

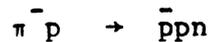


21 FEV. 1978

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Erzeugung von $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Paaren in der Reaktion



bei Einschußimpulsen von 10 und 16 GeV/c

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049278

Thesis-1977-Rührmer

Von
Wolfgang Rührmer

BONN-IR-77-31
Bonn University
Dezember 1977

Erzeugung von $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Paaren in der Reaktion



bei Einschußimpulsen von 10 und 16 GeV/c

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn

vorgelegt von

Wolfgang Rührmer

aus

San Sebastian/Spanien

1977

Angefertigt mit Genehmigung
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

Referent: Priv. Doz. Dr. E. Paul

Korreferent: Prof. Dr. G. Nöldeke

Tag der Promotion:

GLIEDERUNG

Einleitung	1
1. <u>Der experimentelle Aufbau</u>	5
1.1 Der Strahl	5
1.2 Das Nachweissystem	6
1.2.1 Das Omega-Spektrometer	6
1.2.2 Die experimentabhängige Anordnung	8
1.3 Der Trigger	10
1.4 Die Daten und ihre Verarbeitung	11
2. <u>Datenreduktion</u>	12
2.1 Allgemeine Überlegungen	12
2.2 Überblick über die Ereignisse der 10 GeV-Daten	14
2.3 Bestimmung des für die Analyse verwendeten Ereignissatzes	14
2.4 Abschätzung der Beimischung konkurrierender Hypothesen	19
2.5 Datenreduktion bei 16 GeV	20
3. <u>Akzeptanz</u>	22
3.1 Die Triggerakzeptanz	22
3.2 Verluste langsamer Protonen	23
3.3 Die Verknüpfung der Trigger- und Protonakzeptanz	25
4. <u>Wirkungsquerschnitte</u>	26
4.1 Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	26
4.1.1 Experimentelle Sensitivität	26
4.1.2 Globale Korrekturen	28
4.2 Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung	29
4.2.1 Definitionen	29
4.2.2 Graphentrennung	31
4.2.3 Vergleich teilintegrierter Wirkungsquerschnitte	34
4.3 Massenspektren	38
4.3.1 Übersicht und Vergleiche	38
4.3.2 Suche nach schmalen Strukturen	40
4.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung	42
4.5 Abgeleitete Wirkungsquerschnitte $\pi T \rightarrow \bar{N}N$	46

5.	<u>Die winkelabhängige Darstellung</u>	48
5.1	Die Winkelverteilungen	48
5.1.1	Die azimutale Winkelverteilung	48
5.1.2	Die polare Winkelverteilung	51
5.2	Momentendarstellung	53
5.2.1	Definition der Momente	53
5.2.2	Alternative Methoden bei eingeschränktem Winkelbereich	54
5.2.3	Zur Interpretation der Momente	59
5.2.4	Ergebnisse und Diskussion	62
6.	<u>Die Partialwellenanalyse</u>	65
6.1	Physikalische Annahmen	65
6.2	Parametrisierung der Partialwellen und des Untergrundes	66
6.3	Zur Durchführung der Anpassung	68
6.4	Ergebnisse und Interpretation	70
	Zusammenfassung	74
	Danksagung	76
	Literaturverzeichnis	77
	Anhang	

Einleitung

In den letzten Jahren wurden auf Grund der Fortentwicklung in der Technik der Teilchenbeschleuniger und des Reaktionsnachweises eine Fülle neuer Teilchen und resonanter Zustände entdeckt oder bis dahin noch unbekannte Quantenzahlen identifiziert. Anhand der neuen experimentellen Daten wird die Systematik hadronischer Zustände nun sehr detailliert überprüft.

Das nicht-relativistische ("naive") Quark-Modell /GEL62/ bietet ein einfaches und zugleich außerordentlich erfolgreiches Schema zur Klassifizierung der Hadronen (siehe z.B. /HEM77/).

In diesem Modell werden Mesonen durch ein $q\bar{q}$ -Paar und Baryonen durch die Konfiguration qqq dargestellt. Die Existenz von Hadronen mit komplizierterer Struktur, etwa Mesonen des exotisch genannten Typs $qq\bar{q}\bar{q}$, wird jedoch nicht ausgeschlossen.

Unter diesem Aspekt bietet eine Untersuchung des Zerfalls von Mesonen in ein Nukleon-Antinukleon-Paar, wie sie auch in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wird, besonders günstige Voraussetzungen zur Prüfung auf neue mesonische Zustände:

Zum einen lassen sich wegen der Drehimpulsbarriere im Nukleon-Antinukleon-System Mesonen hoher Masse und niedrigen Spins beobachten, die in anderen Zerfallsmodi durch Zustände höheren Spins leicht überlagert werden und damit dort nur schwer meßbar sind.

Zum anderen können gerade Resonanzen, die bevorzugt an Nukleon-Antinukleon-Paare koppeln, vom Standpunkt des Quarkmodells aus gesehen, Mesonenzustände sein, die nicht der Konfiguration $q\bar{q}$, sondern etwa $qq\bar{q}\bar{q}$ entsprechen /VEN77, CHA77, MIE77/. Sie spielen daher für die Aufklärung der Existenz solcher Zustände eine wichtige Rolle.

Kandidaten von zumindest zweierlei Typus werden beobachtet: Resonanzen mit normalen hadronischen Zerfallsbreiten und solche mit sehr schmalen Breiten ($\Gamma < 10 \text{ MeV}/c^2$). Einen neueren Überblick über die experimentellen Ergebnisse findet man bei /MON77,HEM77/. Die wohl bisher genaueste Analyse gibt es zu Messungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ /CAR77,STO76/, bei der drei breite, an $\bar{p}p$ koppelnde Resonanzen bei Massen von 2.11, 2.32 und $2.48 \text{ GeV}/c^2$ der Spin-Paritäts-Zuordnung 3^- , 4^+ bzw 5^- identifiziert wurden. Schmale, an $\bar{p}p$ koppelnde Zustände wurden in $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ bei der Masse von $1.936 \text{ GeV}/c^2$ /MON76/ und in $\bar{p}p \rightarrow p\pi^-(\bar{p}p)$ bei den Massen 2.02 und $2.2 \text{ GeV}/c^2$ /BEN77/ beobachtet. Die Erzeugung eines schmalen $\bar{p}p\pi^-$ -Zustandes bei einer Masse von $2.95 \text{ GeV}/c^2$ wurde in Mehrteilchenzuständen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}p\pi^-) X^+$ im Rahmen des dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimentes entdeckt /EVA772/.

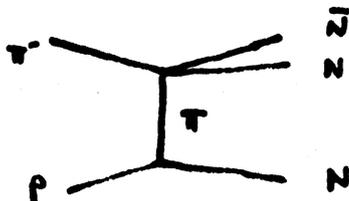
Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der peripheren Erzeugung von $\bar{p}p$ - bzw. $\bar{p}n$ -Paaren in der Reaktion



bei Einschußimpulsen von 10 und 16 GeV/c .

Diese Reaktion wurde bereits in einem früheren Hochstatistikexperiment bei ähnlichen Einschußimpulsen (9.8 und 18.8 GeV/c) untersucht /GRA74,MEI74/, jedoch waren auf Grund der experimentellen Anordnung nur periphere $\bar{p}p$ -Systeme einer Analyse zugänglich. In dem hier zu untersuchenden Experiment kann erstmalig ein direkter Vergleich des $\bar{p}n$ -Systems mit dem $\bar{p}p$ -System durchgeführt werden. Die bisherigen Messungen von $\bar{p}n$ -Paaren sind wegen geringer Statistik /GAI75/ bzw. Einschränkung des akzeptierten kinematischen Bereiches /GHI771/ zu diesem Vergleich weniger geeignet.

Über die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p} p n$ lassen sich bei Dominanz des Ein-Pion-Austausches



Informationen über die Reaktion $\pi^+ \pi^- \rightarrow \bar{p} p$ (bzw. $\pi^+ \pi^- \rightarrow \bar{p} n$) gewinnen, die nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes der Untersuchung an $\bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ äquivalent ist. Dadurch kann eine Verbindung zu den Antinukleon-Nukleon-Formationsexperimenten und deren Aussagen hergestellt werden.

Der Vorteil einer Untersuchung anhand der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p} p n$ gegenüber der $\bar{N} N \rightarrow \pi \pi$ -Streuung wird in zwei Punkten gesehen: man kann die Nukleon-Antinukleon-Systeme von der Schwelle (= 2 Nukleonmassen) an massenaufwärts untersuchen, was mit einem \bar{p} -Strahl in der Praxis auf zu große Schwierigkeiten stößt. Ferner läßt sich ein direkter Vergleich zwischen $\bar{p} p$ - und $\bar{p} n$ -System durchführen, was in der Umkehrreaktion wegen des Fehlens von Targets mit freien Neutronen bzw. wegen der Probleme mit einem energiedefinierten \bar{n} -Strahl nicht zufriedenstellend gelöst ist.

Der Nachteil einer Untersuchung der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p} p n$ gegenüber der $\bar{N} N \rightarrow \pi \pi$ -Streuung liegt darin, daß man selbst bei hoher Statistik und vollständiger Akzeptanz die Analyse nur im Rahmen von Teilchen-Austausch-Modellen durchführen kann.

Nach einer kurzen Darstellung des experimentellen Aufbaues (Kap. 1) werden die gemessenen Daten präsentiert und die Reduktion auf die zu untersuchende Reaktion erläutert (Kap. 2). Daran schließt sich in Kap. 3 eine Darstellung der Akzeptanzprobleme der benutzten experimentellen Apparatur und die Methoden der Korrektur an.

Die Wirkungsquerschnitte werden in Kap. 4 diskutiert. In Kap. 5 erfolgt die Darstellung der Zerfallswinkelverteilung sowohl in den Winkelvariablen als auch in der Darstellung der Momente der sphärischen Kugelflächenfunktionen. Schließlich wird in Kap. 6 eine Partialwellenanalyse des $\bar{p}p$ -Systems unter Annahme des Ein-Pion-Austausches beschrieben und ihre Ergebnisse werden diskutiert.

Anzumerken ist, daß natürliche Einheiten ($\hbar = c = 1$) benutzt werden und unter dieser Konvention zur übersichtlicheren Darstellung \hbar und c im Text fortgelassen werden.

1. Der experimentelle Aufbau

Die in der vorliegenden Arbeit zu untersuchende Reaktion $\bar{\nu} p \rightarrow \bar{p} p n$ wurde im Rahmen eines Experimentes gemessen, das der exklusiven Untersuchung von Ereignissen der Reaktion $\bar{\nu} p$ mit auslaufenden Antiproton bzw. negativen K-Meson bei Strahlimpulsen von 10 und 16 GeV diente. Die Messungen wurden im November 1974 am Omega-Spektrometer im CERN durchgeführt.

1.1 Der Strahl

Die im Proton-Synchrotron (PS) gesammelten und auf 24 GeV beschleunigten Protonen wurden alle 2.2 Sekunden für 0.45 Sekunden ('spill') auf ein Zwischentarget ausgelenkt, von dem die auslaufenden, negativen Sekundärteilchen über ein impulssensitives Strahlführungssystem in das Target im Omega-Spektrometer geleitet wurden. In Abb. 1.1 und 1.2 sind die Impulsverteilungen für den Strahl beider Energien dargestellt.

Der unseparierte Strahl negativer Teilchen enthielt $\bar{\nu}^-$, K^- und \bar{p} , die über drei Čerenkov-Zähler identifiziert wurden. Die Beimischung von K^- und \bar{p} zum $\bar{\nu}^-$ -Strahl betrug beim 10 GeV-Experiment 1 % bzw. 0.25 %.

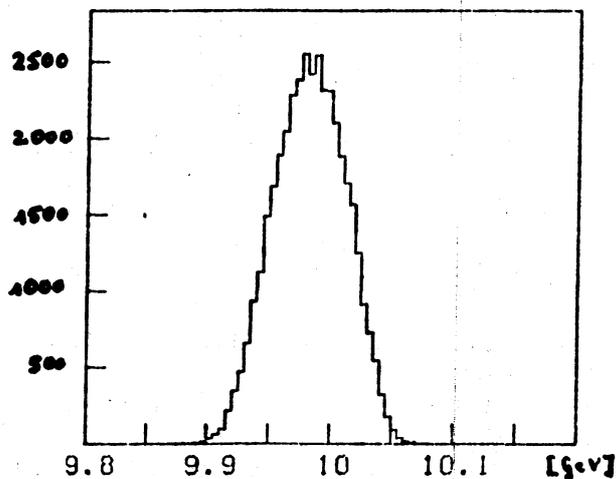


Abb. 1.1: Strahlimpuls im
10 GeV-Experiment

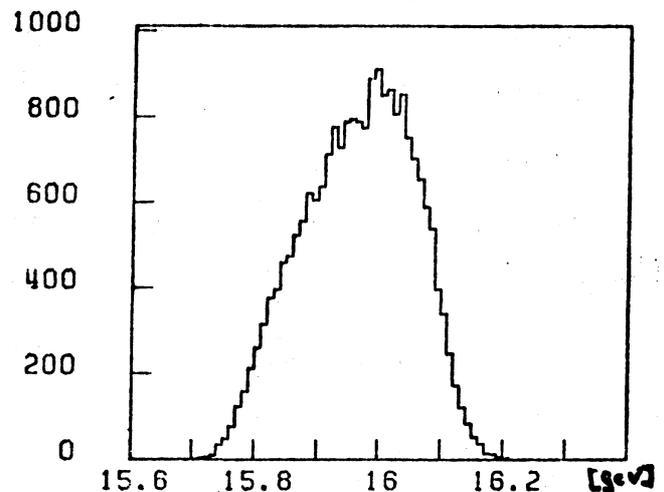


Abb. 1.2: Strahlimpuls im
16 GeV-Experiment

Mit einem System von Mehrdraht-Proportionalkammern und Szintillationszählrohren wurde die Richtung des Strahls mit einer Auflösung von 0.2 mrad für den azimutalen und polaren Winkel bestimmt. Die Meßgenauigkeit des Strahlimpulses betrug $\frac{\Delta p}{p} = 0.25\%$ für das 10 GeV-Experiment und 0.9 % für das 16 GeV-Experiment. Die Zahl der einlaufenden Pionen pro spill betrug 1.5×10^4 und 1.1×10^4 für den Strahl bei 10 bzw. 16 GeV.

1.2 Das Nachweissystem

1.2.1 Das Omega-Spektrometer

Die bei diesem Experiment verwendete Apparatur gliedert sich in zwei Teile: das fest installierte Omega-System mit dem Magneten, Detektoren, Aufnahme- und Datenerfassungs-Systemen /GIL73/ sowie in den experimentabhängigen Teil mit zusätzlichen Detektoren und Triggerelektronik. Die große Flexibilität des Omega-Spektrometers bzw. die rasche Realisierungsmöglichkeit eines geplanten Experimentes wird durch die Vereinbarung gewährleistet, daß alle externen Geräte, die bei Experimenten verwendet werden, zur späteren Wiederverwendung am Omega verbleiben.

Wie aus Abb. 1.3 ersichtlich, bilden die beiden supraleitenden Spulen von etwa 3 m Durchmesser und das sie tragende Joch den zentralen Teil des Spektrometers. In das zwischen den Spulen erzeugte, weitgehend homogene Magnetfeld von 18 kG (1.8 T) wird bei Durchführung von Experimenten ein etwa 1.5 m hohes, 3.5 m langes und 2.5 m breites Nachweissystem auf einer Lafette eingefahren, das aus mehreren Blöcken optischer Funkenkammern sowie einiger Mehrdraht-Proportionalkammern besteht. Die das Target umgebenden Funkenkammern können bis zu 80 Funken pro auslaufende Spur erzeugen.

Das optische Aufnahmesystem befindet sich auf einem Turm etwa 4 m über der oberen Magnetspule und nimmt das Funkenkammerbild der Ereignisse durch eine Öffnung in der oberen Spule mit vier Paaren von Plumbicon-Kameras auf. Dieser besondere Typ von Fernsehkameras erlaubt es, die auf einem Bleioxydschirm erzeugte Abbildung des Ereignisses mittels eines Elektronenstrahles in ca. 20 msec auszulesen und die Funken auf ± 0.25 mm genau zu digitisieren. Diese Digitisierungen wurden vom Datenerfassungssystem (3 PDP-11, 1 EMR 6310) ausgelesen und zusammen mit den übrigen Daten des Experimentes (Zählerinformationen, Strahlparameter usw.) auf Magnetband geschrieben und damit einer rationalen Auswertung zugänglich gemacht. Einzelheiten über das Aufnahme- und Funkenkammersystem finden sich auch in /RUE74/.

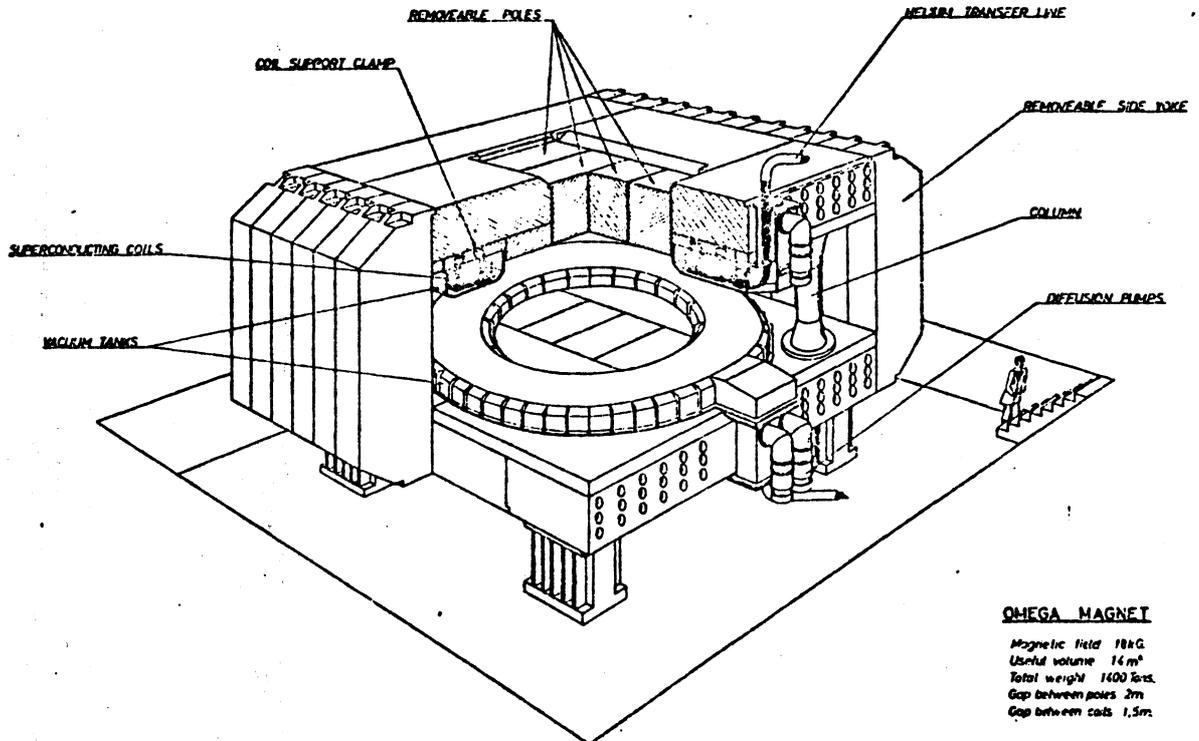


Abb. 1.3: Ansicht des Omega-Magneten

1.2.2 Die experimentabhängige Anordnung

Zu der im Vorigen Abschnitt beschriebenen, fest installierten Kernausrüstung des Omega-Spektrometers wird der experimentabhängige Teil hinzugefügt. Eine Draufsicht auf die bei diesem Experiment verwendete Anordnung gibt Abb. 1.4 .

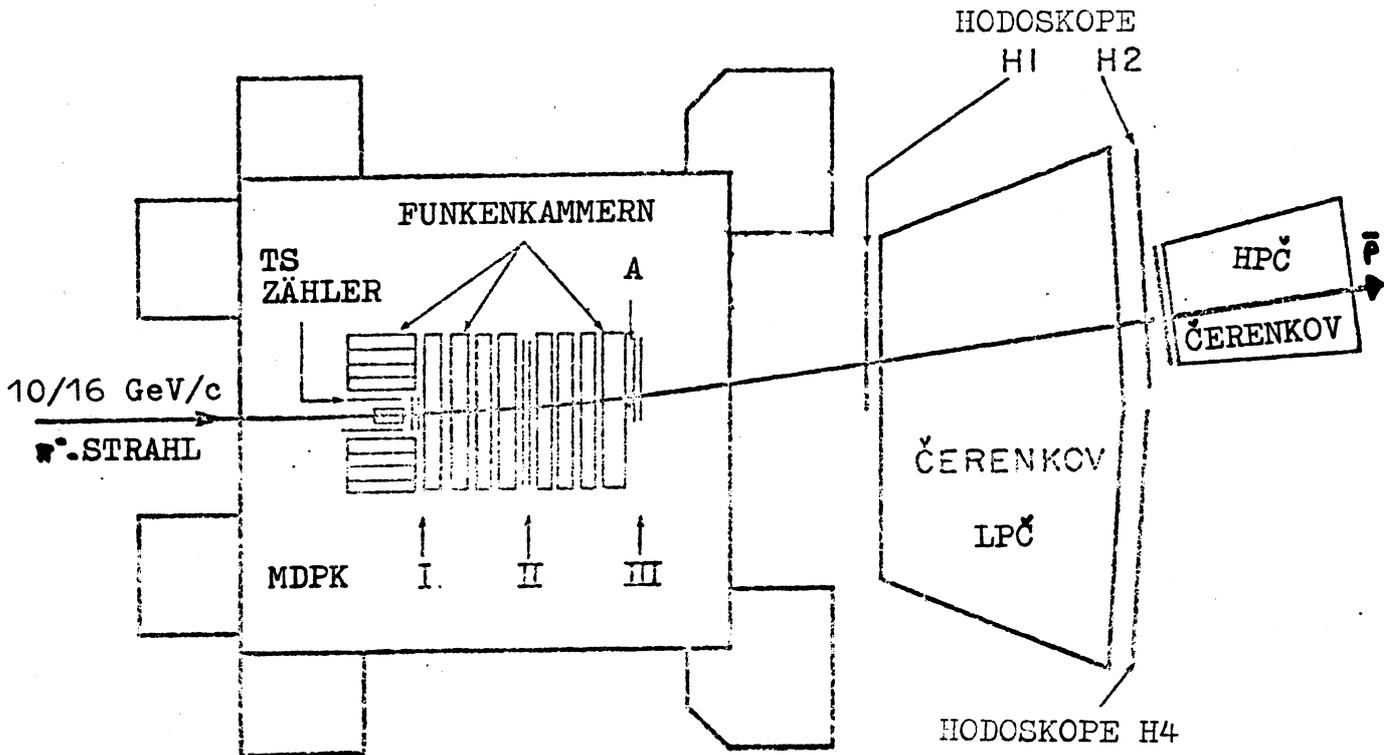


Abb. 1.4: Draufsicht auf die experimentelle Anordnung

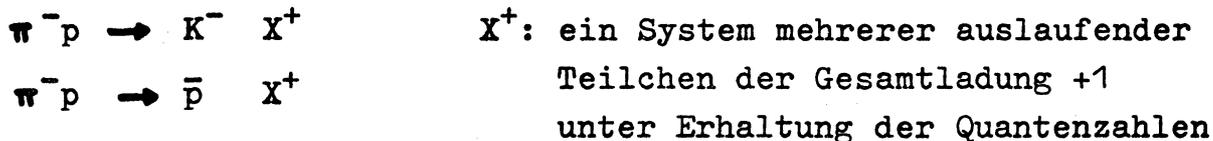
Im einzelnen besteht der experimentabhängige Teil aus folgenden Geräten:

- (a) ein 30 cm langes, mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Target mit einem Durchmesser von 3 cm.
- (b) ein zylinderförmiger Szintillationszähler (TS) um das Target.
- (c) ein Strahl-Vetozähler (A) von ca. 5 cm Durchmesser, der hinter den Funkenkammern am Joch befestigt ist. Seine räumliche Position wird durch den Punkt (bzw. Fläche) definiert, durch den der Strahl hindurchläuft, wenn er keine Wechselwirkung im Target erleidet.

- (d) ein 2 x 4 x 6 m großer, mit Isobutan bei Normaldruck gefüllter Schwellen-Čerenkov-Zähler (LPC), der zur Trennung der Pionen von K-Mesonen und Antiprotonen dient. Die entsprechenden Schwellenimpulse betragen 2.8, 9.8 und 18.8 GeV. Die räumliche Anordnung des LPC wurde in der Weise gewählt, daß bei dem gegebenen Magnetfeld von ca. 18 kG ein aus dem Target auslaufendes Teilchen einen Minimalimpuls von 2.8 GeV aufweisen muß, um diesen Zähler zu erreichen. Der LPC gliedert sich in 16 Zellen, die eine grobe räumliche Auflösung erlauben. Damit lassen sich mehrere Teilchen gleichzeitig identifizieren. Vor und hinter der Hälfte des Čerenkov-Zählers, in die Teilchen negativer Ladung durch das Magnetfeld abgelenkt werden (Triggerseite), befinden sich in vertikaler Anordnung jeweils 33, sich bis zu einem Drittel überlappende Szintillatorstreifen (Hodoskope H1 und H2 in Abb.1.4), die eine horizontale Auflösung von ca. 7 cm (vorne) bzw. 15 cm (hinten) ergeben. Hinter der Nicht-Triggerseite befindet sich ein weiterer Satz von Hodoskopen (H4).
- (e) ein mit Freon 13 (5.4 atm) gefüllter Hochdruck-Čerenkov-Zähler (HPC) von ca. 1.5 m Durchmesser, der bei einem Schwellenimpuls von 4.9 GeV für K-Mesonen Informationen zur Separation der auslaufenden Antiprotonen liefert. Der Schwellenimpuls von 18.9 GeV für Antiprotonen konnte bei diesem Experiment nicht erreicht werden.
- (f) drei Mehrdraht-Proportionalkammern (MDPK).

1.3 Der Trigger

Die Funktion des Triggers ist es, die Reaktionen



von der wegen des weitaus höheren Wirkungsquerschnittes wesentlich häufigeren Reaktion



zu trennen. Dies ist bei der gegebenen Apparatur möglich, wenn Ereignisse selektiert ('getriggert') werden, die ein auslaufendes K^- -Meson in einem Impulsbereich von 2.8 - 9.8 bzw. ein auslaufendes Antiproton mit einem Minimalimpuls von 2.8 GeV aufweisen.

Die technische Realisierung erfolgte unter den nachstehend aufgeführten Bedingungen, die alle gleichzeitig erfüllt sein müssen, d.h. sie sind mit logischem 'und' verknüpft:

- a) Zwei über eine Matrix korrelierte Treffersignale in den Hodoskopen H1 und H2. Die Korrelationsmatrix dient der Selektion von Spuren, die aus dem Targetbereich kommen und damit der Reduktion des Untergrundes.
- b) Kein Licht in den entsprechenden Zellen des Čerenkov-Zählers LPC, die den Treffern in H1 und H2 zugeordnet sind. D.h.

$$\begin{array}{llll} p_{\pi} < 2.8 \text{ GeV} & & & \\ 2.8 < p_K < 9.8 \text{ GeV} & & p_i : \text{Impuls von Teilchen } i & \\ 2.8 < p_{\bar{p}} < 18.8 \text{ GeV} & & & \end{array}$$

- c) Kein Treffersignal im Strahlvetozähler A.
- d) Treffersignal im Targetszintillationszähler oder mindestens zwei verschiedene Signale im Multiplizitätstrigger MDPK I, um die Wechselwirkung auf den Targetbereich zu beschränken.
- e) Wenigstens ein Treffer im Wechselwirkungstrigger MDPK II.
- f) Nicht mehr als jeweils zwei Treffersignale in den Hodoskopen H1 und H2 (gilt nur für das 10 GeV-Experiment).

1.4 Die Daten und ihre Verarbeitung

Während einer zweiwöchigen Meßzeit im November 1974 wurden mit der vorstehend beschriebenen experimentellen Anordnung insgesamt 1.4 Millionen Trigger bei 10 GeV und 1.1 Millionen Trigger bei 16 GeV Einschußimpuls aufgenommen.

Die Mustererkennung und geometrische Rekonstruktion der auf Magnetband aufgezeichneten Ereignisse wurde mit dem für Messungen am Omega-Spektrometer standardmäßigen Auswertprogramm ROMEO /BOU70,GRO73/ durchgeführt. Daran schloß sich die kinematische Anpassung der geometrisch rekonstruierten Ereignisse mit Hilfe des Programmes KOMEGA /HYD74/ an, das für die experimentabhängigen Teile der Meßanordnung modifiziert werden mußte.

Die Auswertekette ist bis auf den experimentabhängigen Teil von KOMEGA identisch mit der Version, die bereits bei einem früheren Experiment dieser Kollaboration verwendet wurde.

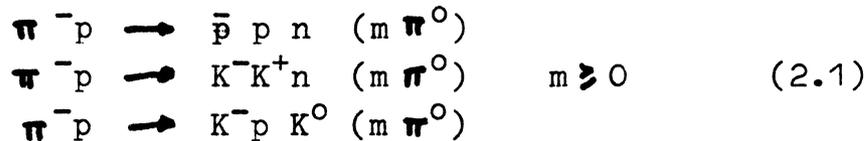
Deshalb sei für Einzelheiten über die Programmkette auf /RUE74/ verwiesen.

2. Datenreduktion

2.1 Allgemeine Überlegungen

Aufgabe der Datenreduktion dieser Untersuchung ist es, aus den gemessenen Daten alle Ereignisse der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p} p n$ mit möglichst geringer Beimischung von Ereignissen anderer Reaktionskanäle zu identifizieren.

Durch den Trigger auf auslaufende K^- bzw. \bar{p} (siehe Kap. 1.3) sind bei den Ereignissen mit zwei geladenen auslaufenden Teilchen (2-prongs) die πN -Endzustände (z.B. $\pi^- p m \pi^0$, $\pi^- n m \pi^0$, $m \geq 0$) unterdrückt. Damit können in den 2-prongs folgende Reaktionen auftreten:



Da die neutralen Teilchen in diesem Experiment nicht gemessen wurden, lassen sich nur Reaktionen mit einem ungeladenen Teilchen kinematisch identifizieren, d.h. $m=0$ in (2.1)

Durch Auswertung von Zählerinformationen läßt sich die Zuordnung eines gemessenen Ereignisses zu einer der drei Reaktionen (2.1) nur in einem Teil der Fälle erreichen. Die Ursache hierfür liegt darin, daß die für die Teilchenidentifikation geeigneten Čerenkovzähler nur in bestimmten Impulsbereichen eine Unterscheidung der K-Mesonen von Antiprotonen ermöglichen (siehe Kap. 1.2).

Hinzu kommt, daß der Hochdruck-Čerenkov-Zähler HPC nur bei der Aufnahme der 16 GeV-Daten verwendet wurde. Daher muß bei den gesamten 10 GeV-Daten und bei den 16 GeV-Ereignissen, die nicht durch die Čerenkov-Zähler eine eindeutige Zuordnung erfahren, eine Identifikation der $\bar{p} p n$ -Ereignisse nach kinematischen Kriterien erfolgen.

Bei der kinematischen Anpassung (Fit) werden unter Annahme jeder der in (2.1) aufgeführten Reaktionen ohne zusätzliche π^0 (Hypothesen) die gemessenen Ereignisse auf Impuls- und Energieerhaltung innerhalb der Fehlergrenzen (3 Standardabweichungen) angepaßt und eine über das Fehlerfortpflanzungsgesetz errechnete Größe $P(\chi^2)$ der Hypothese zugeordnet. Das $P(\chi^2)$ stellt eine Wahrscheinlichkeit für den Fit dar, weil es bei einem errechneten χ^2 und der gegebenen Anzahl von Freiheitsgraden die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der die Hypothese bei einer Wiederholung der Messung mit einem größeren χ^2 zugeordnet würde. Unterschreitet es eine vorgegebene Grenze (1%), so wird die Hypothese nicht akzeptiert.

Es stellt sich heraus, daß manche Ereignisse mehrere Hypothesen fitten, weil bei genügend großem Impuls die Energie eines Teilchens nahezu unabhängig von der zugeordneten Masse wird. So ist z.B. $\frac{E_p - E_K}{E_p} \sim 1\%$ bei einem Impulsbetrag von 5 GeV. Diese mehrdeutigen Ereignisse entstammen also bestimmten kinematischen Regionen und können daher, ohne Verzerrungen in den Meßergebnissen hervorzurufen, in der weiteren Analyse nicht fortgelassen werden.

Bei den 16 GeV-Daten ist die zusätzliche Information des Hochdruck-Čerenkov-Zählers HPC vorhanden. Andererseits ist die kinematische Überlappung wegen der höheren Schwerpunktsenergie größer, so daß die Ereignisse dieser Energie nach anderen Kriterien den Reaktionen (2.1) zugeordnet werden müssen. Die Reduktion der 16 GeV-Daten wurde von R. Strub /STR76/ durchgeführt und wird in Kap. 2.5 nur zusammenfassend dargestellt.

2.2 Überblick über die Ereignisse der 10 GeV-Daten

Nach Durchlaufen der Mustererkennung und geometrischen Rekonstruktion ergeben sich durch die kinematische Anpassung für die Ereignisse mit zwei geladenen auslaufenden Teilchen folgende Zuordnung zu den drei vorgegebenen Hypothesen (2.1):

Tabelle 2.1 : 10 GeV Gesamtstatistik der 2-prongs

Gesamtanzahl der Ereignisse (2-prongs) : 101.770

Eindeutige Fits insgesamt: 65.314

davon: $\bar{p} p n$: 36.657

$K^- K^+ n$: 18.383

$K^- p K^0$: 10.274

Zweideutige Fits insgesamt: 30.555

davon: $\bar{p} p n - K^- K^+ n$: 10.515

$\bar{p} p n - K^- p K^0$: 1.512

$K^- K^+ n - K^- p K^0$: 18.528

Dreideutige Fits: 5.901

Aus Tab. 2.1 ist ersichtlich, daß von den gesamten $\bar{p}pn$ -Kandidaten (54.585) ca. 33 % mehrdeutig sind, wobei eine stärkere Ambiguität zur K^-K^+n -Hypothese als zu K^-pK^0 besteht.

2.3 Bestimmung des für die Analyse verwendeten Ereignissatzes

Die Größe $P(\chi^2)$ (siehe Kap. 2.1) sollte nach Definition im Idealfall zwischen 0 und 1 gleichverteilt sein. Die experimentell erhaltene Verteilung für alle akzeptierten $\bar{p}pn$ -Hypothesen zeigt Abb. 2.1:

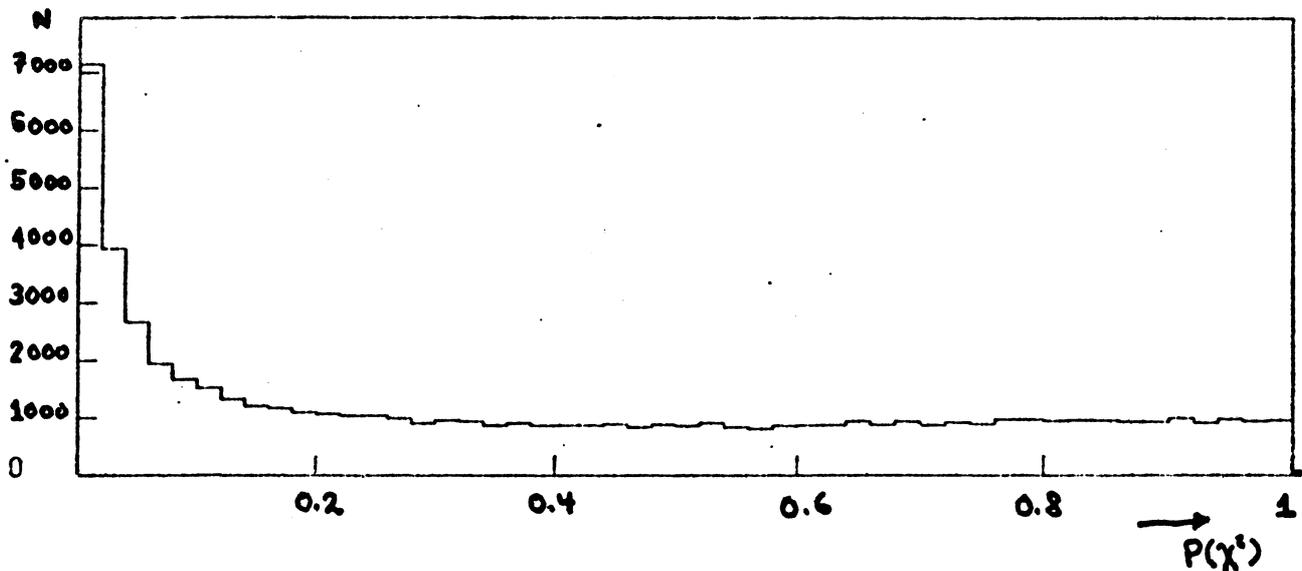


Abb. 2.1: Verteilung des $P(\chi^2)$ für alle $\bar{p}pn$ -Hypothesen

Die Häufung von $P(\chi^2)$ bei kleinen Werten hat im Wesentlichen zwei Ursachen: zunächst deutet sie auf eine leichte Unterschätzung der Meßfehler hin, die ein zu großes χ^2 bewirken. Zum anderen ist ein großer Teil dieser Häufung auf Ereignisse zurückzuführen, die neben $\bar{p}pn$ gleichzeitig eine oder beide konkurrierenden Hypothesen gefittet haben. Abb. 2.2, die $P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ gegen $P(\chi^2)_{K-K+n}$ bzw. $P(\chi^2)_{K-pK^0}$ wiedergibt, zeigt insbesondere in den entsprechenden Projektionen die in der Gesamtverteilung (Abb. 2.1) beobachtete Häufung.

Bei den zweideutigen Ereignissen mit $P(\chi^2)_{\bar{p}pn} < 0.1$ erkennt man eine Gleichverteilung im $P(\chi^2)$ der anderen Hypothese. Dies läßt vermuten, daß ein großer Prozentsatz dieser Ereignisse nicht $\bar{p}pn$ -Ereignisse sind. Die Diagramme in Abb. 2.2 weisen zudem mit ihrer Band-Struktur auf eine besonders große Beimischung der konkurrierenden Kanäle bei kleinem $P(\chi^2)$ hin. Deshalb werden hinfort alle Ereignisse mit einem $P(\chi^2)_{\bar{p}pn} < 0.1$ nicht weiter berücksichtigt.

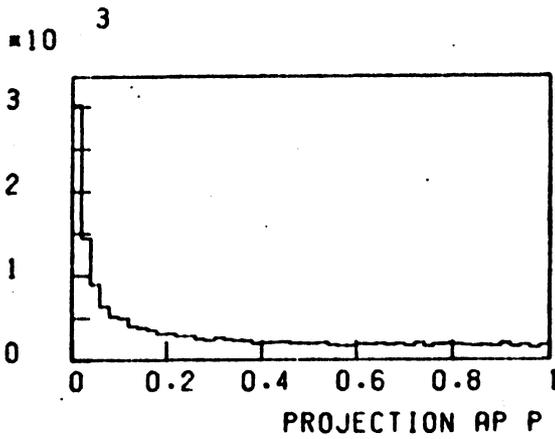
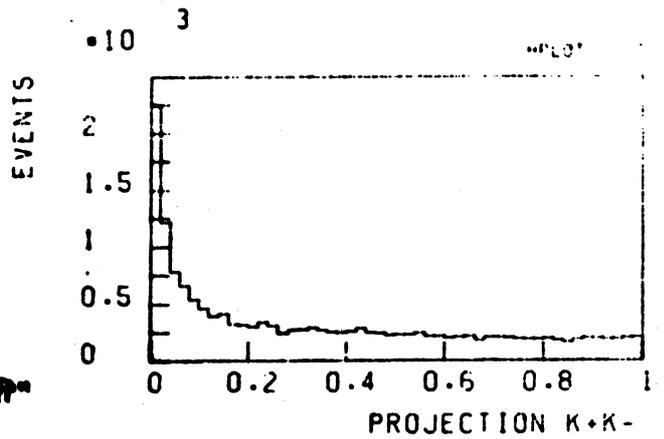
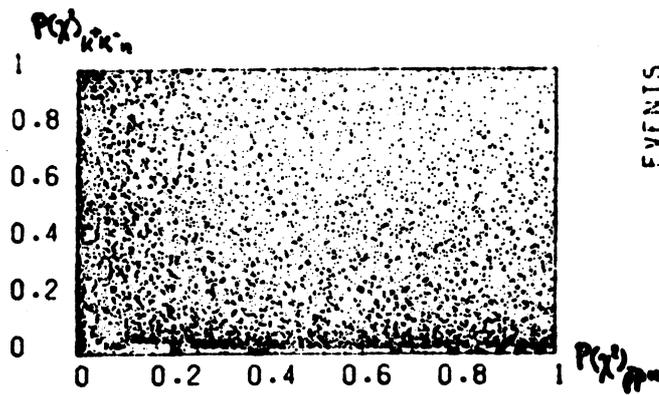


Abb. 2.2 a:

$P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ gegen $P(\chi^2)_{K^+K^-}$
und Projektionen

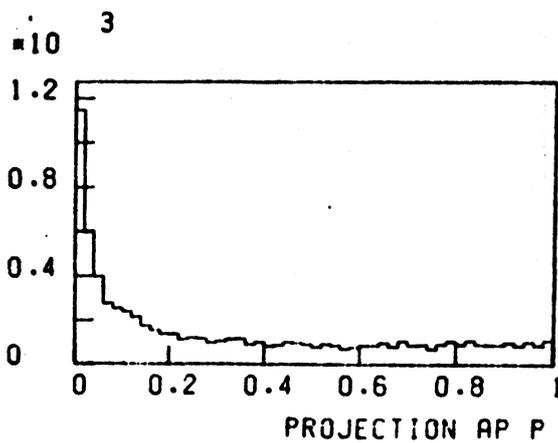
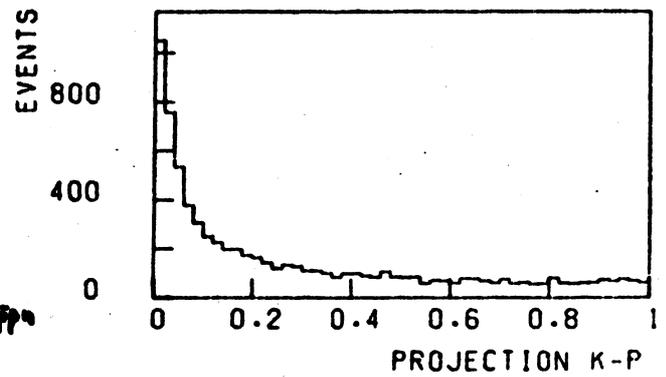
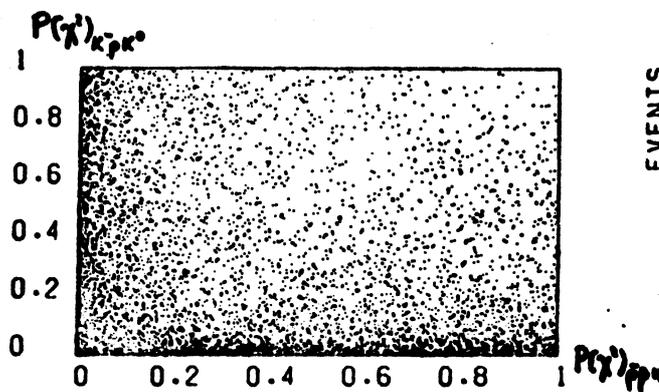
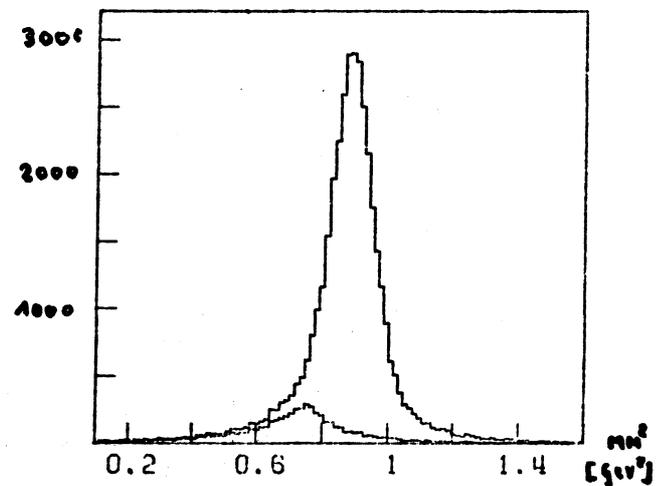
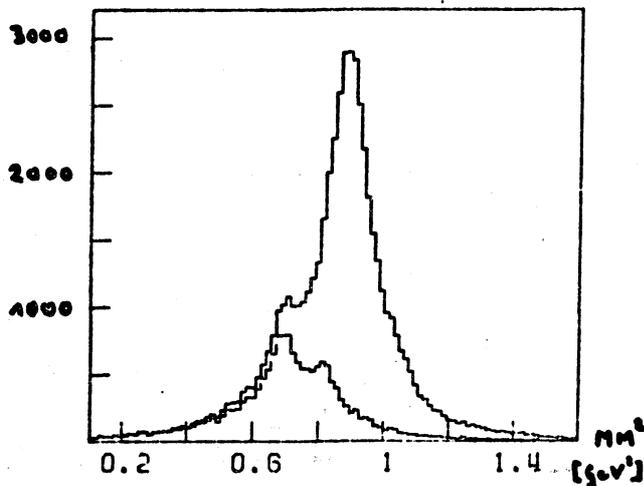


Abb. 2.2 b:

$P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ gegen $P(\chi^2)_{K^-pK^0}$
und Projektionen

Eine weitere Bestätigung, daß diese Ereignisse überwiegend den konkurrierenden Kanälen zuzuordnen sind, gibt Abb. 2.3, in der das Quadrat der fehlenden Masse für die $\bar{p}p$ -Hypothese, wie sie sich aus den gemessenen (und nicht angepaßten) Impulsen errechnet, dargestellt ist. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung für alle $\bar{p}p$ -Hypothesen, die gestrichelte Linie gibt den Anteil der mehrdeutigen Fits wider. Die Häufung der gestrichelten Massenverteilung bei einem Massenwert von etwa 0.7 GeV^2 läßt sich mit der falschen Massenzuordnung ($\bar{p}p$ statt $\bar{K}K$) erklären. Läßt man dagegen die Ereignisse mit einem $P(\chi^2)_{\bar{p}p}$ von weniger als 0.1 fort, so wird die entsprechende Verteilung schmaler und der Anteil der verbleibenden, mehrdeutigen Ereignisse deutlich geringer (Abb. 2.4).



Verteilung der (fehlenden Masse)²

Abb. 2.3: alle $\bar{p}p$ -Ereignisse

Abb. 2.4 Ereignisse mit $P(\chi^2) > 0.1$

Wendet man auf die $\bar{K}K$ -Hypothesen denselben Schnitt in $P(\chi^2)$ an und läßt diejenigen Hypothesen fort, die ein $P(\chi^2) < 0.1$ aufweisen, so läßt sich bei den noch verbleibenden mehrdeutigen Ereignissen keine Korrelation in $P(\chi^2)$ mehr feststellen (Abb. 2.2).

Diese Tatsache ermöglicht die Definition eines statistischen Gewichtes, das den Einzelhypothesen zugeordnet wird und diese für die weitere Analyse erhält. Dabei werden Hypothesen stärker gewichtet, die ein hohes $P(\chi^2)$ aufweisen und gleichzeitig eine geringe Wahrscheinlichkeit für die konkurrierenden Kanäle besitzen. Unter Einbeziehung der eindeutigen Hypothesen und des Schnittes in $P(\chi^2)$ wird das statistische Gewicht durch Gleichung (2.2) definiert.

$$\text{Stat. Gewicht } W_{st} \equiv \begin{cases} 1 & \text{für eindeutigen Fit} \\ 0 & \text{für } P(\chi^2) < 0.1 \\ \frac{P(i)}{P(\bar{p}pn) + P(K^-K^+n) + P(K^-pK^0)} & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.2)$$

Mit $P(i)$ ist die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für die entsprechende Hypothese bezeichnet. Anzumerken ist, daß eine Hypothese mit einem $P(\chi^2)$ von weniger als 0.1 einem Ereignis entspricht, das diesen Kanal nicht gefittet hat und somit unter Umständen den eindeutigen Hypothesen der anderen Reaktionen in (2.1) zugeordnet werden kann. Da die Zuordnung der Ereignisse zu den Hypothesen nach Gleichung (2.2) auf statistischer Basis erfolgt, sollten Verzerrungen der Meßergebnisse durch konkurrierende Kanäle oder Schnitte auf ein erreichbares Maß reduziert sein.

