt. Für den Baryon-austausch wird die  $N$ -Trajektorie gewählt. Die Parameter dieser Trajektorien sind:

	G	B	$\alpha_0$	$\alpha'$
$\rho$	+	0	0.6	1.0
$\pi$	-	0	0.0	1.0
N		1	-0.4	1.0

Die Abbildungen 14a,b zeigen die sich für die Reaktionen I und II ergebenden Graphen. Für die Reaktion II brauchen wegen der Selektionskriterien nur Graphen genommen zu werden, bei denen das Neutron dichter am oberen Vertex ist als das Proton. Für beide Reaktionen verdoppeln sich die Anzahlen der Graphen bezüglich der in Abb. 14a,b angegebenen Zahlen, da für den Mesonaustausch die  $\rho$ - und die  $\pi$ -Trajektorie genommen werden können. Der Unterschied, ob ein Nukleon an die  $\rho$ - oder die  $\pi$ -Trajektorie koppelt, zeigt sich relativ stark in den  $p_1^*$ -Verteilungen der Nukleonen in Reaktion II. Diese zeigen ein periphereres Verhalten der Nukleonen, wenn diese an die  $\rho$ -Trajektorie koppeln. In Reaktion I ist der Unterschied sehr schwach, da für die meisten Graphen gilt, daß falls das eine Proton an die  $\rho$ -Trajektorie koppelt, das andere Proton an die  $\pi$ -Trajektorie koppelt. Die Anzahl der Graphen braucht daher bei der Berechnung der Reaktionsamplituden für die Reaktion I nicht verdoppelt zu werden.

Die Bestimmung der Parameter der Reaktionsamplitude kann durch Anpassung an 3- und 4-Körper-Reaktionen erfolgen. Eine Beschreibung findet man bei Chan , Loskiewicz und Allison (CHA 68) und Cords (COR 69).

Für die Parameter  $b_i$ , die die t-abhängige Kopplung der Regge-Trajektorien beschreiben, werden die Werte von Chan, Loskiewicz und Allison genommen:

$$b_{EA} = b_{EB} = 1.0 \text{ GeV}^2 \qquad b_I = 1.2 \text{ GeV}^2$$

Dabei gilt  $b_{EA}$  für den oberen,  $b_{EB}$  für den unteren Vertex. Sie sind gleich, weil an beiden Vertices Protonen einlaufen. Für alle inneren Vertices wird derselbe Wert  $b_I$  benutzt. Es wird kein Unterschied gemacht, ob ein Meson oder ein Nukleon an die Trajektorien gekoppelt ist.

Bei den Kopplungskonstanten  $g_i$  werden nur zwei Parameter unterschieden:  $g_N$  für den Nukleonaustausch und  $g_M$  für den Mesonaustausch.  $g_M$  hat den gleichen Wert für den Austausch der  $\rho$ - und der  $\pi$ -Trajektorie. Die Parameter  $g_N$ ,  $g_M$  und  $c$  geben die relative Häufigkeit an, mit der Nukleonaustausch, Mesonaustausch und Phasenraumanteil auftreten. Da keine absoluten Wirkungsquerschnitte vom CLA-Modell gegeben werden, gehen nur die Quotienten  $g_N/g_M$  und  $c/g_M$  ein. Es werden die von Cords angegebenen Werte benutzt (COR 69):

$$\frac{g_N}{g_M} = 0.6 \qquad \frac{c}{g_M} = 1.6$$

Sie weichen ab von den CLA-Werten. Von Cords wird gezeigt, daß die Variation dieser Parameter  $c/g_M$  von 0.54 - 4.7 und  $g_N/g_M$  von 0.27 - 0.6 einen geringen Einfluß auf die Ergebnisse hat.

Für die Rechnungen wurde ein Monte-Carlo-Programm von Cords benutzt, das für dieses Experiment modifiziert wurde (COR 69). Es wurden etwa 150 000 Ereignisse für jede Reaktion und jede Energie erzeugt. Die Kurven wurden per Hand durch die berechneten Werte gezogen, um die statistischen Schwankungen auszugleichen. Eine Vorstellung von der Größe dieser Schwankungen und der Fehler geben die Abbildungen 15d und 18j, in denen die Fehler eingezeichnet sind. Die Verteilungen sind normiert auf die Zahl der experimentellen Ereignisse.

### 2.2.2 Einteilchenverteilungen

Betrachtet werden die Longitudinal- und Transversalimpulse,  $p_L^*$  und  $p_T^*$ , der auslaufenden Teilchen der Reaktionen I und II im Schwerpunktsystem bei beiden Eingangsimpulsen. Die Abbildungen 15a-d zeigen die Verteilungen dieser Größen.

Die Transversalimpulsverteilungen aller Teilchen sind sehr ähnlich. Der mittlere Transversalimpuls für Nukleonen ist etwas größer als der für Pionen. Eine Änderung mit der Energie ist nicht erkennbar.

Unterschiede zeigen sich im Verhalten des Longitudinalimpulses. Die Nukleonen untereinander und die Pionen untereinander zeigen weitgehend einheitliches Verhalten. Die Nukleonen haben Maxima bei großen Werten und zeigen damit den peripheren Charakter der Reaktionen. Bei 24 GeV/c werden diese Maxima weiter auseinandergezogen. Die Proton- und Neutronverteilungen der Reaktion II sind einander ähnlich. Die Verteilungen der Pionen haben Maxima im Zentrum, die sich bei 24 GeV/c verbreitern. Kleine Unterschiede zeigen sich zwischen den neutralen und geladenen Pionen der Reaktion I bei beiden Energien. Die Maxima für die  $\pi^0$ -Verteilungen sind nicht so stark ausgeprägt, und die Verteilungen sind breiter. Die Verteilungen der Reaktion II sind nicht symmetrisch, weil nur Ereignisse mit Neutronen, die in die vordere Hälfte im Schwerpunktsystem gehen, genommen wurden.

Das CLA-Modell zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Verteilungen. Kleine Unterschiede zeigen sich in den  $p_T^*$ -Verteilungen der Nukleonen. Bei 12 GeV/c werden die Protonen aus der Reaktion I und die Neutronen aus der Reaktion II vom CLA-Modell zu peripher angegeben. Die Asymmetrie im Longitudinalimpuls der  $\pi^-$  aus der Reaktion II wird nicht wiedergegeben. Sie beruht vermutlich auf den  $\pi^-$ , die aus dem Zerfall der Resonanz  $\Delta^-(1236)$  in  $n\pi^-$  kommen.

### 2.2.3 Massenverteilungen

Da bei den Rechnungen zum CLA-Modell die Ladung der Pionen berücksichtigt wurde, kann das Modell mit Verteilungen der invarianten Massen überprüft werden. Die experimentellen Verteilungen und die Rechnungen (durchgezogene Linien) zeigen die Abbildungen 16 - 19.

In allen  $p\pi^+$ -Massenverteilungen (Abb. 16a, 17a, 18a, 19a) zeigen sich starke Erhebungen an den Stellen des  $\Delta^{++}(1236)$ . In anderen Ladungszuständen tritt diese Resonanz deutlich nur als  $\Delta^-(1236)$  in den  $n\pi^-$ -Verteilungen der Reaktion II auf (Abb. 17e, 19e). Ein Signal des  $\rho$ -Mesons zeigt sich als  $\rho^-$  in den  $\pi^-\pi^0$ -Verteilungen der Reaktion I (Abb. 16f, 18f) und als  $\rho^0$  in den  $\pi^+\pi^-$ -Verteilungen der Reaktion II (Abb. 17c, 19c). Boggild et al zeigen für ihr pp-Experiment bei 19 GeV/c, daß  $\Delta^{++}$ - und  $\rho$ -Produktion stark assoziiert sind (BOG 70). Eine Andeutung für  $\rho^+$  und  $\rho^0$  sieht man in den  $\pi^+\pi^0$ - und  $\pi^+\pi^-$ -Verteilungen der Reaktion I bei 24 GeV/c (Abb. 18d,e).

In den 3-Teilchen-Massenverteilungen gibt es eine starke Erhebung nur an der Stelle des  $\omega$ -Mesons in den  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilungen der Reaktion I und eine kleine an der Stelle des  $\eta$ -Mesons (Abb. 16j, 18j). In den  $N\pi$ - und  $N\pi\pi$ -Verteilungen zeigen sich keine Hinweise für eine starke Produktion angeregter Nukleonzustände.

Die eingezeichneten Kurven des CLA-Modells geben eine gute Beschreibung der experimentellen Verteilungen. Die Resonanzproduktion kann nicht beschrieben werden. Eine größere Diskrepanz gibt es in den  $p\pi^-$ -Verteilungen der Reaktion II (Abb. 17b, 19b), die auf der schlechten Übereinstimmung in den Longitudinalimpulsen der  $\pi^-$  beruht. Die 2-Nukleon-Verteilungen, die empfindlich sind bei den benutzten Selektionskriterien, werden ebenfalls gut wiedergegeben (Abb. 16l, 17f, 18l, 19f).

### 2.3 Energieabhängigkeit

Das CLA-Modell sagt keine absoluten Wirkungsquerschnitte vorher. Dennoch kann das Verhalten bei Änderung des Eingangsimpulses  $p_{lab}$  untersucht und mit den experimentellen Reaktionswirkungsquerschnitten verglichen werden. Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma = \frac{1}{F} \int |A|^2 dLips$$

mit  $F = \text{Fluß} \sim m_p p_{lab}$

$A = \text{Übergangsamplitude}$

$Lips = \text{lorentz-invarianter Phasenraum}$

Bei den experimentellen Daten muß die Resonanzproduktion berücksichtigt werden. Sie kann durch Abzählen der Ereignisse über dem Untergrund, der durch das CLA-Modell gegeben wird, grob abgeschätzt werden. Weiter wird die Annahme gemacht, daß kein oder nur ein geringer Anteil von Doppelresonanzproduktion vorhanden ist. Als Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen ohne Resonanzproduktion erhält man dann:

	12 GeV/c	24 GeV/c
Reaktion I	$(1.4 \pm 0.3) \text{mb}$	$(0.9 \pm 0.3) \text{mb}$
Reaktion II	$(1.2 \pm 0.3) \text{mb}$	$(0.9 \pm 0.3) \text{mb}$

Die Werte des Quotienten  $\sigma(12 \text{ GeV/c})/\sigma(24 \text{ GeV/c})$  für das Experiment und das CLA-Modell zeigt die folgende Tabelle:

	Exp.	CLA
Reaktion I	$1.6 \pm 0.6$	$2.0 \pm 0.1$
Reaktion II	$1.3 \pm 0.6$	$1.8 \pm 0.1$

Es liegt nur eine ungefähre Übereinstimmung vor. Das CLA-Modell sagt einen zu starken Abfall mit dem Eingangsimpuls voraus.

### 3. Erweiterung des CLA-Modells auf Resonanzproduktion

#### 3.1 Beschreibung des Modells

Ein großer Nachteil des CLA-Modells besteht darin, daß es die Produktion von Resonanzen nicht beschreibt. Mehrere Autoren versuchen, durch Änderung der Übergangsamplitude die Resonanzerzeugung in den Formalismus zu übernehmen. Plahte und Roberts (PLA 68) modifizieren die CLA-Amplitude zu einer Veneziano-Amplitude und erreichen damit eine gute Beschreibung der elastischen Schattenstreuung. Durch eine ähnliche Modifikation kann Humble (HUM 71) Einteilchenverteilungen gut beschreiben. Eine weitere Methode von Plahte und Roberts (PLA 69) benutzt andere kinematische Größen als das CLA-Modell und ergänzt den Phasenraumfaktor durch Breit-Wigner-Terme. Sie ist ähnlich der von Boratav et al gewählten Erweiterung, die hier beschrieben werden soll (BOR 70, GUY 72).

Boratav et al modifizieren den Parameter  $c$ , der den Phasenraumanteil angibt. Für jedes 2-Teilchen-System der betrachteten Graphen werden die in dieser Teilchenkombination auftretenden Resonanzen berücksichtigt durch Hinzufügen von Breit-Wigner-Termen:

$$c_i^2 = c_{CLA}^2 + \sum_j f_j BW_j$$

mit

$$BW_j = \frac{0.25 \Gamma_j^2}{(x_j - \sqrt{s_i})^2 + 0.25 \cdot \Gamma_j^2}$$

$$s_i = s_{i,CLA} + (m_i + m_{i+1})^2$$

$$x_j, \Gamma_j = \text{Masse, Breite der Resonanz}$$

$$f_j = \text{Resonanzanteil}$$

Mit diesem Formalismus können Resonanzen, die in mehr als zwei Teilchen zerfallen, nicht beschrieben werden.

### 3.2 Vergleich mit experimentellen Daten

Die Rechnungen wurden durchgeführt mit dem in Kapitel IV.2.2.1 beschriebenen Programm. Es wird die Produktion des Isobars  $\Delta(1236)$  berücksichtigt, das als  $\Delta^{++}$  in beiden Reaktionen und als  $\Delta^-$  in Reaktion II zu den Endzuständen beiträgt. Die schwachen Beiträge des  $\rho$ -Mesons werden vernachlässigt. Die folgenden Werte werden für die Parameter  $f_j$  benutzt:

$f(\Delta^{++})$ :		12 GeV/c	24 GeV/c
Reaktion I		10.	13.
Reaktion II		5.	4.
$f(\Delta^-)$ :		12 GeV/c	24 GeV/c
Reaktion II		15.	5.

Die Ergebnisse sind als gestrichelte Linien in die Massenverteilungen (Abb. 16a, 17a, 18a, 19a, 17e, 19e) eingetragen. Die  $p\pi^+$ - und  $n\pi^-$ -Verteilungen werden sehr gut wiedergegeben. In den anderen Massenverteilungen zeigen sich keine wesentlichen Änderungen gegenüber dem CLA-Modell, sodaß die Kurven hier nicht eingezeichnet sind.

## V. Die Reaktionen $pp \rightarrow pp\eta$ und $pp \rightarrow pp\omega$

### 1. Wirkungsquerschnitte für $\eta$ - und $\omega$ -Erzeugung

In dem Endzustand  $pp\pi^+\pi^-\pi^0$  können die mesonischen Resonanzen  $\eta$  und  $\omega$  beobachtet werden. In den Verteilungen der  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen zeigen sich bei beiden Eingangsimpulsen Anhäufungen von Ereignissen bei den Massen des  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesons (Abb. 20a,b). Bis auf das  $\eta$ -Meson bei 24 GeV/c treten diese Resonanzen stark hervor.

Zur Bestimmung der Zahl der Resonanzereignisse werden Anpassungen an die Verteilungen durchgeführt. Es wird eine Maximum-Likelihood-Methode benutzt mit der Annahme, daß die Ereigniszahlen in den Massenintervallen poisson-verteilt sind. Die Anpassung wird im Massenintervall (0.5 - 1.1) GeV mit einer Massenintervallbreite von 5 MeV durchgeführt. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Polynom 3. Grades genommen, dessen Koeffizienten in der Anpassung bestimmt werden. Die beobachteten Verteilungen der Resonanzereignisse beruhen einerseits auf der natürlichen Form der Resonanzen, andererseits auf der experimentellen Massenauflösung. Für das  $\omega$ -Meson wird eine Breit-Wigner-Funktion genommen, die mit einer Auflösungsfunktion von Dreiecksform gefaltet wird. Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der wahren Masse durch eine Gaussverteilung um die gemessene Masse gegeben ist, ist eine Dreiecksauflösfunktion näherungsweise als Überlagerung mehrerer Gaussverteilungen anwendbar. Zur Beschreibung des  $\eta$ -Mesons wird nur eine Auflösungsfunktion benötigt, da die natürliche Breite nur 2.6 KeV beträgt. Es wird eine Breit-Wigner-Funktion genommen. Zusätzlich zu den Koeffizienten des Untergrundpolynoms werden die experimentellen Auflösungen  $\sigma_{res,\eta}$  und  $\sigma_{res,\omega}$ , die Massen und die Zahlen der Resonanzereignisse angepaßt.

Die angepaßten Kurven sind in die Abb. 20a,b eingezeichnet. Die Parameter aus der Anpassung zeigt die Tabelle 5a. Bis auf das  $\eta$ -Meson in den 24 GeV/c-Daten liegen die Fehler bei  $\sim 10\%$ . Die angepaßten Massen stimmen gut überein mit den Werten der Rosenfeldtabelle (PDG 72). Die Massenauflösung beträgt in den 12 GeV/c-Daten bei der  $\eta$ - und  $\omega$ -Masse etwa 11 MeV. Bei den 24 GeV/c-Daten ist die Massenauflösung mit etwa 12.6 MeV etwas größer.

Um die Wirkungsquerschnitte für die Gesamtproduktion zu bestimmen, muß auf andere Zerfallsarten als in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  korrigiert werden. Die Zerfallsart des  $\eta$ -Mesons in  $\pi^+\pi^-\gamma$  führt auch zu Ereignissen, die in dieser Reaktion enthalten sind, da diese Ereignisse in dem kinematischen Anpassungsprogramm GRIND (GRI 63) eine Hypothese der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  erhalten haben. Die Verzweigungsverhältnisse sind (PDG 72):

$$R_\eta = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) + \Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \text{total})} = 0.289 \pm 0.006$$
$$R_\omega = \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(\omega \rightarrow \text{total})} = 0.897 \pm 0.040$$

Mit diesen Werten ergeben sich die in Tabelle 5b angegebenen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\eta$  und  $pp \rightarrow pp\omega$ . Die angegebenen Fehler beinhalten den statistischen Fehler, den Fehler des Reaktionswirkungsquerschnittes  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und den Fehler der Verzweigungsverhältnisse.

## 2. Vergleich mit anderen Experimenten

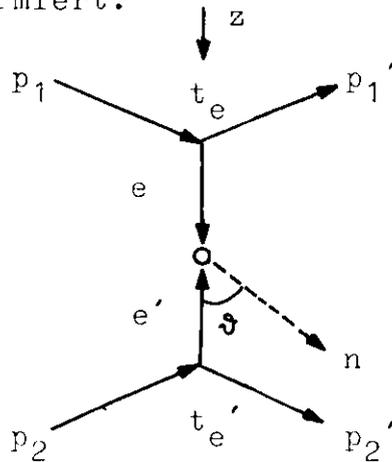
Die  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung ist bei mehreren Eingangsenergien beobachtet worden. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\eta$  und  $pp \rightarrow pp\omega$  vom Eingangsimpuls  $p_{lab}$  ist in den Abbildungen 21a,b dargestellt (PDG 70, GRI 71). Die Werte sind auf ungesehene Zerfälle korrigiert. Für die  $\eta$ -Daten sind die Werte unter der Annahme umgerechnet, daß die angegebenen Wirkungsquerschnitte für den Zerfall in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  auch den Zerfall in  $\pi^+\pi^-\gamma$  beinhalten.

Für die  $\omega$ -Reaktion gibt es Daten über den bis jetzt an Beschleunigern zugänglichen Energiebereich bis  $\sim 30$  GeV. Die Werte dieses Experimentes fügen sich gut ein in die durch die anderen Experimente angedeutete Energieabhängigkeit. Nach einem steilen Anstieg an der Schwelle folgt ein Abfall, der wie  $\sim s^{-1}$  geht. Eine asymptotische Annäherung an einen Grenzwert wird in diesem Impulsbereich nicht erreicht.

Für den Endzustand  $pp\eta$  gibt es nur Daten bis zu 10 GeV/c, die zusätzlich große Fehler aufweisen. Da die Wirkungsquerschnitte klein sind und der sichtbare Anteil der  $\eta$ -Zerfälle gering ist, benötigt man Experimente mit großen Ereigniszahlen, um diese Wirkungsquerschnitte zu messen. Der energieabhängige Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist ähnlich wie bei der  $\omega$ -Erzeugung: Anstieg an der Schwelle und Abfall wie  $\sim s^{-1}$ . Die Bestimmung des Abfalls beruht auf den Daten dieses Experimentes.

### 3. Zerfallswinkelverteilungen

Es sollen jetzt die Zerfallswinkelverteilungen des  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesons untersucht werden. Zur Definition der Winkel betrachte man die folgende Abbildung eines doppelperipheren Prozesses. Alle Teilchen sind in das Ruhesystem des Mesons transformiert.



$$|t_e| < |t_{e'}|$$

$$\vec{n} = \vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}$$

$$\vec{x} = \vec{p}_1 \times \vec{e}$$

Die z-Achse ist definiert als Richtung des ausgetauschten Teilchens  $e$ , das von dem Vertex mit dem kleinsten Impulsübertrag  $t_e$  ausgeht. Die Zerfallsrichtung des  $\eta$ - oder  $\omega$ -Mesons wird gegeben durch die Normale  $\vec{n}$  auf der Zerfallsebene.  $\theta$  ist der Winkel zwischen dem ausgetauschten Teilchen  $e$  und der Normalen  $\vec{n}$ . Der Azimutwinkel  $\phi$  ist der Winkel zwischen der Projektion von  $\vec{n}$  in eine Ebene senkrecht zu  $\vec{e}$  und der Normalen  $\vec{x}$  auf der Ebene, die durch das einlaufende Proton und das ausgetauschte Teilchen  $e$  gebildet wird.

Falls die ausgetauschten Teilchen  $e$  und  $e'$  keine Spinkomponenten in Flugrichtung haben, hat der Spin der Resonanz ebenfalls eine z-Komponente gleich 0, da der Bahndrehimpuls senkrecht zur Flugrichtung steht. Die Winkelverteilungen von Resonanzen mit dem Spin  $s$  sind dann gegeben durch  $|Y_s^0|^2$ .

$$\eta\text{-Meson:} \quad \begin{aligned} W(\cos \vartheta) &= |Y_0^0|^2 = \text{const} \\ W(\phi) &= \text{const} \end{aligned}$$

$$\omega\text{-Meson:} \quad \begin{aligned} W(\cos \vartheta) &= |Y_1^0|^2 \sim \cos^2 \vartheta \\ W(\phi) &= \text{const} \end{aligned}$$

Die Abbildungen 22a-f zeigen die Winkelverteilungen  $W(\cos \vartheta)$  und  $W(\phi)$  für das  $\eta$ -Meson bei 12 GeV/c und für das  $\omega$ -Meson bei 12 GeV/c und 24 GeV/c nach Abzug des Untergrundes, der aus den Kontrollbereichen bestimmt wird. Für das  $\eta$ -Meson ist bei den 24 GeV/c-Daten die Ereigniszahl zu klein und mit ~50 % Fehler behaftet, sodaß keine Aussage gemacht werden kann. Die Definition der Resonanz- und Kontrollbereiche findet sich in Tabelle 6a. Die Abbildungen enthalten 80 - 85 % der Resonanzereignisse. Für die  $\cos \vartheta$ -Verteilungen des  $\omega$ -Mesons ergibt die Annahme, daß die ausgetauschten Teilchen keine Spinkomponenten in Flugrichtung haben, keine Übereinstimmung mit den experimentellen  $\cos \vartheta$ -Verteilungen. Im Gegensatz dazu lassen sich die  $\cos \vartheta$ -Verteilungen des  $\rho^0$ - und  $f$ -Mesons aus den Reaktionen  $pp \rightarrow pp\rho^0$  und  $pp \rightarrow ppf$  mit dieser Annahme recht gut beschreiben, wie Mönkemeyer zeigt (MOE 72). Die  $\cos \vartheta$ -Verteilung des  $\eta$ -Mesons und die  $\phi$ -Verteilungen des  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesons sind verträglich mit der Annahme von Isotropie.

Es soll jetzt eine bessere Beschreibung der Zerfallswinkelverteilungen gefunden werden. Die Zerfallswinkelverteilungen für eine Resonanz mit dem Spin 1 läßt sich mit den Dichtematrixelementen  $\rho_{ik}$  in der folgenden Weise schreiben (SCH 65):

$$\begin{aligned} W(\cos \vartheta, \phi) &= \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1)\cos^2 \vartheta \right. \\ &\quad \left. - \rho_{1,-1}\sin^2 \vartheta \cos 2\phi - 2 \operatorname{Re} \rho_{10}\sin 2\vartheta \cos \phi \right\} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die Dichtematrixelemente lassen sich nach der Momentenmethode bestimmen (SCH 65):

$$\begin{aligned} \rho_{00} &= \frac{5}{2} (\langle \cos^2 \vartheta \rangle - 1) \\ \rho_{1,-1} &= -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \vartheta \cos 2\phi \rangle \\ \text{Re } \rho_{10} &= -\frac{5}{3} \sqrt{2} \langle \sin 2\vartheta \cos \phi \rangle \end{aligned}$$

Durch Integration der Verteilung (3.1) erhält man die Zerfallswinkelverteilungen:

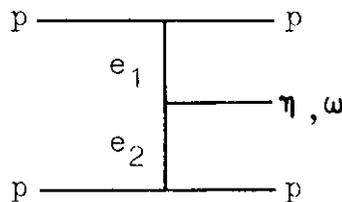
$$W(\cos \vartheta) \sim \left\{ (1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \vartheta \right\} \quad (3.2)$$

$$W(\phi) \sim \left\{ (1 + 2\rho_{1,-1}) - 4\rho_{1,-1} \cos^2 \phi \right\} \quad (3.3)$$

Die Bestimmung der Dichtematrixelemente ergibt die in Tabelle 6b angegebenen Werte. Daraus werden die  $\cos \vartheta$ - und  $\phi$ -Verteilungen nach (3.2) und (3.3) berechnet, die als gestrichelte Linien in die Abbildungen 22c-f eingezeichnet sind. Sie geben eine gute Beschreibung der experimentellen Verteilungen, wenn auch die  $\phi$ -Verteilungen mit Isotropie verträglich sind.

#### 4. Vergleich mit einem Doppel-Regge-Austauschmodell

Die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\eta$  und  $pp \rightarrow pp\omega$  sollen jetzt mit den Vorhersagen eines einfachen Modells verglichen werden, in dem nur ein einziger Doppel-Regge-Austauschgraph



betrachtet wird. Durch Untersuchungen der Rapiditätsverteilungen für das  $\eta$ - und das  $\omega$ -Meson und der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte soll bestimmt werden, welche Diagramme diese Reaktionen beschreiben können. Zum Vergleich werden ähnliche Dreiteilchenendzustände herangezogen.

#### 4.1 Rapiditätsverteilungen

Zur Zeit finden Untersuchungen zur Pionisierung großes Interesse. Man betrachte eine Reaktion für den Grenzfall der Schwerpunktsenergie  $s \rightarrow \infty$ . Das Auftreten von Teilchen nach dem Stoß mit endlichen Impulsen im Target-(Projektil-) System bezeichnet man als Target-(Projektil-) Fragmentation. Das Auftreten von Teilchen mit endlichen Impulsen im Schwerpunktsystem der Reaktion wird als Pionisierung bezeichnet. Die Pionisierung wird von mehreren theoretischen Modellen gefordert (CHE 69.2, FBY 69, TAR 71).

Man betrachte die inklusive Reaktion



mit X als Summe aller Teilchen, die zusätzlich zu einem bestimmten Teilchen c erzeugt werden. Stammt c aus dem Pionisierungsbereich, so gilt

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

mit

$(E^*, p)$  = Vierervektor von c im Schwerpunktsystem CMS

$p_T, p_1^*$  = Transversal-, Longitudinalimpuls von c im CMS

$y^* = \sinh^{-1} (p_1^* / \sqrt{p_T^2 + m_c^2})$  = Rapidität

Der differentielle Wirkungsquerschnitt nähert sich für  $s \rightarrow \infty$  einem Wert ungleich 0, der nicht mehr von s oder  $y^*$  abhängt, sondern nur noch von  $p_T^2$ , d.h. der Pionisierungsbereich ist durch endliche Impulse im Gesamtschwerpunktsystem definiert. Für endliche Energien s ist dieser Bereich durch  $|y^*| < |y_{\text{Target}}| - \Delta$  ( $\Delta \sim 1$ ) bestimmt.

Argumente, die für die Existenz der Pionisierung für geladene Pionen sprechen, wurden in diesem Experiment bereits gegeben (MUE 72.2). Insbesondere zeigte sich, daß die Pionen bevor-

zugt aus dem zentralen Bereich des longitudinalen Phasenraumes kommen. Es soll jetzt untersucht werden, ob auch  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen bevorzugt aus dem zentralen Bereich kommen.

Die Abbildungen 23a,b zeigen die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilungen für  $3\pi$ -Massen aus dem Pionisierungsbereich, der durch eine  $3\pi$ -Rapidität  $|y^*(\pi^+\pi^-\pi^0)| \leq 0.4$  definiert wird. Es zeigt sich, daß das  $\omega$ -Signal stärker gegenüber dem Untergrund zurückgeht, besonders bei 24 GeV/c, im Vergleich zu den Gesamtverteilungen der Abb. 16j und 18j. Das  $\omega$ -Meson wird also nicht bevorzugt im zentralen Bereich des longitudinalen Phasenraumes erzeugt. Über das  $\eta$ -Meson kann wegen der geringen Ereigniszahlen keine Aussage gemacht werden.

Die symmetrisierten Rapiditätsverteilungen  $y^*(3\pi)$  zeigen die Abbildungen 24 und 25. Schraffiert eingezeichnet sind die Ereignisse, für die  $p_{\perp}^2(3\pi) < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$  ist. Die Verteilungen zeigen die Resonanzbereiche und benachbarte Kontrollbereiche. Die Definition der Bereiche gibt die Tabelle 6a. Der Fragmentationsbereich für  $\eta$ -Erzeugung ist bestimmt durch  $|y^*| > 1.1$  ( $|y^*| > 1.5$ ) bei 12 GeV/c (24 GeV/c) und für  $\omega$ -Erzeugung durch  $|y^*| > 1.0$  ( $|y^*| > 1.3$ ). Die Verteilungen zeigen bei beiden Energien für das  $\omega$ -Meson ein Minimum in der Mitte und Maxima in den Fragmentationsbereichen. Die Verteilungen sind ähnlich in den Kontrollbereichen. Für das  $\eta$ -Meson läßt sich keine Aussage machen, obwohl auch hier die Fragmentationsbereiche kleine Anhäufungen aufweisen.

Nach Subtraktion des Untergrundes ergeben sich in Abb. 26 die Rapiditätsverteilungen der beiden Mesonen, normiert auf die Wirkungsquerschnitte der beobachteten Zerfälle. Man beobachtet eine Verbreiterung der Minima in der  $\omega$ -Verteilung bei 24 GeV/c gegenüber 12 GeV/c. Dieses Verhalten spricht klar gegen eine "zentrale" Erzeugung des  $\omega$ -Mesons und deutet eher auf eine Erzeugung durch Fragmentation hin. Für das  $\eta$ -Meson zeigt sich ein ähnliches Verhalten, wenn

auch die Signifikanz wegen der geringen Ereigniszahlen gering ist.

Die eingezeichneten Kurven beruhen auf Rechnungen des CIA-Modells (Kap. IV.2). Für die  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung werden die in Abb.27 angegebenen Graphen berechnet. Die folgenden Trajektorien werden benutzt:

	P	$\omega$	$A_2$	B	$\rho$	$\pi$
$\alpha_0$	1.0	0.5	0.3	0.0	0.6	0.0

Die berechneten Rapiditätsverteilungen für die  $\eta$ -Erzeugung zeigen stark unterschiedliches Verhalten. Während der (P,P)-Graph im Zentrum Maxima aufweist, zeigen die anderen Graphen unterschiedlich stark ausgeprägte Minima. Beim Übergang nach 24 GeV/c werden die Verteilungen breiter: das Maxima des (P,P)-Graphen bildet ein Plateau, die Minima vertiefen sich und der Abstand der Maxima wird größer. Bis auf den Doppelpomerongraphen besteht Übereinstimmung zwischen den experimentellen Verteilungen und den Rechnungen. Eine Unterscheidung kann nicht gemacht werden.

Die berechneten Graphen für die  $\omega$ -Erzeugung zeigen im Zentrum unterschiedlich ausgeprägte Minima, die sich ebenfalls bei 24 GeV/c vertiefen. Die (P, $\omega$ )- und ( $\omega$ , $\rho$ )-Graphen zeigen die bessere Übereinstimmung. Der ( $\pi$ , $\rho$ )-Graph kann nicht ausgeschlossen werden.

#### 4.2 Energieabhängigkeit

Durch Untersuchung der Wirkungsquerschnitte, d.h. ihrer Abhängigkeit von der Energie, für  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung können Aussagen über den Produktionsmechanismus gewonnen werden.

Für einen Doppel-Regge-Graphen wird bei großen Energien die Energieabhängigkeit beschrieben durch (FIN 68):

$$\sigma \sim s^{2\alpha_{\max} - 2} \quad (4.21)$$

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

$\alpha_i$  = Achsenabschnitte der ausgetauschten Trajektorien

s = Quadrat der Schwerpunktsenergie

Für den zentralen Bereich gilt (SOE 72):

$$\sigma \sim s^{\alpha_1 + \alpha_2 - 2} \quad (4.22)$$

Dieses Verhalten gilt noch nicht bei den Energien dieses Experimentes, da das Schwellenverhalten des Phasenraumes berücksichtigt werden muß. Den Verlauf des Phasenraumvolumens für  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung bei konstantem Matrixelement

$$\sigma = \frac{1}{2 m_p p_{\text{lab}}} \int dLips$$

zeigt die Abb. 28. Die Energieabhängigkeit der Graphen erhält man, wenn man als Matrixelement die zu untersuchende Doppelreggeamplitude einsetzt:

$$\sigma(p_{\text{lab}}) \sim \frac{1}{p_{\text{lab}}} \int |A|^2 dLips \quad (4.23)$$

mit

$$A \sim e^{-bt_1} \left( \frac{s_1}{s_0} \right)^{\alpha_1} e^{-bt_2} \left( \frac{s_2}{s_0} \right)^{\alpha_2}$$

$$\alpha_i = \alpha_{oi} + \alpha'_i t_i$$

$$s_i = (p_i + p_M)^2 - (m_i + m_M)^2$$

$$t_i = (p_{\text{ein},i} - p_{\text{aus},i})^2$$

$$s_0 = 1 \text{ GeV}^2$$

$$\alpha'_i = 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

$$b = 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

Die Abbildungen 29a,b zeigen die Ergebnisse für die in Abb. 27 angegebenen Graphen für alle  $\eta$ - und  $\omega$ -Ereignisse. Die Resultate für den zentralen Bereich, definiert durch  $|y^*(3\pi)| < 0.4$ , sind in Abb. 30 dargestellt. Die durchgezogenen Linien geben die Ergebnisse aus Formel (4.23), während die gestrichelten Linien die Ergebnisse der Formeln (4.21) und (4.22) darstellen.

Für die  $\eta$ -Erzeugung zeigen alle Graphen mit Ausnahme des Doppelpomerongraphen das richtige Energieverhalten. Eine weitergehende Auswahl ist nicht möglich wegen der großen Fehler der Meßwerte.

Das Energieverhalten des  $\omega$ -Wirkungsquerschnittes wird nur von dem  $(\pi, \rho)$ -Graphen richtig beschrieben, sowohl für alle  $\omega$ -Ereignisse als auch für die aus dem zentralen Bereich.

Die Ergebnisse aus der Betrachtung der Energieabhängigkeit stimmen mit den Resultaten aus der Untersuchung der Rapiditätsverteilungen des vorangehenden Abschnittes (V.4.2) überein. Während für die  $\eta$ -Erzeugung nur die Dominanz des  $(\mathbb{P}, \mathbb{P})$ -Graphen ausgeschlossen werden kann, gibt es für die  $\omega$ -Erzeugung die beste Übereinstimmung der Daten mit dem  $(\pi, \rho)$ -Graphen.

#### 4.3 Vergleich mit den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\omega$ und $pp \rightarrow pp\rho^0$

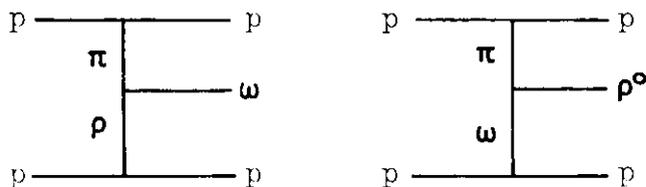
Mit ähnlichen Dreiteilchenreaktionen  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\omega$  und  $pp \rightarrow pp\rho^0$  kann man prüfen, ob Übereinstimmung besteht unter der Annahme, daß der Erzeugungsprozess als Doppel-Regge-Austausch beschrieben werden kann.

Die  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung in einem  $\bar{p}p$ -Experiment bei 12 GeV/c Eingangsimpuls wurde von Drews untersucht (DRE 71). Gegenüber den entsprechenden  $pp$ -Graphen sind an einem äußeren

Vertex zwei Antiprotonen für zwei Protonen einzusetzen. Für gleiche Kopplungen an diesem Vertex ergeben sich gleiche Erzeugungswirkungsquerschnitte. Ein Vergleich zeigt, daß die Werte innerhalb der Fehler miteinander verträglich sind.

	$\bar{p}p$	$pp$
$\eta \rightarrow$ total	48 $\mu\text{b}$	(65 $\pm$ 14) $\mu\text{b}$
$\omega \rightarrow$ total	(134 $\pm$ 27) $\mu\text{b}$	(148 $\pm$ 14) $\mu\text{b}$

Die Reaktion  $pp \rightarrow pp\rho^0$  wurde in diesem Experiment von Mönkemeyer untersucht (MOE 72). Die Reaktion kann gut durch  $(\pi, \omega)$ -Austausch beschrieben werden. Man hat die folgenden Graphen:



Da die  $(pp\rho)$ -Kopplungskonstante kleiner ist als die  $(pp\omega)$ -Kopplungskonstante erwartet man für die  $\omega$ -Erzeugung einen geringeren Wirkungsquerschnitt als für die  $\rho$ -Erzeugung. Experimentell findet man, daß der  $\omega$ -Wirkungsquerschnitt bei beiden Eingangsimpulsen ungefähr um einen Faktor 0.7 kleiner ist als der  $\rho$ -Wirkungsquerschnitt. Eine ähnliche Untersuchung wurde durchgeführt von Griffiths et al (GRI 71). Da die  $\rho$ -Wirkungsquerschnitte zu der Zeit nicht bekannt waren oder zu klein angegeben waren, müssen die Autoren einen starken Beitrag von B-Austausch annehmen, um das damalige Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zu erklären.

