

Interner Bericht  
DESY F1-74/5  
August 1974

DESY-Bibliothek

1. OKT. 1974

Mehrdimensionale Analyse der Reaktionen

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

von

Detlef Schulze-Hagenest



Mehrdimensionale Analyse der Reaktionen  
 $pp \rightarrow pp\pi$  und  $pp \rightarrow np\pi^+$  bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

von

Detlef Schulze-Hagenest

Hamburg

1 9 7 4

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
O. Zusammenfassung	1
I. Einleitung	2
II. Methode zur Trennung von Mehrteilchenprozessen	
1. Wahrscheinlichkeitsverteilung	4
2. Clusterbildung	5
3. Wahl der Variablen	6
4. Analyse durch Prismadarstellung	10
III. Einzelheiten des benutzten Verfahrens	
1. Berechnung der verallgemeinerten Koordinaten	11
2. Anfangswerte	12
3. Metrik und Iterationen	13
IV. Untersuchungen in den Kanälen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow np\pi^+$	
1. Auswahl der Ereignisse	14
2. Trennung der Prozesse	16
3. Isospin-Amplituden und Massenspektren	20
4. $t'$ -Verteilungen	22
5. Vergleich der Trennungsverfahren	23
Tabelle 1	26
Tabellen 2 und 3	27
Anhang: Untersuchungen im Kanal $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$	28
Literaturverzeichnis	31
Verzeichnis der Abbildungen	34
Danksagung	37

## 0. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird zur Untersuchung der Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^0$ ,  $pp \rightarrow np\pi^+$  (und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$ ) bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls ein Verfahren angewendet, das alle Freiheitsgrade der Reaktionen ausnutzt und iterativ Ereignisse einzelnen Cluster zuordnet. Das Experiment wurde mit der 2 m-Wasserstoffblasenkammer am CERN-Protonensynchrotron durchgeführt.

Zuerst wird die benutzte Methode zur Trennung von Mehrteilchenprozessen beschrieben. Prozesse wie z. B. Resonanzen können im vieldimensionalen Raum voneinander getrennt werden, sofern sie auf einen zusammenhängenden Raum beschränkt sind. In dieser Untersuchung werden nur experimentelle Daten benutzt, während in anderen Arbeiten diese Daten mit simulierten Ereignissen verglichen werden.

Es werden die Kriterien besprochen, nach denen 4243 (5123) Ereignisse der Reaktion  $np\pi^+$  und 5479 (5055) Ereignisse der Reaktion  $pp\pi^0$  bei 24 (12) GeV/c Laborimpuls ausgewählt werden. Dann wird die benutzte Ausgangsnäherung durch Massenschnitte erläutert und die Güte der Trennung der Cluster an Hand der Variablen- und Massenverteilungen diskutiert. Dabei wird festgestellt, daß das Verfahren eine gute Zuordnung des Pions zu einem der beiden Nukleonen ermöglicht, eine gute Trennung innerhalb der  $(N\pi)$ -Gruppen aber nicht möglich ist. Es werden Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$  von  $1.6 \pm 0.2$  ( $2.23 \pm 0.2$ ) mb und für die Reaktion  $pp \rightarrow n(p\pi^+)$  von  $0.40 \pm 0.04$  ( $0.74 \pm 0.07$ ) mb bei 24 (12) GeV/c Strahlimpuls gefunden.

Es wird eine andere, bisher häufig benutzte Methode, das Trennungsverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem vorgestellt, das auch eine Zuordnung von Nukleon und Pion im Dreiteilchenendzustand  $N(N\pi)$  leisten soll und mit dem das Clusterverfahren verglichen werden kann. Die Zuordnung ermöglicht es, die Isospinamplituden  $A_1^{3/2}$ ,  $A_{0,1}^{1/2}$  und ihren Interferenzterm zu bestimmen. Es werden die Wirkungsquerschnitte der integralen Amplituden bestimmt

$$\begin{aligned} \text{nach der Clustermethode: } \quad & \sigma(|A_{0,1}^{1/2}|^2 dR) = 2.32 \pm 0.3 \quad (3.15 \pm 0.3) \text{ mb,} \\ & \sigma(|A_1^{3/2}|^2 dR) = 0.53 \pm 0.05 \quad (0.98 \pm 0.1) \text{ mb,} \\ & \sigma(\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2})) = -0.01 \pm 0.2 \quad (-0.09 \pm 0.2) \text{ mb;} \\ \text{nach der Winkelmethode: } \quad & \sigma(|A^{1/2}|^2 dR) = 2.26 \pm 0.3 \quad (2.65 \pm 0.3) \text{ mb,} \\ & \sigma(|A_1^{3/2}|^2 dR) = 0.60 \pm 0.06 \quad (1.52 \pm 0.15) \text{ mb} \\ & \sigma(\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2})) = 0.02 \pm 0.2 \quad (0.1 \pm 0.2) \text{ mb} \end{aligned}$$

bei 24 (12) GeV/c.

Alle Amplituden und Interferenztherme werden auch als Funktion der Masse gezeigt.

Die  $t'$ -Verteilungen werden für beide Amplituden und mehrere Massenintervalle gezeigt. Es wird erläutert, daß die bisher übliche Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnittes an eine Exponentialfunktion der Form  $e^{-Bt'}$  die Daten schlecht beschreibt. Deshalb werden die  $t'$ -Verteilungen an eine Exponentialfunktion der Form  $e^{-Bt'+Ct'^2}$  angepaßt, deren Steigung nur im Bereich  $t' < 0.3$  massenabhängig ist.

Schließlich werden die Ergebnisse nach dem Clustertrennverfahren und dem Trennverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel miteinander verglichen: Anscheinend werden Prozesse mit invarianter  $p\pi^+$ -Masse größer als  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  und  $n\pi^+$ -Masse größer als  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  mit dem Clusterverfahren besser beschrieben.

### I. Einleitung

Diese Arbeit befaßt sich mit einer speziellen Methode zur Untersuchung von Vielteilchenendzuständen, die durch hochenergetische  $pp$ -Wechselwirkung entstehen. Sie benutzt die Eigenschaft von Vielteilchenendzuständen, daß sogenannte Cluster im Phasenraum auftreten können; d. h. zwei oder mehr Teilchen können Zwischenzustände mit charakteristischen Massenverteilungen bilden. Diese Zwischenzustände (Prozesse) können Resonanzen sein, dann haben sie definierte Quantenzahlen. Bei inelastisch diffraktiver Streuung kann das Strahlteilchen in einen Zwischenzustand übergehen, der anschließend dissoziiert.

Bei hoher Energie kann die Überlappung zwischen verschiedenen Clustern gering sein. Die einzelnen Prozesse wurden dann bisher meist durch Schnitte in einer kinematischen Variablen separiert. Eine Methode dieser Art versucht z. B. durch Aufsuchen der größten Rapiditäts-Differenz zwischen zwei Teilchen des Endzustandes Einfach-Diffraktionsdissoziation abzutrennen (BEN 74).

In letzter Zeit wurden Methoden entwickelt, bei denen zur Separation die gesamte kinematische Information über den Vielteilchenendzustand, wie sie in Blasenkammerexperimenten zur Verfügung steht, benutzt wird. Bei gegebener Anfangsenergie wird ein Endzustand mit  $n$  Teilchen wegen der Energie- und Impulserhaltung durch  $3n - 5$  Variable beschrieben, wenn der Strahl unpolarisiert ist. Diese zuletzt erwähnten Verfahren suchen Cluster im  $3n - 5$  dimensionalen Raum, das sind voneinander getrennte Gebiete hoher Ereignisdichte. Interferenzen zwischen verschiedenen Prozessen werden also von vornherein nicht berücksichtigt. Ziel

dieser Methoden ist es, nach der Trennung genauere Untersuchungen über die einzelnen Reaktionsmechanismen, wie z. B. Einfach- und Doppeldiffraktionsdissoziation zu ermöglichen. Auch ist es möglich, die Cluster von Zwischenzuständen mit bekannten Quantenzahlen abzutrennen und dann die restlichen Ereignisse ungestört zu untersuchen.

Die untersuchten Daten stammen aus einem Experiment an der CERN-2m-Blasenkammer, das von der Hamburger Gruppe am II. Institut für Experimentalphysik und am DESY zusammen mit dem physikalischen Institut der Universität Bonn und dem Max-Planck-Institut für Physik in München durchgeführt wird. Es wurden Protonen von 12 und 24 GeV/c Laborimpuls auf Wasserstoff geschossen.

Zwei Prozesse können durch geeignete Wahl von Variablensätzen getrennt werden. Dabei sollen zwei Prozesse im  $3n - 5$  dimensionalen Parameterraum nicht im gleichen Gebiet liegen. Oft benutzt werden longitudinale Phasenraum Koordinaten zusammen mit den generalisierten Dalitz-Plot-Variablen, wie sie von Pless et al. (PLE 71) vorgeschlagen und bereits in einer Reihe von Veröffentlichungen (z. B. FER 73, BAS 73) verwendet wurden.

Im  $3n - 5$  dimensionalen Raum muß die Lage der einzelnen Prozesse bestimmt werden. In den bisherigen Veröffentlichungen wurde die Lage durch simulierte Ereignisse definierter Prozesse bestimmt, die durch Zufallszahlengeneratoren gewonnen wurden (Monte-Carlo-Verfahren). Die simulierten Ereignisse wurden mit den gemessenen verglichen. Dieses Verfahren benötigt einen sehr hohen Rechenaufwand. Bei der hier angewendeten Methode werden nur die experimentellen Daten selbst benutzt. Einem Cluster wird ein Zentrum im  $3n - 5$  dimensionalen Raum zugeordnet, die Ausdehnung jedes Clusters wird durch eine Metrik-Matrix beschrieben. Zugrunde liegt die Vorstellung, daß in erster Näherung die Dichte in einem Cluster der Dichte einer  $3n - 5$  dimensionalen Normalverteilung entspricht, mit konstanter Dichte auf Hyperellipsoiden. Der Abstand jedes durch ein Ereignis definierten Punktes von den Mittelpunkten der Cluster wird mit Hilfe der Matrix berechnet. Als Ausgangsnäherung werden Cluster durch Massenschnitte definiert.

Dieses Verfahren zur vieldimensionalen Analyse von Mehrteilchenendzuständen erfordert eine vollständige Rekonstruktion aller auslaufenden Teilchen eines Ereignisses. Eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse ist in der Regel bei Blasenkammerexperimenten möglich. Unser Experiment eignet sich für diese Untersuchung auch deshalb besonders gut, da wir eine hohe Statistik zur Verfügung haben. Gemessen wurden 190000 Ereignisse bei 12 GeV/c und 230000 Ereignisse bei

24 GeV/c Strahlimpuls. Außerdem befinden wir uns in einem Energiebereich, in dem noch starke Resonanzbildung zu beobachten ist. Auch bei anderen, höheren Energien gibt es Resonanzbildung. Jedoch ist es dort schwierig, alle Spuren zu identifizieren und Resonanzen exklusiv zu finden. Inklusive Resonanzuntersuchungen machen bisher Schwierigkeiten, da die eingeschränkte Zahl an Freiheitsgraden keinen größeren Erfolg verspricht. Unsere Strahlteilchenenergien von 12 und 24 GeV entsprechen Schwerpunktsenergien von 4.93 und 6.84 GeV. Da wir in unserem Experiment eine Massenauflösung von bis zu 20 MeV haben, können wir die Maxima der in diesem Energiebereich auftretenden Resonanzen trennen.

In der Reaktion  $pp \rightarrow NN\pi$ , in der Einfach-Diffraktionsdissoziation vorkommen kann, ist mit unserem Verfahren eine gute Zuordnung des Pions zum Nukleon möglich. Diese Zuordnung wurde bisher mit anderen Verfahren durchgeführt. Um die Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens besser beurteilen zu können, wird es mit einem anderen Zuordnungsverfahren, dem Trennungsverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem (Minimum Open Angle Methode) verglichen und eine Isospinanalyse nach beiden Verfahren durchgeführt.

Im letzten Teil dieser Arbeit wird untersucht, wie weit dieses Verfahren eine Trennung von Prozessen im 5-Teilchen-Endzustand  $pp \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$  ermöglicht. Hier könnten doppelt diffraktiv erzeugte Ereignisse  $pp \rightarrow (n\pi^+)(p\pi^+\pi^-)$  einen Cluster bilden, der nach einer Abtrennung genauer untersucht werden könnte. Es hat sich aber im Laufe der Untersuchungen herausgestellt, daß mit diesem Verfahren eine Trennung von Prozessen im 5-Teilchen-Endzustand nicht möglich ist. Deshalb wurde das Schwergewicht dieser Arbeit auf die Untersuchung der 3-Teilchen-Endzustände gelegt.

## II. Methode zur Trennung von Mehrteilchenprozessen

### 1. Wahrscheinlichkeitsverteilung

In der Regel kann jeder Kanal, d. h. jede Mehrteilchenkombination im Endzustand, über mehrere verschiedene Zwischenzustände gebildet werden. In den Massenverteilungen des Endzustandes  $n\pi^+\pi^+\pi^-$  ist die Erzeugung der Resonanzen  $\Delta$ ,  $\rho$ ,  $f$ ,  $N^*$  und im Endzustand  $n\pi^+$  die Erzeugung von  $\Delta$ ,  $N^*$  erkennbar. Im Endzustand  $pp\pi^0$  kann jedes Proton mit dem Pion gekoppelt sein.

Es ist nicht möglich anzugeben, welchem Prozeß ein Ereignis eindeutig zuzuordnen ist. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis zum Prozeß  $j$  beiträgt, sei  $w_j$ , dann gilt für die Wahrscheinlichkeit  $W_R$ , mit der das Ereignis  $R$  zu



erwarten ist,

$$w_R = \sum_{\substack{\text{alle} \\ \text{Prozesse}}} w_j ,$$

d. h. Interferenzen zwischen den einzelnen Amplituden der Prozesse werden vernachlässigt.

## 2. Clusterbildung

Das Verfahren der mehrdimensionalen Analyse von Blaskammerereignissen soll verschiedene Prozesse voneinander trennen. Wenn sich mehrere oder alle Prozesse über einen großen Teil oder über den gesamten Bereich des Phasenraums erstrecken, ist eine Trennung nicht möglich. Auch wäre es unmöglich, Prozesse zu trennen, die sich stark überlagern. Im Idealfalle wäre jeder Prozeß im  $3n - 5$  dimensionalen Raum, der den Phasenraum in unserer Untersuchung repräsentiert, auf einen zusammenhängenden Bereich beschränkt und von jedem anderen Prozeß gut abgetrennt. Diese begrenzten Gebiete werden Cluster genannt.

Bei hochenergetischer Hadron-Hadron-Wechselwirkung sind die Transversalimpulse klein gegenüber den Longitudinalimpulsen, d. h. die Reaktion verläuft peripher. Der durchschnittliche Betrag des Transversalimpulses ist auch wenig abhängig von der Gesamtenergie oder der Art des Prozesses.

Die mittlere Zahl der geladenen Teilchen, ihre Multiplizität, ist klein gegenüber der maximal möglichen. Bei 24 GeV/c Laborimpuls erlaubt die Energieerhaltung, daß mehr als 30 geladene Teilchen gebildet werden. Es werden im Mittel aber nur 4,3 geladene Teilchen gebildet.

Im Phasenraum ist also in longitudinaler Richtung ein großer Bereich, in transversaler Richtung nur ein schmaler Streifen besetzt. Das hängt auch damit zusammen, daß die kinetische Energie im Schwerpunktsystem der Teilchen, die eine Resonanz bilden, bei den häufigsten Resonanzen (z. B.  $\Delta(1236)$ ,  $\rho(765)$ ) klein ist. Die Resonanzen haben also kleine Q-Werte. Da die auftretenden Zustände also auf einen Bereich des Phasenraums mit kleinem Transversalimpuls beschränkt sind, erwartet man im Longitudinalimpuls einen großen Informationsgehalt über den Endzustand. Dort können dann auch die verschiedenen Prozesse Cluster bilden, die durch Ausnutzung aller Freiheitsgrade getrennt werden können.

### 3. Wahl der Variablen

Jeder Satz von 3n-5-Variablen ist geeignet, der die einzelnen Cluster möglichst gut voneinander trennt. In mehreren Untersuchungen haben sich die von Pless et al. (PLE 71) vorgeschlagenen Variablen bewährt, so daß sie auch in dieser Arbeit benutzt wurden.

#### A. Van Hove-Koordinaten für n-Teilchen

Im Longitudinalimpuls der auslaufenden Teilchen erwartet man, wie in II.2. erläutert wurde, einen großen Informationsgehalt über den Endzustand. Man wählt also die n Longitudinalimpulse  $\vec{q}$  im Schwerpunktsystem als Koordinaten. Die Impulserhaltung

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

bedeutet, daß nur n-1 Longitudinalimpulse unabhängig sind und somit alle Longitudinalimpulse durch n-1 Koordinaten repräsentiert werden. Jede Reaktion kann durch einen Punkt  $\vec{x}$  im n-1 dimensionalen Raum, der longitudinaler Phasenraum (HOV 69) genannt wird, dargestellt werden. Der Vektor  $\vec{x}$  mit den n-1 Koordinaten  $x_i$  wird aus den n Longitudinalimpulsen  $q_i$  gebildet durch die Definition

$$q_i = \hat{\alpha}_i \cdot \vec{x} \quad (2)$$

$\hat{\alpha}_i$  ist eine n(n-1) Matrix aus n Einheitsvektoren im n-1 dimensionalen Raum. Sie hat folgende Eigenschaften: Aus (1) und (2) folgt

$$\sum_{i=1}^n \hat{\alpha}_i = 0 \quad (3)$$

Da die  $\hat{\alpha}_i$  Einheitsvektoren sind, gilt

$$|\hat{\alpha}_i|^2 = 1 \quad (4)$$

Damit haben wir n+1 Bestimmungsgleichungen für die n(n+1) Koeffizienten. Die Vektoren können so gewählt werden, daß sie paarweise den gleichen Winkel miteinander bilden. Dann gilt

$$\hat{\alpha}_i \cdot \hat{\alpha}_j = \cos \theta_{ij} = -\frac{1}{n-1} \quad \text{für } i \neq j \quad (5)$$

Ein Satz von Einheitsvektoren, der die Bedingungen (3), (4), (5) erfüllt, ist:

$$\begin{aligned}
 \alpha_{ij} &= 0 & i < j \leq n-1 \\
 \alpha_{ij} &= \sqrt{\frac{n(n-j)}{(n-1)(n-j+1)}} & i = j \leq n-1 \\
 \alpha_{ij} &= \sqrt{\frac{n}{(n-1)(n-j+1)(n-j)}} & j < i \leq n-1 \\
 \hat{\alpha}_n &= \sum_{i=1}^{n-1} \hat{\alpha}_i
 \end{aligned} \tag{6}$$

Die ersten  $n-1$  Longitudinalimpulse können nun in einer Matrixgleichung als Produkt der  $\hat{\alpha}_i$ -Matrix mit  $n-1$  Spalten und  $n-1$  Zeilen (ohne das  $\hat{\alpha}_n$ ) und dem  $n-1$  dimensionalen Vektor  $x_i$  dargestellt werden:

$$q_i = \sum_{k=1}^{n-1} (\alpha_{ik}) x_k \quad i = 1, n-1 \tag{7}$$

Die Koordinaten  $x_i$  des Punktes  $\vec{x}$  erhält man jetzt durch Invertierung der Matrix  $\alpha_{ik}$ :

$$x_i = \sum_{k=1}^{n-1} (\alpha_{ik})^{-1} q_k \quad i = 1, n-1 \tag{8}$$

Die Elemente der invertierten  $(n-1)(n-1)$  Matrix  $\alpha_{ik}^{-1}$  lauten, wenn die Einheitsvektoren wie in (6) gewählt werden:

$$\begin{aligned}
 \alpha_{ij}^{-1} &= 0 & i < j \leq n-1 \\
 \alpha_{ij}^{-1} &= \sqrt{\frac{(n-1)(n-i+1)}{n(n-i)}} & i = j \leq n-1 \\
 \alpha_{ij}^{-1} &= \sqrt{\frac{n-1}{n(n-i+1)(n-i)}} & j < i \leq n-1
 \end{aligned} \tag{9}$$

Mit diesen Koeffizienten lassen sich die kartesischen Koordinaten  $x_i$  des  $n-1$  Vektors  $\vec{x}$  schreiben als:

$$x_i = \sqrt{\frac{n-1}{n(n-i+1)(n-i)}} \left[ (n-i) q_i - \sum_{j=i+1}^n q_j \right] \tag{10}$$

### B. Winkeldarstellung von Van Hove-Koordinaten

Zweckmäßig ist eine Darstellung der verallgemeinerten Koordinaten (7) des longitudinalen Phasenraums als  $n-1$  dimensionale sphärische Koordinaten. Mit  $n-1$  kartesischen Koordinaten lassen sich ein Radius,

$$R = |\vec{x}| = \sqrt{\sum_{i=1}^{n-1} x_i^2}, \quad (11)$$

und  $n-2$  Winkel  $\theta_i$  definieren:

$$\begin{aligned} x_1 &= R \cos \theta_1 \\ x_2 &= R \sin \theta_1 \cos \theta_2 \\ &\vdots \\ x_{n-2} &= R \sin \theta_1 \sin \theta_2 \dots \sin \theta_{n-3} \cos \theta_{n-2} \\ x_{n-1} &= R \sin \theta_1 \sin \theta_2 \dots \sin \theta_{n-3} \sin \theta_{n-2} \end{aligned} \quad (12)$$

Die Einheitsvektoren, die wir auf Grund der Gleichungen (3), (4) und (5) gewählt haben, sind unabhängig von den Longitudinalimpulsen  $q_i$ , da in Gleichung (2) bei gegebenen  $q_i$  durch die Wahl der Einheitsvektoren die verallgemeinerten Koordinaten des Vektors  $\vec{x}$  definiert werden. Wir können also das Koordinatensystem so drehen, daß  $\hat{\alpha}_1$  parallel zu  $\vec{x}$  liegt. Damit ändern sich lediglich die Komponenten  $x_i$ , nicht der Vektor  $\vec{x}$ .

Dann lauten die durch (11) und (12) definierten Van Hove-Variablen:

$$\begin{aligned} R = |\vec{x}| &= \sqrt{\sum_{i=1}^{n-1} x_i^2} = \sqrt{\frac{n-1}{n} \sum_{i=1}^n q_i^2} \\ \tan \theta_i &= \frac{\sqrt{x^2 - \sum_{j=1}^i x_j^2}}{x_i}, \quad i < n-2, \quad 0 \leq \theta_i \leq \pi \\ \tan \theta_{n-2} &= \frac{x_{n-1}}{x_{n-2}}, \quad 0 \leq \theta_{n-2} < 2\pi \end{aligned} \quad (13)$$

### C. Kinematische Grenzen der Van Hove-Variablen

Die Gesamtenergie eines n-Teilchen-Endzustandes ist gegeben durch

$$W = \sqrt{S} = \sum_{i=1}^n \sqrt{p_i^2 + m_i^2} .$$

Aus den Gleichungen (8) und (11) folgt, daß der maximale Radius  $R$  erreicht ist, wenn der Longitudinalimpuls maximal ist, d. h. der Transversalimpuls Null ist. Dann ist das Verhältnis  $R_{\max} : R = 1$ .  $R_{\max}/R$  gibt das Verhältnis von Impuls zu Longitudinalimpuls an. Es gilt also

$$W = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{R_{\max}}{R} q_i^2 + m_i^2 \right]^{1/2}$$

als Bestimmungsgleichung für  $R_{\max}/R$ . Die inverse Größe  $R/R_{\max}$  wird anstelle der Größe  $R$  benutzt, da sie von den Longitudinalimpulsen unabhängig ist.

### D. Koordinaten des Energie-Simplex

Der Formalismus der Transformation von  $n$  Koordinaten, deren Summe festliegt, kann auch auf andere Ausgangsgleichungen angewendet werden. Die Summe  $T_s$  der kinetischen Energien  $T_i$  im Schwerpunktsystem ist konstant. Es gilt also die Gleichung

$$\sum_{i=1}^n T_i - \frac{T_s}{n} = 0 .$$

Man kann also analog zur Gleichung (10)  $n-1$  kartesische Koordinaten  $x_i$  des Vektors  $\vec{x}$  aus den  $n$  Schwerpunktsenergien erhalten:

$$\begin{aligned} x_i &= \sqrt{\frac{n-1}{n(n-i)(n-i)}} (n-i) T_i - \frac{T_s}{n} + \sum_{j=1}^n (T_j - T_s) \\ &= \sqrt{\frac{n-1}{n(n-i)(n-i)}} (n-i) T_i + \sum_{j=1}^n T_j \end{aligned} \quad (14)$$

Für  $n = 3$  sind dies die Koordinaten des Dalitz-Dreiecks.

#### 4. Analyse durch Prismadarstellung

Die Bereiche der Variablen  $x_i$  im  $3n-5$  dimensionalen Raum sind für die einzelnen Prozesse nicht bekannt. In den bisher benutzten Verfahren wurde für die einzelnen Kanäle eine feste Zahl von Ereignissen mit vorgegebener Massenverteilung und isotroper Winkelverteilung mit Hilfe von Zufallszahlen simuliert. Für jedes simulierte Ereignis wurden die Variablen  $x_i$  berechnet. Diese simulierten Ereignisse überdecken den gesamten Phasenraum der experimentellen Ereignisse. Es kann dann jedes experimentelle Ereignis mit den simulierten Ereignissen in seiner Umgebung verglichen werden.

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilung wurden bereits verschiedene Verfahren angewendet. Hier werden zwei Verfahren (BRA 71, FER 73), (SCH 73, BAS 73) angedeutet, die als Analyse durch Prismadarstellung (Prisma-Plot-Analyse) bezeichnet wird.

Ein wirkliches Ereignis  $R$  entspricht einem simulierten Ereignis  $M$ , wenn dessen Abstand  $d_{MR}$  im  $3n-5$  dimensionalen Raum einen maximalen Abstand  $d_{\max}$  nicht überschreitet. Mit der Zahl

$$h_R^i = \sum h_i, \quad h_i = \frac{d_{\max}^2}{d_{MR}}$$

für jedes Ereignis  $R$  und jeden Kanal  $j$  wird bei  $m$  Kanälen für jedes Ereignis  $R$  ein Vektor

$$(h_R^1, h_R^2, \dots, h_R^m)$$

definiert. Daraus erhält man eine Wahrscheinlichkeit  $p_R^j$ , die definiert wird durch

$$p_R^j = \frac{h_R^j \frac{M^T}{M^j} W_j}{\sum_j h_R^j \frac{M^T}{M^j} W_j},$$

wobei  $M^j$  die Zahl der simulierten Ereignisse ist, die den Kanal  $j$  repräsentieren. Dabei ist

$$M^T = \sum_j M^j.$$

$W_j$  ist der Prozentsatz, mit dem Kanal  $j$  zum gesamten Endzustand beiträgt.