Als Beispiel für die Wirksamkeit des statistischen Gewichtes ist das Quadrat der fehlenden Masse für die Hypothese $\bar{p}pn$ in Abb. 2.5 und für die wichtigere der beiden konkurrierenden Hypothesen, K^+K^-n , in Abb. 2.6 aufgetragen. Beide Abbildungen enthalten aus dem Gesamtsatz der Ereignisse nur diejenigen, die mindestens die

$\bar{p}p$ -Hypothese gefittet haben. Die durchgezogene Linie stellt die ungewichtete Verteilung für alle Ereignisse der betrachteten Hypothese ($\bar{p}p$ bzw. K^+K^-n) dar, die gestrichelte Linie zeigt die Verteilung der mit dem statistischen Gewicht der betreffenden Hypothese gewichteten Ereignisse. In beiden Fällen bewirkt das statistische Gewicht eine deutliche Abtrennung der Hypothesen mit nur geringem Untergrund insbesondere für den Kanal $\bar{p}p$. Neben der Unterdrückung der konkurrierenden Kanäle werden auch ein Teil der multineutralen Ereignisse verworfen (bzw. gering gewichtet), wie sich aus der Abnahme der Ereignisse gegenüber der ungewichteten Verteilung zu höheren Massenwerten hin erkennen läßt. Während die Verteilung der statistisch gewichteten Ereignisse für $\bar{p}p$ ihren Zentralwert ($\mu = 0.887, \sigma = 0.13 \text{ GeV}^2$) am Quadratwert der Neutronmasse aufweist, liegt dieser Wert für die K^+K^- -Ereignisse höher ($\mu = 0.973, \sigma = 0.17 \text{ GeV}^2$). Dies läßt sich damit erklären, daß diejenigen Ereignisse, die nur eine oder beide $\bar{K}K$ -Hypothesen gefittet haben, hier nicht berücksichtigt worden sind.

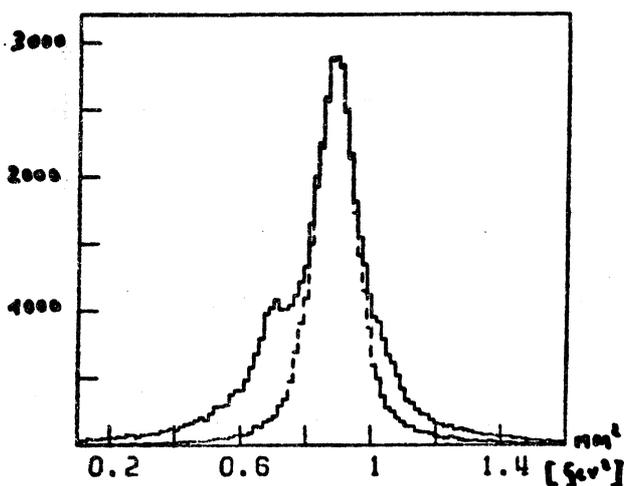


Abb. 2.5:
(fehlende Masse)² zu $\bar{p}p$

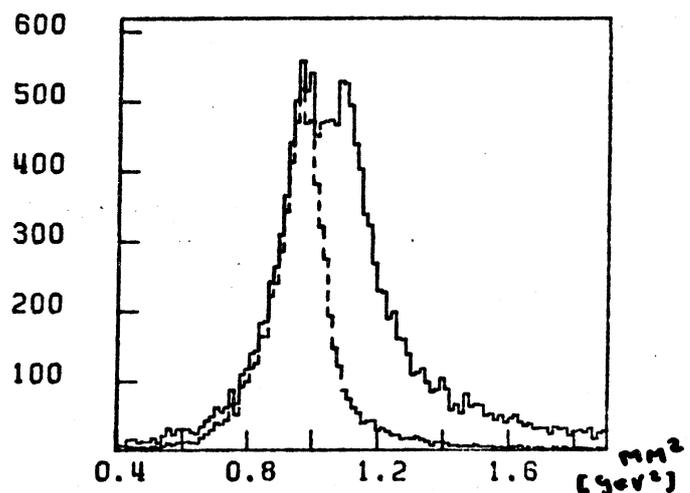


Abb. 2.6:
(fehlende Masse)² zu K^+K^-

Von den ursprünglichen 54.585 Ereignissen mit einer gefitteten $\bar{p}p$ -Hypothese (siehe Tab. 2.1) verbleiben insgesamt 39.341 für die weitere Analyse. Davon sind 33.374 eindeutig, 3.280 zweideutig mit K^+K^-n und 584 mit K^-pK^0 und 2.103 sind dreideutig.

2.4 Abschätzung der Beimischung konkurrierender Hypothesen

Die Anwendung des statistischen Gewichtes verhindert nicht die Beimischung 'falscher' $\bar{p}n$ -Ereignisse. Aus den Massenverteilungen wird versucht, eine Abschätzung dieser Verunreinigungen zu geben. In Abb. 2.7 ist die Verteilung der effektiven Masse des $\bar{p}p$ -Systems aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung für alle Ereignisse nach dem 10%-Schnitt in $P(\chi^2)$, die gestrichelte Linie die mit dem statistischen Gewicht versehenen Ereignisse. Die Differenz zeigt also den Anteil der mehrdeutigen Ereignisse auf.

Die besondere Form des Massenspektrums erklärt sich durch die Überlagerung der $\bar{p}p$ -Massenverteilung mit der Reflektion des $\bar{p}n$ -Spektrums. Abb. 2.8 zeigt die zu Abb. 2.7 korrespondierende Verteilung für das $\bar{p}n$ -System mit der Reflektion des $\bar{p}p$ -Systems. Aus beiden Verteilungen ersieht man, daß das $\bar{p}p$ -System mit seiner zu den K^-K^+ -Ereignissen ähnlichen kinematischen Konfiguration (langsameres Neutron) eine höhere Beimischung konkurrierender Hypothesen aufweist als das $\bar{p}n$ -System. Aus den Abb. 2.7 und 2.8 sowie den Verteilungen des Quadrates der fehlenden Masse (Abb. 2.6) läßt sich die Beimischung mit etwa 6% ($\bar{p}p$) bzw. 3% ($\bar{p}n$) abschätzen.

Zu untersuchen ist auch die Frage, inwiefern diese Kontamination Strukturen in den physikalisch relevanten Größen, wie z.B. der K^+K^- -Masse zeigt. Dazu ist in Abb. 2.9 die Verteilung der invarianten Masse des K^+K^- -Systems der nach dem Schnitt in $P(\chi^2)$ noch mehrdeutigen Ereignisse aufgetragen. Das ungewichtete Massenspektrum (durchgezogene Linie), das deutlich Häufungen bei den Massenwerten des $A_2(1310)$ und $g(1680)$ aufweist, wird durch Anwendung des statistischen Gewichtes der $\bar{p}n$ -Hypothese (gestrichelte Linie) zu einer weitgehend strukturlosen Verteilung geändert. Das kann als Hinweis darauf interpretiert werden, daß bei Anwendung des statistischen Gewichtes die Beimischung der anderen Kanäle zu den $\bar{p}n$ -Ereignissen nur geringe Effekte zeigt.

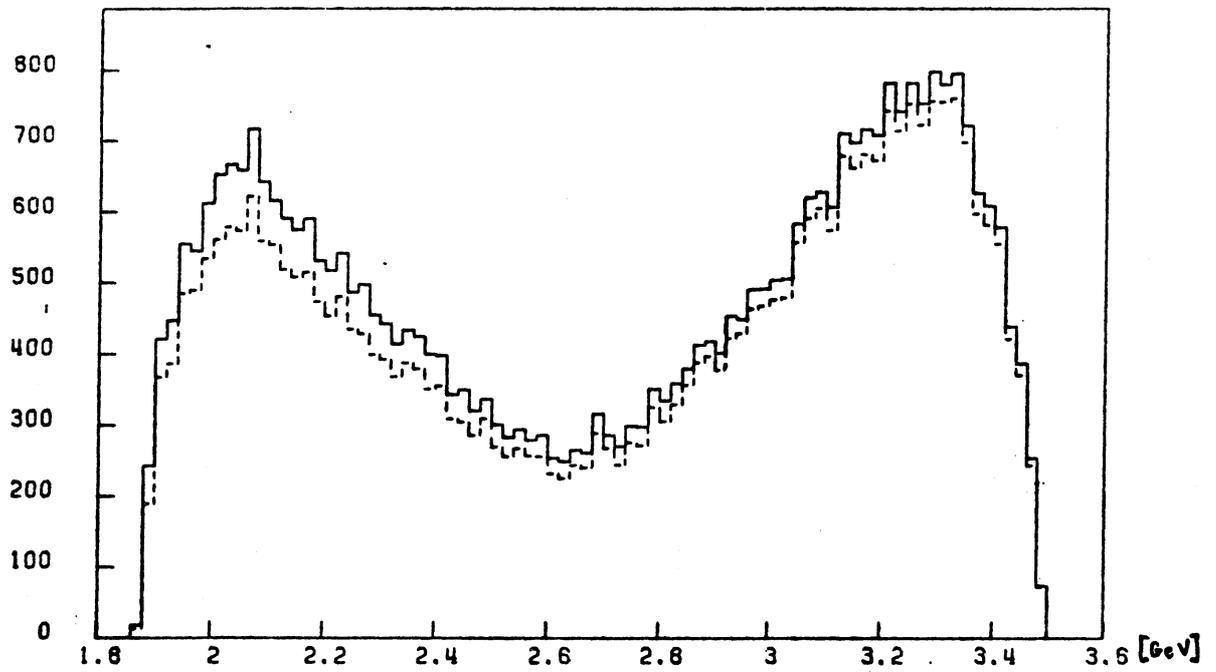


Abb. 2.7: Effektive Masse $\bar{p}p$, 10 GeV-Daten

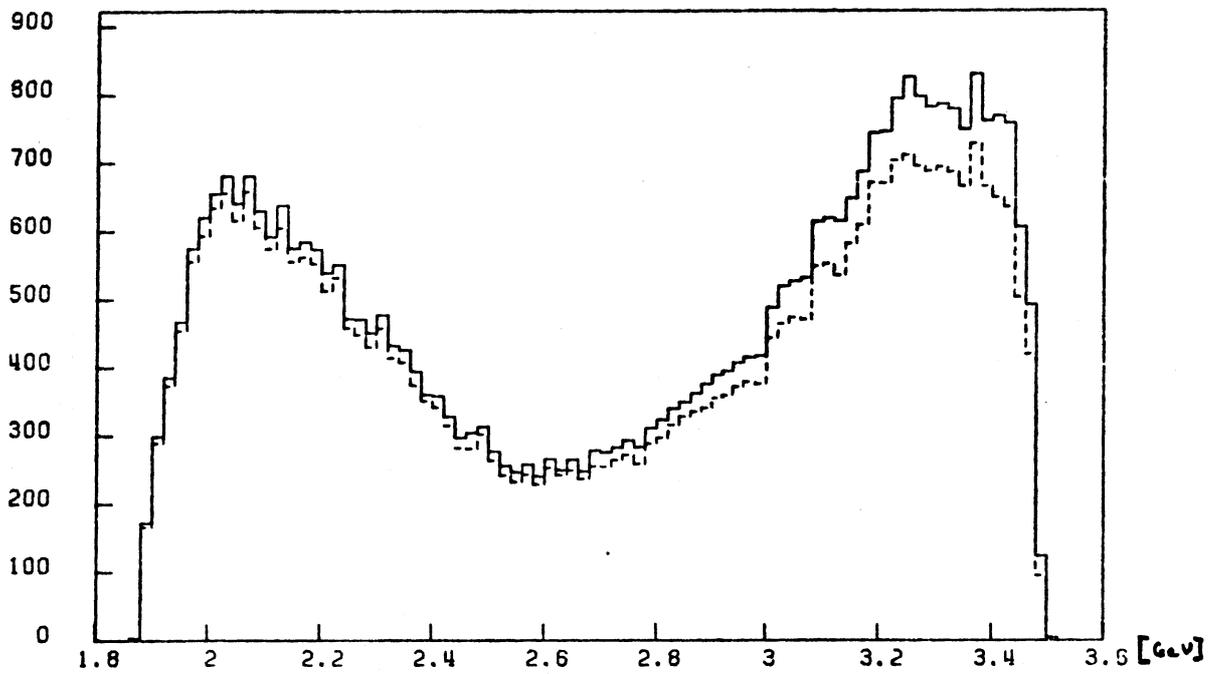


Abb. 2.8: Effektive Masse $\bar{p}n$, 10 GeV-Daten

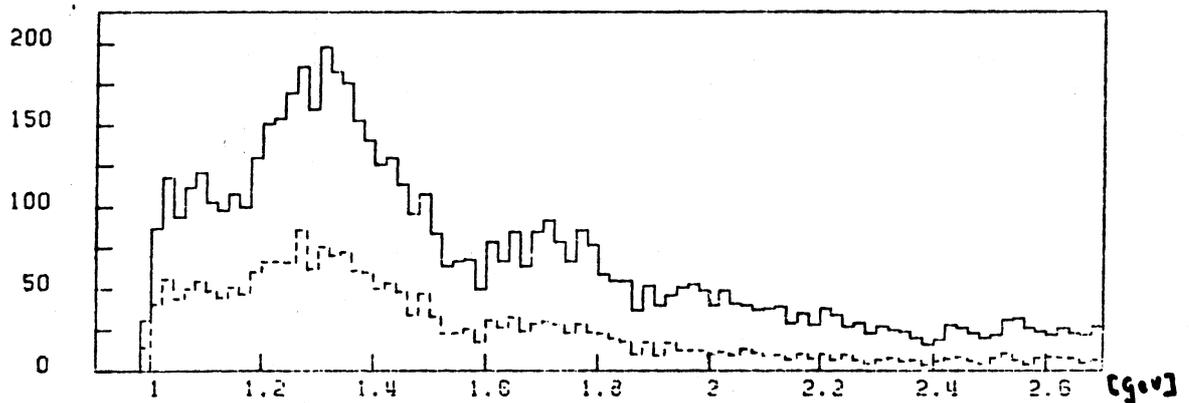


Abb. 2.9: Effektive Masse K^-K^+ , 10 GeV-Daten

2.5 Datenreduktion bei 16 GeV

Bei den 16 GeV-Daten ermöglicht die Auswertung der von den Čerenkov-Zählern LPČ und HPČ (siehe Kap. 1.2) gelieferten Informationen nur in besonderen kinematischen Bereichen eine Zuordnung der Ereignisse zu einer der drei Hypothesen in (2.1):

- (a) Oberhalb eines Impulses von 9.8 GeV kann ein Trigger nur von einem Antiproton ausgelöst werden (siehe Kap. 1.3). Damit lassen sich diese Ereignisse eindeutig der $\bar{p}n$ -Hypothese zuordnen.
- (b) Ein negatives Teilchen, das in einem Impulsbereich von 4.9 - 9.8 GeV durch beide Čerenkov-Zähler läuft, kann als K^- oder \bar{p} identifiziert werden. Diese Ereignisse lassen sich der $\bar{p}n$ -Hypothese oder einer der beiden $\bar{K}K$ -Hypothesen zuordnen. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der HPČ durch seine geringen Ausmaße nur eine relativ kleine Akzeptanz besitzt.
- (c) Negative auslaufende Teilchen mit einem Impuls bis zu 4.9 GeV können durch die Čerenkov-Zähler nicht identifiziert werden. Bei diesen Ereignissen muß die Zuordnung zu einer Hypothese nach anderen Kriterien erfolgen.

Abb. 2.10 zeigt das Spektrum der fehlenden Masse aller geometrisch rekonstruierten 2-prongs bei einer Zuordnung der Protonmasse für die positive und negative auslaufende Spur. Die schraffierte Fläche gibt den Anteil der unter der obigen Bedingung b) definierten eindeutigen $\bar{p}n$ -Hypothesen. Durch Zuordnung über die Bedingung a) ist der Anteil der eindeutigen Hypothesen weitaus größer.

Ein klares Signal mit einer Breite von 230 MeV (für die Gesamtverteilung) ist um den Wert der Neutronmasse (939 MeV) zu sehen. Zu höheren Massenwerten hin erkennt man eine breite Verteilung der multineutralen Ereignisse (Nofits), die dieser exklusiven Untersuchung nicht zugänglich sind.

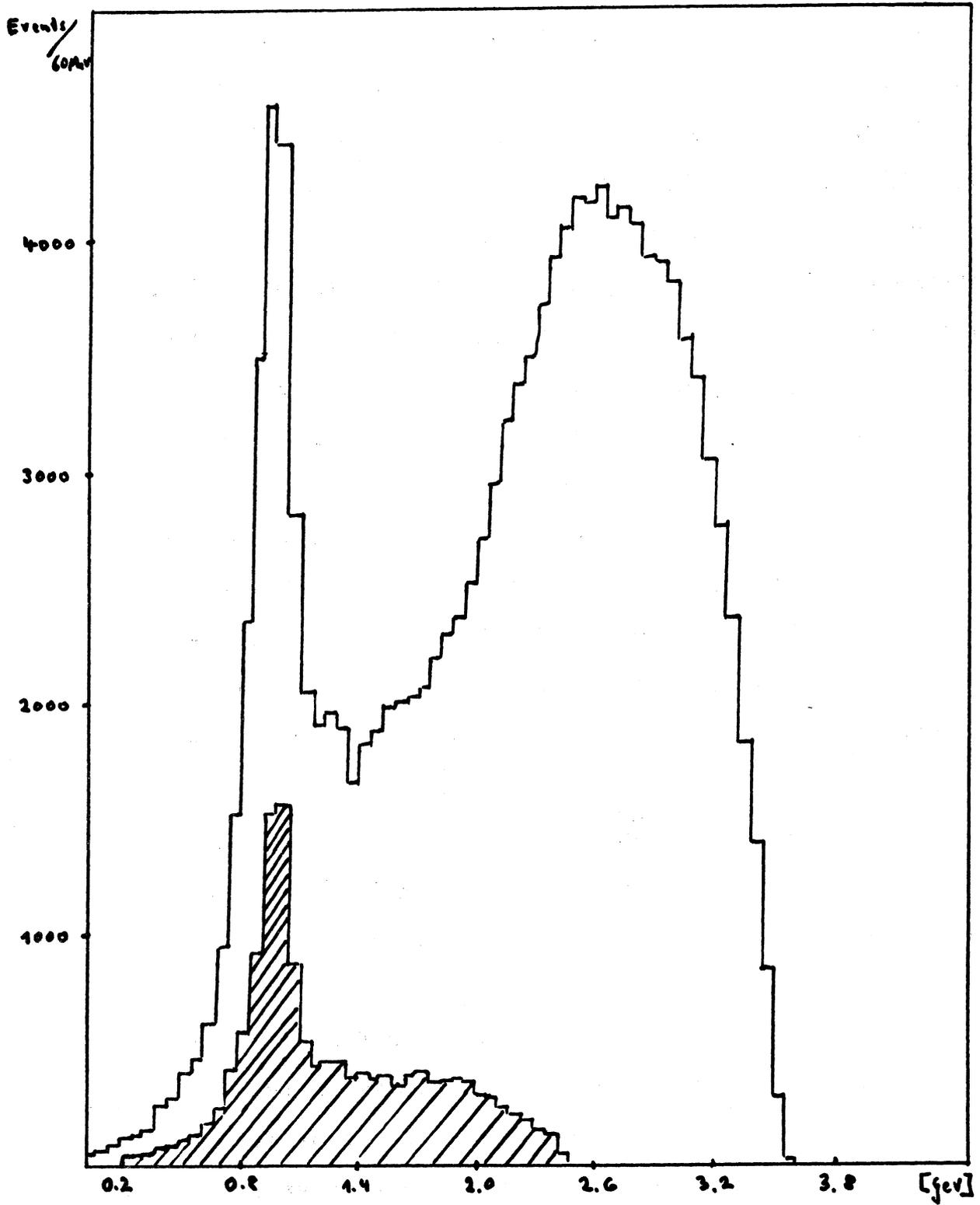


Abb. 2.10: Fehlende Masse zu $\bar{p}p$ (16 GeV-Daten)

Da nicht in allen Fällen eine eindeutige Zuordnung zu einer Hypothese durch Auswertung der Zählerinformationen erreicht werden kann, müssen auch kinematische Kriterien für die Zuordnung verwendet werden. Dies wird durch die größere kinematische Überlappung auf Grund des höheren Einschußimpulses (und damit höhere mittlere Impulse der auslaufenden Teilchen) erschwert (siehe Kap. 2.1). So ist z.B. in Abb. 2.10 die Reflektion des K^+K^-n -Kanals im Gegensatz zu den 10 GeV-Daten (vergleichbar mit Abb. 2.3) nicht zu erkennen.

Die kinematische Überlappung der Hypothesen (vor allem $\bar{p}pn-K^+K^-n$) läßt sich auch den starken Korrelationen der Fitwahrscheinlichkeiten $P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ zu $P(\chi^2)_{KK}$ der Abb. 2.11 entnehmen. Damit erweist sich das bei den 10 GeV-Daten verwendete statistische Gewicht bei diesen Daten als ungeeignet.

Falls die Zählerinformationen nicht eine eindeutige Zuordnung erzwingen, werden daher für die weitere Analyse der 16 GeV-Daten alle Ereignisse akzeptiert, die ein $P(\chi^2) > 0.1$ aufweisen. Die verbleibende Kontamination der $\bar{p}pn$ -Hypothese durch die konkurrierenden Kanäle wurde mittels künstlich generierter Ereignisse ('Monte Carlo') bestimmt /STR76/. Vor allem unterhalb einer invarianten Masse von 1.95^{lv} des $\bar{p}p$ -Systems sind die Beiträge der konkurrierenden Prozesse recht hoch ($\approx 30\%$), fallen aber zu höheren Massen hin rasch auf unter 10% ab.

Nach Anwendung des Schnittes in $P(\chi^2)$ verbleiben für die weitere Analyse insgesamt 19.839 Ereignisse, deren Massenspektren in Abb. 2.12a($\bar{p}p$) und 2.12b($\bar{p}n$) wiedergegeben ist. Beide Verteilungen enthalten die Reflektionen des konkurrierenden Prozesses für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung.

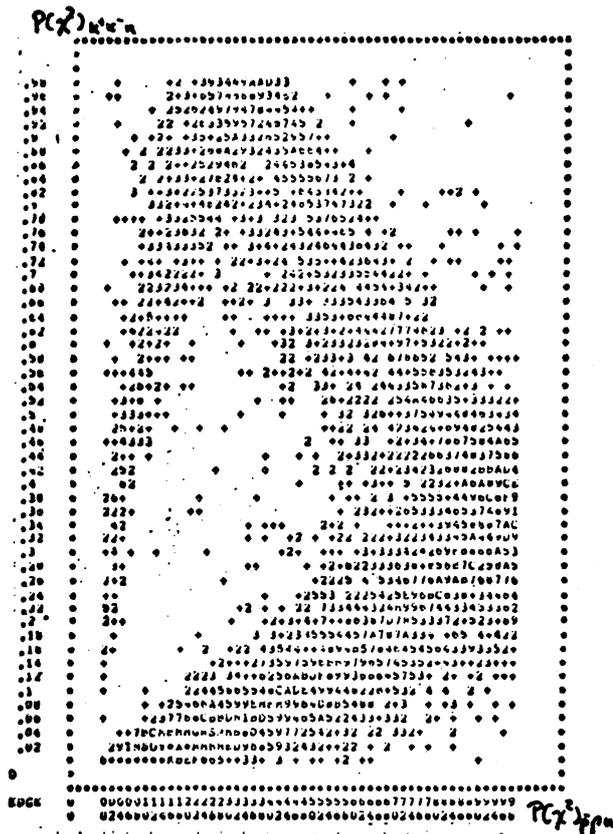


Abb. 2.11 a: $P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ gegen $P(\chi^2)_{K^{*+}n}$
16 GeV-Daten

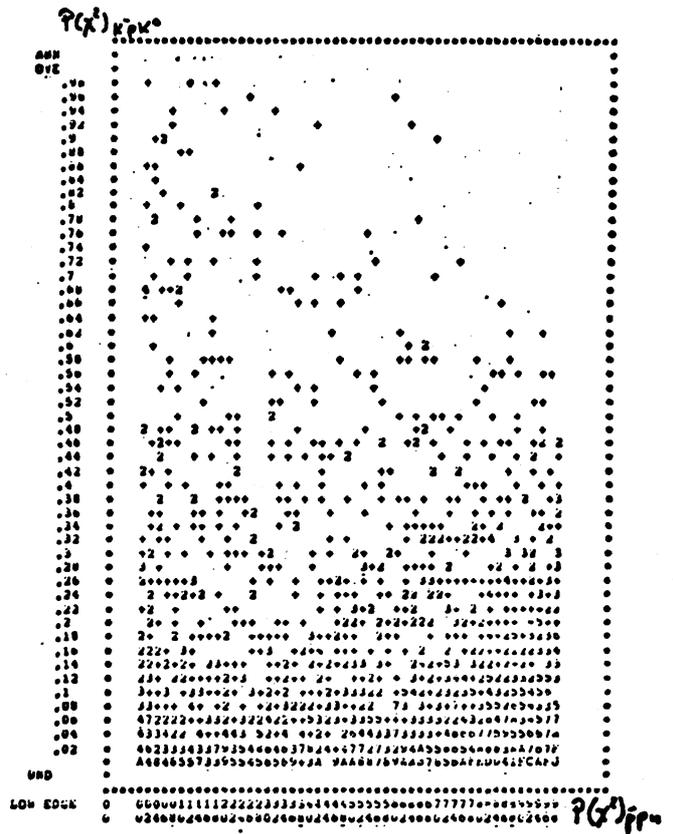


Abb. 2.11 b: $P(\chi^2)_{\bar{p}pn}$ gegen $P(\chi^2)_{K^{*0}p}$
16 GeV-Daten

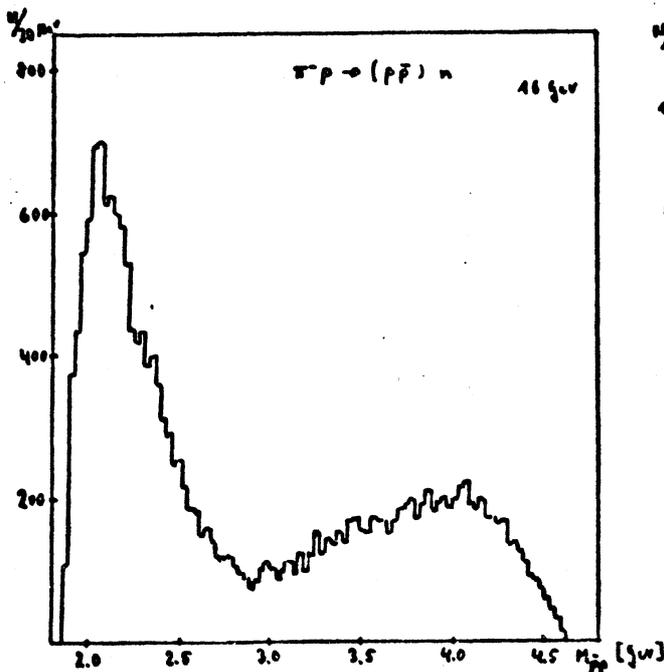


Abb. 2.12 a: Effektive Masse von $(\bar{p}p)$
16 GeV-Daten

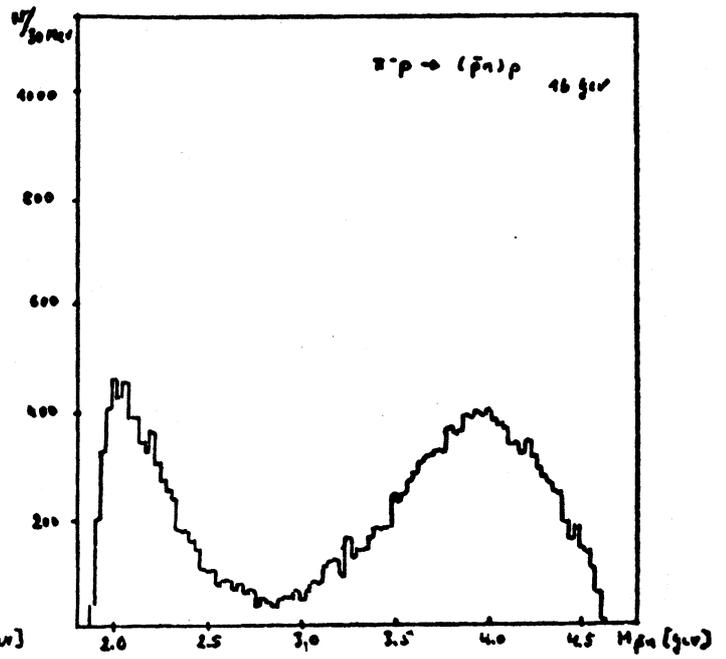


Abb. 2.12 b: Effektive Masse von $(\bar{p}n)$
16 GeV-Daten

3. Akzeptanz

Ziel der Akzeptanzrechnung ist es, die bei einem Zählerexperiment unvermeidlichen Verluste von Ereignissen einer zu untersuchenden Reaktion zu berechnen. Diese Verluste sind durch Ineffektivitäten und Totzeiten von Zählern sowie eingeschränkten Raumwinkel bedingt und führen, falls sie nicht vollständig korrigierbar sind, zu Problemen bei der physikalischen Interpretation der Meßergebnisse.

Eine Definition sowie eine ausführliche Darstellung des Berechnungsverfahrens der Triggerakzeptanz liegt bereits vor /MAE76/. In den folgenden Abschnitten wird neben einer summarischen Darstellung der Triggerakzeptanz die Korrektur konfigurationsbedingter Verluste langsamer Protonen und deren Verknüpfung zu einer gemeinsamen Akzeptanz dargestellt.

3.1 Die Triggerakzeptanz

Die in Kap. 1.2 dargestellte Triggeranordnung setzt insbesondere mit dem Schwellen-Čerenkov-Zähler LPC Grenzen für die Nachweismöglichkeit von Ereignissen einer zu messenden Reaktion. Der zum Triggern notwendige Minimalimpuls von 2.8 GeV bedeutet, daß (bei den Einschußimpulsen von 10 und 16 GeV) im Schwerpunktsystem der Reaktion rückwärts laufende Triggerteilchen nur unvollständig nachgewiesen werden können.

In Abb. 3.1 a - d ist für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{N}N$ -Masse eine graphische Darstellung der Triggerakzeptanz für die 10 GeV-Daten als Funktion von $\cos \theta$ und ϕ gegeben. Über den Viererimpulsübertrag wurde dabei von t_{\min} bis $t=0.5 \text{ GeV}^2$ gemittelt. Die Definition der physikalischen Variablen $\bar{N}N$ -Masse, θ, ϕ, t und t_{\min} ist in Kap. 4.2.1 gegeben.

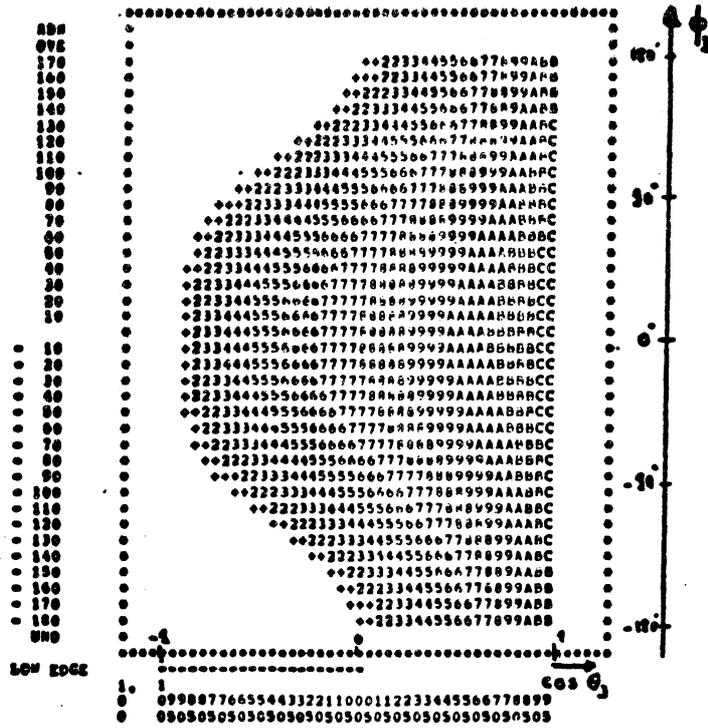


Abb. 3.1 a: $\bar{p}p$ -Masse = 1.95 GeV

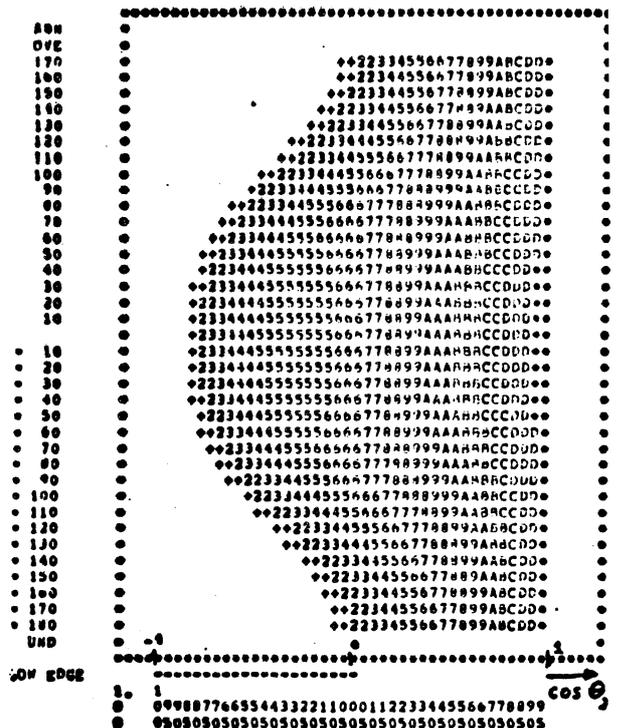


Abb. 3.1 b: $\bar{p}p$ -Masse = 2.05 GeV

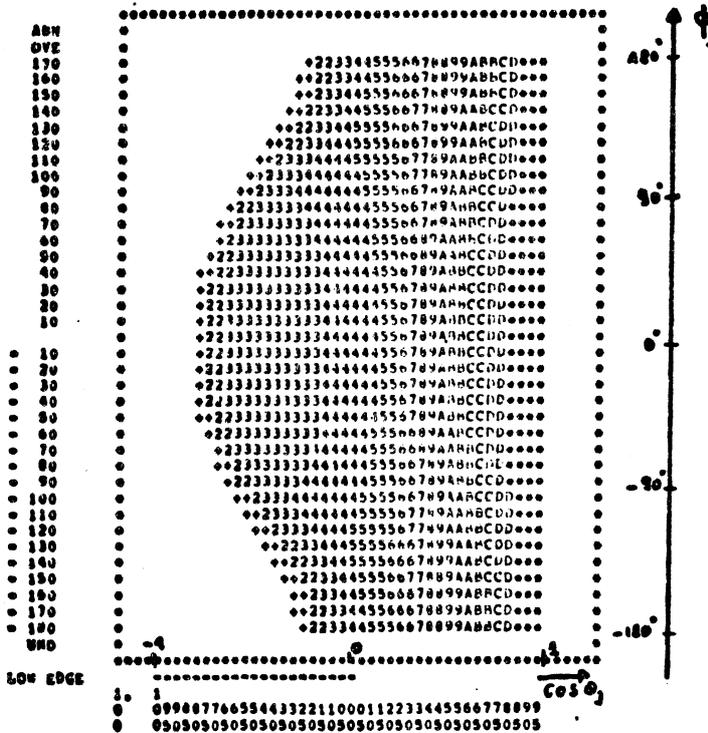


Abb. 3.1 c: $\bar{p}p$ -Masse = 2.25 GeV

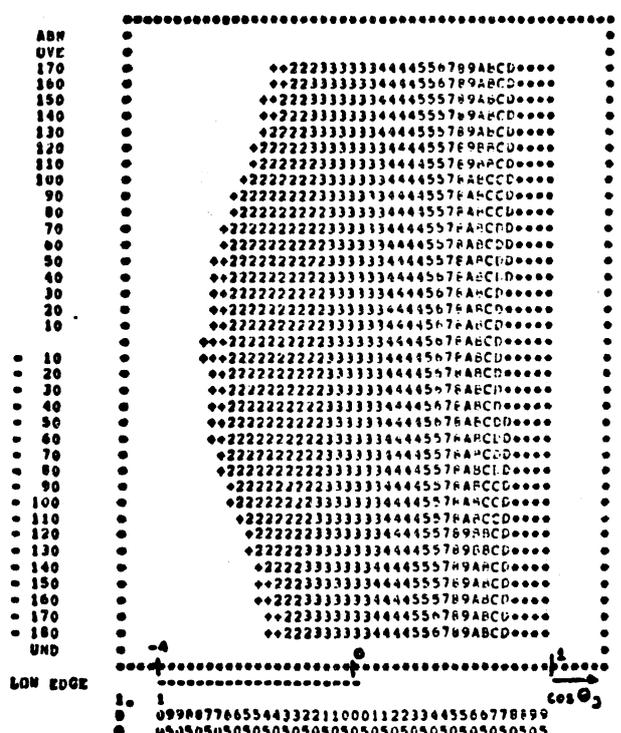


Abb. 3.1 d: $\bar{p}p$ -Masse = 2.45 GeV

Abb. 3.1 : Die Triggerakzeptanz als Funktion von $\cos \theta$ und ϕ im Gottfried-Jackson-System für verschiedene Werte der invarianten $\bar{p}p$ -Masse. $t_{\min} \leq t \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. 10 GeV-Daten

Die in den Diagrammen 3.1 a - d enthaltenen Zahlenwerte sind proportional der Triggerakzeptanz in den betreffenden Zellen der $\cos\theta - \phi$ -Ebene ($\Delta\cos\theta = 0.05, \Delta\phi = 18^\circ$). Die Gebiete verschwindender Akzeptanz (Leerstelle im Diagramm) sind für $\cos\theta < 0$ und $|\phi| > 100^\circ$ deutlich zu erkennen. Sie vergrößern sich mit zunehmender invarianten Masse des $\bar{N}N$ -Systems.

Auf Grund des höheren Schwerpunktsimpulses gibt es bei den 16 GeV-Daten bis zu einer invarianten Masse von 2.3 GeV keine Gebiete verschwindender Akzeptanz. Erst oberhalb dieses Massenwertes treten ähnliche, wenn auch wesentlich geringere Verluste wie in den 10 GeV-Daten auf.

Die numerische Bestimmung der Triggerakzeptanz wurde für die 10 GeV-Daten von P. Mättig./MAE76/ und für die 16 GeV-Daten von C. Best /BES76/ durchgeführt.

Eine Korrektur auf Verluste in Gebieten verschwindender Akzeptanz ist ohne Annahmen über die Winkelverteilung nicht möglich. Nur in dem Falle, daß diese Gebiete sehr klein sind, läßt sich (bei genügender Statistik) die produzierte Winkelverteilung in diese Bereiche extrapolieren. Auf diese, insbesondere die 10 GeV-Daten betreffende Problematik wird in Kap. 5 eingegangen.

3.2 Verluste langsamer Protonen

In der hier zu untersuchenden Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pn$ muß neben dem triggernden Antiproton auch das auslaufende Proton gemessen werden, um das von der verwendeten experimentellen Anordnung nicht nachweisbare Neutron kinematisch rekonstruieren zu können. Damit ist eine weitere Quelle von Verlusten gegeben.

Erstens wird von der Geometrie des Funkenkammersystems der Nachweis von Spuren auf einen Winkel von $\pm 60^\circ$ zur Horizontalen begrenzt. Zweitens wird ebenfalls von dem Funkenkammersystem bei dem gegebenen Magnetfeld (18 kG) eine untere Grenze für die Rekonstruk-

tionsmöglichkeit einer Spur gesetzt, da mindestens drei Funken erzeugt und gemessen werden müssen. Dieser Grenzwert des Impulses beträgt unter günstigen Randbedingungen ca. 250 MeV, entsprechend einem Krümmungsradius von ca. 30 cm.

Drittens treten bei sehr langsamen Protonen ($p \lesssim 300$ MeV) Meßungenauigkeiten und Verluste auf, weil in diesem Impulsbereich die Absorption im Target oder Funkenkammermaterial sowie die Effekte des Energieverlustes und der Vielfachstreuung besonders hoch sind. Sie variieren zudem mit der Vertexposition und der Flugrichtung des Protons.

Die numerische Berechnung der Akzeptanz wurde von W. Mitaroff /WAM76/ auf folgende Weise durchgeführt: von einem Blasenkammerexperiment /MAN76/ bei 11.2 GeV Einschußimpuls wurden Ereignisse übernommen und um die Strahlachse rotiert, um neue Ereignisse zu generieren und damit die statistischen Fehler zu senken. Bei unpolarisiertem Strahl und Target ist dieses Verfahren wegen der Isotropie um die Strahlachse gerechtfertigt.

Die so gewonnenen Ereignisse wurden durch eine Simulationskette (SIMEGA, PLUMEGA) in der Form aufbereitet, als ob sie im Omega-Spektrometer aufgenommen worden wären. Hierbei wurden alle bekannten, störende Effekte berücksichtigt, die eine Rekonstruktion beeinflussen können, z.B. Ineffektivität von Geräten, zufällige Funken und Energieverlust. Durch die sich anschließende Auswertung mit dem Standardprogramm ROMEO (siehe Kap. 1.4) und Vergleich mit den ursprünglichen Ereignissen ließ sich die Akzeptanzmatrix berechnen. Dies wurde für drei Positionen der Wechselwirkung (Vertex) entlang der Strahlachse (Anfang, Mitte und Ende des Targets) durchgeführt.

Für einige Werte des Laborstreuwinkels Θ_L (= Winkel zwischen der Strahlachse und der Flugrichtung des Protons am Vertex) sind in Abb. 3.2 die berechneten Werte dieser Akzeptanz in Abhängigkeit vom Protonimpuls für einen Vertexpunkt aufgetragen.

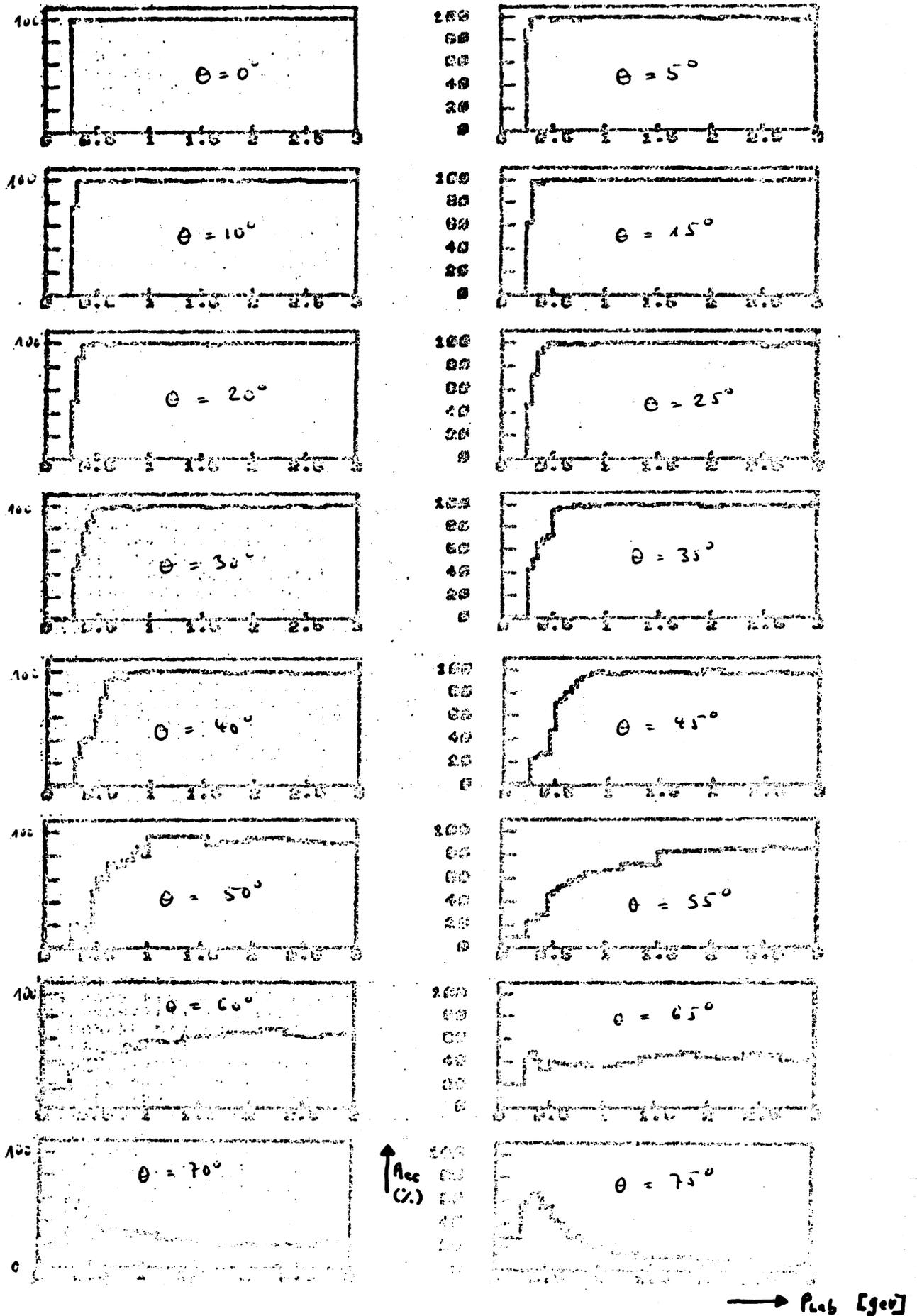


Abb. 3.2 : Die Protonakzeptanz in % als Funktion des Protonimpulses für verschiedene Werte des Streuwinkels θ_L und den Vertexpunkt bei $x = -110$ cm.

3.3 Die Verknüpfung der Trigger- und Protonakzeptanz

Die beiden Akzeptanzen, die in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben wurden, sind nicht unabhängig voneinander: ein Ereignis, das z.B. vom Trigger akzeptiert wird, kann durch ein für die betreffende Konfiguration nicht nachweisbares Proton der geometrischen und kinematischen Rekonstruktion verlorengehen. Es ist also der 'Durchschnitt' der beiden Akzeptanzen zu bilden. Das geschieht nach dem folgenden Verfahren: Jedes gemessene Ereignis wird in 5° -Schritten um die Strahlachse rotiert und bei jedem Schritt mittels der Akzeptanzmatrizen festgestellt, ob das Proton und das triggernde Antiproton akzeptiert worden wären. Die Akzeptanz für einen Vertexpunkt errechnet sich dann mit:

$$A_{x_i} = \sum_{k=1}^{72} \frac{N_{\text{Proton}_k} \cdot N_{\text{Antiproton}_k}}{72}$$

72 Iterationen bei
Schrittweite von 5° ; $N_{j_k} \left\{ \begin{array}{l} \text{Einzelwahrscheinlichkeit (0 oder 1)} \\ \text{für den Nachweis von Teilchen } j \end{array} \right.$

Dieses Verfahren wird für die beiden übrigen Vertexpunkte wiederholt und die Gesamtakzeptanz schließlich durch Mittelung errechnet:

$$A_{\text{ges}} = (A_{x_1} + A_{x_2} + A_{x_3}) / 3$$

Die Genauigkeit der Gesamtakzeptanz ($\approx 4\%$) wird bei den hier verwendeten Iterationsschritten hauptsächlich durch die Protonakzeptanz gegeben. Eine Erhöhung der Zahl der Vertexpunkte oder eine Verkleinerung der Schrittweite bei der Rotation um die Strahlachse würde den Aufwand an Rechenzeit in nicht vertretbarer Weise (Kosten) erhöhen.