## Anhang

### A. Die Hardware des Vormeßsystems

Es sollen die einzelnen Komponenten der Anlage beschrieben werden. Ein Blockschaltbild zeigt die Abb. 31.

Der Mittelpunkt der Anlage ist ein Kleinrechner PDP-8/L der Firma Digital Equipment Corporation (DEC 68). Es ist ein Rechner mit 12 bit Wortlänge, 8192 Worten Kernspeicher (eingeteilt in 2 Datenfelder) und 1.5  $\mu$ sec Zykluszeit. Als Standard-Ein-/Ausgabegerät dient eine Schreibmaschine mit 8-Kanal-Lochstreifenleser und -stanzer vom Typ ASR 33.

Als Eingabegeräte für die Musterungs- und Vormeßdaten dienen 5 CEPAL-Vormeßtische (CEF 67) und 10 SEN-Datenpulte (SEN 68). Jeder Tischhälfte ist ein Pult zugeordnet, das über einen Multiplexer (SEN 68) mit dem Rechner verbunden ist. Die Blasenkamerfilme werden auf eine Ebene des Meßtisches projiziert. Mit Hilfe eines Fadenkreuzes lassen sich Punkte auf dem Bild vermessen. Die Längeneinheiten in x- und y-Richtung betragen 5 - 6  $\mu$  auf dem Film. In dem Pult werden weitere Daten eingestellt, z.B. Filmnummer, Bildnummer, Ereignistyp usw.. Jede Informationsmenge ist 61 Zeichen lang und wird als 61 6-bit-Worte auf Knopfdruck des Vormessers an den Multiplexer gegeben.

An den Multiplexer (SEN 68) sind am Eingang die 10 Datenpulte angeschlossen. Der Multiplexer fragt in einer Schleife die Pulte ab, ob Daten übertragen werden sollen. Ein Umlauf dauert 200msec. Hat ein Pult Information abzugeben, so stoppt der Suchdurchlauf und das betreffende Pult wird durchgeschaltet zu den Ausgängen des Multiplexers. Daraus folgt, daß nur ein Pult gleichzeitig Daten zum Rechner übertragen kann. Am Ende der Übertragung, die etwa 250 msec dauert, wird der Suchdurchlauf fortgesetzt.

Der Multiplexer hat zwei Ausgänge: einen zu einer Magnetbandeinheit und einen zum Rechner. Das Bandgerät beschreibt IBM-kompatible Bänder mit 7 Spuren und 200 bpi mit einer maximalen Schreibgeschwindigkeit von 300 Zeichen/sec (KEN 67). Diese Geschwindigkeit gibt die Grenze für die Übertragungsrates der Pulte zu etwa 3 msec/Zeichen. Die Übernahme der Daten vom Multiplexer in den Rechner und die Übertragung auf das Band verläuft mit programmierten Übertragungsbefehlen für jedes Zeichen einzeln und mit Interrupts, wenn ein Zeichen übertragen werden soll.

Um dem Vormesser Information über seine Tätigkeit geben zu können, ist auf jedem Meßtisch ein Sichtgerät vom Typ Nordmende GBO 3326 (NOR 71) installiert. Weiterhin gibt es ein Konsolsichtgerät an dem Rechner bei der Konsolschreibmaschine (HEW 68). Diese Sichtgeräte erfordern eine fortwährende Wiederholung der Darstellung. Das hat gegenüber Speichergeäten den Vorteil, daß einzelne Teile der Darstellung leicht abgeändert werden können. Ein Nachteil ist, daß der Rechner laufend für die Darstellung sorgen muß und dafür Rechenzeit und Speicherplatz benötigt. Mit Hilfe einer 20 msec-Uhr wird erreicht, daß das Darstellen auf den Meßsichtgeräten nicht häufiger als 50/sec und auf dem Konsolsichtgerät nicht häufiger als 25/sec erfolgt.

Vom Rechner geht die darzustellende Information zunächst in ein Kontrollgerät, das die Information umsetzt in eine für das Sichtgerät geeignete Form (HUE 70) und diese dann an das Gerät sendet. Dieses Kontrollgerät enthält einen Zeichengenerator (TEX 69), der eine leichte Darstellung von Text auf den Schirmen ermöglicht. Die Größe und Helligkeit der Zeichen ist wählbar. Die Darstellung eines Buchstabens benötigt etwa 100  $\mu$ sec. Mit diesem Wert und einer Wiederholfrequenz von 50/sec ergibt sich eine Grenze von 200 Zeichen, d.h. 20 Zeichen pro Tischhälfte. Sollen mehr Zeichen dargestellt werden, muß die Wiederholfrequenz erniedrigt werden.

Dadurch ergibt sich ein Flackern des Textes auf den Schirmen.

Diese Kontrollelektronik geht nicht über das Interruptsystem des Rechners. Sie ist so ausgelegt, daß von einem Programm im Rechner die Bereitschaft zur Darstellung eines Zeichens laufend abgefragt werden muß. Daraus folgt, daß Daten auf den Sichtgeräten nur dann dargestellt werden können, wenn der Rechner keine Programme mit höherer Priorität ausführt. Auch hieraus ergibt sich ein Flackern auf den Schirmen. Eine Abhilfe wäre die Ansteuerung der Sichtgeräte über ein Kanalwerk.

## B. Die Software des Vormeßsystems

Die zur Überwachung des Musterungs- und Vormeßvorganges nötigen Programme lassen sich in zwei Blöcke einteilen: das Betriebssystem und das eigentliche Überwachungsprogramm. Diese Programme sollen in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

Alle Programme sind geschrieben in der Assemblersprache PAL III (DEC 69). Da die für die Programmerstellung nötigen Editor- und Assemblerprogramme auf dieser PDP-8/L nur mit Lochstreifeneingabe und -ausgabe arbeiten, ist eine einfache und schnelle Programmentwicklung auf diesem Rechner nicht möglich. Gleichzeitig steht während der Benutzung von Editor und Assembler der Rechner nicht für den Meßbetrieb zur Verfügung. Daher wurde ein Assembler PAL360 entwickelt, der auf dem Zentralrechner IBM 360/75 in PAL III geschriebene Programme übersetzt und Programmlisten erstellt (BWH 70). Das übersetzte Programm wird auf Lochkarten ausgegeben und an dem am HPD installierten Rechner PDP-9 konvertiert in einen an der PDP-8/L lesbaren Lochstreifen.

### B.1 Das Betriebssystem

Bei der auf dieser Anlage zu lösenden Aufgabe handelt es sich um ein Problem der Prozesskontrolle, d.h. Programmaktionen werden erforderlich auf Anforderung der Vormesser oder unabhängig arbeitender Geräte.

Das benutzte Betriebssystem wurde schon beschrieben (BWH 68). Es soll daher hier nur kurz auf seine Funktionen eingegangen werden, wobei Änderungen stärker berücksichtigt werden sollen.

### B.1.1 Konzept, Aufgaben, Begriffe

Unter Betriebssystem wird ein Satz von Programmen verstanden, die dem Benutzerprogramm die folgenden, weiter unten definierten Aufgaben abnehmen: Interrupt-Verwaltung mit Ein-/Ausgabe, Task-Verwaltung und Prioritätssteuerung.

Die Aktionen der Zentraleinheit werden eingeleitet durch Eintreten gewisser Situationen, z.B. durch Interrupts der Geräte, und sie werden dadurch behindert, daß sie Geräte oder Programme benötigen, die nur in begrenzter Anzahl vorhanden sind und nur von einem Benutzerprogramm gleichzeitig benutzt werden können. Zur Beschreibung des Sachverhaltes dienen die folgenden Begriffe.

Eine Aufgabe für den Rechner und seine Peripherie heißt "Task". Sie kann zwei Zustände haben: "laufend", wenn die Zentraleinheit für sie tätig ist, und "wartend", wenn sie erst nach Eintreten einer bestimmten Situation wieder zur laufenden Task gemacht werden kann. Situationen, die auf den Zustand einer Task Einfluß haben, heißen "Ereignisse". Es gibt zwei Arten. S-Typ Ereignisse dienen der Kommunikation zwischen Tasks untereinander und zwischen Tasks und externen Geräten. Mit Q-Typ Ereignissen wird die Zuteilung von Geräten und Programmen an die Tasks gesteuert. Warten mehrere Tasks auf das gleiche Ereignis, werden sie in einer Warteliste aneinander gekettet.

Jeder Task ist eine Priorität zugeordnet. Die Task mit der höchsten Priorität, die die Zentraleinheit verlangt, wird zur laufenden Task gemacht. Es sind vier Prioritätsebenen vorhanden zusätzlich zu einer Task mit der Priorität 0, die immer dann aufgerufen wird, wenn keine Aktionen anderer Tasks verlangt werden.

Wenn externe Geräte Behandlung verlangen, zeigen sie es an durch Interrupts. In Sofortbehandlungsroutrinen wird dann ein S-Typ Ereignis erzeugt, das zur Kommunikation mit der für das Gerät zuständigen Task dient.

Um diese Aufgaben erfüllen zu können, hat das Betriebssystem die folgenden Unterprogramme, die von dem Benutzerprogramm aufgerufen werden:

1. Bekanntmachen einer Task (ATTACH). Eine weitere unabhängige Aufgabe wird bekanntgegeben, die vom Rechner ausgeführt werden soll.
2. Beenden einer Task (RETURN). Eine Task hat ihre Aktionen beendet und wird aus der Verwaltung entlassen.
3. Warten auf ein Q-Typ Ereignis (QUEUE). Eine Task benötigt ein Gerät oder ein Programm.
4. Warten auf ein S-Typ Ereignis (WAIT). Eine Task wartet auf das Eintreten einer bestimmten Situation. Erst nach Eintreten kann sie weiter ablaufen.
5. Erzeugen eines Q-Typ Ereignisses (DEQUEUE). Eine Task gibt ein Gerät oder ein Programm wieder frei.
6. Erzeugen eines S-Typ Ereignisses (POST). In einer Task ist ein bestimmtes Ergebnis erzielt worden, das einer anderen Task mitgeteilt werden soll.

Im Flußdiagramm Abb. 32 ist die Aufteilung des Systems in seine drei Aufgabenstellungen zu sehen:

1. Behandlung der Interrupts
2. Verwaltung der Ereignisse (S-Typ und Q-Typ)
3. Zuteilung der Zentraleinheit an die Tasks

Zur Verwaltung der Tasks, der Ereignisse, der Warteschlangen für die Zentraleinheit und der Interrupts werden Kontrollblöcke benötigt. Sie enthalten die für das Betriebssystem erforderliche Information. Die Tabellen 7a-d zeigen die Anordnung der Daten in diesen Blöcken.

Während das Betriebssystem seine Verwaltungsarbeiten durchführt, sind Interrupts verboten. Die dadurch hervorgerufene Verzögerung bei der Behandlung der Interrupts kann toleriert werden, da es sich um langsame Geräte handelt. Benutzerprogramme dürfen nur in dem Datenfeld 0 stehen. Das Datenfeld 1 steht für Daten zur Verfügung.

Der für das Betriebssystem benötigte Speicherplatz beträgt etwa 2800<sub>10</sub> Worte, einschließlich der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Ein-/Ausgabe, Formatkonversion und Systemfunktionen.

### B.1.2 Ein- und Ausgabe

Ein umfangreicher Satz von Programmen sorgt für die Ein-/Ausgabe von Daten mit den externen Geräten.

Die Verbindung zwischen Zentraleinheit und Gerät erfolgt je nach Gerät auf zwei Arten. An die Interruptleitung angeschlossen sind der Multiplexer für die Pulte der Vorreißtische, die Magnetbandeinheit und die Schreibmaschine. Dies sind Geräte, bei denen nach Übertragung der Daten diese Daten für die Ein-/Ausgabe nicht mehr benötigt werden. Wenn diese Geräte bereit sind, Daten in den Rechner zu übertragen oder Daten aus dem Rechner zu übernehmen, zeigen sie es durch einen Interrupt an. Das laufende Programm wird unterbrochen, das rufende Gerät wird in einer Suchschleife ermittelt, und in einer Sofortbehandlungsroutine wird die Datenübertragung durchgeführt. Die Sofortbehandlungsroutine steht über ein S-Typ Ereignis in Verbindung mit der dieses Gerät bedienenden Task.

Ein anderes Verfahren wird benutzt, um die Sichtgeräte zu bedienen. Hier muß die darzustellende Information immer wieder übertragen werden. Eine Übertragung eines Wortes ist

alle 200  $\mu$ sec erforderlich. Eine Benutzung der Interrupt-möglichkeit würde eine umfangreiche Verwaltungszeit und damit eine zu große Belastung für den Rechner bedeuten. Daher wird in einer Programmwarteschleife laufend abgefragt, ob das Sichtgerät bereit ist, ein Datenwort zu übernehmen. Ist es der Fall, wird das Wort übertragen, und die Warteschleife wird fortgesetzt. Mit einer Uhr wird die Darstellungsfrequenz begrenzt. Um andere Programme nicht zu behindern, hat dieser Programmteil die niedrigste Priorität 0.

Es gibt zwei Möglichkeiten, wie die Programme für die Ein-/Ausgabe den sie benötigenden Tasks zugeordnet werden können. Die Programmenteile können in Form eines Unterprogramms Bestandteil der Task werden. Die weiteren Aktionen der Task können erst dann ablaufen, wenn die gesamte Übertragung abgeschlossen ist. Oder die Ein-/Ausgabe für ein bestimmtes Gerät wird in einer nur diese Aufgabe erfüllenden Task ausgeführt, die dann parallel zu der rufenden Task abläuft.

Für die auf dieser Anlage zu lösenden Probleme wurde die Durchführung der Ein-/Ausgabe durch getrennte Tasks gewählt. Ausnahmen bilden das Lesen von der Schreibmaschine, das nur in Form eines Unterprogramms möglich ist, und das Schreiben auf der Schreibmaschine, das auf beide Arten durchgeführt werden kann.

Die Kommunikation zwischen der Task, die Ein-/Ausgabe verlangt, und der Task, die diese dann durchführt, erfolgt mit kurzen Routinen, die einen Pufferkontrollblock übergeben. Dieser Block enthält Information über den Platz der Daten im Speicher (Tabelle 7e). Diese Übergabe wird gegen gleichzeitige Benutzung durch mehrere Tasks durch einen Q-Typ Ereignisblock geschützt. Verlangen mehrere Tasks Ein-/Ausgabe auf das gleiche Gerät, so werden die Pufferkontrollblöcke gekettet, und der Datentransport wird nacheinander durchgeführt.

### B.1.3 Formatkonversion

Ein großer Teil der Aktivitäten bei diesem Vormeßsystem besteht in der Durchführung von Ein-/Ausgabe. Dafür ist es erforderlich, daß die als Zeichenfolgen eingelesenen Daten zur Weiterverarbeitung in binäre Form oder die binär vorliegenden Daten zur Ausgabe in eine Zeichenkette umgewandelt werden. Um dem Benutzerprogramm diese ständig durchzuführenden Umwandlungsarbeiten abzunehmen, wurde ein Block Konversionsroutinen dem Betriebssystem beigelegt.

Diese Routinen gestatten es dem Benutzerprogramm, die Daten für die Ein-/Ausgabe mit Formatangaben analog zur Programmiersprache FORTRAN zu behandeln. Die folgenden Formate sind erlaubt:

1. Darstellung von ganzen Zahlen zur Basis 8 oder 10  
(O- oder I-Format)
2. Textdarstellung (A-Format)
3. Überspringen von Zeichen (X-Format)

Weiterhin gibt es spezielle Kontrollformate, die die für das gewählte Gerät erforderliche Information enthalten. Durch Angabe des Gerätes wird erreicht, daß die Umwandlung in den für dieses Gerät gültigen Code erfolgt. Die benutzten Codes sind: 3-bit ASCII für die Schreibmaschine (DEC 68), auf 6-bit verkürzter ASCII für die Sichtgeräte (HUE 70) und 5-Code für die SEN-Pulte und die Magnetbandeinheit (BLO 70.2).

Die für die Konversion notwendigen Informationen, Formatangaben und zu konvertierende Daten sind in einem Puffer hintereinander angegeben. Die Formatangabe besteht aus der Wahl des Formates (z.B. I) und der Anzahl der zu verarbeitenden Zeichen (z.B. I 3). Für das A-Format muß angegeben werden, in welchem Code die folgenden Zeichen geschrieben sind. Anschließend an dieses Wort folgen soviele Speicherplätze, wie zur Darstellung benötigt werden. Dabei werden zwei Zeichen

in einem Wort gespeichert. Diese Plätze enthalten vor der Konversion die Daten in binärer Form oder in dem angegebenen Code. Das Ergebnis der Konversion wird in diesen Plätzen abgespeichert. Der ursprüngliche Inhalt ist verloren. Mehrere zu einem Text gehörende Angaben folgen aufeinander. Die Puffer werden abgeschlossen durch eine Null im letzten Wort.

Will eine Task Ein-/Ausgabe machen, so übergibt sie den zum Puffer gehörenden Pufferkontrollblock (BCB, Tabelle 7e) an die Task, die die Ein-/Ausgabe durchführt. Diese Task sorgt auch für die Durchführung der Konversion.

Ein Beispiel für die formatierte Ausgabe auf ein Sichtgerät gibt die Tabelle 8. Sie zeigt den Puffer vor und nach der Konversion (Tabelle 8a,b) und den auf dem Sichtgerät erzeugten Text (Tabelle 8c).

#### B.1.4 System-Funktionen

In einem System der Prozesskontrolle ist es erforderlich, daß ein Operateur Aktivitäten verlangen kann, die unabhängig von den gerade ausgeführten Tasks sind. Vom Betriebssystem werden diese Möglichkeiten als sogenannte System-Funktionen zur Verfügung gestellt. Sie können auch von Tasks benutzt werden.

Diese Funktionen werden verwaltet durch eine Task der Priorität 1. Sie wartet auf ein Zeichen der Schreibmaschine, das die gewünschte System-Funktion definiert. Ist eine System-Funktion in Kontrolle, so ist sie Bestandteil der Task. Es kann also nur eine Funktion gleichzeitig in Kontrolle sein. Die System-Funktionen und ihre Verwaltungstask werden durch einen Ereigniskontrollblock vom Q-Typ gegen mehrfachen Aufruf durch Tasks oder durch einen Schalter gegen mehrfache Aufrufe durch einen Operateur geschützt.

Die folgenden System-Funktionen werden dem Operateur vom Betriebssystem angeboten (BWH 71):

1. Änderung des Inhaltes einer Speicherzelle
2. Darstellung eines Speicherbereiches auf dem Konsolsichtgerät (Dump)
3. Setzen der Tageszeit
4. Steuerung der Ausgabe auf das Magnetband vom Rechner aus
5. Beenden der Aktivitäten, um einen definierten Halt des Betriebssystem zu erreichen

Die zum Programm VORMES gehörenden System-Funktionen werden in Abschnitt B.2.5 beschrieben werden.

## B.2 Das Vormeßüberwachungsprogramm VORMES

Die Überwachung des Musterungs- und Vormeßvorganges geschieht durch das Programm VORMES. Es hat die folgenden Aufgaben zu erfüllen:

1. Einlesen der Daten
2. Kontrolle der Daten
3. Mitteilungen an den Vormesser
4. Ausgabe der Daten
5. Kommunikation mit einem Operateur

Es soll zunächst ein kurzer Überblick über VORMES gegeben werden und danach auf die einzelnen Aufgaben näher eingegangen werden.

Die Abb. 33 zeigt das Flußdiagramm von VORMES. VORMES wird gestartet durch eine System-Funktion. Weitere Eingriffe sind durch andere System-Funktionen möglich. Zunächst wird das Einlesen einer Datengruppe initialisiert und auf deren Eintreffen gewartet. Das Einlesen der Daten sowie die Ausgabe ist separaten Tasks des Betriebssystems übertragen.

Dadurch ist es möglich, Ein-/Ausgabe und Datenanalyse parallel ablaufen zu lassen.

Nach Eintreffen einer Datengruppe wird das Einlesen der nächsten initialisiert und das Ausschreiben auf Magnetband eingeleitet. Danach folgt das Aufbereiten der Informationen für die Sichtgeräte und die Prüfung der Daten auf Fehler. Ein Fehler führt zum Ausschreiben der Datengruppe auf der Schreibmaschine. Anschließend wartet VORMES auf das Ende des Einlesens der nächsten Datengruppe.

VORMES läuft als eine Task unter der Verwaltung des Betriebssystems. Der Speicherbedarf beträgt etwa  $750_{10}$  Worte im Datenfeld 0 und etwa  $1400_{10}$  Worte im Datenfeld 1.

### B.2.1 Einlesen der Daten

Die Musterungs- oder Vormeßinformation wird in einer Kette von 61 Zeichen (=1 Record) vom SEN-Pult über den Multiplexer in den Rechner in 250 msec eingelesen. Für das Mustern eines Ereignisses wird ein Record benötigt. Bei der Vormessung enthält jedes Record einen Meßpunkt. Die Anordnung der Daten im Record zeigt die Tabelle 9 (BLO 70.2).

Das Einlesen erfolgt durch eine Task des Betriebssystems, die von VORMES initialisiert wird. Das Ende eines Records ist definiert durch das Eintreten eines Interrupts einer 6-msec-Uhr, die während des Einlesens abgeschaltet ist. Dieses Ende wird VORMES über ein S-Typ Ereignis mitgeteilt.

Das Record wird in einen Puffer eingelesen, dessen Pufferkontrollblock an VORMES übergeben wird. Eine Verwaltungsroutine des Betriebssystems sucht aus den vorhandenen Puffern einen freien heraus, in den die Daten eingelesen werden können.

### B.2.2 Kontrolle der Daten

VORMES untersucht die eingelesenen Daten zunächst nur auf formale Fehler, die durch fehlerhaftes Arbeiten der Anlage hervorgerufen werden. Dazu gehören: Länge des Records und Auftreten von Zeichen bestimmter Zeichenmengen an jeder Stelle des Records. Wird ein Fehler bemerkt, so wird das Record mit Fehlerangabe auf der Schreibmaschine ausgegeben. So kann ein schnelles Erkennen und Beseitigen von Störungen erreicht werden. Eine Ausgabe richtiger Records ist ebenfalls auf Wunsch des Operators möglich. Warten zuviele Daten auf das Ausschreiben und ist damit kein Einlesepuffer frei, wird das Schreiben abgebrochen und die Puffer werden freigegeben.

Neben diesen formalen Kontrollen müssen inhaltliche Prüfungen durchgeführt werden. In der vorliegenden Fassung von VORMES sind sie noch nicht enthalten. Diese Prüfungen werden dadurch erschwert, daß bei einer kleinsten Längeneinheit von etwa  $5\mu$  und einer zu messenden Länge von 18 cm in X- und 5 cm in Y-Richtung die Meßwerte nicht in einem 12-bit-Wort dargestellt werden können. Ein weiterer Mangel ist das Fehlen eines Rechenwerkes für Multiplikation und Division.

Mögliche inhaltliche Prüfungen sind z.B. Überprüfen der Bezugsmarkenkoordinaten, Vollständigkeit der Messung, Übereinstimmung in den drei Kameras, Prüfen der Zähler. Ein Teil dieser Prüfungen wird vom Vormesser am Sichtgerät durchgeführt.

### B.2.3 Mitteilungen an den Vormesser

Von VORMES wird dem Vormesser der Meßzustand des gerade zu messenden Ereignisses angezeigt. Das auf dem Meßtisch aufgestellte Sichtgerät zeigt Teile aus dem zuletzt von diesem

Tisch eingelesenen Record: die Bildnummer, die Ereignisnummer, das Label des gemessenen Punktes und die eingestellte Kamera. Folgen Records mit dem gleichen Label aufeinander, wird angezeigt, wie oft das eintrat. Mit diesen Angaben kann der Vormesser eine inhaltliche Prüfung des Ereignisses auf Vollständigkeit und auf Übereinstimmung in allen drei Kameras durchführen.

#### B.2.4 Ausgabe der Daten

Die Musterungs- und Vormeßdaten müssen auf Magnetband gespeichert werden, damit sie für die weitere Auswertung im Zentralrechner IBM 360/75 zur Verfügung stehen.

Nach Einlesen eines Records kopiert VORMES die Zeichen in einen weiteren Puffer. Der dazugehörige Pufferkontrollblock wird an die für die Ausgabe auf Magnetband zuständige Task des Betriebssystems übergeben. Es werden alle, auch fehlerhafte, Records ausgeschrieben. Damit besteht die Möglichkeit, komplizierte Fehler oder Korrelationen von Störungen auf dem Zentralrechner mit seinen umfangreicheren Möglichkeiten unabhängig vom Vormeßbetrieb zu suchen.

VORMES kann dahin erweitert werden, daß zusätzlich zu den Meßdaten andere Records auf Band geschrieben werden können, z.B. die Uhrzeit oder Kommentare über die gerade zu messenden Filme.

Dieser Weg zum Beschreiben des Magnetbandes wird zur Zeit parallel zur Direktverbindung Multiplexer-Magnetband auf ein weiteres Bandgerät benutzt.

### B.2.5 Kommunikation mit einem Operateur

Von einem Operateur, der das Vormessen an allen Tischen überwacht, können weitere Aktionen von VORMES eingeleitet werden. Dazu werden die folgenden System-Funktionen benutzt:

1. Starten von VORMES, da VORMES nach dem Starten des Betriebssystem noch nicht initialisiert ist.
2. Auswahl zusätzlicher Optionen. Die zur Zeit angebotene Option zeigt eine Zusammenfassung der Inhalte aller Sichtgeräte auf dem Konsolsichtgerät.

Zusätzlich gibt es die System-Funktionen des Betriebssystems, die Einfluß auf VORMES haben:

1. Beenden aller Aktivitäten, d.h. Beendigung von VORMES.
2. Steuerung der Ausgabe auf Magnetband.

Tabelle 1

Aufteilung der Ereignisse nach Anzahl  
der im Anpassungsprogramm GRIND zugeordne-  
ten 1 C-Hypothesen

12 GeV/c

		$pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$			
		0	1	2	3
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0		8035	1440	129
	1	8207	1477	233	10
	2	706	136	70	11
	3	91	15	16	17

24 GeV/c

		$pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$			
		0	1	2	3
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0		3422	766	121
	1	3308	1244	378	16
	2	435	147	115	35
	3	8	14	37	100

Tabelle 2

Zahl der multineutralen Hypothesen für ein Ereignis (Einteilung der Ereignisse wie in Tabelle 1)

12 GeV/c

		$pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$			
		0	1	2	3
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0		0.3 0.6 0.1	0.7 1.2 0.1	1.6 1.8 0.0
	1	0.7 0.2 0.0	1.1 0.6 0.1	1.5 1.7 0.2	2.8 2.5 0.6
	2	1.4 0.1 0.0	2.1 0.7 0.0	2.3 1.2 0.1	2.5 2.7 0.4
	3	2.5 0.2 0.0	3.0 1.5 0.1	2.9 1.8 0.1	3.0 3.0 0.5

24 GeV/c

		$pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$			
		0	1	2	3
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0		0.4 0.9 0.2	0.6 1.9 0.3	1.8 3.0 0.4
	1	1.0 0.3 0.1	1.1 0.9 0.1	1.2 1.9 0.5	2.6 2.8 0.4
	2	1.8 0.2 0.0	2.0 1.0 0.1	2.1 1.9 0.2	2.5 2.8 0.5
	3	3.0 0.5 0.0	3.0 2.1 0.0	2.9 2.2 0.2	3.0 3.0 0.4

- $a_1: pp \rightarrow pp\pi^+\pi^- + m\pi^0 \quad m \geq 2$   
 $a_2: pp \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^- + n + m\pi^0 \quad m \geq 1$   
 $a_3: pp \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+\pi^- + nn + m\pi^0 \quad m \geq 0$

Tabelle 3

Aufteilung der Ereignisse, die bei t-Auswahl und  $\chi^2$ -Auswahl unterschiedliche Hypothesen zugeordnet erhielten, auf die Endzustände je nach benutzter Auswahl

12 GeV/c

2229 Ereignisse

	t	2
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	776	979
$np\pi^+\pi^+\pi^-$	1453	1250

24 GeV/c

2082 Ereignisse

	t	2
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	576	384
$np\pi^+\pi^+\pi^-$	1506	1198

Tabelle 4

a: Totale Wirkungsquerschnitte für pp-Wechselwirkungen

	12 GeV/c	24 GeV/c
dieses Experiment	$(40.5 \pm 0.8) \text{ mb}$	$(40.7 \pm 1.1) \text{ mb}$
Zähler-experiment	$(39.6 \pm 0.1) \text{ mb}$	$(38.9 \pm 0.1) \text{ mb}$

b: Wirkungsquerschnitt pro Ereignis mit vier auslaufenden geladenen Teilchen

	12 GeV/c	24 GeV/c
	$(0.204 \pm 0.002) \mu\text{b/Er}$	$(0.347 \pm 0.004) \mu\text{b/Er}$

c: Wirkungsquerschnitt pro Ereignis für die selektierten Ereignisse der Reaktionen I und II

	12 GeV/c	24 GeV/c
$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	$(0.240 \pm 0.017) \mu\text{b/Er}$	$(0.408 \pm 0.045) \mu\text{b/Er}$
$pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$	$(0.453 \pm 0.045) \mu\text{b/Er}$	$(0.816 \pm 0.114) \mu\text{b/Er}$

d: Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen I und II

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma (pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0)$	$(1.91 \pm 0.14) \text{ mb}$	$(1.33 \pm 0.15) \text{ mb}$
$\sigma (pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-)$	$(1.93 \pm 0.19) \text{ mb}$	$(1.39 \pm 0.19) \text{ mb}$

Tabelle 5 Ergebnisse der  $\eta$  - und  $\omega$ -Anpassung

a: Angepaßte Parameter

		12 GeV/c	24 GeV/c	PDG 72
$\eta$ :	M	(548.3 $\pm$ 1.2) MeV	(544.2 $\pm$ 4.3) MeV	(548.8 $\pm$ 0.6) MeV
	$\sigma_{res,\eta}$	(10.7 $\pm$ 3.0) MeV	(23.4 $\pm$ 14.7) MeV	
	N	(78.1 $\pm$ 15.3) Er	(24.3 $\pm$ 13.1) Er	
$\omega$ :	M	(784.4 $\pm$ 0.9) MeV	(786.8 $\pm$ 1.7) MeV	(783.9 $\pm$ 0.3) MeV
	$\Gamma$	10.0 MeV	10.0 MeV	(10.0 $\pm$ 0.6) MeV
	$\sigma_{res,\omega}$	(11.3 $\pm$ 0.8) MeV	(12.6 $\pm$ 1.5) MeV	
	N	(554.8 $\pm$ 32.5) Er	(182.4 $\pm$ 19.5) Er	

b: Wirkungsquerschnitte

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma(pp \rightarrow pp \eta_{tot.})$	(65 $\pm$ 14) $\mu$ b	(34 $\pm$ 19) $\mu$ b
$\sigma(pp \rightarrow pp \omega_{tot.})$	(148 $\pm$ 14) $\mu$ b	(83 $\pm$ 14) $\mu$ b

Tabelle 6

a: Definition der Resonanz- und Kontrollbereiche

	$\eta$	$\omega$
linker Kontrollbereich	(475 - 525) MeV	(680 - 750) MeV
Resonanzbereich	(525 - 575) MeV	(750 - 820) MeV
rechter Kontrollbereich	(575 - 625) MeV	(820 - 890) MeV

b: Dichtematrixelemente  $\rho_{ik}$  für den Zerfall des  $\omega$ -Mesons

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\rho_{00}$	$0.40 \pm 0.03$	$0.45 \pm 0.04$
$\rho_{1,-1}$	$-0.023 \pm 0.018$	$0.12 \pm 0.03$
Re $\rho_{10}$	$-0.044 \pm 0.013$	$0.002 \pm 0.020$

Tabelle 7      Kontrollblöcke des Betriebssystems

a:      Taskkontrollblock (TCB)

1. Code	
2. Akkumulator	}
3. SSPA	
4. SSXR	
5. Link + Datenfeld	
6. Rückkehradresse	
7. Priorität	}
8. Adresse des angeketteten TCB	
9. Adresse des ECB	
10. Zahl der zusätzlich zu rettenden Plätze	}
11. Adresse des 1. Platzes	
12. Inhalt des 1. Platzes	
.	
n. 0	

b:      Ereigniskontrollblock (ECB) für S- und Q-Typ Ereignisse

1. Code
2. Adresse des 1. TCB in der Kette
3. Adresse des letzten TCB in der Kette

c: Warteschlange für die Zentraleinheit

	4	Zahl der Prioritäten	
CCH4		Adresse der Warteschlange für die Priorität 4	4
CCH3		- " -	3
CCH2		- " -	2
CCH1		- " -	1
CCH4	0	Adr. des 1. TCB mit der Priorität 4	
	0	Adr. des letzten TCB mit der Prior. 4	
CCH3	0		
	0		
CCH2	0		
	0		
CCH1	0	Adr. des 1. TCB mit der Priorität 1	
	0	Adr. des letzten TCB mit der Prior. 1	

d: Interruptkontrollblock (ICB)

1. Befehl zur Feststellung, ob dieses Gerät einen Interrupt erzeugt hat (skip-Befehl)
2. Startadresse der Interruptsofortbehandlungsroutine

e: Pufferkontrollblock (BCB)

1. Adresse des angeketteten BCB  
oder = 0 , falls letzter BCB in Kette  
oder = -1, falls der Puffer übertragen wurde
2. CDFi Angabe des Datenfeldes i, das die Daten enthält
3. Adresse der Daten

Tabelle 8 Puffer für die Ausgabe von Text auf ein Sichtgerät (Angabe in Oktalzahlen)

<u>a:</u>	vor der Konversion	<u>b:</u>	nach der Konversion
1.	3404 /4 Kontrollworte	3404	
2.	12 /Sichtgerät-Einheit	12	
3.	1000 /X <sub>0</sub> -Koordinate	1000	
4.	1600 /Y <sub>0</sub> -Koordinate	1600	
5.	60 /Buchstabengröße	60	
6.	1402 /I 2	1402	
7.	21 /17 <sub>10</sub>	6167	
8.	0003 /A 3	0003	
9.	3737 /_	3737	
10.	3700 /_	3700	
11.	1402 /I 2	1402	
12.	11 /9 <sub>10</sub>	3771	
13.	0003 /A 3	0003	
14.	3772 / :	3772	
15.	3700 /_	3700	
16.	1402 /I 2	1402	
17.	31 /25 <sub>10</sub>	6265	
18.	0 /Ende des Puffers	0000	

\_ = blank

c: Text auf dem Sichtgerät

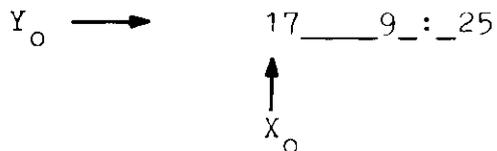


Tabelle 9      Aufbau eines Vormaß-Records

1. } Pult-Nr.	1. } X-Koordinate
2. }	2. }
3.    Format-Code	3. }
4.    Kontroll-Code	4. }
5. }	5. }
6. }	6. } Y-Koordinate
7. } Datum	7. }
8. }	8. }
9. }	9. }
10. } Name	40. } V <sup>+0</sup>
1. }	1. }
2. }	2. }
3. } Exp.-Nr.	3. }
4. }	4. }
5. } Film-Nr.	5. }
6. }	6. }
7.    Messung-Nr.	7. }
8.    Mode	8. }
9. }	9. }
20. } Bild-Nr.	50.    Musterungs-Nr.
1. }	1. }
2. }	2. }
3. }	3. }
4. } Prong	4. }
5. }	5. }
6.    Kamera	6. }
7. }	7. }
8. } Label	8. }
9. }	9. }
30. } X-Koordinate	60. }
	1.    Endzeichen*

Literaturverzeichnis

- BAL 67 N. F. Bali, G. F. Chew und A. Pignotti;  
Phys. Rev. 163, 1572 (1967)
- BAR 69 J. Bartsch et al.; Nucl. Phys. B11, 373 (1969)
- BAR 70 J. Bartsch et al.; Nucl. Phys. B19, 381 (1970)
- BAS 69 E. Bassler; Diplomarbeit, Hamburg (1969)
- BER 68 F. Bernard, P. Lazeyras, H. Lengeler und V. Vaghin;  
CERN 68-29 (1968)
- BLO 70.1 V. Blobel; "Scan- und Vormeßanweisung"  
Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg (1970)
- BLO 70.2 V. Blobel; "SEN-Records", Interner Bericht (pp-Exp.)  
Hamburg (1970)
- BLO 71 V. Blobel und D. Mönkemeyer; Programmbeschreibung  
SELDEC, Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg (1971)
- BOG 70 H. Boggild et al.; Nucl. Phys. B20, 441 (1970)
- BOC 70 M. Boratav et al.; Nucl. Phys. B20, 573 (1970)
- BRA 70 G. W. Brandenburg et al.; Nucl. Phys. B16,  
287 (1970)
- BSS 69 G. Bassompierre et al.; Nucl. Phys. B9, 295 (1969)
- BWH 68 B. W. Hellwig; Diplomarbeit, Hamburg (1968)
- BWH 70 B. W. Hellwig; System zur Übersetzung von Programmen  
für einen Rechner PDP-8/L bestehend aus:  
PAL360: "PDP-8 Assembler für die IBM 360/75",  
Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg (1970)  
PUNCH: "Herstellung von Lochstreifen für die  
PDP-8/L", Interner Bericht (pp-Exp.),  
Hamburg (1970)