Vorgegeben werden Massenverteilungen als Phasenraum mit Breit-Wigner-Beschreibung der Resonanzen. Man erhält aus der ersten Iteration Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen für jeden vorgegebenen Prozeß. Mit Hilfe dieser Verteilungen werden dann neue Ereignisse für die nächste Iteration simuliert. Entsprechend werden weitere Iterationen durchgeführt, bis sich die Ereignisraten der einzelnen Prozesse und die Winkelverteilungen nicht mehr statistisch signifikant verändern.

Ein einfacheres Verfahren zur Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung, das weniger Rechenzeit erfordert und somit auch für Experimente mit hoher Statistik geeignet ist, ist folgendes:

Der Wertebereich jeder der  $3n-5$  Variablen wird in  $M$  Intervalle unterteilt, der  $3n-5$  dimensionale Raum also in  $M^{3n-5}$  Kästchen zerlegt. Jedem in einem Kästchen liegenden Ereignis wird dann die Häufigkeit der in diesem Kästchen liegenden simulierten Reaktionen zugeordnet.

### III. Einzelheiten des benutzten Verfahrens

Alle bisherigen Verfahren zur vieldimensionalen Analyse von Vielteilchenprozessen vergleichen die experimentellen Ereignisse im Raum der  $3n-5$  Koordinaten mit simulierten Ereignissen der möglichen Prozesse einer Teilchenkombination im Endzustand.

In dieser Arbeit werden ausschließlich experimentelle Daten betrachtet.

#### 1. Berechnung der verallgemeinerten Koordinaten

Zuerst werden aus den  $N$  kinetischen Energien im Schwerpunktsystem  $N-1$  kartesische Koordinaten nach Gleichung II.3.(10) bestimmt. Die analog aus den Longitudinalimpulsen im Schwerpunktsystem bestimmten kartesischen Koordinaten werden nach Gleichung II.3.(13) in Polarkoordinaten transformiert. Man erhält also:

$N-1$	Energie-Simplex-Koordinaten	
$N-3$	Winkel im Bereich von 0 bis $\pi$	) zusammen
1	Winkel im Bereich von 0 bis $2\pi$	
		) $N-1$ Polarkoordinaten
1	Radius	)

Es wird aber nicht der impulsabhängige Radius  $R$ , sondern die Größe  $R/R_{\max}$  verwendet, wobei  $R_{\max}$  der maximal mögliche Wert von  $R$  bei gegebenen Winkeln

ist. Sie wird bestimmt aus der Nullstelle der Funktion

$$F\left(\frac{R_{\max}}{R}\right) = \left[ \sum_{i=1}^n \left(\frac{R_{\max}}{R}\right)^2 q_i^2 + m_i^2 \right]^{1/2} - W$$

mit Hilfe des Newton'schen Näherungsverfahrens. Die Koordinate  $R_0 = R/R_{\max}$  ist für alle Ereignisse des Kanals  $pp \rightarrow np\pi^+$  im Abb. III.1.1. dargestellt. Sie hat ein Maximum zwischen 0.9 und 1.0 und fällt rechts vom Maximum sehr schnell ab. Ihre Verteilung weicht stark von einer Normalverteilung ab. Sie trennt also Prozesse, deren  $R_0$  in der Nähe des Maximums liegt, möglicherweise schlecht. Deshalb wird statt  $R_0$  die Größe

$$X_{2N-2} = 0.1 \ln \frac{R_0}{1-R_0}$$

benutzt (EAD 71). Die Verteilung dieser Größe (Abb. III.1.1.) ist einer Normalverteilung ähnlich. Es gilt  $0 < X_{2N-2} \leq 1$ . Für die Energie-Simplex-Koordinaten gilt  $|x_i| \leq 1$ . Es ist zweckmäßig, auch die Winkel so zu normieren, daß ihre Beträge die gleiche Größenordnung haben wie die übrigen Koordinaten. Deshalb werden statt der Winkel folgende Größen  $x'_i$  benutzt:

$$x'_i = \frac{x_i}{360} \quad 2N-3 \geq i \geq N$$

Dieses Verfahren liefert  $2N-2$  Variable. Für Drei-Teilchen-Endzustände ist  $2N-2 = 4 = 3N-5$ . Für Fünf-Teilchen-Endzustände liefert das angegebene Verfahren  $2N-2 = 8$  Koordinaten. Bei  $3N-5 = 10$  Freiheitsgraden können noch zwei Variable frei gewählt werden. Da die Transversalimpulse bisher nur in einer Koordinate, der Größe  $R/R_{\max}$ , berücksichtigt wurden, ist es zweckmäßig, Kombinationen von Transversalimpulsen als zusätzliche Koordinaten zu verwenden.

## 2. Anfangswerte

Um Prozesse und Cluster einander zuordnen zu können, muß in einer Ausgangsnäherung die Lage der Cluster der einzelnen Prozesse im  $3n-5$  dimensionalen Raum grob bestimmt werden. Eine Möglichkeit, neben der bereits beschriebenen Simulation von Ereignissen, besteht darin, einen Prozeß durch Schnitte in kinematischen Variablen zu definieren. In dieser Arbeit wurden überwiegend Schnitte in der invarianten Masse von Teilchenkombination zur Definition von Prozessen verwendet. Fällt so eine Masse für ein Ereignis in ein vorgegebenes Intervall, so erhält es für den zugehörigen Prozeß das Gewicht 1. Es sind auch zusätzliche Be-



dingungen möglich, wie z. B. ein Schnitt im Quadrat des Viererimpulsübertrags  $t$  eines Teilchens des Ausgangszustandes auf eine Teilchenkombination des Endzustandes. Erfüllt ein Ereignis die Bedingungen mehrerer,  $N$  vorgegebener Prozesse, so erhält jeder Prozeß das Gewicht  $W = 1/N$ .

### 3. Metrik und Iterationen

Für jedes experimentelle Ereignis werden die Koordinaten und die Ausgangsgewichte für die einzelnen Prozesse berechnet. Die Lage der einzelnen Cluster im  $3n-5$  dimensionalen Raum wird durch die Ereignisse definiert, die ein Gewicht für den jeweiligen Prozeß erhalten haben.

Im Folgenden sei  $\ell$  der Index der Ereignisse,  
 $m$  der Index der Koordinate,  
 $i$  der Index der Cluster (Prozesse).

Dann sind die Koordinaten  $V_{im}$  eines Clusters  $i$  (Koordinaten eines Clustermittelpunktes) gegeben durch

$$V_{im} = \frac{\sum_{\text{alle } \ell} W_i X_{\ell m}}{\sum_{\ell} W_{i\ell}}, \quad (1)$$

wobei  $W_{i\ell}$  das Gewicht des  $\ell$ -ten Ereignisses für den  $i$ -ten Prozeß und  $X_{\ell m}$  die  $m$ -te Koordinate des  $\ell$ -ten Ereignisses ist. Die Zugehörigkeit eines Ereignisses zu einem Cluster ist nicht nur vom Abstand des Ereignisses vom Clustermittelpunkt, sondern auch von der Form des Clusters abhängig. Es wird angenommen, daß die Verteilung der Ereignisse im Cluster einer  $3n-5$  dimensionalen Normalverteilung entspricht. Für jedes Cluster muß also eine Metrik bestimmt werden, durch die allen Ereignissen, die auf Hyperellipsoiden gleicher Dichte liegen, der gleiche Abstand vom Clustermittelpunkt zugeordnet wird. Dazu wird die Metrikmatrix

$$M_{mn} = \frac{\sum_{\ell} W_i ((X_{\ell m} - V_m)(X_{\ell n} - V_n))}{\sum_{\ell} W_{i\ell}} \quad m, n = \text{Koordinaten} \quad (2)$$

für jeden Prozeß  $i$  bestimmt. Diese Wahl der Metrik kommt mit  $k(k+1)/2$  Parametern zur vollständigen Angabe der Metrik aus mit  $k = 3n-5$ . Für den Abstand  $d$  eines Ereignisses  $\ell$  mit dem Koordinatenvektor  $\vec{x}$  vom Clustermittelpunkt  $\vec{V}$  gilt dann die Gleichung

$$d^2 = (\vec{x} - \vec{V}_i)^T M_i^{-1} (\vec{x} - \vec{V}_i) .$$

Daraus werden zunächst in erster Näherung für jedes durch seinen Koordinatenvektor  $\vec{x}$  repräsentiertes Ereignis Gewichte  $W$  für jeden Prozeß  $i$  errechnet mit Hilfe der Gleichung

$$W(i) = \frac{N_i}{\sqrt{|\det M_i^{-1}|}} e^{-1/2 (\vec{x}-\vec{V}_i)^T M_i^{-1} (\vec{x}-\vec{V}_i)},$$

die der Gleichung für die Dichte einer Normalverteilung ähnelt. Dabei ist  $N_i$  die Zahl der Ereignisse mit einem Gewicht für Prozeß  $i$ ,  $V_i$  und  $M_i$  Koordinatenvektor und Metrikmatrix des Prozesses  $i$ . Durch Abschneiden kleiner Gewichte wird verhindert, daß Ereignisse auch für weit entfernte Cluster ein Gewicht ungleich Null erhalten. Schließlich werden noch alle Gewichte eines Ereignisses  $i$  durch die Größe

$$W_n(i) = \frac{W(i)}{W_S(i)} \quad \text{mit} \quad W_S = \sum_i W_i$$

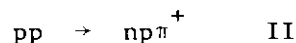
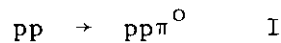
ersetzt und damit die Gewichte auf eine Wahrscheinlichkeitsverteilung normiert. Dies hat bei einem Ereignis, das nur einem Prozeß zugeordnet wird, zur Folge, daß es das Gewicht 1 erhält, also bei einem Prozeß in die Berechnung des Zentrums und der Momentenmatrix mit Gewicht 1 eingeht.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für alle Ereignisse definiert neue Cluster, deren Koordinatenvektoren und Metrikmatrizen neu bestimmt werden. Das geschieht, indem die Differenzen zu den alten Clusterkoordinaten und Metrikmatrizen berechnet werden. Daraus werden dann wieder Wahrscheinlichkeitsverteilungen bestimmt, und so wird iterativ vorgegangen, bis sich die Zuordnungen zu den einzelnen Clustern nicht über statistische Fluktuation hinaus verändern.

#### IV. Untersuchungen in den Kanälen $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow np\pi^+$

##### 1. Auswahl der Ereignisse

Von der in unserem Experiment benutzten Standardblasenkammerauswertung (FES 73) werden allen Ereignissen durch das Kinematikprogramm GRIND (GRI 63) Hypothesen ohne und mit einem neutralen Teilchen angepaßt. Bei den Reaktionen



wird zusätzlich zu den gemessenen geladenen Teilchen ein neutrales Teilchen angepaßt. Dazu werden 3 Bestimmungsgleichungen benötigt. Reaktionen, bei denen keine neutralen Teilchen auslaufen, sind durch die Erhaltung der drei Impulskordinaten und durch die Energieerhaltung vierfach überbestimmt (4C-Anpassung). Die Anpassung der Reaktionen mit einem neutralen auslaufenden Teilchen ist also einfach überbestimmt (1C-Anpassung).

Bei einigen Ereignissen ist ein Spurparameter (Radius, Azimut-, Polarwinkel) einer Spur nicht gemessen worden. Dann ist die Anpassung an die Reaktionen I und II nicht mehr überbestimmt. Da keine Zwangsbedingung zur Verfügung steht, ist die Überprüfung einer Hypothese nicht möglich. Diese Ereignisse werden im weiteren nicht mehr betrachtet.

$p p \pi^0$

Eine falsche 1C-Hypothese kann leichter akzeptiert werden als eine falsche 4C-Hypothese, da nur eine Zwangsbedingung zur Verfügung steht. Auch ist es wegen der kleinen Masse des  $\pi^0$  bei elastischen Ereignissen häufig möglich, ein weitgehend ruhendes  $\pi^0$  zusätzlich anzupassen. Deshalb ist bei gleichzeitiger Anpassung einer 4C-Hypothese und einer 1C-Hypothese mit angepaßtem  $\pi^0$  die 4C-Hypothese wesentlich wahrscheinlicher. Es werden in dieser Arbeit  $pp\pi^0$ -1C-Hypothesen verworfen, wenn gleichzeitig  $pp$ -4C-Hypothesen angepaßt sind.

$n p \pi^+$

Bei geladenen Teilchen mit einem Laborimpuls von mehr als 1.5 GeV/c kann auf Grund der Ionisation nicht mehr entschieden werden, ob es sich um ein Proton oder ein Pion handelt. Nur positive Teilchen mit einem kleineren Laborimpuls können einwandfrei identifiziert werden. Werden auf Grund der Ionisation die beiden geladenen Teilchen als  $p$  und  $\pi^+$  identifiziert, so wird ein Neutron mit großem Laborimpuls angepaßt. Deshalb werden im Kanal  $np\pi^+$  nur die Ereignisse benutzt, bei denen der Impuls der Neutronen im Schwerpunktsystem positiv ist. Da  $pp$ -Reaktionen Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie im Schwerpunktsystem aufweisen, ist die benutzte Hälfte des Phasenraums repräsentativ für den gesamten Phasenraum.

Die Reichweite von Pionen in der Blaskammer ist groß gegenüber der Reichweite von Protonen gleicher Energie. Beispielsweise hat ein Proton von 400 MeV/c Impuls in flüssigem Wasserstoff eine Reichweite von ca. 50 cm und ein Pion von gleichem Impuls eine Reichweite von ca. 10 m. Deshalb sind die als Pionen inter-

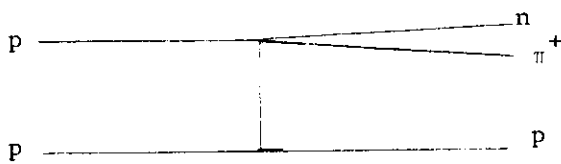
pretierten positiv geladenen Teilchen, die in der Kammer zur Ruhe kommen, meist fehlinterpretierte Protonen. Diese Ereignisse werden deshalb nicht benutzt. Benutzt wurden 5479 (5055) Ereignisse mit der Hypothese  $pp\pi^0$  und 4243 (5123) Ereignisse mit der Hypothese  $np\pi^+$  bei 24 (12) GeV/c Laborimpuls.

## 2. Trennung der Prozesse

### 2.1. Kanal $np\pi^+$

Der Endzustand  $np\pi^+$  kann über mehrere verschiedene Zwischenzustände entstehen. Das auslaufende Pion kann sowohl mit dem Neutron als auch mit dem Proton Cluster bilden. Cluster, die im  $3n-5 = 4$  dimensionalen Raum nicht an der gleichen Stelle liegen, können durch das angegebene Verfahren getrennt werden. Folgende Prozesse wurden in der Ausgangsnäherung vorgegeben durch Masseneinschränkungen der Nukleon-Pion-Teilchenkombination:

a) Neutron ist assoziiert mit dem Pion



Prozeß a.1) Masse ( $n\pi^+$ ) kleiner als  $1.6 \text{ GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $N^*(1470)$ ,  $N^*(1520)$ ,  $N^*(1535)$ .

a.2) Masse ( $n\pi^+$ ) zwischen  $1.6$  und  $2.05 \text{ GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $N^*(1670)$ ,  $N^*(1688)$ ,  $N^*(1700)$ ,  $N^*(1780)$ ,  $N^*(1860)$ .

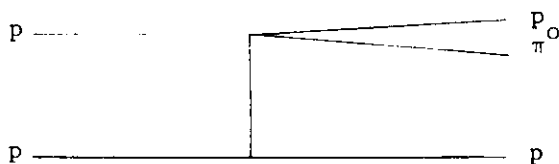
a.3) Masse ( $n\pi^+$ ) zwischen  $2.05$  und  $2.35 \text{ GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $N^*(2190)$ ,  $N^*(2220)$ .

a.4) Masse ( $n\pi^+$ ) zwischen  $2.35$  und  $3 \text{ GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $N^*(2650)$ ,  $N^*(3030)$ .

b) Proton ist assoziiert mit dem Pion



Prozeß b.1) Masse ( $p\pi^+$ ) zwischen 1.14 und 1.34  $\text{GeV}/c^2$ .

Dieses ist der Massenbereich des  $\Delta^{++}(1236)$ .

b.2) Masse ( $p\pi^+$ ) zwischen 1.6 und 1.8  $\text{GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $\Delta^{++}(1650)$   $\Delta^{++}(1670)$ .

b.3) Masse ( $p\pi^+$ ) zwischen 1.9 und 2  $\text{GeV}/c^2$ .

In diesem Bereich liegen die Resonanzen  $\Delta^{++}(1890)$ ,  $\Delta^{++}(1910)$ ,  $\Delta^{++}(1950)$ .

Diese sieben Prozesse erfassen die vier z. Zt. bekannten Gruppen von  $N^*$ -Resonanzen (a.1 bis a.4) und die drei nach bisherigen Kenntnissen wesentlichsten Gruppen von  $\Delta^{++}$ -Resonanzen (b.1 bis b.3). Sofern mehrere Resonanzen zusammengefaßt sind, war eine Trennung innerhalb dieser Gruppen nicht möglich, da sich die Cluster der einzelnen Prozesse im 4-dimensionalen Raum zu stark überlagern. Drei Teilchen-Endzustände werden als Punkte im 4-dimensionalen Raum dargestellt. Die Koordinaten sind nach Kap. II.5:

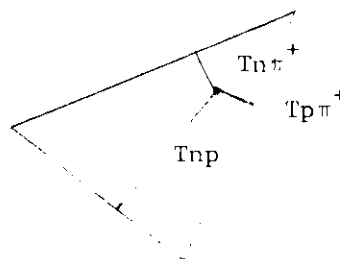
2 Energie-Simplex-Koordinaten (Dalitzdiagramm)

1 Winkel im Bereich  $0 - 360^\circ$  (Von Hove-Winkel)

1 Radius (kinematikunabhängig dargestellt als transformiertes  $R/R_{\max}$ )

Mit der angegebenen Ausgangsnäherung werden dann Iterationen durchgeführt, wie in Kapitel III.3 beschrieben, und so die Cluster getrennt. Nach zehn Iterationen ändern sich die Zuordnungen zu den einzelnen Clustern nicht mehr statistisch bedeutsam, und die Zuordnung wird abgebrochen. Im folgenden sollen die Ergebnisse dieses Verfahrens an Hand der Koordinaten und Massenverteilungen diskutiert werden.

Im Dalitzdiagramm wird die kinetische Energie der  $n\pi^+$ -Teilchenkombination gegen die kinetische Energie der  $p\pi^+$ -Teilchenkombination des Drei-Teilchen-Endzustandes aufgetragen. Im relativistischen Grenzfall ist das Dalitz-Diagramm ein Dreieck (SKJ 64). Die Höhen eines Punktes repräsentieren die kinetischen Energien der Massenkombinationen.



In Abb. IV 2.1 sind die Dalitzdiagramme für alle Ereignisse und die Ereignisse jedes Prozesses dargestellt. Alle  $n\pi^+$ -Prozesse liegen bei kleinen kinetischen Energien der  $n\pi^+$ -Teilchenkombination  $T_{n\pi^+}$  und alle  $p\pi^+$ -Prozesse bei kleinen kinetischen Energien der  $p\pi^+$ -Teilchenkombination. Eine geringe Überlappung tritt im Bereich auf, in dem beide kinetische Energien klein sind. Die beiden anderen Koordinaten, Van Hove-Winkel und transformiertes  $R/R_{\max}$  sind in Abb. IV 2.2 gegeneinander aufgetragen für alle Ereignisse und die Ereignisse jedes Prozesses. Der Van Hove-Winkel trennt besonders gut die Prozesse a.s bis a.4 (Van Hove-Winkel zwischen  $0.75$  und  $0.92$  entsprechend  $270^\circ$  bis  $333^\circ$ ) von den Prozessen b.1 bis b.3 (Van Hove-Winkel zwischen  $0.91$  und  $0.08$  entsprechend den Winkelbereichen  $330^\circ$  bis  $360^\circ$  und  $0^\circ$  bis  $32^\circ$ ). Die vierte Koordinate (transformiertes  $R/R_{\max}$ ) trennt teilweise die Prozesse innerhalb der beiden Gruppen, besonders deutlich zu sehen bei Prozessen b.1 ( $R/R_{\max}^T$  überwiegend zwischen  $0.3$  und  $0.6$ ) und Prozeß b.2 ( $R/R_{\max}^T$  überwiegend zwischen  $0.1$  und  $0.3$ ).

Abb. IV 2.3 und IV 2.4 zeigen die  $n\pi^+$ - und  $p\pi^+$ -Massenkombinationen für alle benutzten Ereignisse bei  $12$  und  $24$  GeV/c Laborimpuls. Diese Ereignisse werden durch das Trennverfahren auf die sieben Cluster aufgeteilt.

Die Massen der Teilchenkombination  $n\pi^+$  und  $p\pi^+$  sind in Abb. III 2.3 und III 2.6 für die 7 Prozesse dargestellt. Abb. IV 2.7, 1. Bild, zeigt alle Ereignisse, die keiner der vorgegebenen Reaktionen zugeordnet wurden. Man sieht, daß alle möglichen Prozesse erfaßt worden sind, sonst wäre hier noch ein Prozeß zu erkennen. Das 2. Bild zeigt, daß Prozeß a.1 bei kleiner Masse einen Cluster bildet, der keine Ausläufer zu größeren Massen hin besitzt. Der Prozeß a.2 (3. Bild) erstreckt sich weit bis zu kleinen Massen.

Im Bereich der Resonanzen zwischen  $1.6$  und  $1.8$  GeV/c<sup>2</sup> liegen noch viele Ereignisse; aus dem oberen Massenbereich zwischen  $1.8$  und  $2.05$  GeV ist das Cluster im Laufe der Iterationen weitgehend abgewandert. Noch stärker ist dieser Effekt ausgeprägt bei den Prozessen a.3 (Bild 4) und a.4 (Bild 5). Das Maximum des Prozesses a.3 ist hinabgewandert in den Bereich der  $N^*$  zwischen  $1.6$  und  $1.8$  GeV. Dort konkurriert er stark mit dem Prozeß a.2. Die Prozesse b.1, b.2, b.3, bei denen das Pion mit dem Proton assoziiert ist, zeigen in der  $n\pi^+$ -Masse breite Phasenraumstruktur. Es scheint also kein bekannter  $n\pi^+$ -Prozeß von vorgegebenen  $p\pi^+$ -Prozessen erfaßt zu sein. Bei den  $p\pi^+$ -Massenkombinationen ist besonders das  $\Delta^{++}(1236)$  in Prozeß b.1 (Bild 2) sehr gut abgetrennt. Die Prozesse b.2 (Bild 3) und b.3 (Bild 4) sind nicht gut voneinander, aber vollständig vom Pro-

zeß b.1 getrennt. Auch hier sind die  $n\pi^+$ -Prozesse a.1 bis a.4 frei von  $p\pi^+$ -Resonanzen.

Dieses Verfahren trennt also die  $p\pi^+$ -Prozesse vollständig von den  $n\pi^+$ -Prozessen. Es ist aber nicht möglich, die einzelnen  $p\pi^+$ - und  $n\pi^+$ -Prozesse sicher voneinander zu trennen. Diese Tatsache wird auch von den Korrelationsmatrizen in der Tabelle 1 bestätigt. Dort findet man die Zahl der Ereignisse  $N_{ij}$ , die ein Gewicht sowohl für den Prozeß  $i$  als auch für den Prozeß  $j$  erhalten haben, die Summe der Gewichte  $S_{ij}$ , die Ereignisse für den Prozeß  $i$  und den Prozeß  $j$  erhalten haben, und die gemeinsamen Gewichte  $W_{ij} = S_{ij}/N_{ij}$  der Prozesse  $i, j$  für jedes Ereignis. Zur Berechnung dieser Tabellen wurde nur etwa die Hälfte der Ereignisse benutzt. Stark korreliert in  $N_{ij}$ ,  $S_{ij}$  und  $W_{ij}$  sind die  $n\pi^+$ -Prozesse a.1 bis a.4 und die Prozesse b.1 bis b.3. Deshalb ist es sinnvoll, alle  $n\pi^+$ - und alle  $p\pi^+$ -Prozesse zu je einem Prozeß zusammenzufassen. Abb. IV 2.5 zeigt die  $n\pi^+$ -Masse und die  $p\pi^+$ -Masse für alle Prozesse der Gruppe a und für alle Prozesse der Gruppe b. Dieses Verfahren ermöglicht es also, Prozesse, bei denen das Pion mit dem Proton erzeugt wird, gut von Prozessen zu trennen, bei denen das Neutron zusammen mit dem Pion erzeugt wird.

Tabelle 2a gibt die Wirkungsquerschnitte an für die Reaktionskanäle  $pp \rightarrow pp\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+$  und die Prozesse  $pp \rightarrow n(p\pi^+)$  und  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ , definiert durch das Clusterverfahren.

## 2.2. Kanal $pp\pi^0$

Abb. III.3 zeigt alle  $p\pi^0$  Massenkombinationen des Kanals  $pp\pi^0$  bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls. Im Kanal  $pp\pi^0$  wird analog zum Kanal  $np\pi^+$  vorgegangen. Hier werden, auch auf Grund der Erfahrungen mit dem Kanal  $np\pi^+$ , lediglich 2 Prozesse durch Masseneinschränkungen vorgegeben: das neutrale Pion kann mit jedem der beiden Protonen einen Zwischenzustand mit kleiner Masse bilden, definiert durch Masse ( $p\pi^0$ ) kleiner als  $1.6 \text{ GeV}/c^2$ .

## 2.3. Trennung nach kleinstem Öffnungswinkel

Ein anderes Verfahren zur Zuordnung der Nukleonen zu den Pionen benutzt den Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem (BOG 69). Bild IV 2.9 zeigt die zweidimensionale Verteilung des  $\cos\theta^{**}(N_1, \pi)$  gegen  $\cos\theta^{**}(N_2, \pi)$  für die Kanäle  $pp \rightarrow np\pi^+$  und  $pp \rightarrow p\pi^0$  bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls.  $\theta^{**}$  ist der Winkel im Schwerpunktsystem zwischen den Impulsvektoren des Nukleons und des Pions. Bei dem größten Teil der Ereignisse ist der Winkel zwischen dem Pion und einem der beiden aus-

laufenden Nukleonen klein. Dadurch ergeben sich zwei Gruppen von Ereignissen, die durch die Bedingung  $\cos\theta_1^* > \cos\theta_2^*$  oder  $\cos\theta_1^* < \cos\theta_2^*$  bestimmt werden. Da dieses Verfahren die Prozesse  $pp \rightarrow N_1(N_2\pi)$  und  $pp \rightarrow (N_1\pi)N_2$  voneinander trennen kann, ermöglicht es, Ergebnisse des Clustertrennverfahrens mit denen eines anderen Trennverfahrens zu vergleichen.