4. Wirkungsquerschnitte

4.1 Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

4.1.1 Experimentelle Sensitivität

Der Wirkungsquerschnitt σ definiert sich als das Verhältnis der Wechselwirkungen zur Zahl der einlaufenden Strahlteilchen normiert auf die Zahl der Streuzentren pro cm^2 :

$$\sigma = \frac{N_{Ww}}{N_{\pi} \cdot N_H} \quad (4.1)$$

mit N_{Ww} = Anzahl der Wechselwirkungen eines bestimmten Typs, korrigiert auf die verschiedenen, experimentell bedingten Verluste

$$N_H = \text{Zahl der Streuzentren im Targetvolumen}$$
$$= \frac{N_{Av} \cdot \rho \cdot L_T}{A} = 1,2693 \cdot 10^{24} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$$

$$N_{Av} = 6,0236 \cdot 10^{23} \text{ Zahl der Moleküle pro mol}$$

$$\rho = 0,0708 \text{ (g/cm}^3\text{) Dichte H}_2 \text{ am Siedepunkt}$$

$$L_T = 30 \text{ (cm) Länge des Targets}$$

$$A = 1,008 \text{ (g) Atomgewicht H}_2$$

N_{π} = Gesamtanzahl der Strahlteilchen, die das Target durchquerten, während das System aufnahmebereit war.

$$N_{\pi} = SZ \cdot N_{Tr} \cdot C_{Abs} \cdot C_{Halo}$$

SZ = Über die gesamte Meßzeit gemittelte Anzahl der Strahlteilchen zwischen zwei Triggern, die den Strahlzähler durchquerten während das System aufnahmebereit war. Abb. 4.1 zeigt die Anzahl der Strahlteilchen zwischen 2 Triggern.

N_{Tr} = Gesamtanzahl der Trigger, die der Meßstatistik entnommen wird.

C_{Abs} = Korrekturfaktor für Strahlteilchen, die im Strahlteilchenzähler SZ gezählt, aber vor oder im Target absorbiert wurden

C_{Halo} = Korrekturfaktor für Strahlteilchen, die zwar den Strahlteilchenzähler SZ , jedoch nicht das Target treffen.

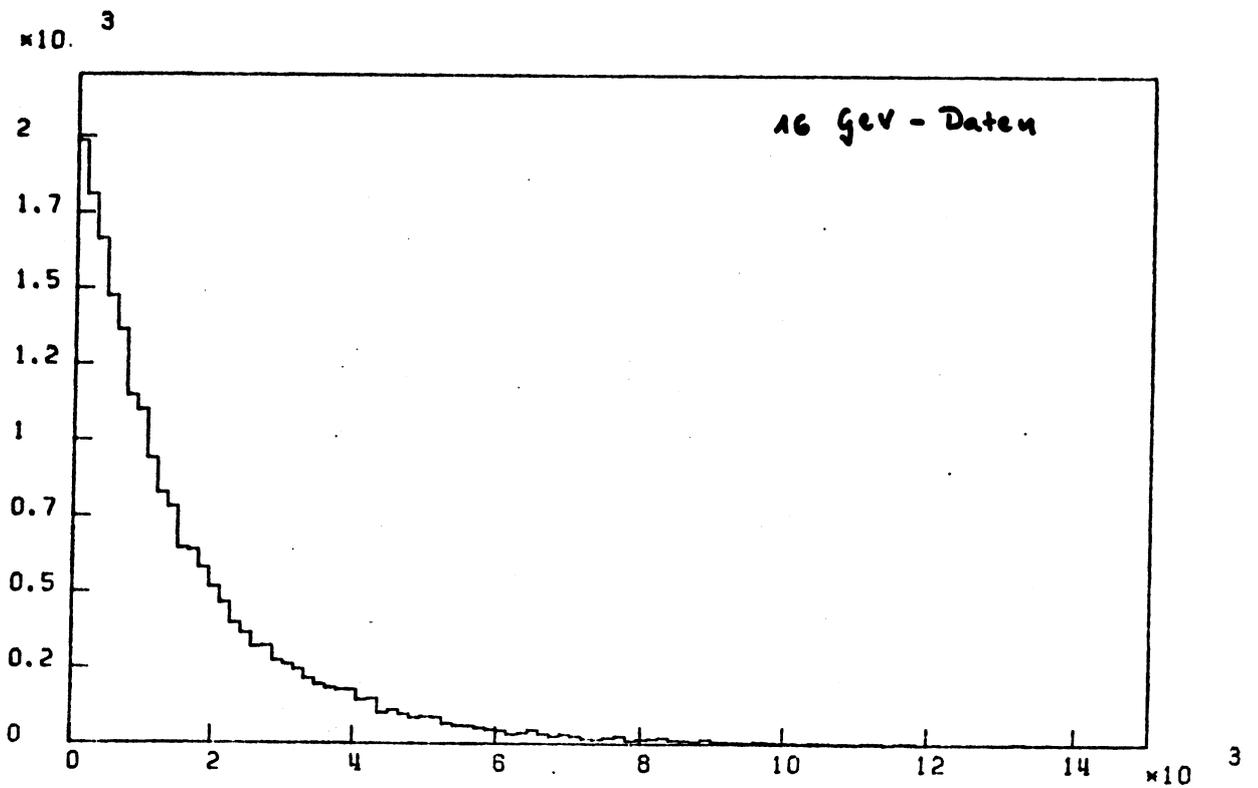
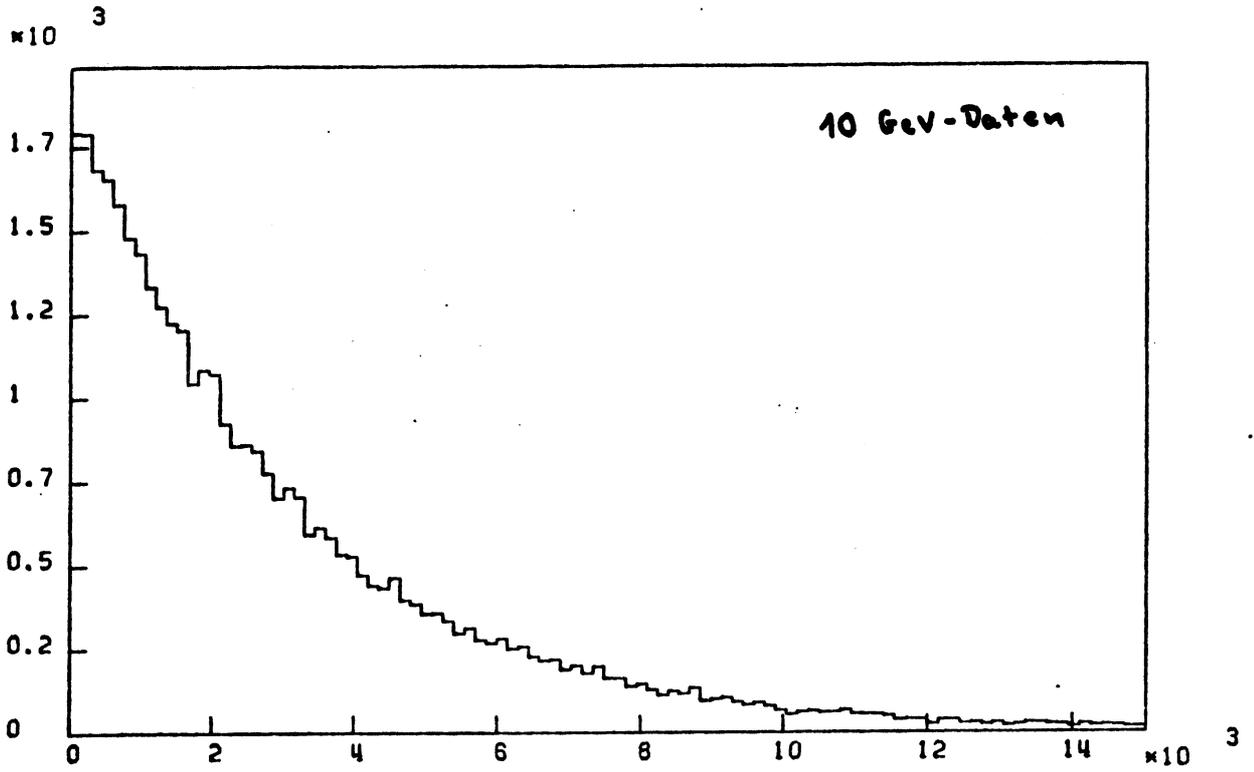


Abbildung 4.1 : Verteilung der Anzahl der Strahlteilchen
zwischen zwei Triggern

Durch Umstellung von Gleichung (4.1) erhält man die Sensitivität s eines Experimentes, die die Anzahl der gemessenen Ereignisse pro Einheit des Wirkungsquerschnittes angibt. Sie ist proportional zur Anzahl der einlaufenden Strahlteilchen und der Streuzentren:

$$s = N_{Ww} / \sigma = N_T \cdot N_H \cdot 10^{-30} \text{ (Ereignisse/}\mu\text{b)}$$

In Tabelle 4.1 sind die zur Berechnung der experimentellen Sensitivität notwendigen Parameter eingetragen. Dabei sind für den Mittelwert des Strahlzählers und der Anzahl der Trigger bei den 16 GeV-Daten zwei Werte eingetragen, die zwei verschiedenen Meßzeiten entsprechen.

Die Größe der Fehler, die für die Sensitivität angegeben wird, wird fast ausschließlich von der Unsicherheit bei der Bestimmung des Mittelwertes des Strahlzählers (siehe Abb. 4.1) bestimmt. Unter Berücksichtigung der Variation des Mittelwertes mit Veränderung der oberen akzeptierten Grenze wird dieser Fehler auf 10 % geschätzt.

Damit ergibt sich eine experimentelle Sensitivität von $5330 \pm 608 \text{ ev/}\mu\text{b}$ (10 GeV) bzw. $2310 \pm 265 \text{ ev/}\mu\text{b}$ (16 GeV).

4.1.2 Globale Korrekturen

Um mit anderen Experimenten vergleichbare Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, muß die Anzahl der gemessenen Ereignisse auf verschiedenartige Verluste korrigiert werden. Diese können während der Meßzeit (Akzeptanz), aber auch in der Auswertekette (z.B. Probleme bei der Mustererkennung) oder bei der Analyse (durch Schnitte) auftreten. Die um diese Verluste korrigierten, also gewichteten Ereigniszahlen ergeben erst die richtige Korrespondenz zu den Wirkungsquerschnitten.

$$N_{Ww} = \frac{N_{\text{obs}}}{\prod_i C_i}$$

N_{obs} = Anzahl der gemessenen Ereignisse

$\prod_i C_i$ = Produkt unten aufgeführter Korrekturen

Korrekturen auf folgende Verlustquellen sind von Bedeutung:

C(Tri): Triggereffektivität

C(BR): Anteil der korrekt rekonstruierten Strahlspuren.
Wird der Gesamtstatistik entnommen

C(PR): Anteil der korrekten Mustererkennung. Einfache
Topologie der zu untersuchenden Reaktion.

C(Geo): Anteil der korrekten geometrischen Rekonstruktion

C(Kin): Anteil der korrekten kinematischen Rekonstruktion

C(Cut): Anteil der nach einem Schnitt ($P(\chi^2)$) ver-
bleibenden Ereignisse.

C(Kon): Korrektur für Kontamination durch konkurrierende
Kanäle

C(Gew): Korrektur für Ausschluß hoher Wichtungen

Tabelle 4.1 enthält die numerischen Werte dieser Korrekturfaktoren.

Damit ergibt sich als globale Korrektur:

$$C_{\text{global}} = 0.865 \pm 0.04 \text{ für die 10 GeV-Daten}$$

und $C_{\text{global}} = 0.934 \pm 0.04$ für die 16 GeV-Daten.

Tabelle 4.1 Korrekturfaktoren für Wirkungsquerschnittsbestimmung

Bezeichnung im Text	10 GeV	16 GeV	Kommentar
SZ	3078 ± 300	1054 ± 100 1858 ± 190	Run 1 (Cern) Run 2 (Glasgow) 16 GeV
N_{Tr}	1 397 748	439 214 745 346	Run 1 16 GeV Run 2
C_{Abs}	0.962 ± 0.005	0.985 ± 0.005	
C_{Halo}	1.	1.	/MAN76/
C(BR)	0.963 ± 0.01	0.963 ± 0.01	
C(PR)	0.98 ± 0.02	0.98 ± 0.02	
C(Geo)	$1. \pm 0.02$	$1. \pm 0.02$	
C(Kin)	$1. \pm 0.02$	$1. \pm 0.02$	
C(Cut)	0.9	0.9	
C(Kon)	1.05 ± 0.02	1.1 ± 0.03	
C(Gew)	0.97 ± 0.01	1.	

4.2 Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung

4.2.1 Definitionen

Bei vorgegebener Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist eine Reaktion mit einem auslaufenden neutralen Teilchen, wie z.B. $\pi^- p \rightarrow \bar{p}pn$, durch fünf unabhängige Parameter kinematisch vollständig bestimmt. Da bei unpolarisiertem Strahl und Target Isotropie um die Strahlachse besteht, wird über den azimuthalen Winkel um die Strahlachse integriert. Der üblicherweise verwendete Satz physikalisch relevanter Parameter besteht aus M , t , $\cos\theta$ und ϕ , die folgendermaßen definiert sind:

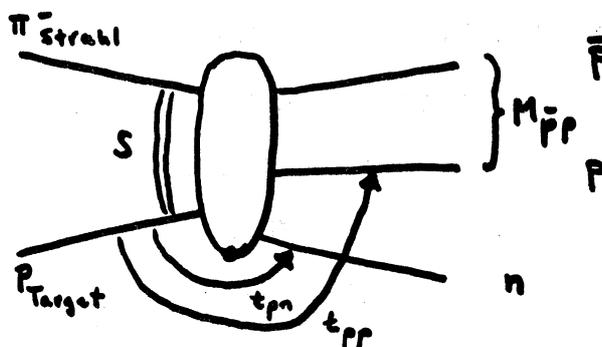


Abb. 4.2

Zur Darstellung kinematischer Variablen

M : Effektive Masse eines auslaufenden Systems zweier Teilchen,

z.B. $M_{\bar{p}p}$ (Abb. 4.2)

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

E_i und \vec{p}_i sind Energie und Dreierimpuls des auslaufenden Teilchens i

$$= (P_i + P_j)^2$$

$P_i = P(\vec{p}, E)_i$ Viererimpuls

t : Viererimpulsübertrag auf das Targetproton

$$t = -(P_i - P_j)^2, \text{ z.B.: } t_{pn} = -(P_{\text{Target}} - P_{\text{Neutron}})^2$$

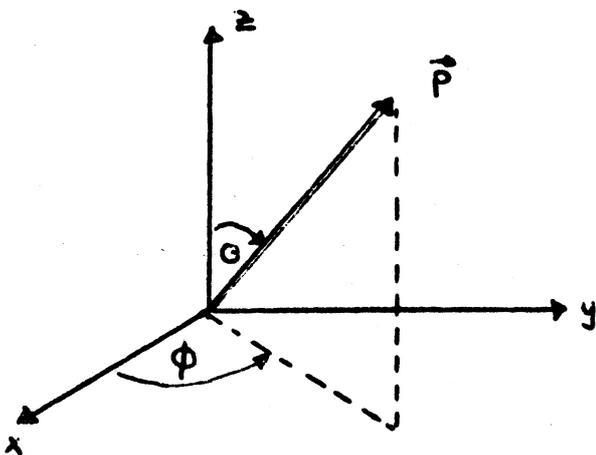
In Abhängigkeit von der invarianten Masse des betrachteten $\bar{N}N$ -Systems weist t einen minimalen Wert t_{\min} auf, der im Schwerpunktssystem der Reaktion einem Streuwinkel von $\theta^* = 0^\circ$ entspricht:

$$t_{\min} = -(M_{\bar{N}N}^2 + m_p^2) + 2 \cdot (E_{\bar{N}N} \cdot E_p) - 2 \cdot |\vec{p}_{\bar{N}N}| |p_p| \cos \alpha^* \quad (4.2)$$

Für drei Werte der invarianten $\bar{N}N$ -Masse sei t_{\min} als Beispiel angegeben:

Masse($\bar{N}N$)	$t_{\min}(10 \text{ GeV})$	$t_{\min}(16 \text{ GeV})$
1.9 GeV	0.041 GeV ²	0.015 GeV ²
2.2 GeV	0.082 GeV ²	0.028 GeV ²
2.5 GeV	0.155 GeV ²	0.05 GeV ²

θ, ϕ : Streuwinkel des Antiprotons im Ruhesystem des $\bar{p}p$ - bzw. $\bar{p}n$ -Paares. Als geeignetes Bezugssystem wird hier das Gottfried-Jackson-System /GOJ64/ gewählt, das im Ruhesystem von zwei Teilchen durch das Strahlteilchen (z-Achse), der Normalen zur Produktionsebene (y-Achse) und der Senkrechten auf diese beiden Achsen definiert ist. θ gibt den (polaren) Winkel des Antiprotons zur z-Achse, ϕ den (azimutalen) Winkel um die z-Achse, wie es in Abb. 4.3 verdeutlicht wird.



$$\vec{z}_e = \frac{\vec{p}_p}{|\vec{p}_p|}$$

$$\vec{y}_e = \frac{\vec{p}_p \times \vec{p}_{\bar{N}N}}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_{\bar{N}N}|}$$

$$\vec{x}_e = \vec{y}_e \times \vec{z}_e$$

$$\cos \theta = \vec{z}_e \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$$

$$\phi = \arctan \left(\frac{p_y}{p_x} \right)$$

Abb. 4.3 Zur Definition der Zerfallswinkel

Üblicherweise wird die Intensitätsverteilung aus statistischen Gründen in zwei Gruppen betrachtet, wobei jeweils über zwei Variablen (θ und ϕ bzw. M und t) integriert wird.

4.2.2 Graphentrennung

Die hier zu untersuchende Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p}pn$ ist bereits in einem früheren Experiment /HYA74,MEI74/ analysiert worden, und es konnte die periphere Erzeugung des $\bar{p}p$ -Systems nachgewiesen werden. Der entsprechende Nachweis für das $\bar{p}n$ -System, wo nur wenige Messungen vorliegen /GHI771,GAI75/, wurde bisher nicht erbracht.

Periphere Erzeugung bedeutet vorwiegend kleine Viererimpulsüberträge auf das Targetproton. Abb. 4.4 gibt die experimentell erhaltene Korrelation zwischen dem Viererimpulsübertrag auf das auslaufende Neutron (t_{pn}) bzw. Proton (t_{pp}). Die deutliche Bandstruktur, die kleinen Werten eines Viererimpulsübertrages großen Werten des anderen zuordnet, favorisiert die These der peripheren Produktion beider $\bar{N}N$ -Systeme. Nur wenige Ereignisse weisen für beide t gleichzeitig große Werte auf, so daß eine Aufgliederung der Ereignisse zu dem jeweiligen $\bar{N}N$ -System auf Grund des kleineren Viererimpulsübertrages möglich ist.

Bereits 1955 wurde die periphere Produktion modellmäßig von Dyson /DYS55/ mit der Wechselwirkung des einlaufenden Pions mit einem virtuellen Meson der das Nukleon umgebenden Mesonwolke formuliert. Die diesem Modell zugeordneten Graphen gibt Abb. 4.5:

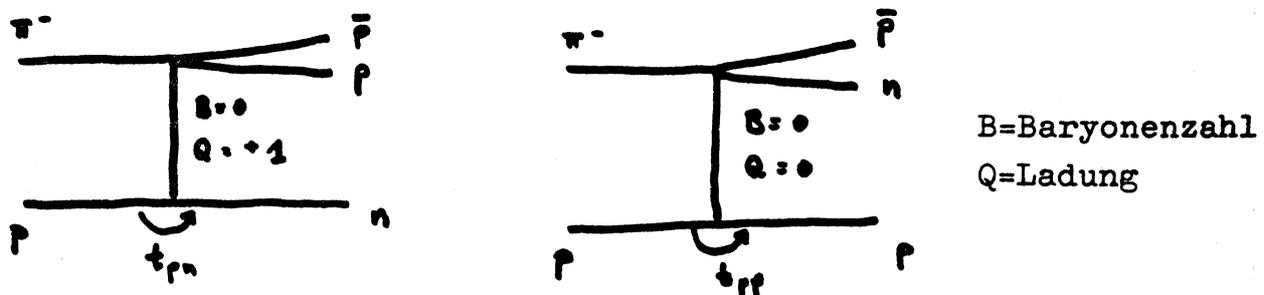


Abb. 4.5 Graphen für Ein-Meson-Austausch

Quantitative Auswertung des Ein-Meson-Austauschmodells ergeben eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von t mit

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{(t + m_M^2)^2} \quad (4.3)$$

m_M = Mesonenmasse

Der Propagator in (4.3) bewirkt sowohl für kleine t als auch kleine Massen des Austauschteilchens M eine starke Zunahme des Wirkungsquerschnittes. Wenn Ein-Pion-Austausch ein von den Quantenzahlen und Erhaltungssätzen her erlaubter Prozess ist, so wird er für kleine t dominieren.

Paritäts- und Spinüberlegungen ergeben als Kandidaten für das Austauschmeson π, ρ, A_2, \dots . Trifft aber reiner Ein-Pion-Austausch zu, so lassen sich nur bestimmte $\bar{N}N$ -Endzustände am oberen Vertex der Abb. 4.5 bilden: wegen Paritätserhaltung ergibt sich, daß sich das $\bar{N}N$ -System bezüglich der Spineinstellung in der 3S_1 -Triplet-Konfiguration befindet. Erhaltung der G-Parität ergibt

$$\begin{aligned} \text{für Isospin } I_{\bar{N}N} = 1 : & \quad J^{PC} = (\text{ungerade})^{--} \\ \text{für Isospin } I_{\bar{N}N} = 0 : & \quad J^{PC} = (\text{gerade})^{++} \end{aligned} \quad \text{des } \bar{N}N\text{-Systems}$$

Die gesamten Quantenzahlen sind somit (bei reinem Ein-Pion-Austausch) durch Bestimmung des Spins einer $\bar{N}N$ -Resonanz festgelegt. Im Gegensatz zum $\bar{p}n$ -System, das einen reinen Isospin $I=1$ Zustand darstellt, weist das $\bar{p}p$ -System Isospin $I=1$ und $I=0$ auf.

Es zeigt sich aber, daß auch andere Austauschprozesse stattfinden. Im Rahmen dieses Experimentes wurde in diesem Kanal die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p} d$ nachgewiesen, allerdings mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten (11 bzw. 4 nb bei 10 bzw. 16 GeV /EVA771/). Das Deuteron läßt sich nur über Baryon-Austausch oder alternativ über Ein-Pion-Austausch mit Endzustandswechselwirkung erzeugen. Um Beiträge dieses Austauschprozesses isolieren zu können, wurde ein weiterer Ansatz für die Graphentrennung versucht, der insbesondere bei der Untersuchung von Vielkörper-Endzuständen angewendet wird.

Nach einem Vorschlag von van Hove /HOV69/ werden die auslaufenden Teilchen nur im longitudinalen Phasenraum betrachtet und die Endzustände durch Gruppierung der Teilchen mit gleicher longitudinalen Flugrichtung im Schwerpunktssystem der Reaktion zugeordnet. Da bei drei Teilchen im Endzustand bereits zwei Impulse zur eindeutigen Bestimmung genügen, lassen sie sich in einem zweidimensionalen Diagramm auftragen. Hier wird aber eine transformierte Darstellung /BOS73/ gewählt, die eine gleichzeitige Darstellung aller auslaufenden Schwerpunktsimpulse ermöglicht. Die drei Koordinatenachsen, die die Impulse eines Teilchens in Vor- bzw. Rückwärtsrichtung trennen, gliedern das Diagramm in drei Sektoren, denen sich drei entsprechende Graphen zuordnen lassen. Aus Akzeptanzgründen lassen sich bei diesem Experiment nur vorwärtslaufende Antiprotonen nachweisen (Minimalimpuls für das Triggerteilchen: 2.8 GeV).

Abb. 4.6 zeigt die Verteilung der longitudinalen Schwerpunktsimpulse mit den Sektorengrenzen für die Daten beider Energien. Insbesondere die 10 GeV-Daten weisen eine nahezu gleichmäßige Aufteilung der Ereignisse in die einzelne Sektoren auf. Nähere Untersuchungen zeigen, daß hohe Massen der $\bar{N}N$ -Systeme aus kinematischen Gründen (großer Streuwinkel) dem Baryon-Austausch-Graphen zugeordnet werden. Eine Aufteilung der Ereignisse zum Meson- bzw. Baryon-Austauschprozess läßt sich mit dieser Methode (zumindest bei den hier untersuchten Energien) nicht durchführen.

Somit wird die Zuordnung eines Ereignisses zu einem $\bar{N}N$ -Endzustand durch den kleineren Viererimpulsübertrag t definiert.

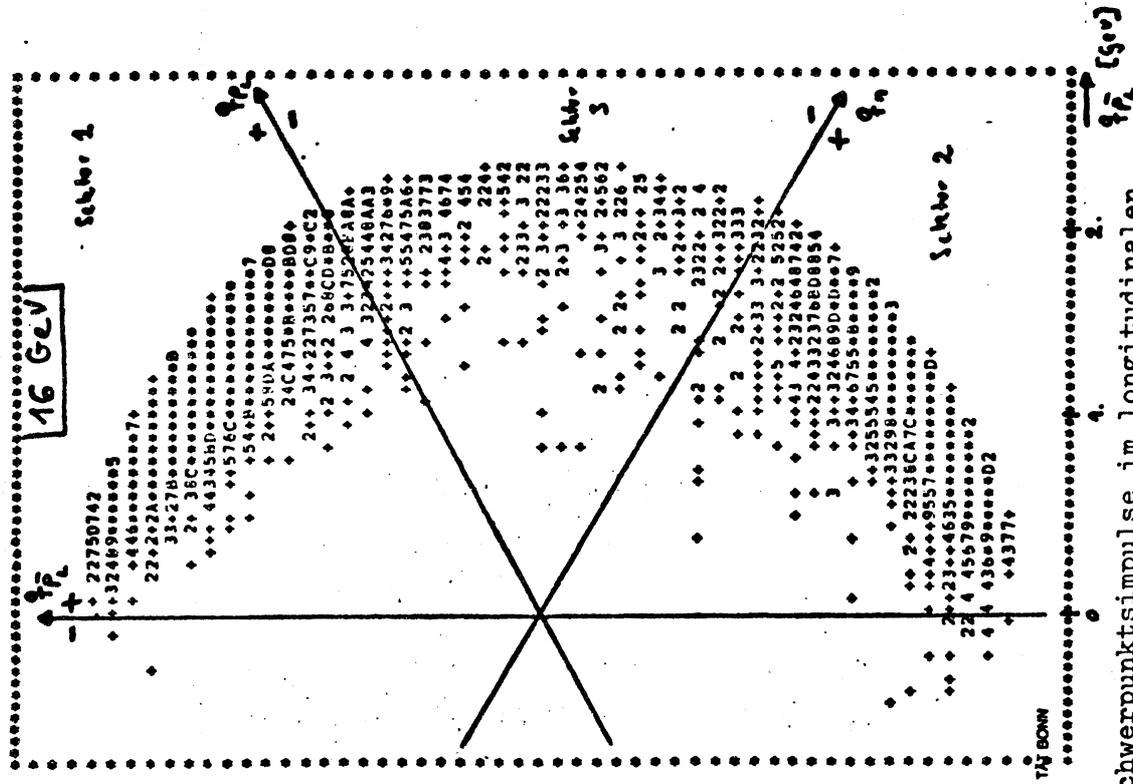
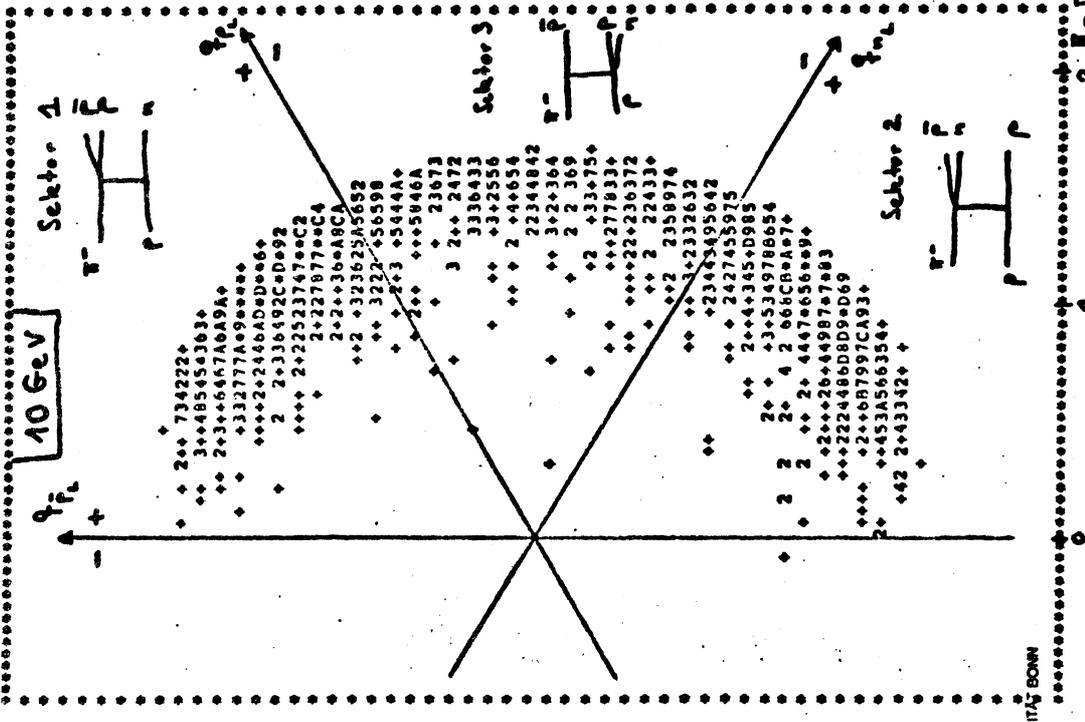


Abb. 4.6: LPS-Plot: Verteilung der Schwerpunktsimpulse im longitudinalen Phasenraum. q_1 + bezeichnet die Vorwärts-, q_1 - die Rückwärtsrichtung des auslaufenden Teilchens i im Schwerpunktsystem. Die den Sektoren zugeordneten Graphen sind eingezeichnet.

4.2.3 Vergleich teilintegrierter Wirkungsquerschnitte

In Tabelle 4.2 sind die akzeptanzkorrigierten (gewichteten) Ereigniszahlen und Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Paaren aufgelistet, wobei über verschiedene Bereiche der Masse und des Viererimpulsübertrages t integriert worden ist. Neben den Ergebnissen dieses Experimentes enthält die Tabelle zu Vergleichszwecken die Messungen des Wirkungsquerschnittes über denselben Integrationsbereich von anderen Experimenten.

Die in der Tabelle mit ">" bezeichneten Wirkungsquerschnitte stellen nicht den korrekten Wert sondern nur untere Grenzen dar, weil in diesen Fällen nichtkorrigierbare Verluste bei der Messung des betreffenden $\bar{N}N$ -Systems aufgetreten sind. Die Ursachen hierzu sind:

- (a) 10 GeV-Daten: in Rückwärtsrichtung ($\cos \theta_J < 0$) gibt es auf Grund der Triggerbedingungen Gebiete verschwindender Akzeptanz (siehe Kap. 3), die sich ohne Modellannahmen für die Winkelverteilung nicht korrigieren lassen.
- (b) 16 GeV-Daten: wegen des kleineren t_{\min} treten hier im Gegensatz zu den 10 GeV-Daten für sehr kleine Viererimpulsüberträge des Targetprotons auf das auslaufende Proton (Zuordnung $\bar{p}n$ -System) Verluste langsamer Protonen auf, die entweder im Target absorbiert oder wegen der starken Krümmung der Spur im Magnetfeld durch das Funkenkammersystem nicht nachgewiesen werden. Diese Verlustursache trifft nicht auf das $\bar{p}p$ -System zu, weil das auslaufende Neutron nicht gemessen sondern nur kinematisch rekonstruiert wird.

Tabelle 4.2 : Wirkungsquerschnitte in μb für verschiedene Massen- und t -Bereiche.
Die Ereigniszahlen sind in Klammern angegeben.

Massenbereich	t - Intervall	10 GeV		16 GeV		Vergleiche und Kommentar
		$\bar{p}p$	$\frac{\sigma(\bar{p}p)}{\sigma(\bar{p}p)}$	$\bar{p}p$	$\frac{\sigma(\bar{p}p)}{\sigma(\bar{p}p)}$	
< 3.2	$t \lesssim 1$	$\rightarrow 7.2 \pm 0.8$ (33 870)	1.55	$\rightarrow 9.34 \pm 1.1$ (52413)	$\rightarrow 9.31 \pm 1.1$ (20 482)	1.41
< 2.7	$t \lesssim 1$	$\rightarrow 6.02 \pm 0.7$ (28 342)	1.55	$\rightarrow 9.34 \pm 1.1$ (43 945)	$\rightarrow 7.92 \pm 0.9$ (17 419)	1.38
< 2.7	$t \lesssim 0.3$	$\rightarrow 3.83 \pm 0.5$ (18 020)	1.52	$\rightarrow 5.81 \pm 0.7$ (27 350)	$\rightarrow 5.51 \pm 0.6$ (12 128)	1.19
< 2.27	$0.11 \lesssim t \lesssim 0.3$	$\rightarrow 2.86 \pm 0.3$ (13 453)	1.57	$\rightarrow 4.49 \pm 0.5$ (21 128)	$\rightarrow 2.84 \pm 0.3$ (5 389)	2.2
< 2.5	$0.13 \lesssim t \lesssim 0.33$	$\rightarrow 2.83 \pm 0.3$ (13 295)	1.61	$\rightarrow 4.54 \pm 0.5$ (21 340)	$\rightarrow 3.58 \pm 0.4$ (7 887)	2.04
< 3.2	$t \lesssim 1$	$\rightarrow 6.54 \pm 0.8$ (30 767)	1.52	$\rightarrow 9.94 \pm 1.1$ (46 745)	$\rightarrow 8.52 \pm 1.0$ (18 745)	1.34
< 2.275	$0.11 \lesssim t \lesssim 0.3$	$\rightarrow 1.17 \pm 0.1$ (5 483)	1.73	$\rightarrow 2.02 \pm 0.2$ (9 514)	$\rightarrow 1.09 \pm 0.1$ (2 396)	1.87
< 2.25	$t \lesssim 0.3$	$\rightarrow 1.71 \pm 0.2$ (8 047)	1.59	$\rightarrow 2.73 \pm 0.3$ (12 820)	$\rightarrow 1.55 \pm 0.2$ (5 638)	1.1
						$\cos \theta_3 > 0$
						$\cos \theta_1 > 0$

Eine Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes proportional zu p_{Lab}^{-2} wird für Ein-Pion-Austausch theoretisch durch die Chew-Low-Formel /CHE64/ vorhergesagt. Da aber auch andere Austauschprozesse eine ähnliche Energieabhängigkeit aufweisen (siehe z.B. /PER76/), ist dies nur ein notwendiger, aber nicht hinreichender Test auf Ein-Pion-Austausch.

Der hier gemessene Abfall des Wirkungsquerschnittes mit $n=1.49$ bzw. $n=1.31$ ($\bar{p}n$) liegt ca. 2 Standardabweichungen unter dem vorhergesagten Wert ($n=2$) und widerspricht damit nicht der These des Ein-Pion-Austausches. Der geringere Abfall des $\bar{p}n$ -Wirkungsquerschnittes kann durch diffraktive Anteile ($n < 1$, /PER76/) begründet sein.

In der letzten Spalte der Tabelle 4.2 sind zu Vergleichszwecken die Wirkungsquerschnitte für $\bar{N}N$ -Produktion von anderen Experimenten eingetragen. Für $\bar{p}p$ -Erzeugung liegen bisher nur Messungen eines Experimentes /HYA74/ bei Einschußimpulsen von 9.8 und 18.8 GeV vor. Dabei wurde zur Vermeidung von Verzerrungen durch unterschiedliche t_{min} (siehe Kap. 4.2.1) die Energieabhängigkeit für $0.11 \leq t \leq 0.3$ gemessen. Diese Ergebnisse sind zusammen mit den Messungen dieses Experimentes in Abb. 4.7 aufgetragen, wobei für die 10 GeV-Daten wegen der Verluste in Rückwärtsrichtung der Meßwert als untere Grenze eingezeichnet wurde. Die Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte dieses Experimentes mit den anderen Daten ist gut.

Für einen Vergleich des hier gemessenen $\bar{p}n$ -Wirkungsquerschnittes mit anderen Experimenten liegen bisher nur zwei Veröffentlichungen vor. Ein Experiment /GHI771/ gibt für die Reaktion $\pi^+ p \rightarrow p_{\text{slow}}(\bar{p}n)$ bei 12 GeV Einschußimpuls einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 4.0 \pm 0.4 \mu\text{b}$ für Massen < 2.5 GeV und einen t -Bereich von $0.13 \leq t \leq 0.33$ GeV² an. Dieser Wert liegt zwischen den hier ge-

messenen Wirkungsquerschnitten bei 10 GeV ($\sigma = 4.54 \mu\text{b}$, untere Grenze) und 16 GeV ($\sigma = 3.58 \mu\text{b}$).

Das zweite Experiment /GAI75/ gibt für die Reaktion $\bar{p}^+p \rightarrow p\bar{n}$ und $\pi^-p \rightarrow (\bar{p}n)p$ bei 13 GeV einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 25.9 \pm 1.6 \mu\text{b}$ bzw. $\sigma = 29.1 \pm 2.5 \mu\text{b}$ für Massen bis 2.7 GeV und $t \ll 0.5$ an. Diese Ergebnisse liegen weit oberhalb des mit diesen Daten konsistenten 12 GeV-Experimentes, das einen auf denselben t -Bereich extrapolierten Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 9.3 \pm 2.0 \mu\text{b}$ angibt.

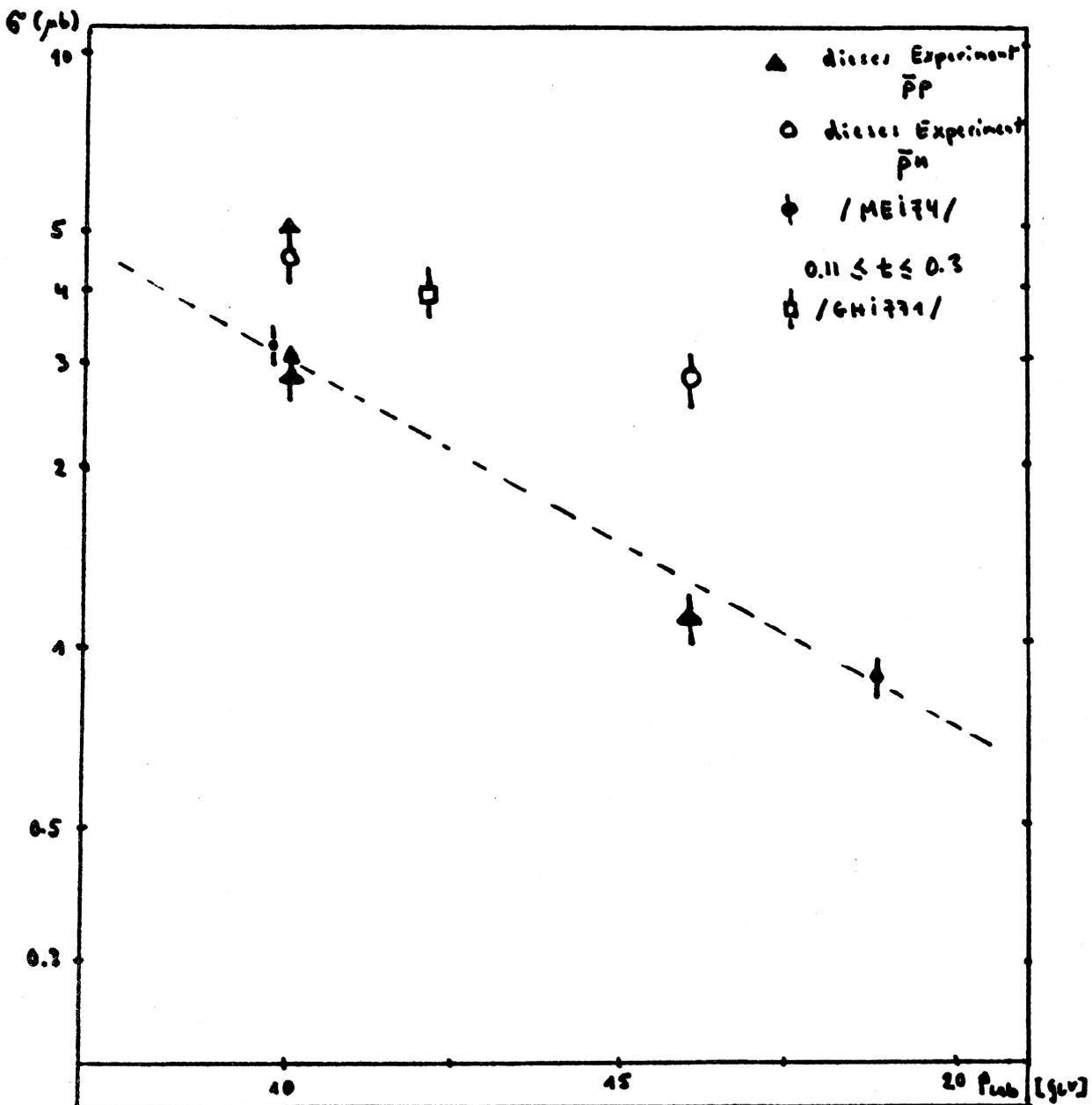


Abb. 4.7

Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung

Von den in Tab. 4.2 aufgelisteten Messungen fällt besonders auf, daß der Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}n$ -Erzeugung im Durchschnitt etwa 1,5 - 2 mal größer ist als der entsprechende Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}p$ -Erzeugung. Während das Verhältnis $\frac{\sigma_{\bar{p}n}}{\sigma_{\bar{p}p}}$ bei den 10 GeV-Daten nur wenig um den zentralen Wert von ca. 1.55 schwankt, zeigt dieses Verhältnis bei den 16 GeV-Daten eine sehr starke Variation in Abhängigkeit von den Schnitten in t , was seine Erklärung in den Verlusten langsamer Protonen findet.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse, die eine untere Schranke für t aufweisen, läßt sich der Tabelle entnehmen, daß die Produktion von $\bar{p}n$ -Paaren bei 16 GeV relativ stärker wird bzw. langsamer mit der Energie abfällt als die Erzeugung von $\bar{p}p$ -Paaren. Ursache hierfür können die für $\bar{p}p$ -Produktion nicht möglichen Beiträge anderer Austauschprozesse (z.B. ω -Austausch) oder diffraktiver Erzeugung (Pomeron-Austausch) sein. Da letztere aber gerade bei sehr kleinen Viererimpulsübertragen t dominiert, läßt sich der Beitrag diffraktiver Produktion, der sich durch geringere Energieabhängigkeit auszeichnet, nicht überprüfen. Zur Vermeidung der Verluste in Rückwärtsrichtung (10 GeV) oder durch langsame Protonen (16 GeV, $\bar{p}n$) läßt sich in diesem Experiment die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nur für $\cos \theta_1 > 0$ und einem minimalen Impuls des Protons angeben, was aber denselben Produktionsmechanismus für beide Energien voraussetzt. Mit den in Tab. 4.2 angegebenen Werten ergibt sich bei einer invarianten Masse bis 2.275 GeV und $0.11 \leq t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ für den Exponenten n der Energieabhängigkeit $\sigma \sim (p_{\text{Lab}})^{-n}$

$$n = \ln(\sigma_{10} / \sigma_{16}) / \ln(16/10)$$

$$n = 1.49 \pm 0.23 \text{ für } \bar{p}p\text{-Erzeugung und}$$

$$n = 1.31 \pm 0.21 \text{ für } \bar{p}n\text{-Erzeugung}$$

4.3 Massenspektren

4.3.1 Übersicht und Vergleiche

Während die im vorigen Kapitel angegebenen Wirkungsquerschnitte über weite Bereiche der invarianten Masse und t integrierte Messungen darstellen, erlaubt der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dm}$ erste Hinweise auf etwaige resonante Strukturen, sofern die Beiträge der Resonanzen stark genug sind (Sensitivität) und das Auflösungsvermögen bezüglich der invarianten Masse ausreicht.

Die mit der Graphentrennung (Kap. 4.2.2) in zwei Sätze von $\bar{N}N$ -Endzuständen aufgeteilten Ereignisse der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p}n$ weisen eine unterschiedliche Meßgenauigkeit der invarianten Masse auf. Sie liegt für das $\bar{p}p$ -System bei etwa 5 MeV und steigt mit zunehmender invarianter Masse auf 10 MeV. Die Meßgenauigkeit für das $\bar{p}n$ -System ist geringer und beträgt wegen des nicht gemessenen Neutrons, das nur kinematisch rekonstruiert wird, etwa das Doppelte des Wertes für das $\bar{p}p$ -System gleicher Masse /STR76/. Das Auflösungsvermögen ist als Funktion der invarianten Masse für beide $\bar{N}N$ -Systeme in Abb. 4.8 dargestellt.