- BWH 71 B. W. Hellwig; "Benutzung des Vorreißüberwachungs-  
programms VORMES", Interner Bericht (pp-Exp.),  
Hamburg (1971)
- CEF 67 Datenblatt BIM 102, CEFAL, Evian (1967)
- CHA 68 Chan Hong-Mo, J. Loskiewicz und W. W. M. Allison;  
Nuovo Cimento 57A, 93 (1968)
- CHE 69.1 F. C. Chen; Nuovo Cimento 62A, 113 (1969)
- CHE 69.2 H. Cheng und T. T. Wu; Phys. Rev. Letters 23,  
1311 (1969)
- COR 69 D. Cords; Dissertation, Hamburg (1969)
- DAT 70 User's Handbook 2m HBC, CERN (1970)
- DEC 68 User's Handbook PDP-8/L, Digital Equipment Cor-  
poration, Maynard (1968)
- DEC 69 PAL III Symbolic Assembler, Programming Manual  
DEC-08-ASAC-D, Digital Equipment Corporation,  
Maynard (1969)
- DRE 71 G. Drews; Dissertation, Hamburg (1971)
- FEY 69 R. P. Feynman; Phys. Rev. Letters 23, 1415 (1969)
- FIN 68 J. Finkelstein und K. Kajantie; CERN/TH/857 (1968)
- FOL 67 K. J. Foley et al.; Phys. Rev. Letters 19,  
397 (1967)
- GRI 63 GRIND-Programmbeschreibung, TC-Handbook,  
CERN (1963)
- GRI 71 D. Griffiths, A. M. Saperstein und D. T. Schnitzler;  
Nucl. Phys. B34, 397 (1971)
- GUY 72 J. le Guyader et al.; Nuovo Cimento 10A, 573 (1972)

- HAZ 69 HAZE-Programmbeschreibung, DD-Handbook, CERN (1969)
- HEL 71 H.Hell; Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- HEW 68 X-Y Display 1300 A, Operating and Service Manual, Hewlett-Packard, Colorado Springs (1968)
- HOU 60 P. Hough und B. Powell; Nuovo Cimento 18, 1184 (1960)
- HUE 70 F. Hüller; PDP-8/L-Display-Anlage für HPD-Vormeßanlage, Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg (1970)
- HUM 71 S. Humble; Nucl. Phys. B28, 416 (1971)
- KEN 67 Incremental Magnetic Recorder, Model 1500-R, Operating and Maintenance Manual, Kennedy Company, Altadena (1967)
- LAZ 68 P. Lazeyras; CERN/D.PH II/BEAM/68-9 (1968)
- MOE 72 D. Mönkemeyer; Dissertation, Hamburg (1972)
- MUE 72.1 H. J. Mück; Dissertation, Bonn (1972)
- MUE 72.2 H. J. Mück et al.; Physics Letters 39B, 303 (1972)
- NAG 71 H. H. Nagel; Habilitationsschrift, Bonn (1971), Forschungsbericht BMBW-FB K 71-11
- NOR 71 Großbildoszillograph GBO 3326, Bedienungsanleitung, Nordmende, Bremen (1971)
- PDG 70 Particle Data Group; UCRL-20000 NN (1970)
- PDG 72 Particle Data Group; Physics Letters 39B, 1 (1972)
- PLA 68 E. Plahte und R. G. Roberts; CERN-Preprint TH 957 (1968)

- PLA 69 E. Flahte und R. G. Roberts; Nuovo Cimento 60A,  
33 (1969)
- RAN 68 G. Ranft; Nuovo Cimento 58A, 425 (1968)
- SCH 65 N. Schmitz; CERN 65-24, Vol.1 (1965)
- SCH 72 B. Schwarz; Diplomarbeit, Hamburg (1972)
- SEL 72 F. Selonke; Dissertation, Bonn (1972)
- SEN 68 Datenpult EDM 04, Datenblatt, SEN, Genf (1968)  
Multiplexer EDM 05, Datenblatt, SEN, Genf (1968)
- SOE 72 P. Söding; private Mitteilung, Hamburg (1972)
- TAR 71 C. de Tar; Phys. Rev. D3, 128 (1971)
- TEX 69 TMS-2A-4842-MH, Preliminary Design Information  
Bulletin, Texas Instruments Incorporated,  
Dallas (1969)
- THR 65 THRESH-Programmbeschreibung, TC-Handbook,  
CERN (1965)

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung des U5-Strahles am CERN  
(a) Räumliche Anordnung der Strahlführungselemente  
(b) Strahlengang bei Benutzung der RF-Separation
- Abb. 2 Verteilung des Longitudinalimpulses  $p_{\perp}^*$  im Schwerpunktsystem für Ereignisse, die bei  $t$ -Auswahl und  $\chi^2$ -Auswahl unterschiedliche Massenzuordnungen erhalten. Angaben über Ereigniszahlen finden sich in Tabelle 3.
- | Reaktion I:                            | Reaktion II:                          |
|--|---------------------------------------|
| (a) $p_{\perp}^*(\pi^+)$ bei 12 GeV/c; | (e) $p_{\perp}^*(\pi^+)$ bei 12 GeV/c |
| (b) $p_{\perp}^*(p)$ bei 12 GeV/c;     | (f) $p_{\perp}^*(p)$ bei 12 GeV/c     |
| (c) $p_{\perp}^*(\pi^+)$ bei 24 GeV/c; | (g) $p_{\perp}^*(\pi^+)$ bei 24 GeV/c |
| (d) $p_{\perp}^*(p)$ bei 24 GeV/c;     | (h) $p_{\perp}^*(p)$ bei 24 GeV/c     |
- Abb. 3 Verlauf des Longitudinalimpulses  $p_{\perp}^*$  im Schwerpunktsystem für die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  (—) und  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$  (---), normiert auf gleiche Ereigniszahlen.
- (a)  $p_{\perp}^*$  für Protonen bei 12 GeV/c
  - (b)  $p_{\perp}^*$  für Pionen bei 12 GeV/c
  - (c)  $p_{\perp}^*$  für Protonen bei 24 GeV/c
  - (d)  $p_{\perp}^*$  für Pionen bei 24 GeV/c
- Abb. 4 Verteilung des Transversalimpulses  $p_{\perp}^*$  versus Longitudinalimpuls  $p_{\parallel}^*$  des neutralen Pions aus der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  im Schwerpunktsystem.
- (a)  $p_{\perp}^*(\pi^0)$  vs  $p_{\parallel}^*(\pi^0)$  bei 12 GeV/c, 9741 Ereignisse
  - (b)  $p_{\perp}^*(\pi^0)$  vs  $p_{\parallel}^*(\pi^0)$  bei 24 GeV/c, 4456 Ereignisse
- Abb. 5 Verteilung des Transversalimpulses  $p_{\perp}^*$  versus Longitudinalimpuls  $p_{\parallel}^*$  der positiven Pionen aus der Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^-\pi^-$  im Schwerpunktsystem.
- (a)  $p_{\perp}^*(\pi^+)$  vs  $p_{\parallel}^*(\pi^+)$  bei 12 GeV/c, 10352 Ereignisse
  - (b)  $p_{\perp}^*(\pi^+)$  vs  $p_{\parallel}^*(\pi^+)$  bei 24 GeV/c, 5690 Ereignisse

- Abb. 6 Verteilung des Longitudinalimpulses  $p_1^*$  des Neutrons aus der Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$ .  
(a)  $p_1^*(n)$  bei 12 GeV/c, 10482 Ereignisse  
(b)  $p_1^*(n)$  bei 24 GeV/c, 5235 Ereignisse
- Abb. 7 Verteilung des Quadrates der fehlenden Masse für die Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  in Abhängigkeit von der Flugrichtung des Neutrons im Schwerpunktsystem.  
(a) n vorwärts, bei 12 GeV/c, 4871 Ereignisse  
(b) n rückwärts bei 12 GeV/c, 5611 Ereignisse  
(c) n vorwärts bei 24 GeV/c, 2211 Ereignisse  
(d) n rückwärts bei 24 GeV/c, 3024 Ereignisse
- Abb. 8 Verteilung des Quadrates der fehlenden Masse für die Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  in Abhängigkeit von der Flugrichtung des  $\pi^0$  im Schwerpunktsystem.  
(a)  $\pi^0$  vorwärts bei 12 GeV/c, 4930 Ereignisse  
(b)  $\pi^0$  rückwärts bei 12 GeV/c, 4642 Ereignisse  
(c)  $\pi^0$  vorwärts bei 24 GeV/c, 2044 Ereignisse  
(d)  $\pi^0$  rückwärts bei 24 GeV/c, 1990 Ereignisse
- Abb. 9 Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit für die Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$   
(a) bei 12 GeV/c, 9572 Ereignisse  
(b) bei 24 GeV/c, 4034 Ereignisse
- Abb. 10 Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit für die Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$   
(a) bei 12 GeV/c, 4871 Ereignisse  
(b) bei 24 GeV/c, 2211 Ereignisse
- Abb. 11 Verteilung des Quadrates der fehlenden Masse für die Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  für die ausgewählten Ereignisse  
(a) bei 12 GeV/c, 7964 Ereignisse  
(b) bei 24 GeV/c, 3227 Ereignisse

- Abb. 12 Verteilung des Quadrates der fehlenden Masse für die Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  für die ausgewählten Ereignisse  
(a) bei 12 GeV/c, 4253 Ereignisse  
(b) bei 24 GeV/c, 1700 Ereignisse
- Abb. 13 Wirkungsquerschnitt als Funktion des Strahlimpulses  $p_{lab}$  für die Reaktionen  
(a)  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$   
(b)  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$
- Abb. 14 Für die Rechnungen zum CLA-Modell benutzte Multi-Regge-Graphen für die Reaktionen  
(a)  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$   
(b)  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$
- Abb. 15 Verteilungen des Transversalimpulses  $p_{\perp}^*$  und des Longitudinalimpulses  $p_{\parallel}^*$  der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem. Die Linien geben die Ergebnisse der Rechnungen zum CLA-Modell.  
(a)  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 12 GeV/c, 7964 Ereignisse  
(b)  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 GeV/c, 4253 Ereignisse  
(c)  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 24 GeV/c, 3227 Ereignisse  
(d)  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 24 GeV/c, 1700 Ereignisse
- Abb. 16 Verteilungen der invarianten Massen für die 7964 Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 12 GeV/c. Eingezeichnet sind die Vorhersagen des CLA-Modells (—) und der Erweiterung des Modells auf 2-Teilchen-Resonanzen (---) (Kap. IV.2 und IV.3).  
(a)  $p\pi^+$  (b)  $p\pi^0$  (c)  $p\pi^-$  (d)  $\pi^+\pi^0$   
(e)  $\pi^+\pi^-$  (f)  $\pi^-\pi^0$  (g)  $p\pi^+\pi^0$  (h)  $p\pi^+\pi^-$   
(i)  $p\pi^-\pi^0$  (j)  $\pi^+\pi^-\pi^0$  (k)  $p\pi^+\pi^-\pi^0$  (l)  $pp$

Abb. 17 Wie Abb. 16 für die 4253 Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 GeV/c.

(a)  $p\pi^+$  (b)  $p\pi^-$  (c)  $\pi^+\pi^-$  (d)  $n\pi^+$   
(e)  $n\pi^-$  (f)  $np$  (g)  $p\pi^+\pi^-$  (h)  $n\pi^+\pi^+$   
(i)  $n\pi^+\pi^-$  (j)  $\pi^+\pi^+\pi^-$  (k)  $p\pi^+\pi^+\pi^-$  (l)  $n\pi^+\pi^+\pi^-$

Abb. 18 Wie Abb. 16 für die 3227 Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 24 GeV/c.

Abb. 19 Wie Abb. 17 für die 1700 Ereignisse der Reaktion  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 24 GeV/c.

Abb. 20 Verteilungen der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen aus der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ . Die eingezeichneten Kurven geben eine Anpassung an die Verteilungen wieder (Kap. V.1).

(a) 12 GeV/c, 2835 Ereignisse  
(b) 24 GeV/c, 943 Ereignisse

Abb. 21 Wirkungsquerschnitte, korrigiert auf alle Zerfälle, als Funktion des Strahlimpulses  $p_{lab}$  für die Reaktionen

(a)  $pp \rightarrow pp\eta$   
(b)  $pp \rightarrow pp\omega$

Abb. 22 Zerfallswinkelverteilungen  $W(\cos\vartheta)$  und  $W(\phi)$  für das  $\eta$ - und das  $\omega$ -Meson nach Subtraktion des Untergrundes. Die durchgezogenen Kurven (—) entsprechen einer Verteilung nach  $|Y_0^0|^2$  für das  $\eta$ -Meson und nach  $|Y_1^0|^2$  für das  $\omega$ -Meson. Die gestrichelten Linien (---) geben die Winkelverteilungen, wie sie aus den Dichtematrixelementen berechnet werden.

(a),(b)  $\eta$ -Bereich bei 12 GeV/c, 67 Ereignisse  
(c),(d)  $\omega$ -Bereich bei 12 GeV/c, 500 Ereignisse  
(e),(f)  $\omega$ -Bereich bei 24 GeV/c, 162 Ereignisse

- Abb. 23 Verteilungen der invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen aus der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  aus dem zentralen Bereich  $|y^*(\pi^+\pi^-\pi^0)| \leq 0.4$ .  
(a) bei 12 GeV/c, 3978 Ereignisse  
(b) bei 24 GeV/c, 1250 Ereignisse
- Abb. 24 Symmetrisierte Rapiditätsverteilungen für die  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -kombination aus der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 12 GeV/c. Schraffiert für Ereignisse mit  $p_T^2 < 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup>.  
(a)  $\eta$ -Bereich, 98 (30) Ereignisse  
(b)  $\eta$ -Kontrollbereich, 81 (31) Ereignisse  
(c)  $\omega$ -Bereich, 739 (227) Ereignisse  
(d)  $\omega$ -Kontrollbereich, 511 (181) Ereignisse
- Abb. 25 Wie Abb. 24 für die Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 24 GeV/c.  
(a)  $\eta$ -Bereich, 28 (12) Ereignisse  
(b)  $\eta$ -Kontrollbereich, 29 (11) Ereignisse  
(c)  $\omega$ -Bereich, 249 (154) Ereignisse  
(d)  $\omega$ -Kontrollbereich, 206 (73) Ereignisse
- Abb. 26  $d\sigma/dy^*$  (symmetrisiert) für Ereignisse aus den Resonanzbereichen, normiert auf den Wirkungsquerschnitt für die Zerfälle in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Die Kurven geben Vorhersagen des CLA-Modells für verschiedene Doppel-Regge-Graphen.  
(a)  $\eta$  bei 12 GeV/c                      (c)  $\omega$  bei 12 GeV/c  
(b)  $\eta$  bei 24 GeV/c                      (d)  $\omega$  bei 24 GeV/c
- Abb. 27 Doppel-Regge-Graphen, für die die Rapiditätsverteilungen und die Energieabhängigkeit berechnet wurden, für die Reaktionen  
(a)  $pp \rightarrow pp\eta$   
(b)  $pp \rightarrow pp\omega$

Abb. 28 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Laborimpuls  $p_{lab}$  bei konstantem Matrixelement für die Reaktionen

(a)  $pp \rightarrow pp\eta$

(b)  $pp \rightarrow pp\omega$

Abb. 29 Wirkungsquerschnitte für Mesonerzeugung in der Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  bei 12 GeV/c und 24 GeV/c. Die eingezeichneten Kurven geben die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $p_{lab}$  unter der Annahme von verschiedenen Doppel-Regge-Diagrammen wieder. Die gestrichelten Kurven (---) zeigen den asymptotischen Verlauf.

(a)  $pp \rightarrow pp\eta$

(b)  $pp \rightarrow pp\omega$

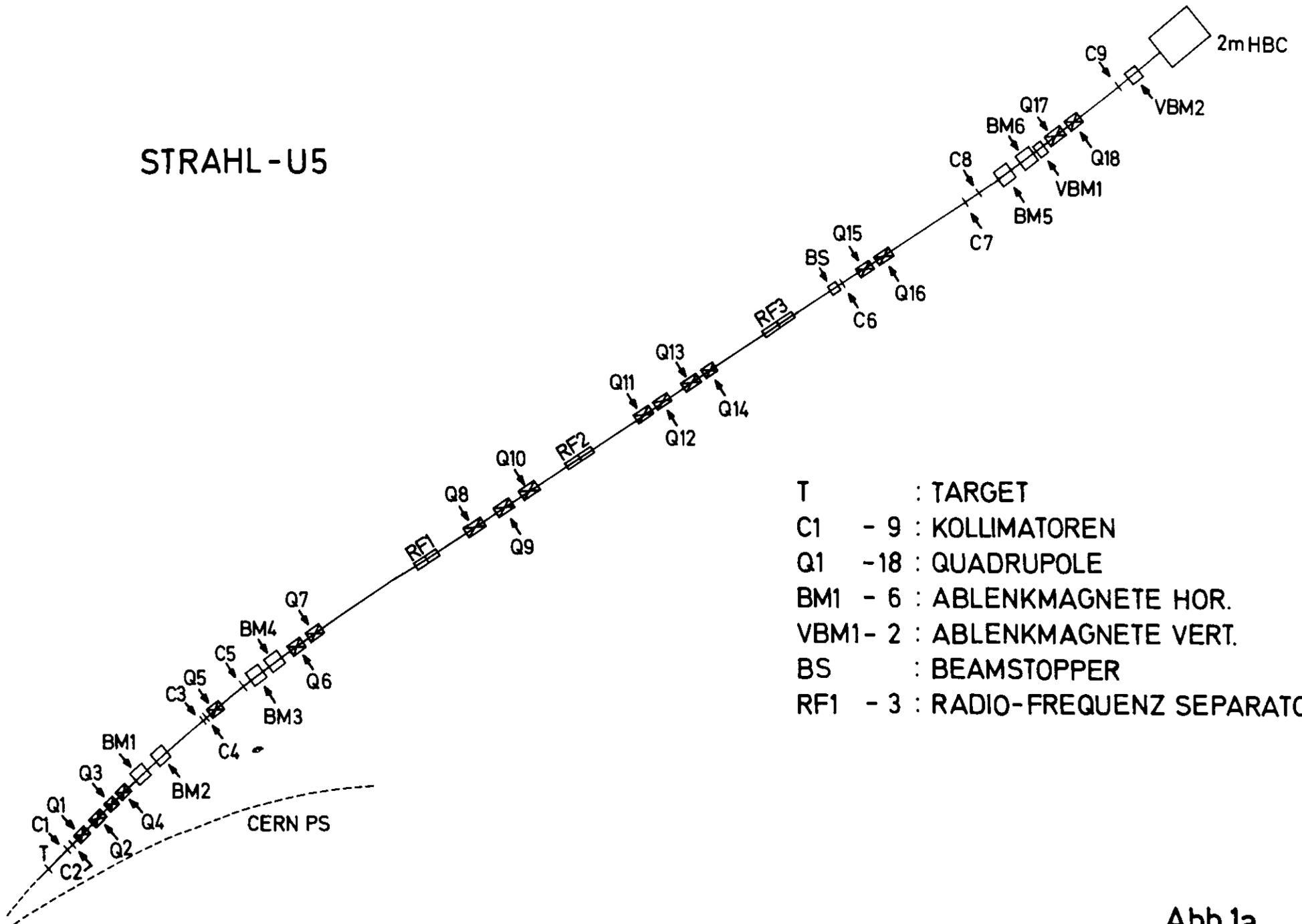
Abb. 30 Wie Abb. 29 für die  $\omega$ -Erzeugung, jedoch für Ereignisse mit  $|y^*(\pi^+\pi^-\pi^0)| < 0.4$ .

Abb. 31 Blockschaltbild der Musterungs- und Vormeßanlage.

Abb. 32 Flußdiagramm des Betriebssystems.

Abb. 33 Flußdiagramm des Musterungs- und Vormeßüberwachungsprogramms VORMES.

# STRAHL - U5



- T : TARGET
- C1 - 9 : KOLLIMATOREN
- Q1 - 18 : QUADRUPOLE
- BM1 - 6 : ABLENKMAGNETE HOR.
- VBM1- 2 : ABLENKMAGNETE VERT.
- BS : BEAMSTOPPER
- RF1 - 3 : RADIO-FREQUENZ SEPARATOR

Abb.1a

# STRAHL-U5 MIT RF-SEPARATION

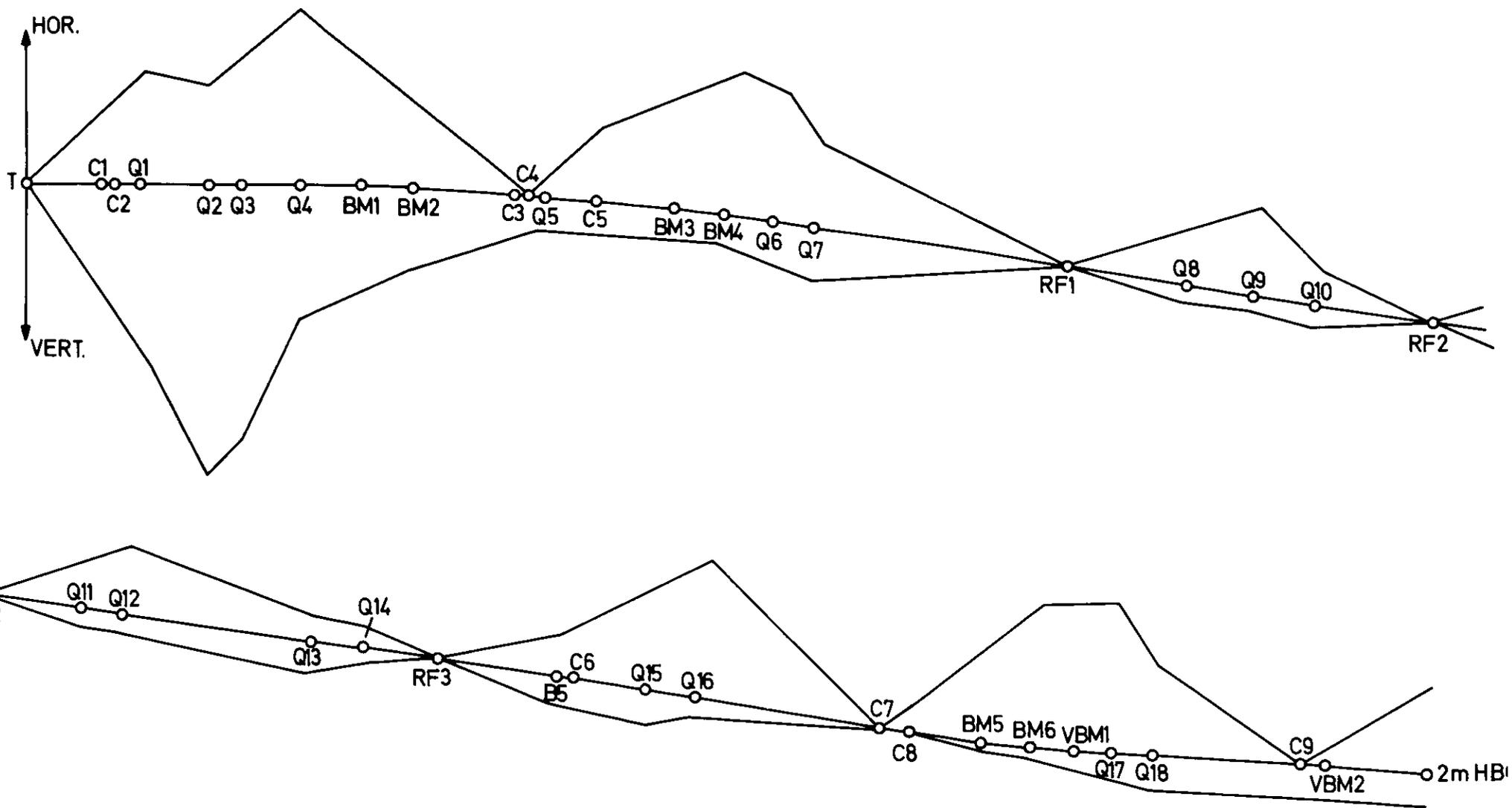
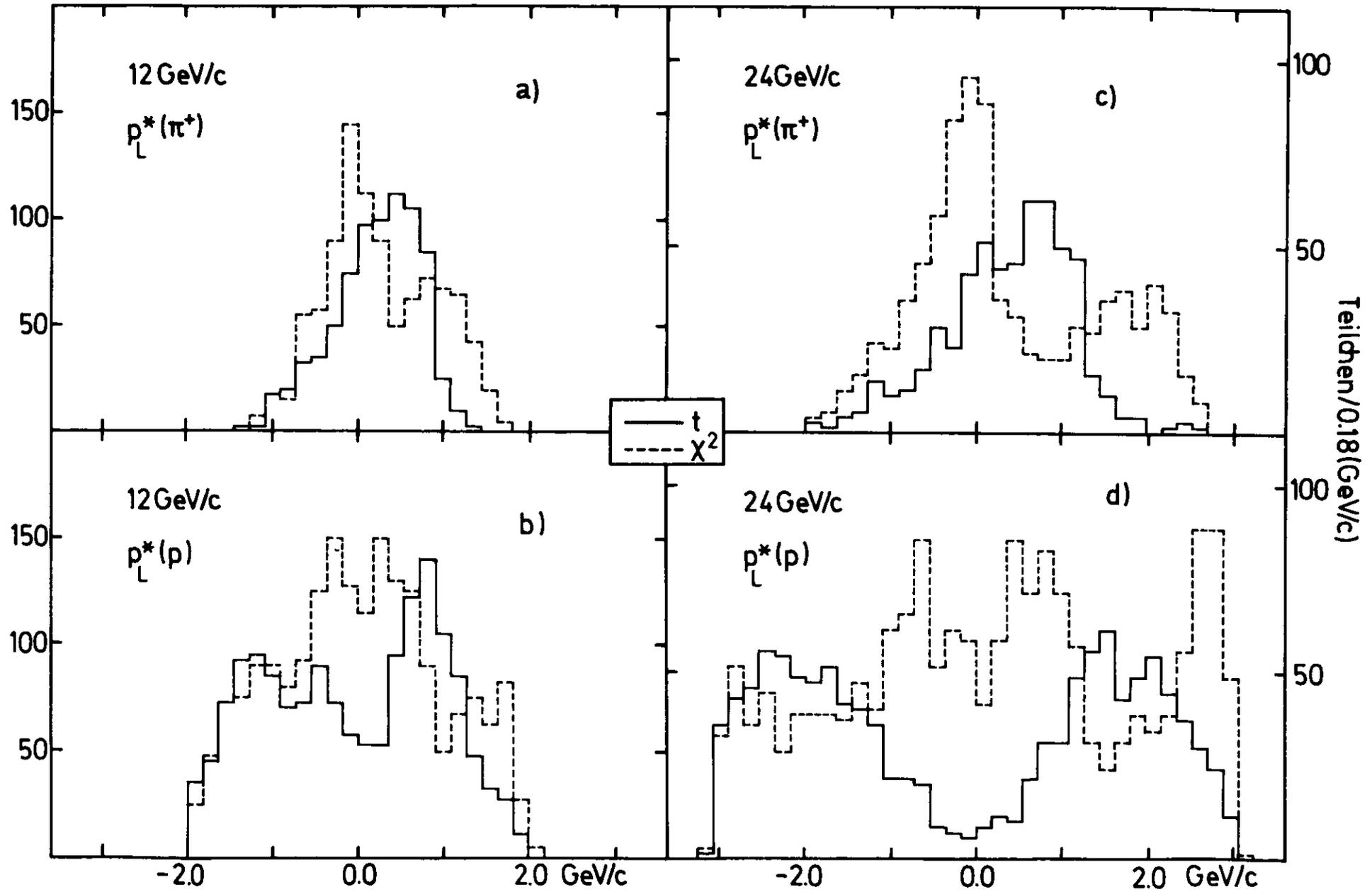


Abb.1b



Abb.2



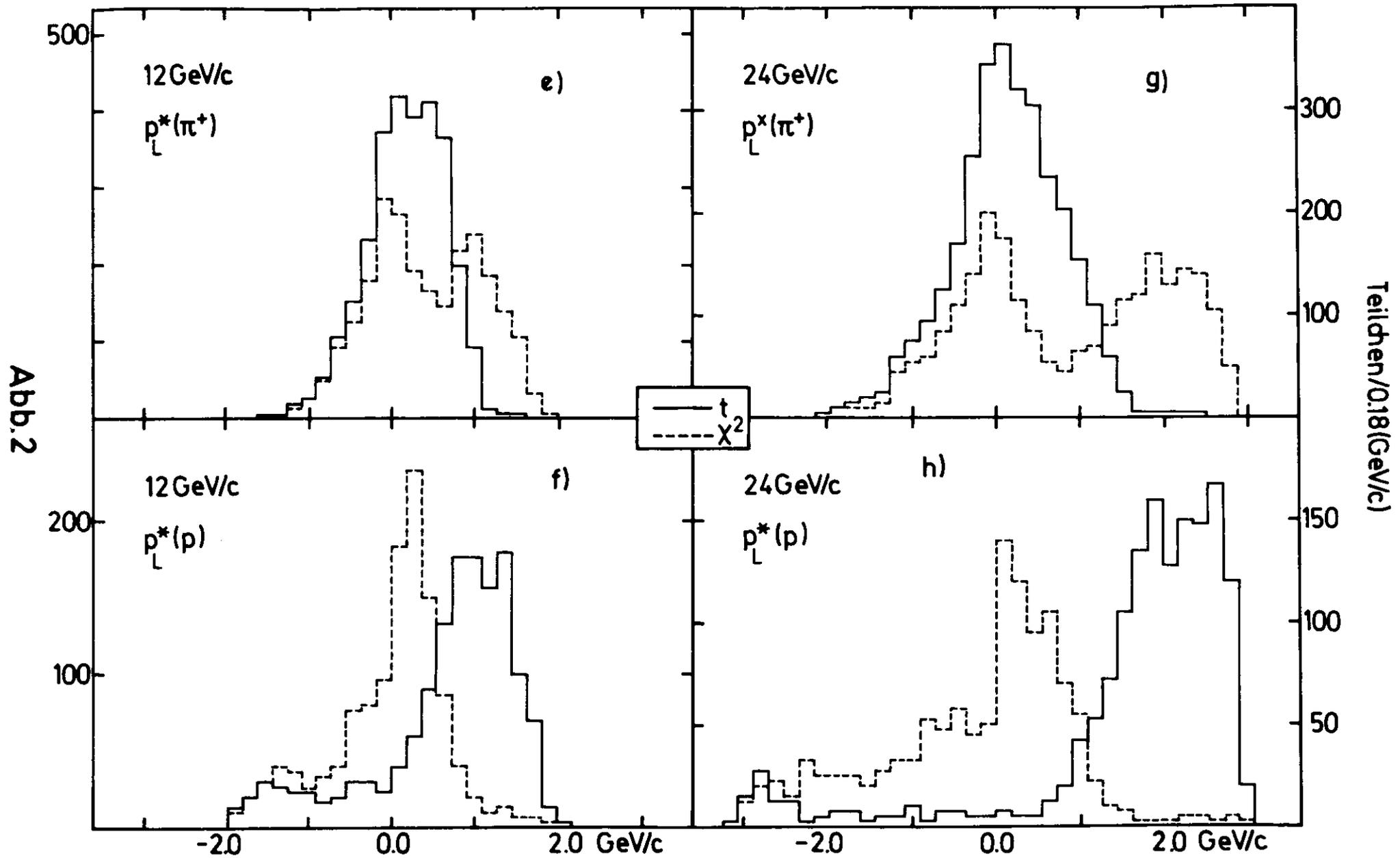
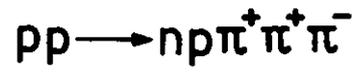
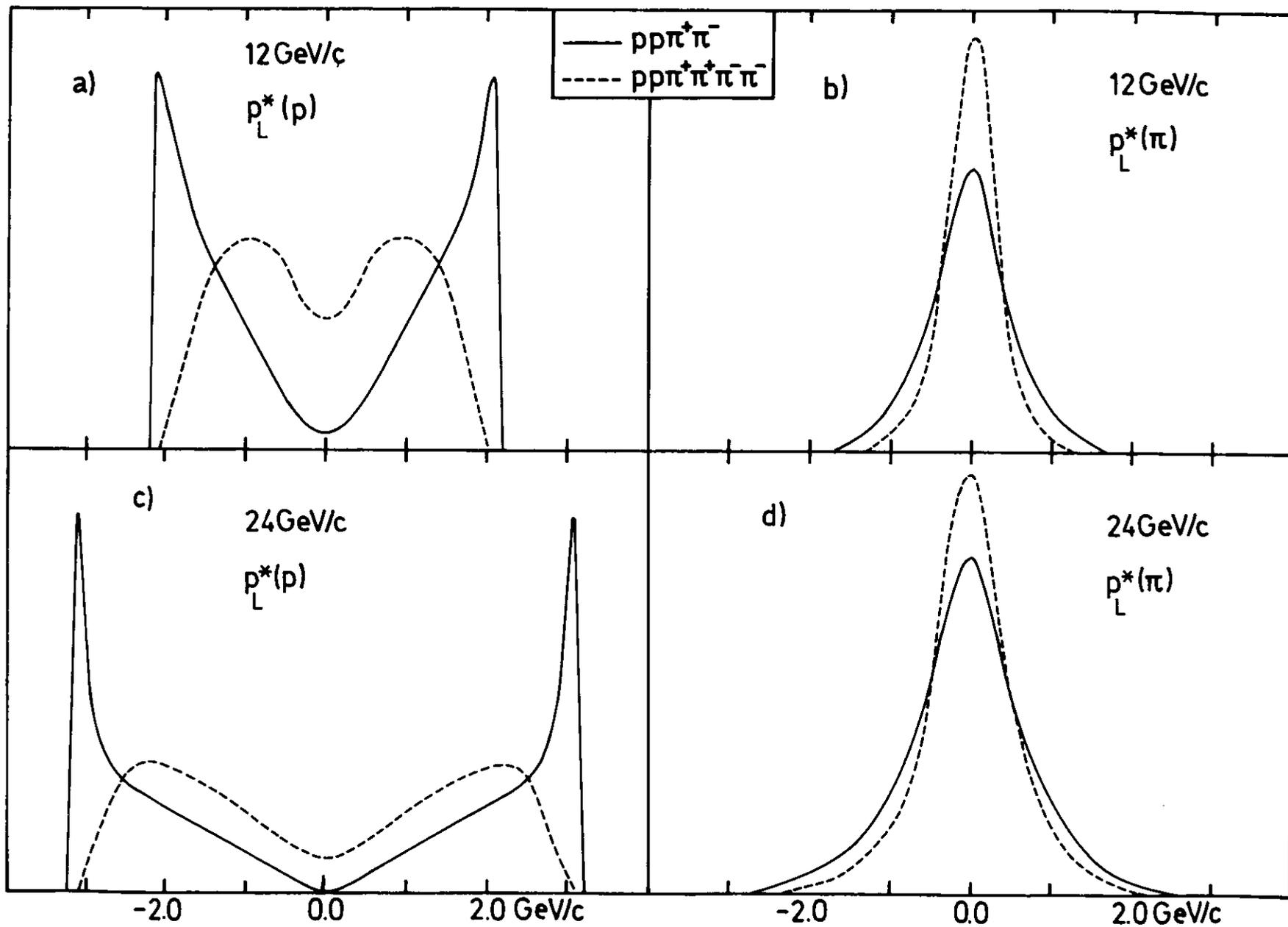


Abb.3



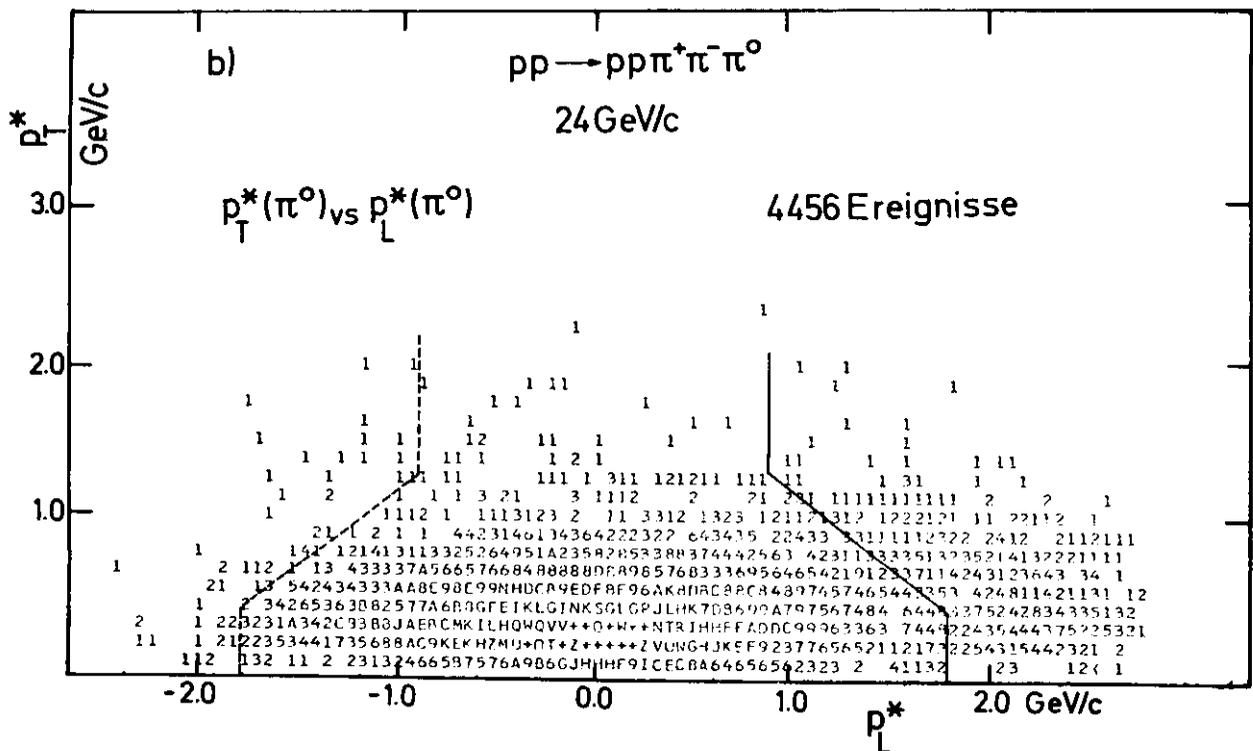
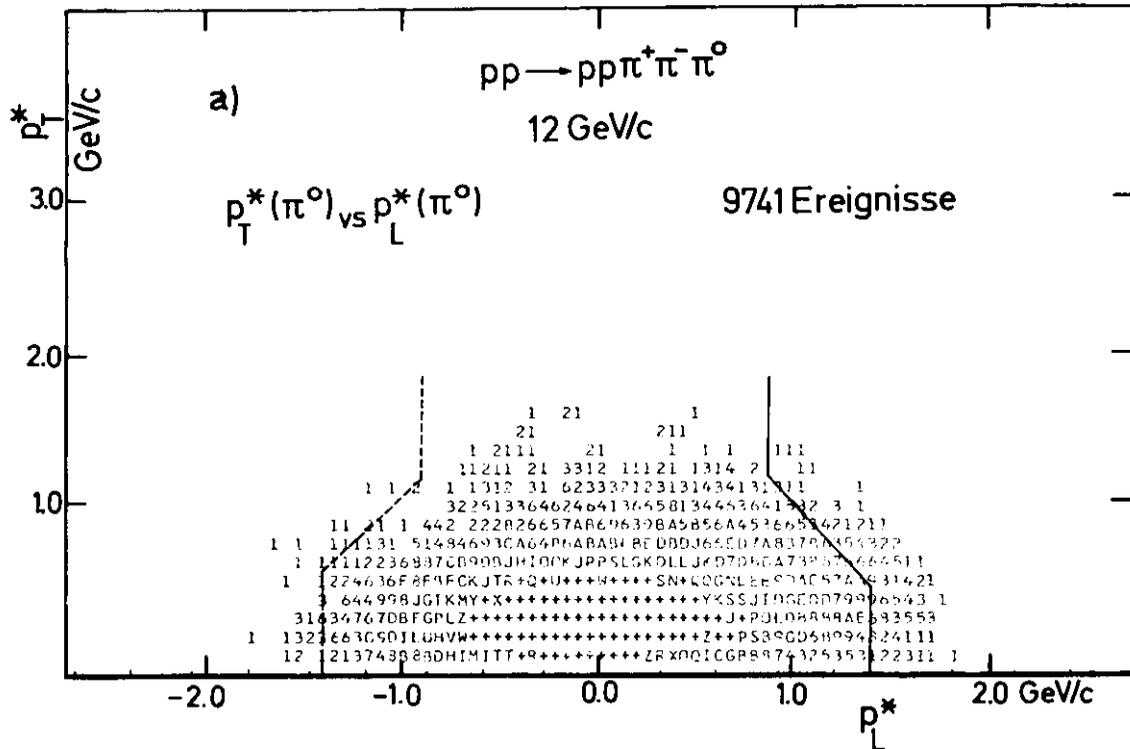