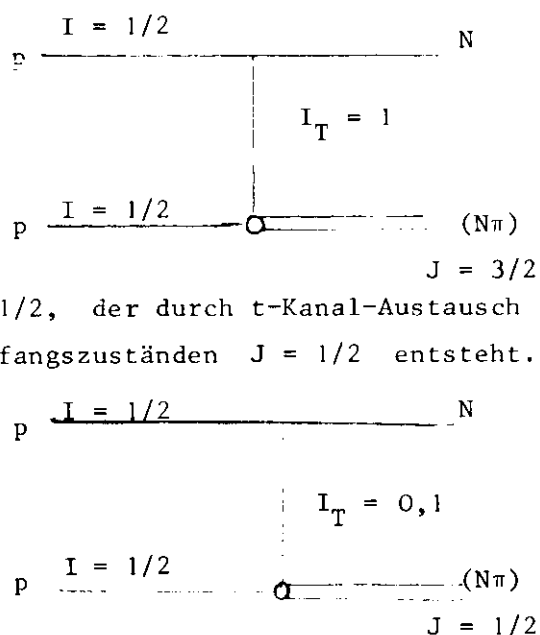
Tabelle 2b gibt die Wirkungsquerschnitte an für die Reaktionskanäle  $pp \rightarrow pp\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+$  und die Prozesse  $pp \rightarrow n(p\pi^+)$  und  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ , definiert durch das Trennverfahren nach kleinsten Öffnungswinkeln. Die Unterschiede werden in Kap. IV.5 diskutiert.

### 3. Isospinamplituden und Massenspektren

Die Trennung der Prozesse  $pp \rightarrow n(p\pi^+)$ ,  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$  und  $pp \rightarrow p_1(p_2\pi^0)$ ,  $pp \rightarrow p_2(p_1\pi^0)$  ermöglicht es, die einzelnen Isospin-Amplituden zu bestimmen (KOB 73). Die Amplitude  $A_1^{3/2}$  beschreibt den Nukleon-Pion-Endzustand mit Isospin  $3/2$  (oberer Index), der durch Austausch von Isospin  $I = 1$  (t-Kanal-Isospin, unterer Index) aus den Anfangszuständen  $J = 1/2$  entsteht. Die Amplitude  $A_{0,1}^{1/2}$  beschreibt den Nukleon-Pion-Endzustand  $J = 1/2$ , der durch t-Kanal-Austausch von Isospins  $I = 0$  oder  $I = 1$  aus den Anfangszuständen  $J = 1/2$  entsteht. Die Amplituden  $A_{I_1}^{I_2}$  sind mit den Isospinamplituden  $M_{I_1}^{I_2}$  verknüpft durch die Beziehung (BOE 73):

$$A_1^{3/2} = \frac{9}{8} M_1^{3/2}$$

$$A_{0,1}^{1/2} = M_0^{1/2} - \frac{1}{3} M_1^{1/2}$$



Für die Amplituden  $A_1^{3/2}$  und  $A_{0,1}^{1/2}$  und den Interferenzterm  $\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2})$  über alle Spinzustände und den Phasenraum integriert gilt (BOG 69):

$$|A_1^{3/2}|^2 dR = \frac{4}{3} \sigma_{pp \rightarrow n(p\pi^+)}$$

$$|A_{0,1}^{1/2}|^2 dR = \sigma_{pp \rightarrow p(p\pi^0)} + \sigma_{pp \rightarrow p(n\pi^+)} - \frac{1}{3} \sigma_{pp \rightarrow n(p\pi^+)}$$

$$\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2}) dR = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ 2 \sigma_{pp \rightarrow p(p\pi^0)} - \sigma_{pp \rightarrow p(n\pi^+)} - \frac{1}{3} \sigma_{pp \rightarrow n(p\pi^+)} \}$$



Die Amplituden  $A_0^{1/2}$  und  $A_1^{1/2}$  können nur durch zusätzliche Daten von pn-Experimenten getrennt werden, die bei dieser Arbeit nicht zur Verfügung standen. Deshalb kann beim  $I = 1/2$  Endzustand nicht zwischen t-Kanal-Isospin 0 und 1 unterschieden werden. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse und damit die Amplituden können sowohl nach dem Clustertrennungsverfahren als auch nach dem Trennungsverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem bestimmt werden.

Tabelle 3 zeigt die integrierten Amplituden, nach beiden Verfahren bestimmt. Eine Übersicht über die Ergebnisse aus Experimenten bei anderen Energien findet man bei BOE 73.

Die Größen  $|A_{0,1}^{1/2}|^2 dR$ ,  $|A_1^{3/2}|^2 dR$  und  $\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2}) dR$  sind Funktionen der Masse. In Abb. IV 3.1 und IV 3.2 werden die nach beiden Trennungsverfahren bestimmten Größen für die Strahlimpulse 12 und 24 GeV/c gegenübergestellt.

Die Verteilung der invarianten ( $n\pi$ )-Masse der Amplitude  $A_{0,1}^{1/2}$  zeigt ein breites Signal von der Schwelle bis zu einer Masse von etwa  $1.8 \text{ GeV}/c^2$ . Das erste Maximum bei etwa  $1.4 \text{ GeV}/c^2$  liegt unterhalb der bekannten  $I = 1/2$  ( $n\pi$ )-Resonanz (ROS 73). Es könnte eine allgemeine Eigenschaft der diffraktiven Dissoziation (SMZ 73) des Protons in ein  $n\pi$ -System sein und auf einen starken Anteil an  $I = 0$  Austausch, genauer Pomeronaustausch, hindeuten. Diese Vermutung wird durch die geringe Energieabhängigkeit der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude gestützt.

In der Verteilung der invarianten ( $p\pi^+$ )-Masse der  $A_1^{3/2}$ -Amplitude dominiert das Signal der  $\Lambda^{++}$ -Resonanz. Der starke Abfall des Signals von 12 auf 24 GeV/c (Maximum bei 12 GeV/c:  $5.5 \text{ mb/GeV}$ , bei 24 GeV/c:  $2.1 \text{ mb/GeV}$ ) deutet darauf hin, daß bei dieser Amplitude Ein-Pion-Austausch, genauer Meson-Austausch, überwiegt. Die Art der Austauschprozesse ist ausführlicher bei KOB 73 diskutiert.

Der Interferenzterm als Funktion der ( $n\pi$ )-Masse zeigt, vor allem bei der Clustertrennungsmethode, bei kleinen Massen um  $1.1 \text{ GeV}/c^2$ , eine geringe positive Abweichung von Null, die durch die  $I = 1$  Austauschanteile der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude erklärt werden könnte.

#### 4. $t'$ -Verteilungen

In diesem Kapitel wird der Betrag  $t$  des Quadrates des Viererimpulsübertrages von den einlaufenden Protonen auf das auslaufende  $(n\pi)$ -System mit Isospin  $1/2$  und  $3/2$  untersucht. Um den Einfluß der kinematischen Grenzen des Viererimpulses auszuschließen, werden die Größen  $A_{0,1}^{1/2}$  und  $A_1^{3/2}$  als Funktion der Variablen  $t'$  dargestellt. Sie ist definiert als

$$t' = t - t_{\min}, \quad (4.1)$$

wobei  $t_{\min}$  das von der Masse des auslaufenden  $n\pi$ -Systems abhängige minimale Viererimpulsübertragsquadrat ist. Die Abhängigkeit der Größe  $t$  von der Masse zeigt Abb. IV 4.1. Im sogenannten Chew-Low-Plot ist  $t$  in Abhängigkeit der  $n\pi^+$ -Masse für alle nach IV.1 ausgewählten Ereignisse mit  $np\pi^+$ -Hypothesen bei 24 GeV/c dargestellt. Der jeweils minimale Impulsübertrag ist eingezeichnet. Bei kleinen Massen bis etwa 2.0 GeV/c<sup>2</sup> wird die kinematische Grenze  $t = t_{\min}$  nicht erreicht. Bei kleinen Viererimpulsüberträgen unter 0.01 GeV/c konnte beim Scan das Pion der  $n\pi^+$ -Teilchenkombination nicht vom einlaufenden Proton unterschieden werden. Die Abbildungen IV 4.3 bis IV 4.5 zeigen die  $t'$ -Abhängigkeit der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude definiert nach beiden Trennungsverfahren für 5 Massenintervalle des auslaufenden  $(n\pi)$ -Systems bei beiden Strahlimpulsen. Wegen der schlechteren Statistik werden die  $t'$ -Verteilungen der Amplitude  $A_1^{3/2}$  in Abb. IV 4.6 bis IV 4.9 auf drei Massenintervalle beschränkt. Die Abbildungen zeigen, daß beide Amplituden vor allem durch kleine Impulsüberträge beschrieben werden. Von Böckmann et al. (BOE 73) ist eine Beschreibung in der Form

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t'} = A \cdot e^{-Bt'} \quad (4.2)$$

im  $t'$ -Intervall von 0.0 bis 0.4 vorgeschlagen worden. Die Abb. IV 4.2 bis 4.9 zeigen bei kleinen Massen der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude und bei der  $A_1^{3/2}$ -Amplitude deutliche Abweichungen von einer linearen exponentiellen Abhängigkeit. Eine lineare Anpassung ist zwar formal möglich, eine sehr geringe Anpassungswahrscheinlichkeit von z. B.  $10^{-3}$  im ersten Massenintervall der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude unterstützt die Vermutung, daß der physikalische Sachverhalt durch eine lineare Anpassung nicht optimal beschrieben wird. Deshalb wurde die  $t'$ -Abhängigkeit durch den Ausdruck

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t'} = A e^{-Bt' + Ct'^2}$$

im  $t'$ -Intervall von 0 bis 0.4 beschrieben.

Die Steigung der  $t'$ -Anpassung  $-S(t') = -B + 2Ct'$  an den Stellen  $t = t' + t_{\min} = 0.0, 0.1$  und  $0.3$  GeV/c findet man in den Abbildungen IV 4.10 und IV 4.11. Die Steigung  $S$  der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude weist zwei unterschiedliche Bereiche auf. Bei  $t = 0.0$  GeV/c und  $t = 0.1$  GeV/c fällt sie von hohen Werten ( $14 \text{ GeV}^{-2}$  bzw.  $11 \text{ GeV}^{-2}$ ) bei kleinen  $(n\pi^+)$ -Massen auf niedrige Werte ( $5 \text{ GeV}^{-2}$ ) bei größeren  $(n\pi^+)$ -Massen. Bei  $t = 0.3$  GeV/c fällt sie nur noch schwach ab. Die Daten können sogar eine massenunabhängige Steigung an der Stelle  $t = 0.3$  GeV/c nicht ausschließen. Die Steigung  $B$  für die  $t'$ -Abhängigkeit ohne quadratisches Glied in Abb. IV 4.12 und IV 4.13, die über das Anpassungsintervall von 0.0 bis 0.4 mittelt, entspricht der Größe  $S$  bei  $t = 0.1$ . Sie wird also stark durch den vorderen Bereich geprägt. Ein starker Abfall der Steigung bei wachsender Masse ist von Satz (SAT 70) für diffraktiv erzeugte Prozesse vorhergesagt worden.

Die Gleichung IV 4.3 ermöglicht es, die  $t'$ -Verteilung in einem wesentlich größeren Intervall zu beschreiben. Abb. IV 4.12 zeigt die  $t'$ -Verteilung der  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplitude bei 24 GeV/c Laborimpuls mit einer Anpassung bis  $t' = 1.0$  GeV/c. Die Anpassungen bis  $t' = 0.4$  und bis  $t' = 1.0$  GeV/c stimmen innerhalb der Fehler überein. Durch die Anpassung bis  $t' = 1$  GeV/c werden auch die Randeffekte der Anpassung bis  $t' = 0.4$  GeV/c vermieden, die die Amplitude  $A_{0,1}^{1/2}$  im 1. Massenintervall bei 12 GeV/c (Abb. IV 4.1) und die Amplitude  $A_1^{3/2}$  im 2. Massenintervall bei 12 GeV/c im  $t'$ -Bereich um 0.4 GeV/c schlecht beschreiben.

Auch die  $t'$ -Verteilungen der  $A_1^{3/2}$ -Amplitude wurde an den Ausdruck III 4.3 im  $t'$ -Intervall von 0 bis 0.4 angepaßt. Die Steigung  $S$  (Abb. IV 4.11) ist in allen Massenintervallen innerhalb der Fehler gleich und fällt von  $t = 0$  bis  $t = 0.3$  von  $15 \text{ GeV}^{-2}$  auf  $5 \text{ GeV}^{-2}$  ab. Signifikante Unterschiede zwischen den Werten bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls sind bei keinem der beiden Trennungsverfahren festzustellen.

### 5. Vergleich der Trennungsverfahren

Vergleicht man die Ergebnisse nach beiden Trennungsmethoden, so stellt man folgende Unterschiede fest:

- 1) Die integralen Werte der Amplitude  $A_1^{3/2}$  bei 12 GeV/c (Tabelle 3) sind nach der Clustermethode um ein Drittel niedriger als nach der Trennungsmethode nach kleinstem Öffnungswinkel. Dabei besteht bei den differentiellen Werten (Abb. IV 3.1) nur ein geringer Unterschied im Maximum von  $5.5 \pm 0.3$  mb  $5.5 \pm 0.3 \text{ mb/GeV/c}^2$  bei der Clustertrennungsmethode gegen  $5.9 \pm 0.3 \text{ mb/GeV/c}^2$

bei der Methode nach kleinstem Öffnungswinkel. Im Massenbereich von 1.4 bis 2.2 GeV/c<sup>2</sup> sind die Werte nach der Clustermethode deutlich niedriger. Im Bereich von 1.4 bis 1.6, in dem keine  $\Delta^{++}$ -Resonanzen liegen, sind sie mit Null verträglich im Gegensatz zu den Werten, die nach der Winkelmethode gewonnen wurden. Sie liegen in diesem Bereich zwischen  $1.0 \pm 0.1$  mb/GeV/c<sup>2</sup> und  $0.5 \pm 0.1$  mb/GeV/c<sup>2</sup>. Bei 24 GeV/c<sup>2</sup> stimmen die Werte nach beiden Methoden innerhalb der Fehler überein.

- 2) Die  $A_{0,1}^{1/2}$ -Amplituden stimmen sowohl in den integralen Werten als auch in den Massenverteilungen innerhalb der Fehler überein. Lediglich bei großen ( $n^2$ )-Massen über 1.8 GeV/c<sup>2</sup> erhält man, vor allem bei 12 GeV/c, nach der Clustermethode signifikant größere Werte (bei einer ( $n\pi$ )-Masse von 2.5 GeV:  $0.25 \pm 0.05$  gegenüber  $0.1 \pm 0.05$  mb/GeV/c<sup>2</sup>).
- 3) Der Interferenzterm bestimmt nach der Winkelmethode ist meist innerhalb großer Fehler mit Null verträglich. Nach der Clustertrennungsmethode ist er bei 12 GeV/c bei sehr starken Schwankungen im Massenbereich von 2.2 bis 3 GeV/c<sup>2</sup> deutlich negativ:  $-0.4 \pm 0.2$  mb/GeV/c<sup>2</sup>. Auch im Bereich kleiner Massen bei 1.1 GeV/c<sup>2</sup> gibt es eine deutliche Abweichung: 24 GeV/c  $0.7 \pm 0.1$  mb/GeV/c<sup>2</sup>; 12 GeV/c  $0.4 \pm 0.15$  mb/GeV/c<sup>2</sup>, die bei der Winkelmethode schwächer ist; 24 GeV/c  $0.4 \pm 0.15$  mb/GeV/c<sup>2</sup>; 12 GeV/c  $0.3 \pm 0.15$  mb/GeV/c<sup>2</sup>.
- 4) Die Steigung der  $t'$ -Verteilung der Amplituden stimmt nach beiden Verfahren innerhalb der Fehler überein. Dabei ist im letzten Massenintervall die Steigung der Amplituden, die durch das Clustertrennverfahren bestimmt werden, meist größer als die Steigung der Amplituden, die durch das Winkelverfahren bestimmt werden.

Es soll im Folgenden versucht werden, die Ergebnisse zu werten.

Zu 1)

Die  $A_1^{3/2}$ -Amplitude beider Verfahren beschreibt das  $\Delta^{++}$  innerhalb der Fehler gleich. Im mittleren Massenbereich von 1.4 bis 2.0 GeV beschreibt das Clusterverfahren die Amplitude besser, da dort Ereignisse nur im Bereich bekannter  $\Delta$ -Resonanzen liegen.

Zu 2 und 4)

Das Clustertrennverfahren beschreibt möglicherweise Prozesse mit großer Masse besser, sofern Ereignisse mit großer Masse einen eigenen Cluster bilden. Der

steilere  $t'$ -Abfall konnte bedeuten, daß die Amplituden durch das Clustertrennverfahren besser abgegrenzt werden. Das Clusterverfahren verwirft Ereignisse, die es nicht mindestens einem der Cluster zuordnen kann. Diese Ereignisse treten bei allen  $(n\pi)$ -Massen auf (Abb. IV 2.6 und 2.7). Das Trennverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel ordnet dagegen jedes Ereignis einem der beiden Prozesse  $n(p\pi^+)$  oder  $p(n\pi^+)$  zu. Der Schnitt bei  $\cos(N,\pi) = 1/2$  ist dabei willkürlich. Vor allem Ereignisse mit größerer Masse können dadurch leicht dem falschen Prozeß und damit der falschen Amplitude zugewiesen werden. Dadurch kann die  $t'$ -Verteilung flacher werden.

Zu 3)

Beim Clustertrennverfahren können einem Ereignis Gewichte für mehrere Prozesse zugeordnet werden, da sich die Cluster teilweise überlappen. Eine eindeutige Zuordnung von Ereignis und Prozeß ist nicht immer möglich. Es können nur für jedes Ereignis Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Prozesse angegeben werden. Die Zuordnung von Gewichten mehrerer Prozesse zu einem Ereignis führt aber dazu, daß einem Ereignis im  $n\pi^+$ -Kanal gleichzeitig Gewichte zu Prozessen der Gruppen a und b zugeordnet werden können, da - wie in Abschnitt III.2 erläutert wurde - die Cluster der Prozeßgruppen im  $3n-5$  dimensionalen Raum nicht vollständig getrennt sind. Aus den Korrelationsmatrizen in Tabelle 1 geht hervor, daß gemeinsame Gewichte vor allem bei den Prozessen a.2 mit b.1 und a.4 mit b.1, b.2, b.3 bestehen. Diese Korrelationen machen sich im Interferenzterm bemerkbar.

Tabelle 1 Korrelationsmatrizen

a)  $N_{ij}$ : Zahl der Ereignisse  $N_{ij}$ , die ein Gewicht sowohl für den Prozeß i als auch für den Prozeß j erhalten haben.

Prozeß	a.1	a.2	a.3	a.4	b.1	b.2	b.3
a.1		1594	1559	1493	47	15	9
a.2			1738	1777	73	60	74
a.3				1756	31	54	74
a.4					139	165	186
b.1						339	163
b.2							419
b.3							

Gesamtzahl der Ereignisse: 3056

Laborimpuls: 24 GeV/c

b)  $S_{ij}$ : Summe der Gewichte, die Ereignisse für den Prozeß i und den Prozeß j erhalten haben.

Prozeß	a.1	a.2	a.3	a.4	b.1	b.2	b.3
a.1		1126.6	848.9	706.0	19.3	1.2	0.9
a.2			847.4	999.7	50.8	14.4	14.7
a.3				738.1	6.36	0.3	1.1
a.4					111.4	105.6	147.5
b.1						299.2	131.9
b.2							182.1
b.3							

Gesamtzahl der Ereignisse: 3056

Laborimpuls: 24 GeV/c

c)  $W_{ij} = \frac{S_{ij}}{N_{ij}}$  Summe der gemeinsamen Gewichte der Prozesse i,j pro Ereignis.

Prozeß	a.1	a.2	a.3	a.4	b.1	b.2	b.3
a.1		0.41	0.54	0.47	0.41	0.08	0.10
a.2			0.49	0.56	0.70	0.24	0.20
a.3				0.42	0.21	0.01	0.01
a.4					0.80	0.64	0.79
b.1						0.88	0.81
b.2							0.43
b.3							

Laborimpuls: 24 GeV/c

Tabelle 2 Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  
 $pp \rightarrow pp\pi^0$ ,  $pp \rightarrow n(n\pi^+)$ ,  $pp \rightarrow n(p\pi^+)$  in mb.

a) Bestimmt nach der Cluster-Separations-Methode.

GeV/c	$pp \rightarrow pp\pi^0$	$pp \rightarrow n(n\pi^+)$	$pp \rightarrow n(p\pi^+)$	
12	1.17 ± 0.12	2.23 ± 0.2	0.74 ± 0.07	mb
24	0.86 ± 0.09	1.60 ± 0.2	0.40 ± 0.04	mb

b) Bestimmt nach der Minimum Open Angle Methode.

GeV/c	$pp \rightarrow pp\pi^0$	$pp \rightarrow n(n\pi^+)$	$pp \rightarrow n(p\pi^+)$	
12	1.17 ± 0.12	1.86 ± 0.2	1.14 ± 0.1	mb
24	0.86 ± 0.09	1.55 ± 0.2	0.45 ± 0.05	mb

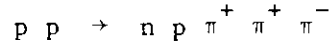
Tabelle 3 Integrale und Interferenzterm in mb.

	$ A_{0,1}^{1/2} ^2 dR$	$ A_1^{3/2} ^2 dR$	$\text{Re}(A_{0,1}^{1/2} \cdot A_1^{3/2}) dR$
<u>12 GeV/c</u>			
Cluster Methode	3.15 ± 0.3	0.98 ± 0.1	-0.09 ± 0.2
Minimum Open Angle Methode	2.65 ± 0.3	1.52 ± 0.15	0.1 ± 0.2
<u>24 GeV/c</u>			
Cluster Methode	2.32 ± 0.3	0.53 ± 0.05	-0.01 ± 0.2
Minimum Open Angle Methode	2.26 ± 0.3	0.60 ± 0.06	0.02 ± 0.2

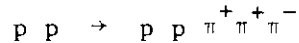
A N H A N G

Untersuchungen im Kanal  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$

Bei der Reaktion



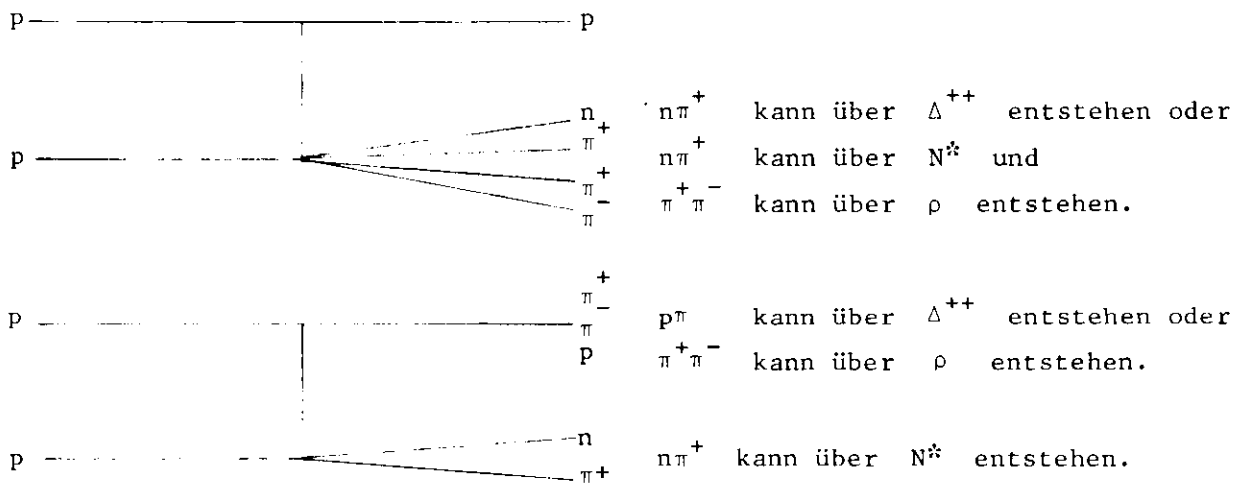
wird zusätzlich zu den vier geladenen Teilchen ein Neutron angepaßt (IC-Anpassung). Bei diesem Kanal ist eine Abgrenzung zur Hypothese



und gegen Hypothesen mit mehreren neutralen Teilchen schwierig. Deshalb reichen die Auswahlkriterien in Kap. III.1. nicht aus. Es wird zusätzlich das Kanaltrennungsverfahren benutzt, das von B. Hellwig (HEL 73) vorgeschlagen wurde: Bei mehreren IC-Hypothesen zu einem Ereignis wird diejenige ausgewählt, deren Betrag des Viererimpulsübertragsquadrats zwischen einlaufendem und auslaufendem Nukleon ( $t = (p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}})^2$ ) am kleinsten ist. Anschließend werden noch vermutlich falsche unter den verbleibenden Hypothesen durch Schnitte in der zweidimensionalen Verteilung der Transversalimpulse gegen die Longitudinalimpulse für Pionen im Schwerpunktsystem und Schnitte in der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit der Anpassung beseitigt. Es bleiben 2785 Hypothesen bei 24 GeV/c Laborimpuls.