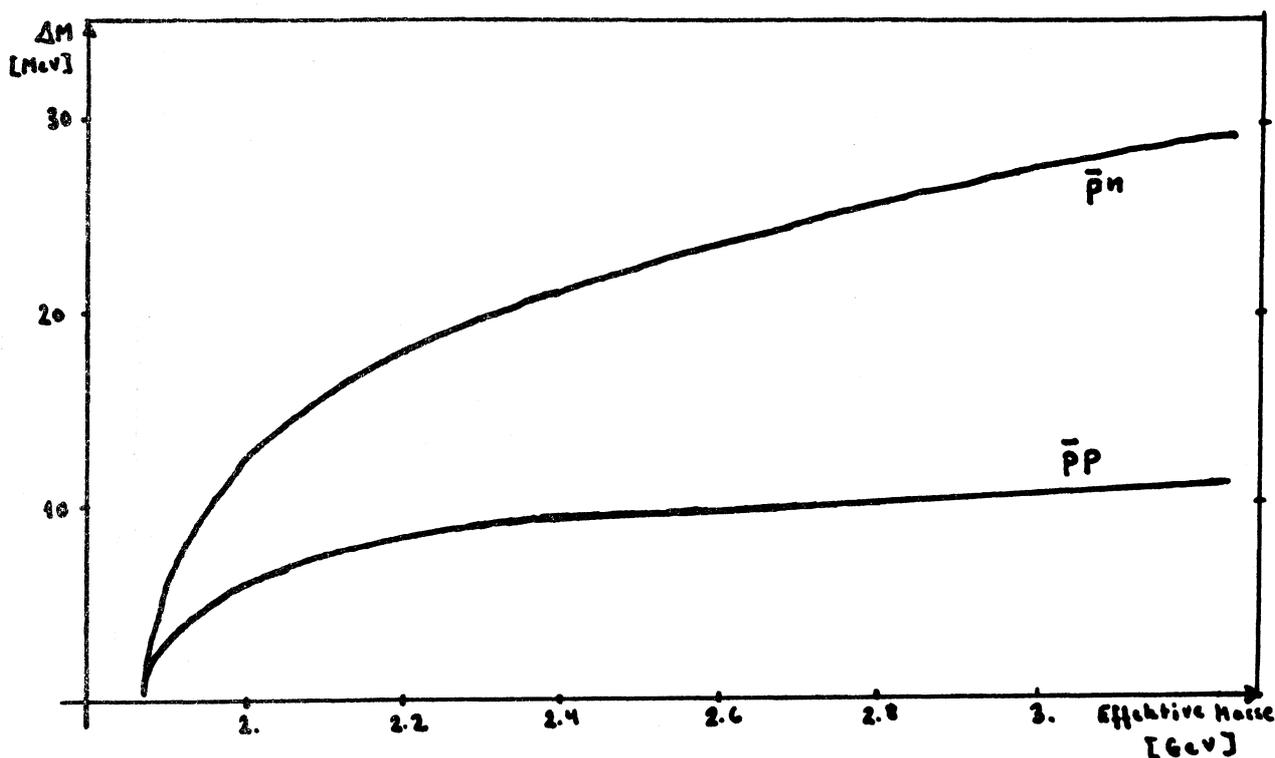


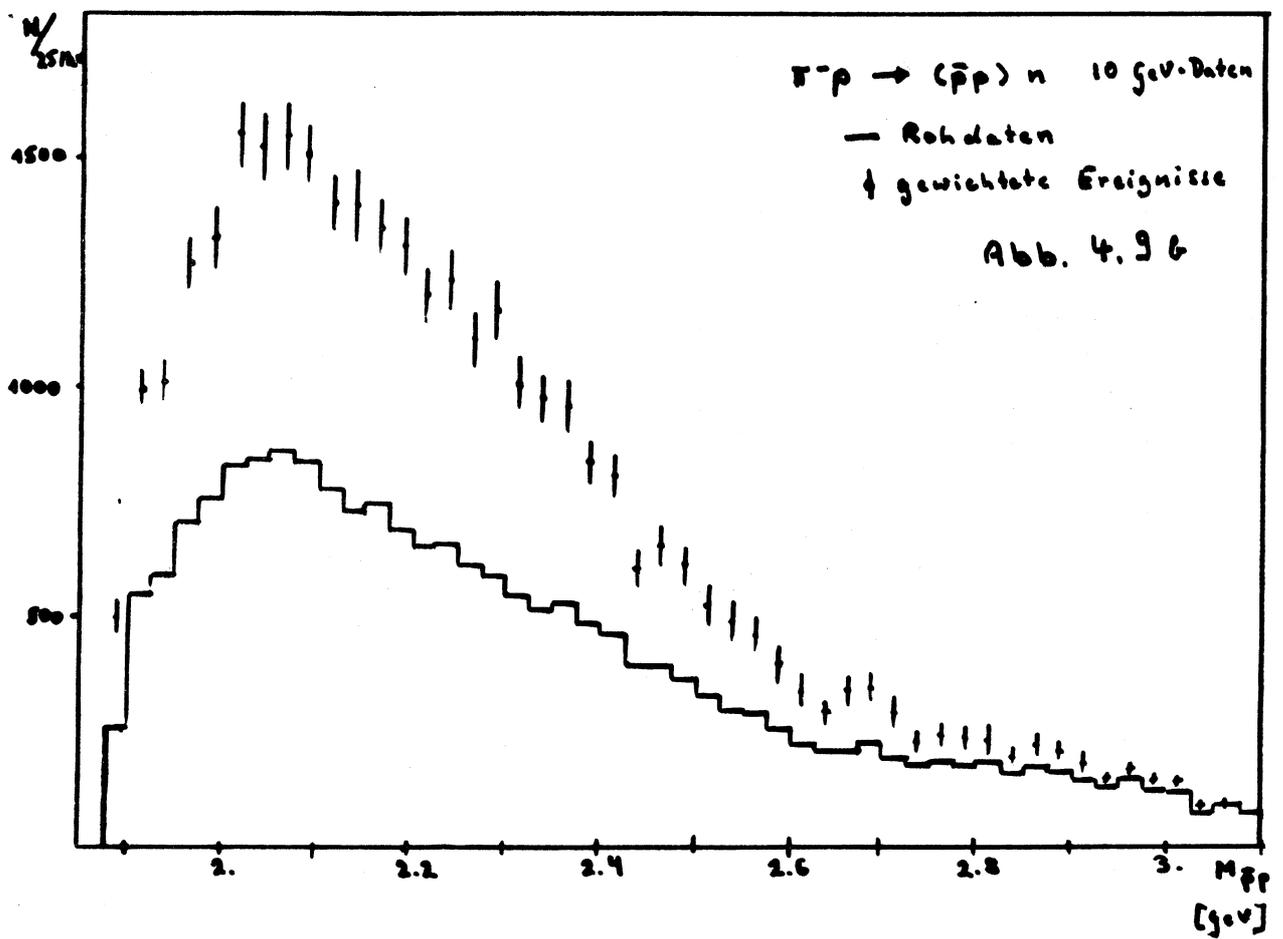
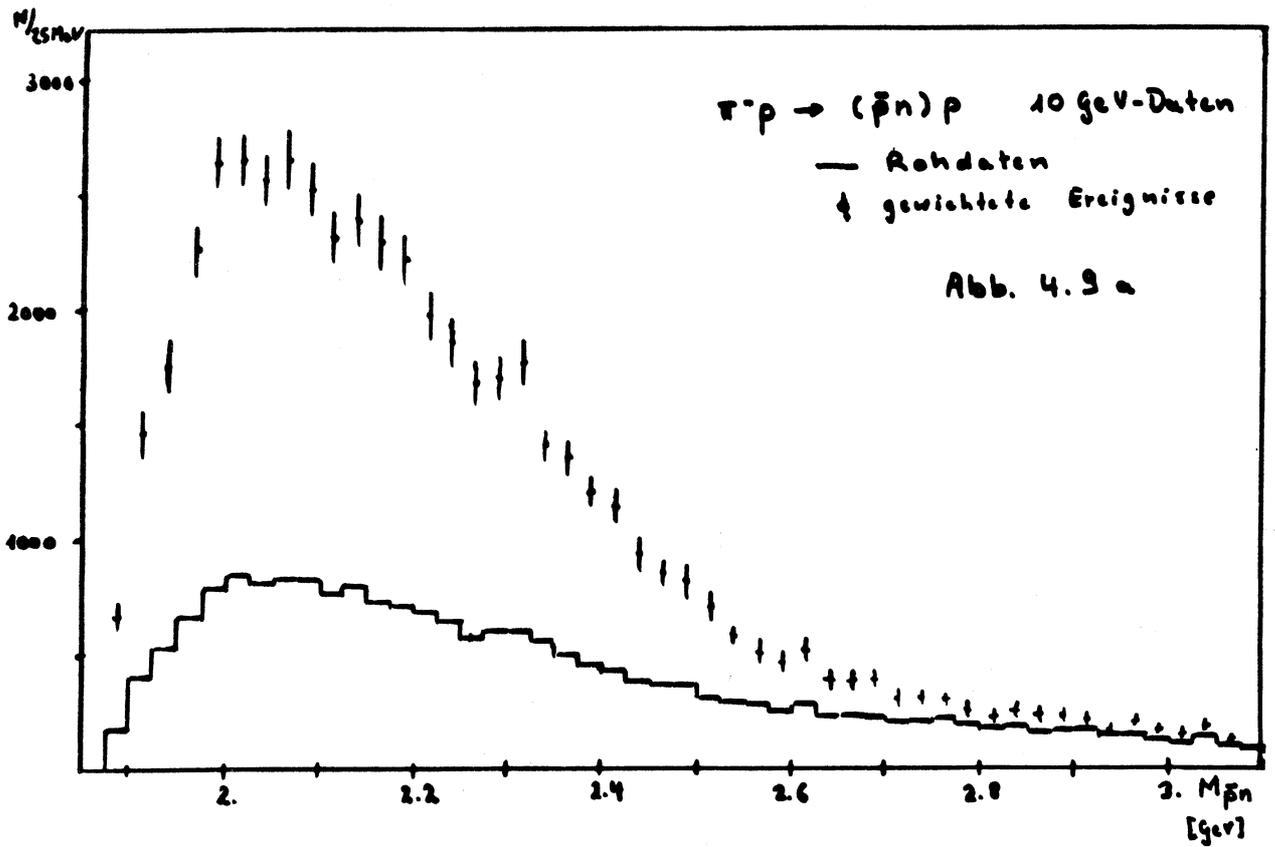
Abb. 4.8 Variation der Auflösung als Funktion der eff. Masse

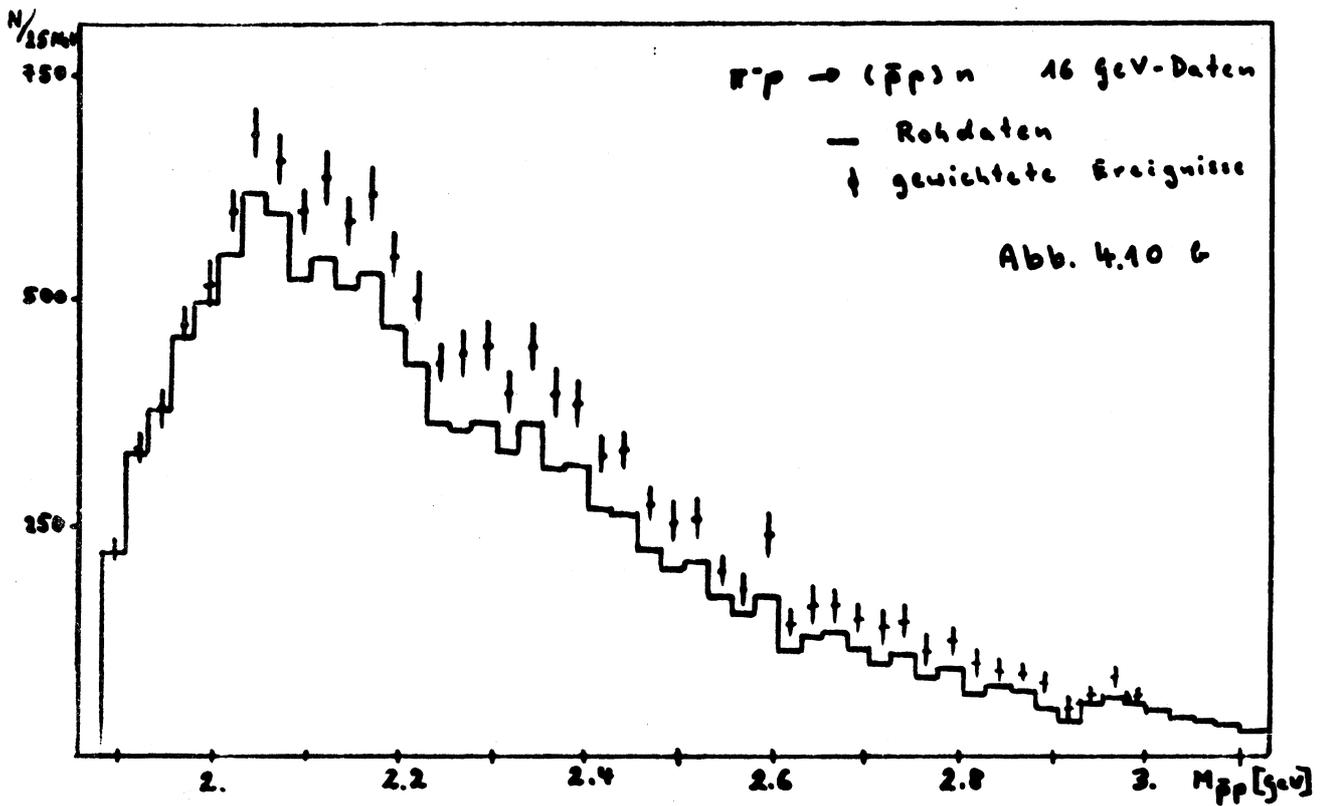
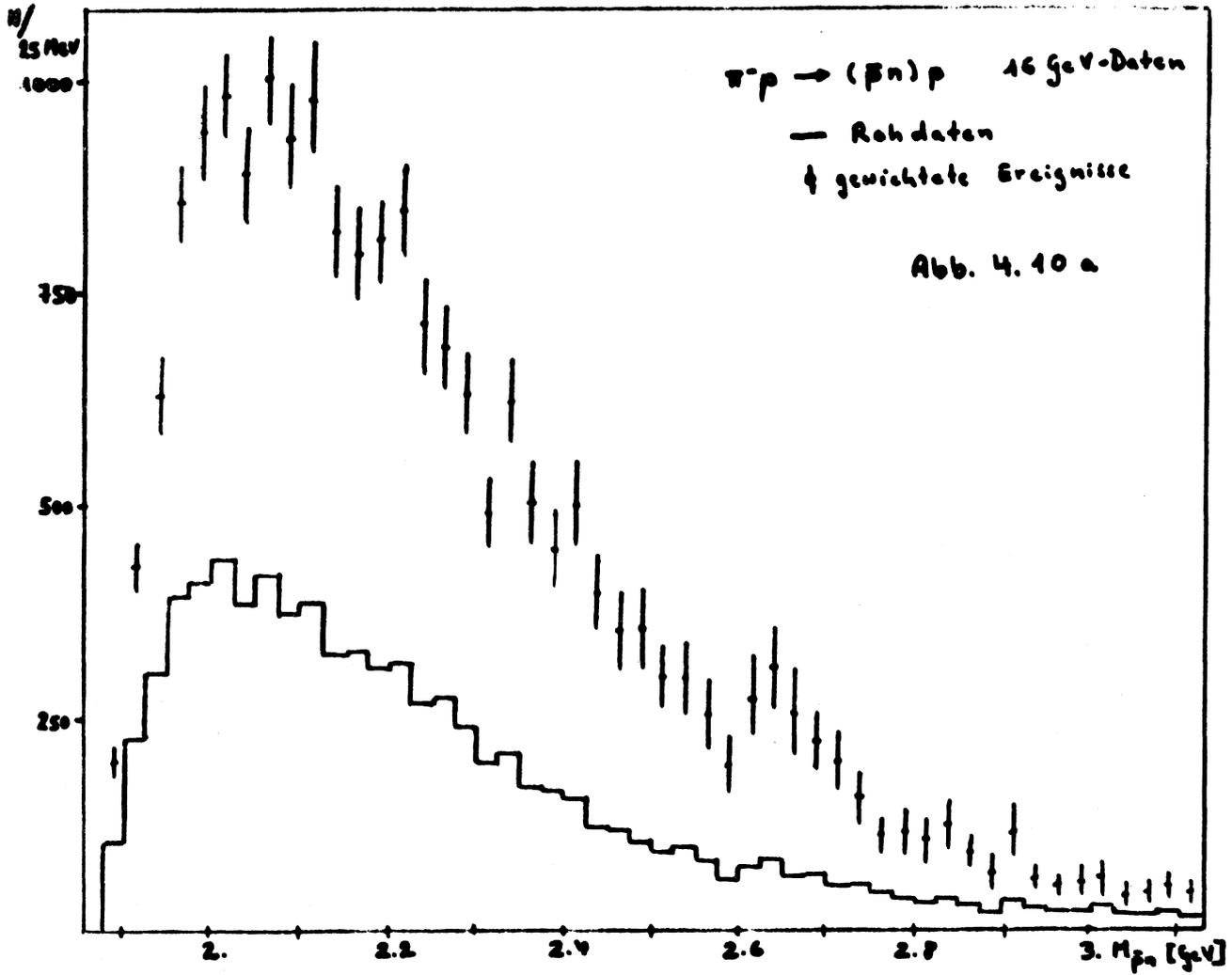
Die akzeptanzkorrigierten Massenspektren der beiden $\bar{N}N$ -Endzustände, integriert über den gesamten t -Bereich, sind in Abb. 4.9 (10 GeV-Daten) und Abb. 4.10 (16 GeV-Daten) in Massenintervallen von 25 MeV dargestellt. Der Anteil der ungewichteten Ereignisse (Rohdaten) ist mit der durchgezogenen Linie gegeben.

Alle vier Massenspektren zeigen eine breite, strukturlose Verteilung, die nach einem steilen Anstieg ein Maximum bei ca. 2.1 GeV invarianter Masse erreicht und dann kontinuierlich abfällt. In Abb. 4.11 sind die Massenspektren für $\bar{p}p$ und $\bar{p}n$, normiert auf dieselbe Anzahl von Ereignissen (10.000), in 25 MeV-Intervallen wiedergegeben, wobei nur Ereignisse mit $t < 0.3$ akzeptiert wurden. Mit Ausnahme einer leichten Häufung von $\bar{p}n$ -Zuständen bei 2 GeV invarianter Masse und einem kleinen Überschuß von $\bar{p}p$ -Zuständen in Nähe der Schwelle ($1.87 \text{ GeV} = 2 m_p$), sind die Massenspektren innerhalb einer Standardabweichung identisch. Dieses wegen der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte überraschende Ergebnis läßt auf einen hohen Anteil von Isospin $I=1$ im $\bar{p}p$ -System schließen.

Der Überschuß von $\bar{p}p$ -Endzuständen relativ zu $\bar{p}n$ in Schwellennähe läßt sich bei den 10 GeV-Daten nicht mit Verlusten langsamer Protonen bei $\bar{p}n$ erklären, so daß dafür physikalische Ursachen verantwortlich sein sollten. Da sich aber dem Massenspektrum selbst die typische Resonanzstruktur (Breit-Wigner-Form) nicht entnehmen läßt, muß eine Partialwellenanalyse weiteren Aufschluß geben.

Für einen weiteren Vergleich ist in Abb. 4.12 das Massenspektrum des $\bar{p}p$ -Systems bei 16 GeV mit den verfügbaren Daten eines anderen Experimentes bei 18.8 GeV /MEI74/, normiert auf dieselbe Anzahl von Ereignissen, dargestellt. Die Übereinstimmung dieser Daten ist innerhalb der Fehlergrenzen gut. Ein Vergleich der 9.8/10 GeV-Daten ist wegen der akzeptanzbedingten Verluste nicht sinnvoll.





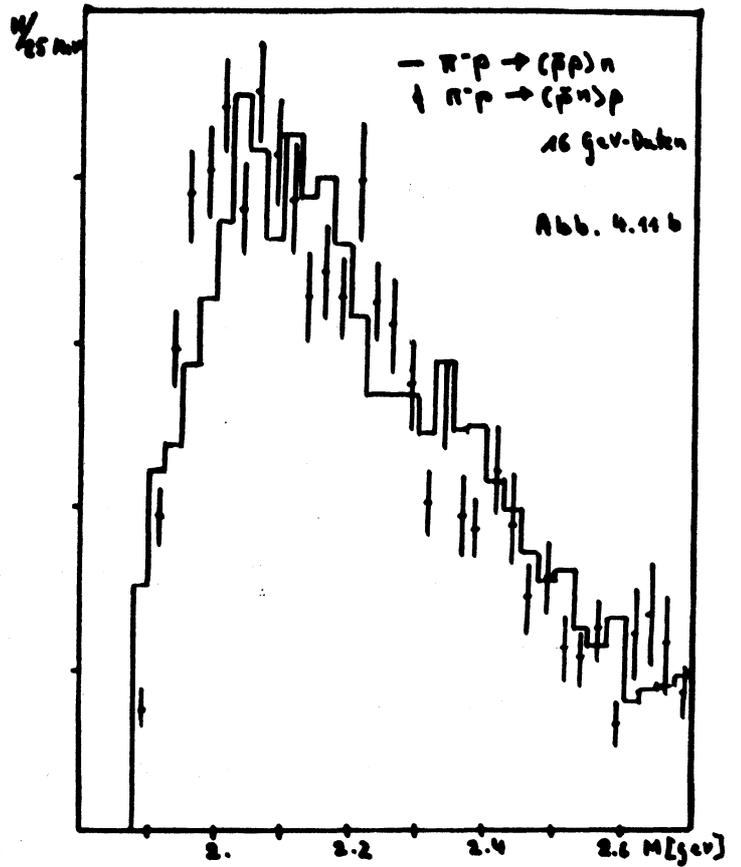
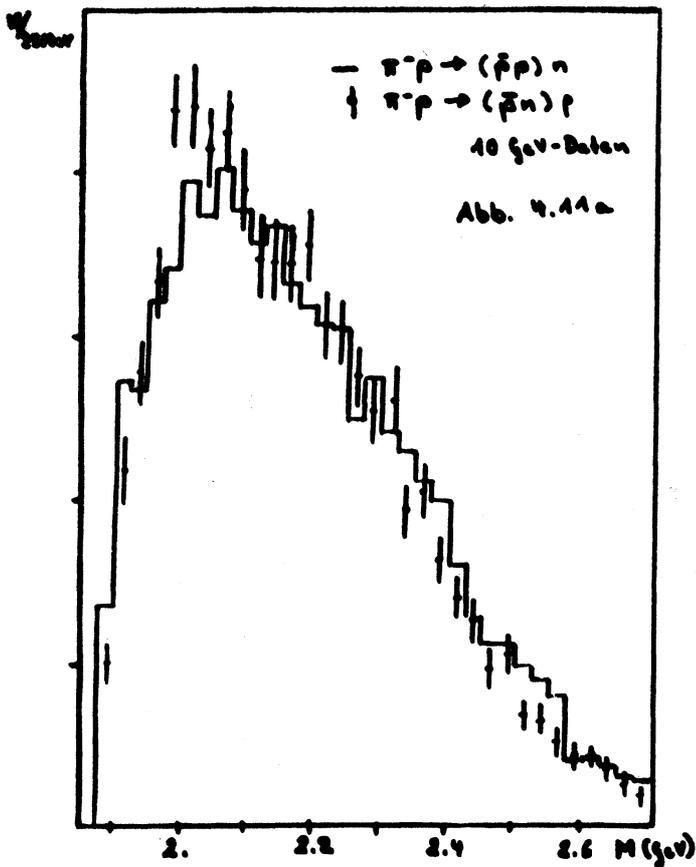


Abb. 4.11: Zum Vergleich der invarianten Masse des $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Systems für $t_{\min} \leq t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$. Ordinate in willkürlichen Einheiten (Normierung auf 10000).
 Abb. 4.11a: 10 GeV-Daten
 Abb. 4.11b: 16 GeV-Daten

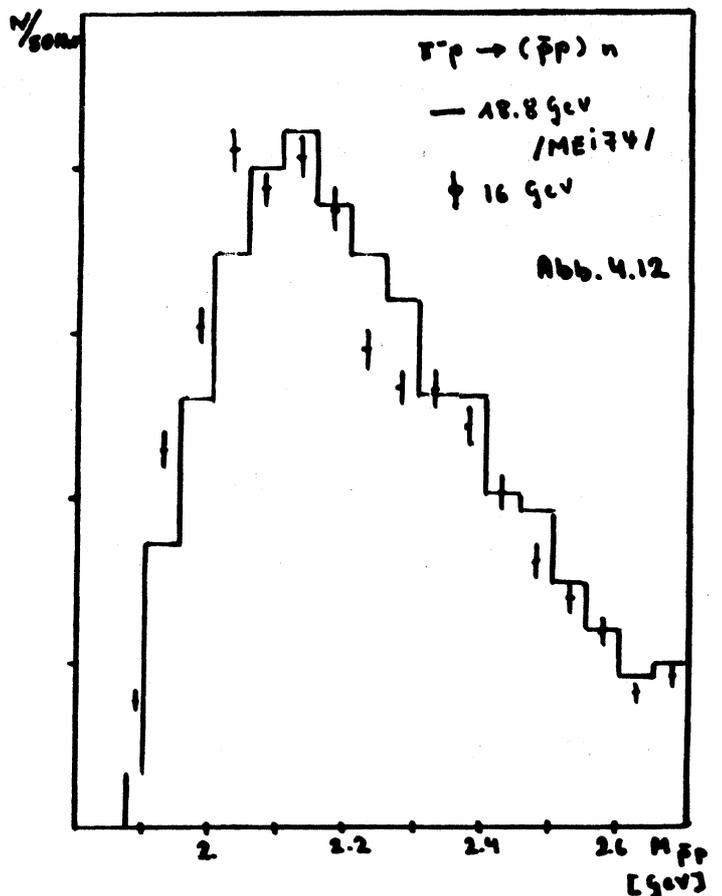


Abb. 4.12: Zum Vergleich des $\bar{p}p$ -Massenspektrums der 16 GeV-Daten mit einem vergleichbaren Experiment bei 18.8 GeV Einschussimpuls /MEI74/ für $t_{\min} \leq t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$. Ordinate in willkürlichen Einheiten (Normierung auf 10000).

4.3.2 Suche nach schmalen Strukturen

Kürzlich sind im $\bar{p}p$ -Massenspektrum der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pp\bar{p}$ bei 9 und 12 GeV Einschußimpuls zwei schmale Resonanzen beobachtet worden, deren invariante Masse mit 2.02 und 2.2 GeV bei einer der Auflösung entsprechenden Breite von $\Gamma \sim 20$ MeV und einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma \sim 25$ nb angegeben wird /BEN77/. Im Rahmen des vorliegenden Experimentes konnte in derselben Reaktion bei 16 GeV Einschußimpuls im $\bar{p}p\bar{p}$ -Endzustand eine schmale Struktur (Masse = 2.95 GeV, $\Gamma \sim 30$ MeV) mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma \sim 1 \mu\text{b}$ nachgewiesen werden /EVA772/, die wahrscheinlich in die $\bar{p}p$ -Endzustände des erstgenannten Experimentes zerfällt.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist eine Interpretation dieser Zustände neuen Typs als (exotisch genannte) $\bar{q}q\bar{q}q$ -Zustände möglich. Deshalb scheint eine Suche nach Resonanzen dieses Typs in der hier zu untersuchenden Reaktion von besonderem Interesse.

Bereits nach der Entdeckung des J/ψ (3100) wurde im $\bar{p}p$ -Spektrum der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pn$ eines kombinierten Datensatzes bei 18.4 und 18.8 GeV Einschußimpuls nach schmalen Strukturen gesucht /BLU75/. Bei einer Sensitivität (vergl. Kap. 4.1) von 12 Ereignissen pro nanobarn wird als obere Grenze für die Produktion schmaler Resonanzen in dieser Reaktion ~ 150 nb.MeV angegeben.

Die Massenspektren des $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Systems sind in Abb. 4.12 (10 GeV-Daten) und Abb. 4.13 (16 GeV-Daten), integriert über den gesamten t -Bereich, wiedergegeben, wobei die gewählte Intervallbreite von 10 MeV in etwa dem Auflösungsvermögen für das $\bar{p}p$ -System entspricht (vergl. Kap. 4.3.1).

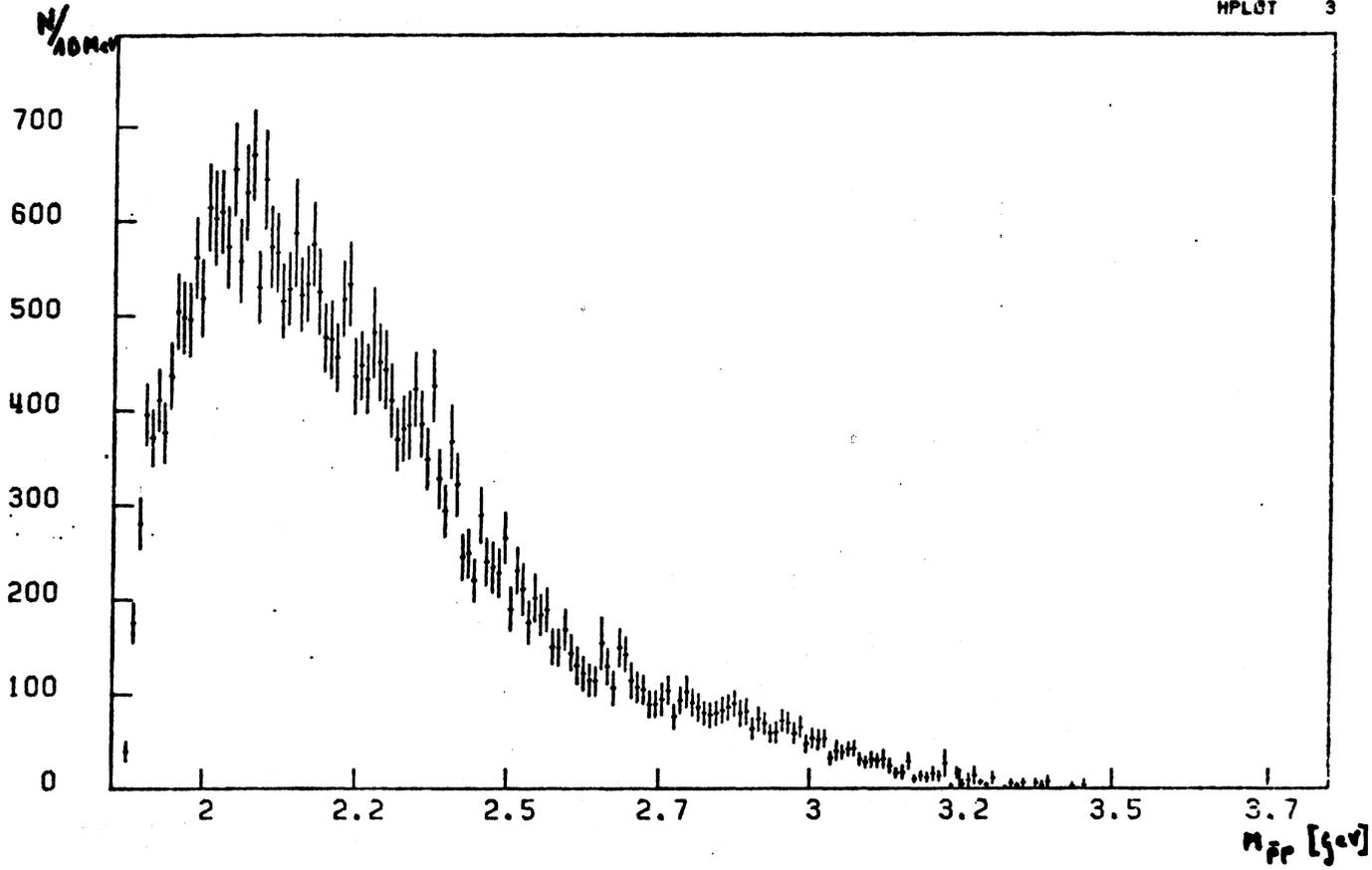


Abb. 4.12 a : EFFEKTIVE MASSE PBAR P

$\times 10^3$

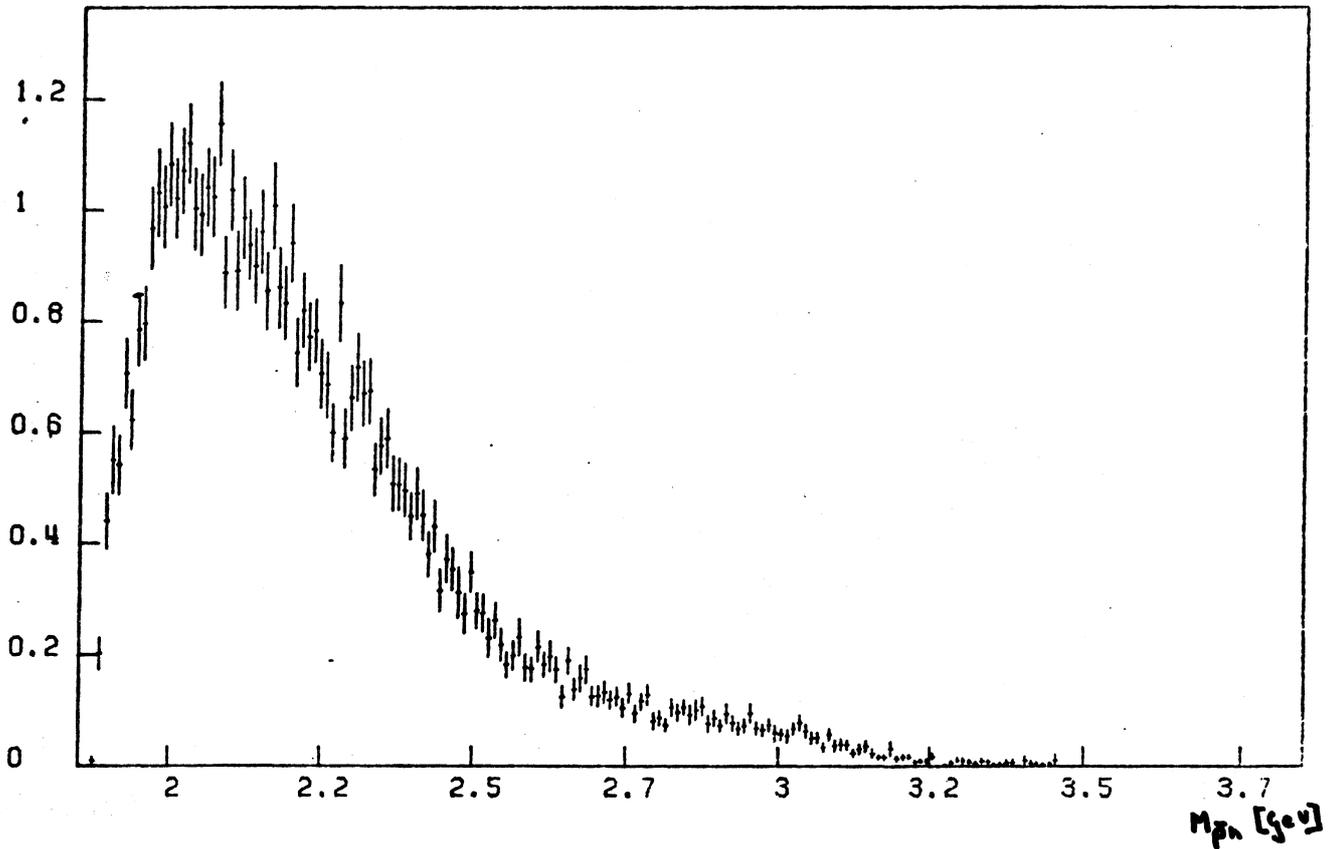


Abb. 4.12 b : EFFEKTIVE MASSE PBAR N

10 GEV-DATEN

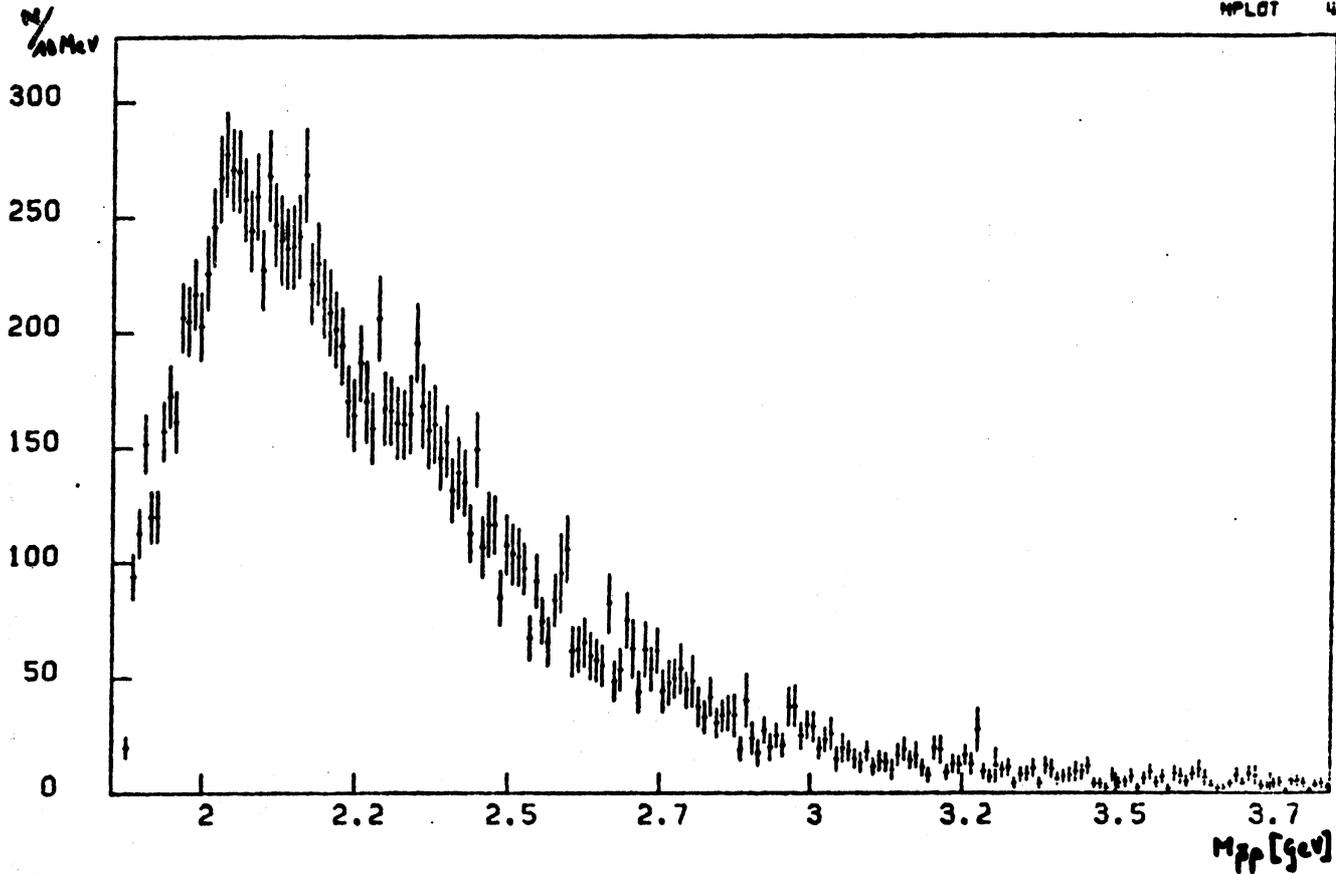


Abb. 4.13 a: EFFEKTIVE MASSE PBAR P

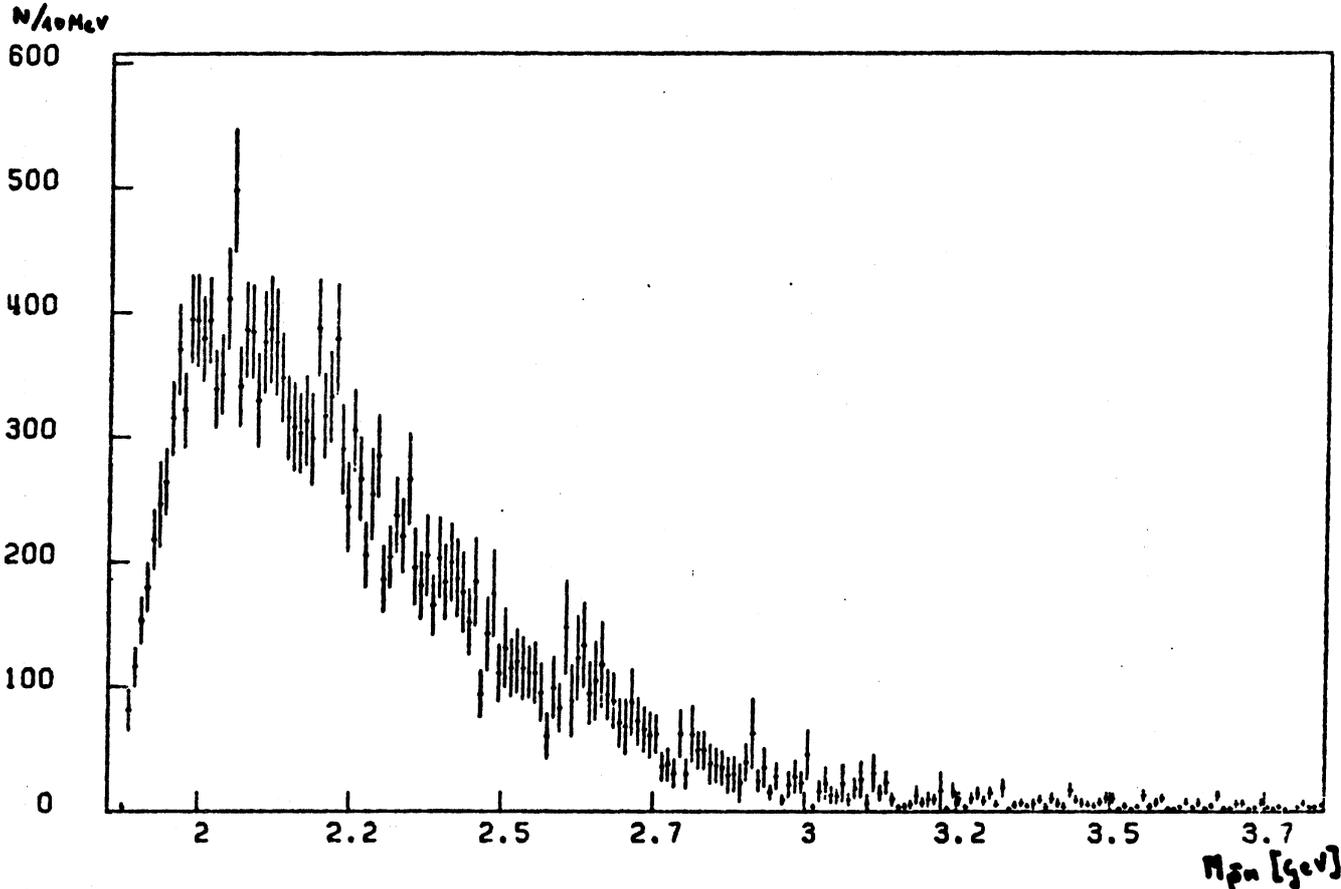


Abb. 4.13 b: EFFEKTIVE MASSE PBAR N

16 GEV-DATEN

In den Massenspektren gibt es keine Hinweise auf Resonanzen des hier betrachteten Typs, insbesondere nicht bei den Massenwerten von 2.02 und 2.2 GeV. Nur im $\bar{p}p$ -Spektrum der 16 GeV-Daten ist bei 2.6 GeV invarianter Masse eine leichte Häufung zu erkennen. Der diese Häufung umgebende Massenbereich von 2.4-2.65 GeV ist in Abb. 4.14a vergrößert dargestellt. Zieht man von diesem Spektrum den eingezeichneten (handgezogenen) Untergrund ab, so ergibt sich die in Abb. 2.14b dargestellte Verteilung, die einen schmalen Peak bei einem Massenwert von 2.59 GeV aufweist. Die statistische Signifikanz ($\sigma = 26 \pm 14$ nb) ist jedoch mit ca. 2 Standardabweichungen zu gering, um eine Auswertung zu erlauben.

Unter Berücksichtigung des Auflösungsvermögens werden daher in Tab. 4.3 obere Grenzen für die Existenz von schmalen Strukturen im $\bar{p}p$ -Spektrum der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \bar{p}pn$ bei 16 GeV angegeben. Für das $\bar{p}n$ -System und die Daten bei 10 GeV lassen sich wegen der in Kap. 3 dargestellten Verluste keine oberen Grenzen bestimmen.

Masse (GeV)	1.9	2.	2.1	2.3	2.5	2.7
obere Grenze (nb.MeV)	180	385	567	596	507	461

Tabelle 4.3: Obere Grenzen für schmale Strukturen im $\bar{p}p$ -System der 16 GeV-Daten

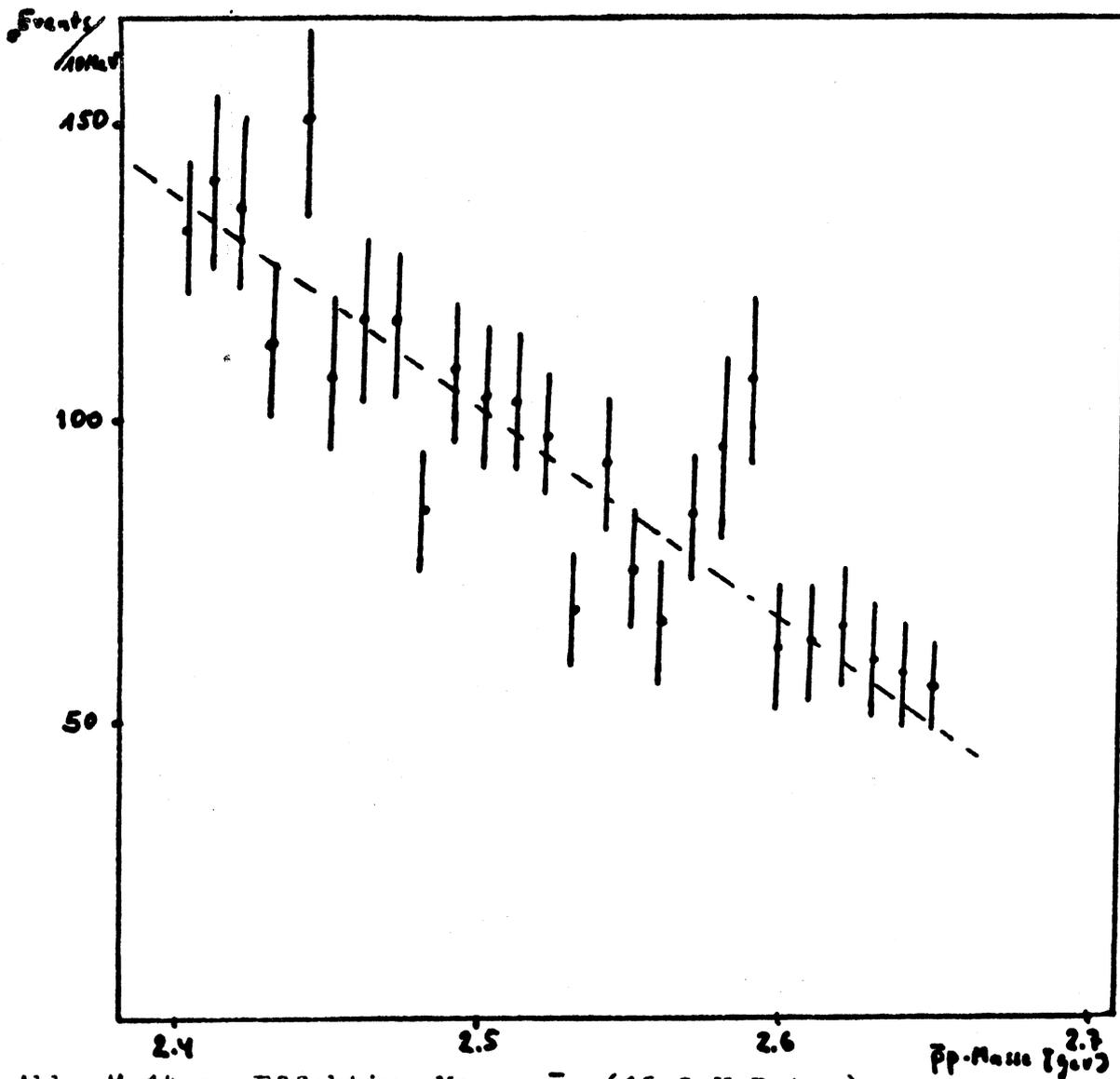


Abb. 4.14 a: Effektive Masse $\bar{p}p$ (16 GeV-Daten)

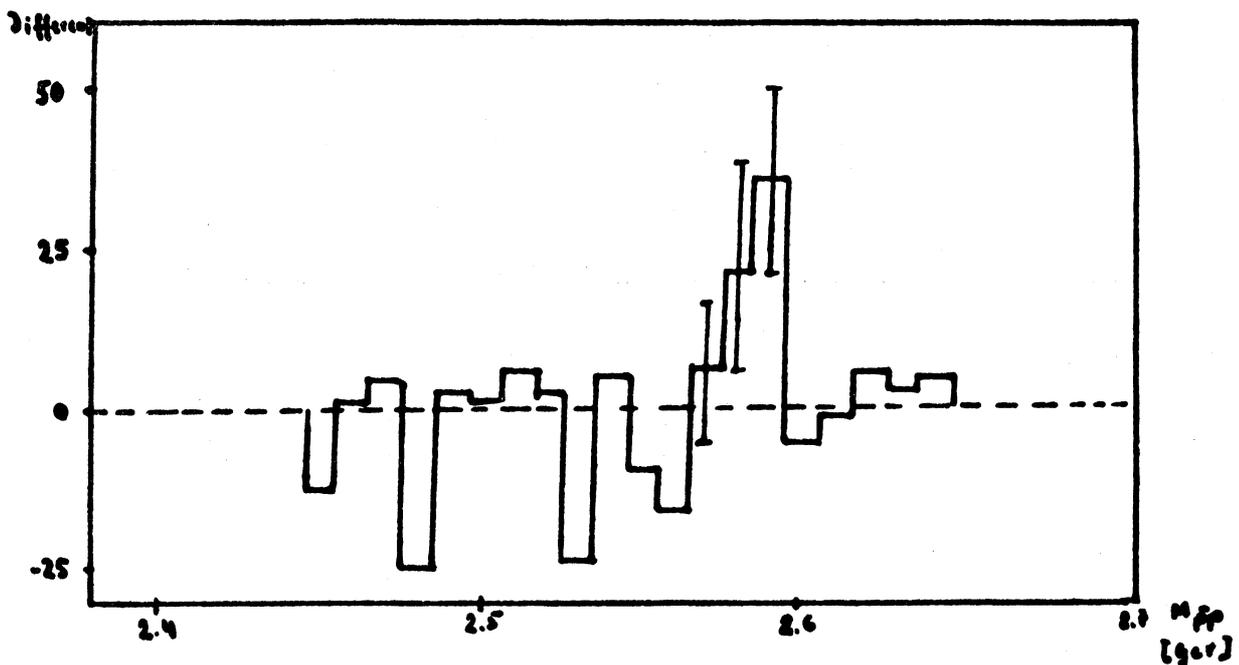


Abb. 4.14 b: Differenz Massenspektrum und (handgezogener) Untergrund (vergl. Abb. 2.14 a).