Abb.4

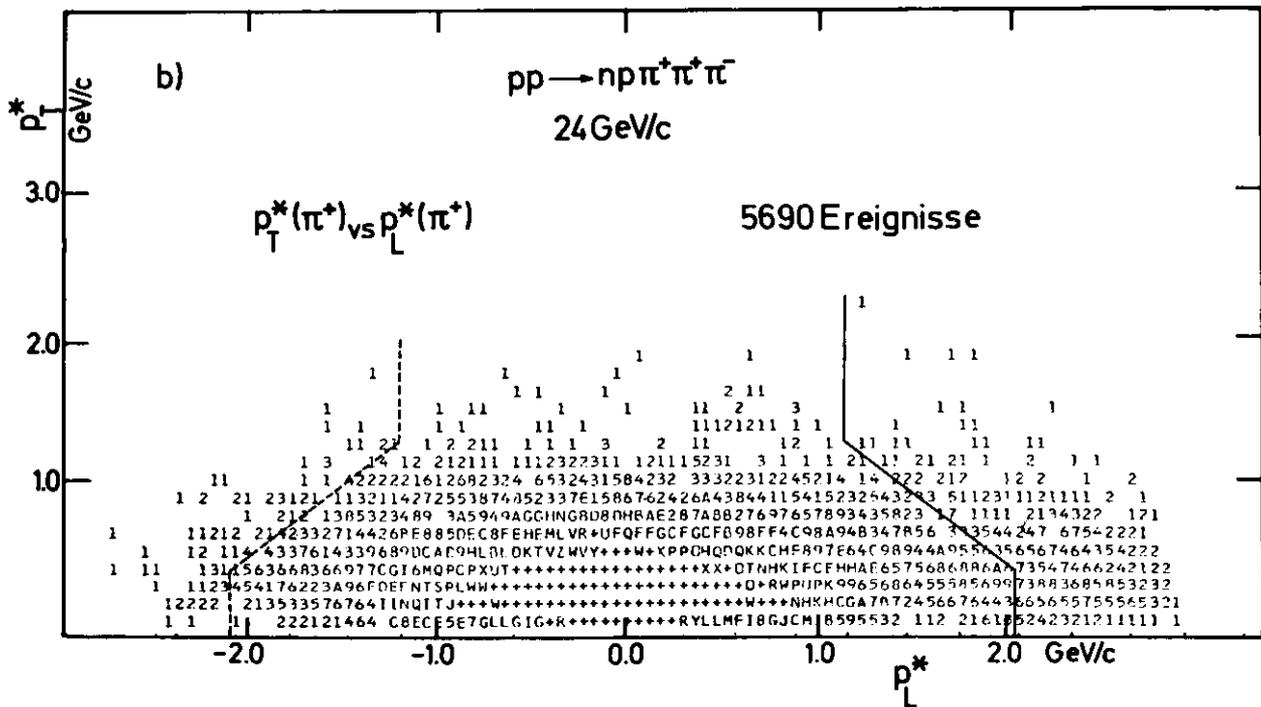
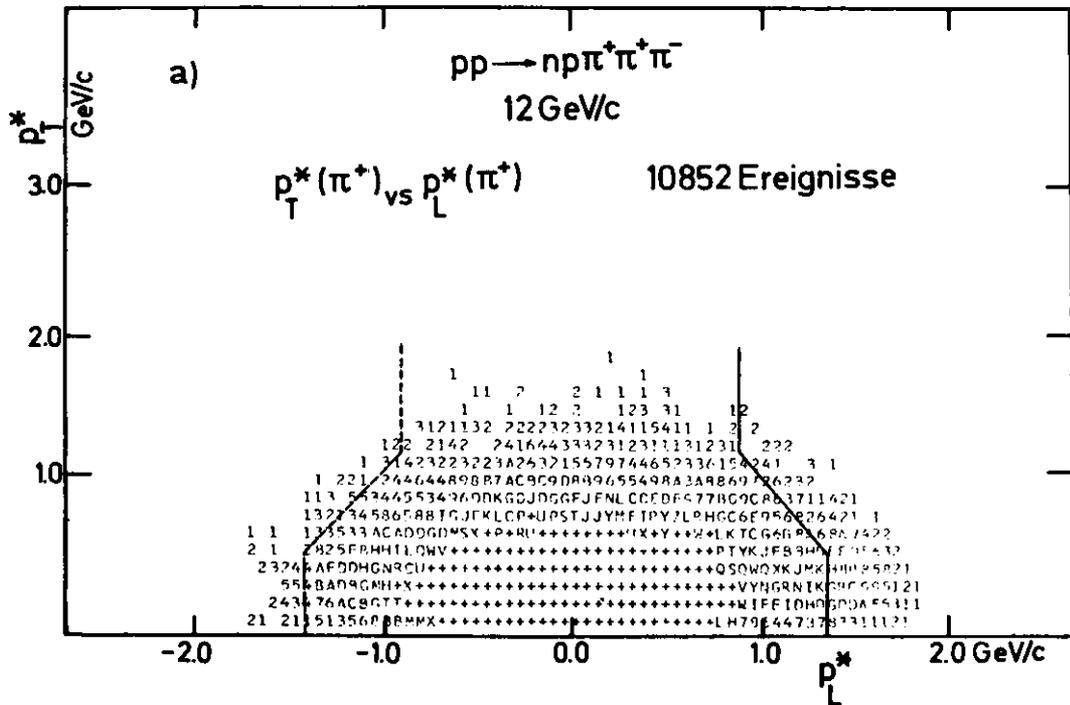


Abb.5

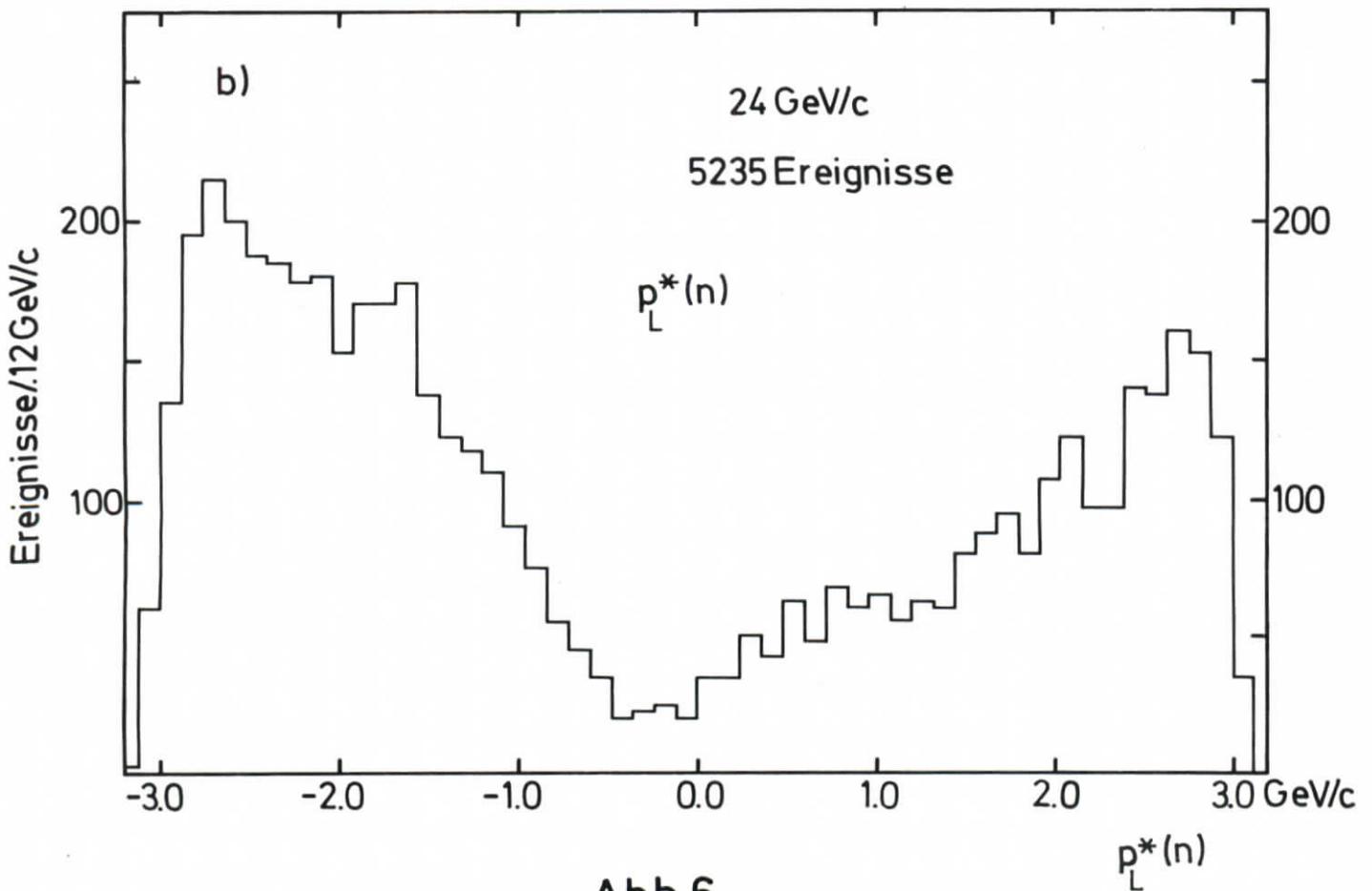
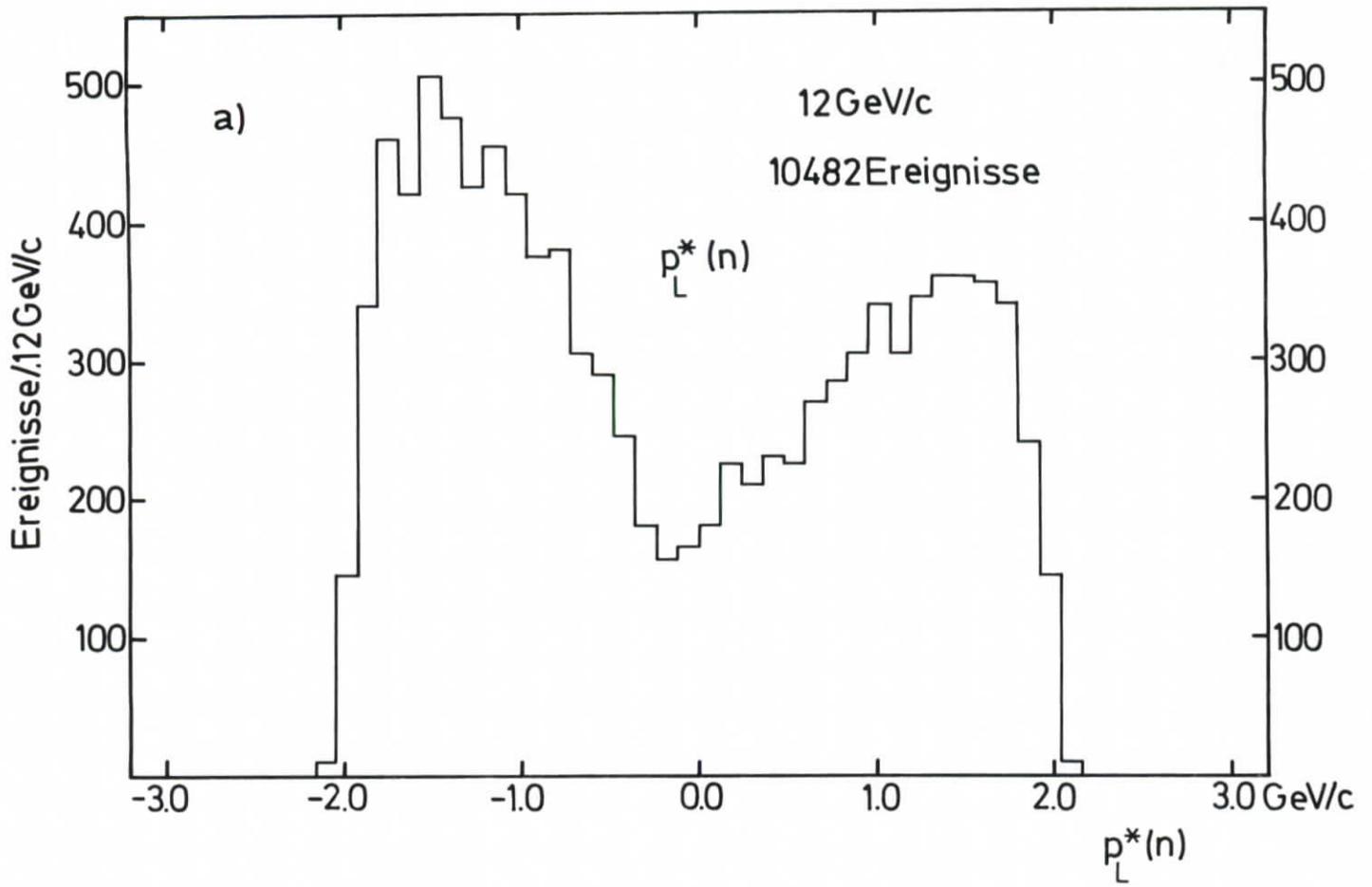


Abb.6

(fehlende Masse)<sup>2</sup>

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

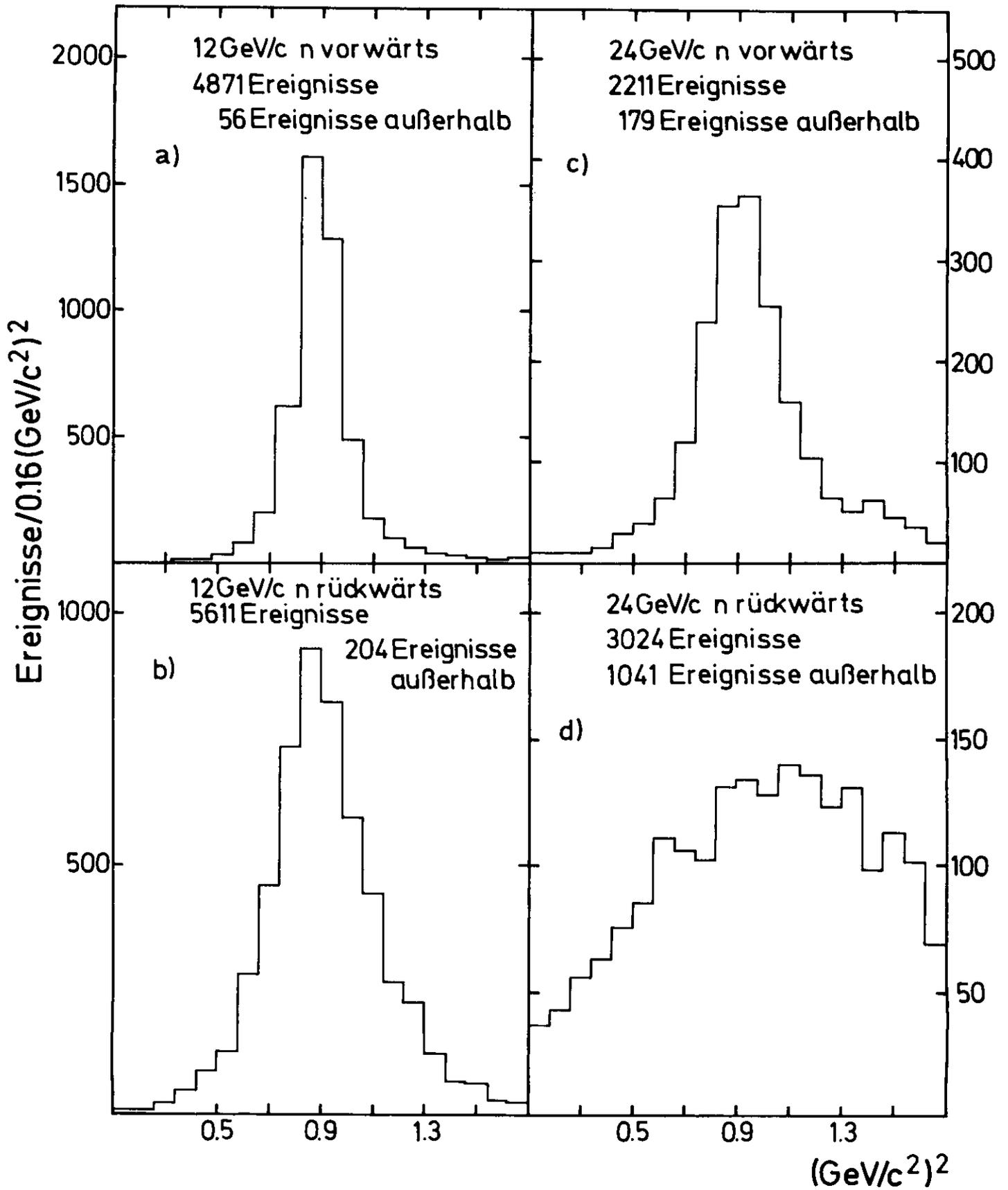


Abb.7

(fehlende Masse)<sup>2</sup>  
 $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$

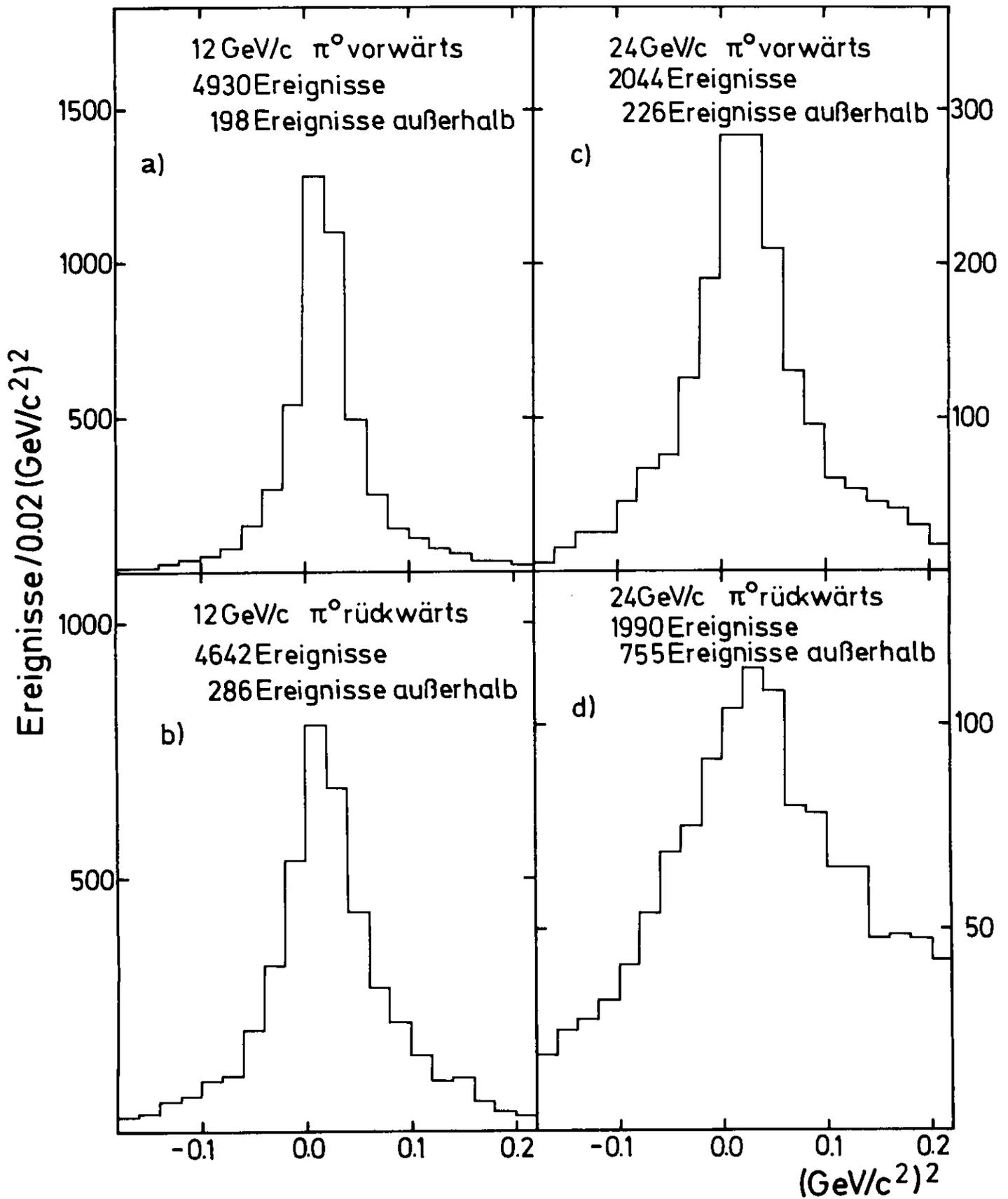


Abb.8

# $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit

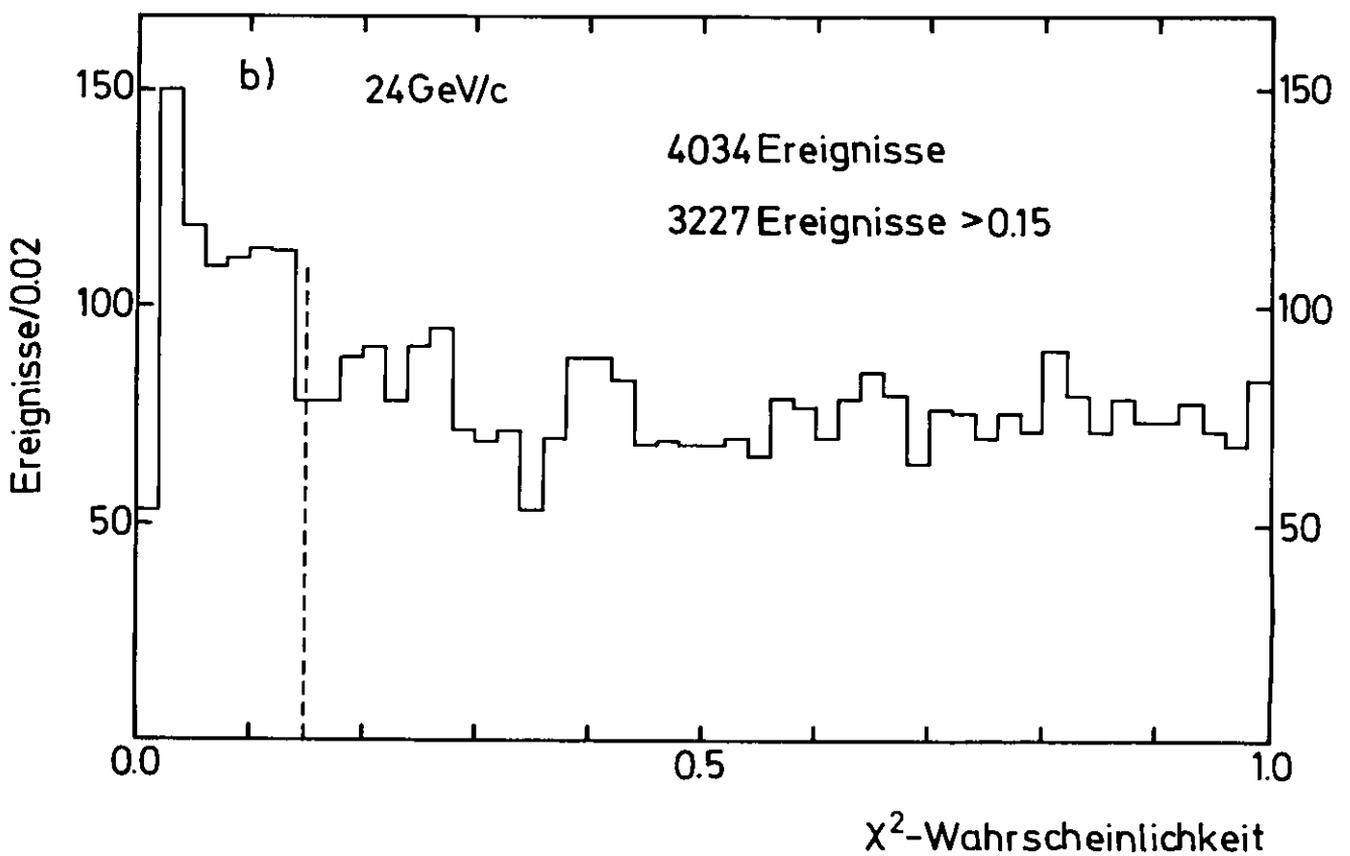
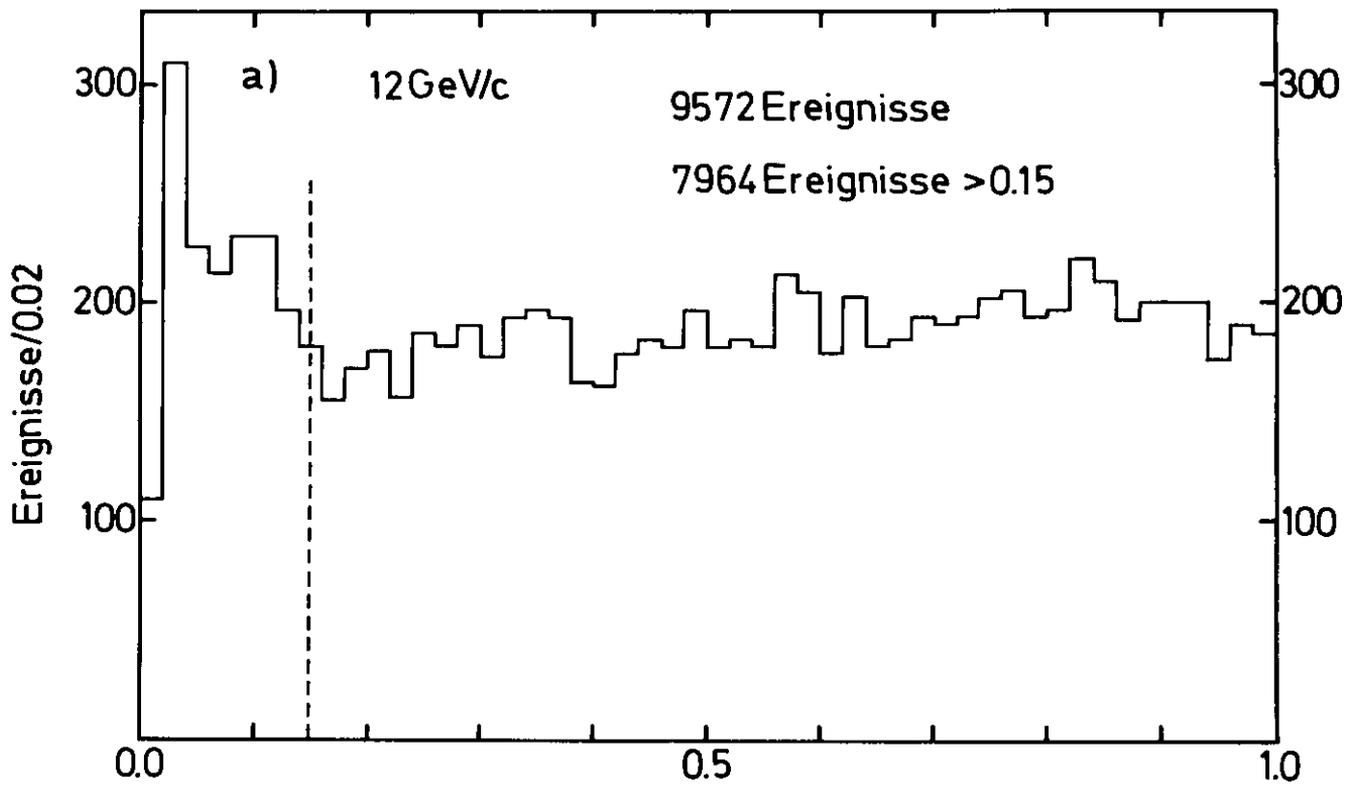


Abb.9

$\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  
 $pp \rightarrow n p \pi^+ \pi^+ \pi^-$  (n vorwärts)

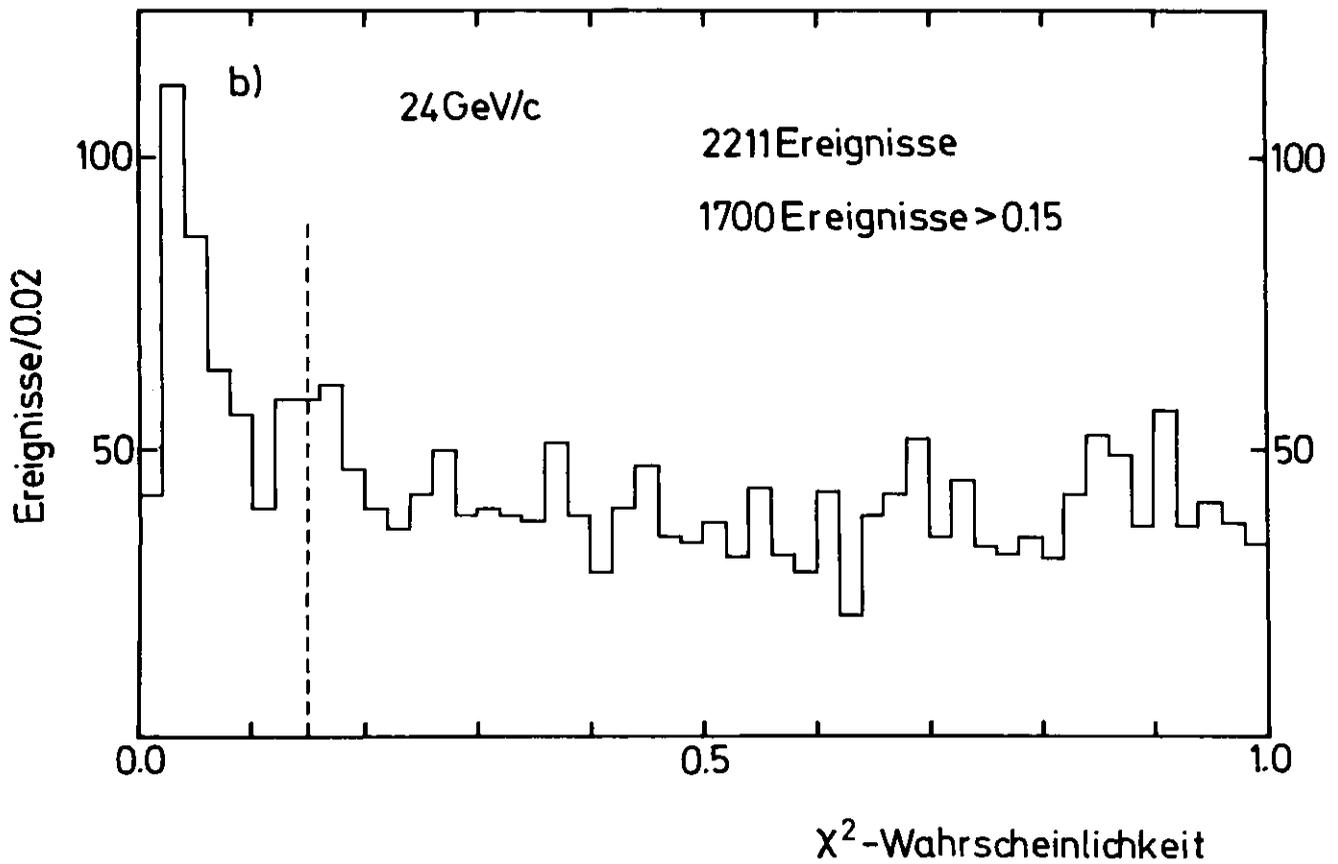
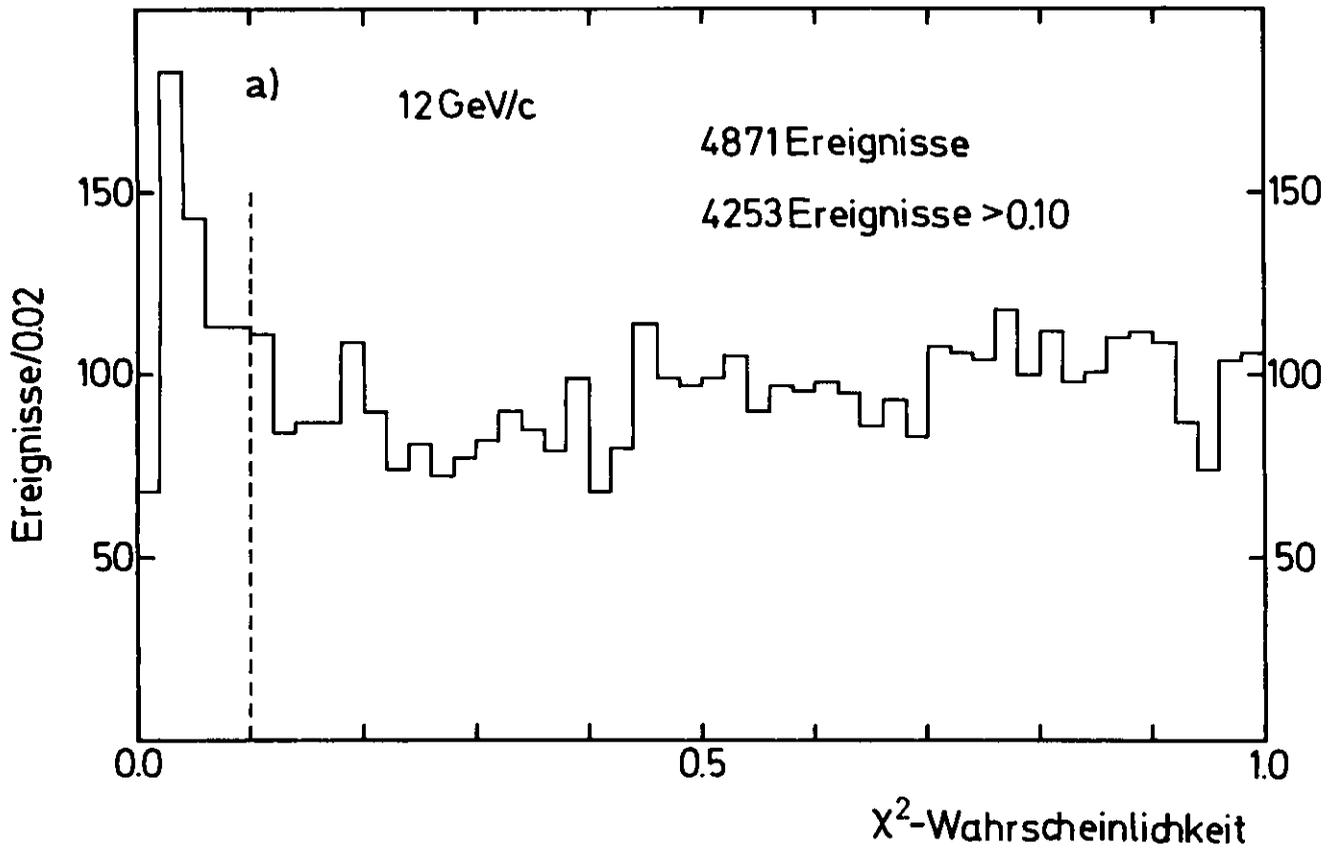


Abb.10

(fehlende Masse)<sup>2</sup>  
 $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$