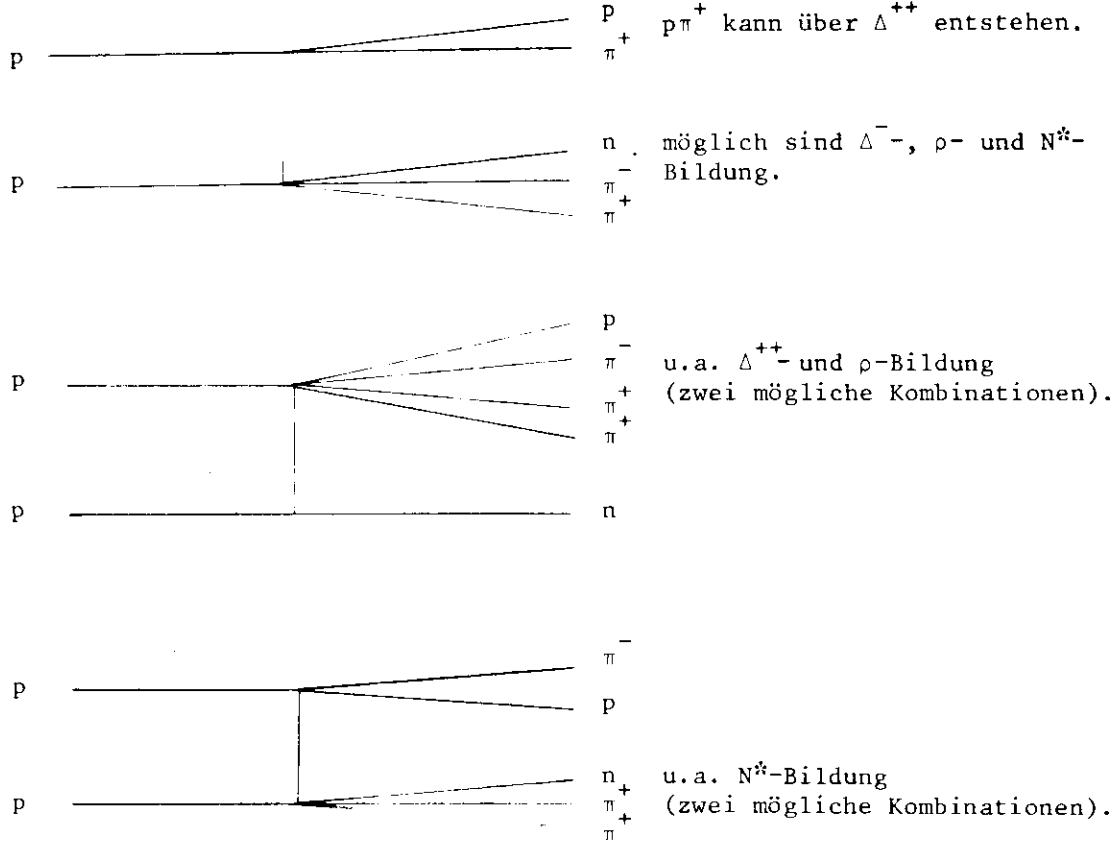
Im Fragmentationsmodell (SMZ 73) werden die Teilchen eines Endzustandes als Fragmente der beiden einlaufenden Teilchen aufgefaßt. Dabei können die Teilchen des Endzustandes  $np\pi^+\pi^+\pi^-$  durch Ladungsaustausch aus den Protonen des Anfangszustandes entstehen. Folgende Fälle sind möglich:

1. Ladungsaustausch: 0

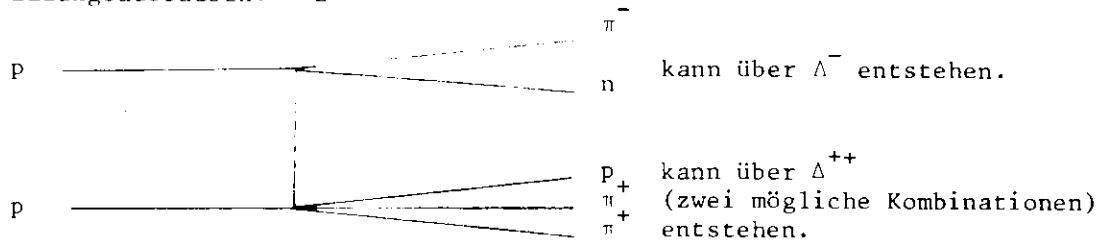




## 2. Ladungsaustausch: 1



## 3. Ladungsaustausch: 2



Die auf der rechten Seite aufgeführte mögliche Resonanzbildung wird zur Definition der einzelnen Prozesse benutzt. Dabei wird definiert:

- $\Delta$  entspricht einer  $p\pi$ -Masse zwischen 1.14 und 1.34  $\text{GeV}/c^2$ ,  
 $N^{*}$  entspricht einer  $n\pi^+$ -Masse zwischen 1.4 und 1.9  $\text{GeV}/c^2$  und  
 $\rho$  entspricht einer  $\pi^+\pi^-$ -Masse zwischen 0.7 und 0.83  $\text{GeV}/c^2$ .

Aus der angegebenen Systematik ergibt sich eine große Zahl von Prozessen, die bei Berücksichtigung von weiteren möglichen Resonanzen mit kleinerem Wirkungsquerschnitt noch wesentlich größer würde. Hier wurden 17 Prozesse vorgegeben mit den in der Systematik aufgeführten Resonanzen.

Nach zehn Iterationen, wenn sich die Zuordnung der Ereignisse zu den Prozessen nicht mehr signifikant verändert, ergibt sich folgendes Bild: Die Prozesse haben sich meist in andere Massenbereiche verschoben. Die vorgegebenen Resonanzen sind nur teilweise in den Massenverteilungen der Prozesse zu erkennen. Sofern sie vorhanden sind, sind sie gleichermaßen in beiden  $n\pi^+$ -Massenkombinationen zu sehen, obwohl sie nur in einer Kombination vorgegeben wurden. Versuche mit mehr oder weniger vorgegebenen Prozessen ergaben keine besseren Ergebnisse.

Es ist bei Fünf-Teilchen-Endzuständen also nicht möglich, mit diesem Verfahren Cluster im  $3n-5 = 10$  dimensionalen Raum zu trennen. Bessere Ergebnisse könnten vielleicht mit anderen Ausgangsnäherungen erzielt werden. Statt der Massenschnitte wäre als Ausgangsnäherung denkbar, Massenverteilungen mit Breit-Wigner-Beschreibung der Resonanzen durchzuführen. Auch die Analyse von Rapiditätsdifferenzen als Ausgangsnäherung wäre vorstellbar.

Es wird aber kaum möglich sein, Doppeldiffraktionsdissoziationsprozesse nach diesem Verfahren abzutrennen: Sie unterscheiden sich nach neueren Ansichten nur durch geringeren durchschnittlichen Transversalimpuls von nicht diffraktiv erzeugten Ereignissen.

Literaturverzeichnis

- BAS 73 E. Bassler, H. Nagel und W.D. Schlatter;  
Separation of Clusters in the Reaction  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p$  at 11.7 GeV/c;  
DESY 73/46 (1973).
- BEN 74 Bonn-Hamburg-München Kollaboration, J. Benecke, V. Blobel et al.;  
Rapidity-Gap Separation and Study of Single-Diffraction Dissociation in pp-Collisions at 12 and 24 GeV/c;  
MPI-PAE/Exp.E1. 38, Februar 1974.
- BOE 73 Bonn-Hamburg-München Kollaboration, K. Böckmann et al.;  
Isospin Analysis of the Reaction  $pp \rightarrow N(N\pi)$  at 12 and 24 GeV/c;  
Bonn Univ. PIB 3-27, Juli 1973.
- BOG 69 H. Boggild et al.;  
Evidence for Dominance of Pomeron Like Exchange in  $pp \rightarrow NN\pi$   
at 19 GeV/c;  
Physics Letters 30 B, 5 (1969).
- BRA 71 J.E. Brau, I.A. Pless et al.;  
A New Analysis of Multibody Final States;  
MIT, CAMBRIDGE; Submitted to Physical Rev. Letters.
- EAD 71 W.T. Eadie et al.;  
Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland  
Publishing Company 1971.
- FER 73 A. Ferraando et al.;  
A Multidimensional Analysis of 3 and 4 Body Processes at  
3.93 GeV/c;  
CERN/D.Ph.11/PHYS 73-49, 1973.
- FES 73 H. Fesefeldt;  
Inklusive Erzeugung von  $\pi^0$ -Mesonen und seltsamen Teilchen in  
pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls;  
Dissertation August 1973, DESY F1-73/11.

- GOT 73 K. Gottfried;  
An Introduction to Multi Particle Production Processes;  
Lectures given in the Academic Training Program November and  
December 1972, Ref. TH. 1615 CERN 1973.
- GRI 63 GRIND-Programmbeschreibung, TC-Handbuch, CERN (1963).
- HEL 73 B. Hellwig;  
Die Reaktionen  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-$  bei 12 und  
24 GeV/c Strahlimpuls;  
Dissertation DESY F1-73/2, Februar 1973.
- HOV 69 L. Van Hove;  
Final State Classification and New Phase Space Plot for Many-  
Body Hadron Collisions;  
Physics Letters 28 B6, 429 (1969).  
Longitudinal Phase-Space Plots of Multiparticle Hadron  
Collisions at High Energies;  
Nuclear Physics B9, 331 (1969).
- KOB 74 P. Kobe;  
Eine Isospinanalyse der Reaktion  $pp \rightarrow NN\pi$  bei 12 und 24 GeV/c;  
Dissertation, Bonn Univ. PT-3-030, September 1973.
- PLE 71 F.T. Dao, M.F. Hodous, I.A. Pless, R.A. Singer;  
Definitions and Conventions of N-Body Prism-Plots  
Data Analysis - PEPR Programming Note Physics No. 101  
(nicht veröffentlicht).
- ROS 73 A.H. Rosenfeld, P. Söding et al.;  
Table of Particle Properties.
- SCH 73 W.-D. Schlatter;  
Separation von Quasi-Zweiteilchenprozessen im  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$   
Endzustand und Analyse der Reaktion  $\pi^+p \rightarrow B^+p \rightarrow \omega\pi^+p$  bei 11.7 GeV/c  
Eingangsimpuls;  
Dissertation DESY F1-73/12 (1973).
- SKY 64 O. Skjeggstad;  
Notes on Phase Space CERN 64-13.

SMZ 73

N. Schmitz;

An Introduction to Proton-Proton Collisions at High Energies;

MPI-PAE/Exp E1. 32.

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. III 1.1 Die Größe  $R_0 = R/R_{\max}$  und die Koordinate  $x_{2N-2} = 0.1 \cdot \ln R_0/(1-R_0)$  für alle Ereignisse des  $n\pi^+$ -Kanals bei einem Strahlimpuls von 24 GeV/c.
- Abb. IV 2.1 Das Dalitz-Dreieck (Energie-Symplex-Koordinaten) für alle Ereignisse und die Ereignisse, deren Gewicht für einen der vorgegebenen Prozesse größer als eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 ist (Strahlimpuls 24 GeV/c).
- Abb. IV 2.2 Die Koordinate  $x(4) = 0.1 \cdot \ln R_0/(1-R_0)$  gegen den Van Hove-Winkel  $x(3)$  für alle Ereignisse und die Ereignisse, deren Gewicht für einen der vorgegebenen Prozesse größer als eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 ist (Strahlimpuls 24 GeV/c).
- Abb. IV 2.3 Verteilung der invarianten Masse des  $n\pi^+$ -Systems bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls.
- Abb. III 2.4 Verteilung der invarianten Masse des  $p\pi^+$ -Systems bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls.
- Abb. III 2.5 Verteilung der invarianten Masse des  $p\pi^0$ -Systems bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls.
- Abb. IV 2.6 Verteilung der invarianten  $n\pi^+$ -Masse für alle Ereignisse, die keinem der vorgegebenen Prozesse zugeordnet werden konnten, und für alle vorgegebenen Prozesse (Strahlimpuls 24 GeV/c).
- Abb. IV 2.7 Verteilung der invarianten  $p\pi^+$ -Masse für alle Ereignisse, die keinem der vorgegebenen Prozesse zugeordnet werden konnten, und für alle vorgegebenen Prozesse (Strahlimpuls 24 GeV/c).
- Abb. IV 2.8 Verteilungen der invarianten  $n\pi^+$ -Masse und der invarianten  $p\pi^+$ -Masse für die Prozesse der Prozeßgruppen a und b (Strahlimpuls 24 GeV/c).

- Abb. IV 2.9      Öffnungswinkel zwischen Nukleon und Pion im Schwerpunkt-  
und IV 2.10      system:  
 $\cos\theta(p_1, \pi^0)$  gegen  $\cos\theta(p_2, \pi^0)$  und  
 $\cos\theta(n, \pi^+)$  gegen  $\cos\theta(p, \pi^+)$   
bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb. IV 3.1      Die Amplituden  $|A_{O,1}^{1/2}|^2 dR$ ,  $|A_1^{3/2}|^2 dR$  und der  
Interferenzterm  $\text{Re}(A_1^{3/2} \cdot A_{O,1}^{1/2}) dR$  definiert nach  
der Clustertrennungsmethode und der Trennungsmethode  
nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem bei  
einem Strahlimpuls von 12 GeV/c.
- Abb. IV 3.2      Wie Abb. IV 3.1: Strahlimpuls 24 GeV/c.
- Abb. IV 4.1      Chew-Low Plot:  $t$  gegen Masse  $n\pi^+$  für die Ereignisse des  
 $n\pi^+$ -Kanals. Eingezeichnet ist die kinematische Grenze  
 $t_{\text{min}}$ .
- Abb. IV 4.2       $t'$ -Verteilung der Amplitude  $|A_{O,1}^{1/2}|^2 dR$  definiert durch  
die Clustertrennmethode bei einem Laborimpuls von 12 GeV/c  
mit Anpassung an den Ausdruck  
$$\frac{d\sigma}{dt'} = A e^{-Bt' + Ct'^2}$$
  
im  $t'$ -Intervall von 0 bis 0.4.
- Abb. IV 4.3      Wie Abb. IV 4.1: Amplitude definiert durch Trennungsmethode  
nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem.
- Abb. IV 4.4      Wie Abb. IV 4.1: Laborimpuls 24 GeV/c.
- Abb. IV 4.5      Wie Abb. IV 4.1: Amplitude definiert durch Trennungsmethode  
nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem.  
Laborimpuls 24 GeV/c.
- Abb. IV 4.6       $t'$ -Verteilung der Amplitude  $|A_1^{3/2}|^2 dR$  definiert durch  
die Clustertrennmethode bei einem Laborimpuls von 12 GeV/c  
mit Anpassung an den Ausdruck  
$$\frac{d\sigma}{dt'} = A e^{-Bt' + Ct'^2}$$
  
im  $t'$ -Intervall von 0 bis 0.4.

- Abb. IV 4.7      Wie Abb. IV 4.5: Amplitude definiert durch Trennungsmethode nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem.
- Abb. IV 4.8      Wie Abb. IV 4.5: Laborimpuls 24 GeV/c.
- Abb. IV 4.9      Wie Abb. IV 4.5: Amplitude definiert durch Trennungsmethode nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem, Laborimpuls 24 GeV/c.
- Abb. IV 4.10     Steigung  $-S = -B + 2C t'$  der  $t'$ -Verteilung der Amplitude  $|A_{0,1}^{1/2}|^2 dR$  an den Stellen  $t = t' + t_{\min} = 0; 0.1; 0.3$  für 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls. Amplitude definiert durch das Trennungsverfahren nach kleinstem Öffnungswinkel im Schwerpunktsystem (Minimum Open Angle Methode) und das Clustertrennungsverfahren (Cluster Analyse).
- Abb. IV 4.11     Wie Abb. IV 4.9: Amplitude  $|A_1^{3/2}|^2 dR$ .
- Abb. IV 4.12     Steigung  $-B$  einer linear logarithmischen Anpassung an die  $t'$ -Verteilung der Amplituden  $|A_{0,1}^{1/2}|^2 dR$  und  $|A_1^{3/2}|^2 dR$  für 12 und 24 GeV/c. Definition der Amplituden durch beide Trennungsverfahren.
- Abb. IV 4.13     Wie Abb. IV 4.2: Anpassung im  $t'$ -Intervall von 0 bis 1.
- Abb. IV 4.14     Wie Abb. IV 4.2: Anpassung an den Ausdruck  

$$\frac{d\sigma}{dt'} = A e^{-Bt'}$$



Danksagung

Herrn Professor M.W. Teucher und Herrn Dr. P. Söding danke ich dafür, daß ich diese Arbeit in der Blasenammergruppe anfertigen konnte und sie diese Arbeit fortwährend unterstützt haben.

Für viele wertvolle Hinweise und Diskussionen danke ich Herrn Dr. V. Blobel. Meinen Freunden vom pp-Experiment danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit und ständige Hilfsbereitschaft.

Ohne die Gruppen beim CERN, die beim Aufbau und Betrieb des Experiments mitgewirkt haben, die Mitarbeiter, die bei der Auswertung der Filme geholfen haben, und die Angehörigen des DESY-Rechenzentrums wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Frau Siegner danke ich für die Anfertigung der Abbildungen.

Frau Siemer danke ich für das Schreiben dieser Arbeit.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Benutzung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