4.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ für $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Erzeugung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ gibt wegen der Integration über die Zerfallsvariablen (siehe Kap. 4.2.1) für die Reaktion $\bar{\pi}p \rightarrow \bar{p}pn$ Auskunft über den Produktionsprozess von $\bar{N}N$ -Paaren und ist damit ein erster Test auf das Modell des Ein-Pion-Austausches (OPE).

Da der Viererimpulsübertrag t einen von der invarianten Masse und Einschubenergie abhängigen Minimalwert t_{\min} (siehe Kap.4.2.1) besitzt, der im Schwerpunktssystem der Reaktion einem Streuwinkel von $\theta = 0^\circ$ entspricht, ist eine vergleichbare Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes über $t' = t - t_{\min}$ möglich.

In Tabelle 4.4 sind die Ergebnisse einer χ^2 -Anpassung /JAM72/ an einen exponentiellen Abfall $\frac{d^2\sigma}{dm dt'} = A e^{-bt'}$ für $t' \leq 0.2 \text{ GeV}^2$ und verschiedene Bereiche der invarianten Masse wiedergegeben. Die Tabelle enthält keine Ergebnisse für das $\bar{p}n$ -System bei 16 GeV, weil bei diesem Teil der Daten wegen der Verluste langsamer Protonen keine korrekten Messungen vorliegen und damit eine sinnvolle Anpassung nicht möglich ist. Um auch diese Daten mit den übrigen Ergebnissen vergleichen zu können, sind in Tabelle 4.5 die Resultate einer Anpassung für den Bereich von $0.07 \leq t' \leq 0.25 \text{ GeV}^2$ eingetragen.

Die der Tabelle 4.4 entnehmbaren Werte des Steigungsparameters b für $t' \leq 0.2 \text{ GeV}^2$ weisen mit Mittelwerten von $\sim 8 - 10 \text{ GeV}^{-2}$ den für Ein-Teilchen-Austausch typischen, steilen Abfall des Wirkungsquerschnittes /PER74/ auf. Ein Vergleich mit Tabelle 4.5 zeigt, daß der Steigungsparameter b mit zunehmenden t' deutlich abfällt, d.h. der Verlauf des Wirkungsquerschnittes flacher wird. Diese Beobachtung läßt sich ebenso wie der Anstieg von b

Tabelle 4.4: Ergebnisse einer χ^2 -Anpassung mit $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$, $\sim e^{-bt}$ für $t \leq 0.2$ GeV²

Massenbereich (GeV)	pp 10 GeV		pn 10 GeV		pp 16 GeV		pn 16 GeV	
	b (GeV ⁻³)	χ^2 Prob.						
1.9 - 2.	8.34 ± 0.52	23.7 16.5%	7.25 ± 0.28	17.4 49.5%	12.0 ± 0.5	39.8 0.2%		
2. - 2.1	8.55 ± 0.5	19.3 37.6%	5.2 ± 0.29	17.5 49. %	11.5 ± 0.5	14.2 71.4%		
2.1 - 2.2	7.24 ± 0.34	21.2 26.7%	5.75 ± 0.67	17.1 51.6%	10.1 ± 0.2	23.9 15.7%		
2.2 - 2.3	6.87 ± 0.47	9.2 95.6%	5.82 ± 0.56	57.6 0 %	11.7 ± 0.7	12.0 84.6%		
2.3 - 2.4	7.89 ± 0.85	16.4 56.6%	7.59 ± 0.71	14.4 70.3%	9.5 ± 0.6	15.7 61.2%		
2.4 - 2.6	6.86 ± 0.36	23.7 16.6%	7.81 ± 0.19	19.9 33.8%	12.5 ± 0.8	27.6 6.8%		
2.6 - 2.8	6.88 ± 0.78	17. 52.4%	5.95 ± 0.45	18.1 44.9%	11.2 ± 0.6	29.4 4.4%		
∅	7.52 ± 0.73	Durchschnitt ∅	6.48 ± 1.03	∅	11.2 ± 1.06	∅		

1.9 - 2.	5.32 ± 0.18	13.7 68.7%	8.12 ± 0.13	18.2 37.8%	9.22 ± 0.3	21.7 19.7%	7.31 ± 0.28	10.8 86.8%
2. - 2.1	7.06 ± 0.17	15.7 54.2%	6.84 ± 0.12	21.8 19.1%	10.01 ± 0.2	22.1 17.9%	6.54 ± 0.27	19.5 29.8%
2.1 - 2.2	5.01 ± 0.18	16.6 48.1%	5.91 ± 0.21	16.2 51.2%	8.58 ± 0.2	16. 52.5%	7.59 ± 0.86	20.9 22.9%
2.2 - 2.3	6.01 ± 0.05	6.6 98.8%	7.27 ± 0.28	20.5 25.1%	8.79 ± 0.46	32.3 1.4%	4.42 ± 0.24	18.8 34.1%
2.3 - 2.4	7.24 ± 0.28	12.3 78.2%	6.35 ± 0.22	11. 85.7%	8.35 ± 0.34	25.3 8.9%	7.05 ± 1.63	29.4 3.1%
2.4 - 2.6	6.75 ± 0.29	21.5 20.4%	3.85 ± 0.24	12. 80.1%	8.31 ± 0.32	9.9 90.8%	5.85 ± 1.09	15.3 57.7%
2.6 - 2.8	6.67 ± 0.7	21.7 19.6%	8.43 ± 0.45	27.5 5.2%	6.88 ± 0.19	21.7 21.9%	11.74 ± 0.53	8.9 94.2%
∅	6.29 ± 0.87	∅	6.68 ± 1.54	∅	8.59 ± 0.96	∅	7.21 ± 2.26	∅

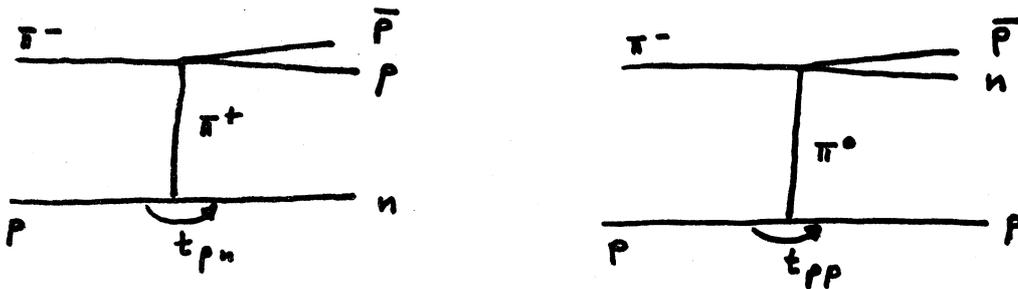
Tabelle 4.5: Ergebnisse einer χ^2 -Anpassung mit $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$, $\sim e^{-bt}$ für $0.07 \leq t \leq 0.25$ GeV²

mit zunehmender Einschußenergie konsistent mit dem unterschiedlichen Abstand vom Pol des Austauschteilchens erklären (siehe auch Gl. 4.3).

Fernerhin zeigt sich, daß der Steigungsparameter b für $\bar{p}n$ -Erzeugung im Mittel um 1 GeV^{-2} unterhalb des Wertes für das $\bar{p}p$ -System liegt, was auf einen anderen Austauschprozess hindeuten könnte. Auf Grund der relativ großen Fehler der Mittelwerte ist jedoch eine Übereinstimmung der beiden Steigungsparameter für die Erzeugung von $\bar{N}N$ -Paaren bei gleicher Energie nicht auszuschließen.

Spezifische Aussagen lassen sich mit der obigen Anpassung über den Austauschprozess nicht gewinnen, weil auch Nicht-Pion-Austauschprozesse im Wirkungsquerschnitt mit t' stark abfallen. Um weitergehende Informationen zu erhalten, muß auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2 \sigma}{dm dt}$ untersucht werden.

Legt man dem Prozess $\pi^- p \rightarrow \bar{p} n$ Ein-Pion-Austausch (OPE) zugrunde,



so läßt sich nach /MUS76/ der differentielle Wirkungsquerschnitt beschreiben mit:

$$\frac{d^2 \sigma}{dt dm} \Big|_{\text{OPE}} = \frac{1}{4\pi^3} \frac{1}{\hbar^2} \frac{M_{N\bar{N}}^2}{m_p^2 P_{\text{Lab}}^2} q_{N\bar{N}} \sigma_{N\bar{N}\text{off}} \frac{4\pi^2 \hbar^2}{(t-m_\pi^2)^2} m_n^2 f^2 \frac{(-t)}{m_\pi^2}$$

$$f^2 = 0.081 \quad \text{für } \pi^0 N\bar{N}$$

$$= 0.162 \quad \text{für } \pi^- N\bar{N}$$

Pion-Nukleon-Kopplungskonstante

(siehe auch /PER74/)

$$q_{N\bar{N}} = \text{Schwerpunktsimpuls} = \sqrt{M^2/4 - m_\pi^2}$$

mit $\frac{g^2}{4\pi} = \frac{4 f^2 m_N^2}{m_\pi^2}$

läßt sich diese Gleichung etwas vereinfachen

$$\frac{d^2 \sigma}{dM dt} \text{ OPE} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{m_p^2 P_{\text{Lab}}^2} M_{NN}^2 q_{NN} \sigma_{NN}^{\text{off}} \frac{t}{(t+m_\pi^2)^2} \frac{g^2}{4\pi}$$

Diese sogenannte Chew-Low-Gleichung /CHES/ gilt streng genommen nur in Nähe des Pionpoles $t = -m_\pi^2$. Um die experimentell gemessene Verteilung auch in der physikalischen Region $t > 0$ zufriedenstellend zu beschreiben, ist nach Dürr-Pilkuhn /DÜR/ ein Formfaktor für den Nukleon-Vertex notwendig, der den raschen Abfall zu höheren t-Werten berücksichtigt. Diese Parametrisierung, die auch für die Beschreibung des Prozesses $pp \rightarrow p\pi^+n$ erfolgreich angewendet worden ist, führt zur folgenden Formel: /MIN 65/

$$\frac{d^2 \sigma}{dM dt} = F(t) \cdot G(M, P_{\text{Lab}}) \cdot \sigma_{\pi\pi}^{\text{on}} \quad (4.4)$$

$$F(t) = \frac{t}{(t + m_\pi^2)^2} \cdot F_{\text{DP}} = \frac{t}{(t + m_\pi^2)^2} \cdot \frac{1 + R^2 Q^2}{1 + R^2 Q_t^2}$$

$R = 2.86$ Reichweite-Parameter nach G.Wolf /WOL/

$Q^2 =$ Schwerpunktsimpuls des Targetprotons

$$Q_t^2 = Q^2(t = -m_\pi^2)$$

$$G(M, P_{\text{Lab}}) = \frac{g^2}{4} M_{NN}^2 q_{NN} \frac{1}{m_p^2 P_{\text{Lab}}^2}$$

$$\sigma_{\pi\pi}^{\text{on}} = \text{On-shell Wirkungsquerschnitt}$$

Die Abbildungen 4.15 - 4.18 zeigen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2 \sigma}{dM dt}$ für die Daten beider Energien sowie (als durchgezogene Linie) die Vorhersage durch die Chew-Low-Gleichung (4.4). Dabei wurden die theoretischen Verteilungen auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

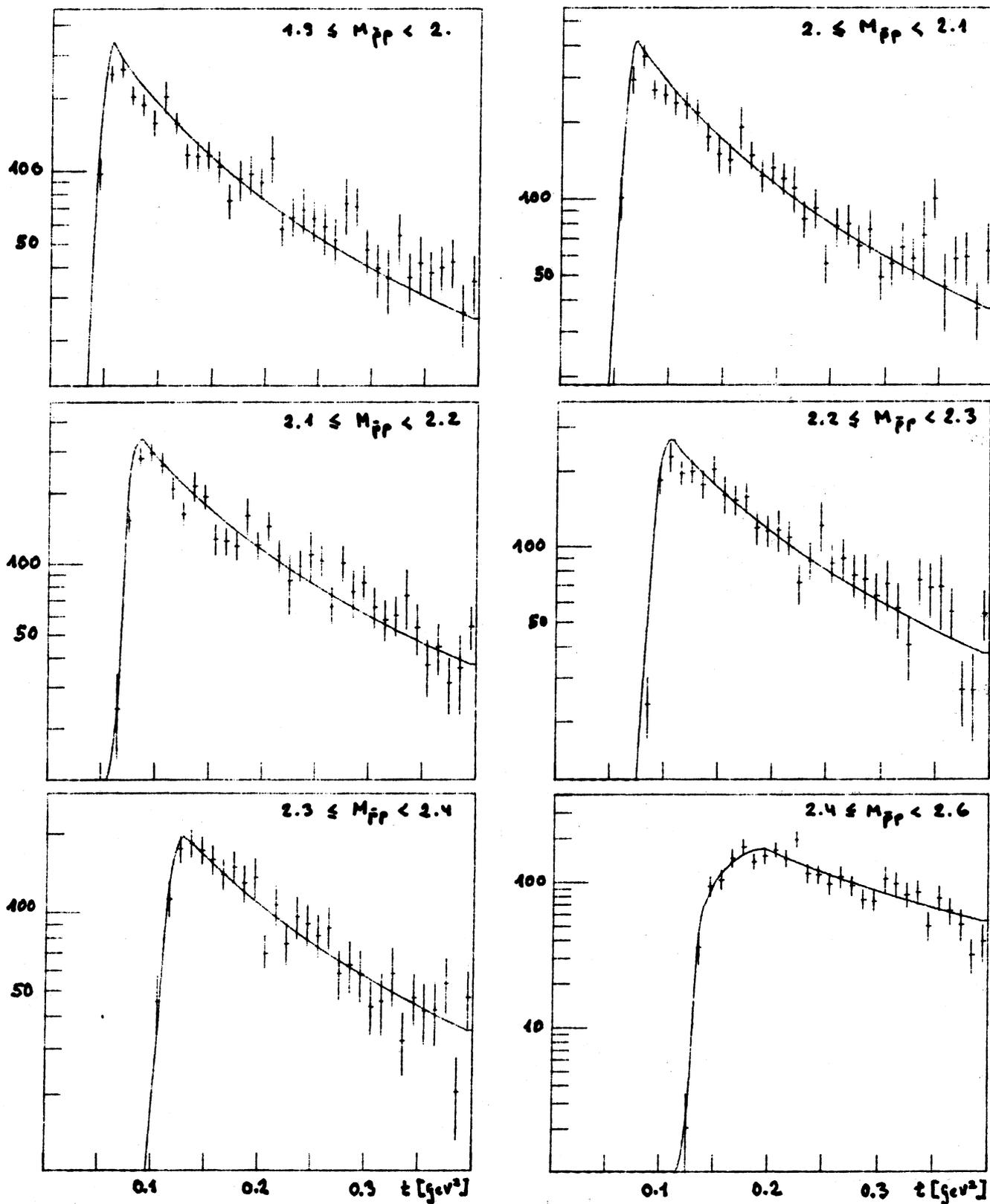


Abb. 4.15: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dm dt}$ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (GeV). Durchgezogene Linie: Vorhersage Gleichung (4.4)
10 GeV-Daten

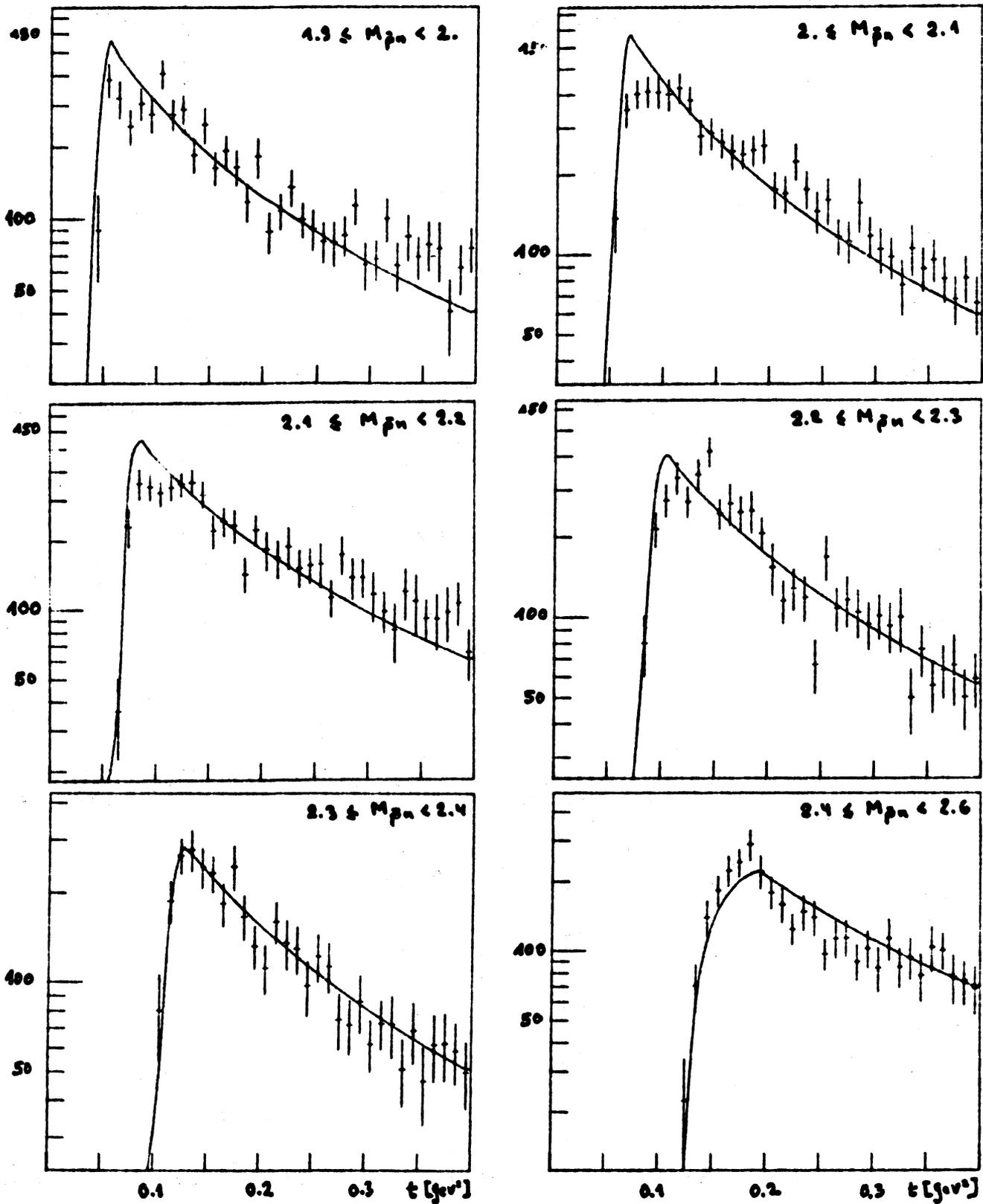


Abb. 4.16: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dm dt}$ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (GeV). Durchgezogene Linie: Vorhersage Gleichung (4.4)
10 GeV-Daten

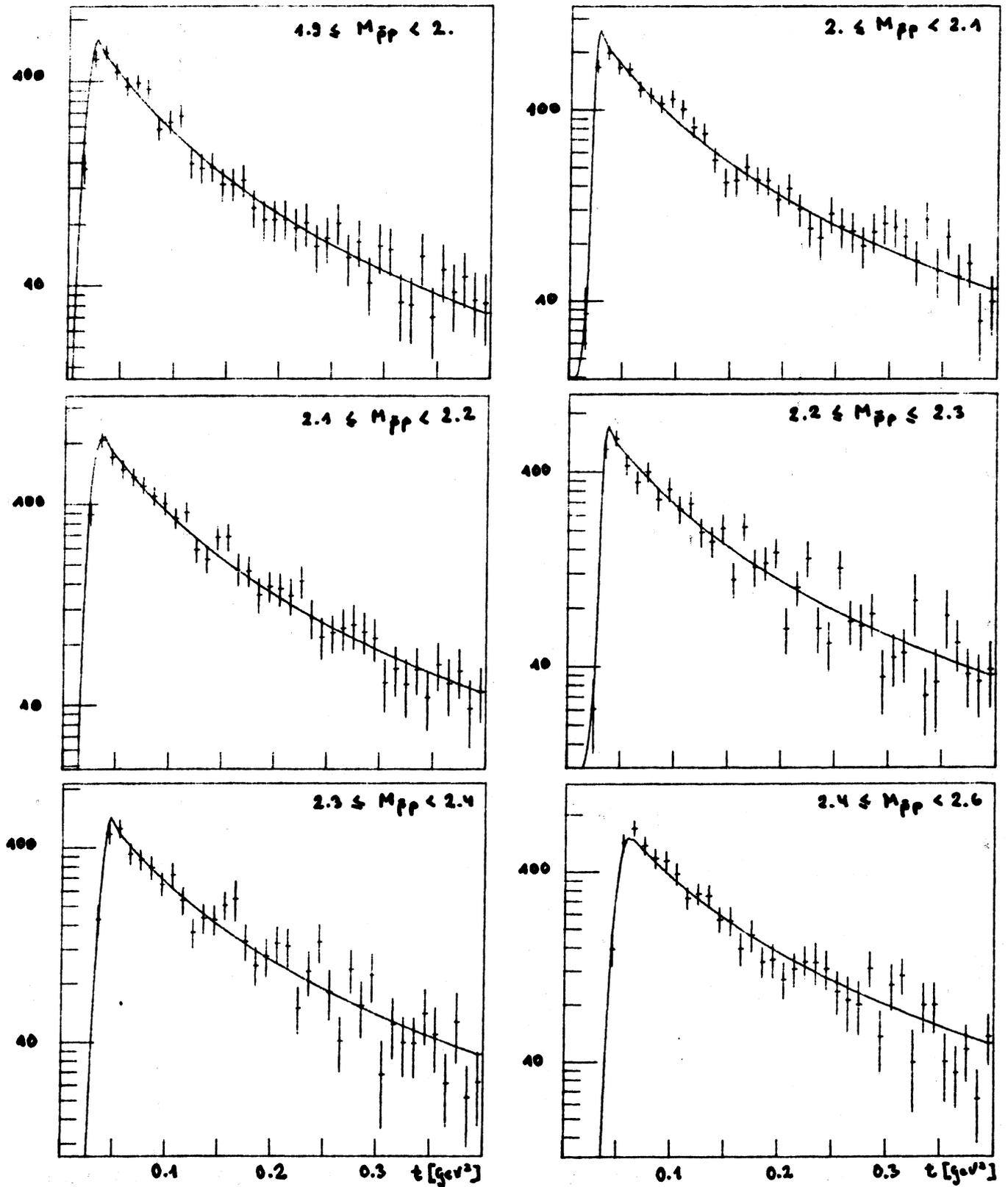


Abb. 4.17: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dm dt}$ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (GeV). Durchgezogene Linie: Vorhersage Gleichung (4.4) 16 GeV-Daten

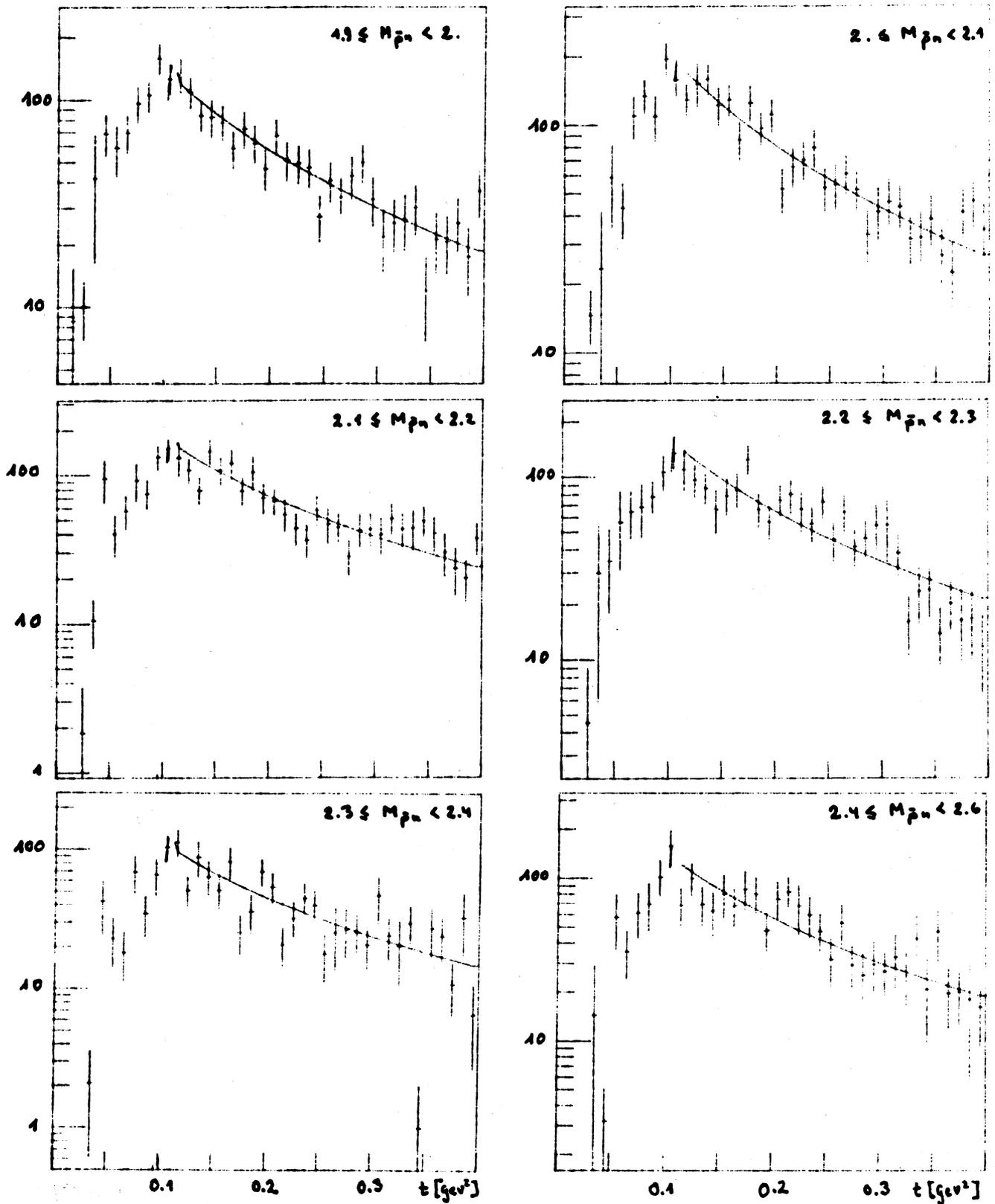


Abb. 4.18: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dm dt}$ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (GeV). Durchgezogene Linie: Vorhersage Gleichung (4.4)
16 GeV-Daten

Die Übereinstimmung der experimentellen Daten des $\bar{p}p$ -Systems mit der Vorhersage durch die Chew-Low-Gleichung (4.4) ist ausgezeichnet. (siehe Abb. 4.15 und 4.17). Diese Aussage wird durch die in Tabelle 4.6 gegebenen Werte des $\chi^2 = f(\text{Exp.}, \text{Chew-Low})$ quantitativ bestätigt und liefert damit den ersten Beleg, daß $\bar{p}p$ -Paare in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pn$ dominant durch Ein-Pion-Austausch produziert werden. Dieses Ergebnis wird auch durch andere Daten /MEI74/ bestätigt.

Die gemessene Verteilung des Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2 \sigma}{dt dm}$ für das $\bar{p}n$ -System der 10 GeV-Daten verläuft, zumindest bis zu einer invarianten Masse von 2.2 GeV, flacher als die Vorhersage der Chew-Low-Gleichung (in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des $\frac{d^2 \sigma}{dm dt}$ -Fit der Tab. 4.4), jenseits dieses Massenwertes ist die Übereinstimmung recht gut.

Diese Beobachtung läßt sich nicht an den 16 GeV-Daten prüfen, weil die Anpassung wegen der Verluste langsamer Protonen nur im Bereich $t \gtrsim 0.1 \text{ GeV}^2$ erfolgen konnte. Der flache Verlauf im unteren Massenbereich, der auf weiten Abstand vom Pol hinweist, ist möglicherweise auf Beiträge von ω -Austausch, der bei $\bar{p}p$ -Erzeugung wegen $I=0$ verboten ist, zurückzuführen.

Massenbereich (GeV)	10 GeV-Daten				16 GeV-Daten	
	$\bar{p}p$		$\bar{p}n$		$\bar{p}p$	
	χ^2	Prob.	χ^2	Prob.	χ^2	Prob.
1.9 - 2.	67.8	0.07%	96.6	0. %	37.2	48.32%
2. - 2.1	51.4	2.82%	82.0	0. %	48.1	12.62%
2.1 - 2.2	60.9	0.22%	73.5	0.01%	27.5	87.22%
2.2 - 2.3	54.5	0.58%	66.4	0.02%	52.3	4.90%
2.3 - 2.4	29.0	46.51%	20.3	88.34%	43.4	18.51%
2.4 - 2.6	36.6	10.28%	48.2	0.73%	38.7	30.62%

Tabelle 4.6: Werte des χ^2 und Vorhersagewahrscheinlichkeiten zu den Abb. 4.15 - 4.17

4.5 Abgeleitete Wirkungsquerschnitte $\pi\pi \rightarrow \bar{N}N$

Im vorigen Abschnitt wurde die sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten des $\bar{p}p$ -Systems mit der Vorhersage des Ein-Pion-Austauschmodells durch die Chew-Low-Gleichung (4.4) gezeigt. Die im nächsten Kapitel folgende Untersuchung der Winkelverteilungen liefert eine weitere Bestätigung für die Dominanz des Ein-Pion-Austausches. Somit lassen sich die gemessenen $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ - Verteilungen zum Pion-Pol $t = -m_\pi^2$ extrapolieren und die on-shell-Wirkungsquerschnitte der inelastischen $\pi\pi$ - $\bar{p}p$ -Streuung in verschiedenen Intervallen der invarianten Masse extrahieren. Die Ergebnisse können mit den um die Schwerpunktsimpulse korrigierten Messungen der Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$ verglichen werden. Die akzeptanzbedingten Verluste der 10 GeV-Daten lassen aber zusammen mit dem großen Abstand zum Pion-Pol nur eine beschränkte Interpretationsmöglichkeit dieser Ergebnisse zu. Die geringe Variation der Akzeptanz mit t wird dabei vernachlässigt.

Die Daten für $\bar{p}n$ -Erzeugung weisen vor allem im unteren Massenbereich erhebliche Abweichungen von der theoretischen Vorhersage auf. Neben der mathematischen Unsicherheit einer an diesen Daten durchgeführten Extrapolation lassen sich wegen der unterschiedlichen, akzeptanzbedingten Verluste bei 10 und 16 GeV keine korrekten Extrapolationsergebnisse ermitteln. Messungen der Umkehrreaktion $\bar{p}n \rightarrow \pi\pi$ sind bisher nicht veröffentlicht. Im folgenden wird nur der $\pi\pi \rightarrow \bar{p}p$ -on-shell Wirkungsquerschnitt mit den vorliegenden Daten berechnet.

Der übliche Ansatz /MIN69/ diese Extrapolation[§] durchzuführen, besteht darin, daß man den Ausdruck:

§ Eine gute Beschreibung und math. Behandlung findet sich in/MUE71/

$$t \cdot \sigma = \frac{\frac{d^2 \sigma}{dt dm} \text{ exp.}}{\frac{1}{t} \cdot \frac{d^2 \sigma}{dt dm} \text{ OPE}} \quad (4.5)$$

durch ein Polynom

$$f(t) = a + bt + ct^2 \quad (4.6)$$

an die gemessenen Daten anpaßt. Der Quotient (4.5), der bei reinem Ein-Pion-Austausch linear in t ist, liefert direkt den gesuchten on-shell-Wirkungsquerschnitt. Da kleine konstante Beiträge wegen statistischer Begrenzung der 16 GeV-Daten und großem Abstand zum Pion-Pol (d.h. lange Extrapolationswege) bei den 10 GeV-Daten sich als nicht meßbar erwiesen bzw. innerhalb der Fehlergrenzen mit Null verträglich sind, wurde die Konstante a in Gl. (4.6) auf Null gesetzt.

Die Ergebnisse der Extrapolation zur Bestimmung des on-shell-Wirkungsquerschnittes sind in Tab. 4.7 zusammengefaßt und in Abb. 4.19 graphisch dargestellt. Die Abbildung enthält ferner die Ergebnisse eines früheren Experimentes /MEI74/ (durchgezogene Linie) sowie den gemittelten und um die Schwerpunktsimpulse korrigierten Wirkungsquerschnitte verschiedener Messungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ (gestrichelte Linie), die /MEI74/ entnommen wurde.

Die Übereinstimmung der aus den 16 GeV-Daten berechneten Wirkungsquerschnitte mit den Daten der Umkehrreaktion ist gut und bestätigt die Dominanz des Ein-Pion-Austausches.

In den unbefriedigenden Ergebnissen der Extrapolation an den 10 GeV-Daten zeigen sich die durch Verluste und großen Abstand bedingten Unsicherheiten. Insbesondere im Bereich um 2.1 GeV invarianter Masse treten die größten Abweichungen auf, wo die 16 GeV-Daten einen hohen Anteil an Rückwärtsstreuung ($\cos\theta < 0$) aufweisen. Unter Annahme desselben Produktionsmechanismus bei beiden Energien ließe sich somit die große Abweichung in diesem Bereich erklären.

Massenbereich	$\bar{p}p$ 10 GeV			$\bar{p}p$ 16 GeV		
	σ (μb)	$c \cdot m_{\pi}^2$	Prob. %	σ (μb)	$c \cdot m_{\pi}^2$	Prob. %
1.9 -1.95	153 \pm 12	1.6 \pm 1.2	11.9	134 \pm 9	-0.4 \pm 0.9	33.3
1.95-2.	150 \pm 14	7.0 \pm 1.4	68.7	174 \pm 11	0.7 \pm 1.2	34.9
2. -2.05	213 \pm 19	4.5 \pm 1.7	77.5	244 \pm 12	-1.2 \pm 1.2	0.1
2.05-2.1	208 \pm 19	3.9 \pm 1.6	9.4	239 \pm 13	-0.6 \pm 1.2	55.0
2.1 -2.15	198 \pm 18	3.3 \pm 1.5	14.8	241 \pm 14	-0.8 \pm 1.3	47.1
2.15-2.2	186 \pm 18	3.1 \pm 1.4	79.9	245 \pm 14	-3.3 \pm 1.2	11.5
2.2 -2.25	187 \pm 17	1.3 \pm 1.3	18.8	164 \pm 13	0.4 \pm 1.2	12.1
2.25-2.3	193 \pm 17	-1.5 \pm 1.3	22.0	170 \pm 10	-3.2 \pm 0.9	0.3
2.3 -2.35	197 \pm 19	-2.9 \pm 1.3	57.5	166 \pm 11	-2.1 \pm 1.0	61.0
2.35-2.4	181 \pm 16	-3.2 \pm 1.0	43.9	158 \pm 12	-2.1 \pm 1.0	77.4
2.4 -2.5	99 \pm 4	0.4 \pm 0.3	56.4	139 \pm 7	-3.6 \pm 0.6	7.9
2.5 -2.6	92 \pm 7	-1.8 \pm 0.4	3.6	90 \pm 7	-1.2 \pm 0.6	86.9
2.6 -2.8	26 \pm 7	0.2 \pm 0.4	3.9	61 \pm 3	-1.4 \pm 0.2	1.9

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Polextrapolation

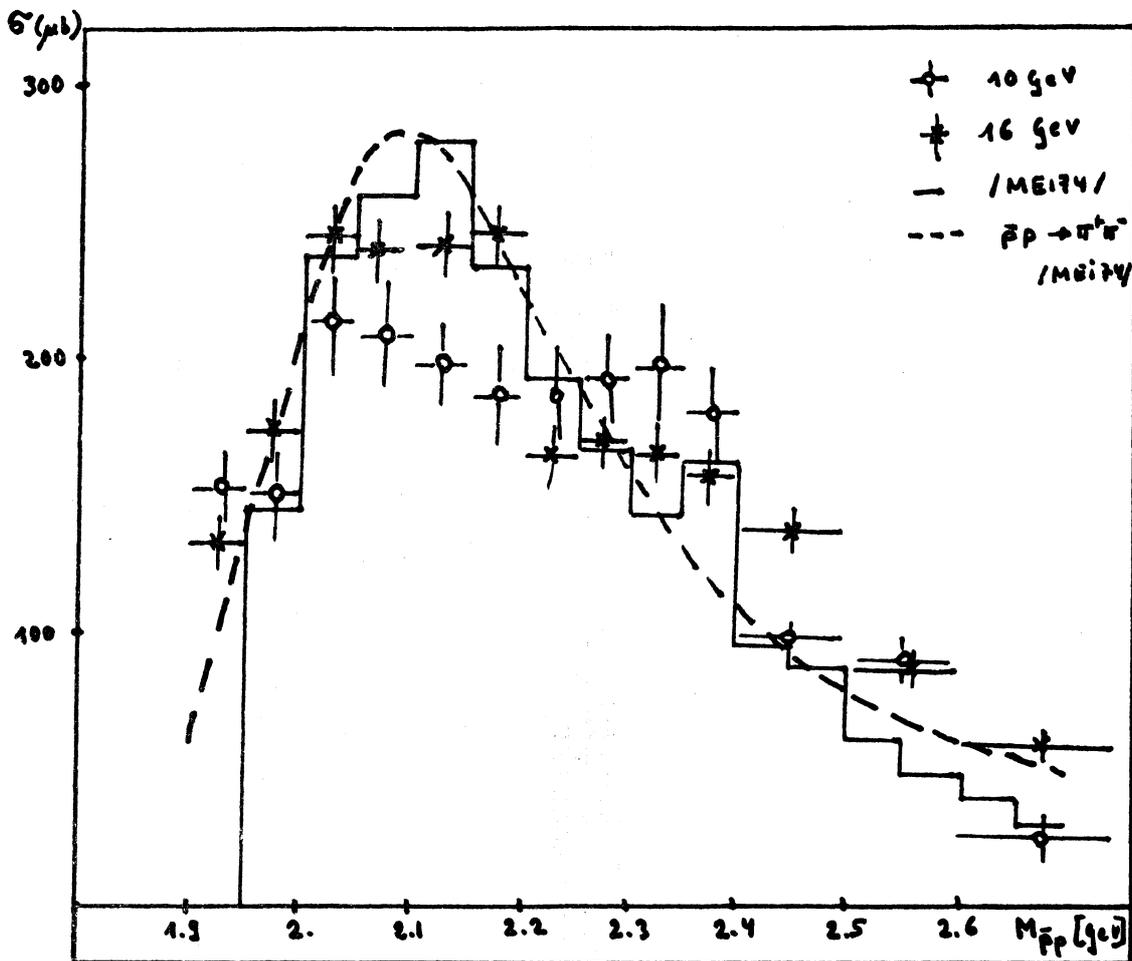


Abbildung 4.19: On-shell Wirkungsquerschnitt $\pi^+\pi^- \rightarrow \bar{p}p$

5. Die winkelabhängige Darstellung

5.1 Die Winkelverteilungen

Die im vorigen Kapitel untersuchten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ geben Aufschluß über den Produktionsprozess von $\bar{N}N$ -Bosonen hoher Masse und die Ergebnisse unterstützen zumindest für $\bar{p}p$ -Erzeugung die Dominanz des Ein-Pion-Austausches. Für die Analyse wurde bisher über die übrigen die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pn$ determinierenden Variablen θ und ϕ integriert. In diesem Kapitel soll anhand der Verteilungen in $\cos\theta$ und ϕ Erzeugung und Zerfall der $\bar{N}N$ -Systeme untersucht werden. Ein geeignetes Bezugssystem ist das in Kap. 4.2.1 definierte Gottfried-Jackson-System, in dem die Zerfallswinkelverteilung im Ruhesystem des $\bar{N}N$ -Paares beschrieben wird. Aus Gründen der Statistik wird dabei über Intervalle der invarianten Masse (100 MeV für die Winkelverteilungen, 30 MeV für die Momente) integriert; über den Viererimpulsübertrag t wird von t_{\min} bis $t=0.5 \text{ GeV}^2$ integriert, so daß insbesondere peripher erzeugte $\bar{N}N$ -Paare analysiert werden.

5.1.1 Die azimutale Winkelverteilung

Der azimutale Winkel ϕ , auch Treiman-Yang-Winkel /TRE62/ genannt, mißt in dem hier verwendeten Bezugssystem den Winkel zwischen der Produktions- und Zerfallsebene. Für die Winkelverteilung in ϕ gibt es zwei Einschränkungen:

- (a) Paritätserhaltung bedingt Symmetrie um $\phi = 0$ /CHU71/.
- (b) Drehimpulserhaltung hat zur Konsequenz, daß bei Austausch eines spinlosen Teilchens die Winkelverteilung in ϕ isotrop ist.

Die restriktivere Einschränkung (b) liefert eine weitere Möglichkeit, die Daten auf die Dominanz des Ein-Pion-Austausches

hin zu überprüfen. Allerdings ist eine isotrope Verteilung in ϕ kein hinreichender Test auf diesen Prozess, weil sich auch bei Austausch von Teilchen mit Spin durch Summation über die Endzustände isotrope Verteilungen ergeben können.

In Abb. 5.1 - 5.4 sind die Verteilungen des Treiman-Yang-Winkels in jeweils acht verschiedenen Intervallen der invarianten Masse für die $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Systeme beider Energien dargestellt. Die gestrichelte Linie bezeichnet die Rohdaten, die Meßpunkte mit Fehlerbalken die gewichtete Anzahl der Ereignisse und die durchgezogene Linie den Mittelwert der gewichteten Ereignisse in dem betreffenden Massenintervall.

Aus Akzeptanzgründen (siehe Kap. 3) wurde zur Berechnung der Verteilung in ϕ bei den 10 GeV-Daten nur Ereignisse mit vorwärts laufenden Antiproton ($\cos\theta > 0$) genommen.

Ein Vergleich der Mittelwerte mit den gewichteten Ereignissen gibt für das $\bar{p}p$ -System über den gesamten Bereich der invarianten Masse eine deutliche Bestätigung der Isotropie. Die Daten des $\bar{p}n$ -Systems zeigen stärkere Abweichungen vom Mittelwert, scheinen aber zu höheren Massenwerten mit Isotropie verträglich zu werden.