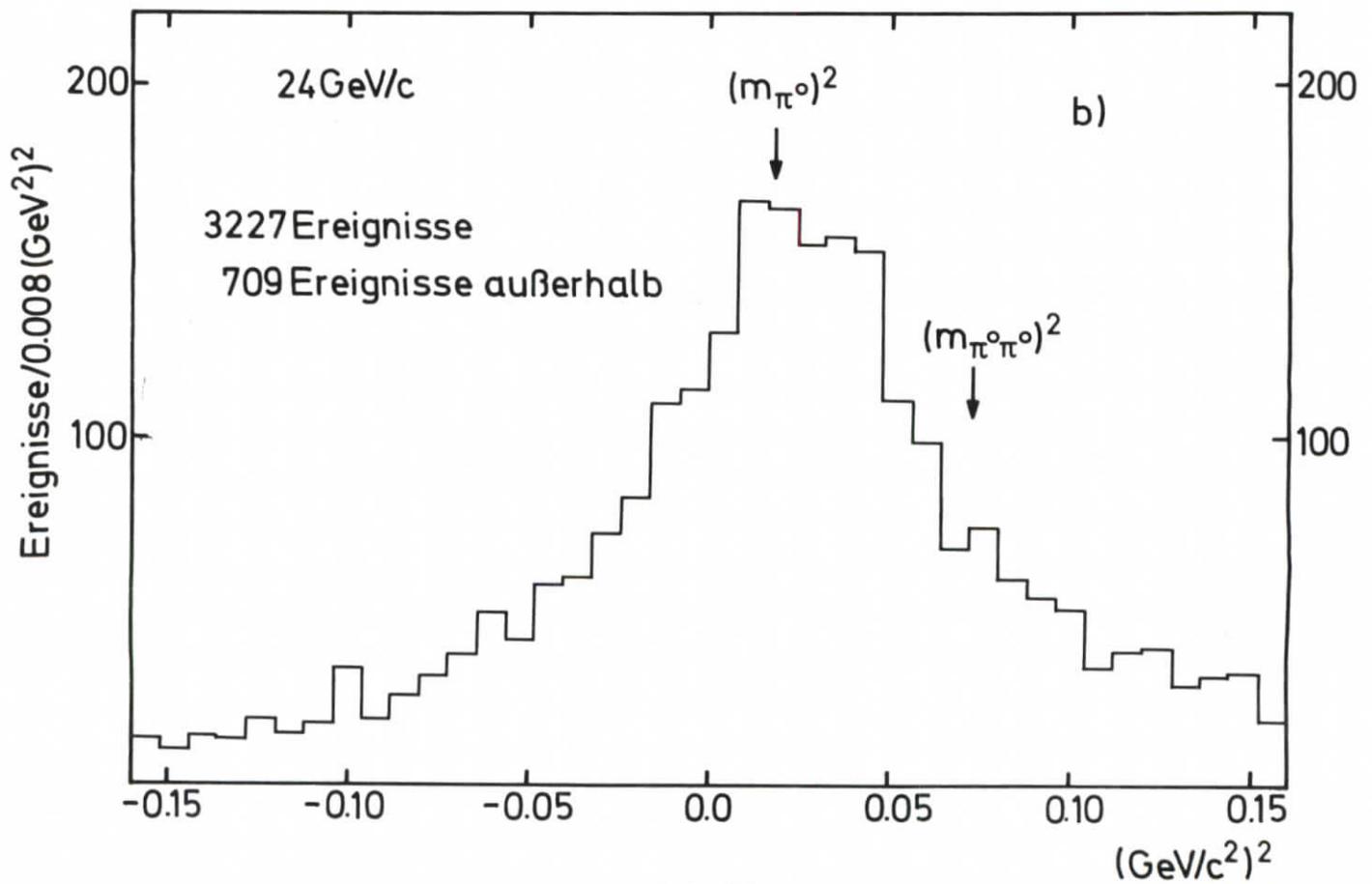
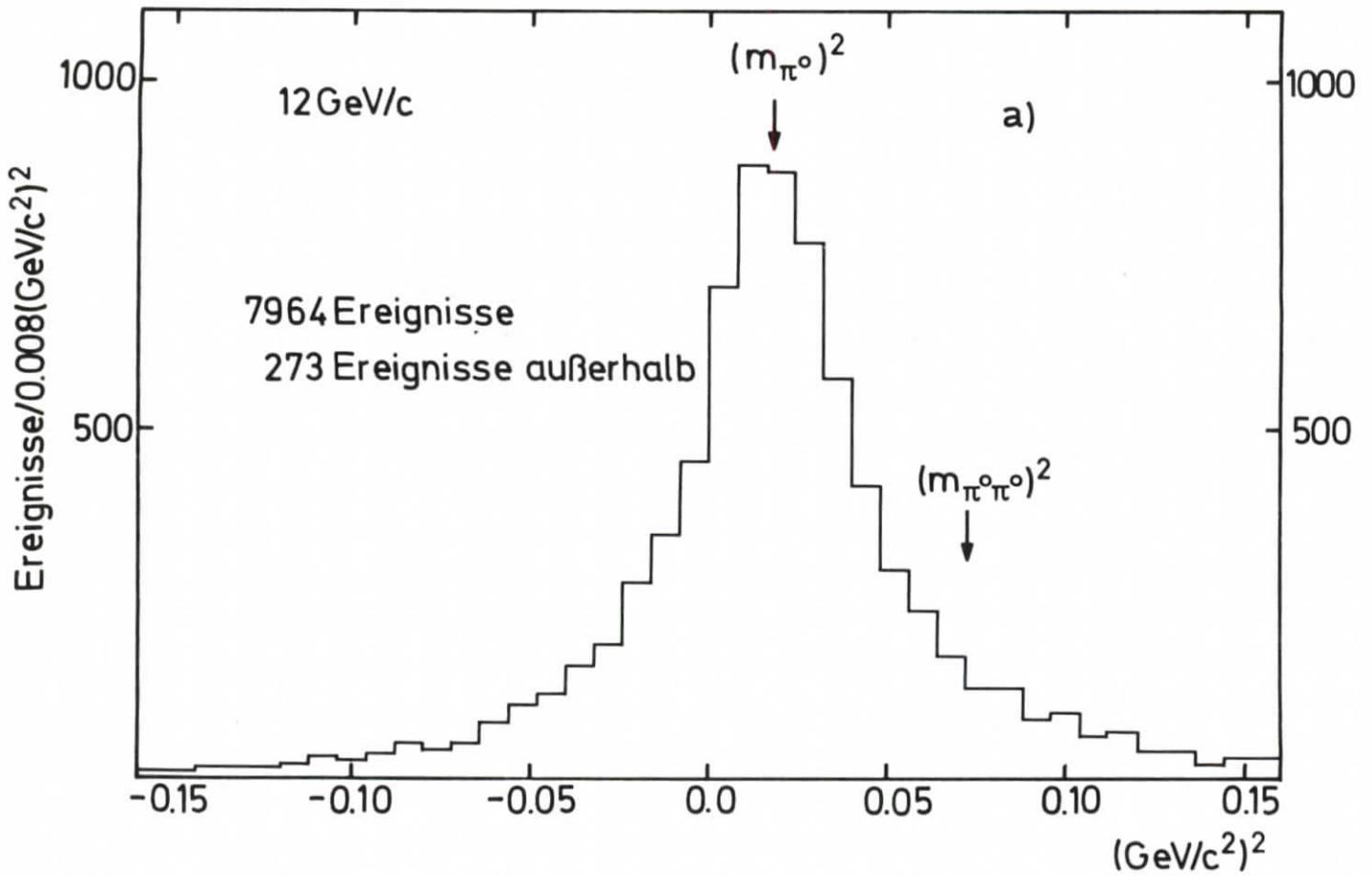


Abb.11

(fehlende Masse)

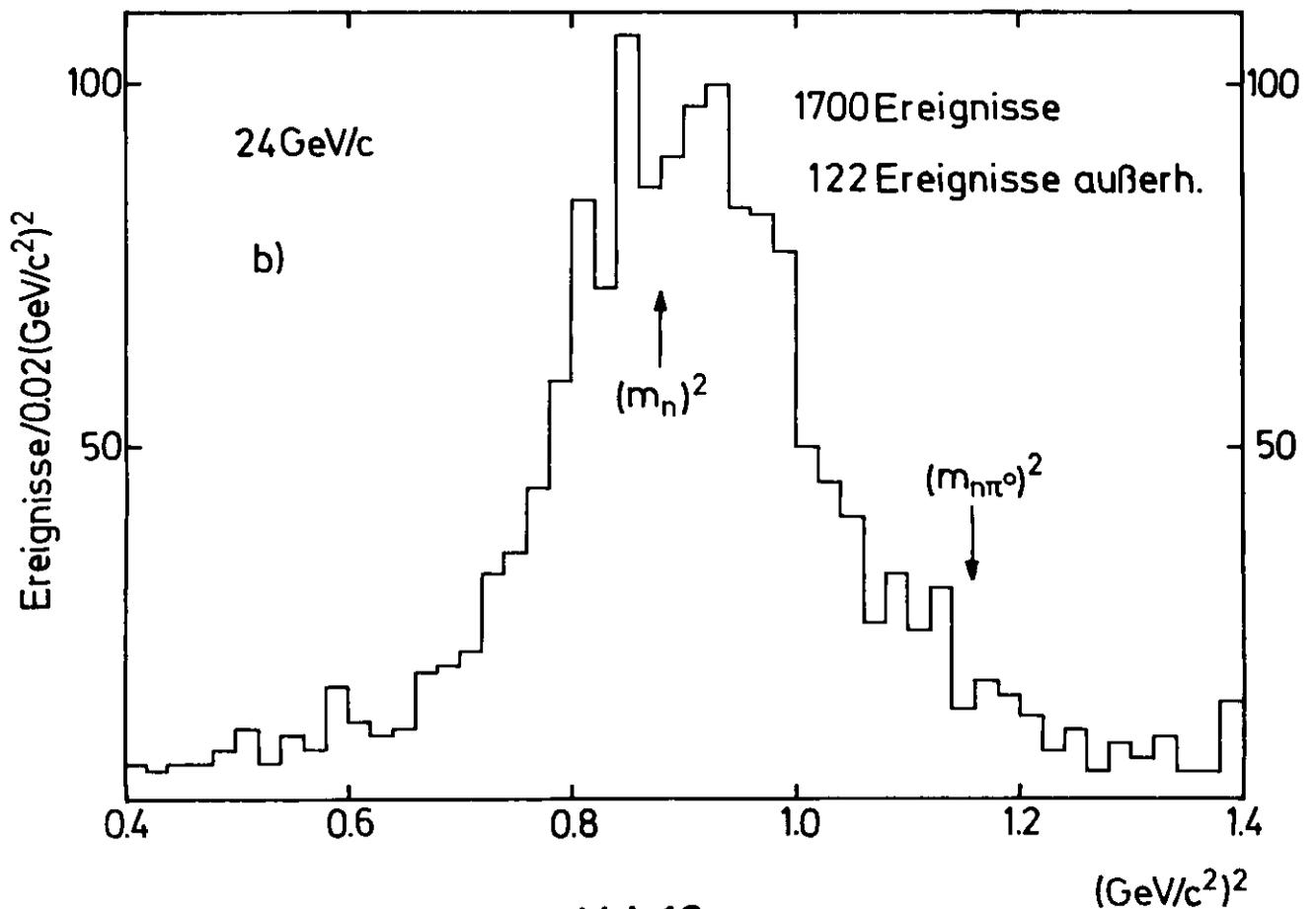
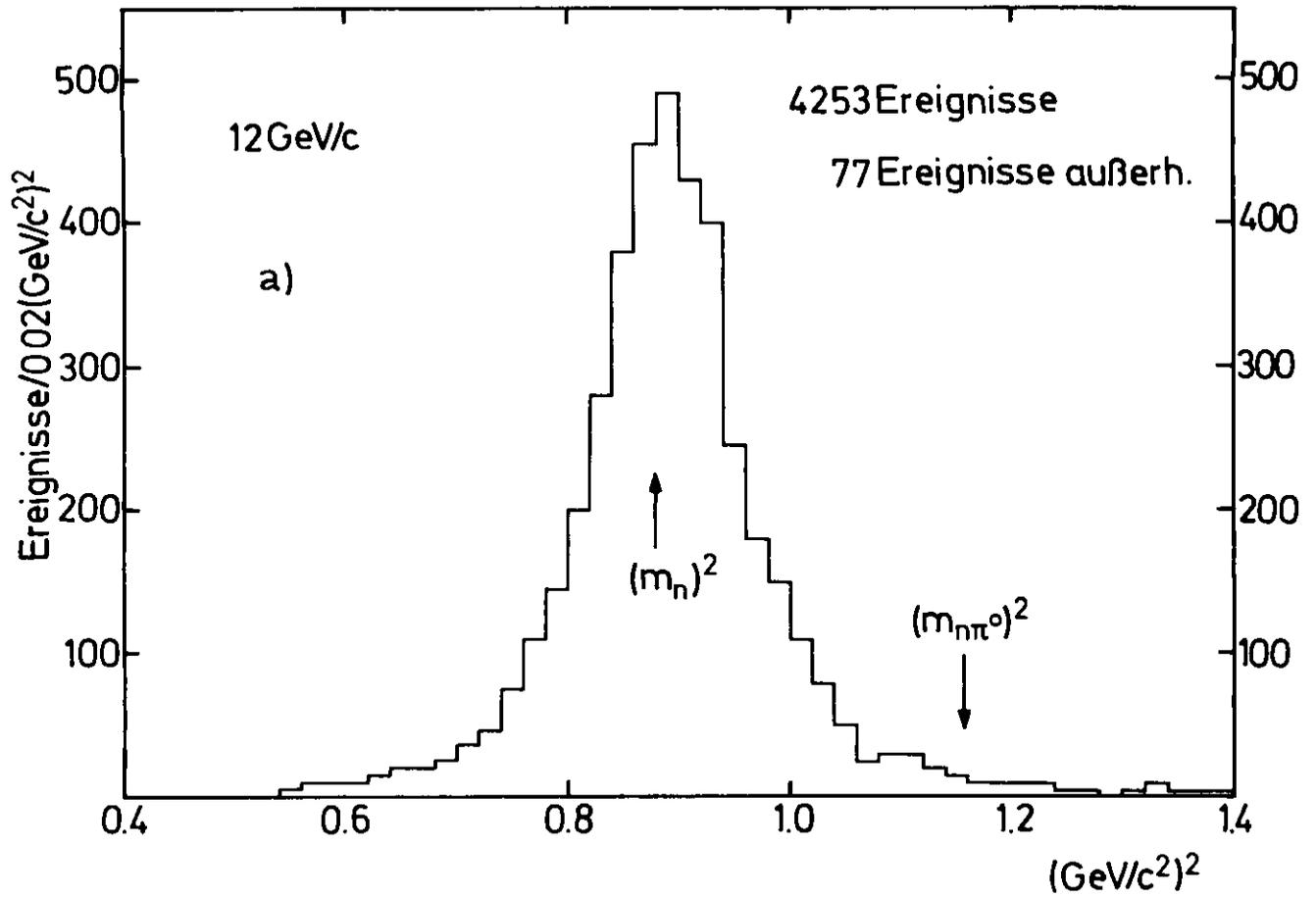


Abb.12

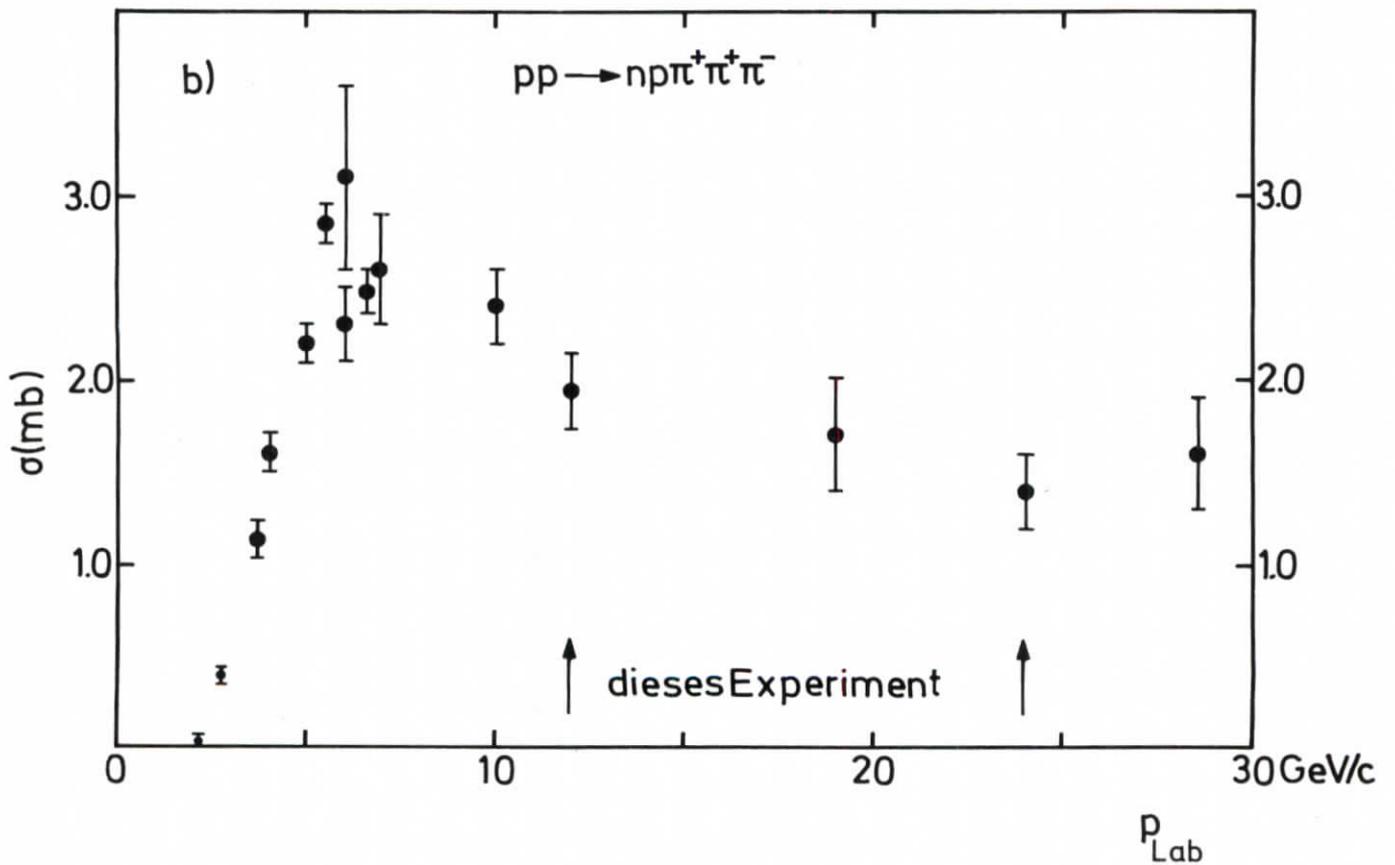
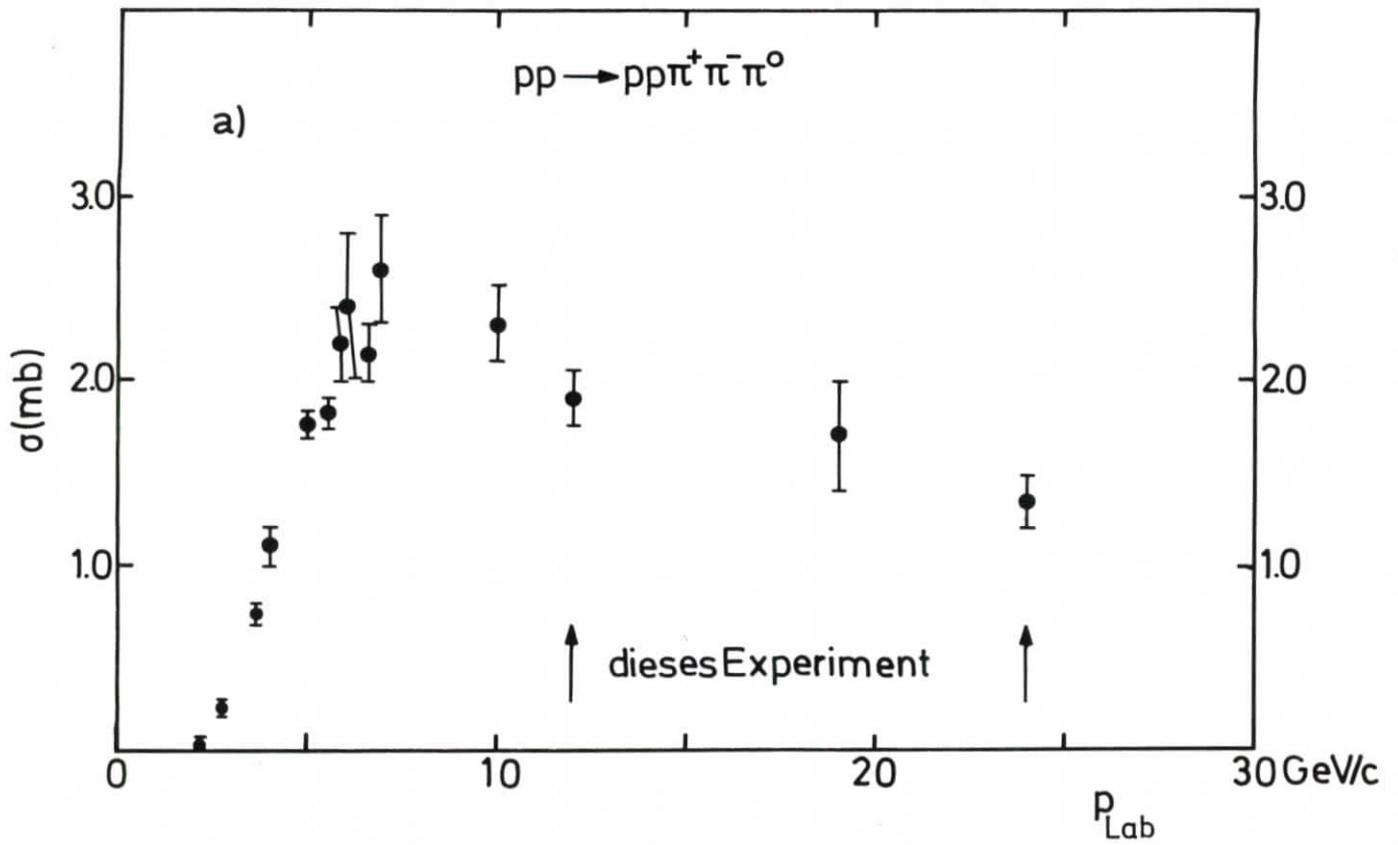


Abb.13

# MULTI-REGGE-GRAPHEN

Reaktion:  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$

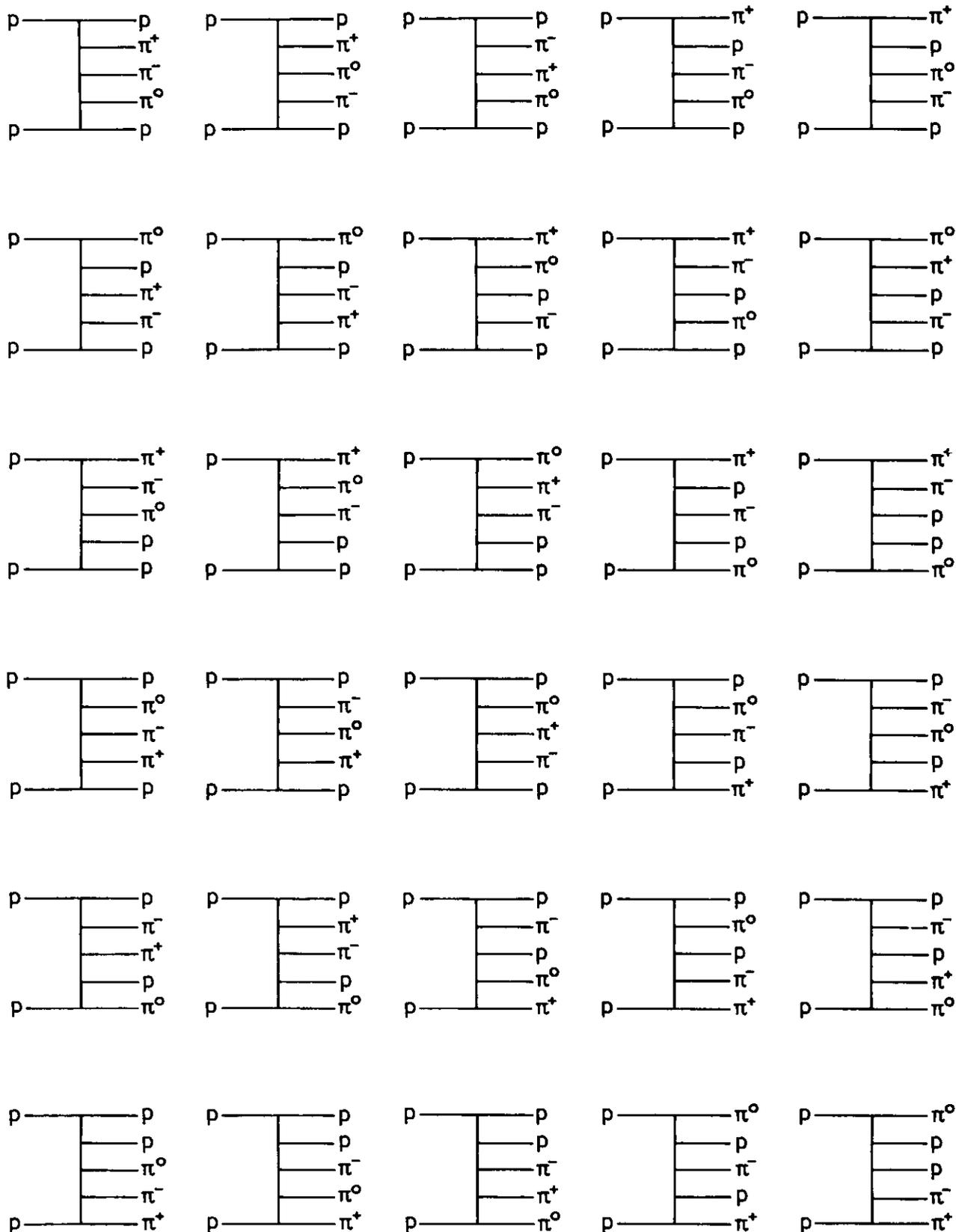


Abb.14a

# MULTI-REGGE-GRAPHEN

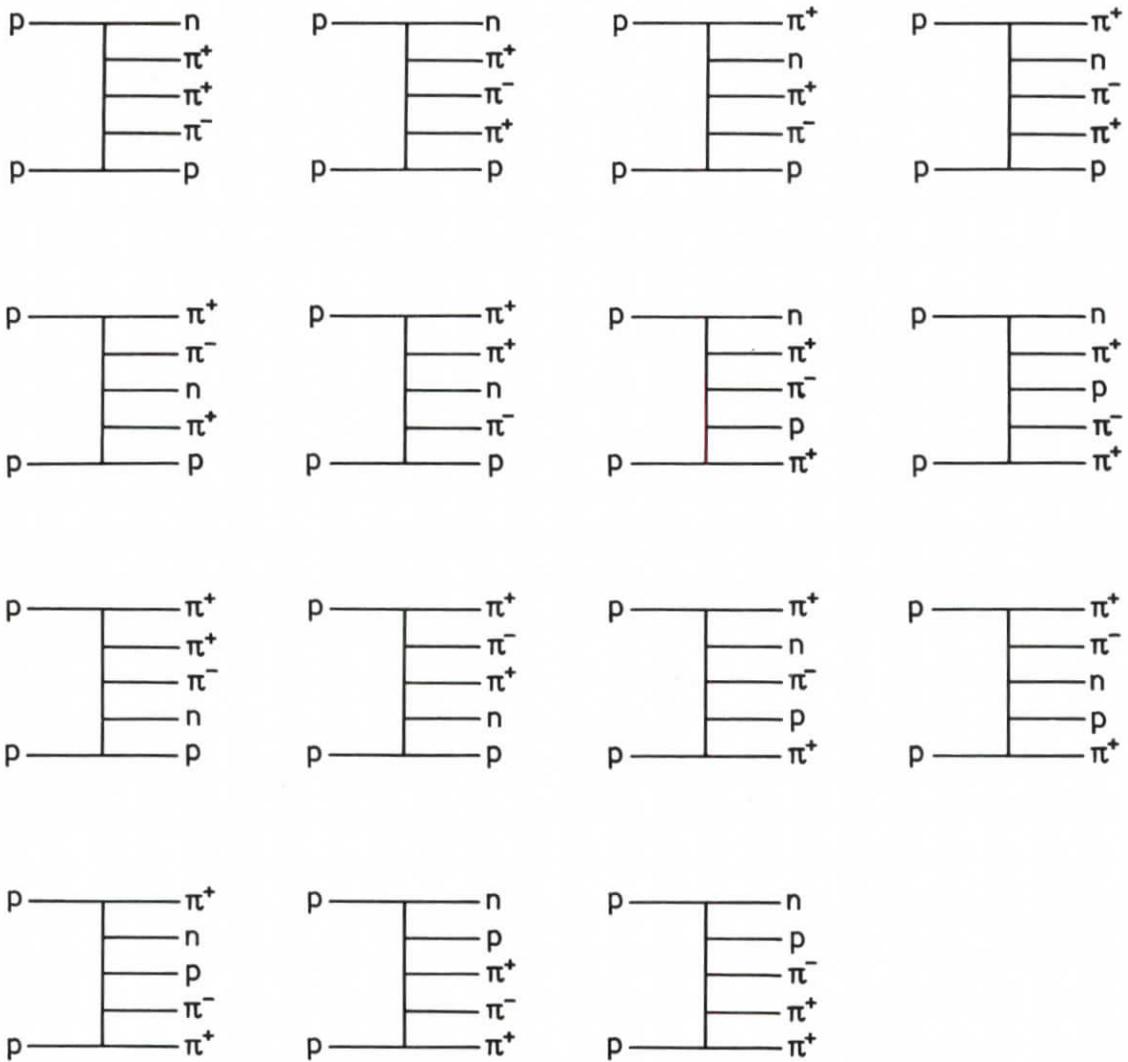


Abb.14 b



Teilchen / 0.1 (GeV/c)

 $p_T^*$ 

12 GeV/c

Teilchen / 0.18 (GeV/c)

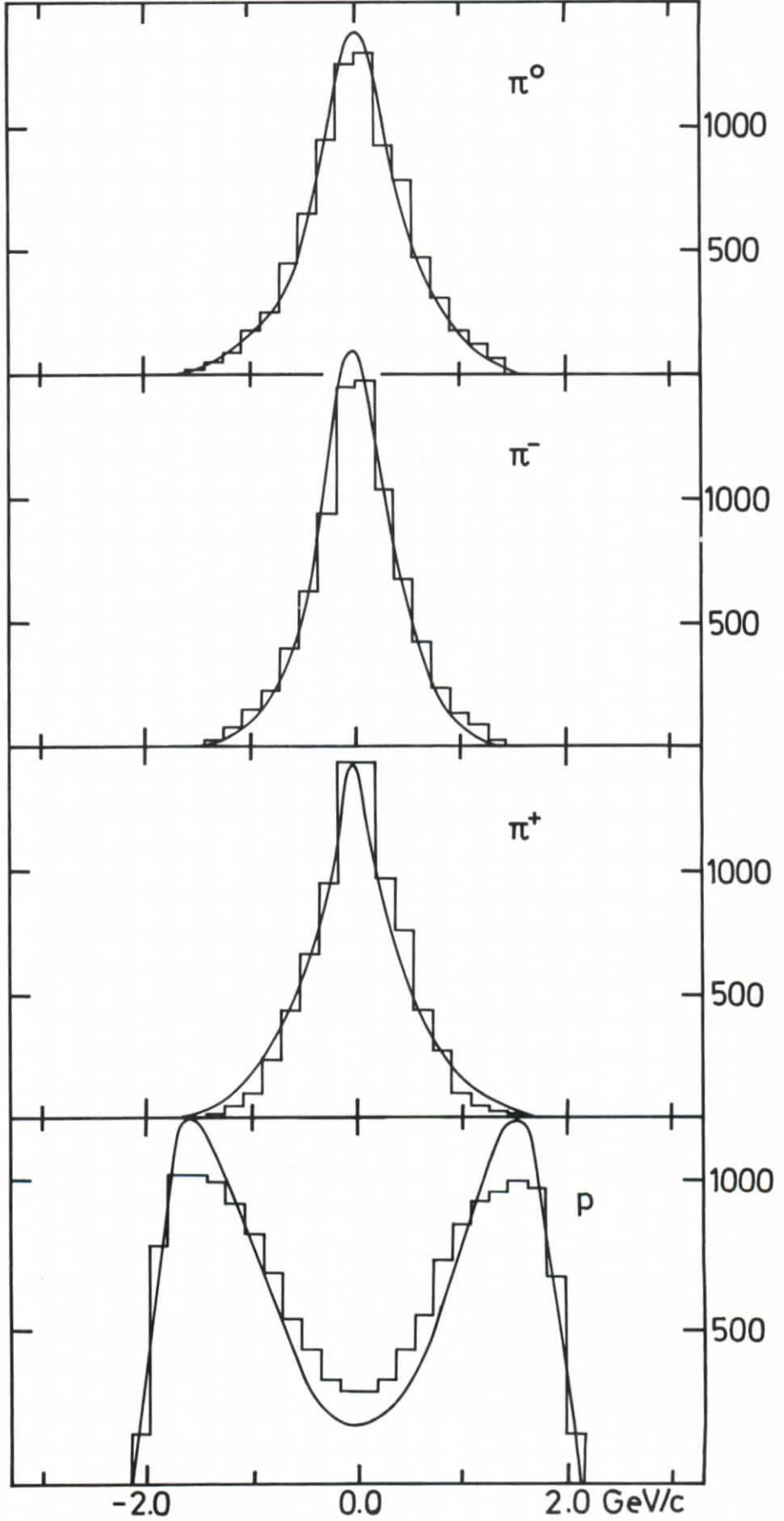
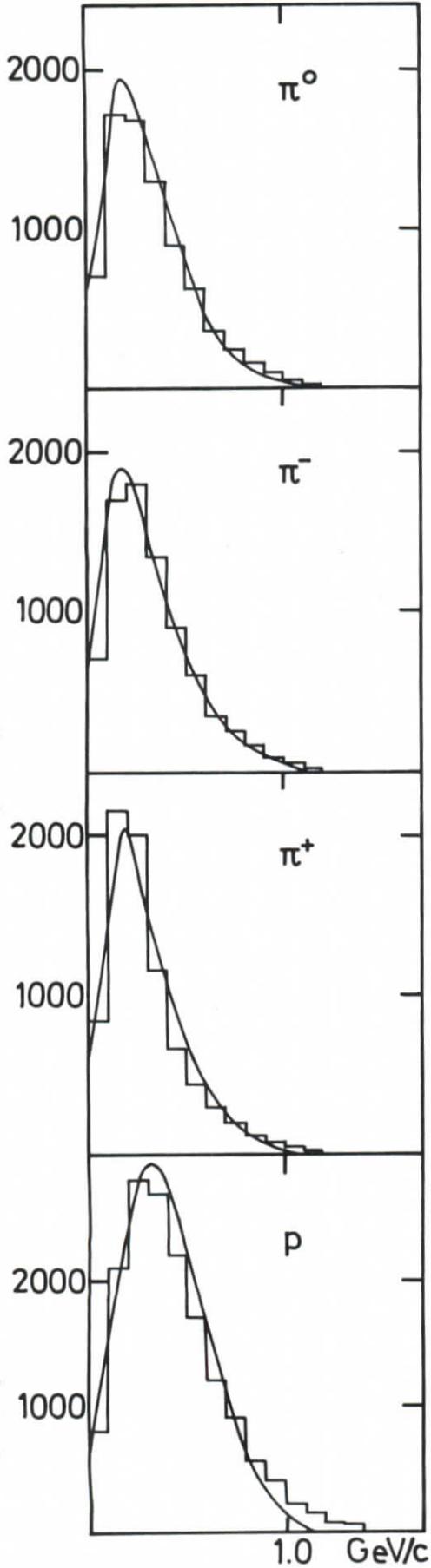
 $p_L^*$ 


Abb.15a



Teilchen/0.1(GeV/c)

 $p_T^*$ 

12GeV/c

Teilchen/0.18(GeV/c)