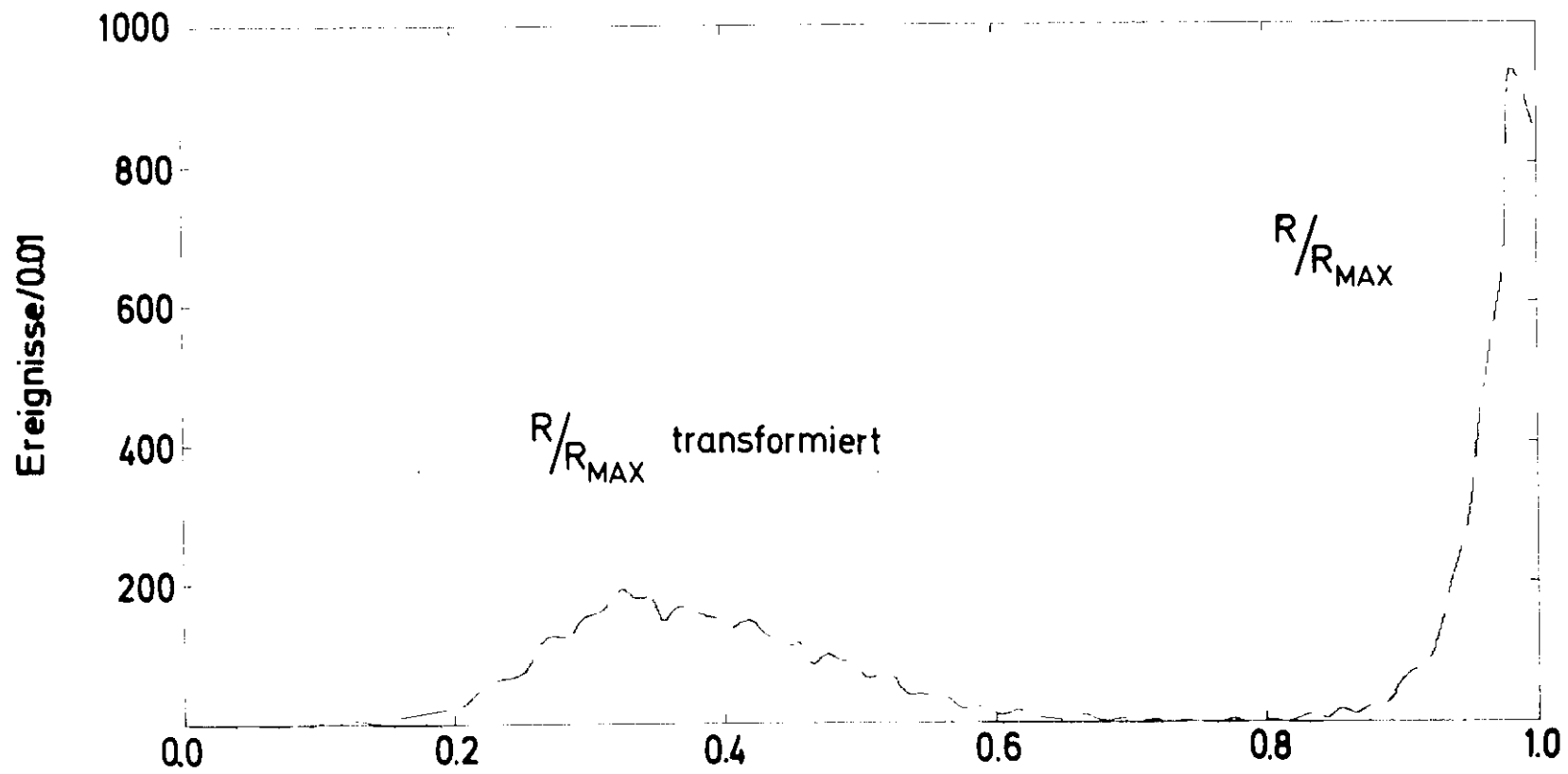


Abb. III.11

# Energie - Simplex - Koordinaten

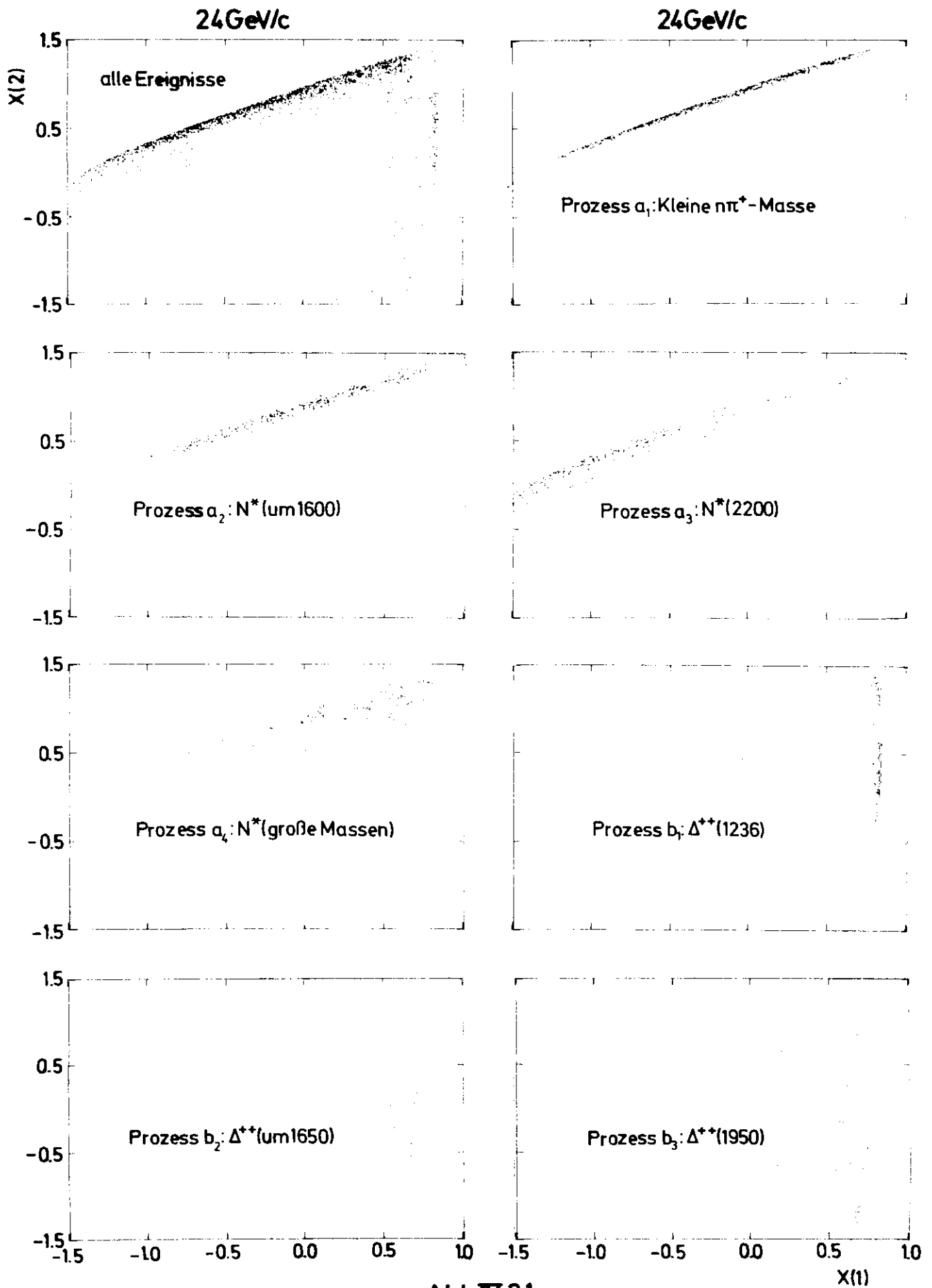


Abb. IV.2.1

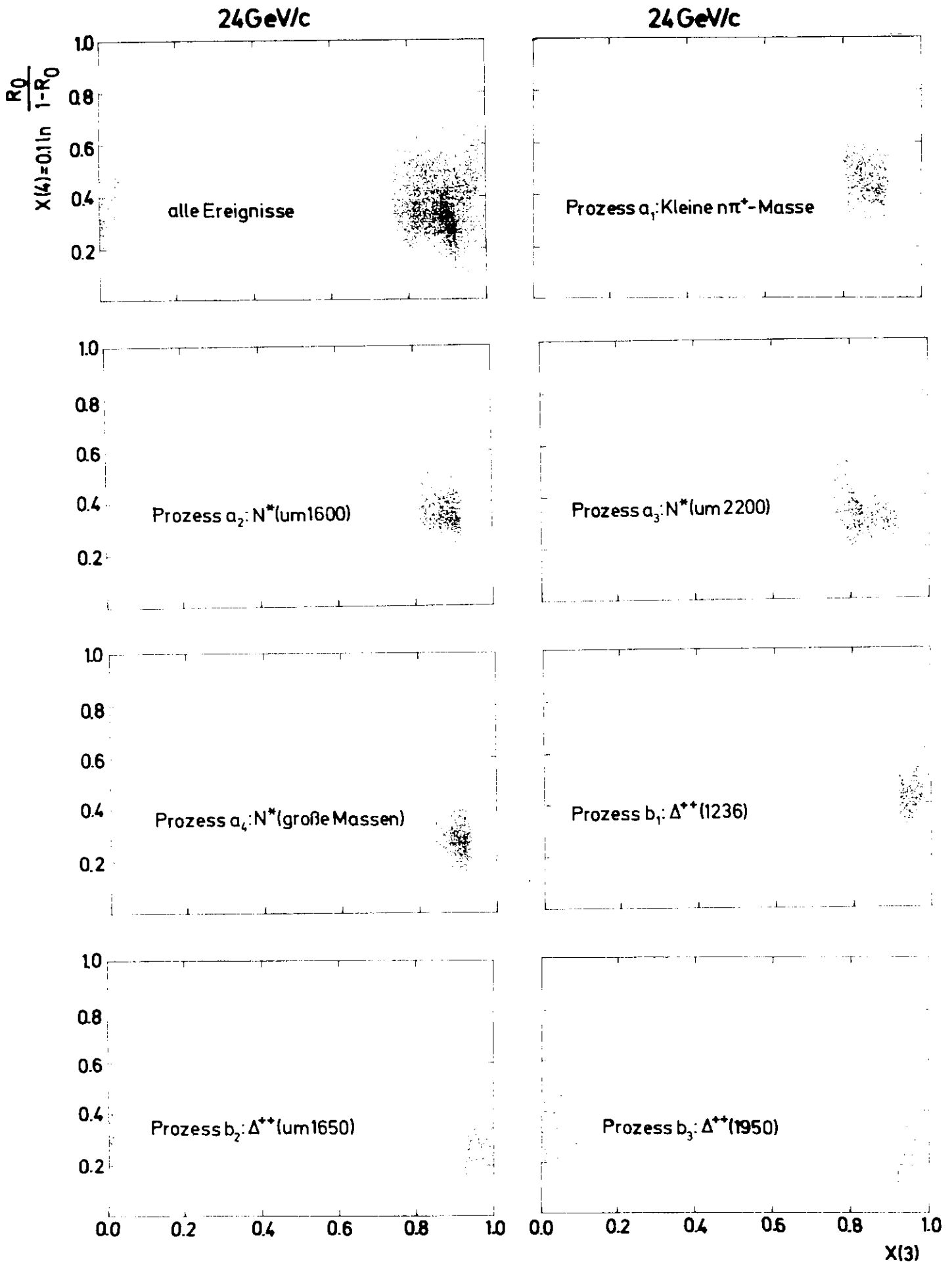


Abb. IV.2.2

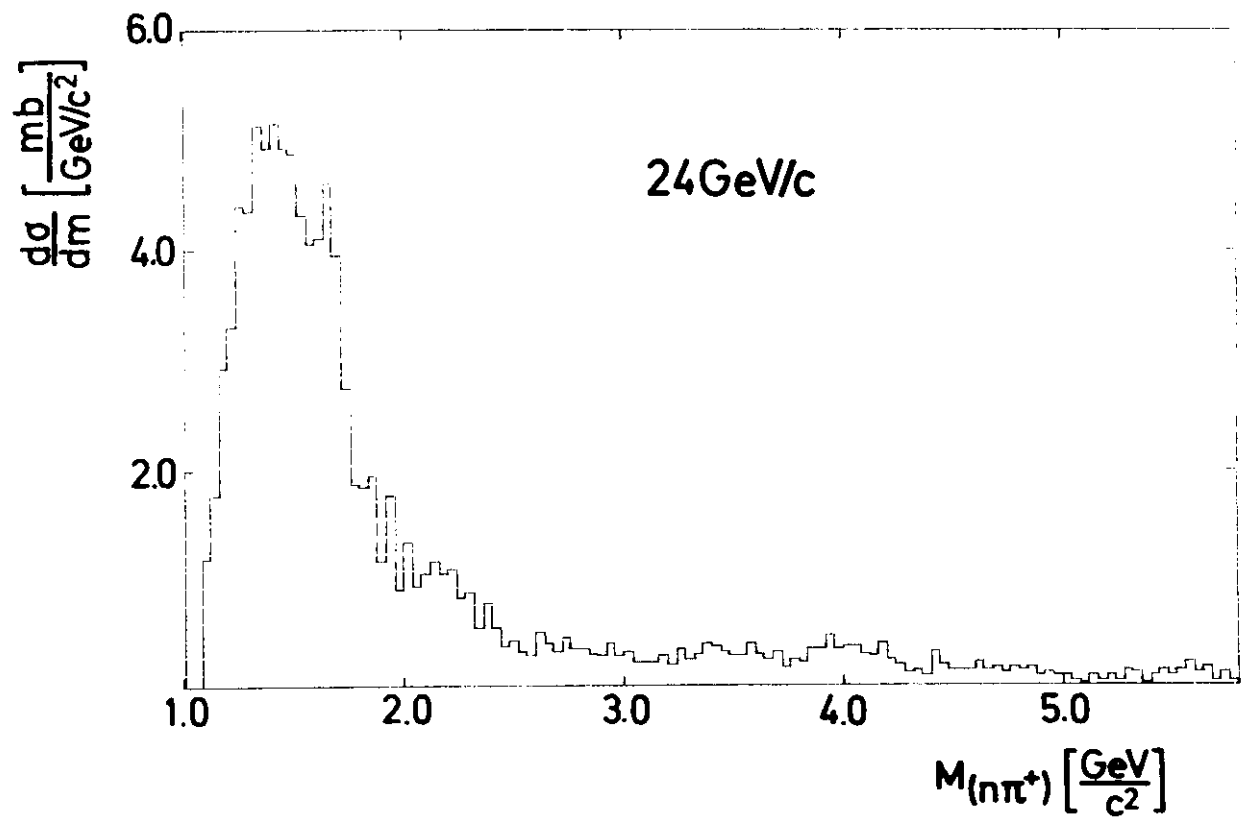
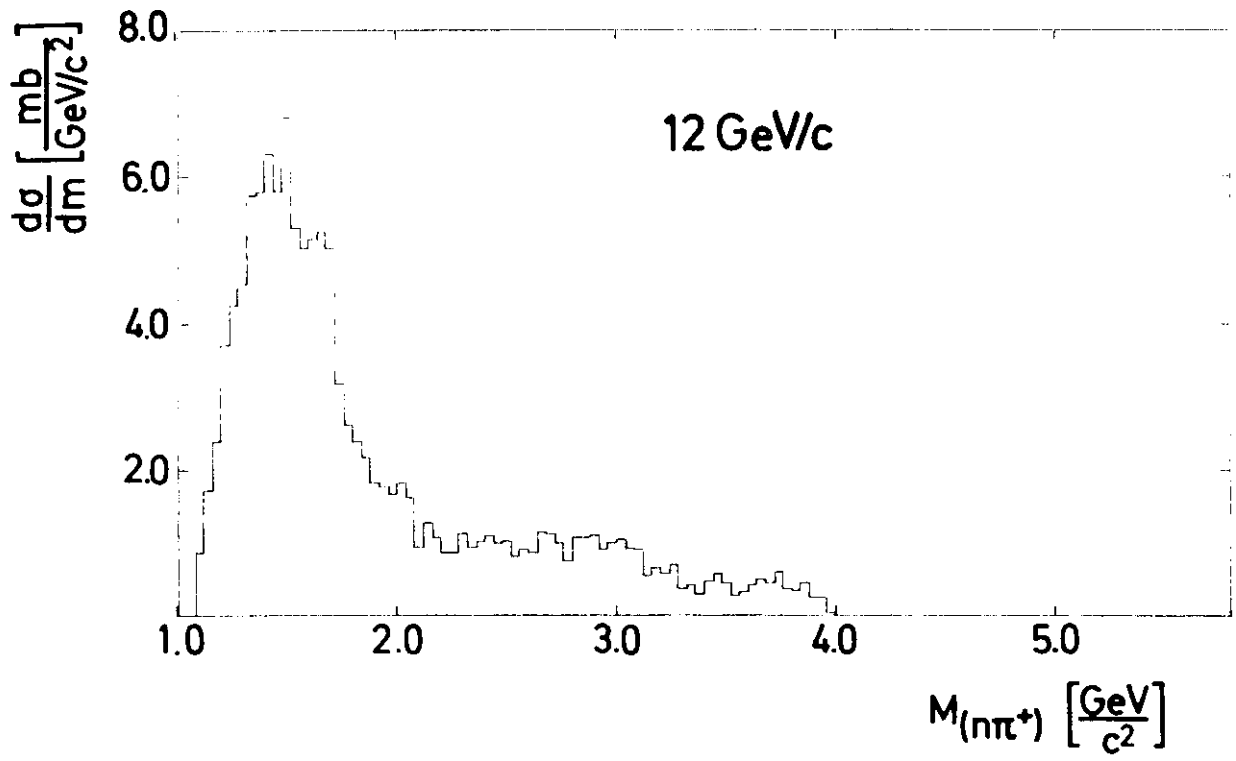


Abb.IV.2.3

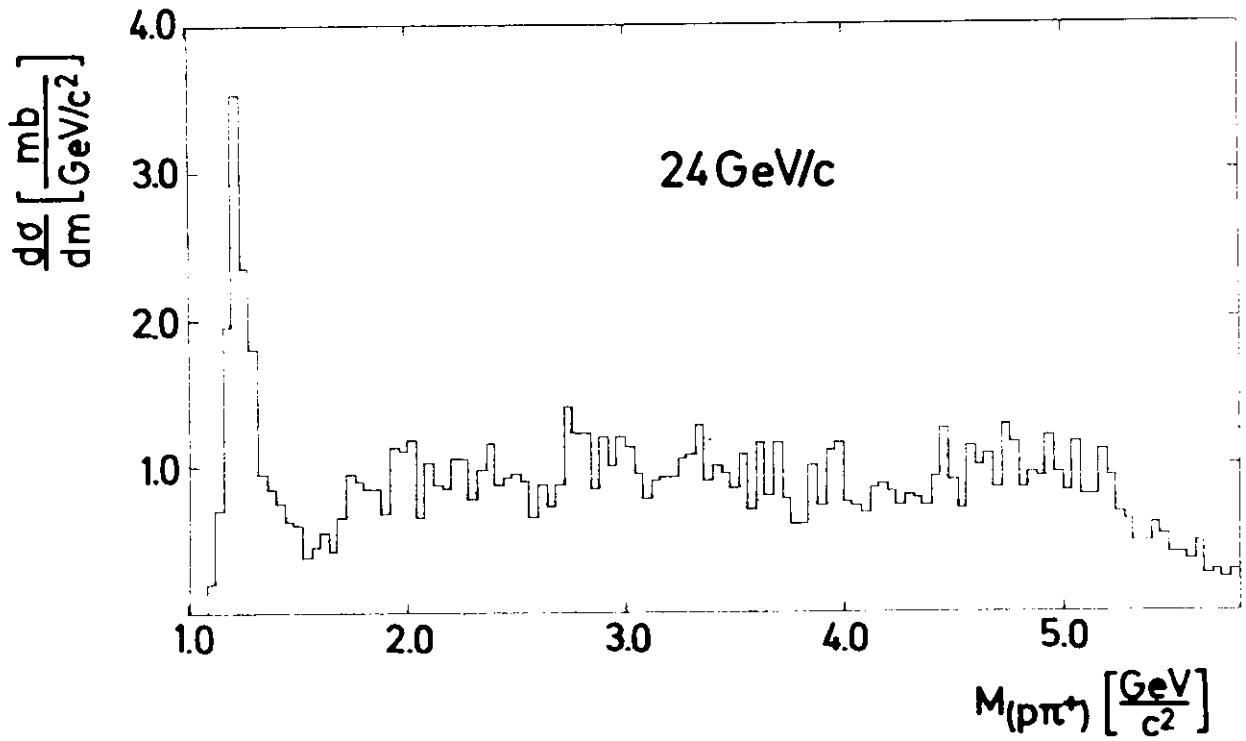
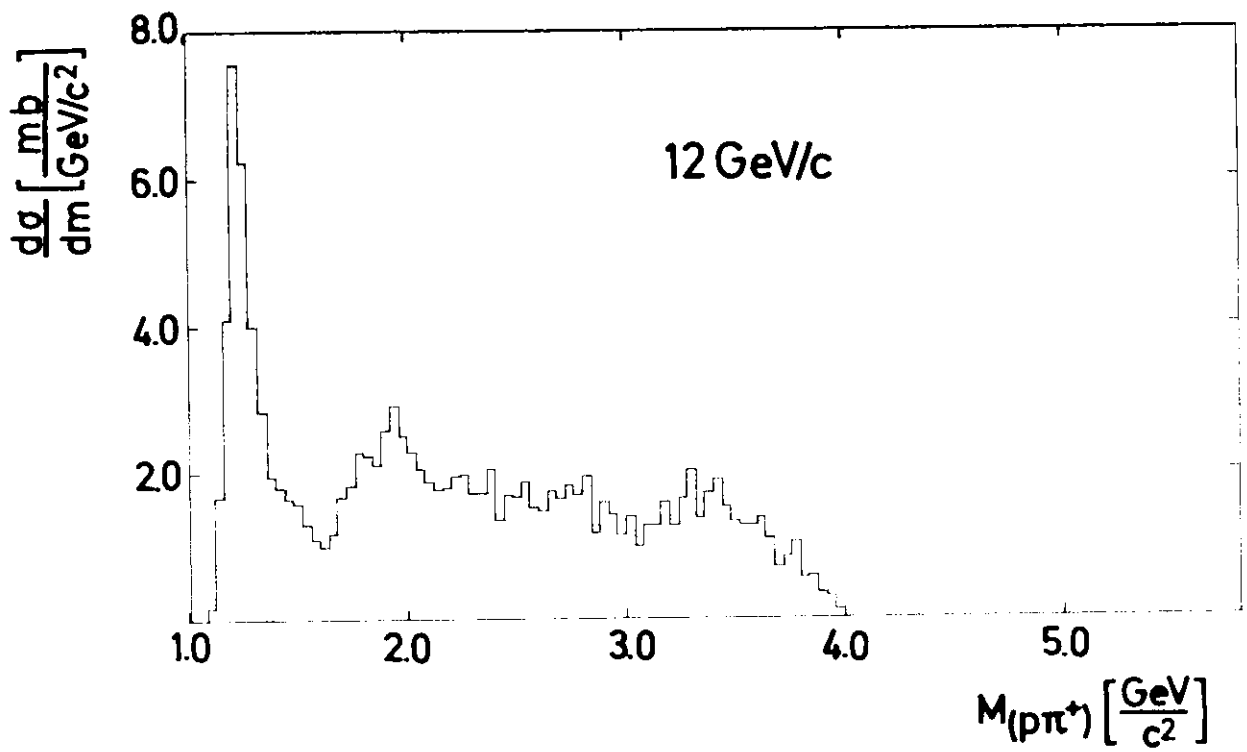


Abb. IV.24

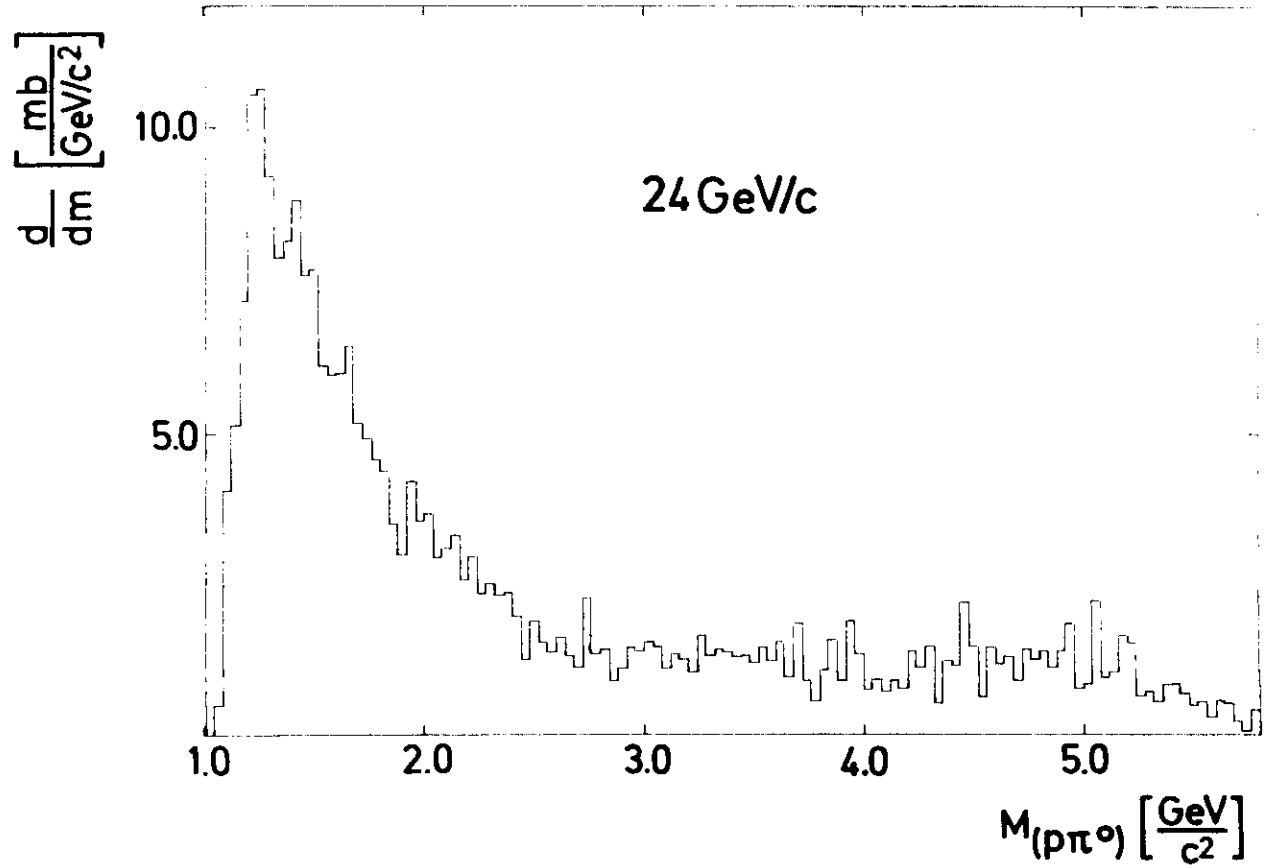
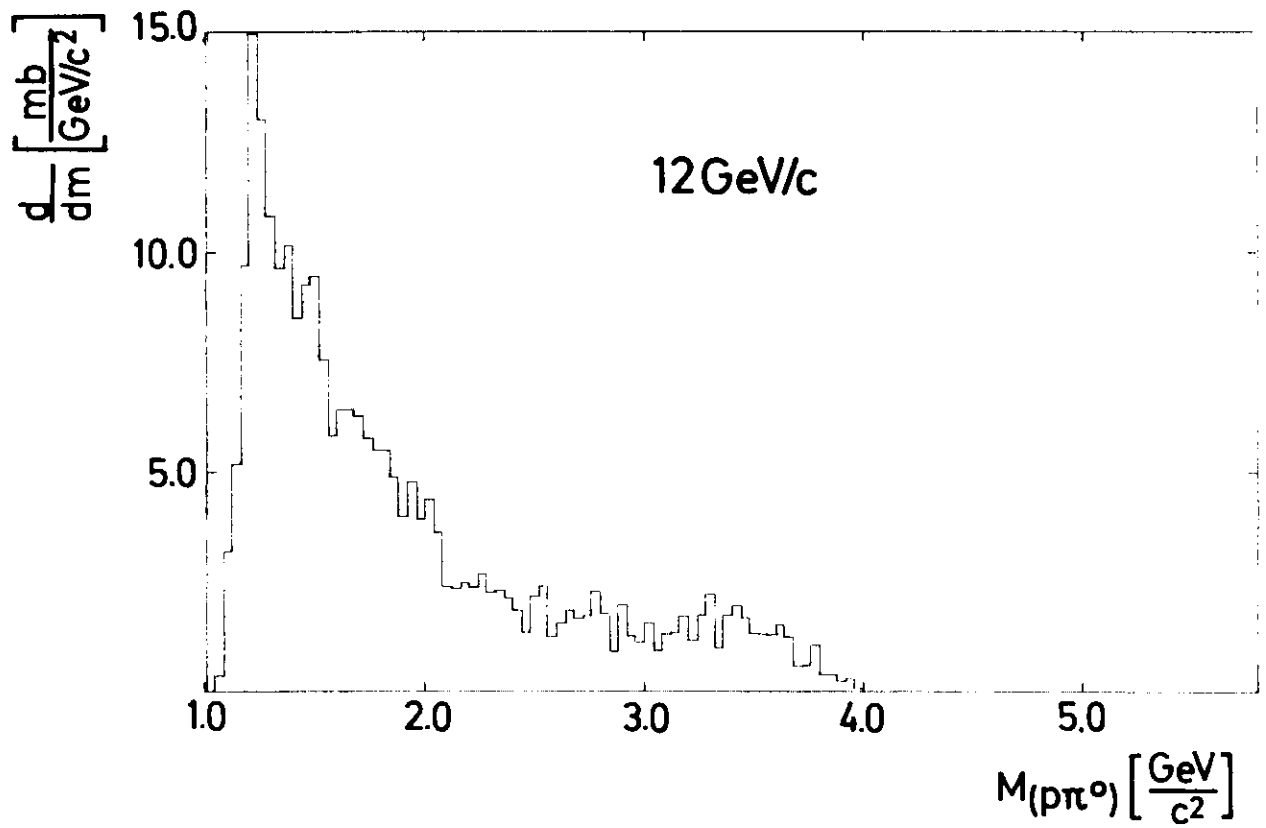