Quantitativ läßt sich auf statistischer Basis die Gleichverteilung in ϕ mittels eines χ^2 -Testes prüfen; nach Definition (siehe z.B. /BRA68/) ist

$$\chi^2 = \sum \frac{(x_i - MW)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.2)$$

mit x_i = Anzahl der gewichteten Ereignisse im Inter-

vall $\phi_j \leq \phi_i < \phi_j + \Delta\phi$ $\Delta\phi = 18^\circ$, $j=1,20$

MW = Mittelwert der gewichteten Ereignisse

σ_i^2 = Quadrat des Fehlers von x_i

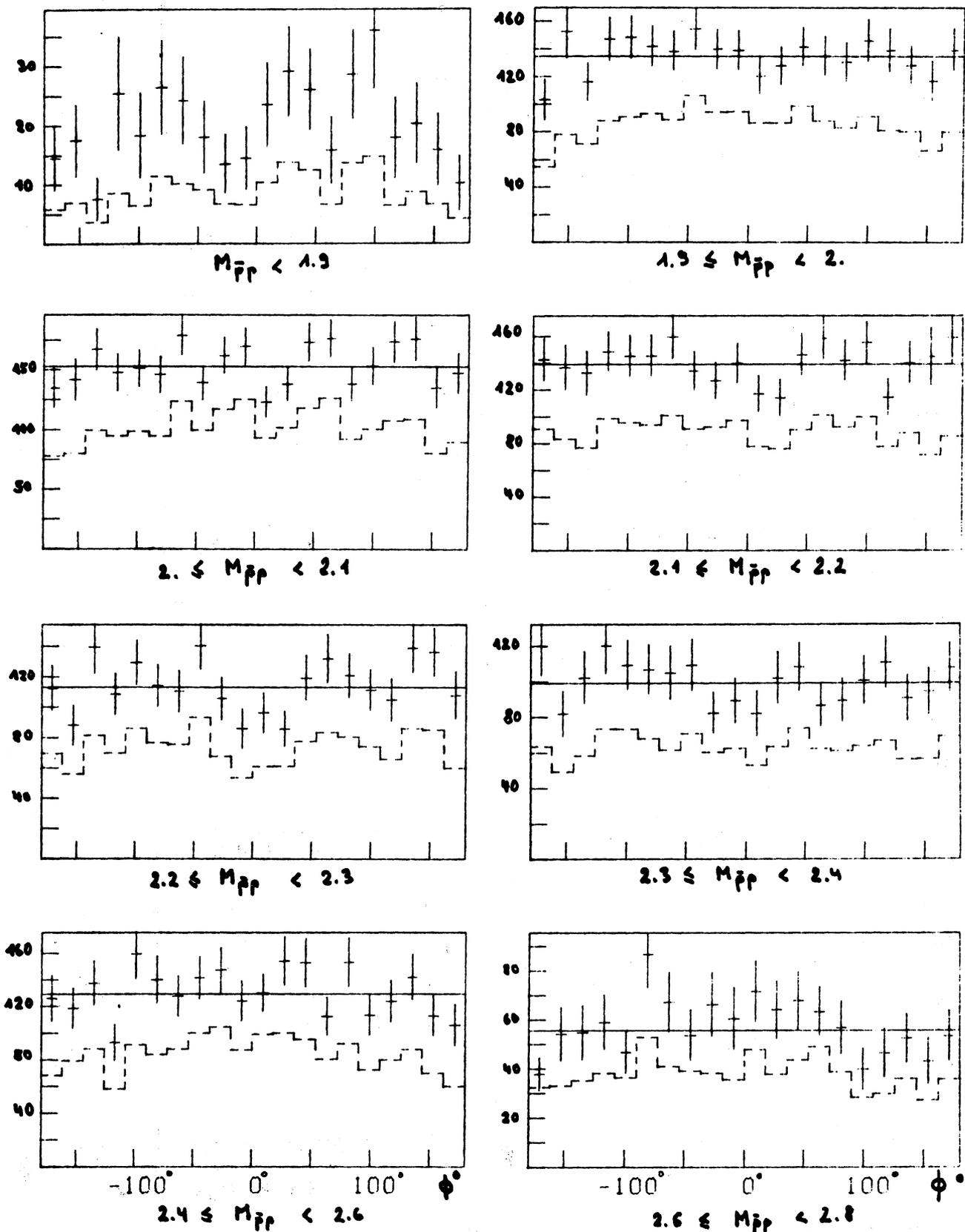


Abb. 5.1: Treiman-Yang-Winkel ϕ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (in GeV) der 10 GeV-Daten.
 Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Durchgezogene Linie: Mittelwert

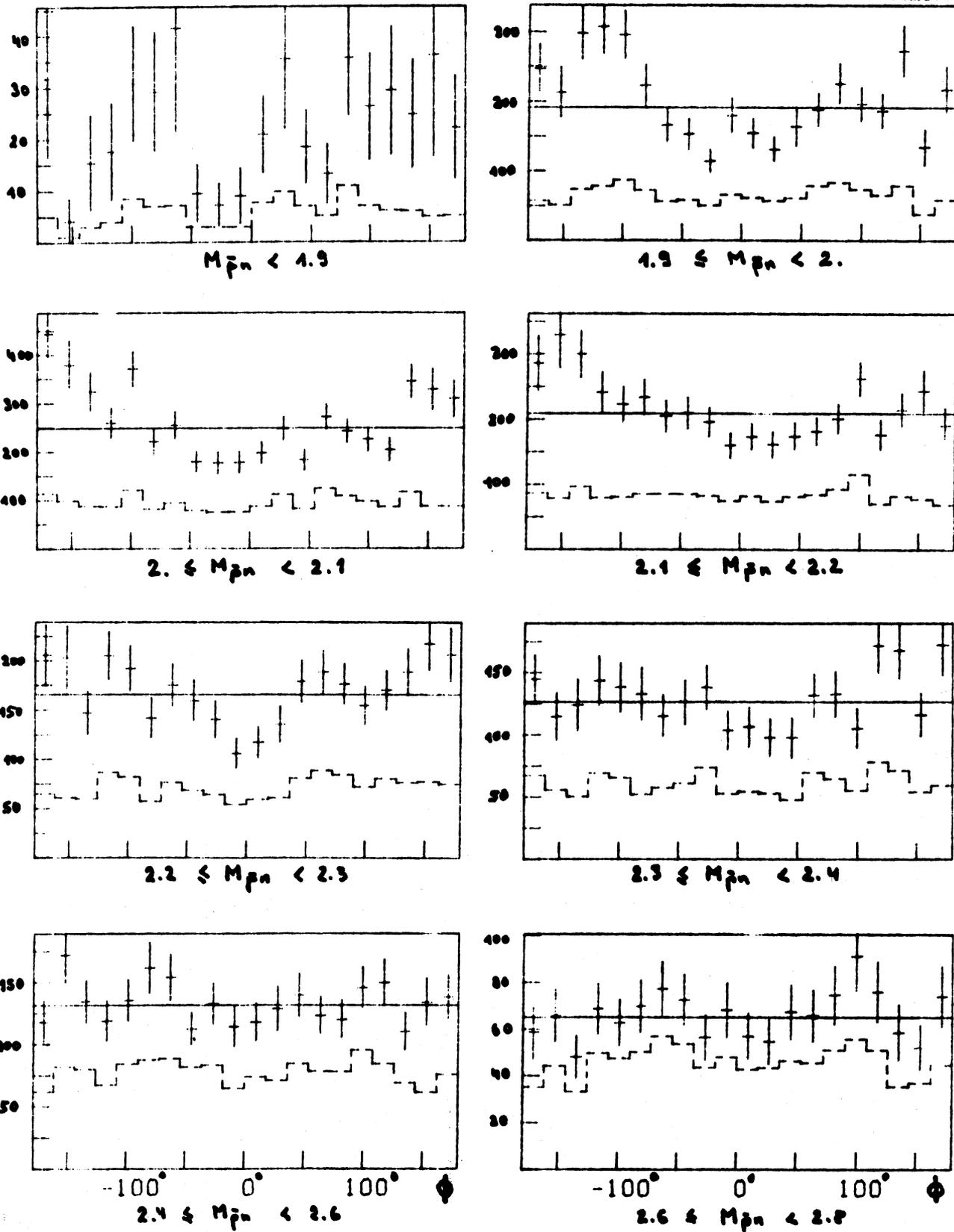


Abb. 5.2: Treiman-Yang-Winkel ϕ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (in GeV) der 10 GeV-Daten. Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Durchgezogene Linie: Mittelwert

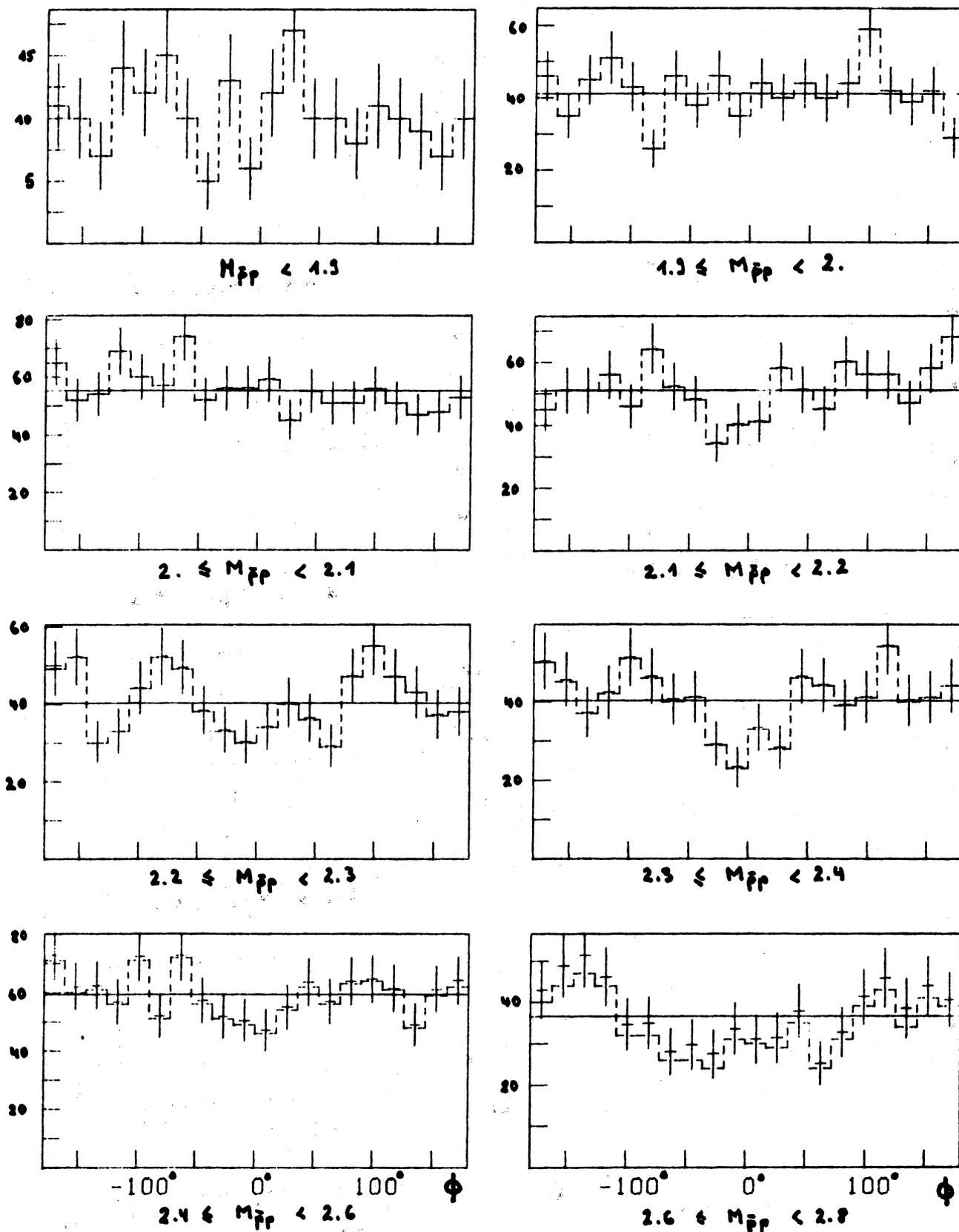


Abb. 5.3: Treiman-Yang-Winkel ϕ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (in GeV) der 16 GeV-Daten.
 Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Durchgezogene Linie: Mittelwert

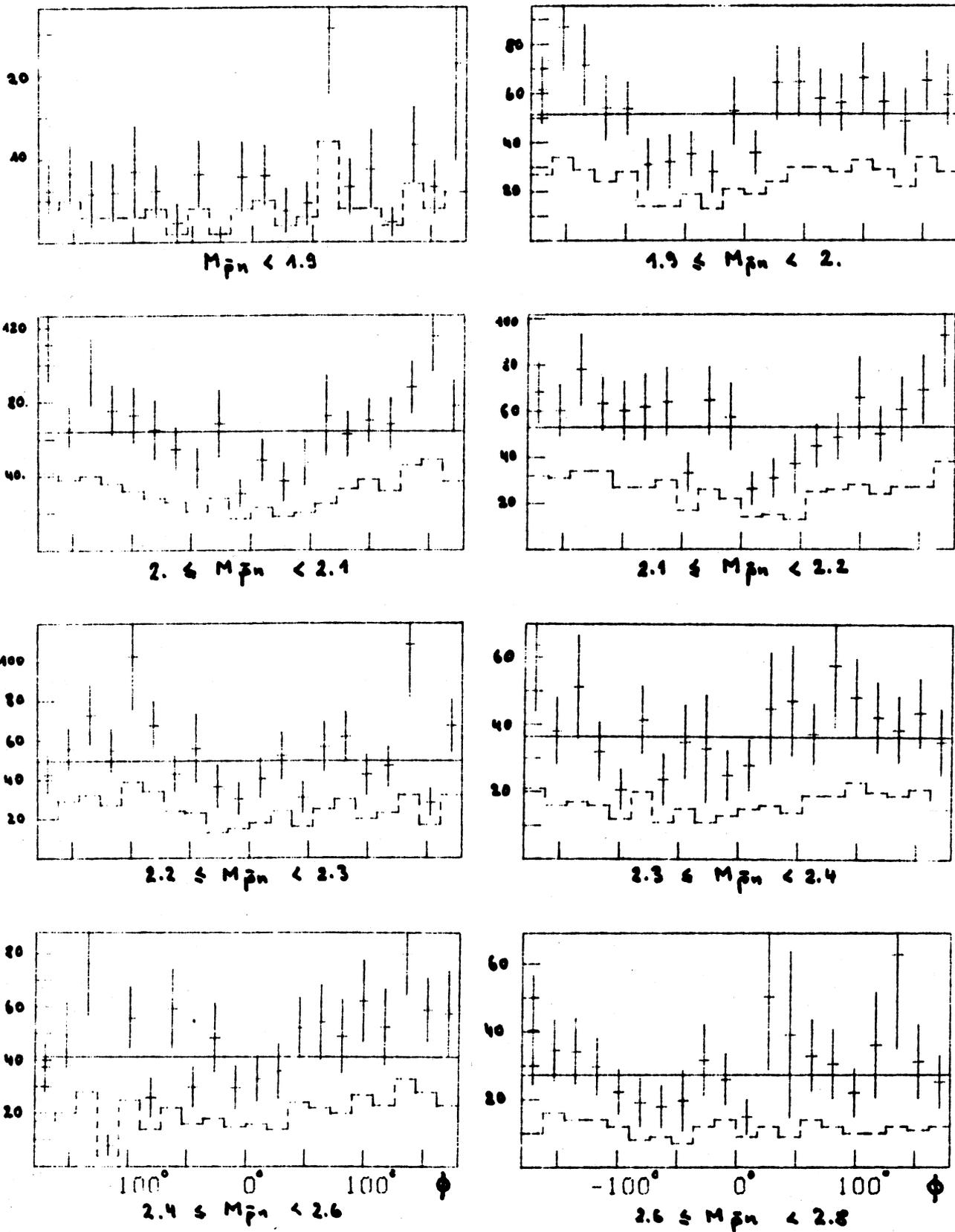


Abb. 5.4: Treiman-Yang-Winkel ϕ für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (in GeV) der 16 GeV-Daten. Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse. Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse. Durchgezogene Linie: Mittelwert.

Die χ^2 -Werte für die $\bar{N}N$ -Systeme beider Energien sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Aus Gründen der Statistik wurde die Angabe für Massen bis 1.9 GeV fortgelassen. Bei 18 Freiheitsgraden und einem Signifikanzniveau von $\alpha = 1\%$ (entsprechend einem $\chi^2 = 34.81$) läßt sich die Hypothese der Gleichverteilung in keinem Massenintervall des $\bar{p}p$ -Systems beider Energien ablehnen. Für das $\bar{p}n$ -System ist diese Hypothese mit demselben Signifikanzniveau für Werte der invarianten Masse bis 2.3 GeV zu verwerfen. Oberhalb dieser Masse ist die Hypothese der Isotropie ebenfalls nicht abzulehnen.

Die quantitative Beurteilung der Gleichverteilung in ϕ stimmt mit dem Bild überein, das bei der Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2\sigma}{dm dt}$ gewonnen wurde: nur die Daten des $\bar{p}n$ -Systems für invariante Massen bis 2.3 GeV widersprechen der Dominanz des Ein-Pion-Austausches. Für das $\bar{p}p$ -System und $\bar{p}n$ -Paare hoher Masse ist diese Hypothese nicht abzulehnen.

Tabelle 5.1 χ^2 -Test auf Isotropie in ϕ

Energie	$\bar{p} p \rightarrow (\bar{p}p) n$			$\bar{p} p \rightarrow (\bar{p}n) p$	
	Massenber.	Mittelw.	χ^2 /Prob.	Mittelw.	χ^2 /Prob.
10 GeV	1.9 - 2.	134.6	15.4 / 69.8%	191.6	81.5 / 0%
	2. - 2.1	152.9	24.0 / 19.7%	248.7	104.1 / 0%
	2.1 - 2.2	139.3	16.7 / 60.7%	209.	45.5 / 0.1%
	2.2 - 2.3	113.	29.8 / 5.5%	165.5	46.3 / 0%
	2.3 - 2.4	99.	15.2 / 70.8%	126.5	27.6 / 9.1%
	2.4 - 2.6	129.3	24.5 / 17.8%	131.4	17. / 58.8%
	2.6 - 2.8	55.6	25.3 / 15.1%	65.	15.5 / 69.3%
16 GeV	1.9 - 2.	41.1	26.3 / 12.2%	51.5	32.3 / 2.9%
	2. - 2.1	55.2	16.1 / 65.1%	64.1	53.8 / 0%
	2.1 - 2.2	50.9	27.0 / 10.4%	53.0	40.4 / 0.3%
	2.2 - 2.3	40.2	31.0 / 4.0%	49.4	39.6 / 0.4%
	2.3 - 2.4	40.2	33.5 / 2.1%	36.4	20.7 / 35.6%
	2.4 - 2.6	59.4	18.4 / 49.5%	41.3	96.5 / 0%
	2.6 - 2.8	36.6	26.3 / 12.1%	27.2	17.1 / 58.3%

5.1.2 Die polare Winkelverteilung

Die im Wesentlichen isotrope Verteilung des Treiman-Yang-Winkels ϕ bedingt, daß der polare Winkel θ (vergl. Abb. 4.3) sämtliche Informationen über mögliche resonante Zustände enthält.

Die Winkelverteilungen in $\cos\theta$ sind für die $\bar{N}N$ -Systeme beider Energien in den Abbildungen 5.5 - 5.8 dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilung der Rohdaten, die Meßpunkte mit Fehlerbalken die gewichteten Ereigniszahlen.

Zuverlässige Aussagen lassen sich bei den 10 GeV-Daten nur in \bar{p} -Vorwärtsrichtung ($\cos\theta > 0$) erhalten: die triggerbedingten Verluste (siehe Kap. 3) sind in allen Winkelverteilungen für $\cos\theta \ll 0$ deutlich zu erkennen. Bei den 16 GeV-Daten treten Verluste dieser Art erst ab einer invarianten Masse von ca. 2.3 GeV auf, jedoch weisen die Daten des $\bar{p}n$ -Systems zusätzlich unkorrigierbare Verluste für langsame Protonen auf, die nur eine vorsichtige Interpretation der Winkelverteilungen zulassen.

Schon eine erste Übersicht über die Verteilungen in $\cos\theta$ zeigt eine sehr starke Variation über das gesamte Massenspektrum.

Dies ist ein erstes, und wegen der Strukturlosigkeit des Massenspektrums auch überraschendes Ergebnis. Es ist auch ein Hinweis darauf, daß die Massenwerte möglicher resonanter Zustände im Vergleich zu ihrer Breite relativ dicht beieinander liegen müssen.

Während im unteren Massenbereich (< 2.3 GeV) die Verteilungen in $\cos\theta$ der beiden $\bar{N}N$ -Systeme gleicher Energie recht ähnlich sind, weisen sie zu höheren Massen hin erhebliche Unterschiede auf.

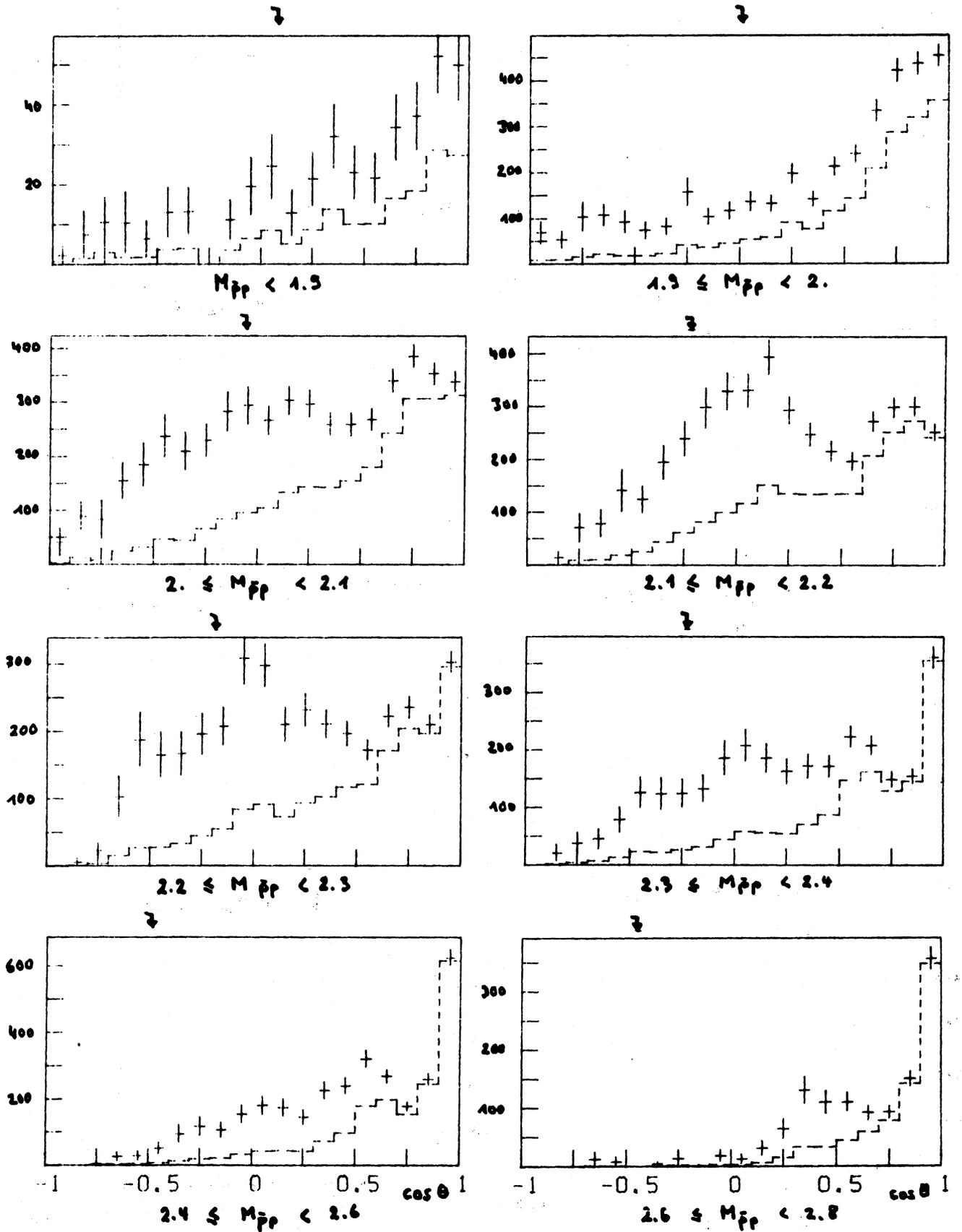


Abb. 5.5: $\cos\theta$ -Verteilung für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (in GeV) der 10 GeV-Daten.
 Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Pfeil: Grenze der Gebiete verschwindender Akzeptanz

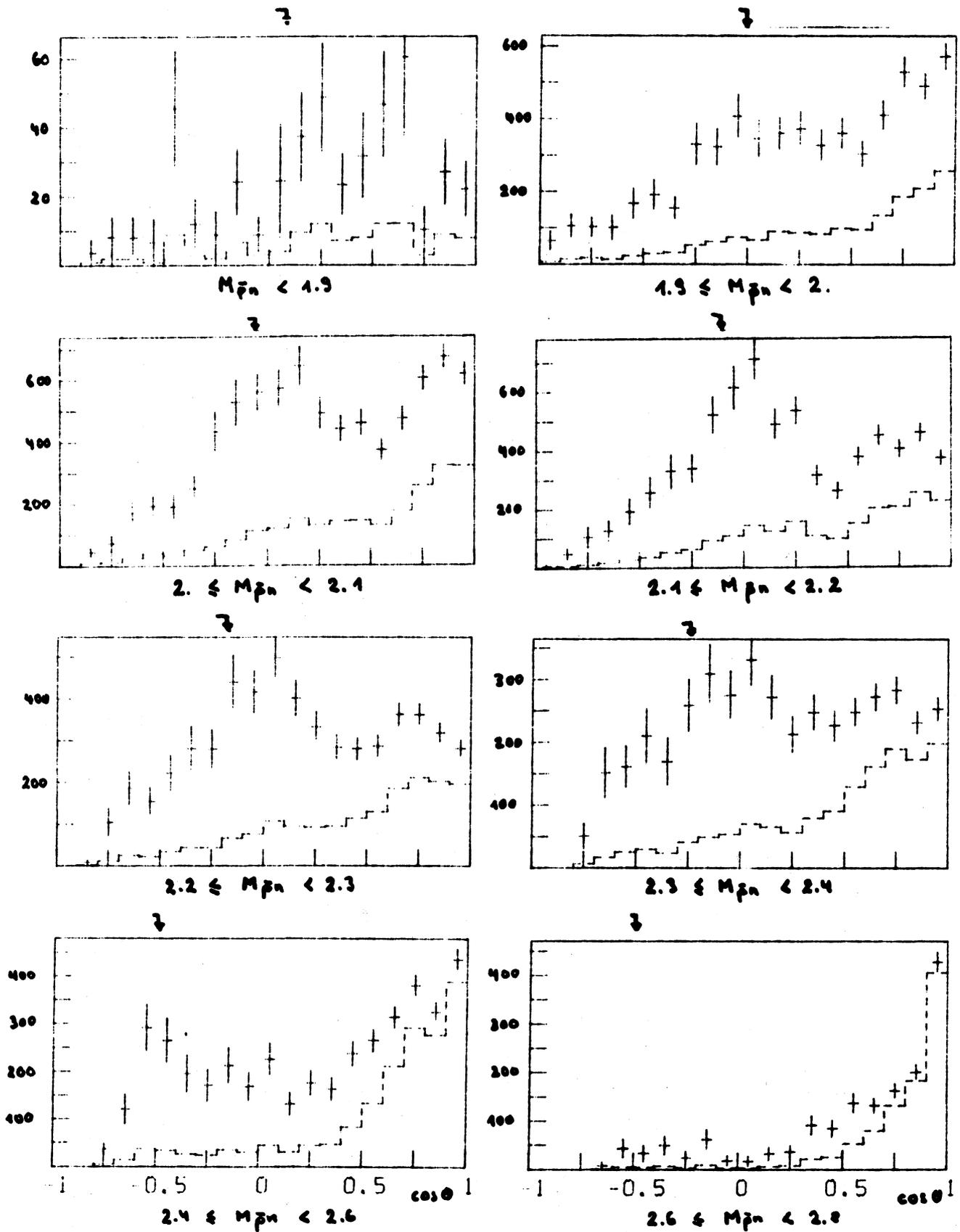


Abb. 5.6: $\cos\theta$ -Verteilung für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (in GeV) der 10 GeV-Daten.
 Markpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Pfeile: Grenze der Gebiete verschwindender Akzeptanz

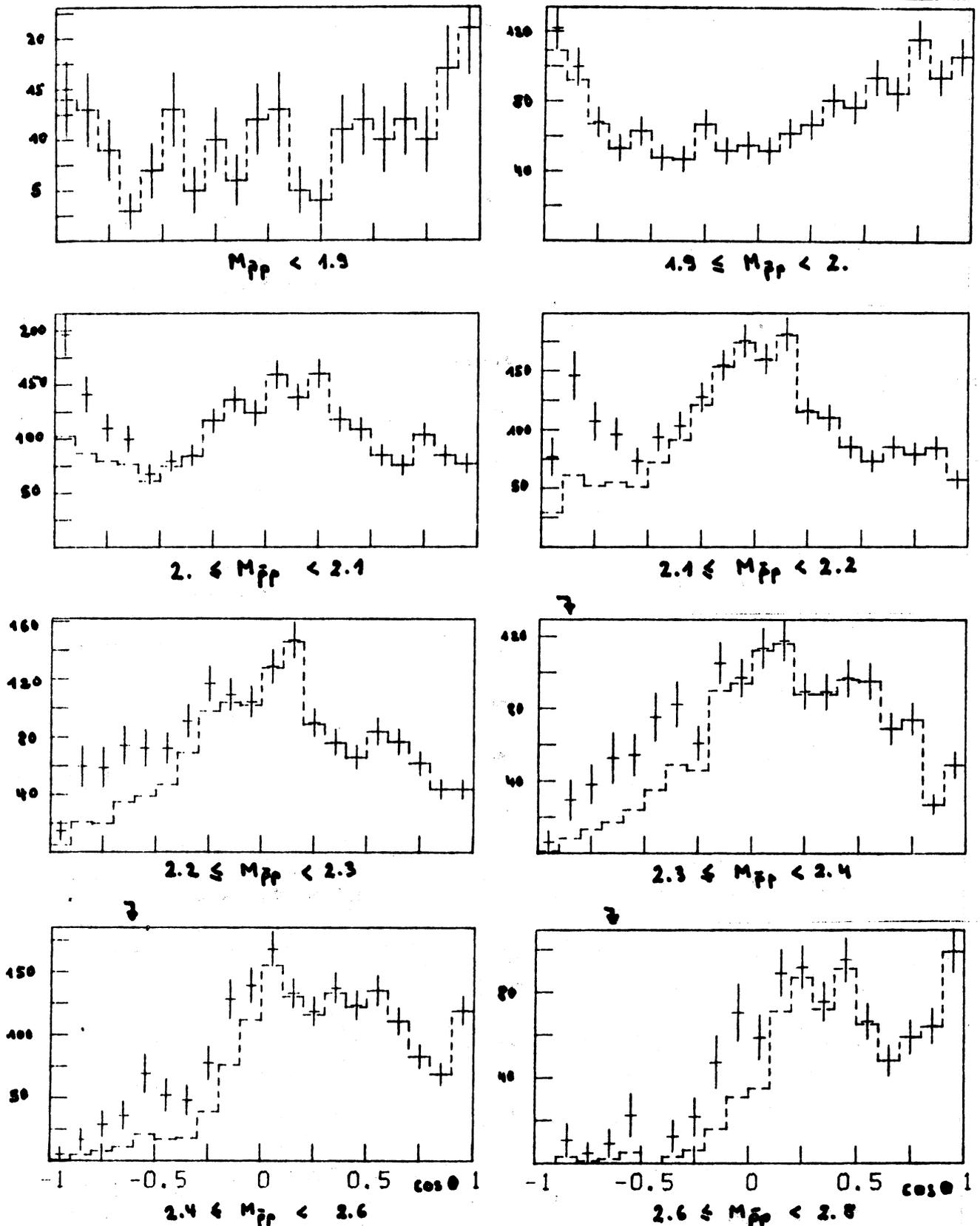
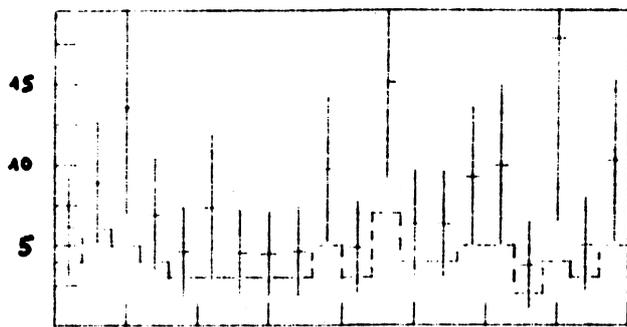
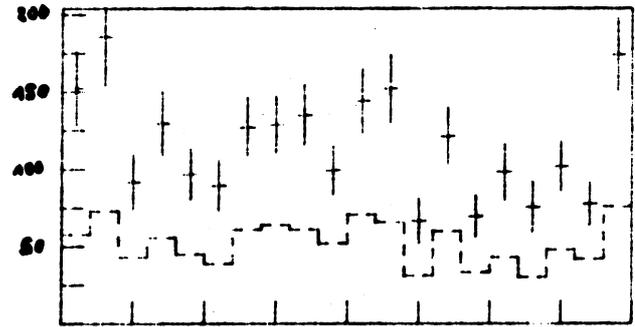


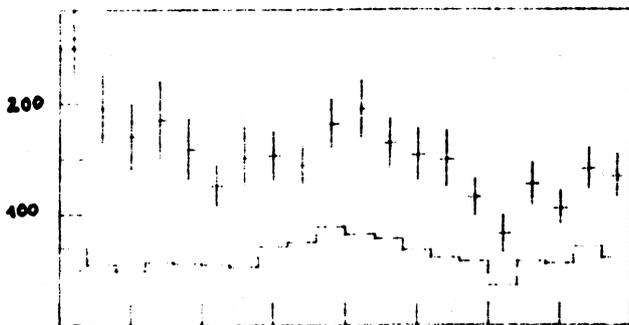
Abb. 5.7: $\cos\theta$ -Verteilung für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}p$ -Masse (in GeV) der 16 GeV-Daten.
 Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Pfeil: Grenze der Gebiete verschwindender Akzeptanz



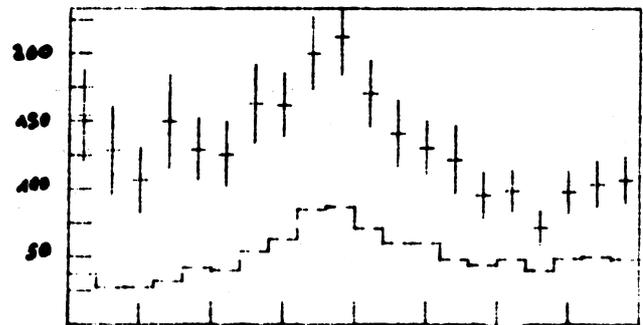
$M_{pn} < 1.9$



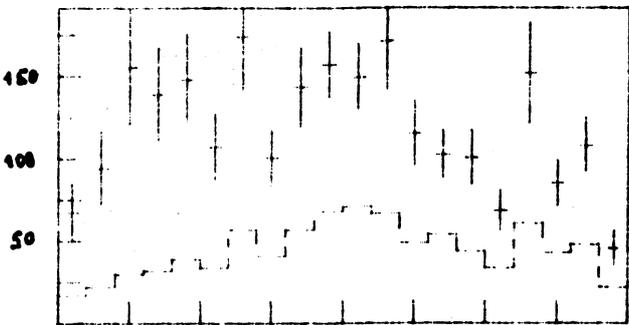
$1.9 \leq M_{pn} < 2.$



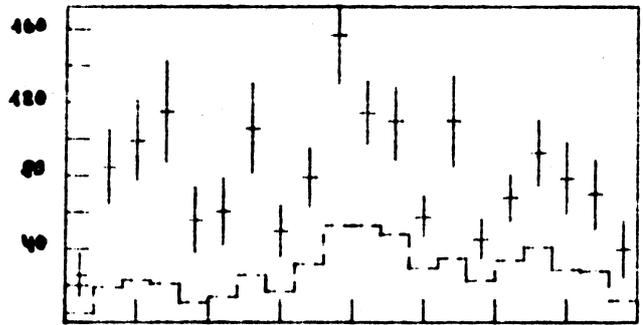
$2.0 \leq M_{pn} < 2.1$



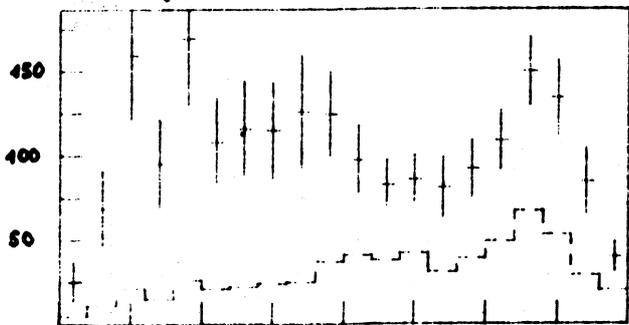
$2.1 \leq M_{pn} < 2.2$



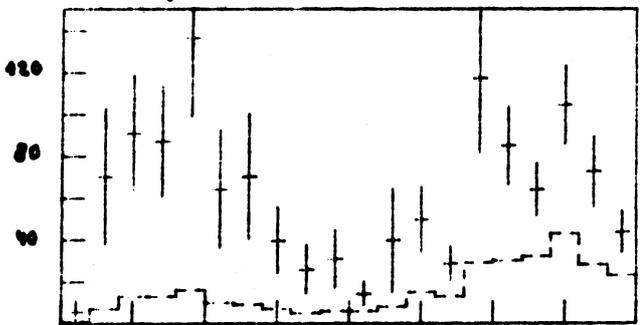
$2.2 \leq M_{pn} < 2.3$



$2.3 \leq M_{pn} < 2.4$



$2.4 \leq M_{pn} < 2.6$



$2.6 \leq M_{pn} < 2.8$

Abb. 5.8: $\cos\theta$ -Verteilung für verschiedene Intervalle der invarianten $\bar{p}n$ -Masse (in GeV) der 16 GeV-Daten.
 Meßpunkte mit Fehlerbalken: Zahl der gew. Ereignisse
 Gestrichelte Linie: Zahl der ungewichteten Ereignisse
 Pfeil: Grenze der Gebiete verschwindender Akzeptanz

Bei einem Vergleich der Verteilungen in $\cos\theta$ des $\bar{p}p$ -Systems zwischen 10 und 16 GeV fällt bei Werten der invarianten Masse über 2.25 GeV ein Unterschied in Vorwärtsrichtung des Antiprotons ($\cos\theta \gtrsim 0.9$) auf: bei den 10 GeV-Daten ist eine ausgeprägte Häufung von Ereignissen in diesem Bereich zu erkennen, die bei den 16 GeV-Daten erst ab Massenwerten von ca. 2.6 GeV (schwächer) sichtbar wird. Dieser Unterschied kann physikalische Ursachen haben. Es ist anzunehmen, daß diese Häufung wenigstens teilweise auf Reflektionen eines Baryon-Austauschprozesses zurückzuführen ist, weil diese Beiträge nicht abgetrennt werden konnten (siehe Kap. 4.2.2). Aus kinematischen Gründen sind diese Beiträge bei $\cos\theta \approx 1$ konzentriert. Die Energieabhängigkeit dieses Austauschprozesses ($\sim p_{\text{Lab}}^{-4}$) könnte, verglichen mit Ein-Pion-Austausch ($\sim p_{\text{Lab}}^{-2}$), das Fehlen der Häufung in Vorwärtsrichtung bei der höheren Einschußenergie erklären.

5.2 Momentendarstellung

5.2.1 Definition der Momente

Durch Reihenentwicklung der Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ nach einem geeigneten orthogonalen Basis-System (Kugelflächenfunktionen Y_l^m)

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l,m} a_l^m Y_l^m(\cos\theta, \phi) \quad (5.3)$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ a_l^0 Y_l^0(\cos\theta, \phi) + 2 \cdot \sum_{m=1}^l a_l^m Y_l^m(\cos\theta, \phi) \right\}$$

lassen sich, da die Kugelflächenfunktionen Eigenfunktionen des Bahndrehimpulsoperators sind, die Beiträge einzelner Drehimpulse zur Gesamtwinkelverteilung herausprojizieren. Durch Multiplikation von Gleichung (5.3) mit $Y_l^m(\cos\theta, \phi)$ und Integration über $d\Omega$ lassen sich die Entwicklungskoeffizienten a_l^m der Gleichung (5.3) ge-

winnen:

$$a_l^m \equiv \langle Y_l^m \rangle = \iint_{-1}^{+1} W(\cos\theta, \phi) Y_l^m(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi \quad (5.4)$$

Diese Mittelung der gemessenen Winkelverteilung in einem Intervall der invarianten Masse M und des Viererimpulsübertrages t ergibt die sogenannten Momente. Ursprünglich von Byers und Fenster /BYE63/ 1963 vorgeschlagen, hat dieses Verfahren zur Analyse von Winkelverteilungen eine breite Anwendung gefunden.

Experimentell wird die Integration in Gl. (5.4) durch Summation über alle N_j Ereignisse des betrachteten (M, t) -Intervalles ersetzt, was das Nichtvorhandensein von Gebieten verschwindender Akzeptanz voraussetzt. Diese Voraussetzung ist bei den 10 GeV-Daten nicht erfüllt, bei den 16 GeV-Daten nur bis zu einer invarianten Masse des $\bar{N}N$ -Systems von ca. 2.3 GeV. Über die Möglichkeit, dennoch mit Hilfe 'nichtorthogonaler' Momente Informationen über resonante Strukturen zu gewinnen, wird im folgenden Abschnitt (5.2.2) berichtet.

Das zur Berechnung der Momente und der Fehlermatrix verwendete Verfahren /FLA76/ wird in folgender Übersicht zusammengefaßt:

a) unnormalisierte Momente:

$$\langle N * Y_1^m \rangle = N \sum_{i=1}^N w_i Y_{1i} \quad (5.5)$$

$$E_{11'}^{mm'} = N \sum_{i=1}^N w_i^2 Y_{1i} Y_{1'i} \quad (5.6)$$

b) normalisierte Momente:

$$\langle Y_1^m \rangle = \frac{\langle \sum w_i Y_{1i} \rangle}{\langle \sum w_i \rangle} - \frac{\langle \sum w_i^2 Y_{1i} \rangle}{N \langle \sum w_i \rangle^2} \quad (5.7)$$

$$E_{11'}^{mm'} = \frac{1}{W^2} \sum_{i=1}^N w_i^2 Y_{1i} Y_{1'i} - \frac{1}{W^3} \left\{ \sum_{i=1}^N w_i Y_{1i} \sum_{i=1}^N w_i^2 Y_{1'i} + \sum_{i=1}^N w_i Y_{1'i} \sum_{i=1}^N w_i^2 Y_{1i} \right\} + \frac{1}{W^4} \sum_{i=1}^N w_i Y_{1i} \sum_{i=1}^N w_i Y_{1'i} \sum_{i=1}^N w_i^2 \quad (5.8)$$

$$\text{mit } W = \sum_{i=1}^N w_i ; \quad Y_{1i} = Y_1^m(\cos \theta_i, \phi_i) ; \quad \Sigma = \sum_{i=1}^N$$

Flatté weist darauf hin /FLA76/, daß die Berechnung der Fehlermatrix für die normalisierten Momente (5.8) nur bei hinreichend großer Anzahl von Ereignissen in dem betrachteten Intervall (M,t) korrekt ist.

5.2.2 Alternative Methoden bei eingeschränktem Winkelbereich

Wie bereits auf der vorigen Seite erwähnt, lassen sich die durch Gl. (5.4) definierten 'orthogonalen' Momente bei den 10 GeV-Daten nicht berechnen, da in allen Bereichen der invarianten Masse M Gebiete verschwindender Akzeptanz auftreten und somit die Orthogonalitätsrelation der Kugelflächenfunktionen

$$\int \int Y_1^m(\cos \theta, \phi) Y_1^{m'}(\cos \theta, \phi) d\cos \theta d\phi = \delta_{11'} \delta_{mm'} \quad (5.9)$$

in Gleichung (5.4) nicht ausgenutzt werden kann.

Durch physikalisch sinnvolle Annahmen läßt sich aber die Anzahl der freien Parameter zur Beschreibung der Winkelverteilung erheblich reduzieren /SEK73/ und damit die Winkelverteilung in Gebiete verschwindender Akzeptanz, sofern diese nicht zu groß sind, extrapolieren.

Im generellen Fall des paritätserhaltenden Produktionsprozesses läßt sich die Winkelverteilung des $\bar{N}N$ -Systems mit Gleichung (5.3) formulieren:

$$W(\cos\theta, \phi) = I_{\text{prod}}(\cos\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_l^m Y_l^m(\cos\theta, \phi) \quad (5.3')$$

Nur im Idealfall der vollständigen Akzeptanz stimmt die (physikalisch) produzierte Winkelverteilung I_{prod} mit der tatsächlich beobachteten Winkelverteilung I_{obs} (Rohdaten) überein. Falls keine Gebiete verschwindender Akzeptanz vorhanden sind, lassen sich aber alle Verluste korrigieren und die Momente nach den Gleichungen (5.5) - (5.8) bestimmen. In dem abzuleitenden Verfahren werden jedoch auch Gebiete verschwindender Akzeptanz in gewissem Umfang zugelassen.

Mit der Normierung:

$$\int I_{\text{prod}}(\Omega) d\Omega = N_{\text{prod}} = \sqrt{4\pi} a_{00} \quad (5.10)$$

erhält man die Umkehrung von Gleichung (5.3'):

$$\langle Y_l^m \rangle = \frac{1}{N_{\text{prod}}} \int I_{\text{prod}}(\Omega) Y_l^m(\Omega) d\Omega = \frac{a_{lm} \epsilon_{lm}}{N_{\text{prod}}} \quad (5.11)$$

$$\text{mit } \epsilon_{lm} = 1 \text{ für } m=0 \text{ und } \epsilon_{lm} = 1/2 \text{ für } m \neq 0$$

In einem Experiment mit einer winkelabhängigen Akzeptanz $A(\Omega)$ ist die beobachtete Winkelverteilung I_{obs} mit der produzierten Verteilung I_{prod} verknüpft durch:

$$I_{\text{obs}}(\Omega) = A(\Omega) I_{\text{prod}}(\Omega) = A(\Omega) \sum_{l,m} a_{lm} Y_l^m(\Omega) \quad (5.12)$$

Durch Multiplikation mit Y_l^m und Integration über Ω erhält man:

$$b_{l',m'} = \sum_{l,m} A_{ll'}^{mm'} a_{lm} \quad (5.13)$$

mit:
$$b_{lm} = \int I_{\text{obs}}(\Omega) Y_l^m(\Omega) d\Omega \quad (5.14)$$

$$A_{ll'}^{mm'} = \int Y_{l'}^{m'}(\Omega) A(\Omega) Y_l^m(\Omega) d\Omega \quad (5.15)$$

Für einen Satz von verschiedenen l' m' definiert Gleichung (5.13) ein (ggf. mehrfach überbestimmtes) Gleichungssystem, das sich nach den gesuchten Koeffizienten a_{lm} der produzierten Winkelverteilung auflösen läßt.

Experimentell erhält man die Momente durch Summation über die beobachteten Ereignisse

$$b_{lm} = \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} Y_l^m(\theta_i, \phi_i)$$

und die Akzeptanzmatrix mit

$$A_{ll'}^{mm'} = \frac{4\pi}{N_{\text{bins}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} Y_{l'}^{m'}(\theta_i, \phi_i) A(\theta_i, \phi_i) Y_l^m(\theta_i, \phi_i) \quad (5.16)$$

Dieses Verfahren wurde von P. Mättig /MAE76/ programmiert und mit simulierten Ereignissen getestet. Angewandt auf das $\bar{p}p$ -System der 10 GeV-Daten beschreibt es die produzierte Winkelverteilung unter der Randbedingung $a_{lm}=0$ für $m > 1$ wie es in Abb. 5.9 a-d für verschiedene Bereiche der invarianten Masse wiedergegeben ist /COS77/.

Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilung der Rohdaten I_{obs} , die durchgezogene Linie die Ergebnisse der Akzeptanzwichtung und Extrapolation I_{prod} .

Auf Grund der zu großen Gebiete verschwindender Akzeptanz erwies sich dieses Verfahren als instabil unter Variation der Überbestimmtheit des Gleichungssystems (5.13). Zum Vergleich mit der obigen Extrapolation sind die Ergebnisse unter der Randbedingung

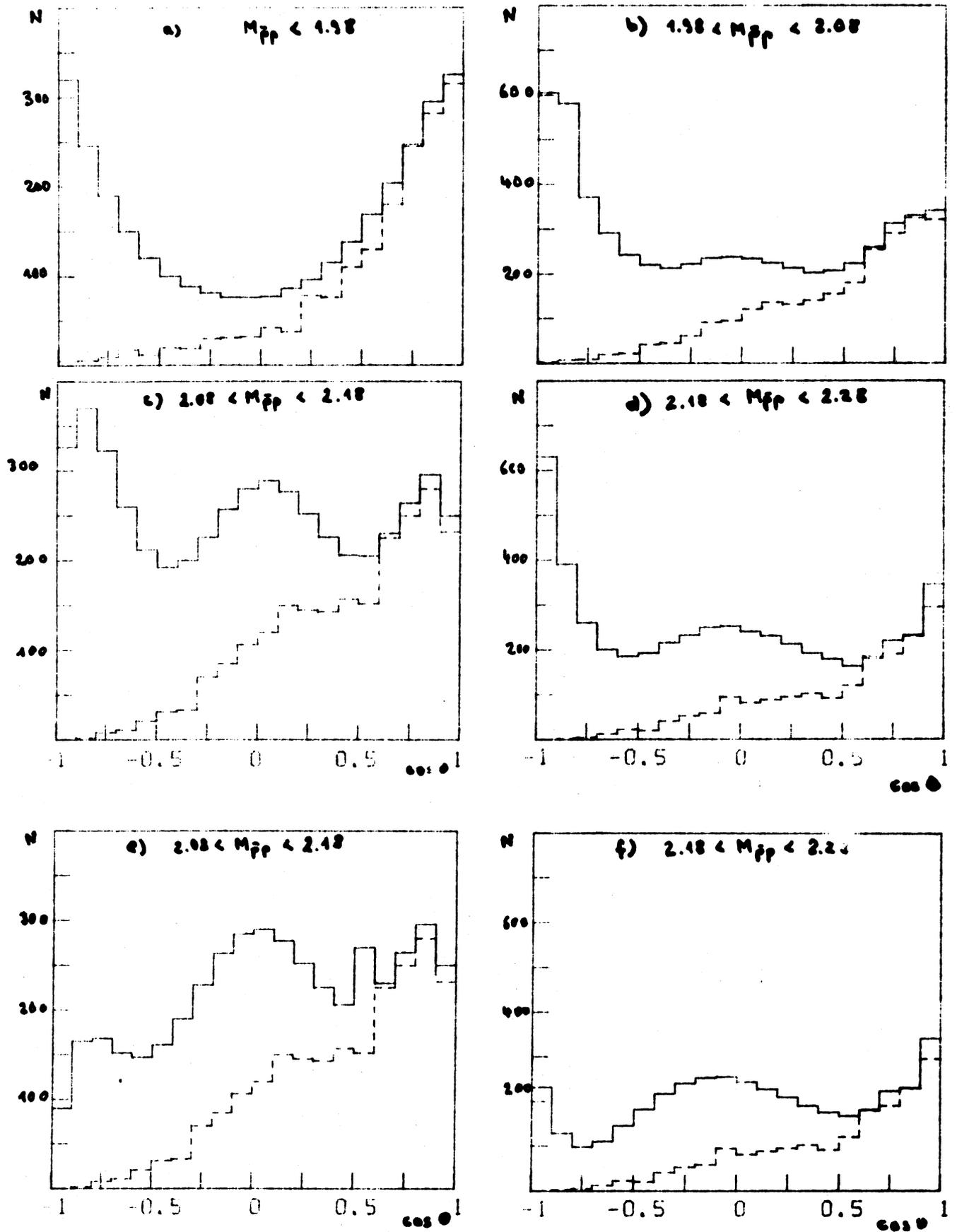


Abb. 5.9: Lösungen des linearen Gleichungssystems für $\bar{p}p$ 10 GeV
 5.9a - 5.9d mit $a_{1m} = 0$ falls $m > 1$
 5.9e und 5.9f mit $a_{1m} = 0$ falls $m > 0$

$a_{1m} = 0$ falls $m > 0$ für zwei Massenintervalle in Abb. 5.9 e, f aufgezeichnet. Insbesondere in Rückwärtsrichtung des Antiprotons ($\cos \theta \leq 0.5$) treten erhebliche Abweichungen auf (vergl. mit 5.9 c und d). Deshalb läßt sich dieses Verfahren bei den hier zu untersuchenden 10 GeV-Daten nicht verwenden.

Um diese Daten trotz der Instabilität des Extrapolationsverfahrens analysieren zu können, müssen weitergehende Annahmen über den Produktionsprozess und die Winkelverteilungen gemacht werden, die die Interpretationsmöglichkeiten der Ergebnisse einschränken.