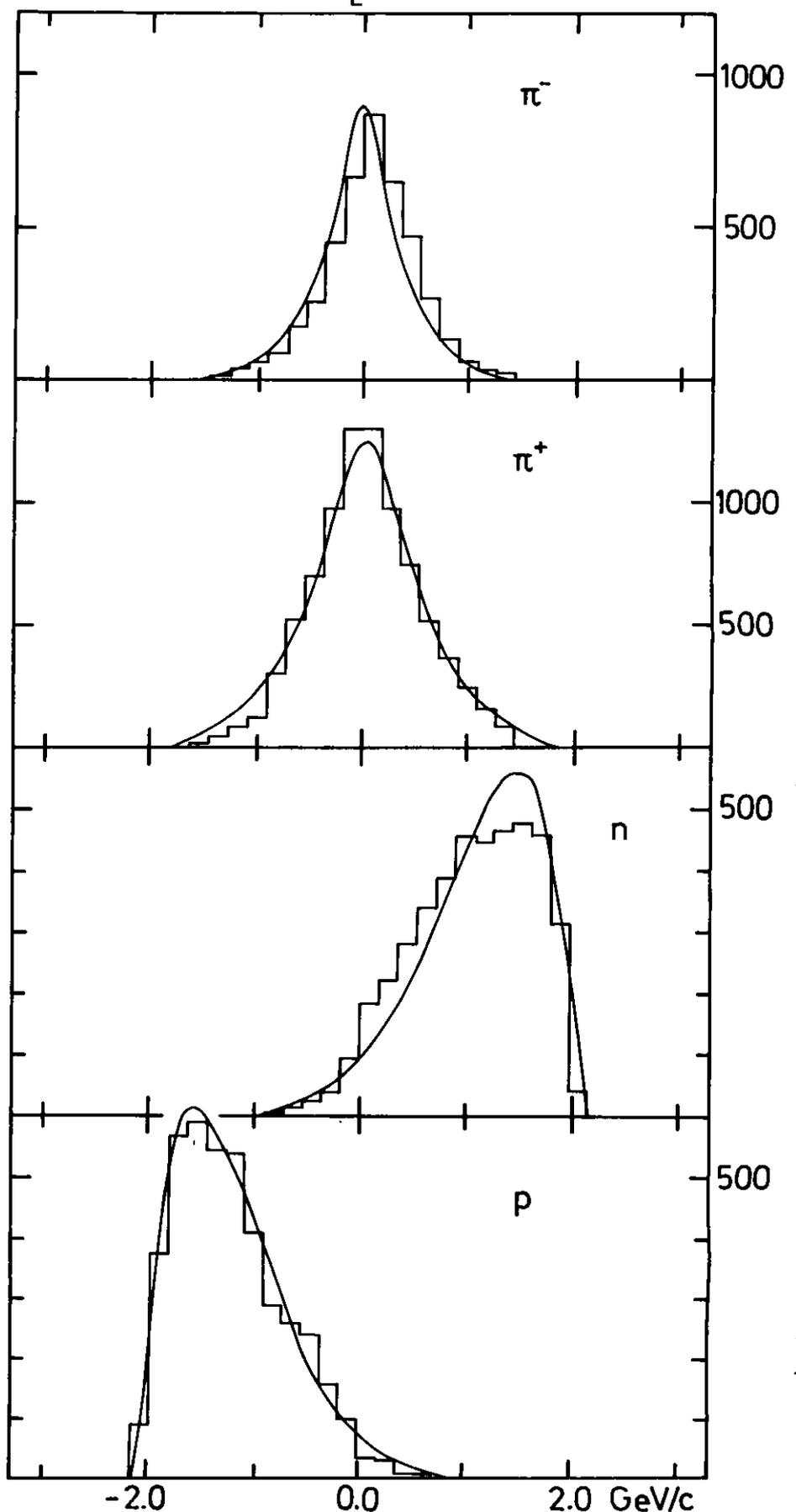
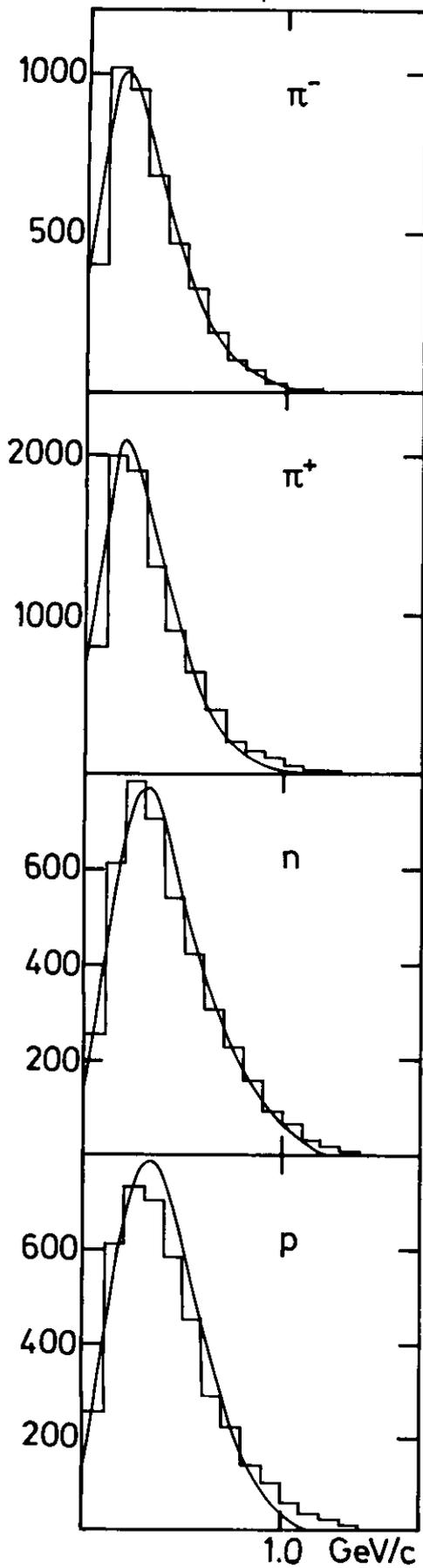
 $p_L^*$ 

Abb.15b



Teilchen/0.1(GeV/c)  
 $p_T^*$

24GeV/c

Teilchen/0.18(GeV/c)  
 $p_L^*$

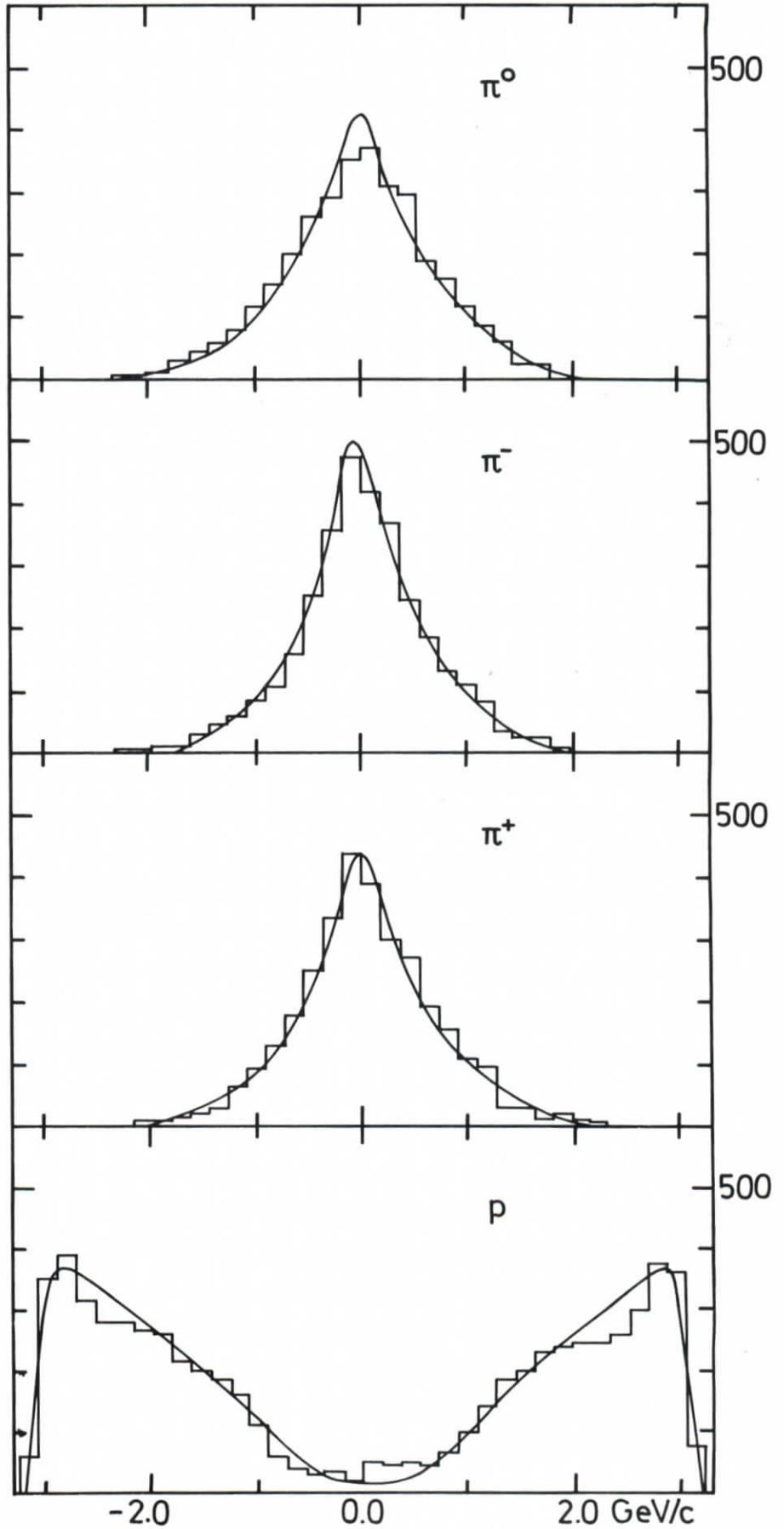
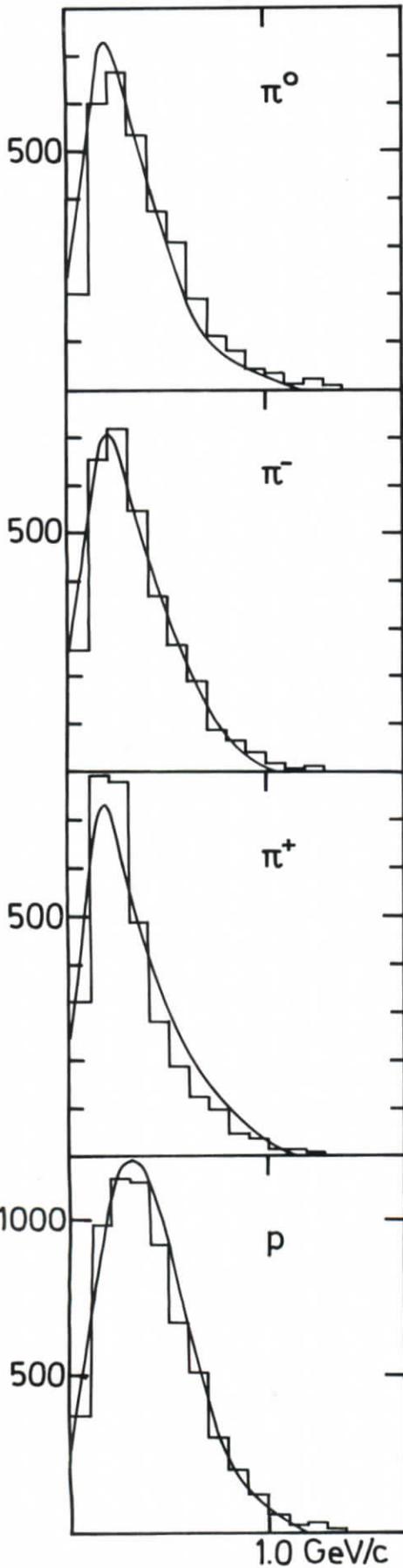


Abb.15c



Teilchen/0.1(GeV/c)  
 $p_T^*$

24 GeV/c

Teilchen/0.18(GeV/c)  
 $p_L^*$

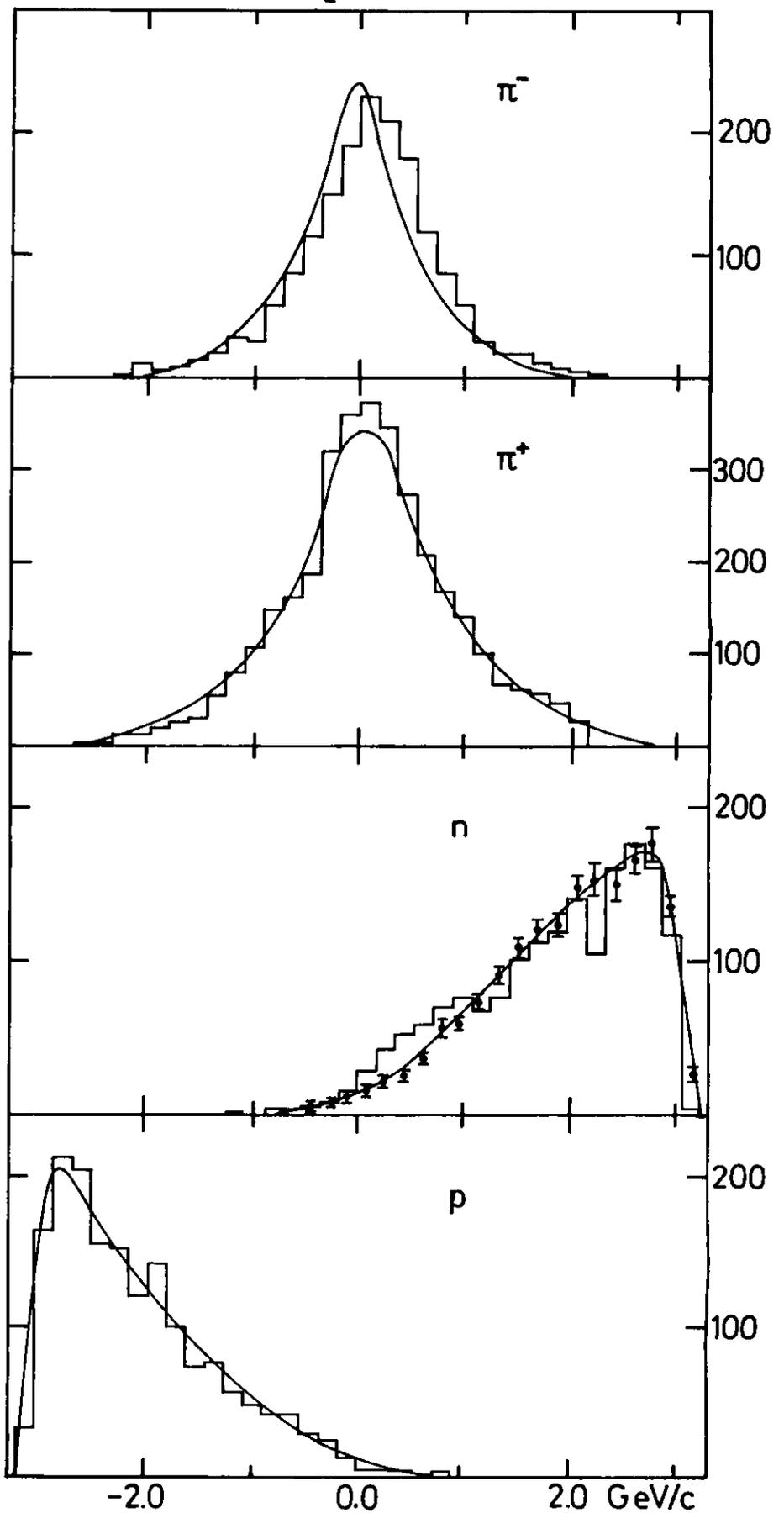
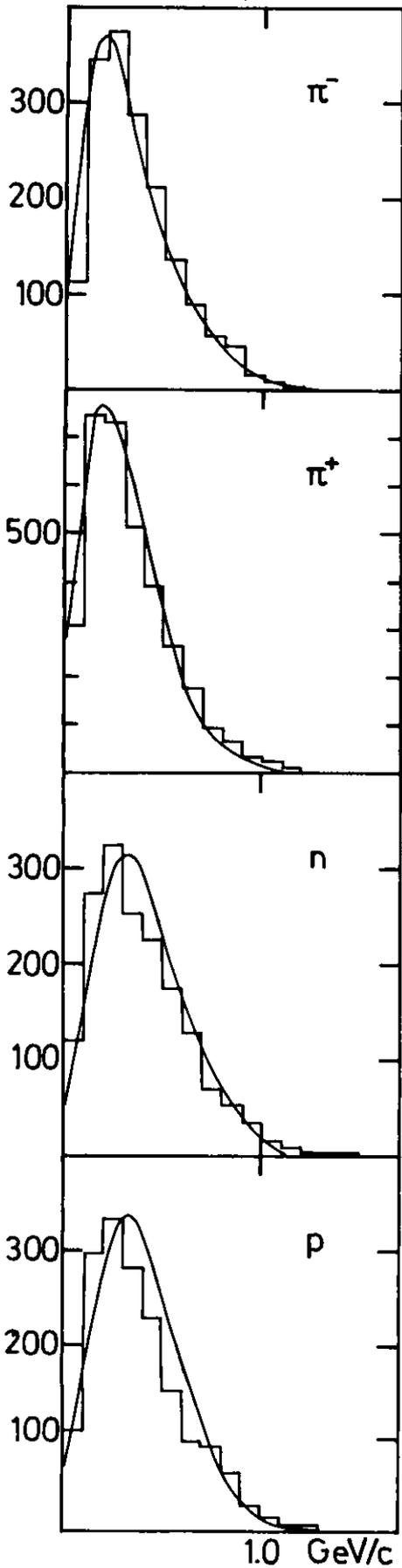


Abb.15d

$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$   
7964 Ereignisse 12 GeV/c