Abb. IV.2.5

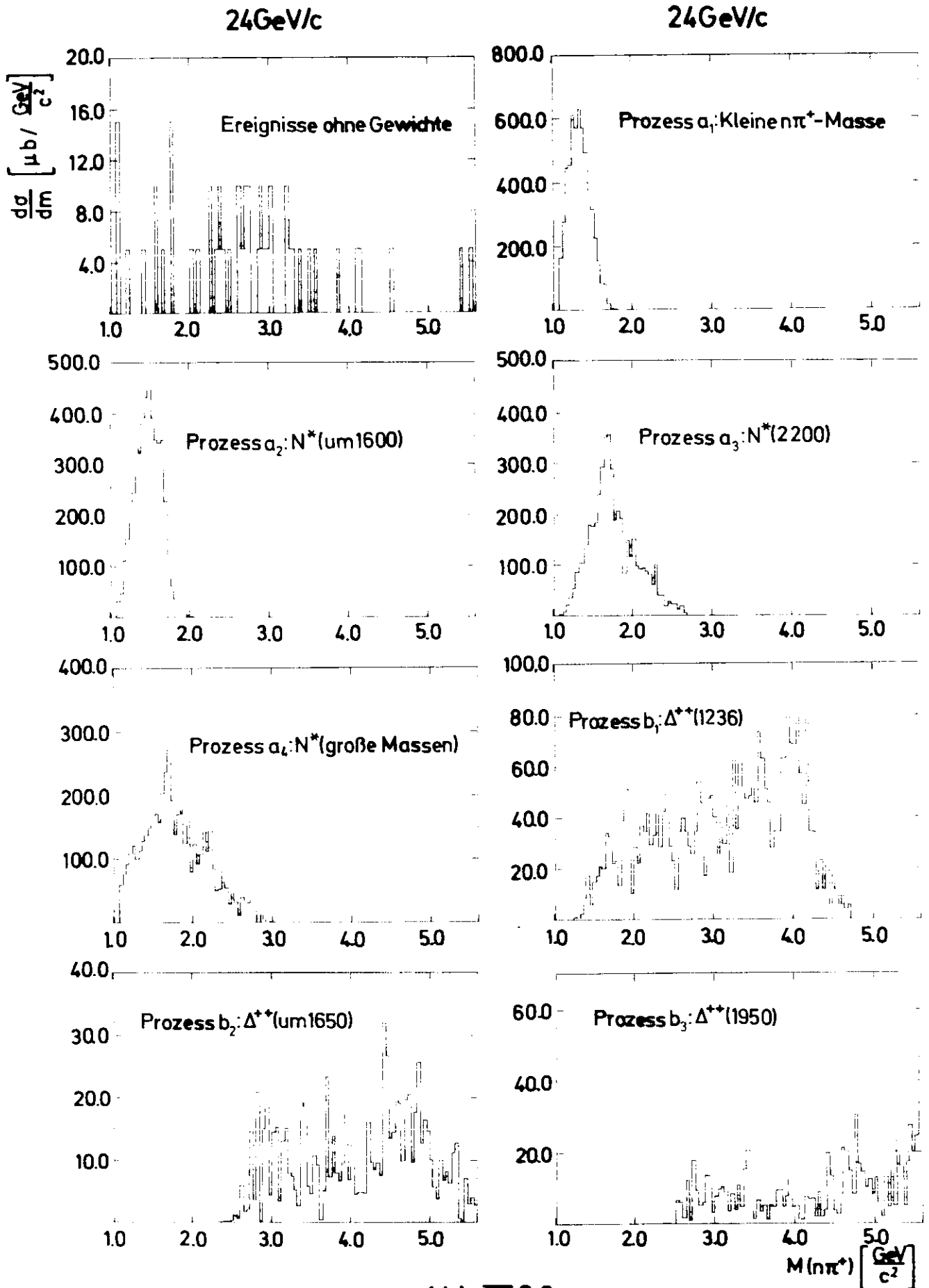


Abb. IV.2.6



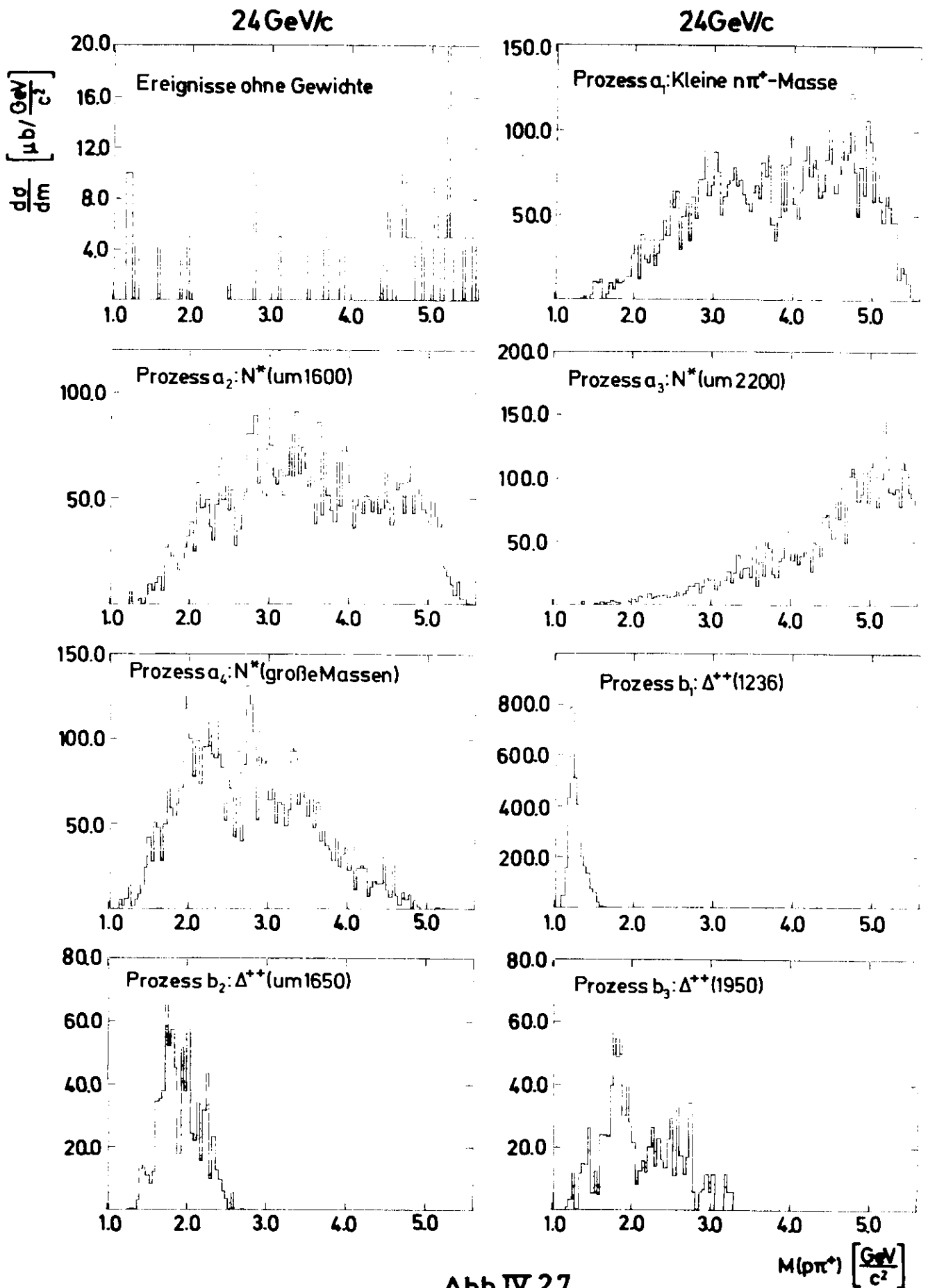


Abb. IV.27

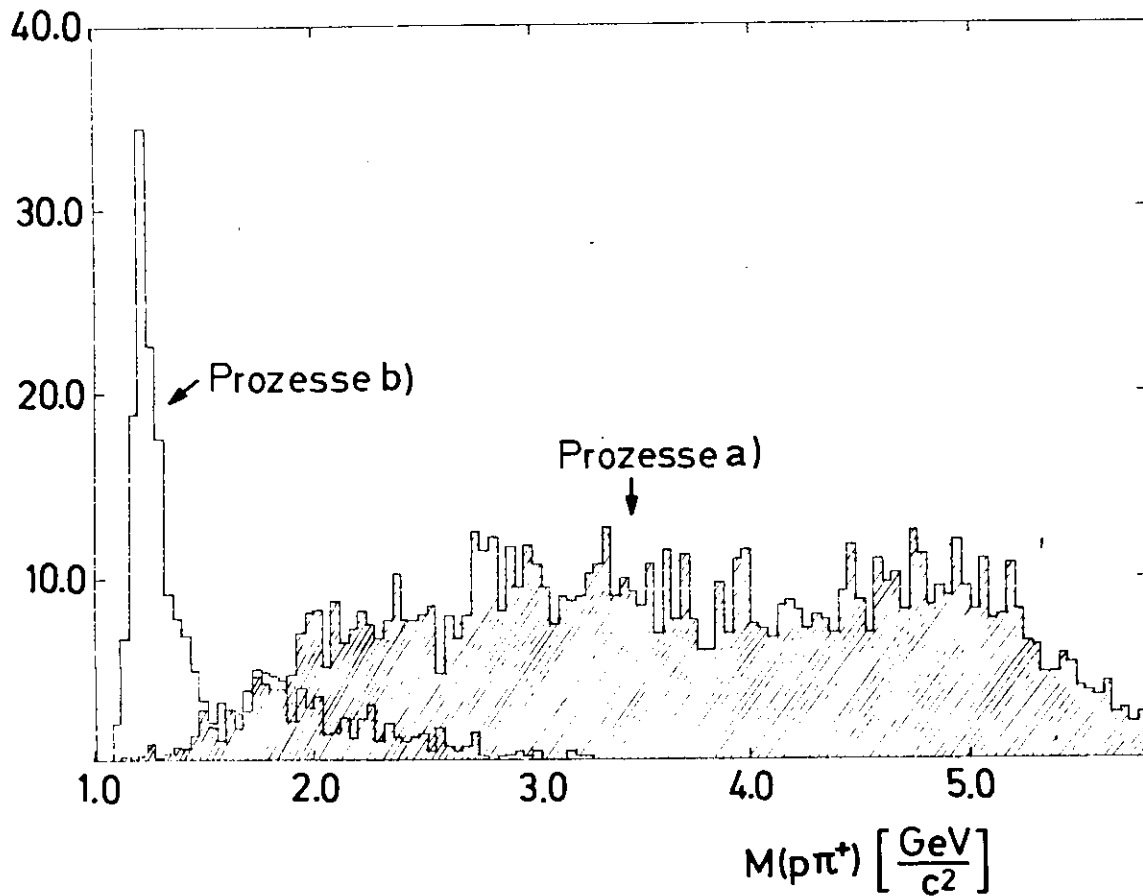
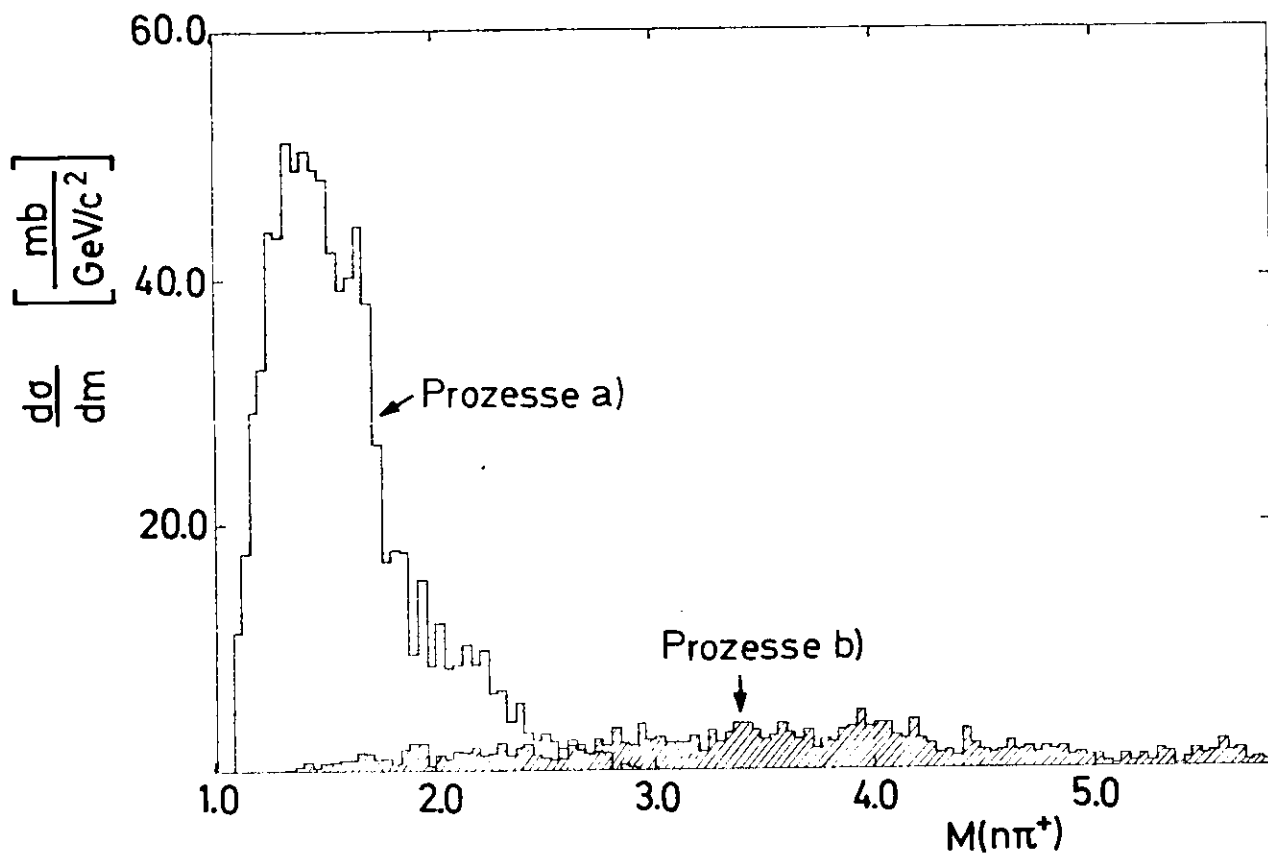


Abb. IV. 2.8

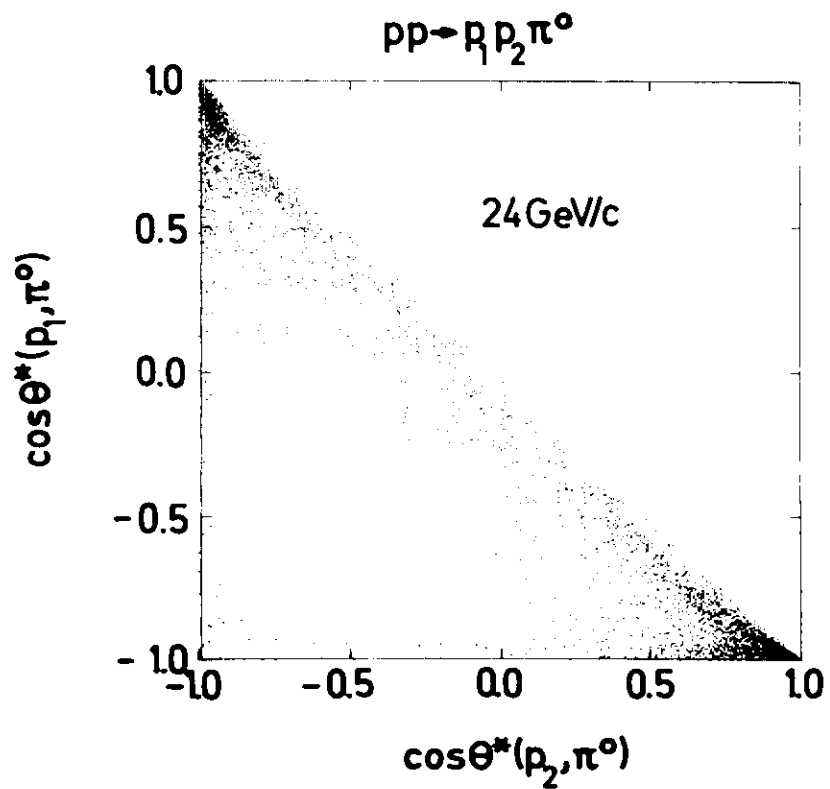
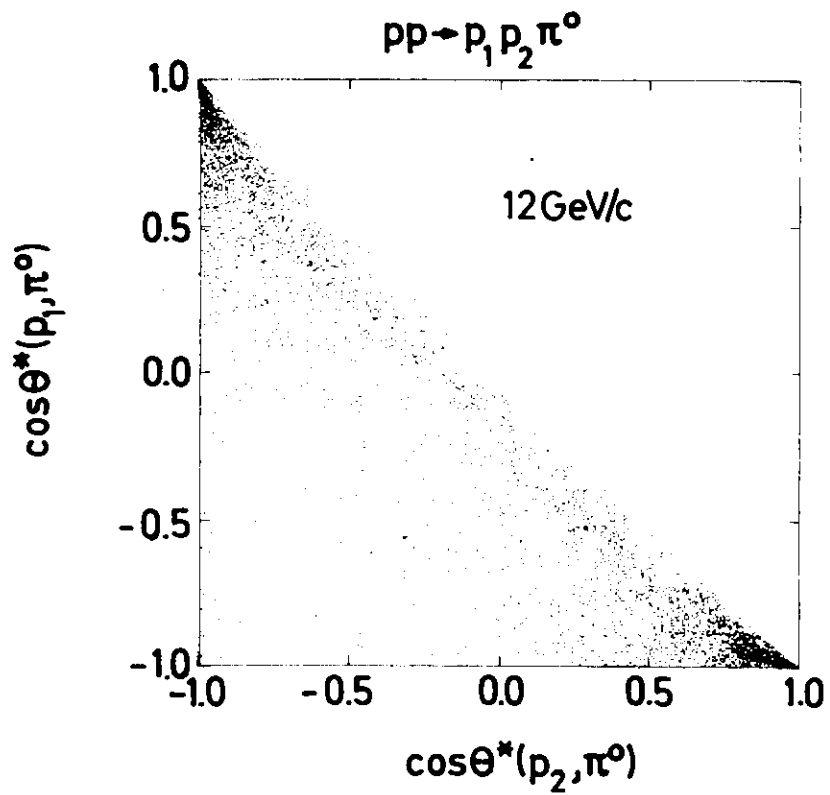


Abb. IV.2.9

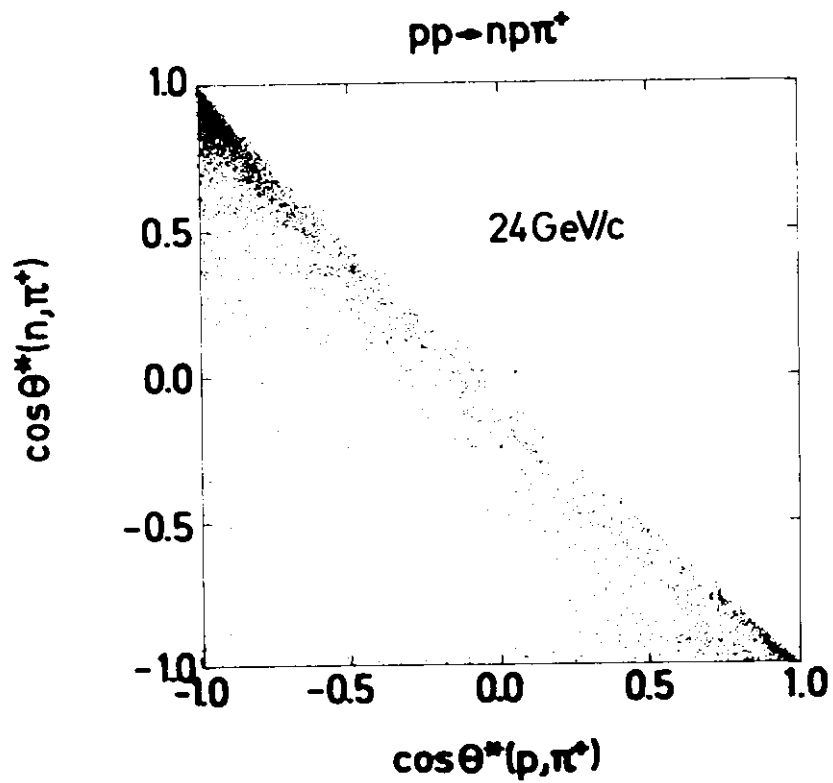
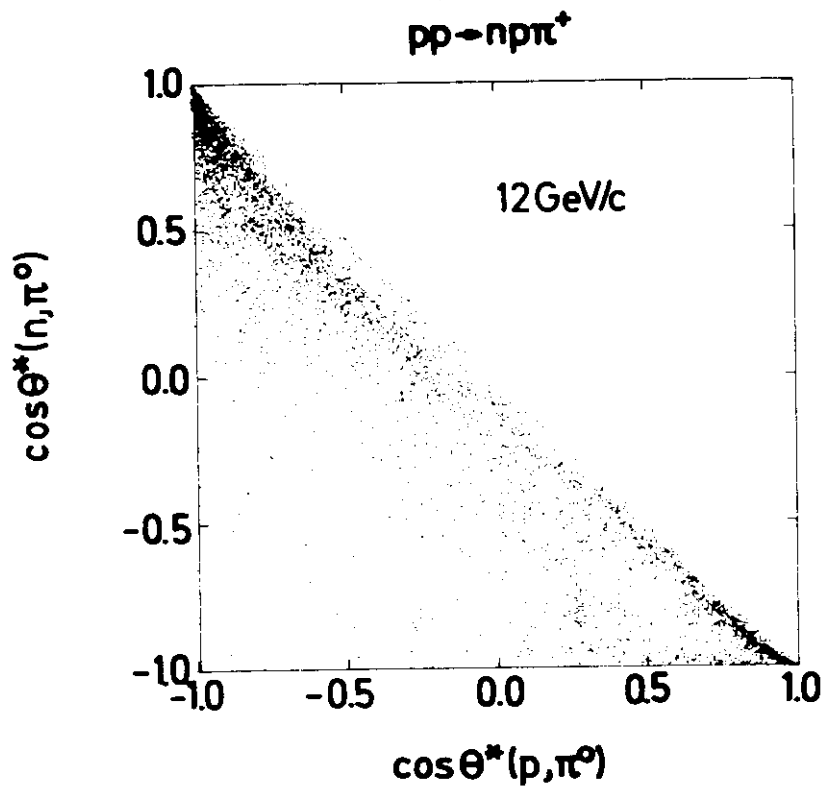