Die weitere Untersuchung wird unter den folgenden beiden Annahmen durchgeführt:

- (a) Die Daten des $\bar{p}p$ -Systems beider Energien haben die Konsistenz mit den Vorhersagen des Ein-Pion-Austausch-Modelles erwiesen. Legt man diesen Austauschprozess der Untersuchung zugrunde, so müssen (unter Vernachlässigung von Absorptionseffekten) wegen der Isotropie in ϕ nach Definition der Kugelflächenfunktionen die Momente für $m \neq 0$ verschwinden.
- (b) Die Asymmetrie der Winkelverteilung (siehe Abb. 5.10)

$$A = \frac{V - R}{V + R} \quad \left. \begin{matrix} V \\ R \end{matrix} \right\} : \text{Ereignisse mit } \cos \theta \begin{cases} > 0 \\ < 0 \end{cases}$$

beträgt für das $\bar{p}p$ -System bei 16 GeV bis zu Werten der invarianten Masse von 2.3 GeV weniger als 15 %. Dieses Ergebnis wird durch eine frühere Untersuchung eines anderen Experimentes bestätigt /MEI74/. Legt man den 10 GeV-Daten denselben Produktionsmechanismus zugrunde, so ist es vertretbar, diese Daten unter der Annahme der Symmetrie um $\cos \theta = 0$ zu analysieren.

Zusammen mit den Eigenschaften der Kugelflächenfunktionen bedingen diese Annahmen, daß bei den 10 GeV-Daten nur die Momente $\langle Y_1^m \rangle$ mit l -gerade und $m=0$ für eine (massenabhängige) Untersuchung verwendbar sind.

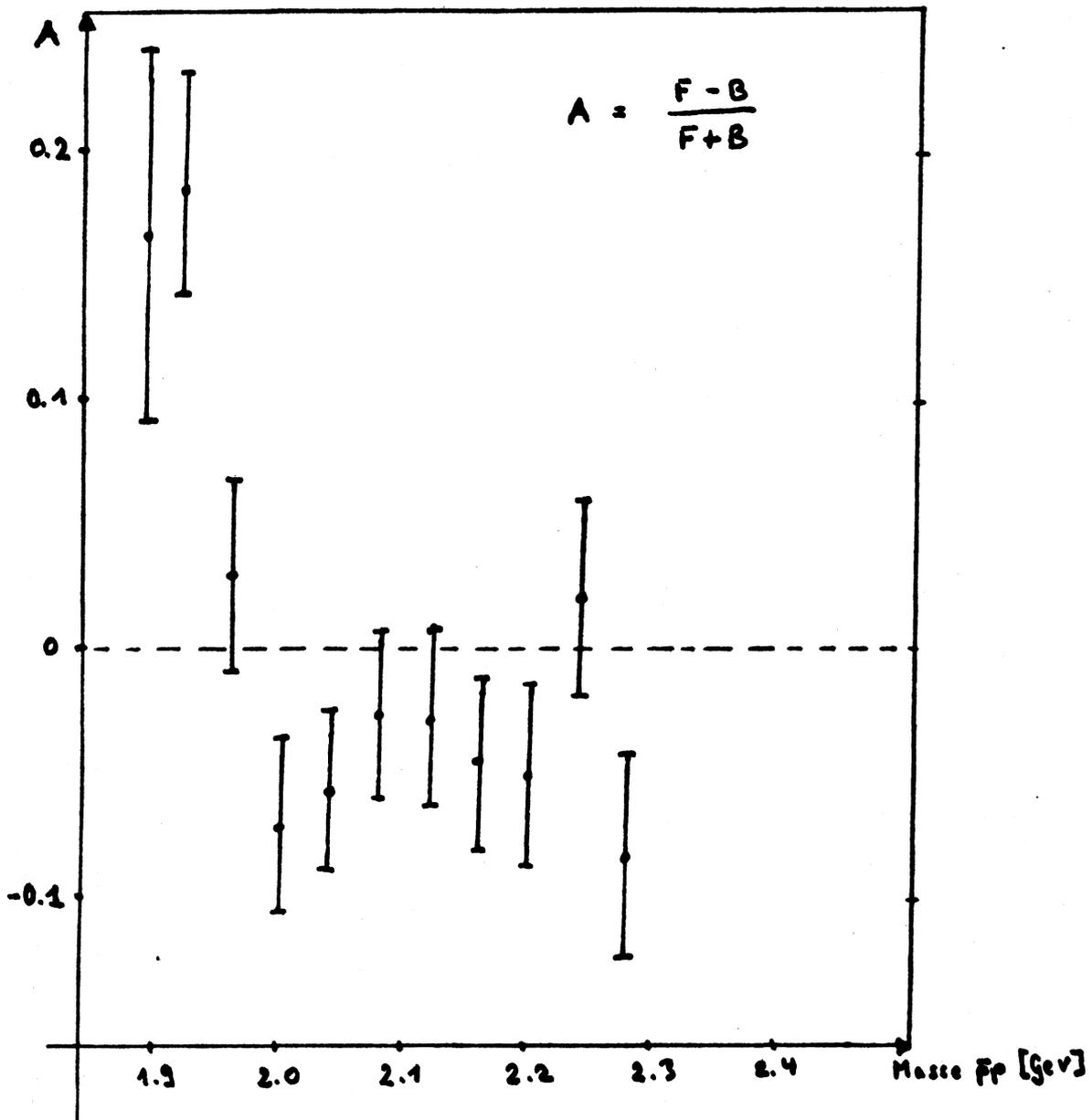


Abb. 5.10: Asymmetrie der Winkelverteilung um $\cos \theta_1 = 0$ des $\bar{p}p$ -Systems bei 16 GeV

5.2.3 Zur Interpretation der Momente

Bei der begrenzten Statistik dieses Experimentes ist eine Interpretation der Momente nur unter der Annahme des Ein-Pion-Austausches möglich. Dann vereinfacht sich die Untersuchung auf die Reaktion $\pi\pi \rightarrow \bar{N}N$. Die im Anhang A dargestellte Entwicklung der Winkelverteilung nach Eigenzuständen des $\pi\pi$ -Systems liefert den Schlüssel zur Interpretation der Momente.

Gleichung (A.5) des Anhanges A

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_{J=0}^{J_{\max}} (\sqrt{J} T_J^{1-} - \sqrt{J+1} T_J^{1+}) Y_J^0 \right|^2 + \left| \sum_{J=1}^{J_{\max}} (\sqrt{J+1} T_J^{1-} + \sqrt{J} T_J^{1+}) Y_J^1 \right|^2 \quad (A.5)$$

gliedert sich in zwei Summanden von Betragsquadraten, die den beiden ursprünglichen Einstellungen des $\bar{N}N$ -Spins zur Quantisierungsachse $m_s = 0, \pm 1$ zugeordnet werden können. Bei spinlosen Teilchen im Anfangs- und Endzustand würde der zweite Term in obiger Gleichung wegfallen. Die Auswertung von Gleichung (A.5) ergibt eine Summe von Produkten von Kugelflächenfunktionen, die sich nach /EDM64/ in eine Reihe von Kugelflächenfunktionen entwickeln lassen:

$$Y_1^m(\Omega) \cdot Y_1^{m'}(\Omega) = \sum_{\lambda, \mu} \sqrt{\frac{(2l+1)(2l'+1)(2\lambda+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} 1 & 1' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1' & \lambda \\ m & m' & \mu \end{pmatrix} Y_{\lambda}^{\mu}(\Omega) \quad (5.17)$$

Die Wignerschen 3-j-Symbole haben die Eigenschaften:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0 \quad \text{falls } l + l' + \lambda \text{ ungerade} \quad (5.18)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 1' & \lambda \\ m & m' & \mu \end{pmatrix} = 0 \quad \text{falls } m + m' \neq \mu \quad \text{da } |A| = A^* A \quad (5.19)$$

hier: $m + m' \neq 0$ und $Y_1^{m*} = -Y_1^{-m}$

$$\begin{pmatrix} 1 & 1' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0 \quad \text{falls } l + l' > \lambda \quad (5.20)$$

Zusammen mit der Orthogonalitätsrelation (5.9) der Kugelflächenfunktionen und Gleichung (5.4) lassen sich die Momente als Überlagerung verschiedener beitragender Wellen darstellen.

Die Momente sind nach Gleichung (5.4) durch Multiplikation der Gleichung (A.5) mit $Y_{\lambda}^{\mu}(\Omega)$ und Integration über Ω definiert:

$$\langle Y_{\lambda}^{\mu} \rangle = \int \frac{d\Omega}{4\pi} Y_{\lambda}^{\mu}(\Omega) d\Omega \quad (5.4')$$

Die numerischen Werte der Entwicklungskoeffizienten in Gleichung (5.17)

$$a_{l l'}^{m m'} = \begin{pmatrix} 1 & l' & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l' & \lambda \\ m & m' & 0 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{(2l+1)(2l'+1)(2\lambda+1)}{4\pi}}$$

sind in Tabelle 5.2 für die verschiedenen, zu den Momenten (senkrecht) beitragenden Wellen (horizontal) eingetragen.

Aus den Koeffizienten der Tabelle 5.2 und den Gleichungen (5.18) bis (5.20) lassen sich für die Momente $\langle Y_{\lambda}^{\mu} \rangle$ folgende Konsequenzen ableiten:

- (a) Nach Gleichung (5.19) verschwinden alle Momente mit $\mu \neq 0$
- (b) Eine isolierte Resonanz mit Spin J trägt maximal zu dem Moment $\langle Y_{2J}^0 \rangle$ bei (Gl. (5.20)). Zusätzlich wirkt sie sich in allen geraden Momenten mit $\lambda < 2J$ mit unterschiedlicher Stärke aus (Tabelle und Gl. (5.18)).
- (c) Interferenzen von Resonanzen mit Spin ungerade-ungerade sowie gerade-gerade tragen nur zu geraden Momenten, die des Typs ungerade-gerade nur zu ungeraden Momenten bei (Gl. (5.18) und Tabelle 5.2).
- (d) Die negativen Entwicklungskoeffizienten für $m \neq 0$ (Tab. 5.2) können zusammen mit der Regel $|A+B|^2 = |A|^2 + |B|^2 + 2\text{Re}(A^* B)$ unter Umständen negative Momente ergeben (Da bei Streuung von spinlosen Teilchen im Anfangs- und Endzustand die Koeffizienten für $m \neq 0$ verschwinden, treten dort auch keine negativen Momente auf). Der (positiv definite) differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sqrt{4\pi} \langle Y_0^0 \rangle$ weist in allen Fällen nur positive Entwicklungskoeffizienten auf.

Tabelle 5.2 Entwicklungskoeffizienten für die Produktentwicklung

$$Y_{11}^{m_1} \cdot Y_{12}^{m_2} = \sum_{c_{1m}} a_{11}^{m_1} a_{12}^{m_2} Y_1^m$$

COEFFICIENTS FOR M1, M2= 0 0

c.	l2	y ₀ ⁰	y ₁ ⁰	y ₂ ⁰	y ₃ ⁰	y ₄ ⁰	y ₅ ⁰	y ₆ ⁰	y ₇ ⁰	y ₈ ⁰	y ₉ ⁰	y ₁₀ ⁰
1	1	0.282	0.000	0.252	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	2	0.000	0.252	0.000	0.248	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	3	0.000	0.000	0.248	0.000	0.246	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	4	0.000	0.000	0.000	0.246	0.000	0.246	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	5	0.000	0.000	0.000	0.000	0.246	0.000	0.245	0.000	0.000	0.000	0.000
2	2	0.282	0.000	0.180	0.000	0.242	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
2	3	0.000	0.248	0.000	0.168	0.000	0.240	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
2	4	0.000	0.000	0.242	0.000	0.164	0.000	0.239	0.000	0.000	0.000	0.000
2	5	0.000	0.000	0.000	0.240	0.000	0.162	0.000	0.238	0.000	0.000	0.000
3	3	0.282	0.000	0.168	0.000	0.154	0.000	0.237	0.000	0.000	0.000	0.000
3	4	0.000	0.246	0.000	0.154	0.000	0.148	0.000	0.236	0.000	0.000	0.000
3	5	0.000	0.000	0.240	0.000	0.148	0.000	0.146	0.000	0.235	0.000	0.000
4	4	0.282	0.000	0.164	0.000	0.137	0.000	0.142	0.000	0.234	0.000	0.000
4	5	0.000	0.246	0.000	0.148	0.000	0.130	0.000	0.139	0.000	0.234	0.000
5	5	0.282	0.000	0.162	0.000	0.130	0.000	0.123	0.000	0.130	0.000	0.233

COEFFICIENTS FOR M1, M2= 1 -1

c.	l2	y ₀ ¹	y ₁ ¹	y ₂ ¹	y ₃ ¹	y ₄ ¹	y ₅ ¹	y ₆ ¹	y ₇ ¹	y ₈ ¹	y ₉ ¹	y ₁₀ ¹
1	1	0.282	0.000	-0.126	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	2	0.000	-0.219	0.000	0.143	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	3	0.000	0.000	-0.202	0.000	0.151	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	4	0.000	0.000	0.000	-0.195	0.000	0.155	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	5	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.190	0.000	0.158	0.000	0.000	0.000	0.000
2	2	0.282	0.000	0.090	0.000	-0.161	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
2	3	0.000	-0.234	0.000	-0.059	0.000	0.169	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
2	4	0.000	0.000	-0.221	0.000	-0.045	0.000	0.174	0.000	0.000	0.000	0.000
2	5	0.000	0.000	0.000	-0.214	0.000	-0.036	0.000	0.177	0.000	0.000	0.000
3	3	0.282	0.000	0.126	0.000	0.026	0.000	-0.178	0.000	0.000	0.000	0.000
3	4	0.000	-0.238	0.000	-0.099	0.000	-0.010	0.000	0.183	0.000	0.000	0.000
3	5	0.000	0.000	-0.227	0.000	-0.086	0.000	0.000	0.000	0.166	0.000	0.000
4	4	0.282	0.000	0.139	0.000	0.068	0.000	-0.007	0.000	-0.188	0.000	0.000
4	5	0.000	-0.241	0.000	-0.115	0.000	-0.053	0.000	0.017	0.000	0.191	0.000
5	5	0.282	0.000	0.146	0.000	0.087	0.000	0.037	0.000	-0.027	0.000	-0.194

5.2.4 Ergebnisse und Diskussion

Die Momente wurden nach den Definitionsgleichungen (5.5) - (5.8) berechnet. Abb. 5.11-5.14 zeigen die unnormalisierten, Abb. 5.15 - 5.18 die normalisierten Momente $Y_1^{m=0}$ der $\bar{N}N$ -Systeme beider Energien, wobei über ein Intervall der invarianten Masse von 30 MeV und des Viererimpulsübertrages von t_{\min} bis $t=0.5 \text{ GeV}^2$ integriert wurde. Momente mit $l > 10$ sind mit Null konsistent, so daß nur die Momente bis Y_{10}^0 dargestellt werden.

Die Berechnung der Momente erfolgte bei den 16 GeV-Daten unter Verwendung aller Ereignisse, (d.h. vollständige Winkelverteilung), während bei den 10 GeV-Daten nur diejenigen Ereignisse verwendet wurden, die ein Antiproton in Vorwärtsrichtung ($\cos\theta > 0$) aufwiesen, wie es in Kap. 5.2.2 begründet wurde (Annahme der Symmetrie).

Die Momente $Y_1^{m=1}$ sind, da sie sich wegen der unvollständigen Winkelverteilung bei den 10 GeV-Daten nicht sinnvoll berechnen lassen, nur für das $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -System bei 16 GeV in Abb. 5.19 wiedergegeben. Um sie untereinander vergleichen zu können, wurden wegen der Verluste langsamer Protonen drei Integrationsbereiche für den Viererimpulsübertrag t_{pN} gewählt: $t_{pn} \leq 1 \text{ GeV}^2$ ($\bar{p}p$, Abb. 5.19 a), $0.09 \leq t_{pn} \leq 1 \text{ GeV}^2$ ($\bar{p}p$, Abb. 5.19 b) und $0.09 \leq t_{pp} \leq 1 \text{ GeV}^2$ ($\bar{p}n$, Abb. 5.19 c).

Auch bei den 16 GeV-Daten treten ab ca. 2.3 GeV invarianter Masse Gebiete mit verschwindender Akzeptanz auf, die eine korrekte Bestimmung der Momente verhindern. Diese Grenze ist in den Abbildungen der Momente mit einer gestrichelten Linie gekennzeichnet. Unter Voraussetzung der Isotropie in ϕ lassen sich diese Verluste auf maximal 3% bei 2.5 GeV und 7% bei 2.7 GeV invarianter Masse abschätzen./STR76/. Daher wird eine Interpretation der Momente auf Massen bis 2.5 GeV beschränkt.

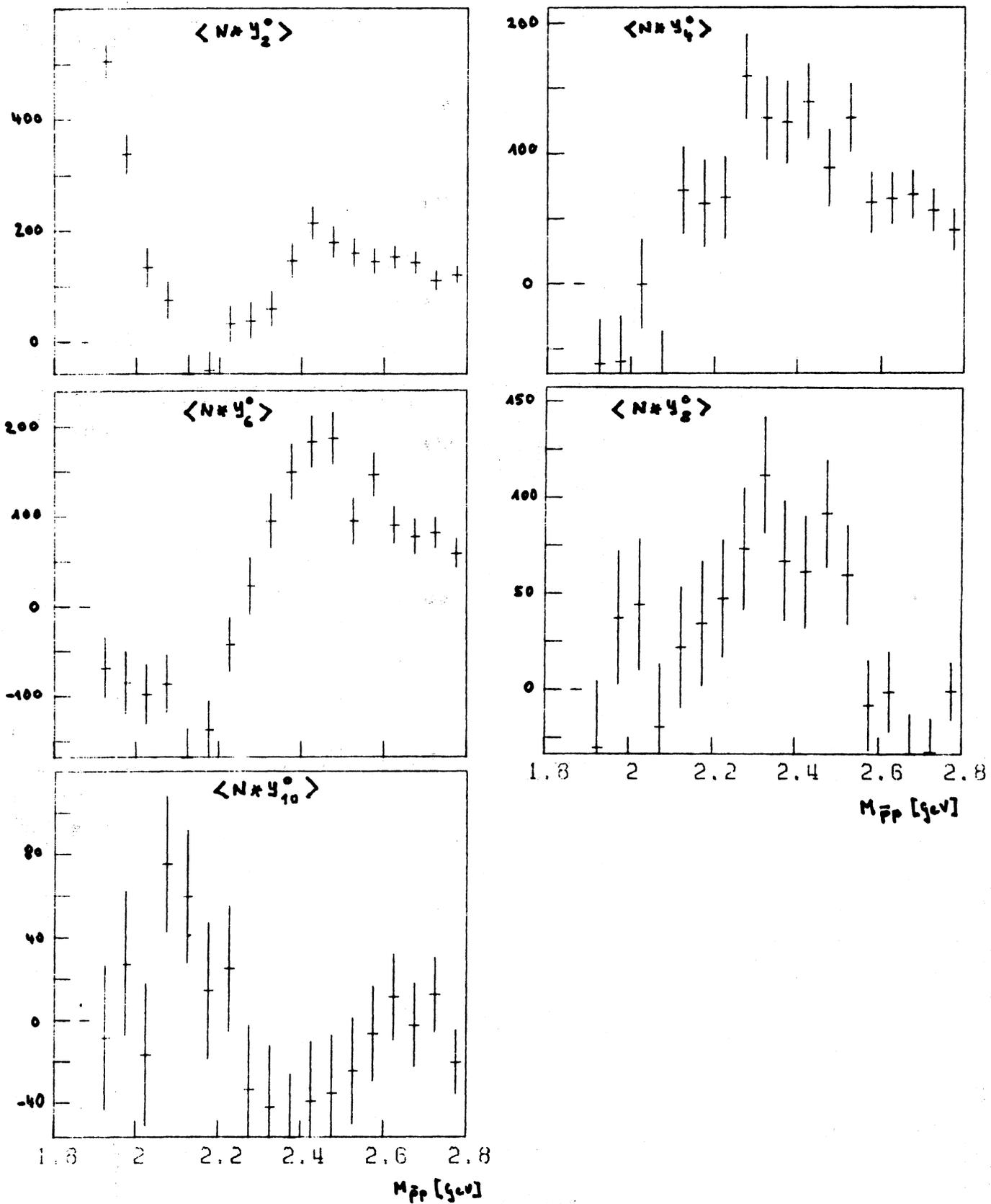


Abb. 5.11: Unnormalisierte gerade Momente des $\bar{p}p$ -Systems für $t_{pn} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ und $\cos \theta_3 > 0$.
10 GeV-Daten

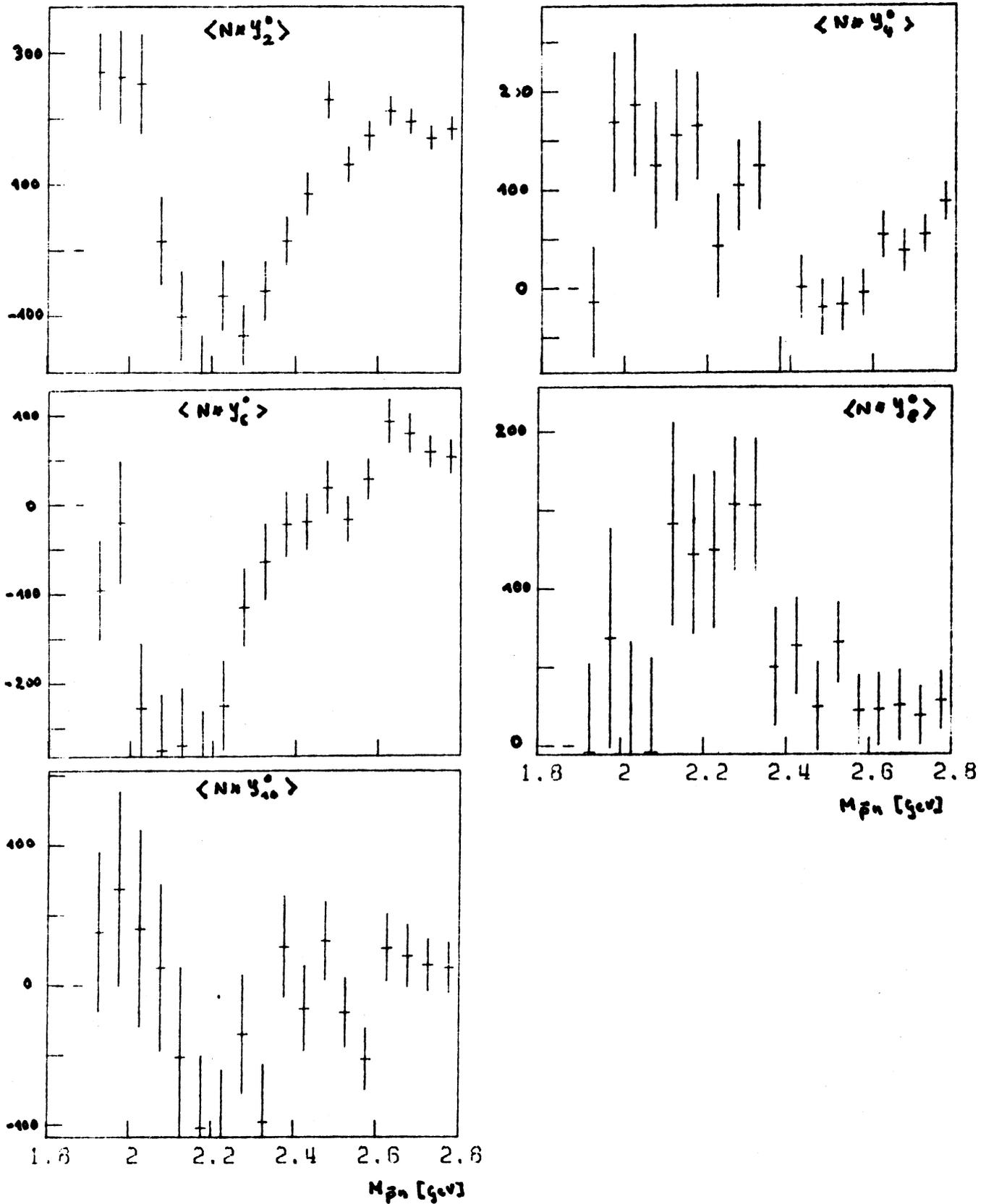


Abb. 5.12: Unnormalisierte gerade Momente des $\bar{p}n$ -Systems für $t_{pp} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ und $\cos \theta_2 > 0$.
10 GeV-Daten

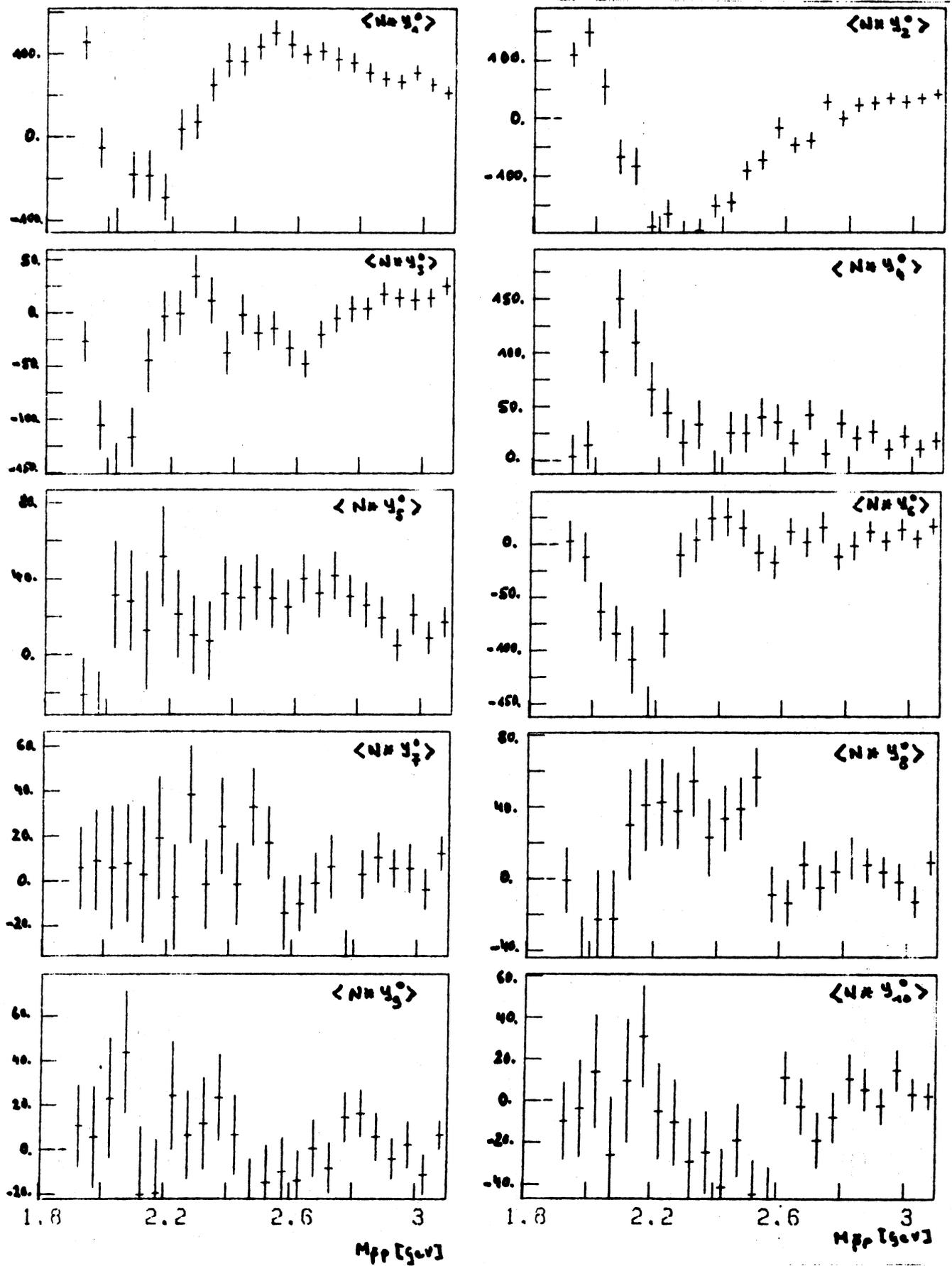


Abb. 5.13: Unnormalisierte Momente des $\bar{p}p$ -Systems
für $t_{pn} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.
16 GeV-Daten

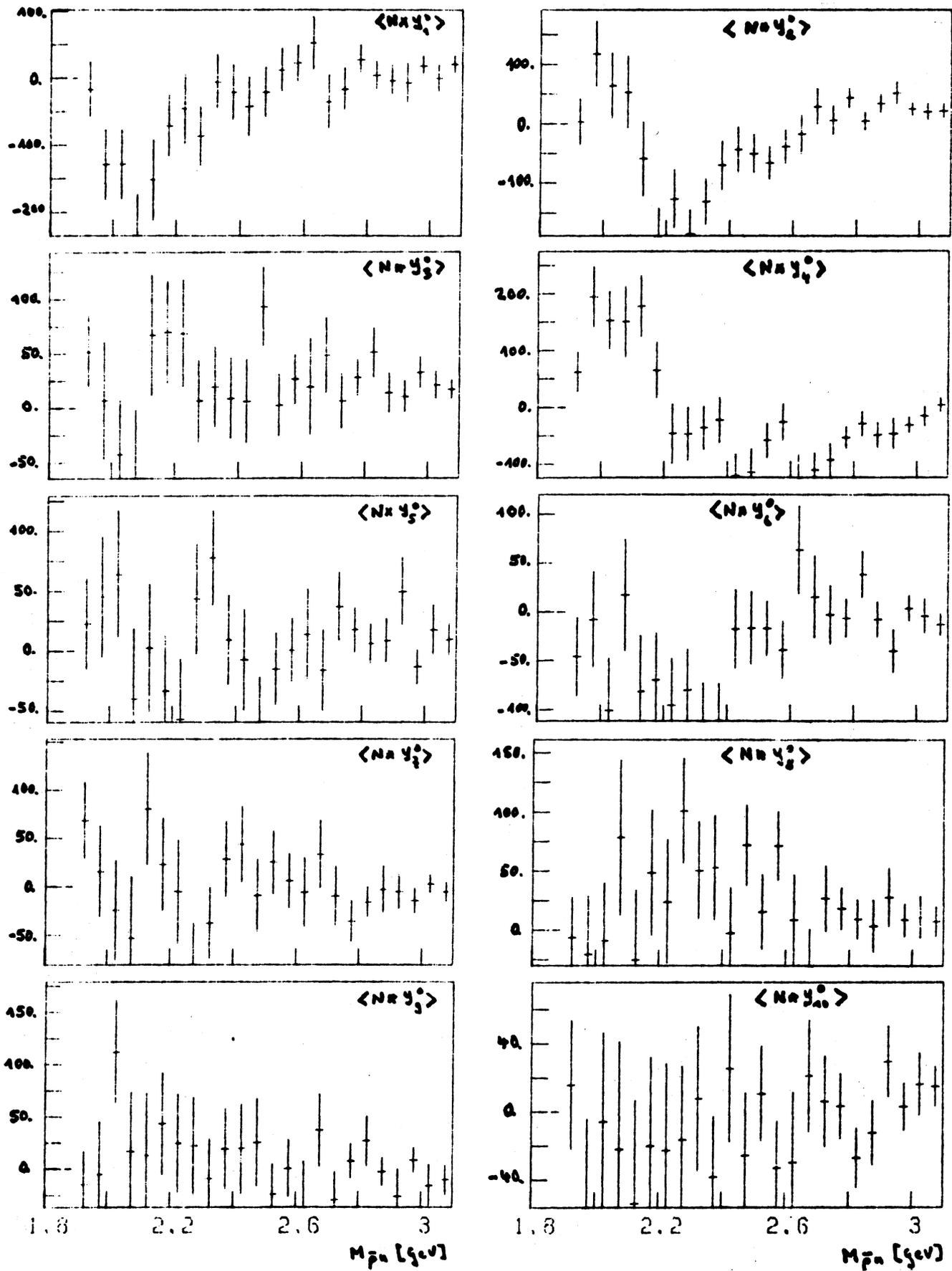


Abb. 5.14: Unnormalisierte Momente des $\bar{p}n$ -Systems
für $t_{pp} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.
16 GeV-Daten

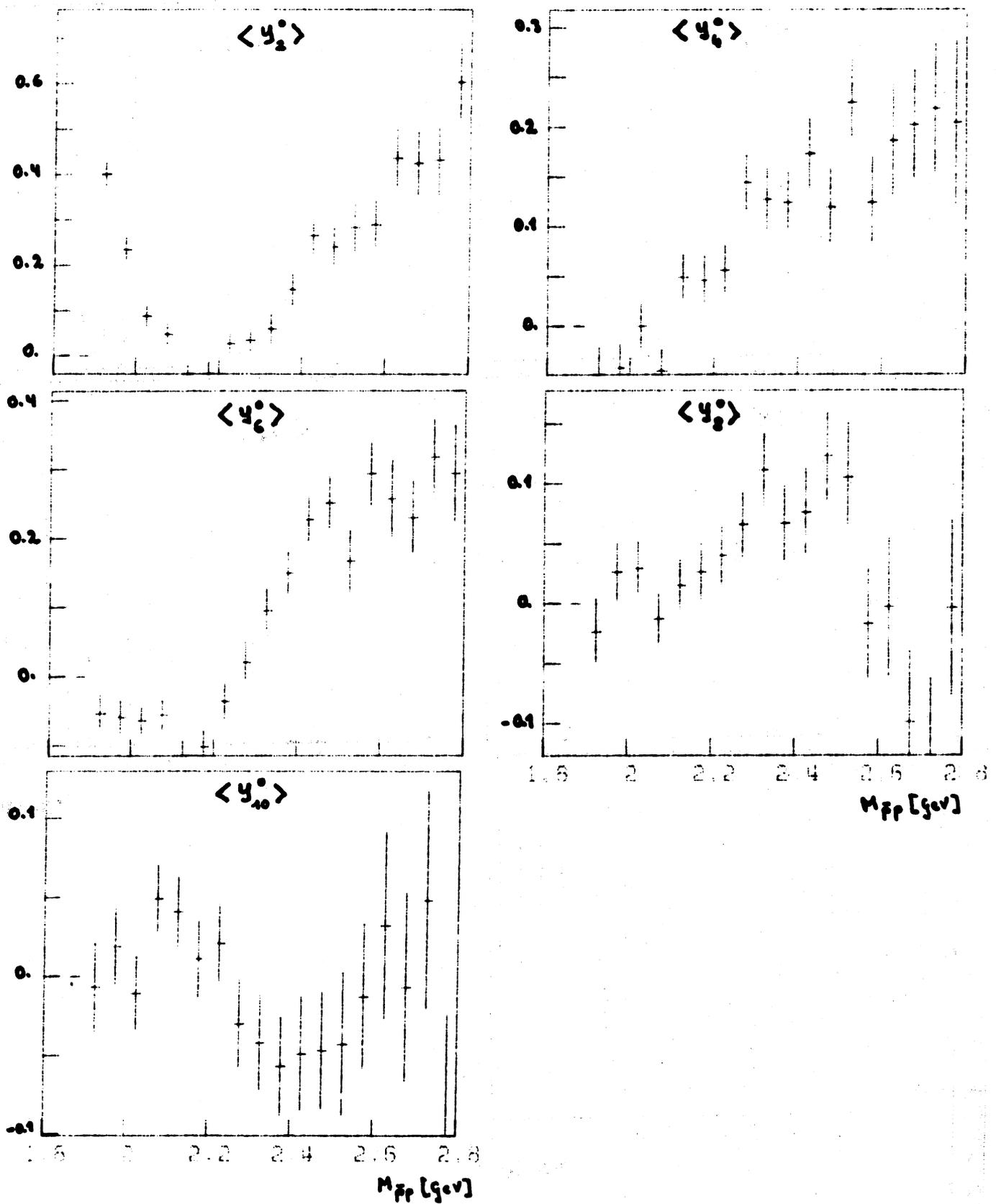


Abb. 5.15: Normalisierte gerade Momente des $\bar{p}p$ -Systems für $t_{pn} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ und $\cos \Theta_j > 0$.
10 GeV-Daten

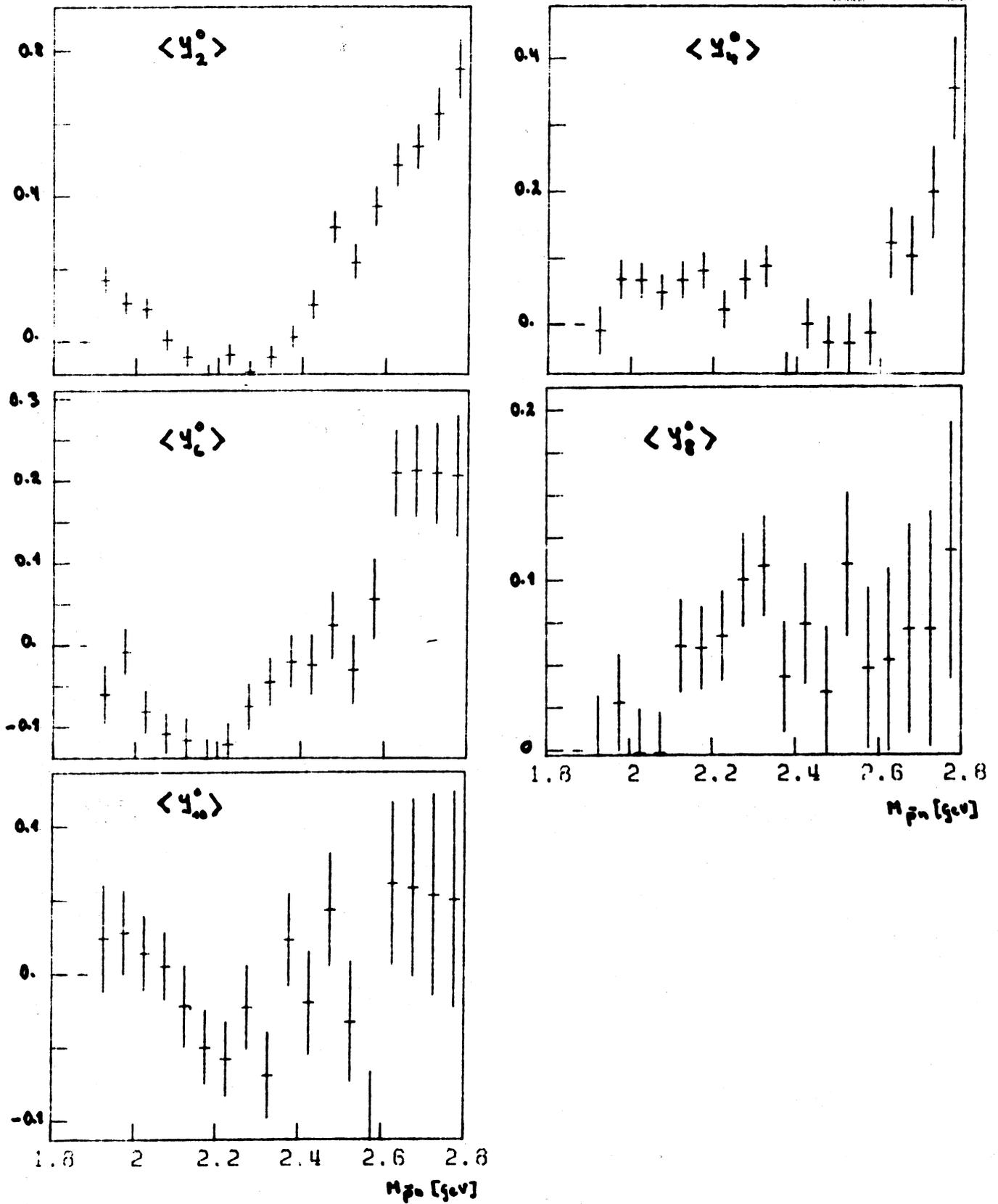


Abb. 5.16: Normalisierte gerade Momente des $\bar{p}n$ -Systems für $t_{pp} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ und $\cos \theta_3 > 0$.
10 GeV-Daten

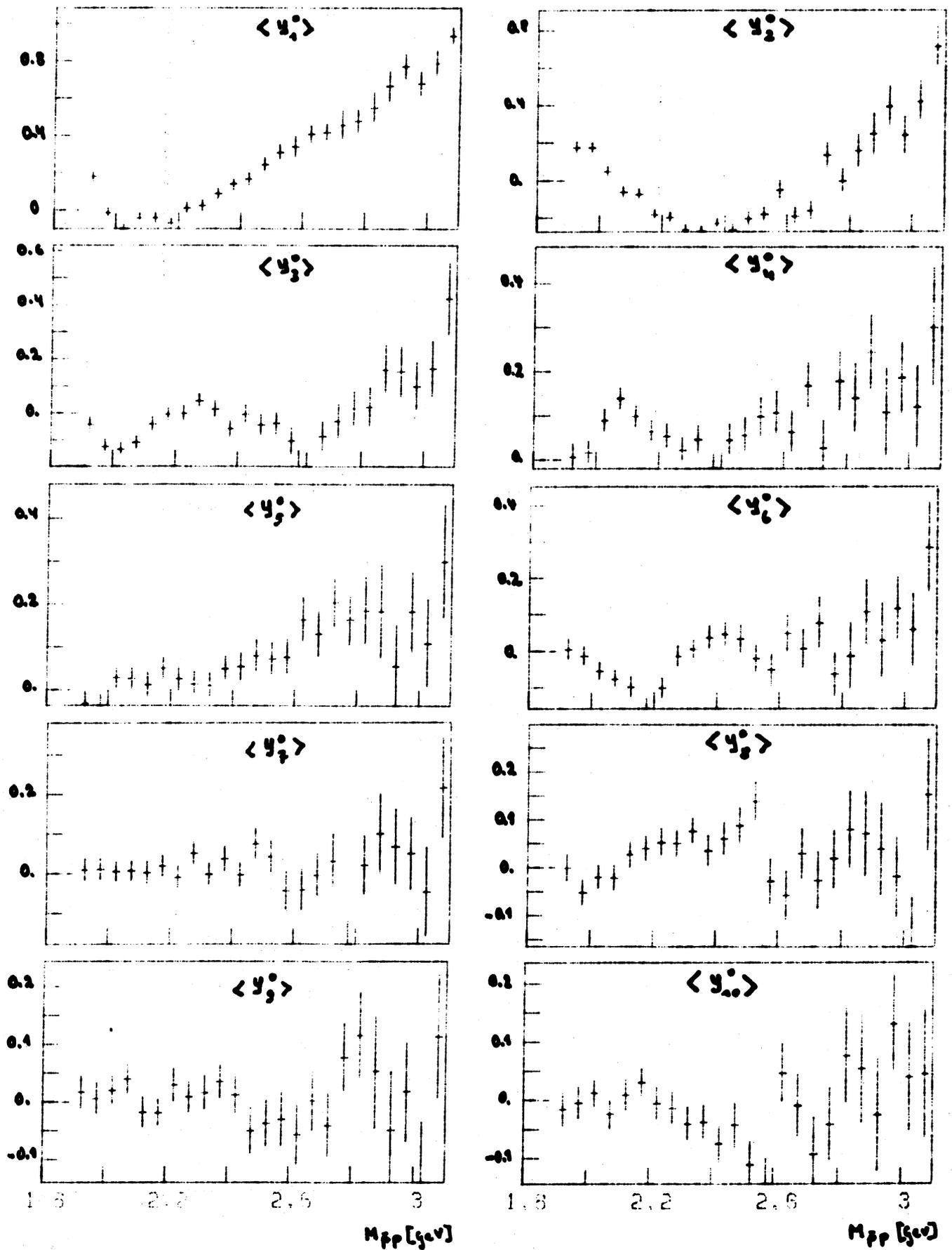


Abb. 5.17: Normalisierte Momente des $\bar{p}p$ -Systems für $t_{pn} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.
16 GeV-Daten

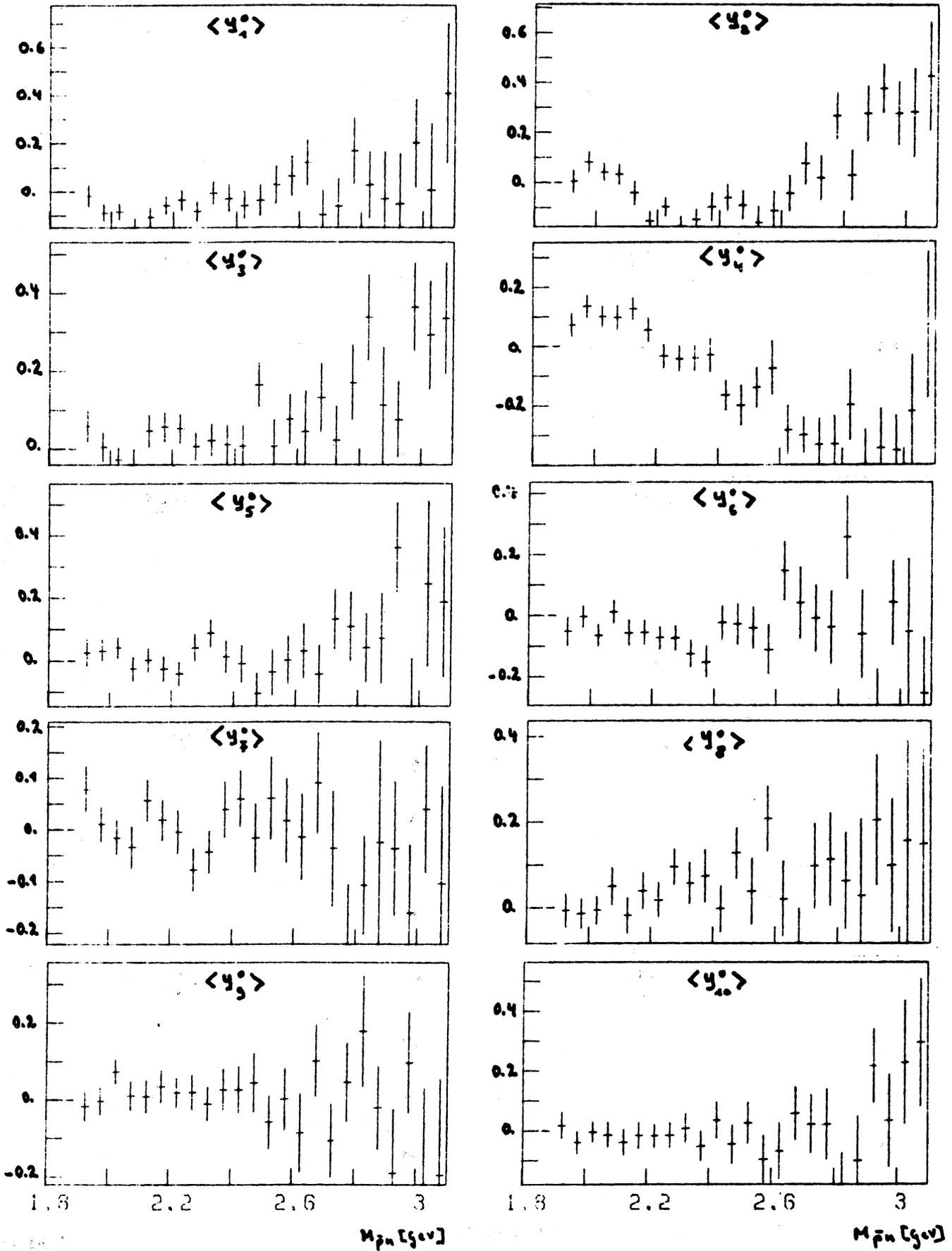


Abb. 5.18: Normalisierte Momente des $\bar{p}n$ -Systems
für $t_{pp} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.
16 GeV-Daten