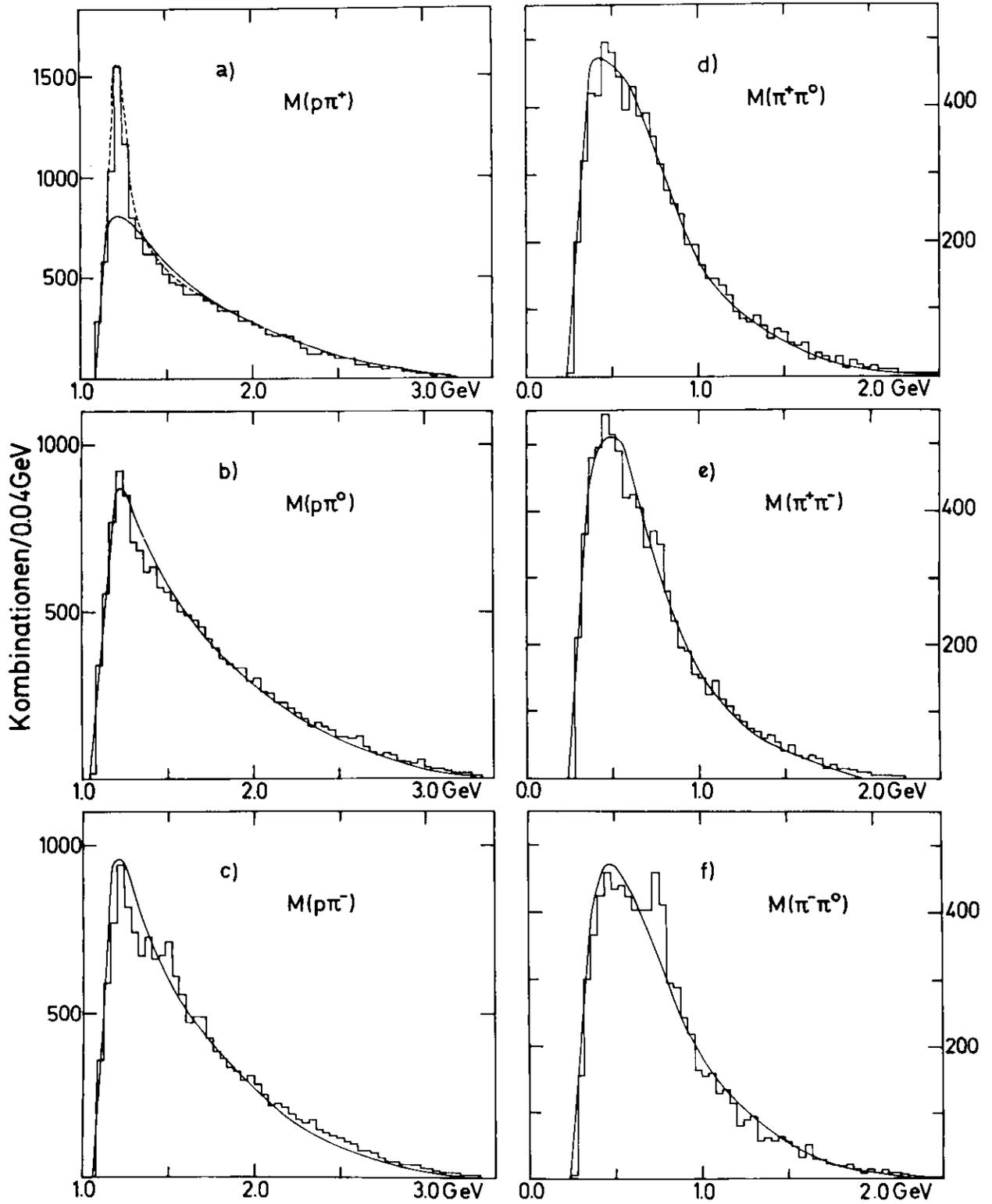


Abb.16

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

7964 Ereignisse 12 GeV/c

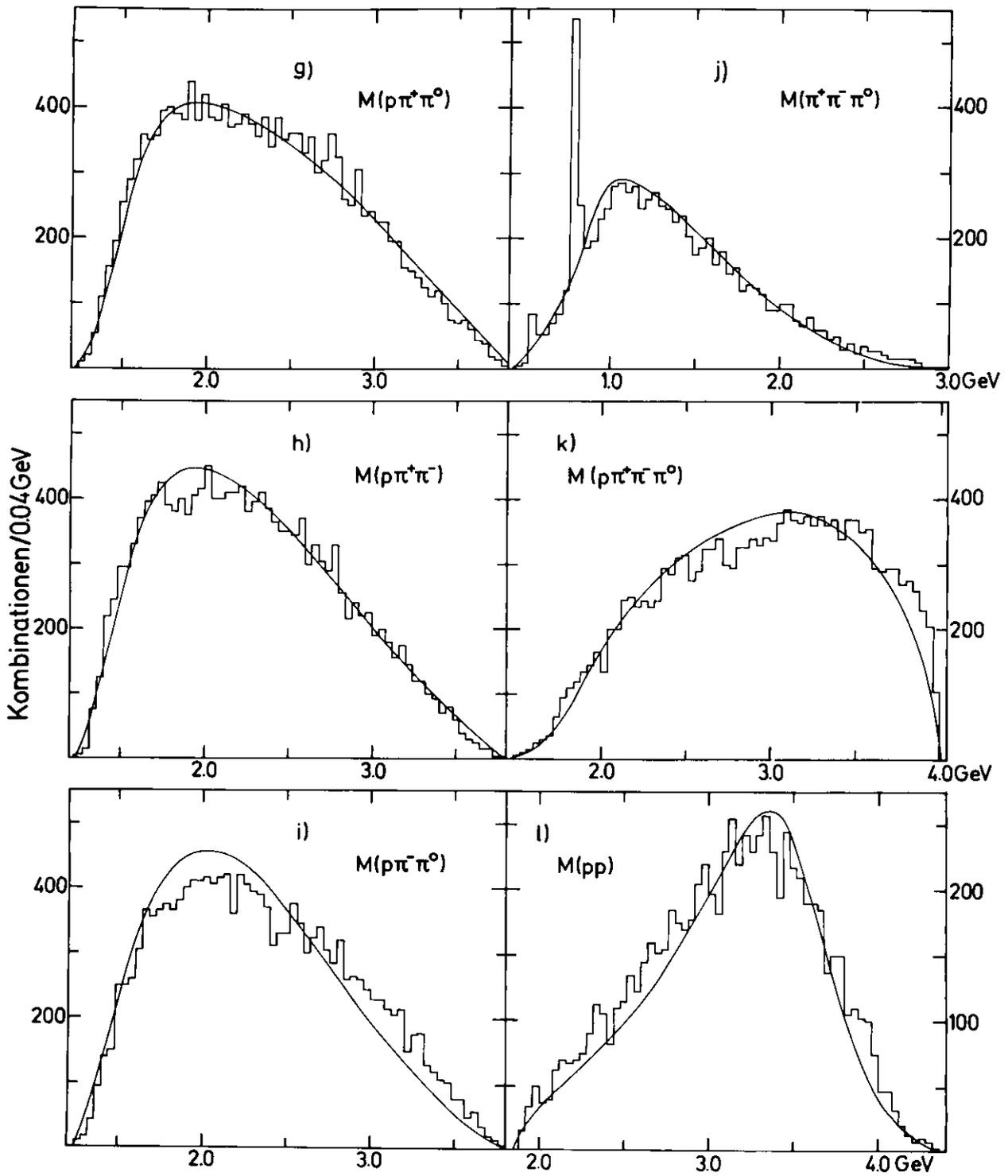


Abb.16

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

4253 Ereignisse 12 GeV/c

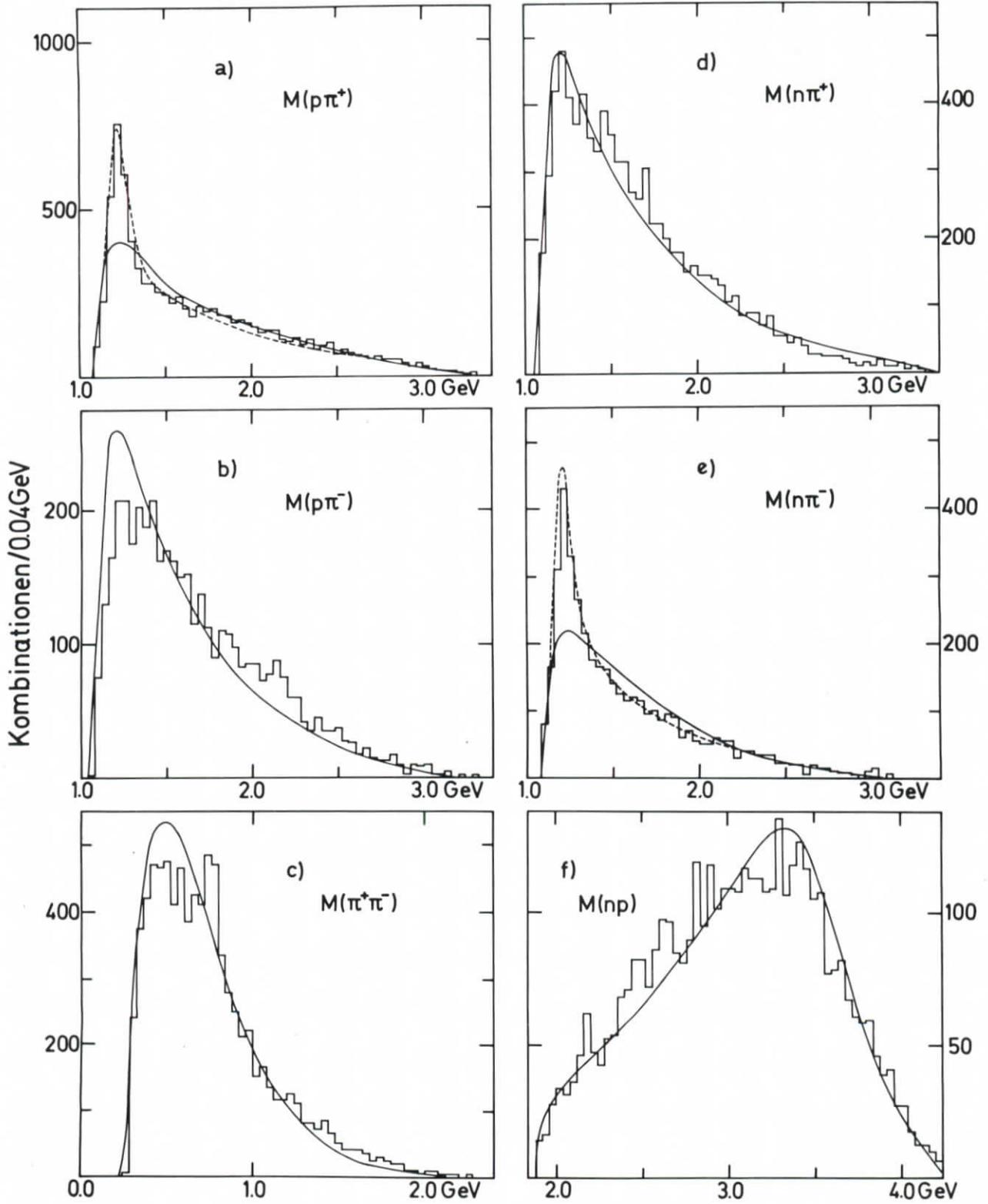


Abb.17

$pp \rightarrow \eta p \pi^+ \pi^+ \pi^-$

4253 Ereignisse 12 GeV/c

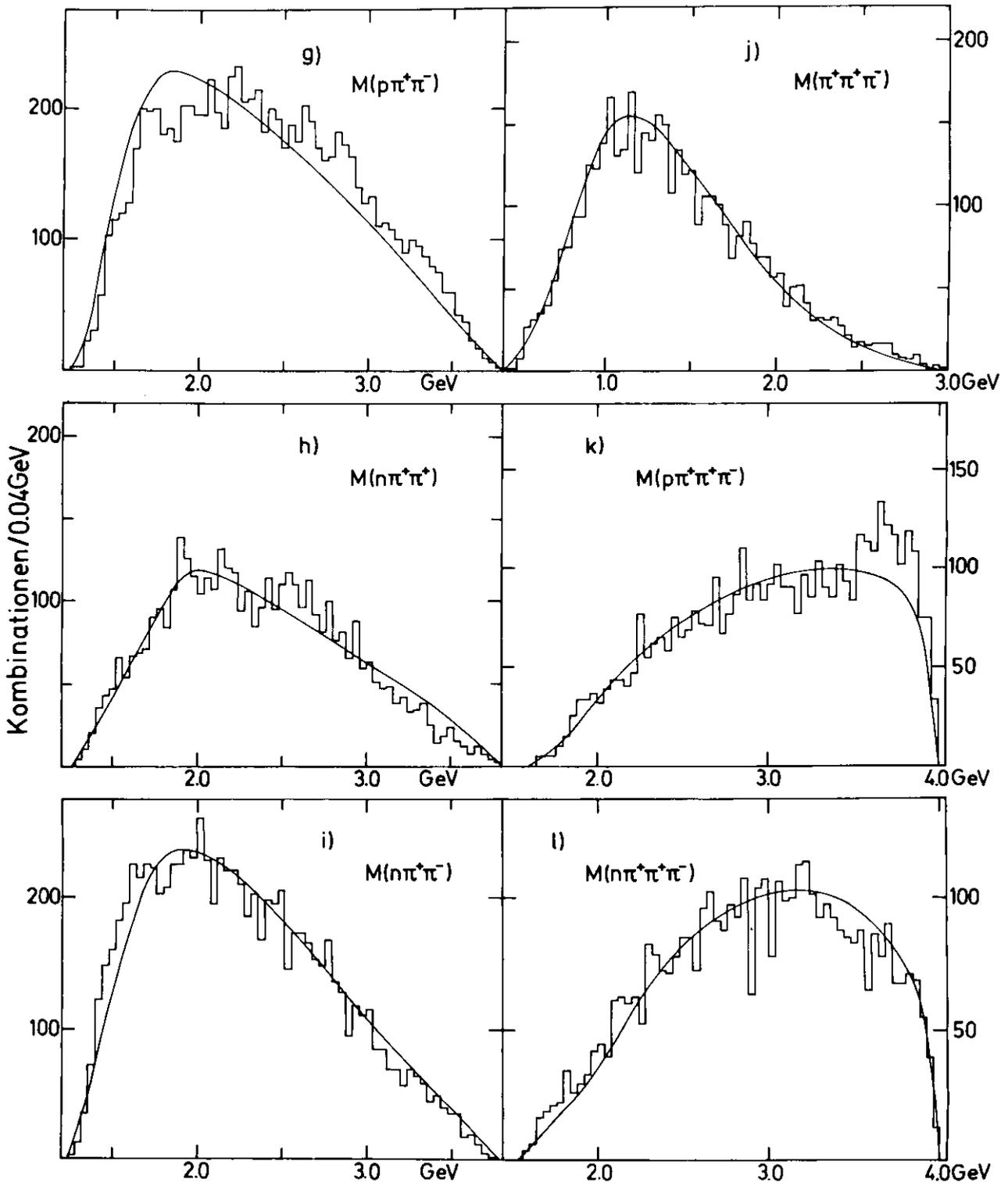


Abb.17

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

3227 Ereignisse 24 GeV/c

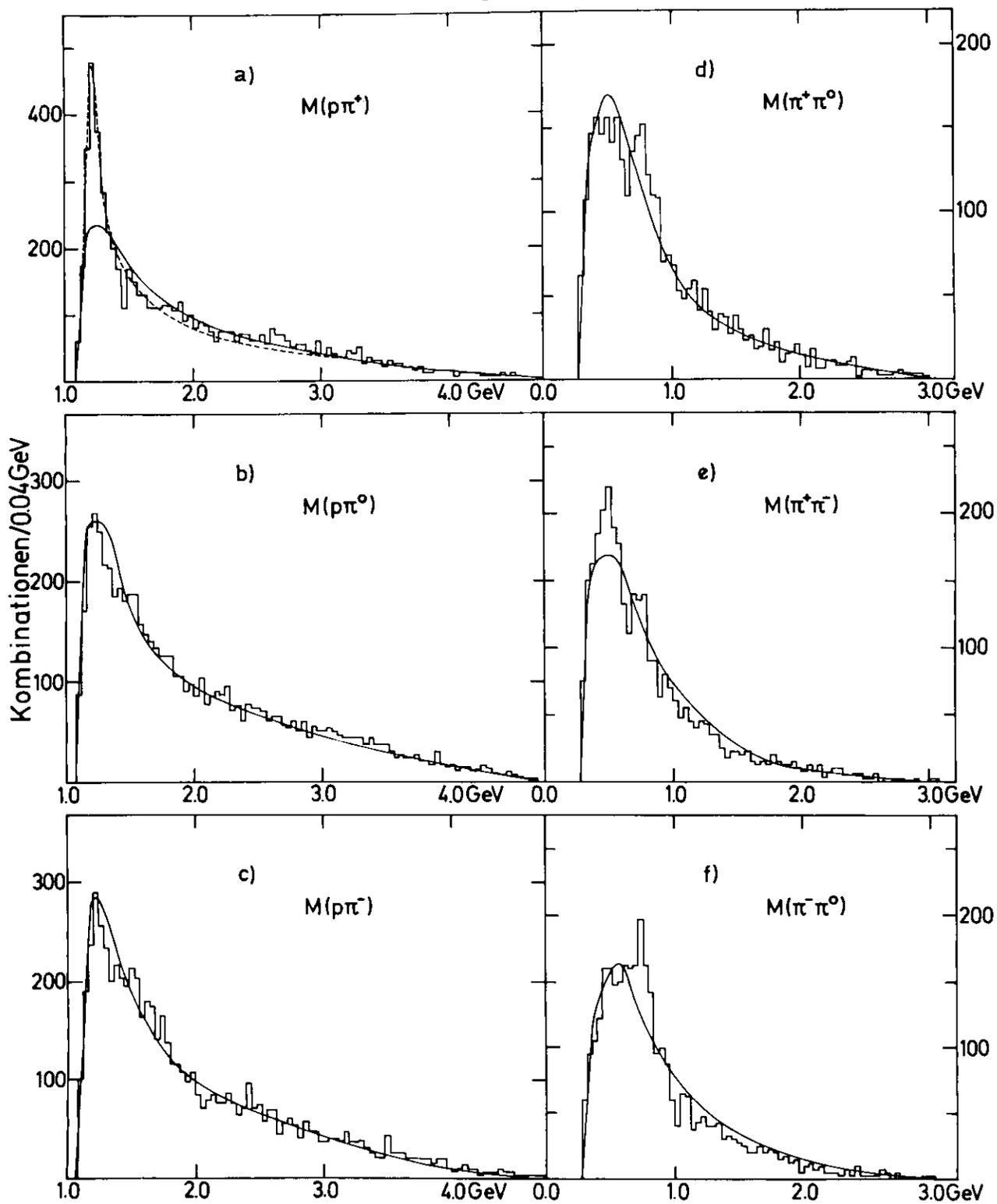


Abb.18

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

3227 Ereignisse 24GeV/c

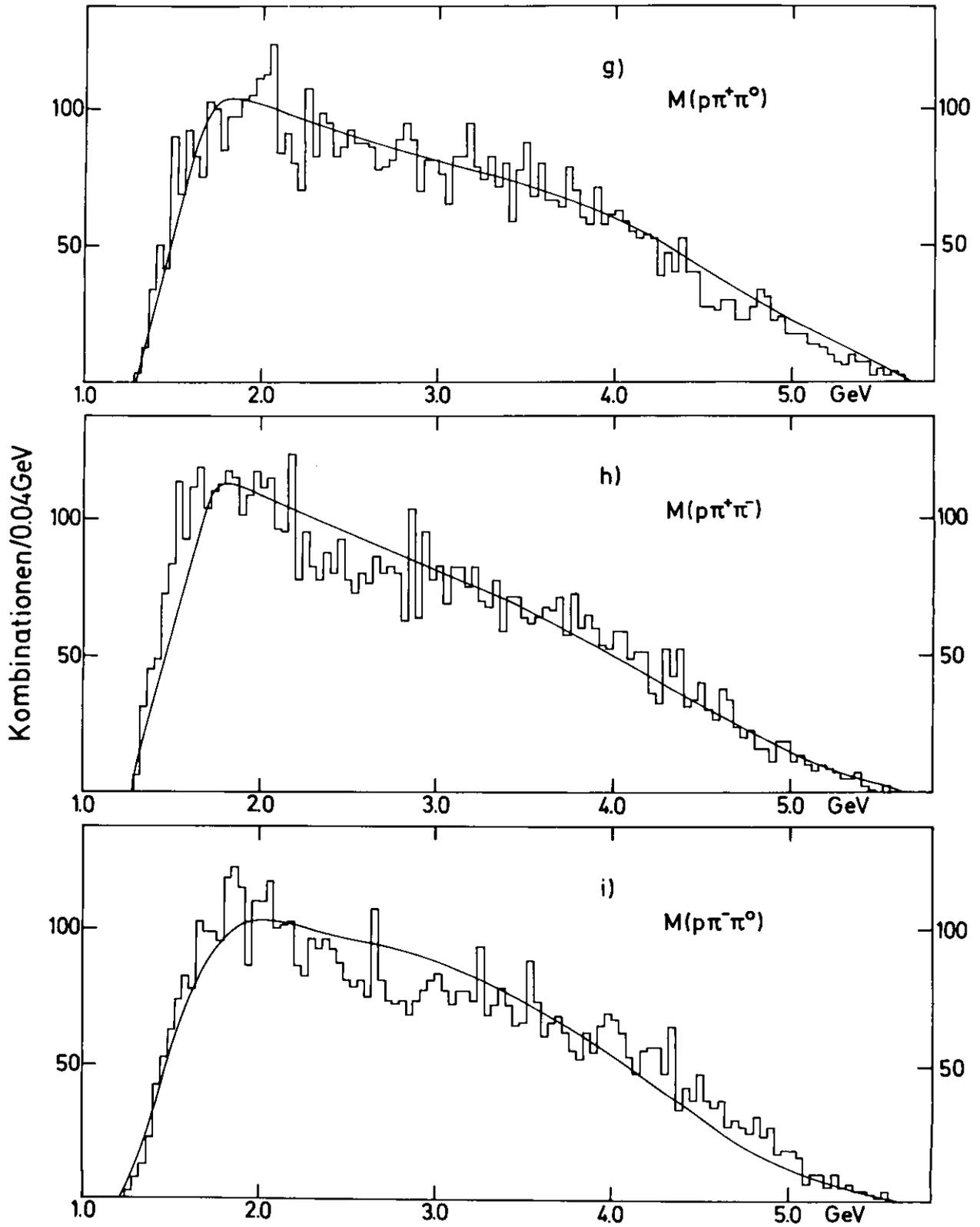


Abb.18

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

3227 Ereignisse 24 GeV/c

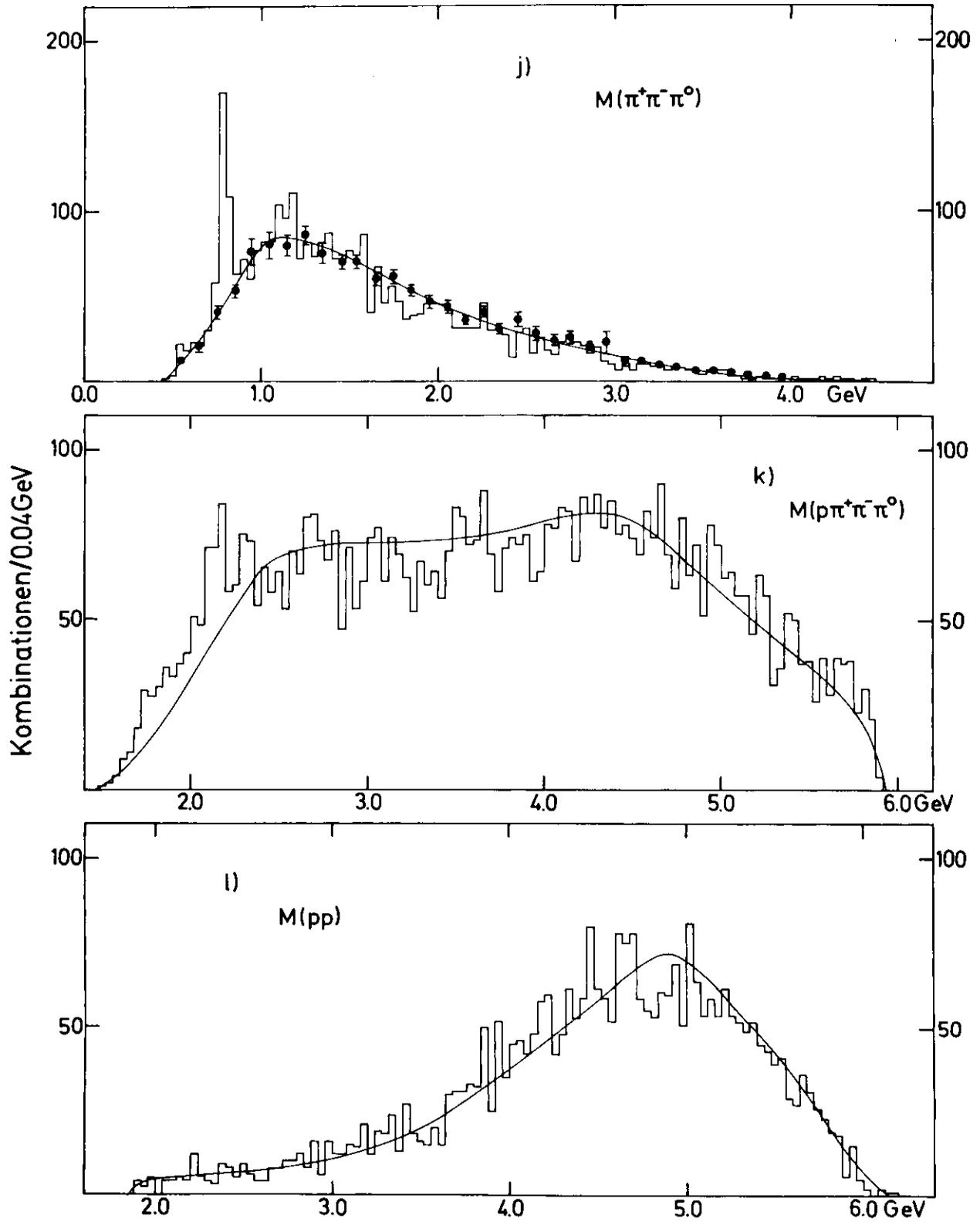


Abb.18

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

1700 Ereignisse 24 GeV/c

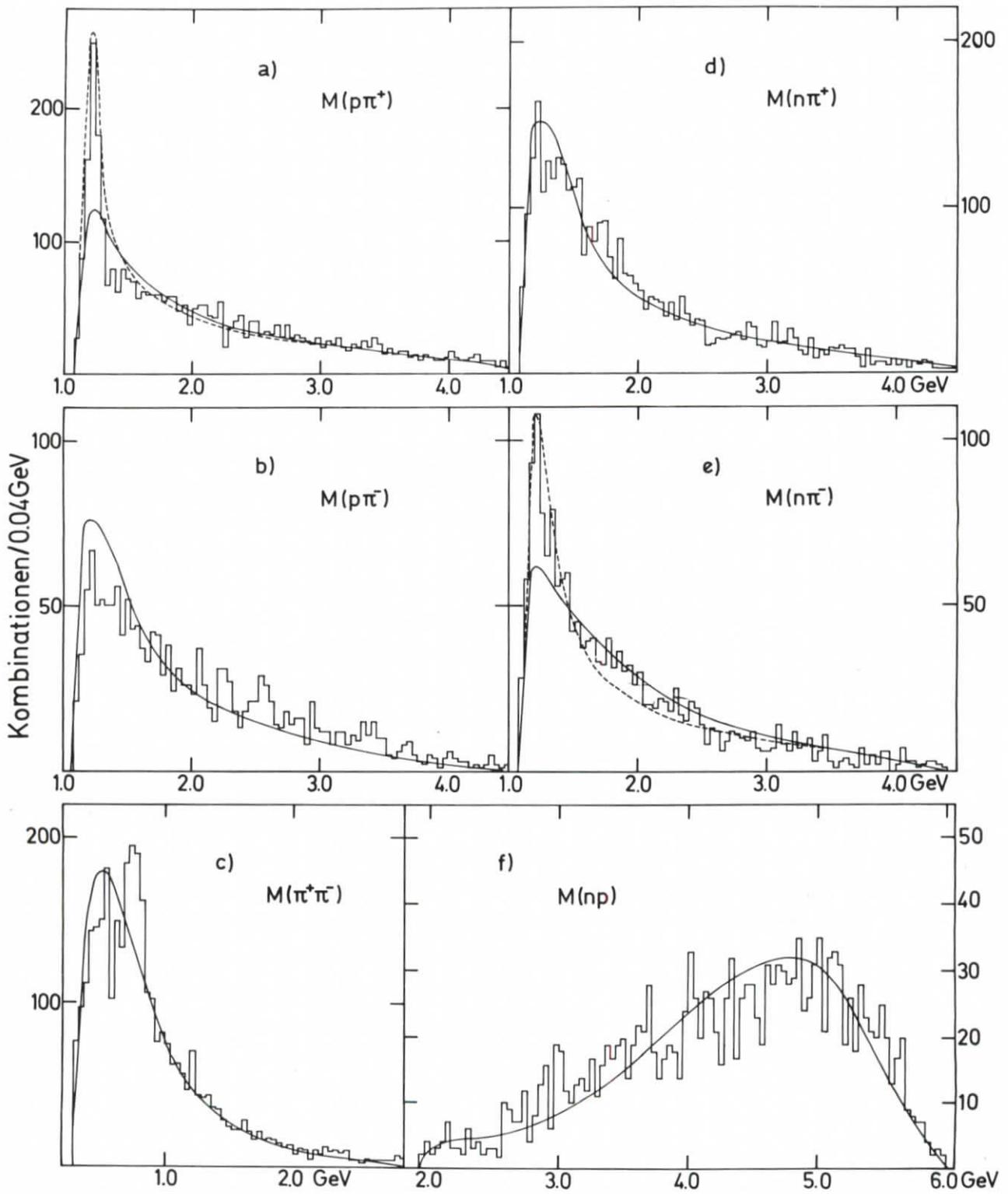
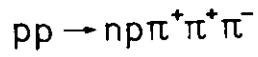


Abb.19



1700 Ereignisse 24 GeV/c

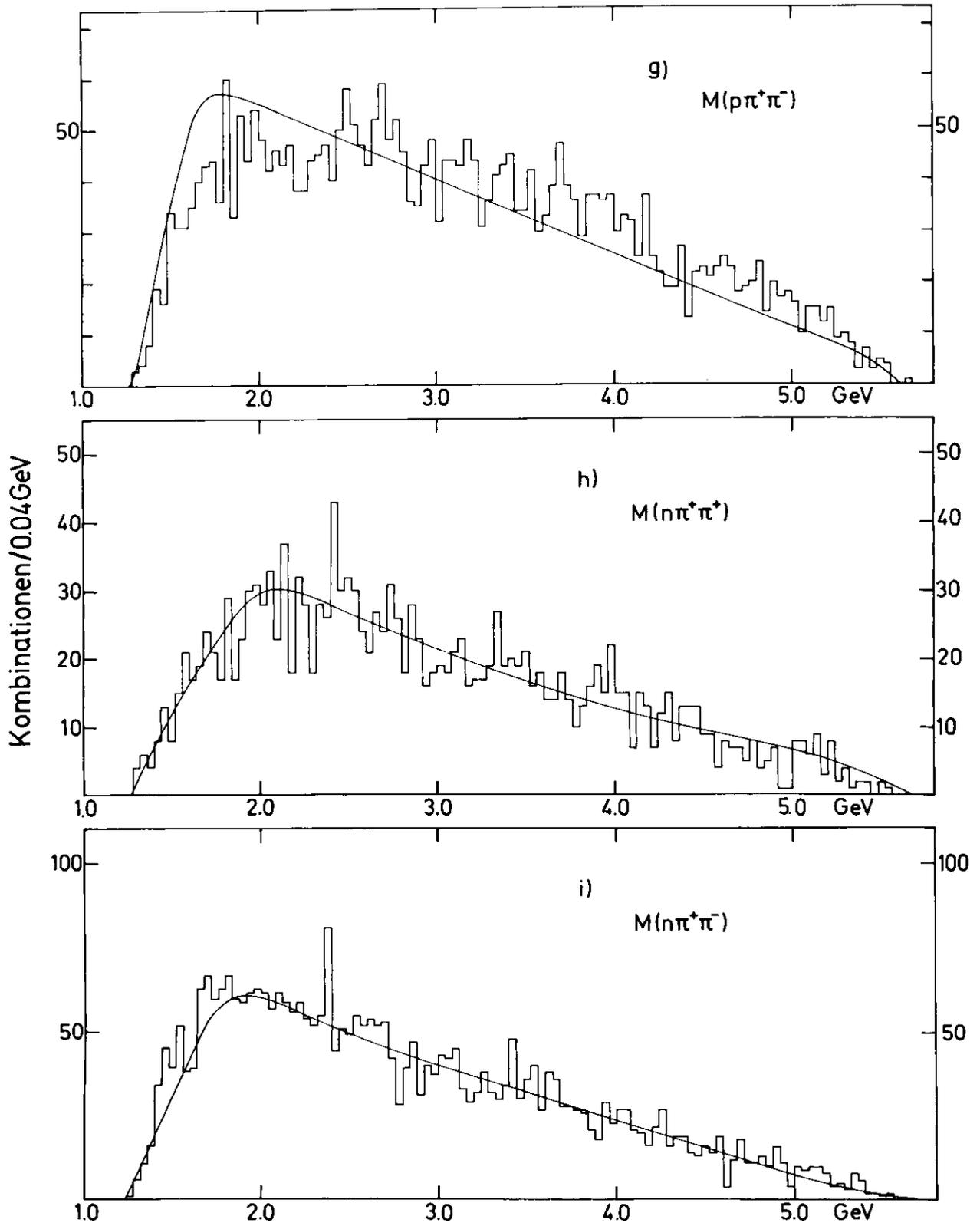


Abb.19



1700 Ereignisse 24GeV/c

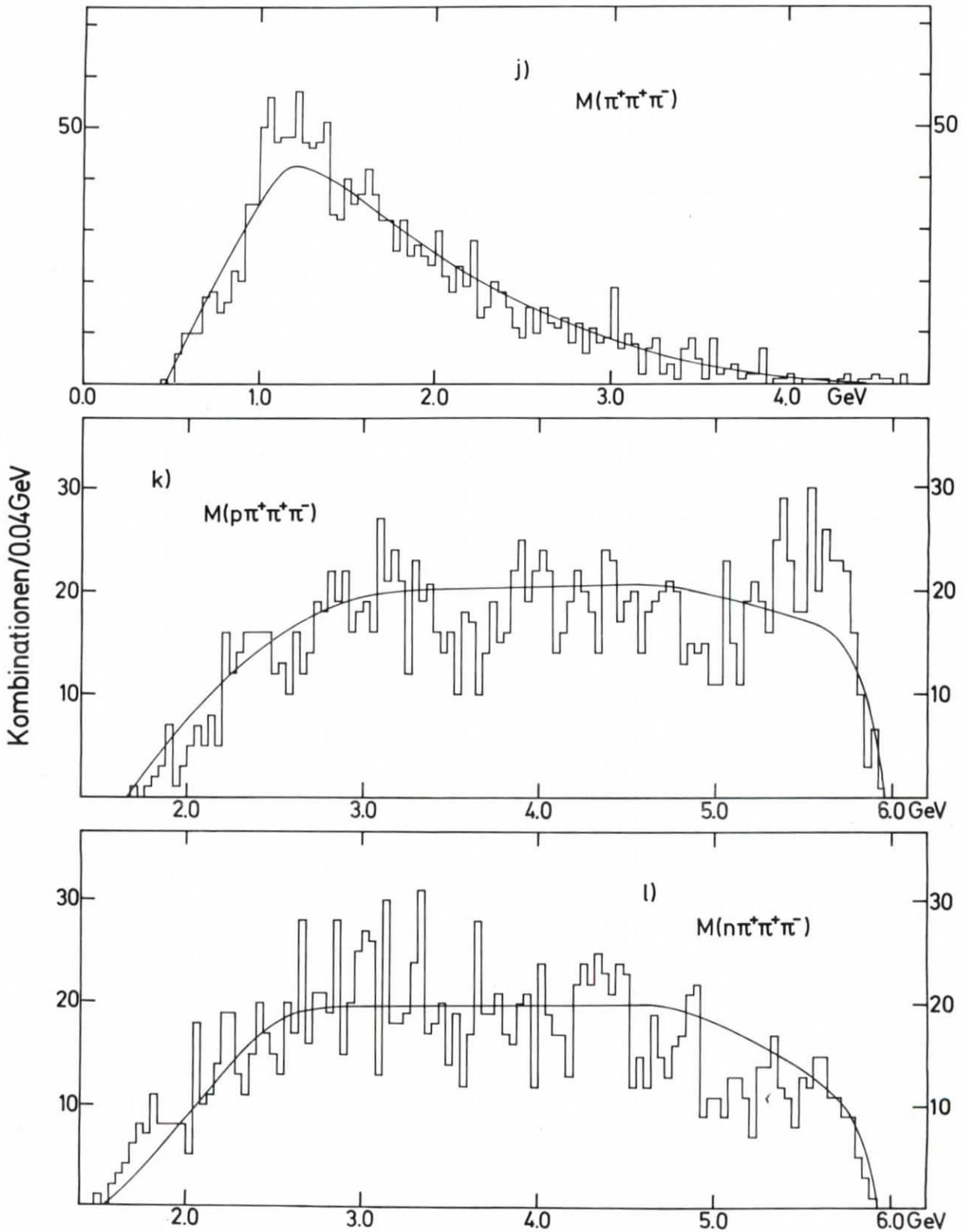


Abb.19

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

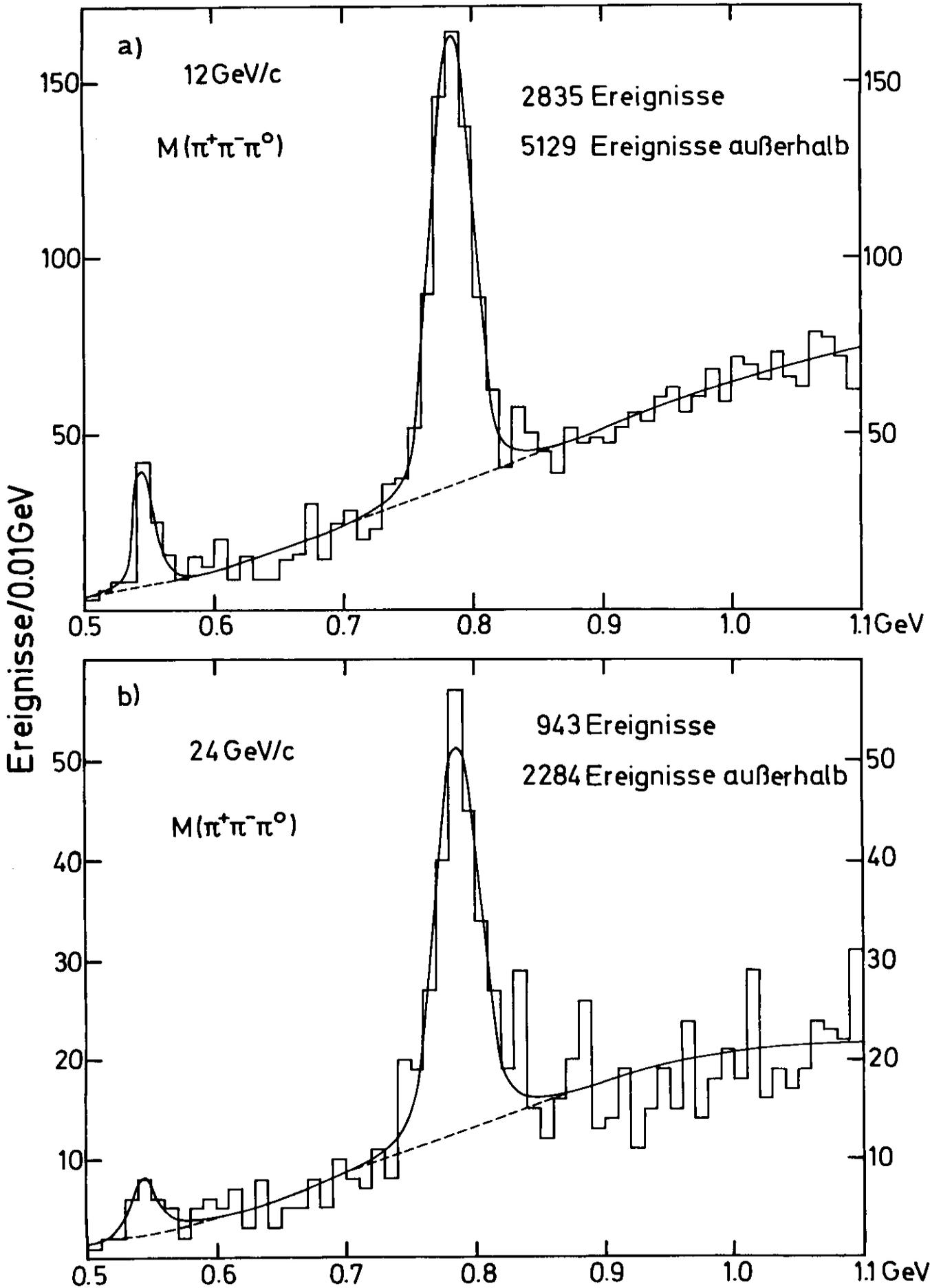


Abb.20

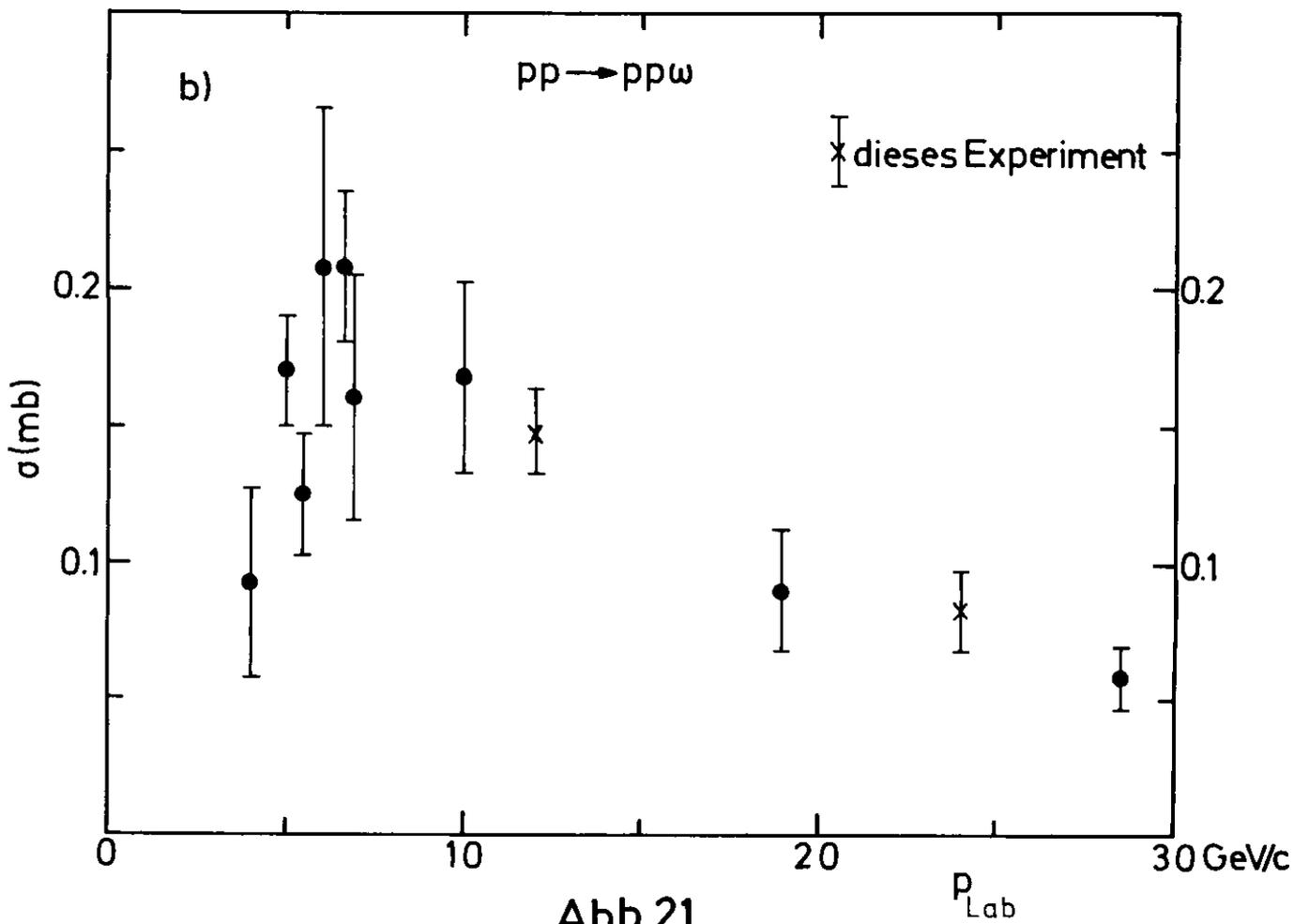
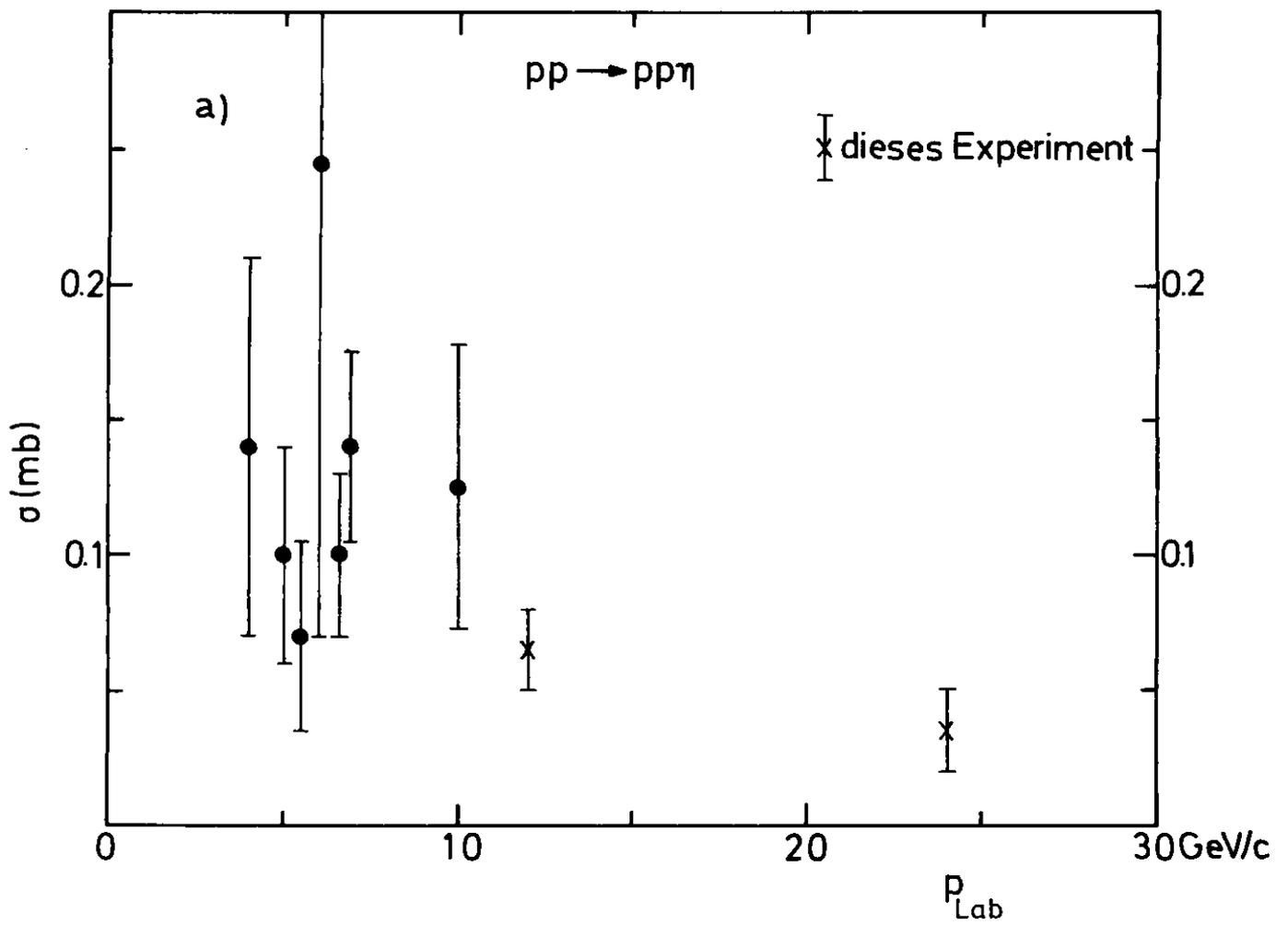