Abb. IV. 2.10

12 GeV/c

Clustertrennung

Trennung nach kleinstem  
Öffnungswinkel

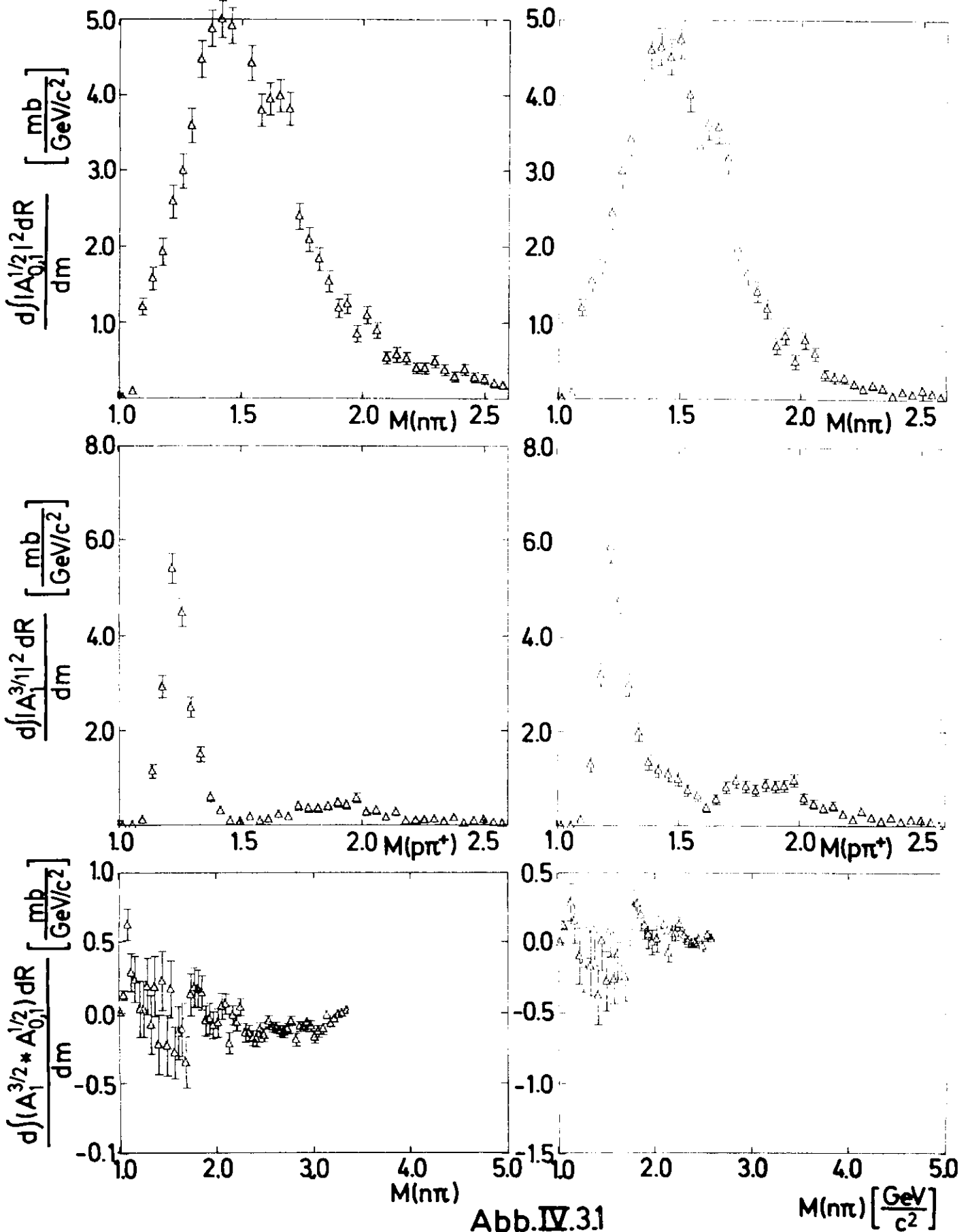


Abb. IV.31

24 GeV/c

Clustertrennung

Trennung nach kleinstem  
Öffnungswinkel

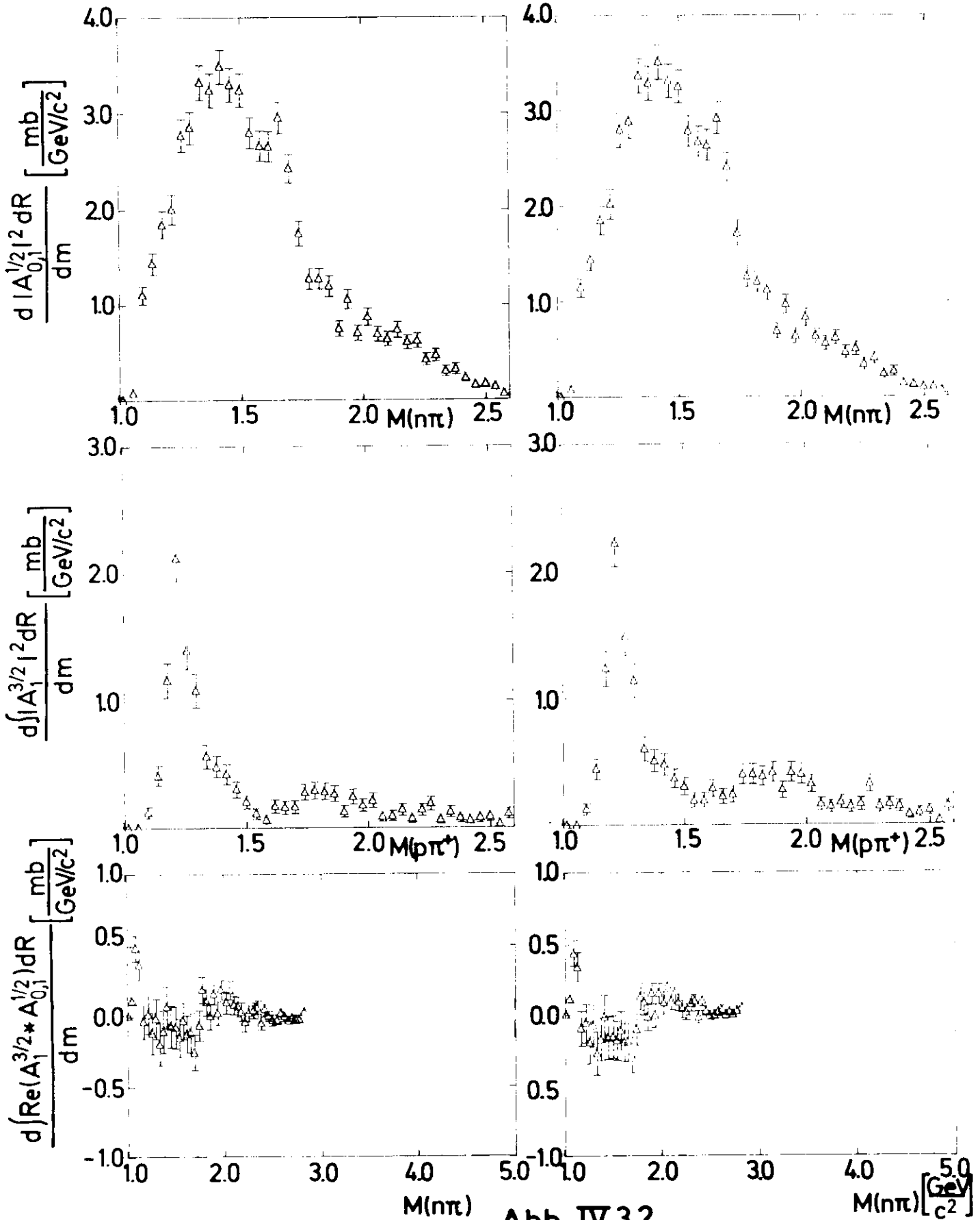


Abb. IV.3.2

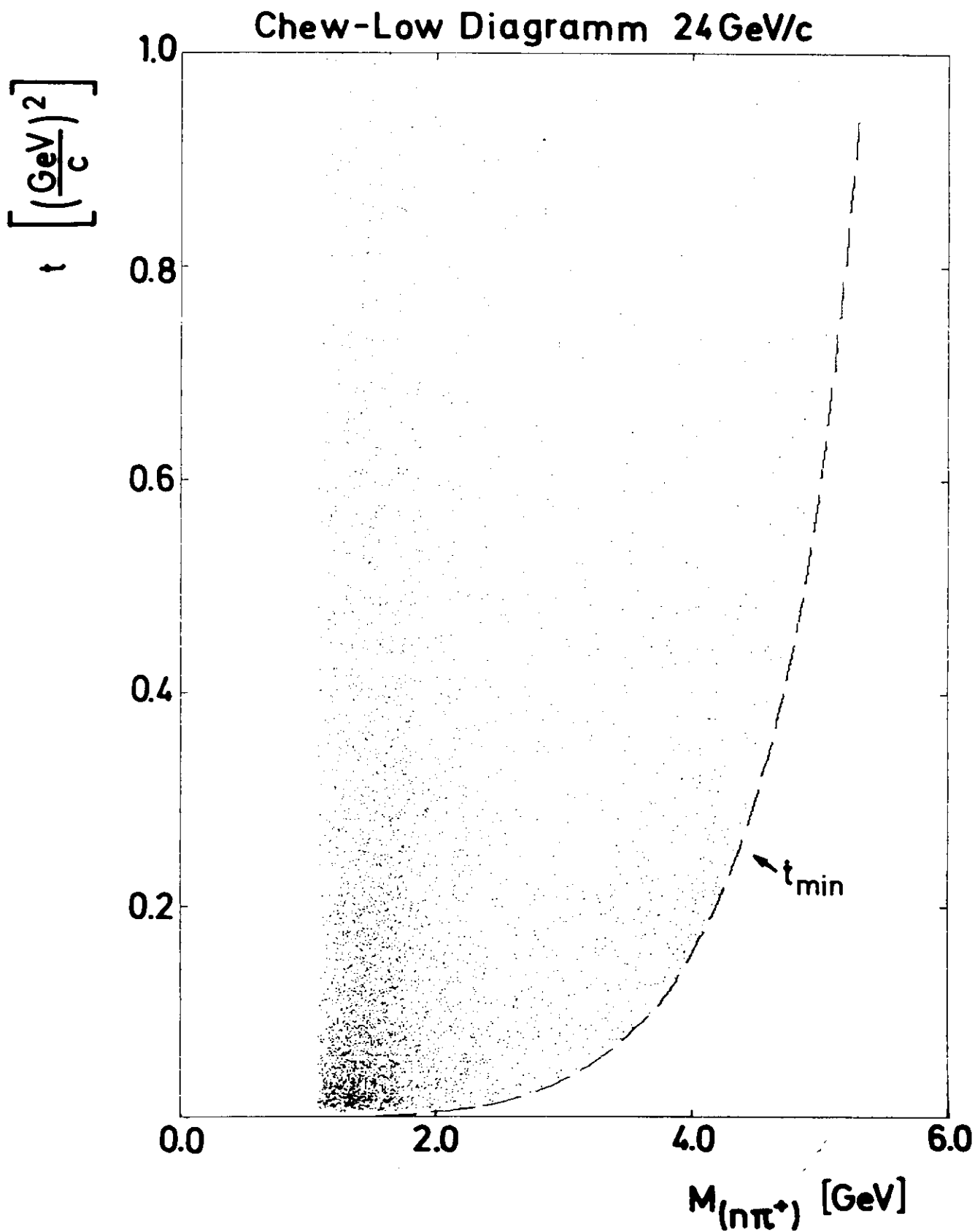


Abb. IV.4.1

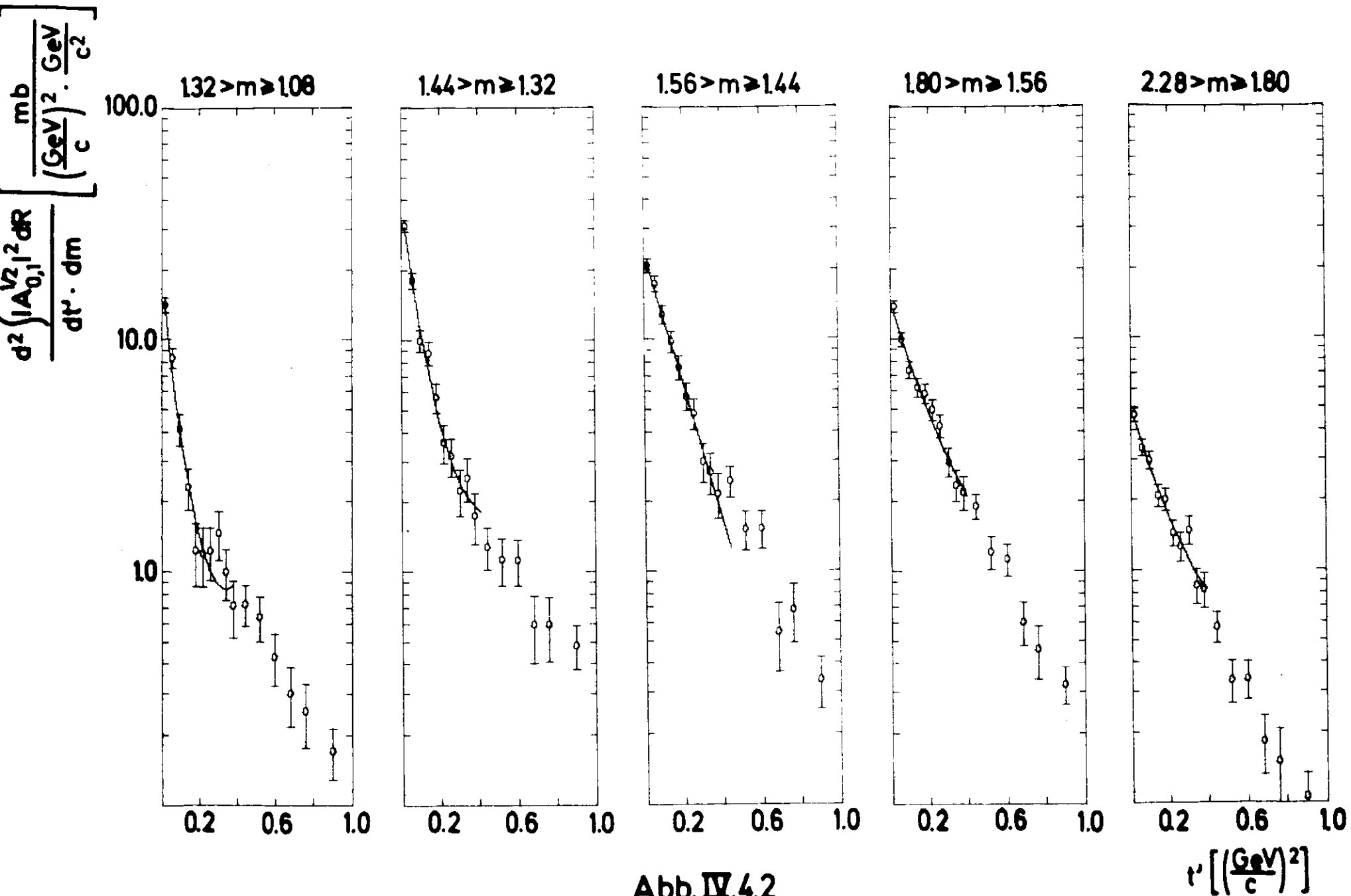


Abb. IV.4.2



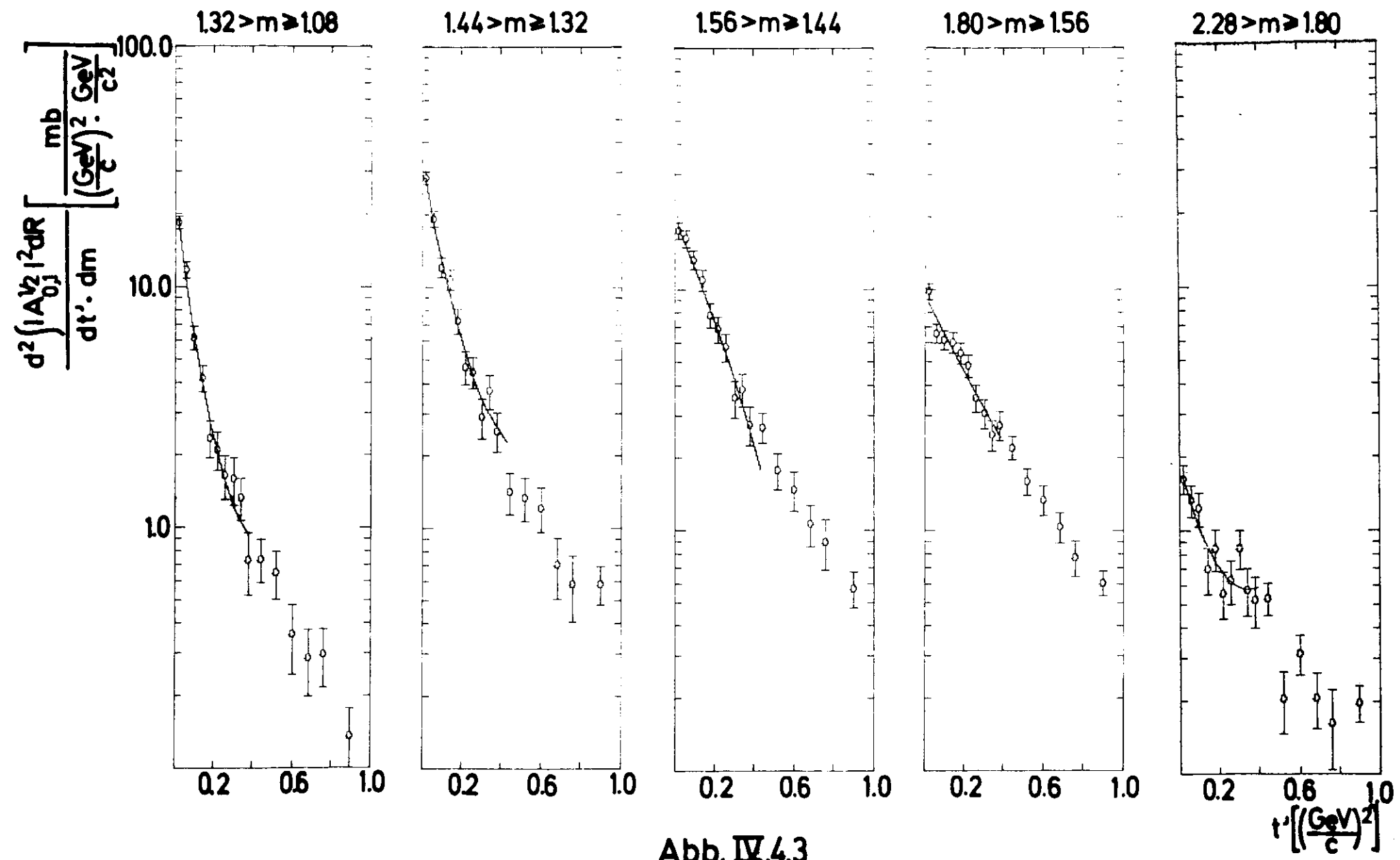


Abb. IV.4.3

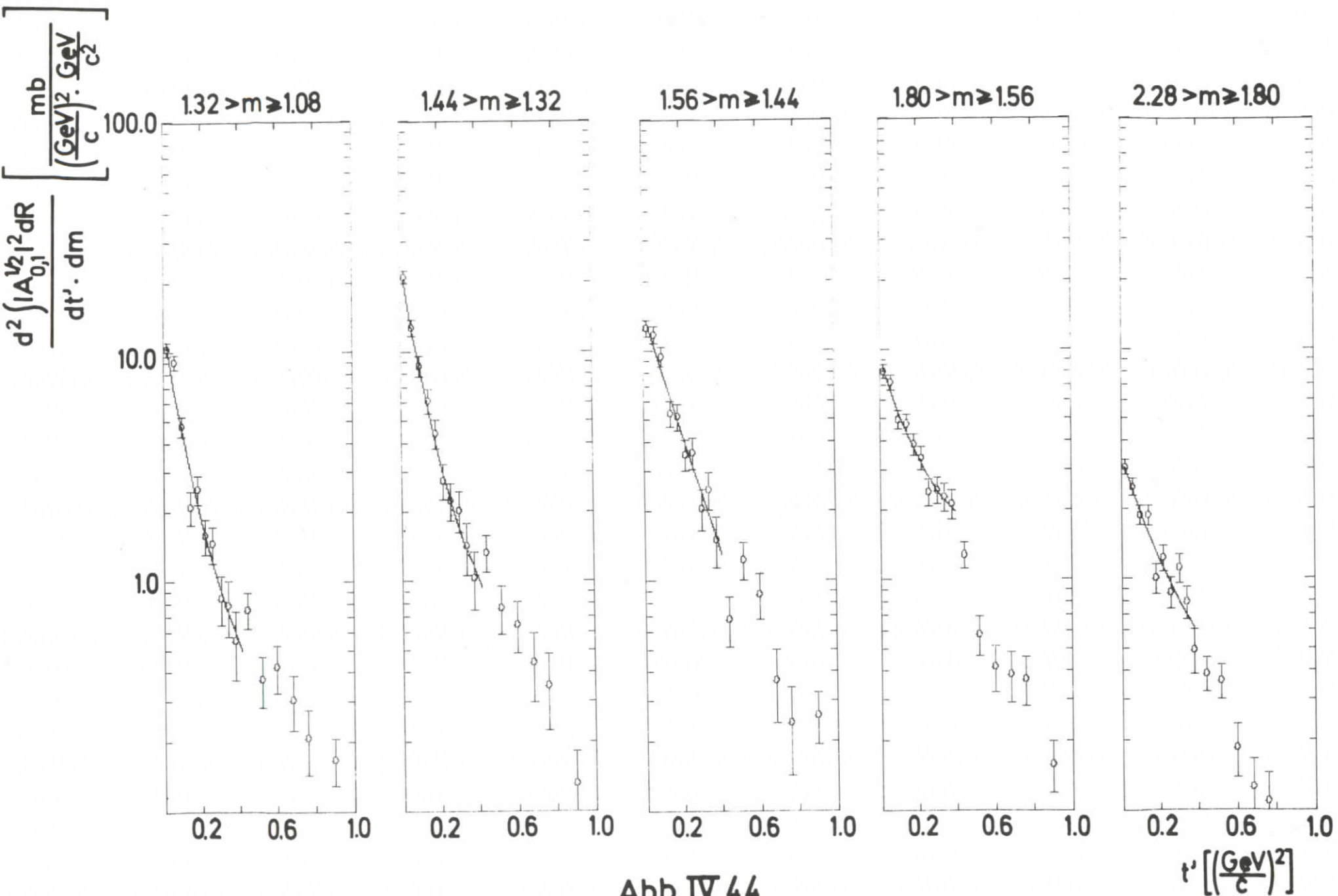
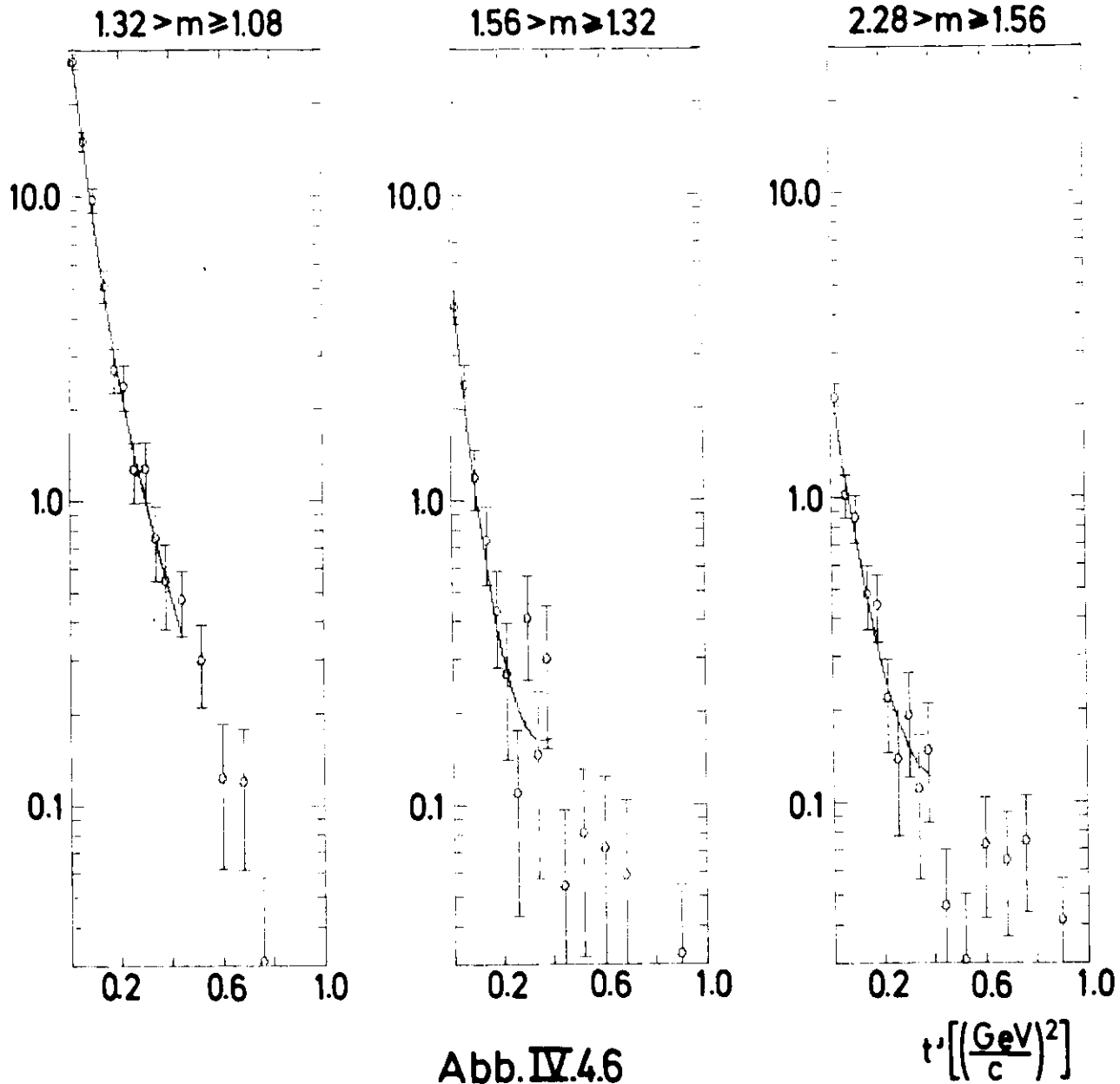


Abb. IV.44



$$\frac{d^2 \int |A_1^{3/2}|^2 dR}{dt' \cdot dm} \left[ \frac{\text{mb}}{\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \cdot \frac{\text{GeV}}{c^2}} \right]$$



$$\frac{d^2 |A_1^{3/2}|^2 dR}{dt \cdot dm} \left[ \frac{\text{mb}}{\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \cdot \frac{\text{GeV}}{c^2}} \right]$$

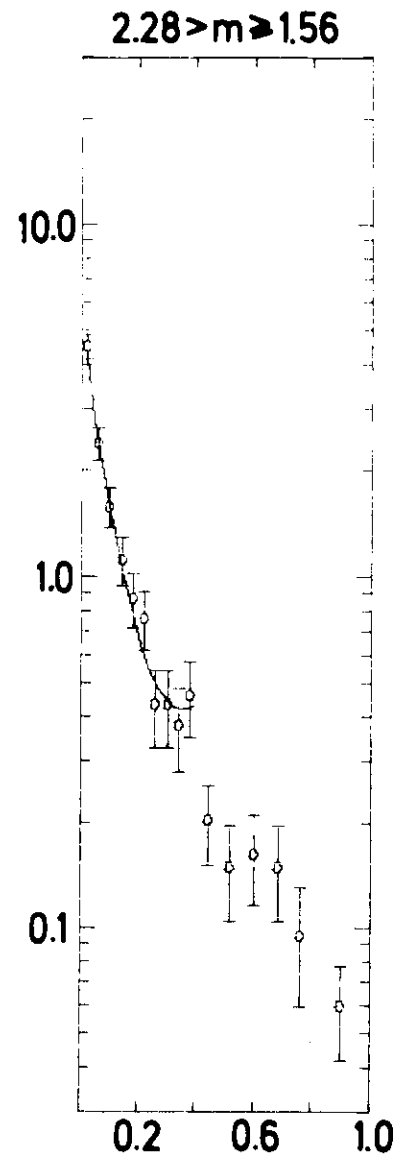
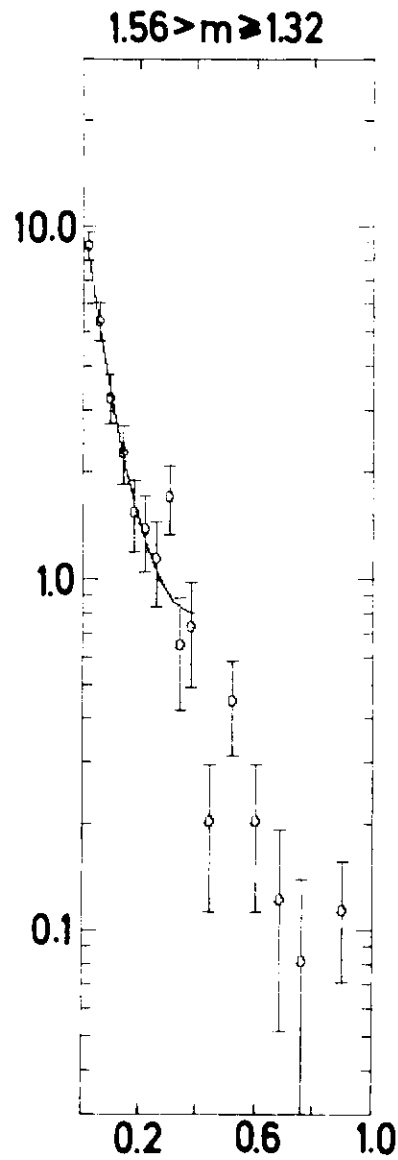
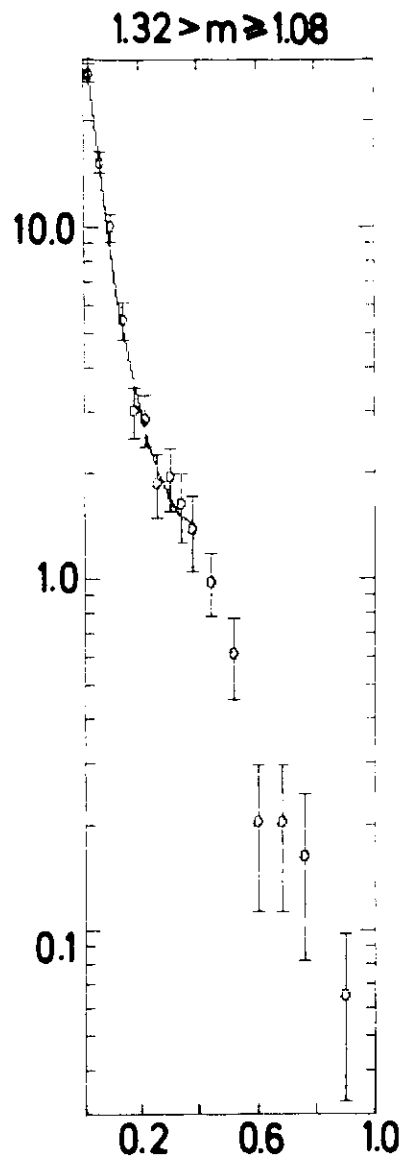
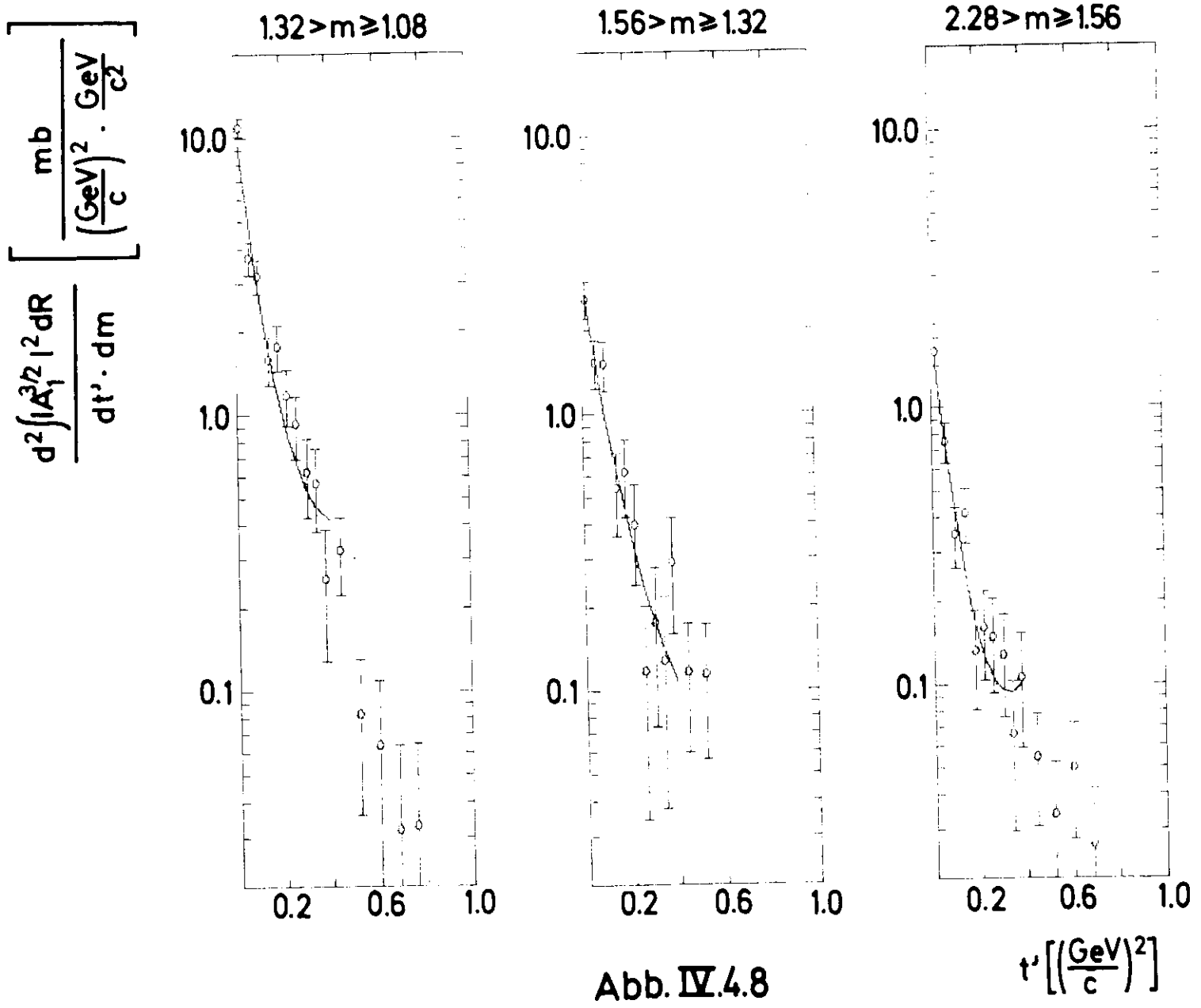


Abb. IV.4.7

$$t' \left[ \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \right]$$



$$\frac{d^2 |A_1^{3/2}|^2 dR}{dt' \cdot dm} \left[ \frac{\text{mb}}{\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \cdot \frac{\text{GeV}}{c^2}} \right]$$

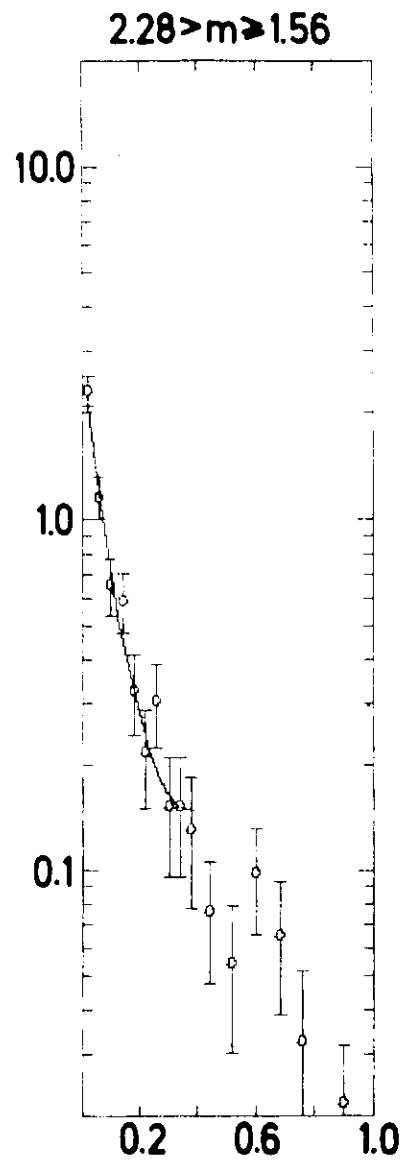
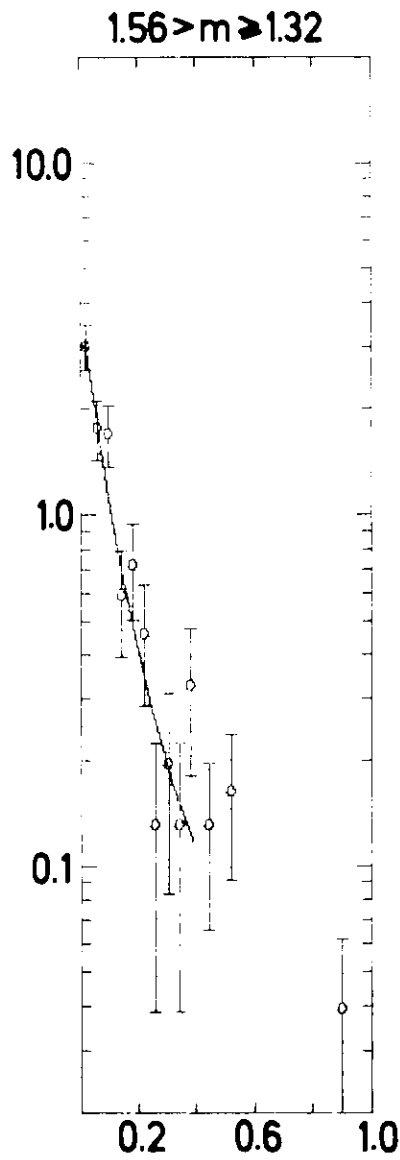
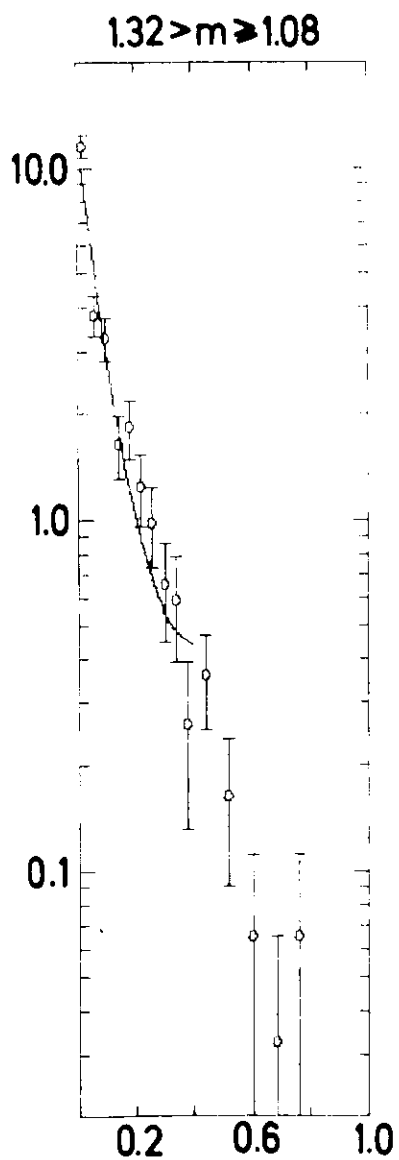


Abb. IV.4.9

$t' \left[ \left( \frac{\text{GeV}}{c} \right)^2 \right]$

$$pp \rightarrow N(N\pi) \int |M_{0,1}^{1/2}|^2 dR$$

$$\text{SLOPE SL} = B \cdot 2Ct' \text{ an der Stelle } t=00$$

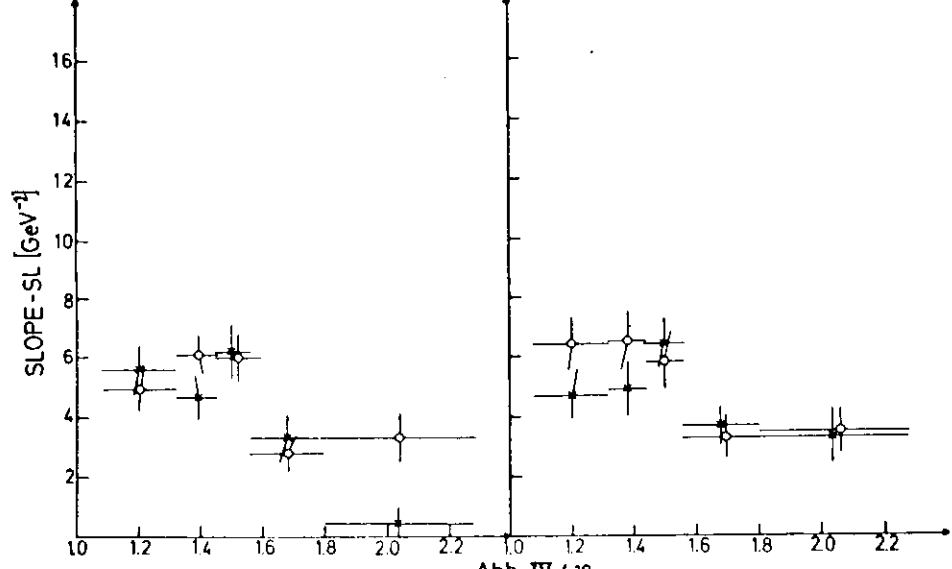
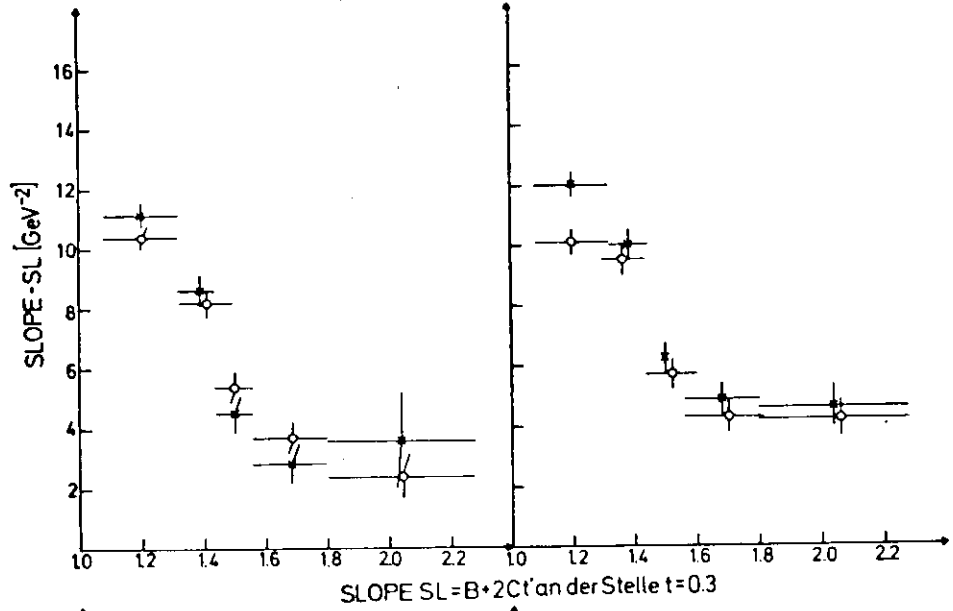
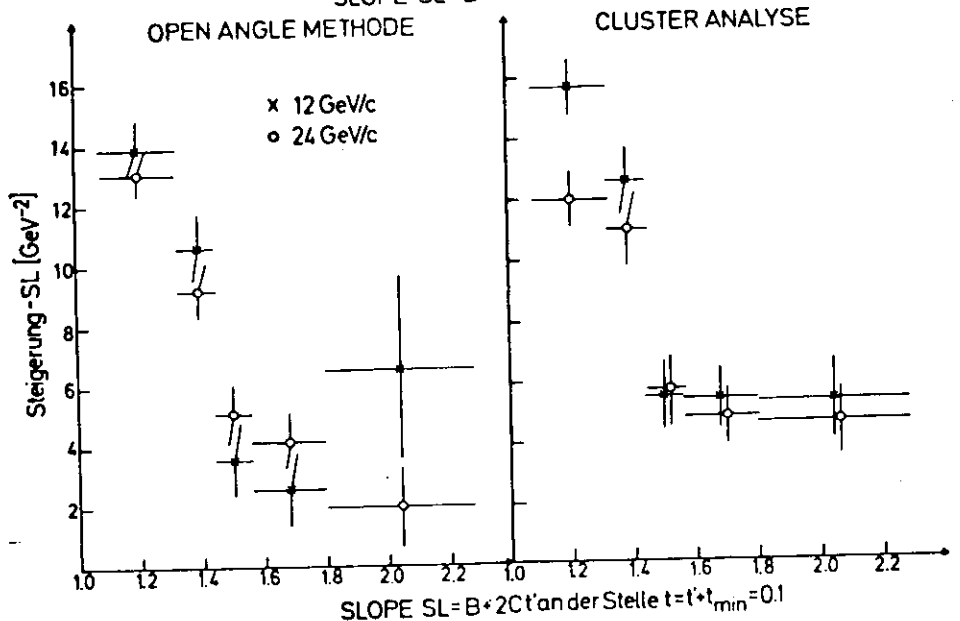


Abb. IV.4.10



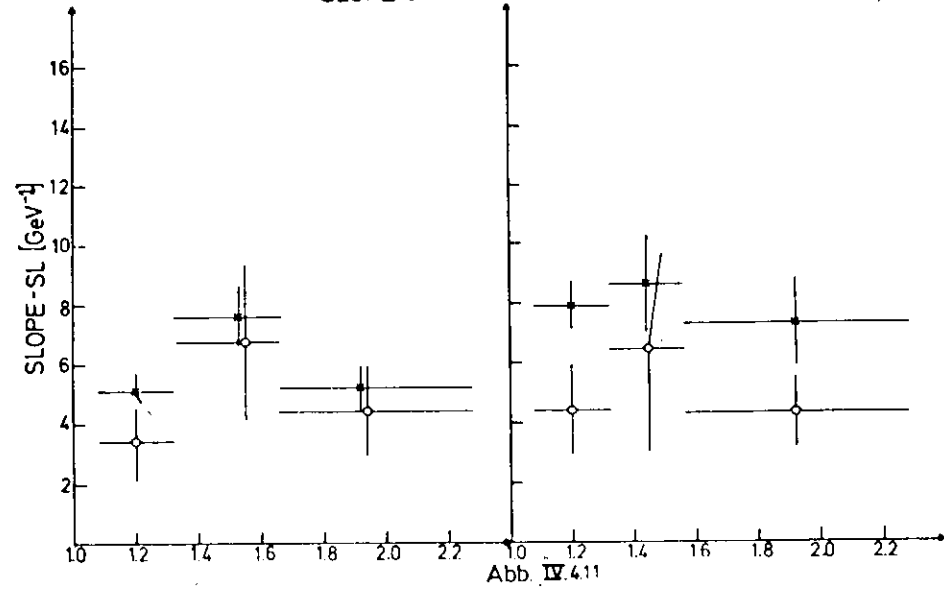
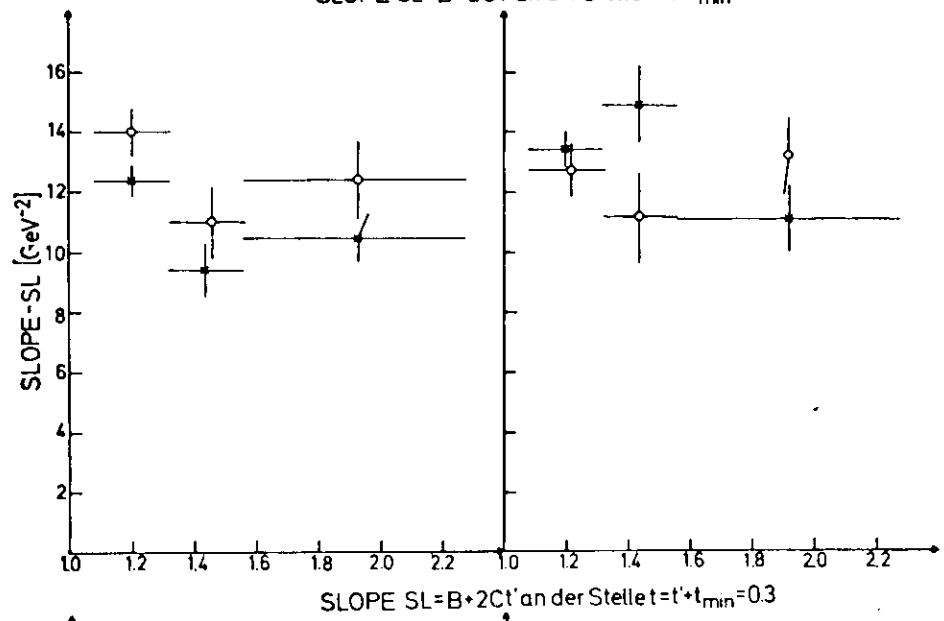
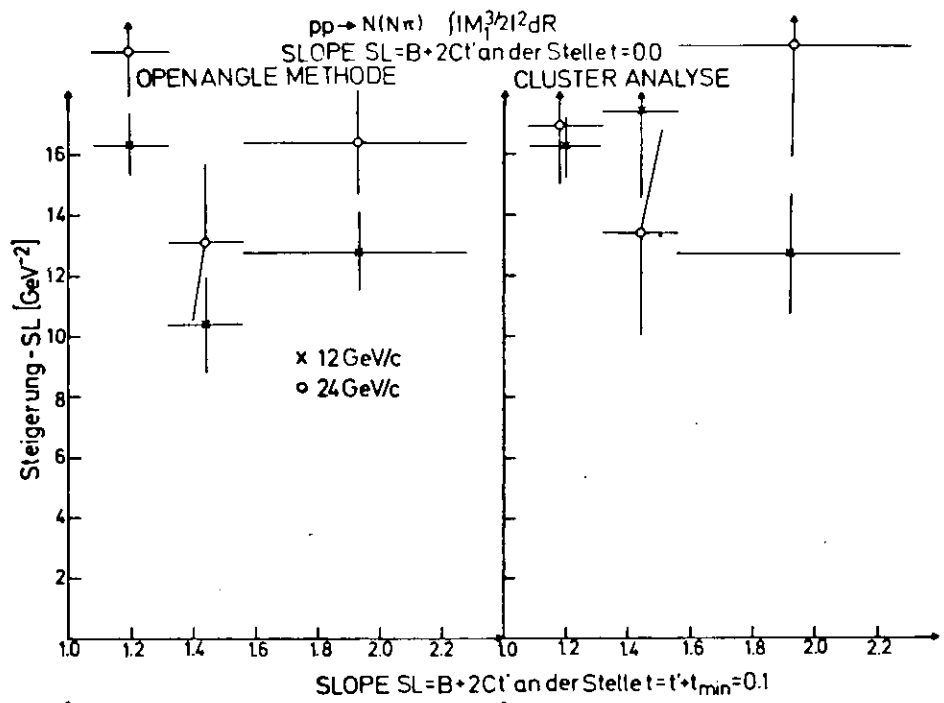
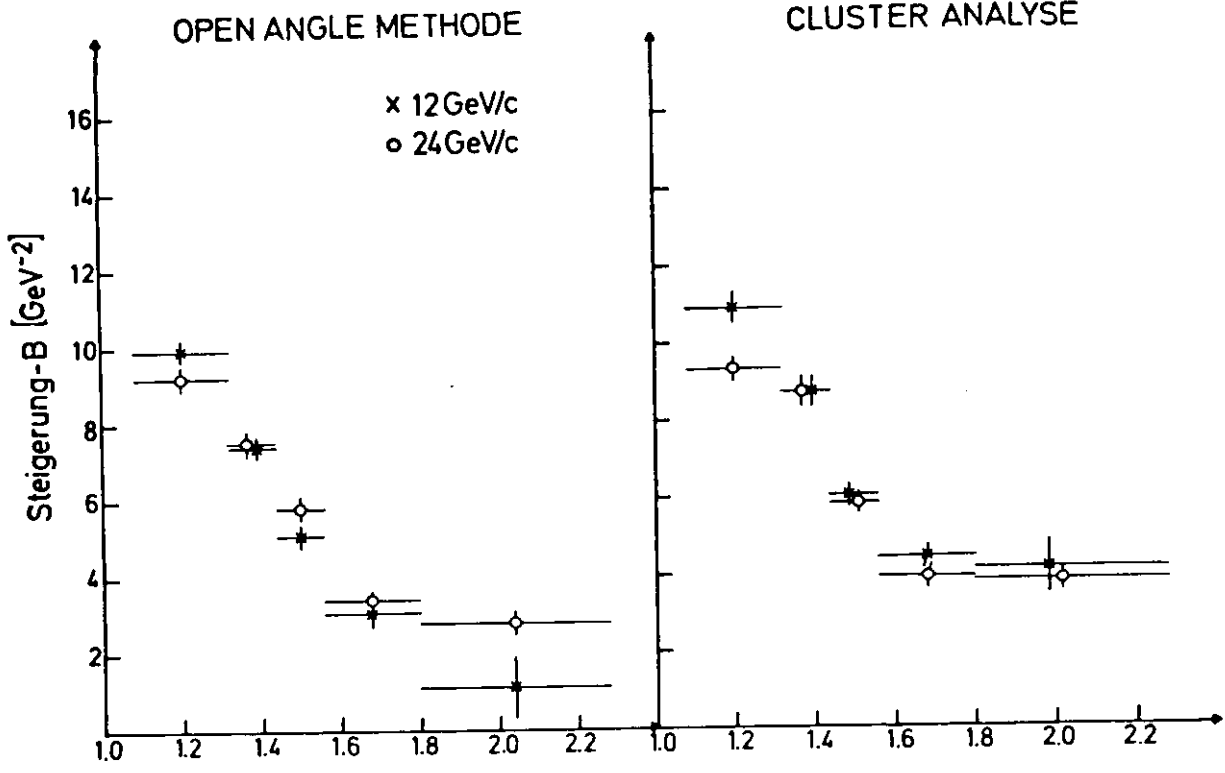


Abb. IV.411

$$pp \rightarrow N(N\pi) \int |M_{0,1}^{1/2}|^2 dR$$

SLOPE B ohne quadr. Glied



$$pp \rightarrow N(N\pi) \int |M_1^{3/2}|^2 dR$$

SLOPE B ohne quadr. Glied

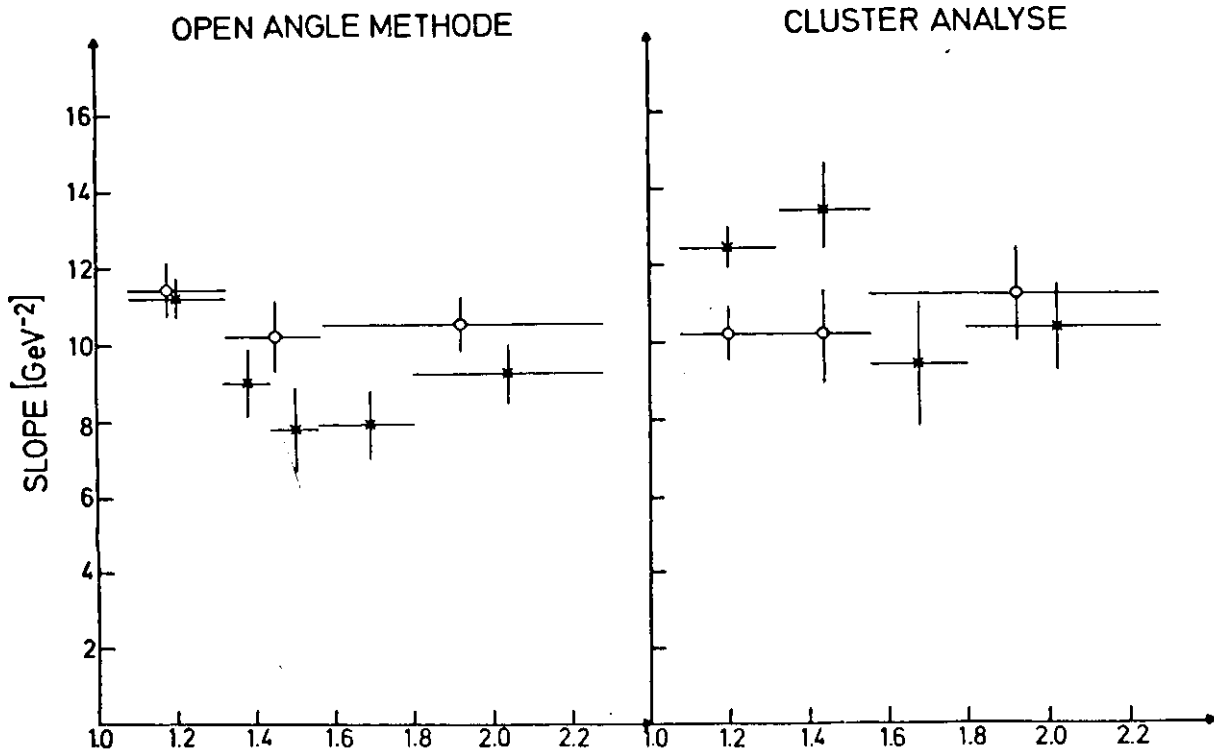
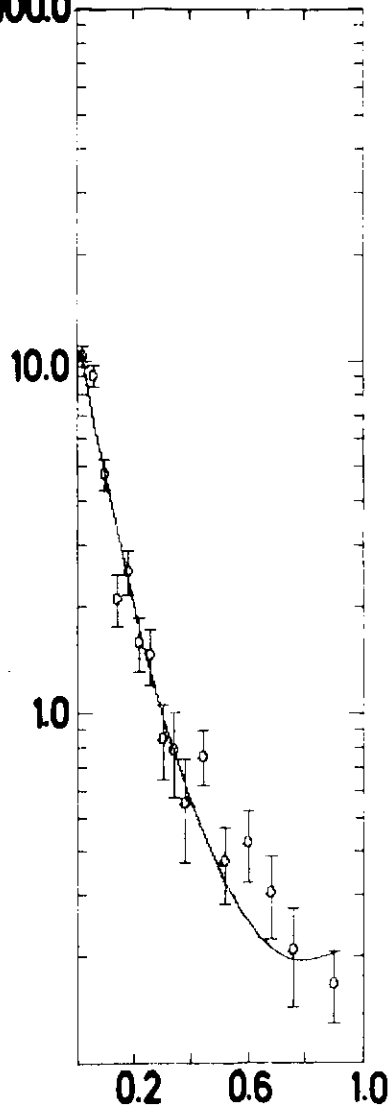


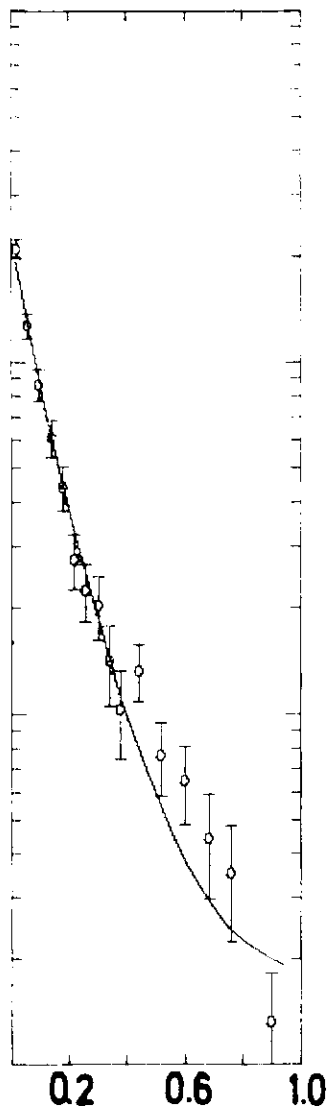
Abb. IV.4.12

$$\frac{d^2 \int |A_{0j}|^2 dR}{dt' \cdot dm} \left[ \frac{\text{mb}}{\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \cdot \frac{\text{GeV}}{c^2}} \right]$$

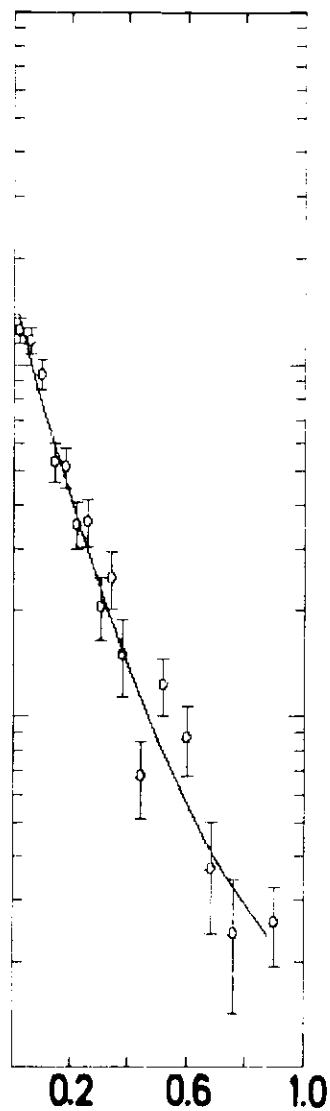
100.0  
1.32 > m ≥ 1.08



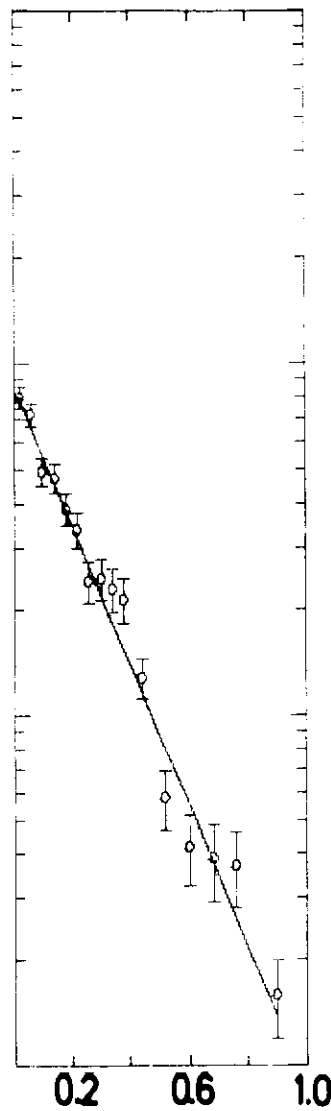
144 > m ≥ 1.32



156 > m ≥ 1.44



180 > m ≥ 1.56



2.28 > m ≥ 1.80

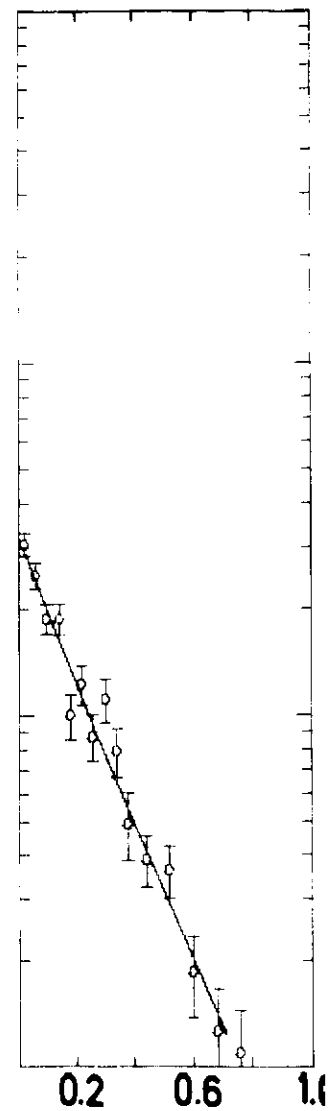


Abb. IV.4.13

$t' \left[ \left( \frac{\text{GeV}}{c} \right)^2 \right]$