Abb.21

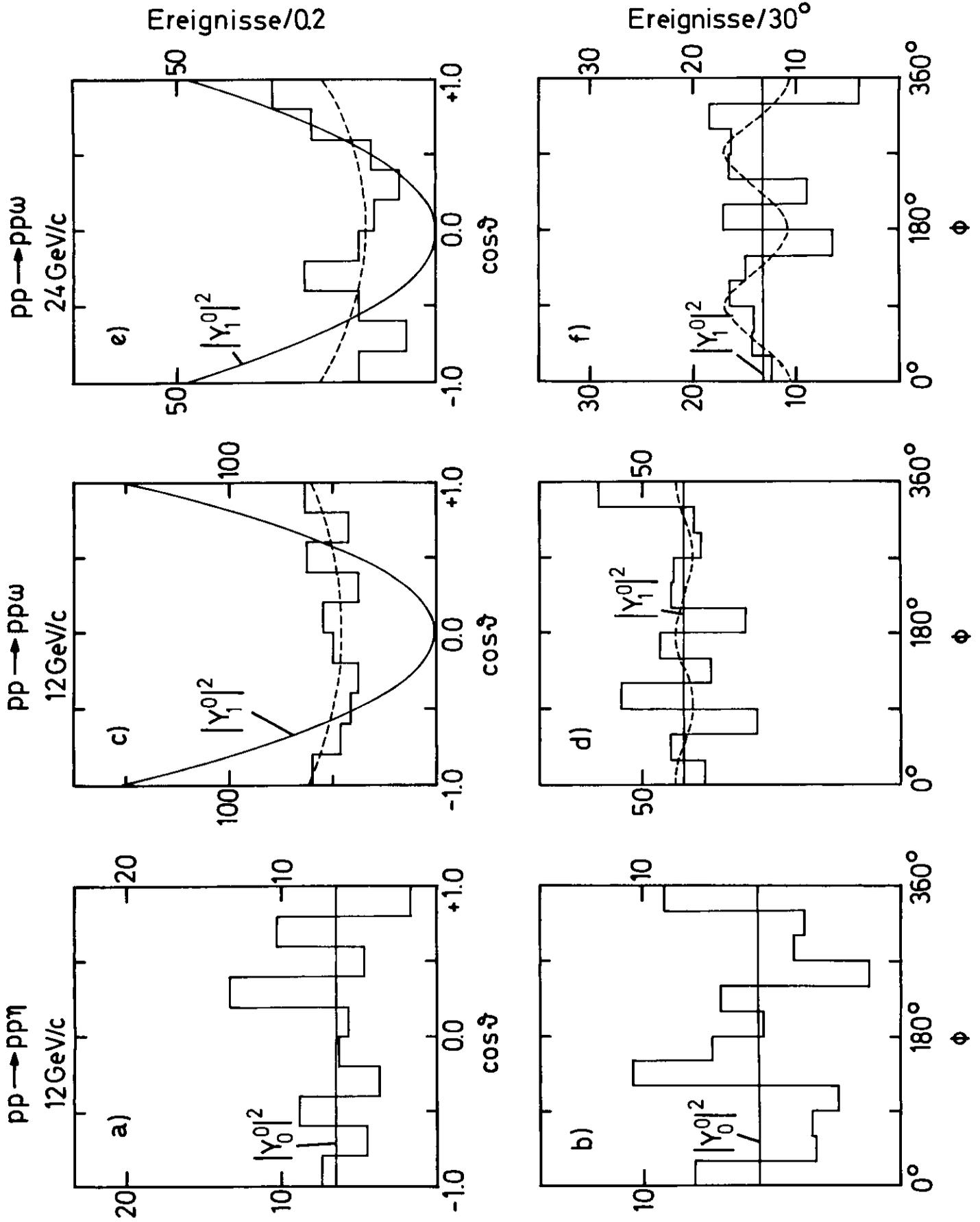


Abb.22

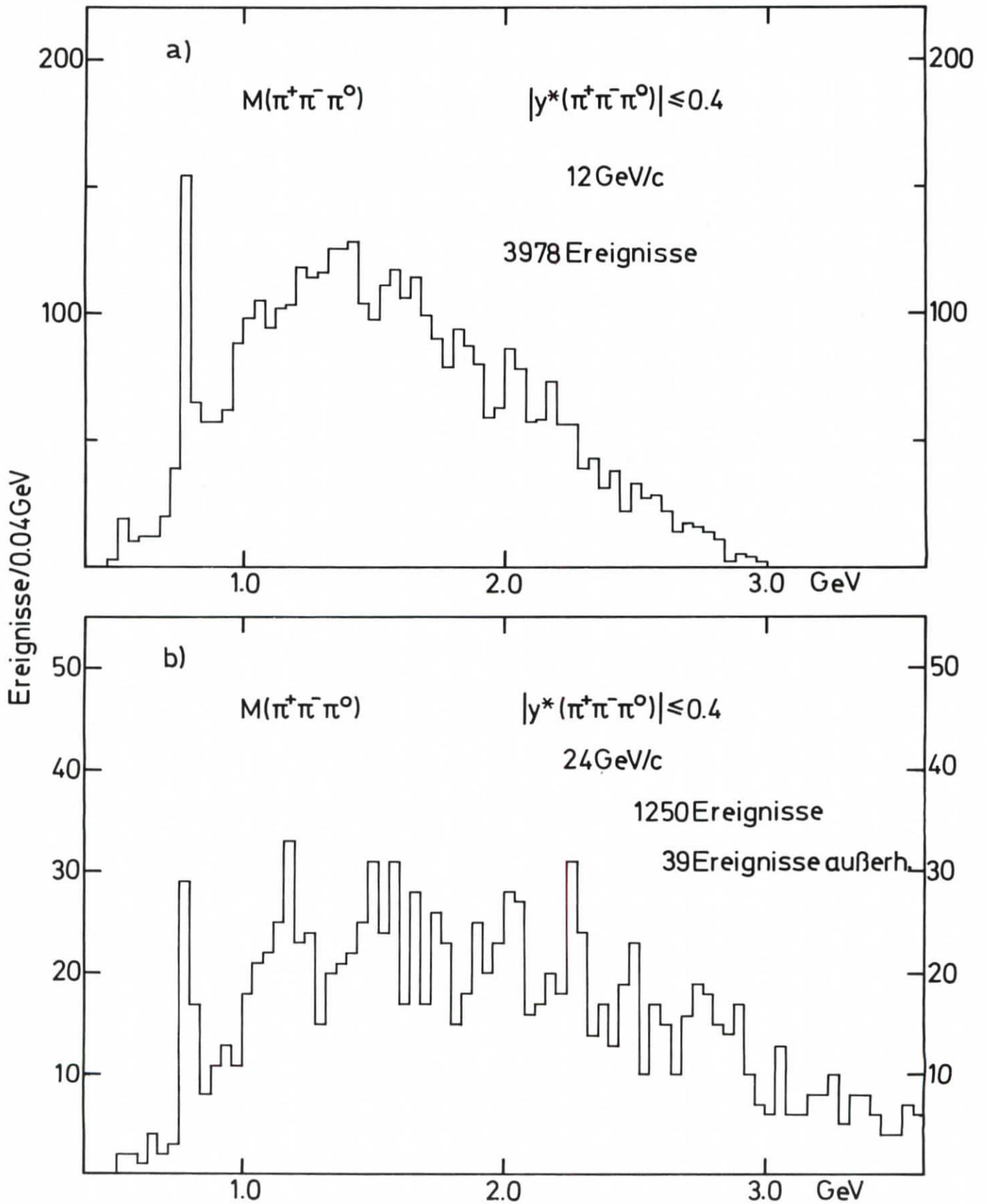


Abb.23

12GeV/c

$p_{\perp}^2 < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$

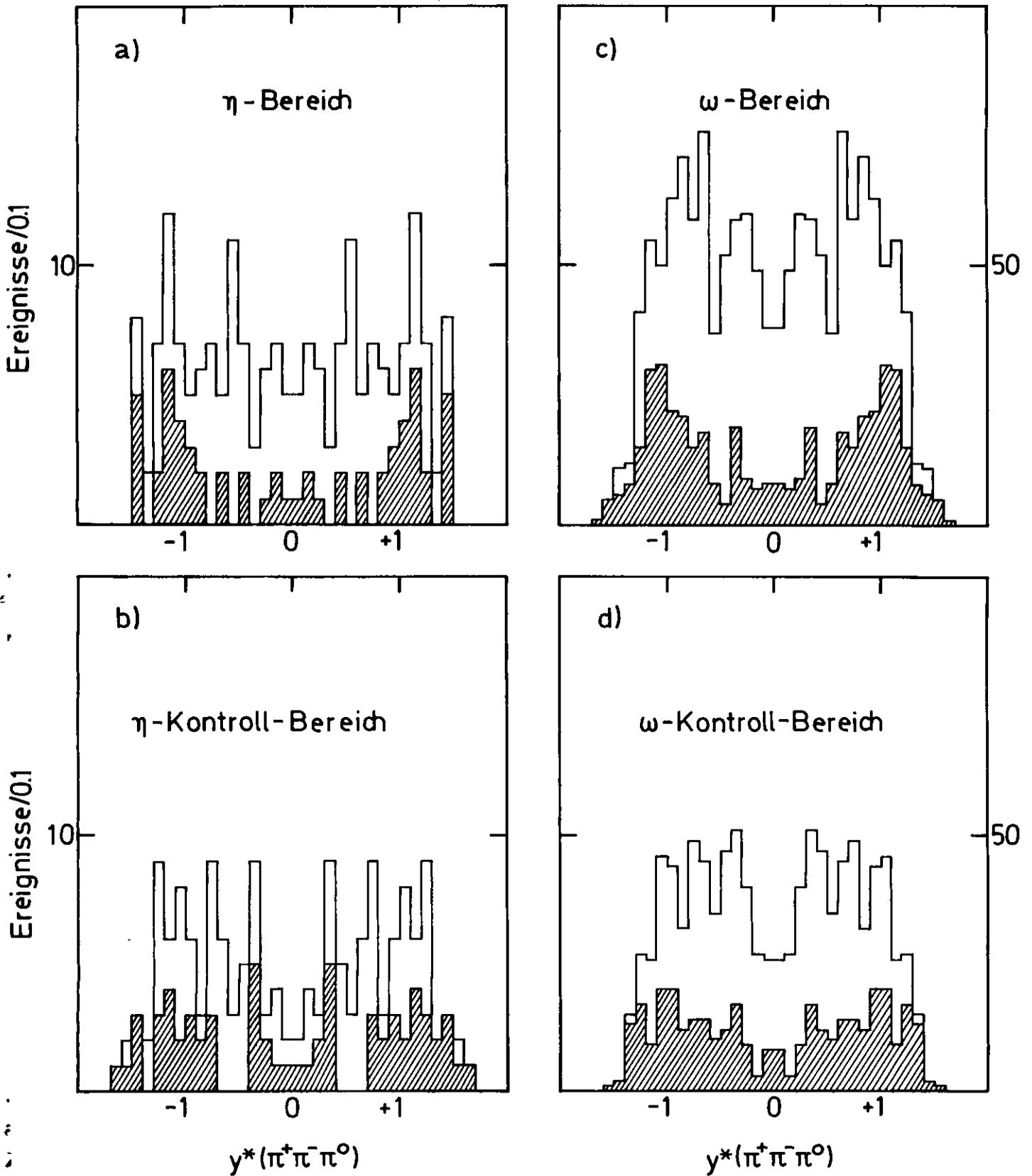


Abb.24

24 GeV/c

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

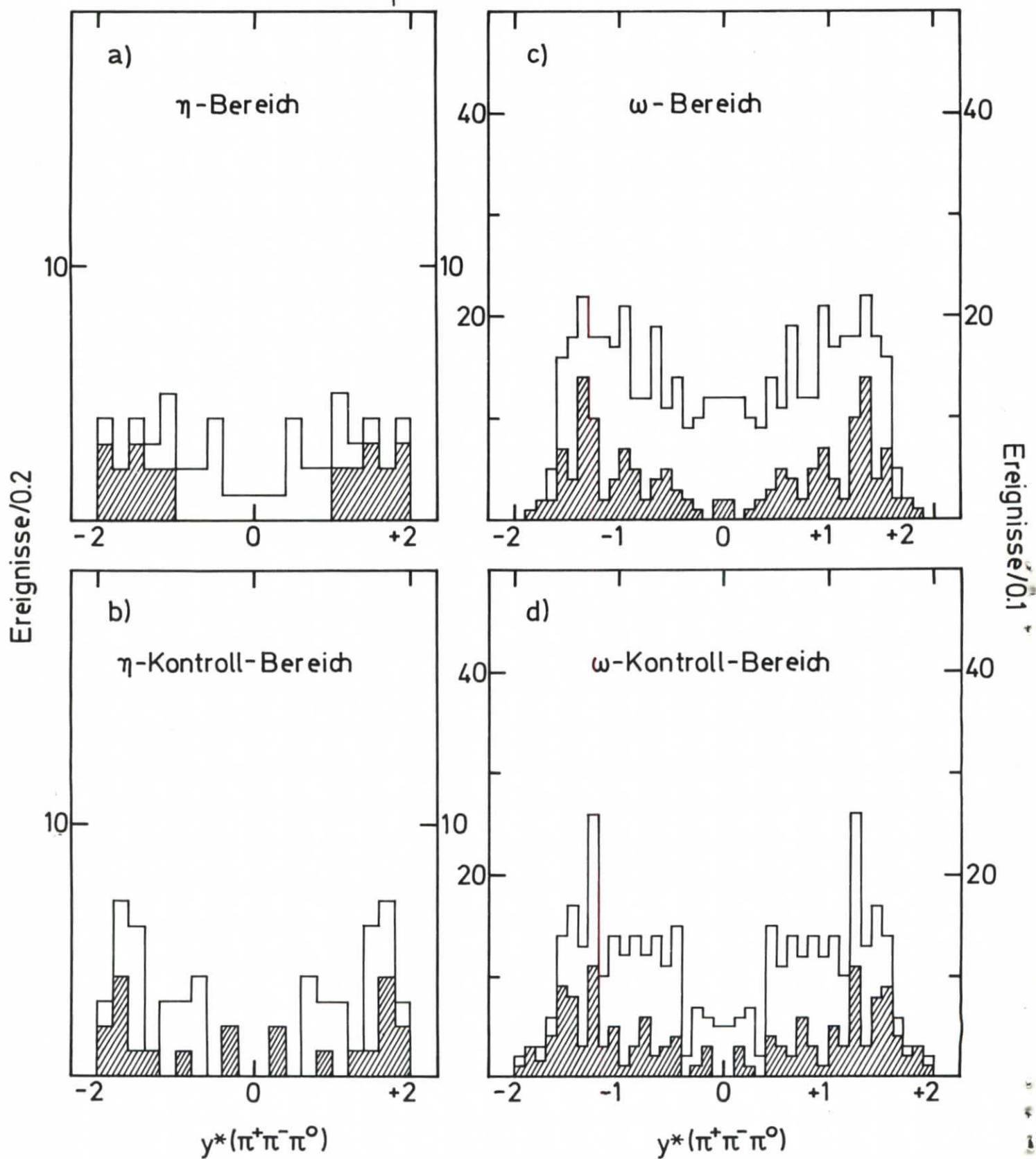


Abb.25

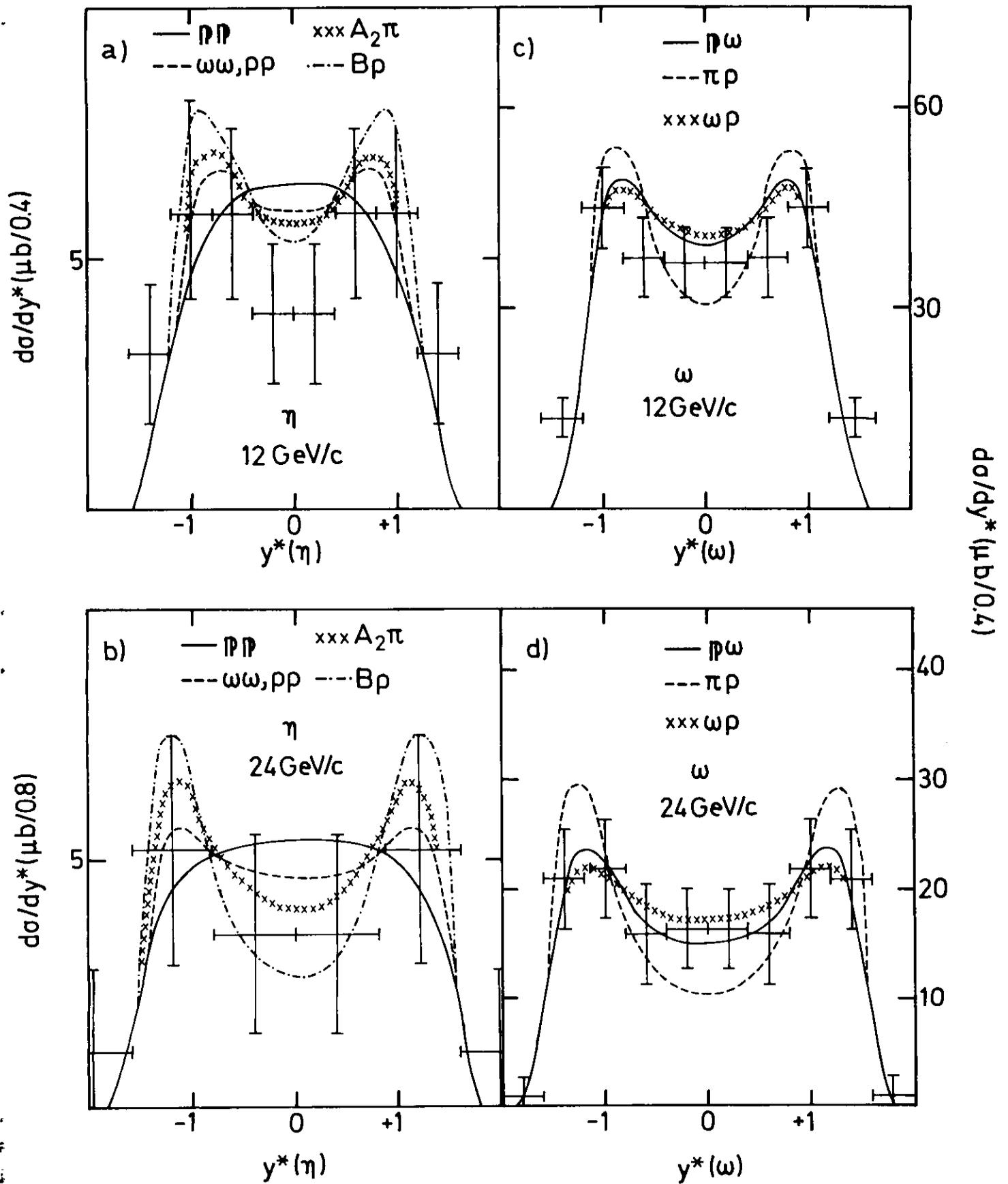
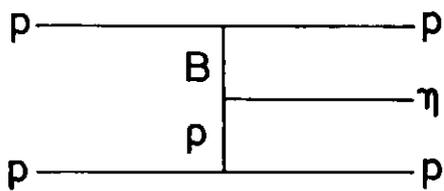
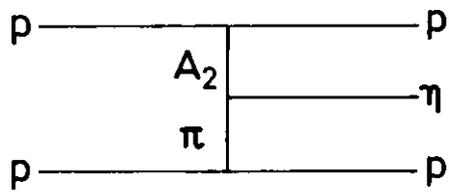
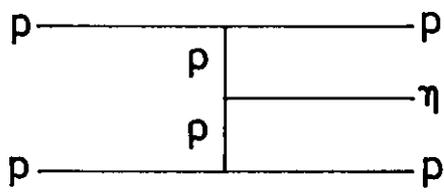
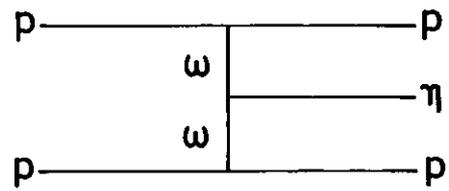
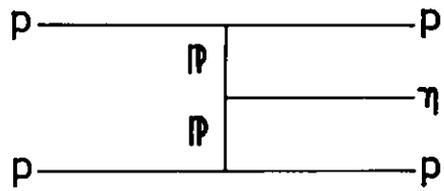


Abb.26

a)  $pp \rightarrow pp\eta$



b)  $pp \rightarrow pp\omega$

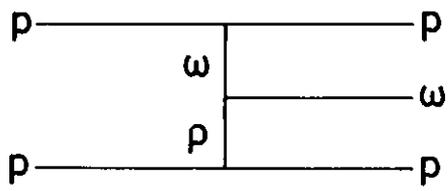
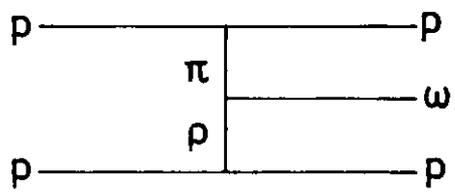
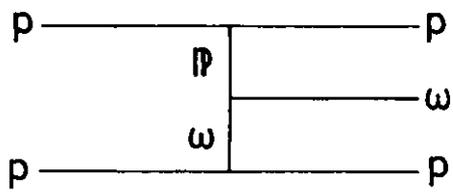


Abb.27

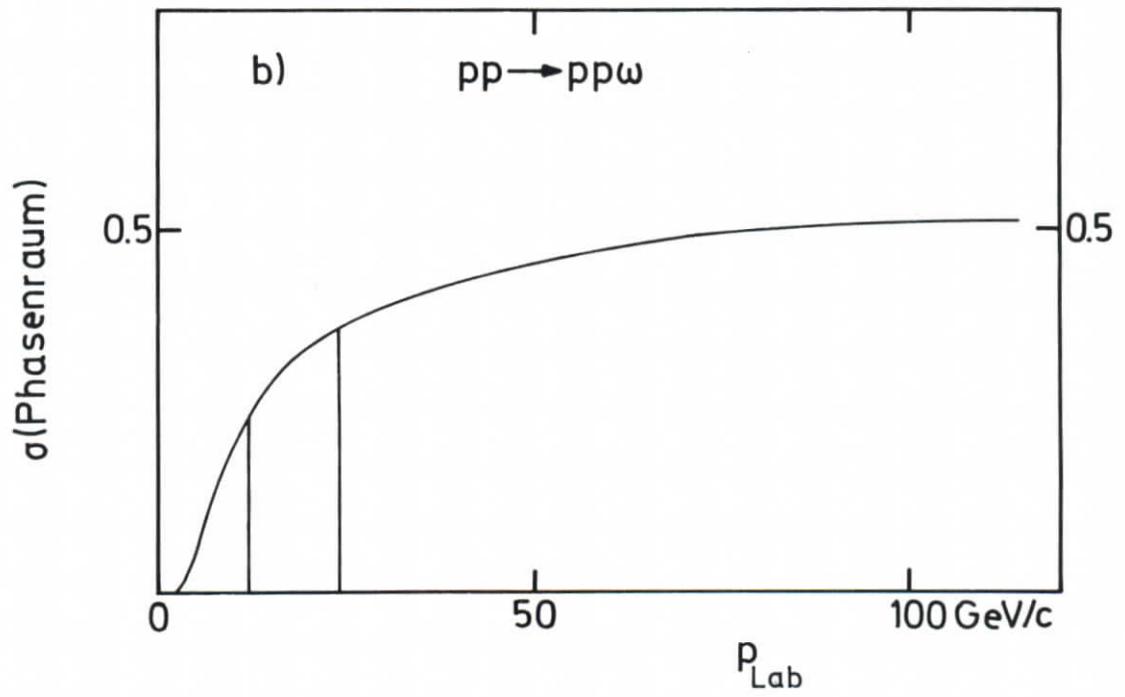
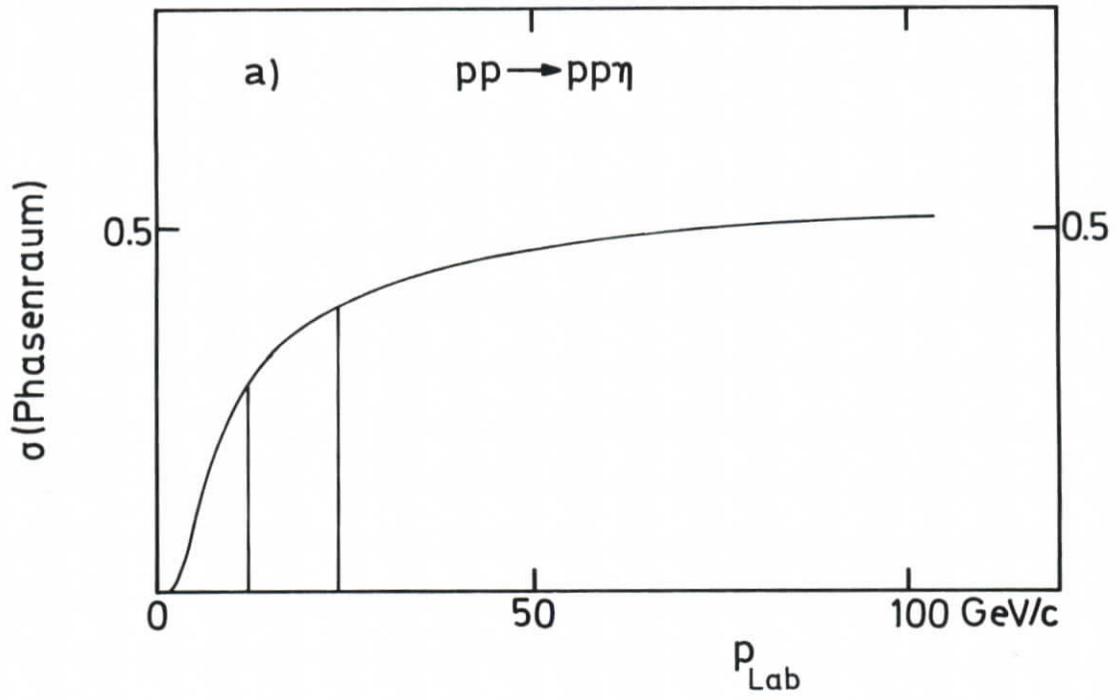


Abb.28

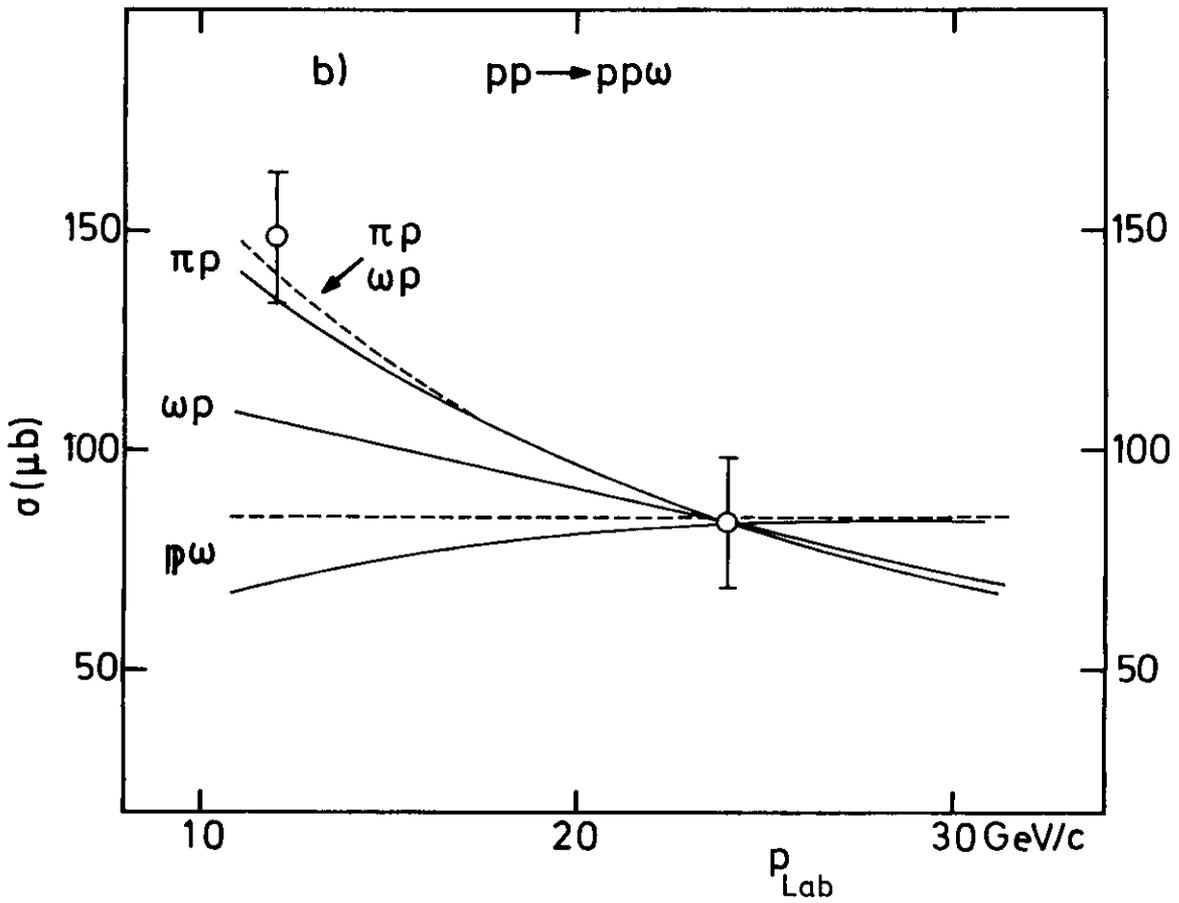
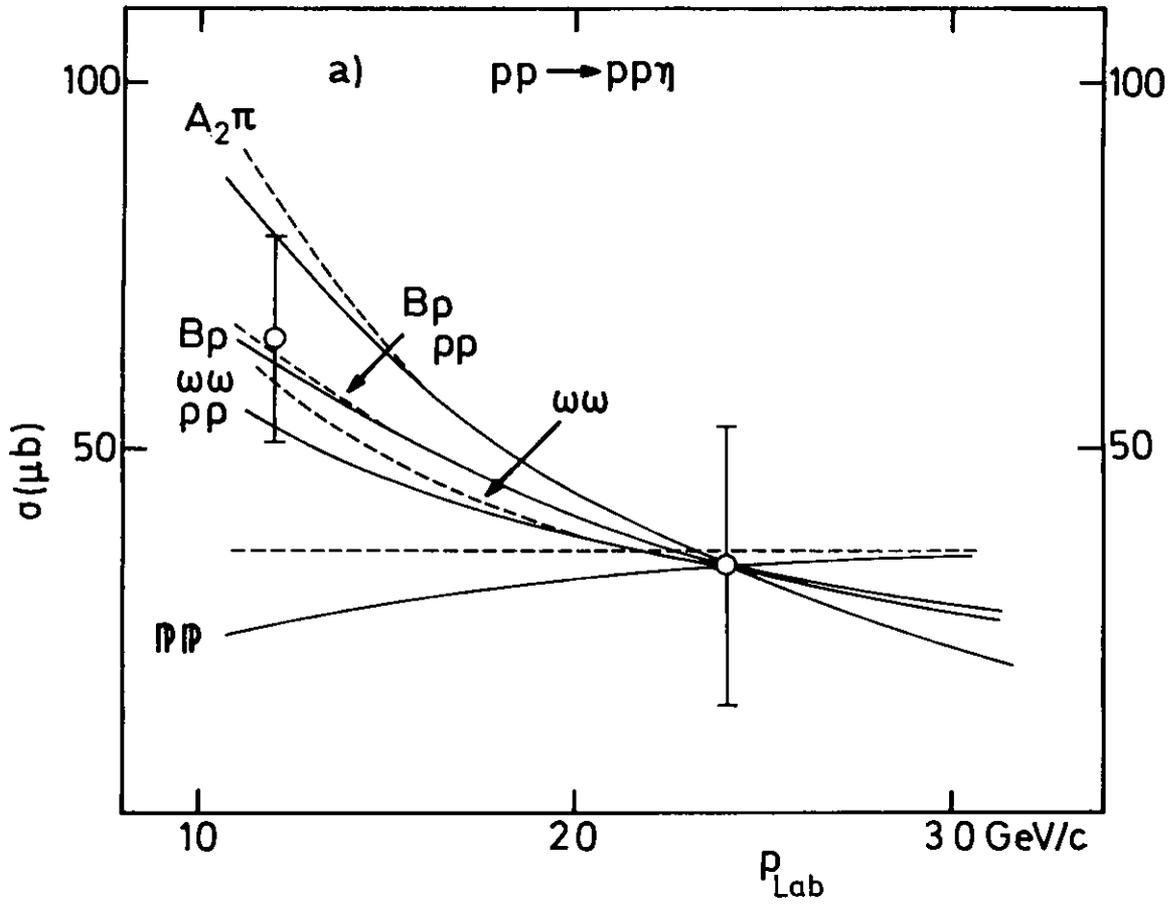


Abb.29

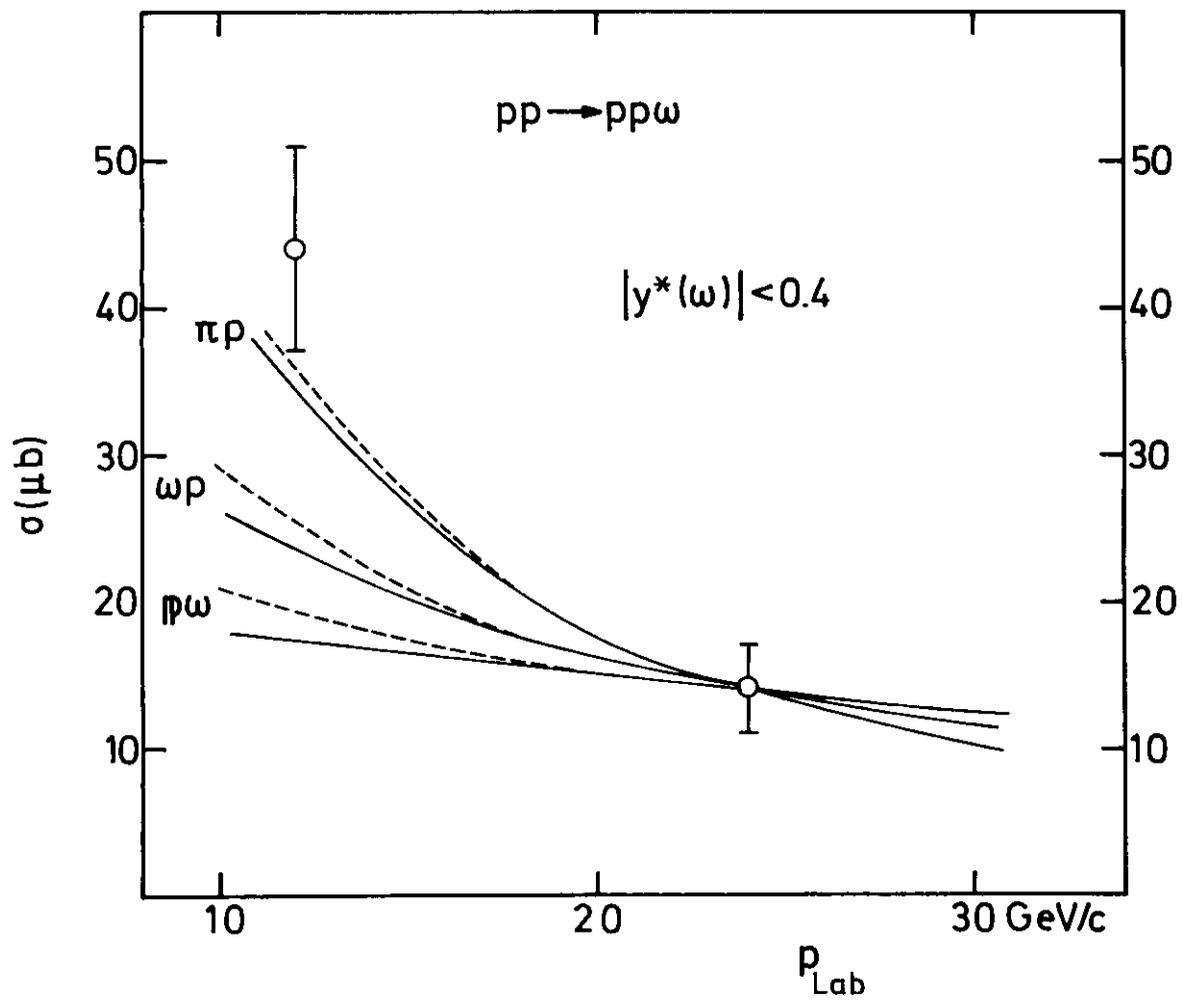
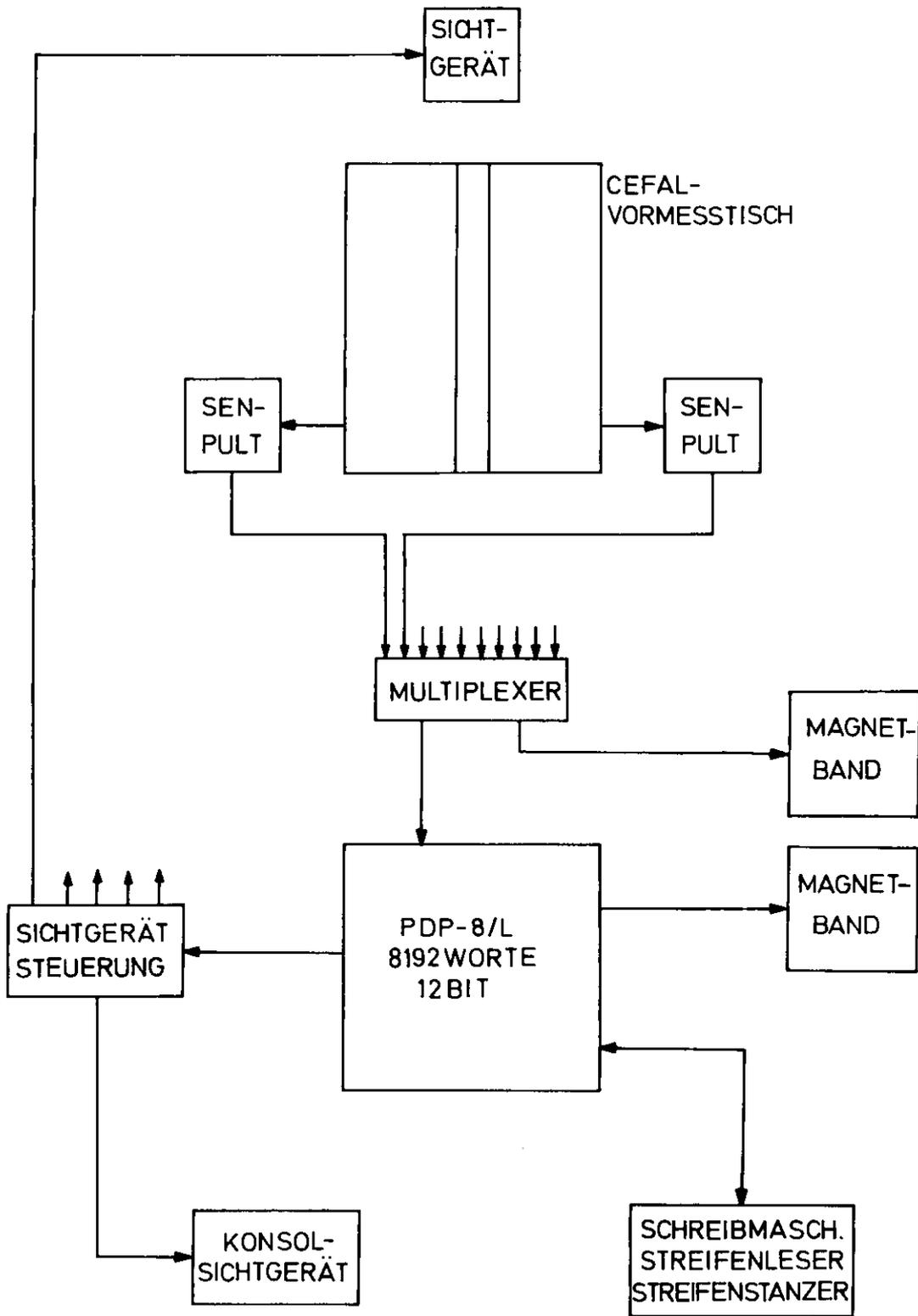


Abb.30



BLOCKSCHALTBILD: SCAN UND VORMESSANLAGE

Abb.31

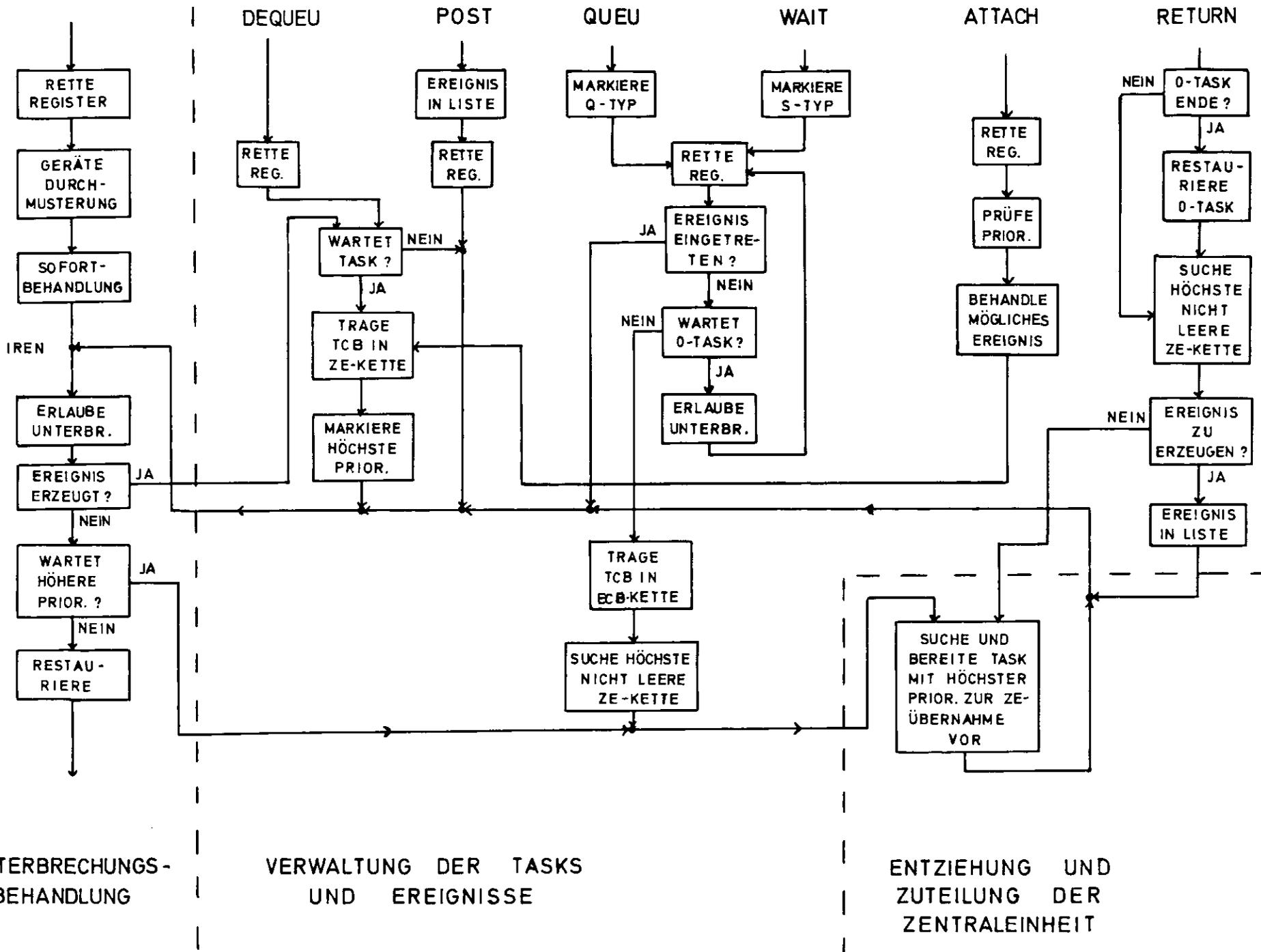


Abb.32

# Flußdiagramm des Vormeßüberwachungsprogramm VORMES

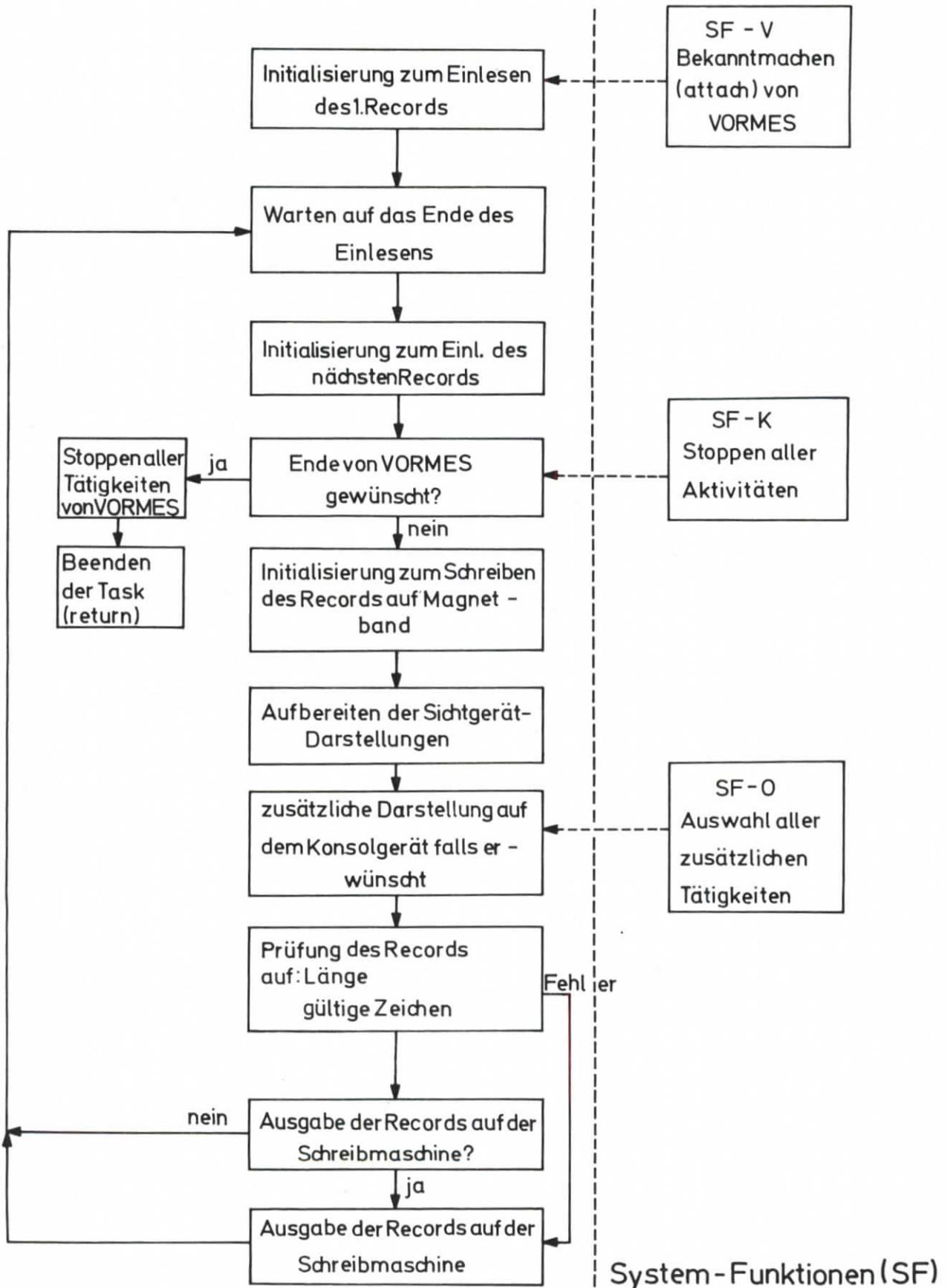


Abb.33

## Danksagungen

Herrn Prof. M. W. Teucher danke ich, daß ich in seiner Blasenkammergruppe arbeiten durfte und diese Arbeit anfertigen konnte.

Für viele Anregungen und nützliche Hinweise danke ich Herrn Dr. V. Blobel und Herrn Dr. P. Söding.

Bei Herrn Dr. D. Cords bedanke ich mich dafür, daß ich sein CLA-Rechenprogramm übernehmen konnte.

Ferner gilt mein Dank allen Beteiligten am Experiment, besonders den Herren Dr. G. Drews, H. Fesefeldt, Dr. D. Mönkemeyer, Dr. H. J. Mück, H. Neumann, B. Schwarz und Dr. F. Selonke. Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. D. Mönkemeyer für die langjährige und fruchtbare Zusammenarbeit und für die vielen Diskussionen, die zur Klärung zahlreicher Fragen beigetragen haben.

Mit besonderer Freude erinnere ich mich an die gute Zusammenarbeit mit Herrn H. Heller bei der Programmierung und Einrichtung des Überwachungsprogramms auf der vor- meßanlage.

Allen Mitarbeitern der Blasenkammergruppe, die bei der Musterung, dem Vormessen, dem Messen sowie bei der Datenanalyse mitgeholfen haben, danke ich für ihre sorgfältige Arbeit.

Für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen möchte ich Frau H. Siegner herzlich danken.

Ferner gilt mein Dank allen Mitgliedern der Kollaboration in Bonn und München.

Meinen Dank sage ich dem DESY-Rechenzentrum für die Bereitstellung der Rechenzeit und den Gruppen am CERN, die den Protonstrahl gebaut und die Blasenkammer betrieben haben.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft unterstützt.

0  
1  
2

3  
4  
5

6  
7  
8

5  
6  
7

8  
9  
10

11  
12  
13