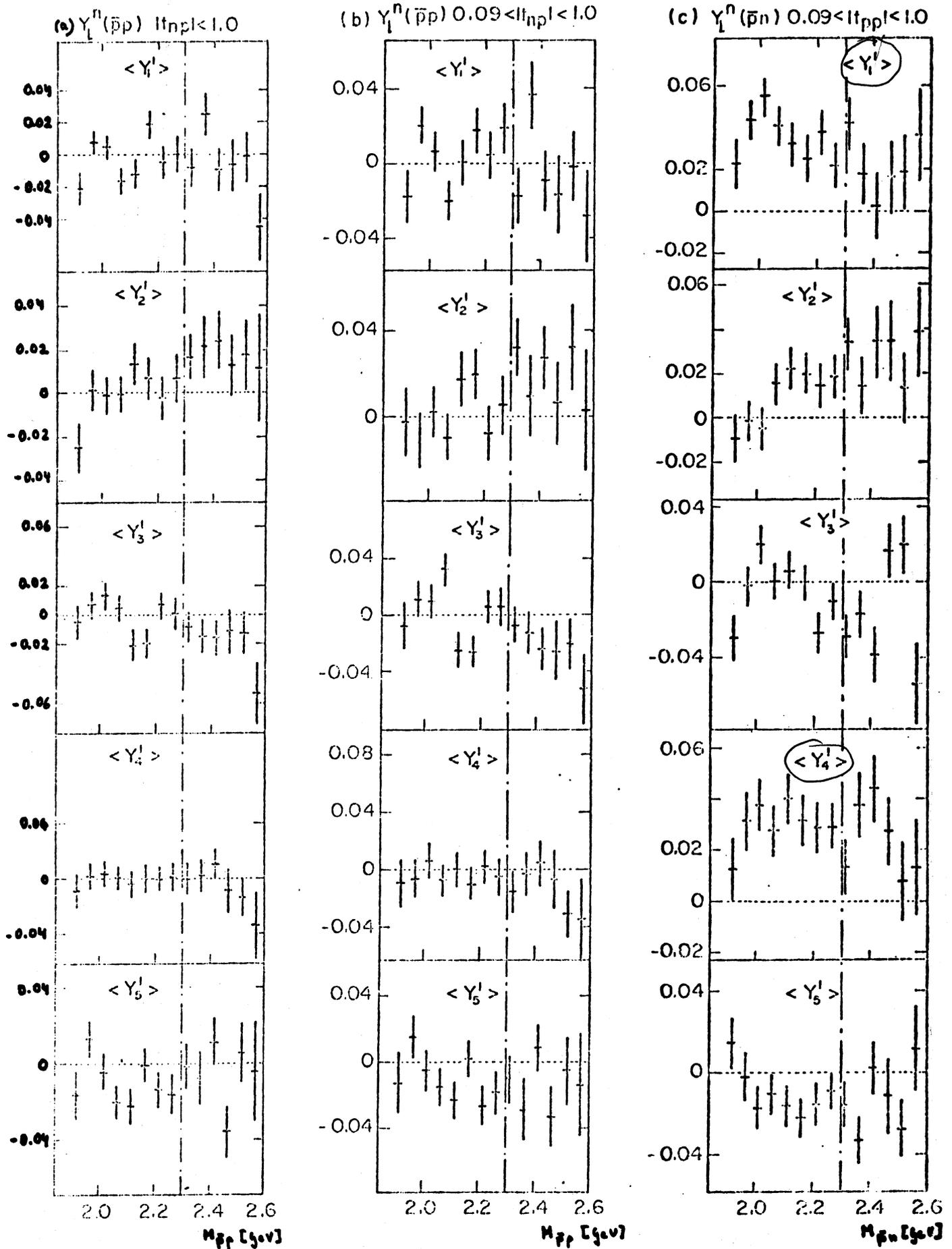
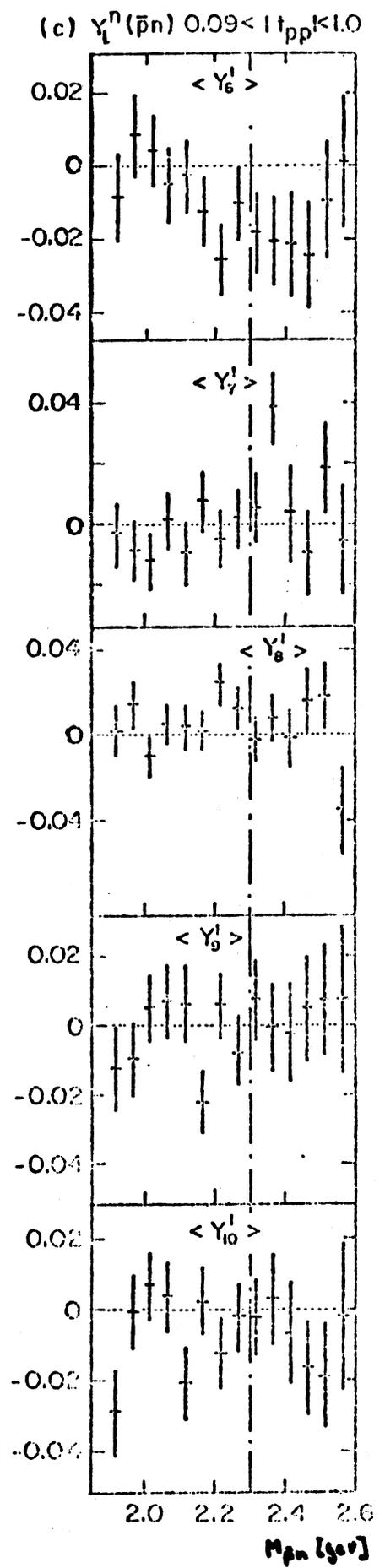
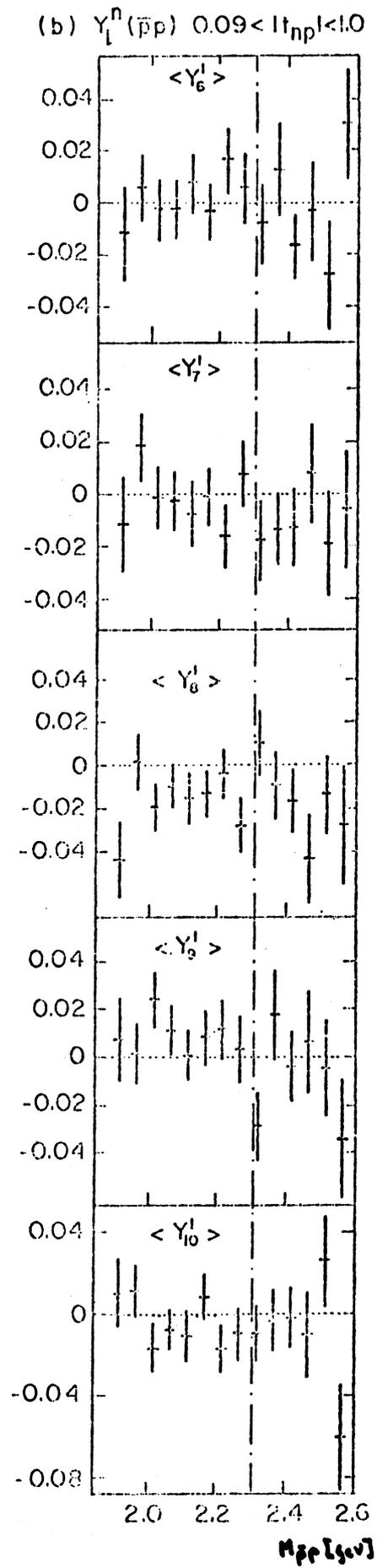
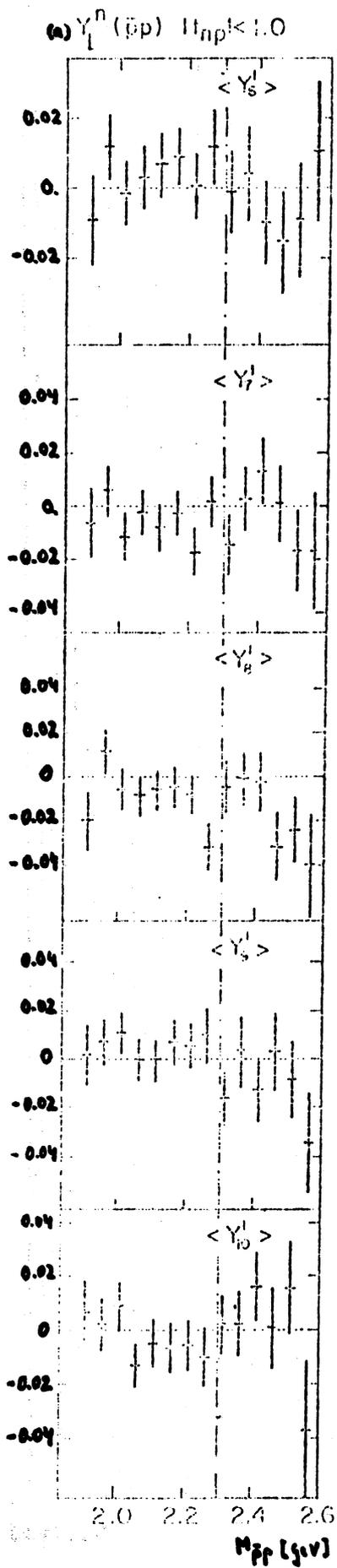


Abb. 5.19: Normalisierte Momente $\langle Y_1^m \rangle$ mit $m=1$ der 16 GeV-Daten
 (a): $\bar{p}p$ -System für $t_{pn} < 1 \text{ GeV}^2$
 (b): $\bar{p}p$ -System für $0.09 < t_{pn} < 1 \text{ GeV}^2$
 (c): $\bar{p}n$ -System für $0.09 < t_{pn} < 1 \text{ GeV}^2$



Fortsetzung Abb. 5.19

Den Daten der Abb. 5.19 läßt sich entnehmen, daß die Momente $Y_1^{m=1}$, die Anisotropien in ϕ aufzeigen, für das $\bar{p}p$ -System innerhalb von zwei Standardabweichungen mit Null konsistent sind, während die Momente des $\bar{p}n$ -Systems Y_1^1 und Y_4^1 signifikante Abweichungen von Null aufweisen. Dieser Effekt kann nicht mit den Verlusten langsamer Protonen erklärt werden, da durch die gewählten Integrationsgrenzen in t ($0.09 \leq t \leq 1 \text{ GeV}^2$) alle Protonenverluste korrigierbar sind. Weiterhin zeigen sich im $\bar{p}p$ -System unter demselben Schnitt in t (Abb. 5.19 b) keine signifikanten Änderungen in den mit Null konsistenten Momenten $Y_1^{m=1}$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem des χ^2 -Tests (Kap. 5.1.1) überein, daß die Hypothese der Gleichverteilung in ϕ für das $\bar{p}n$ -System der 10 GeV-Daten bis zu Massen von 2.3 GeV abzulehnen ist. Damit ergibt sich ein weiteres Indiz, daß andere Beiträge als Ein-Pion-Austauschprozesse für die Erzeugung von $\bar{p}n$ -Paaren von Bedeutung sind. Eine direkte Interpretation der Momente des $\bar{p}n$ -Systems wird daher sehr unzuverlässig, weil die Interpretationshinweise in Kap. 5.2.3 den Ein-Pion-Austausch zur Voraussetzung hatten. Im Rahmen der Partialwellenanalyse des $\bar{p}p$ -Systems (Kap. 6) wird darauf näher eingegangen.

Wie die polare Winkelverteilung, so zeigen auch nahezu alle Momente $Y_1^{m=0}$ trotz des strukturlosen Massenspektrums eine sehr starke, massenabhängige Aktivität, die höheren Momente ($l \geq 6$) der 16 GeV-Daten jedoch mit einer geringeren Signifikanz als die 10 GeV-Daten. Besonders ausgeprägte Intensitäten bzw. Intensitätsänderungen treten in den Momenten Y_2^0 und Y_6^0 bei einer invarianten Masse von 1.95 bzw. 2.1 GeV im $\bar{p}p$ -System und, etwas schwächer, im $\bar{p}n$ -System beider Energien auf. Weiterhin lassen sich in den Momenten Y_8^0 und Y_{10}^0 des $\bar{p}p$ -Systems, insbesondere der 10 GeV-Daten Signale bei ca. 2.35 GeV invarianter Masse erkennen, die in den Momenten des $\bar{p}n$ -Systems nicht sichtbar sind.

Die ausgeprägte Struktur der Momente Y_6^0 , Y_8^0 und Y_{10}^0 deuten auf das Vorhandensein von drei Resonanzen hin, die in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ gefunden wurden (siehe Kap. 6).

Da jedoch bei exklusiven Messungen von Formationsexperimenten des Typs $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ Untersuchungen unterhalb einer $\bar{p}p$ -Masse von ca. 2.05 GeV (~ 800 MeV Einschußimpuls) aus experimentellen Gründen nur schwer durchzuführen sind, liegen hiervon keine Daten vor, die einen Vergleich des Momentes Y_2^0 im Bereich des Signales ermöglichen würden.

Die starke Intensitätsänderung des Momentes Y_2^0 läßt auf einen Spin $J \neq 1$ (siehe Kap. 5.2.3) schließen. Effekte der Drehimpulsbarriere, die sich in einem nicht-relativistischen Ansatz abschätzen lassen /DON75/: $J \leq p \cdot R + 1$ (p =Schwerpunktsimpuls, R = Reichweite der Kernkräfte ~ 1.4 fm), favorisieren jedoch einen Spin von $J \neq 2$. Wie sich anhand der Argumentation in Kap. 5.2.3 und den Entwicklungskoeffizienten der Tab. 5.2 zeigen läßt, kann bei Kopplung der Amplituden an nur einen der beiden möglichen Bahndrehimpulse $l = J \pm 1$ das Moment Y_{2J}^0 der betreffenden Resonanz mit Spin J in dem resonierenden Massenbereich verschwinden. Somit kann dem Signal in Y_2^0 Spin $J=1$ oder $J=2$ zugeordnet werden.

Ein Vergleich der hier gemessenen Momente des $\bar{p}p$ -Systems mit den Daten eines ähnlichen Experimentes /GRA74/ zeigt weitgehend gute Übereinstimmung insbesondere mit den Momenten der 16 GeV-Daten.

6. Die Partialwellenanalyse

6.1 Physikalische Annahmen

Die Dominanz des Ein-Pion-Austausches ist durch die bisherige Untersuchung für das $\bar{p}p$ -System beider Energien bestätigt (Isotropie in ϕ , differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dm dt}$). Damit läßt sich der Partialwellenanalyse für das $\bar{p}p$ -System die Reaktion $\pi^+ \rightarrow \bar{p}p$ zugrunde legen. Aus praktischen Gründen ist eine Untersuchung der über das detaillierte Gleichgewicht (siehe z.B. /LE073/) äquivalenten Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+$ vorzuziehen, weil der Bahndrehimpuls der spinlosen Pionen direkten Aufschluß über die beteiligten Spins liefert (siehe auch Anhang A).

Für das $\bar{p}n$ -System muß wegen der Ladungsinvarianz bei starker Wechselwirkung ein etwa gleich starker Beitrag des Ein-Pion-Austauschprozesses bestehen (siehe Anhang B); er wird aber in stärkerem Maße als das $\bar{p}p$ -System durch weitere Erzeugungsprozesse überlagert, wie es sich einerseits in den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten, andererseits auch in der Anisotropie des Treiman-Yang-Winkels (vergl. Tab. 5.1) quantitativ andeutet.

Die Messungen geeigneter Umkehrreaktionen $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^0$ bzw. $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^-$ /SUS77, COO77/ erlauben wegen ihrer geringen Statistik zur Zeit noch keine Rückschlüsse über die Art der zusätzlichen Prozesse. Bei Berücksichtigung von Austauschprozessen mit Spin $\neq 0$ Teilchen in der Partialwellenanalyse würde sich die Anzahl der beitragenden Amplituden (und damit der freien Parameter) stark erhöhen. Bei der Qualität der Daten dieses Experimentes erscheint eine Analyse unter solchen, komplizierten Voraussetzungen nicht möglich. Für das $\bar{p}n$ -System wurde daher von einer Partialwellenanalyse abgesehen.

Die Beschränkung der Daten erlaubt es auch nicht, bei der Analyse Effekte wie Absorption /PMA73/ zu berücksichtigen, die sich insbesondere in den Momenten mit $m \neq 0$ auswirken würden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Partialwellenanalyse $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ anhand der gemessenen Momente unter folgenden Einschränkungen durchgeführt wird:

- a) Die Momente mit $m \neq 0$ werden auf Null gesetzt bzw. nicht ausgewertet.
- b) Keine Absorptionskorrekturen
- c) Bei den 10 GeV-Daten werden nur die Momente mit l=gerade und $m=0$ verwendet (Annahme der Symmetrie um $\cos \theta = 0$, siehe Kap. 5.2.2)

Als Konsequenz des reinen Ein-Pion-Austausches ergeben sich mit der Bestimmung des Spins einer Resonanz auch deren übrigen Quantenzahlen (siehe Kap. 4.2.2).

6.2 Parametrisierung der Partialwellen und des Untergrundes

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ läßt sich nach der im Anhang A durchgeführten Entwicklung der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt darstellen durch:

$$\frac{d^3\sigma}{dm d\Omega} = F \cdot \frac{1}{4 \cdot k^2} \left\{ \left| \sum_{l=0}^{\infty} a_l^{\dagger} Y_l^0(\alpha) \right|^2 + \left| \sum_{l=0}^{\infty} b_l^{\dagger} Y_l^1(\alpha) \right|^2 \right\} \quad (\text{A.5})$$

$$\text{mit } a_l^{\dagger} = \sqrt{l} T_l^{l=J-1} - \sqrt{l+1} T_l^{l=J+1}$$

$$b_l^{\dagger} = \sqrt{l+1} T_l^{l=J-1} + \sqrt{l} T_l^{l=J+1}$$

$$k = \text{Schwerpunktsimpuls} \quad F = f(t_{\min}, t_{\max}, M)$$

Die $T_J^{l \pm}$ sind die Übergangsmatrixelemente für den Gesamtdrehimpuls J und Bahndrehimpuls l . Beide Drehimpulse sind wegen der $\bar{p}p$ -Triplet-Konfiguration 3S_1 (siehe Kap. 4.2.2) durch die Beziehung $J = l \pm 1$ verknüpft.

Die massenabhängige Parametrisierung für jede Resonanz mit Spin J erfolgte durch einen konventionellen Breit-Wigner-Ansatz $BW_J(m)$ mit einem nicht resonanten und nur schwach massenabhängigen Untergrund $BG_J(m)$:

$$T_J^{l\pm} = BW_J(m) + BG_J(m)$$

mit $BG_J(m) = B_J^{\pm} \cdot q_{\bar{p}p} = B_J^{\pm} \cdot \sqrt{m^2/4 - m_p^2} \quad (6.1)$

$$BW_J(m) = \frac{A_J^{\pm}}{C_J(m) - i} \quad C_J(m) = \frac{(m - M_J)^2}{\Gamma_J} \quad (6.2)$$

M_J = Masse der Resonanz J

Γ_J = Breite der Resonanz J

A_J^{\pm} reell, B_J^{\pm} komplex

Der Einfluß von Drehimpulseffekten auf die Form des Resonanzprofils wurde nicht berücksichtigt.

Diese Parametrisierung der Partialwellen stimmt mit dem bei einer Untersuchung der Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ /NIC73/ sowie eines zu diesem ähnlichen Experimentes /MEI74/ verwendeten Ansatz überein.

Es gibt Alternativen in der Parametrisierung des Untergrundes /CAR77,DON75/, die nicht berücksichtigt wurden.

6.3 Zur Durchführung der Anpassung

Die durch die Gleichungen (6.1) und (6.2) definierten freien Parameter (4 pro Resonanz: A_J^+ , A_J^- , M_J , Γ_J und 4 pro Untergrundterm: $\text{Re } B_J^+$, $\text{Im } B_J^+$, $\text{Re } B_J^-$, $\text{Im } B_J^-$) werden durch Anpassung an die unnormalisierten Momente, die über Gl. (5.4) den Winkelverteilungen (A.5) äquivalent sind, bestimmt.

Da die Momente Y_1^0 mit $l \gg 10$ konsistent mit Null sind, ist eine Beschränkung der erlaubten Spinzustände auf $J \leq 5$ sinnvoll.

Diese Beschränkung in l wird auch durch die Messungen der Umkehrreaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ bestätigt /CAR77/, die Evidenz für drei breite Resonanzen in einem mit diesem Experiment gemeinsamen Massenbereich oberhalb 2.05 GeV aufzeigten:

$J^{PC} \quad I^G$	$3^{--} \quad 1^+$	$4^{++} \quad 0^+$	$5^{--} \quad 1^+$	
Masse	2.15	2.31	2.48	GeV
Breite	0.2	0.21	0.28	GeV

Tab. 6.1: Resonanzparameter für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ /CAR77/

Aus experimentellen Gründen (Probleme der Strahlführung) wurde bisher bei Formationsexperimenten erst oberhalb eines Massenwertes von ca. 2.05 GeV ($p_{\text{Strahl}} \sim 800$ MeV) untersucht.

Somit sind hier zwei Aufgaben definiert: die Untersuchung auf weitere resonante Zustände in Schwellennähe und die Prüfung auf Konsistenz mit den Resonanzen der Tab. 6.1 im oberen Massenbereich. Tatsächlich läßt sich das hier gemessene Massenspektrum nicht allein mit den Resonanzen der Tab. 6.1 beschreiben. Versuche, nur Beiträge einer vierten Resonanz zuzulassen, führten zu inakzeptablen Abweichungen der Vorhersage von den experimentellen Daten. Zur Beschreibung der Momente wurde daher ein Fit mit insgesamt fünf Resonanzen (einschließlich der in Tab. 6.1 enthaltenen) versucht, wobei für die zwei unbekanntenen Resonanzen Spin $J=1$ bzw. $J=2$ angenommen wurde.

Die Anpassung der in Gleichungen (6.1) und (6.2) definierten freien Parameter erfolgt nach der χ^2 -Minimalisierungsmethode mit Hilfe des Programmes MINUIT /JAM72/. Durch die große Anzahl der freien Parameter und des komplexen Entwicklungsformalismus (Anhang A) ergibt sich eine komplizierte Struktur der χ^2 -Hyperflächen, die eine Auffindung des absoluten Minimums erschwert. Hinzu kommt, daß die Momente zum Teil nicht sensitiv genug für unterschiedliche Parametrisierungen sind (d.h. geringe Veränderung des χ^2), was ebenfalls die Lokalisierung des absoluten Minimums behindert. Fernerhin ist die Anzahl der gleichzeitig zu variierenden Parameter auf 15 beschränkt.

Zwei unterschiedliche Verfahrensweisen der iterativen Approximation wurden angewendet:

- (a) Als Startwerte für die Massen und Breiten der J=3,4,5-Resonanzen wurden die Werte in der Tabelle 6.1 gesetzt und zu Beginn festgehalten. Alle Amplituden A_J^{\dagger} und die Werte für die Massen und Breiten für Resonanzen mit Spin J=1,2 wurden ohne Untergrundterme zur Variation freigegeben.
- (b) Mit einer Beschränkung auf Werte der invarianten Masse bis 2.3 GeV wurde eine Anpassung an die Momente bis l=6, ohne die Parameter für die Resonanzen mit J=4 und 5 hinzuzunehmen, durchgeführt und erst in der darauf folgenden Iteration auch die höheren Massen, Momente und Parameter hinzugenommen. Auch hier wird die Masse und Breite für Resonanzen mit Spin J=3,4,5 der Tab. 6.1 entnommen und der Untergrund auf Null gesetzt.

Nach Auffindung des wahrscheinlichsten Minimums wurden Untergrundterme B_J^{\dagger} für J=1,2 bei beiden Approximationen hinzugenommen und die bis dahin festgehaltenen Parameter der Tab. 6.1 zur Variation freigegeben.

6.4 Ergebnisse und Interpretation

Die Anpassung der freien Parameter wird (entsprechend (a) und (b) in Kap. 6.3) zuerst an den geraden Momenten des $\bar{p}p$ -Systems der 10 GeV-Daten durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt und in Abb. 6.1 graphisch dargestellt. Mit einem χ^2 /Freiheitsgrad (FG) von ~ 1.5 ist diese Anpassung befriedigend und erweist sich als stabil: nach Austausch der Werte für Masse und Breite für eine Resonanz mit Spin $J=1$ und $J=2$ führt die Anpassung in das ursprüngliche Minimum zurück.

Die Werte für die Amplituden A_J^\pm und B_J^\pm in Tab. 6.2 sind keine absoluten Größen, da bei der Anpassung noch eine festzulegende Normierungskonstante eingeht. Daher sind diese Parameter nur relativ zu bewerten.

Die Fehler für die Fitparameter (Amplituden, Massen und Breiten) sind den Ergebnissen der Anpassung mit dem Programm MINUIT entnommen. Nach der darin verwendeten Berechnungsmethode wird eine Standardabweichung des Fitparameters durch die Vergrößerung des χ^2 um 1 bei Variation dieses Parameters definiert /JAM72/ und ist daher mit Sicherheit unterschätzt.

Wie sich der Tab. 6.2 entnehmen läßt, werden die Daten durch fünf Resonanzen beschrieben, die im Vergleich zu ihrer Breite (~ 200 MeV) relativ dicht beieinander liegen und wegen ihrer nicht zu unterschiedlichen Beiträge das strukturlose Massenspektrum erklären können. Die Ergebnisse der Anpassung sind im oberen Massenbereich (≥ 2.05 GeV) konsistent mit drei Resonanzen aus der Analyse der Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \tau^+\tau^-$ /CAR77/ (siehe Tab. 6.1). Mit den Ergebnissen der Analyse eines zu

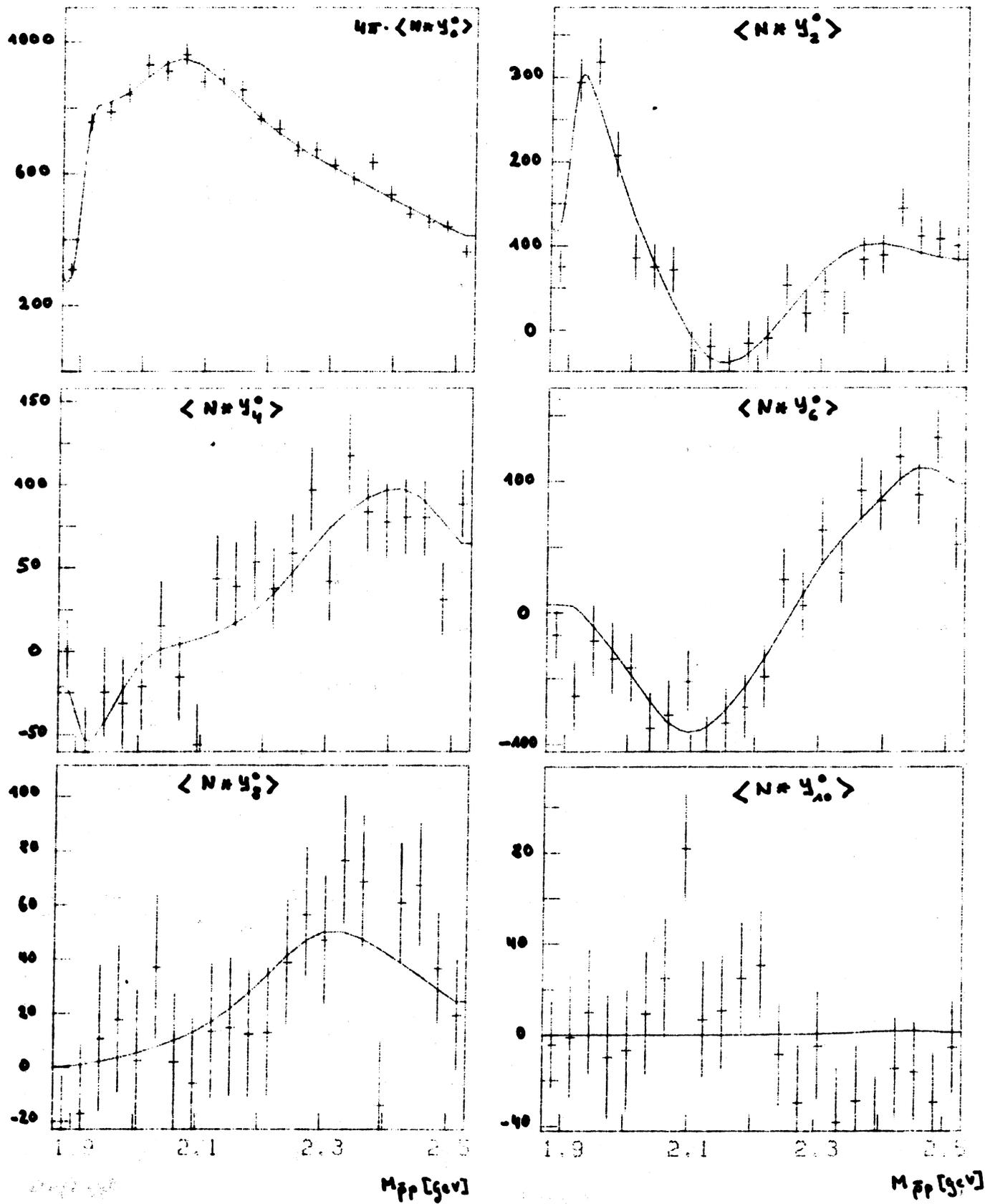


Abb. 6.1 : Gerade Momente des $\bar{p}p$ -Systems mit der Anpassung durch die Partialwellenanalyse (durchgezogene Linie). 10 GeV-Daten

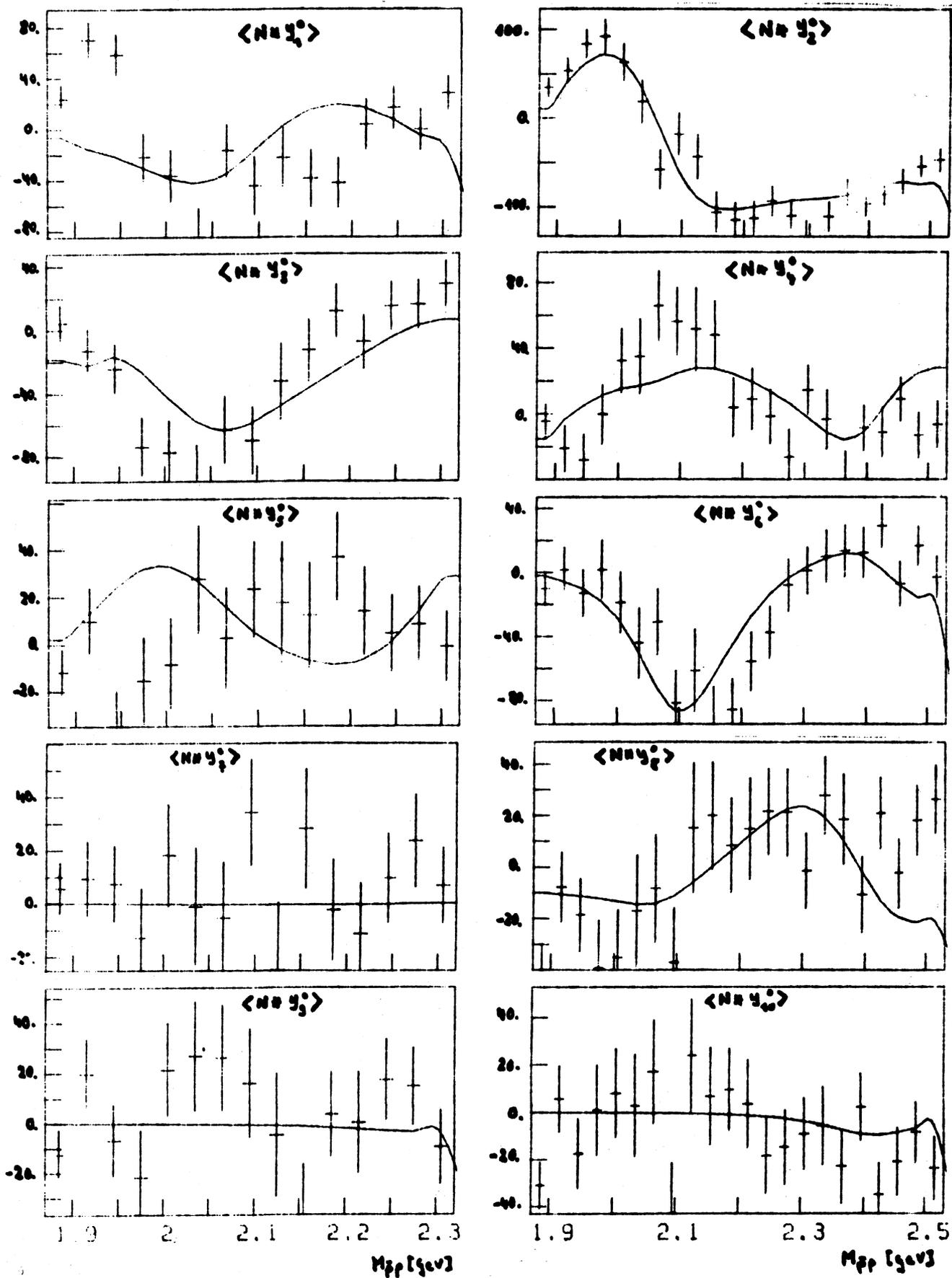


Abb. 6.1b: Momente des $\bar{p}p$ -Systems mit der Anpassung durch die Partialwellenanalyse (durchgezogene Linie).

16 GeV-Daten

der hier untersuchten Messung ähnlichen Produktionsexperimentes, die fünf sehr breite Resonanzen ($\Gamma \geq 500$ MeV) über den gesamten Massenbereich liefert /HYA74, MEI74/, ist die Übereinstimmung nicht befriedigend.

Die Anpassung an das $\bar{p}p$ -System der 16 GeV-Daten unter Freigabe der Amplituden und Festhalten der Werte für Massen und Breiten fällt mit einem χ^2/FG von ~ 2.3 ungünstiger aus als bei den 10 GeV-Daten. Versuche, diese Momente unabhängig von den Ergebnissen der Tab. 6.2 zu beschreiben, liefern keine günstigeren Ergebnisse. Dies liegt in der gegenüber den 10 GeV-Daten geringeren statistischen Signifikanz (d.h. geringe Variation des χ^2 bei Variation eines Parameters) begründet.

Um die hohe Statistik der 10 GeV-Daten und die vollständig korrigierbare Akzeptanz der 16 GeV-Daten zu vereinen, wird abschließend eine Anpassung an den gemittelten Momenten beider Energien durchgeführt. Die Mittelung erfolgt nur in den Bereichen, in denen die Akzeptanz für die 10 GeV-Ereignisse größer als 5% ist (vergl. Abb. 3.1). Da in den übrigen Bereichen nur die 16 GeV-Daten verwendet werden, wird die Gesamtanzahl der Ereignisse auf die der 16 GeV-Daten normiert. Dieses Mittelungsverfahren setzt (wie auch schon die Partialwellenanalyse an sich) für die Reaktion $\bar{w}p \rightarrow (\bar{p}p)n$ denselben Produktionsmechanismus (Ein-Pion-Austausch) bei beiden Energien voraus, was durch die Analyse in Kap. 4 und 5 sowie durch die Untersuchung eines ähnlichen Experimentes /HYA74/ bestätigt wird.

Die Ergebnisse der Anpassung an die gemittelten Momente sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt und in Abb. 6.2 graphisch dargestellt. Mit einem χ^2/FG von 1.6 ist diese Anpassung ebenfalls befriedigend. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Tabelle 6.2 führt die Anpassung zu Lösungen, die niedrigere Massenwerte für die Resonanzen mit Spin $J=1$ und 2 sowie veränderte Werte für die Amplituden ergeben. Sie werden in erheblichen Maße durch die ungeraden Momente beeinflusst, da sie die Interferenzeffekte zwischen geraden und ungeraden Spin enthalten (vergl. Kap. 5.2.3) und bei den 10 GeV-Daten nicht berechnet werden konnten.

Um die Signifikanz der Ergebnisse zu überprüfen, läßt sich die Zunahme des χ^2/FG bei Fortlassen jeweils einer Resonanz auswerten:

- (a) Eine Parametrisierung ohne eine Resonanz mit $J=5$ verändert das χ^2/FG nicht, d.h. die Daten sind zur Bestimmung der Resonanzparameter nicht sensitiv genug.
- (b) Ein Fortlassen der Resonanz mit $J=2$ erhöht das χ^2/FG auf 1.9
- (c) Ohne die Resonanz mit $J=1$ nimmt das χ^2/FG auf 3.6 zu.

Somit erscheint eine Parametrisierung der Momente durch mindestens vier Resonanzen mit Spin $J=1, 2, 3$ und 4 notwendig.

Zur Beschreibung der experimentellen Daten in Schwellennähe wird durch die Partialwellenanalyse die Existenz zweier Resonanzen mit Spin $J=1$ und $J=2$ gefordert (siehe Tab. 6.3).

Trägt man in einem Chew-Frautschi-Plot die Quadrate der Massen gegen den betreffenden Spin auf (Abb. 6.3), so liegt die Resonanz mit $J=2$ auf einer Geraden mit den Resonanzen höheren Spins. Bei Verlängerung dieser Geraden ergibt sich mit der Horizontalen für $J=1$ ein Schnittpunkt bei einer invarianten Masse von 1.67 GeV, der dem $\rho'(1600)$ zugeordnet werden könnte.

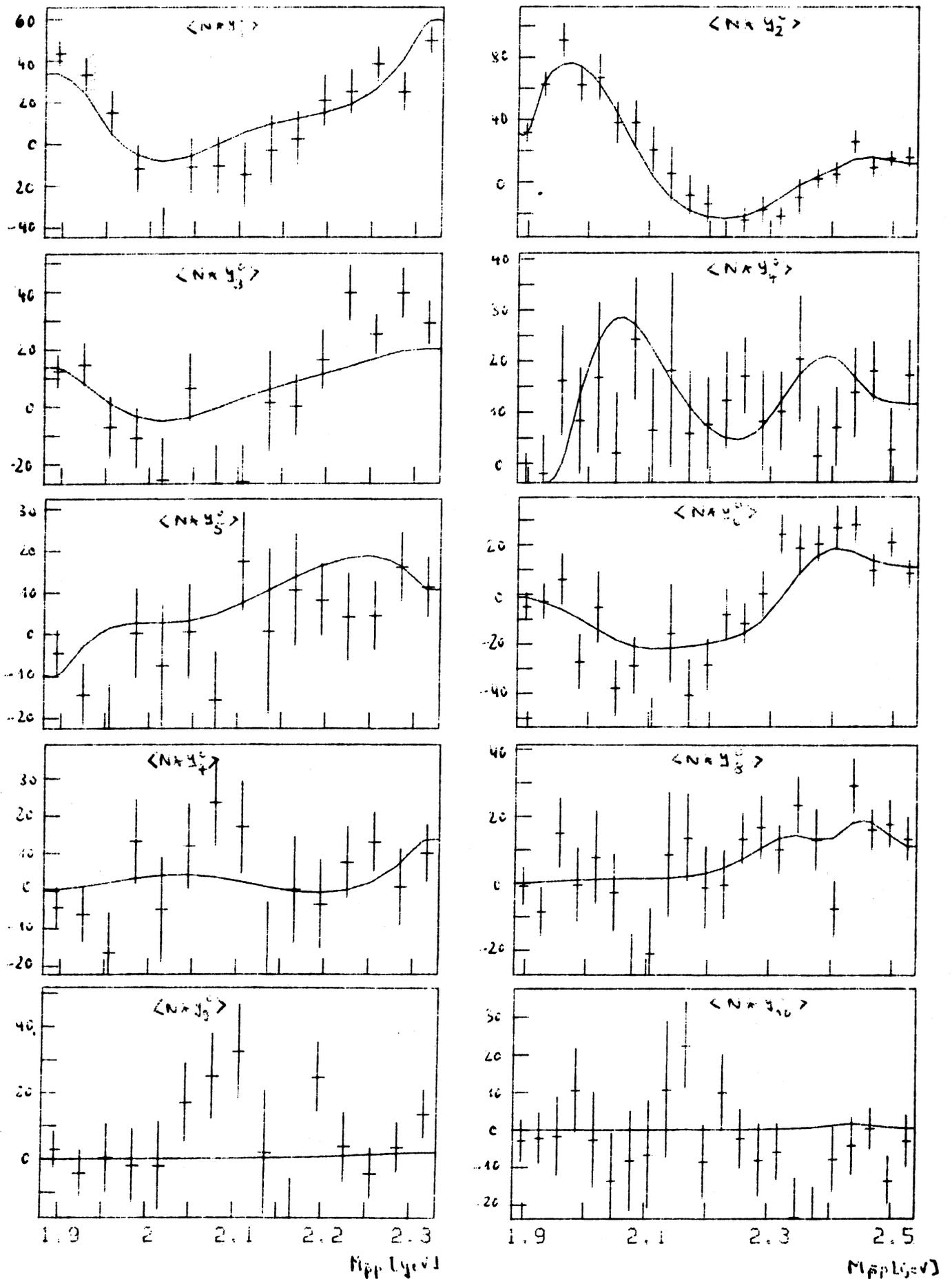


Abb. 6.2: Gemittelte Momente des $\bar{p}p$ -Systems für $t \leq 0.5 \text{ GeV}^2$
mit der Anpassung der Partialwellenanalyse (Tab. 6.3).

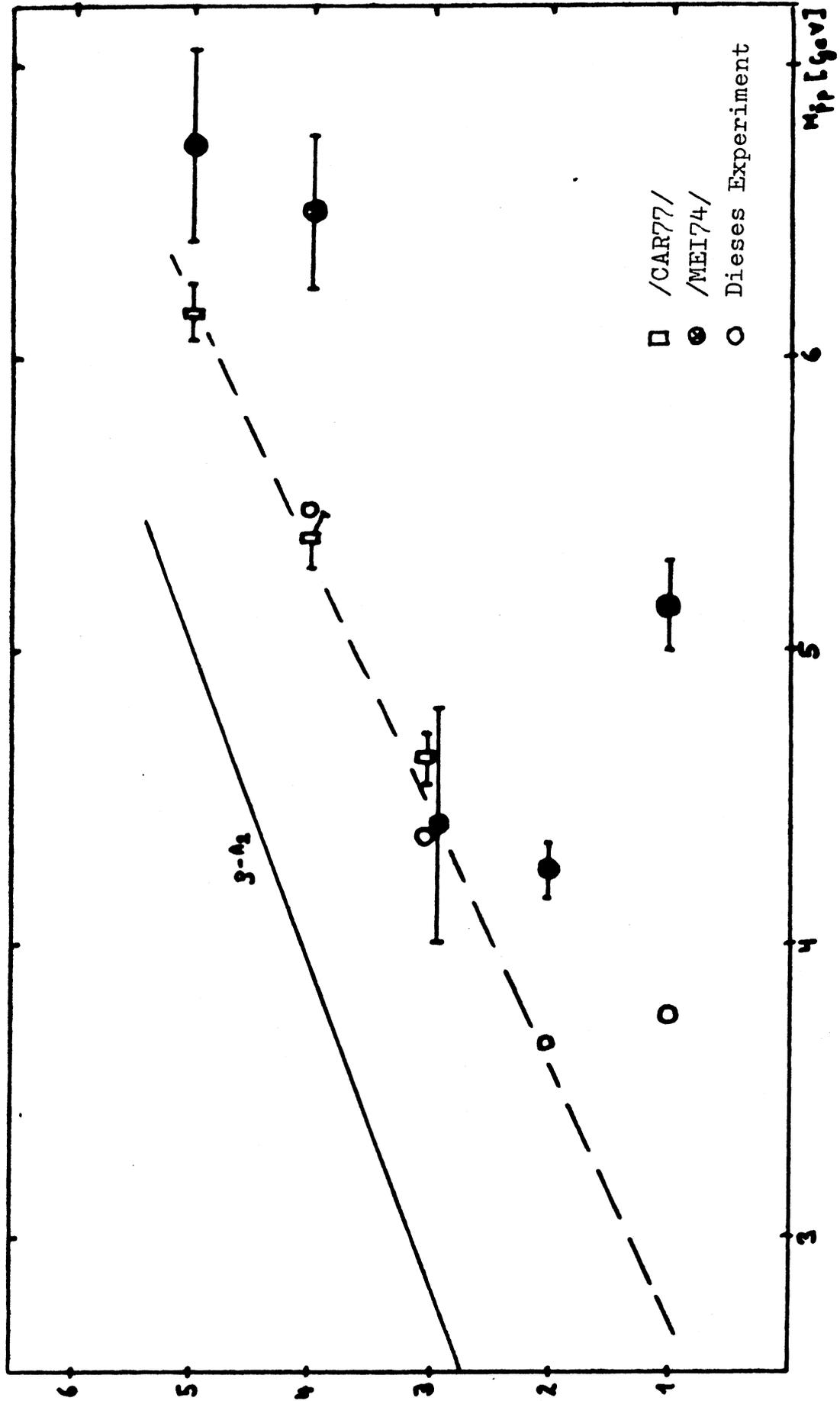


Abb. 6.3: Chew-Frautschi-Plot für die Ergebnisse der Partialwellenanalyse im Vergleich mit anderen Experimenten.

Parameter	J = 1	J = 2	J = 3	J = 4	J = 5
M_J (GeV)	2.036 ± 0.005	1.928 ± 0.001	2.116 ± 0.005	2.337 ± 0.008	2.34 ± 0.01
Γ_J (GeV)	.231 $\pm .01$.167 $\pm .003$.264 $\pm .015$.349 $\pm .033$.315 $\pm .036$
A_J^-	-3.11 $\pm .1$	7.168 $\pm .055$	-3.173 $\pm .081$	1.409 $\pm .097$.32 $\pm .08$
A_J^+	-4.479 $\pm .1$	0.532 $\pm .08$	-0.927 $\pm .073$	-1.328 $\pm .084$	-1.19 $\pm .07$
Re B_J^-	1.25	-0.885			
Im B_J^-	2.76				
Re B_J^+	4.1				
Im B_J^+	-4.59				

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Partialwellenanalyse 10 GeV-Daten

M_J (GeV)	1.935 $\pm .002$	1.910 $\pm .005$	2.093 $\pm .004$	2.34 $\pm .003$	2.44
Γ_J (GeV)	.175 $\pm .005$.056 $\pm .008$.293 $\pm .010$.20 $\pm .016$.22
A_J^-	.885 $\pm .07$.635 $\pm .062$	-3.262 $\pm .041$	-0.309 $\pm .05$	-0.189 $\pm .05$
A_J^+	-4.035 $\pm .07$.263 $\pm .07$	-0.191 $\pm .035$	0.972 $\pm .05$.07 $\pm .05$
Re B_J^-	-0.479 $\pm .078$.553 $\pm .06$			
Im B_J^-	-1.148 $\pm .077$.142 $\pm .01$			
Re B_J^+	-0.094 $\pm .1$	-1.14 $\pm .08$			
Im B_J^+	-0.12 $\pm .08$				

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Partialwellenanalyse der gemittelten Daten

Diese Gerade wird als Enkelin-Trajektorie zur $3-A_2$ -Trajektorie, die wegen Zentrifugaleffekten vom $\bar{p}p$ -System nicht erreicht werden kann, von verschiedenen Modellen, z.B. quark rearrangement model /DON75/, vorhergesagt. Es ist auch nicht auszuschließen, daß die Resonanz mit Spin $J=1$ eine weitere Enkelin-Trajektorie eröffnet, jedoch läßt sich wegen fehlender Daten diese Hypothese nicht weiter überprüfen.

Die Frage, inwieweit die über die Anpassung gemessene Resonanz mit Spin $J=1$ (siehe Tab. 6.3) mit der kürzlich im $\bar{p}p$ -Gesamtwirkungsquerschnitt gemessenen /ST076/, sehr schmalen Struktur S(1936) identisch ist, läßt sich wegen der großen Breite von 175 MeV bei einer Massenauflösung von ca. 5 MeV (siehe Kap. 4.3.1) mit großer Wahrscheinlichkeit verneinen.

Da eine Partialwellenanalyse des $\bar{p}n$ -Systems mit den vorliegenden Daten nicht möglich ist, soll abschließend aufgezeigt werden, welchen Beitrag von Isospin $I=0$ von der Anpassung für das $\bar{p}p$ -Massenspektrum vorhergesagt wird (Abb. 6.4). Obwohl es fast vollständig durch den $I=1$ Anteil bestimmt wird, reicht es nicht aus, um den ca. 50 % höheren Wirkungsquerschnitt des $\bar{p}n$ -Systems zu beschreiben. Dies ist ein weiterer Hinweis, daß zur Erzeugung von $\bar{p}n$ -Paaren neben Ein-Pion-Austausch auch weitere Austauschprozesse beitragen (vergl. Anhang B).

Vollständigere Messungen, insbesondere des $\bar{p}n$ -Systems, die eine aufwendigere Analyse zulassen, erscheinen daher notwendig, um ein besseres Verständnis der Erzeugung von Nukleon-Antinukleon-Paaren zu erhalten.

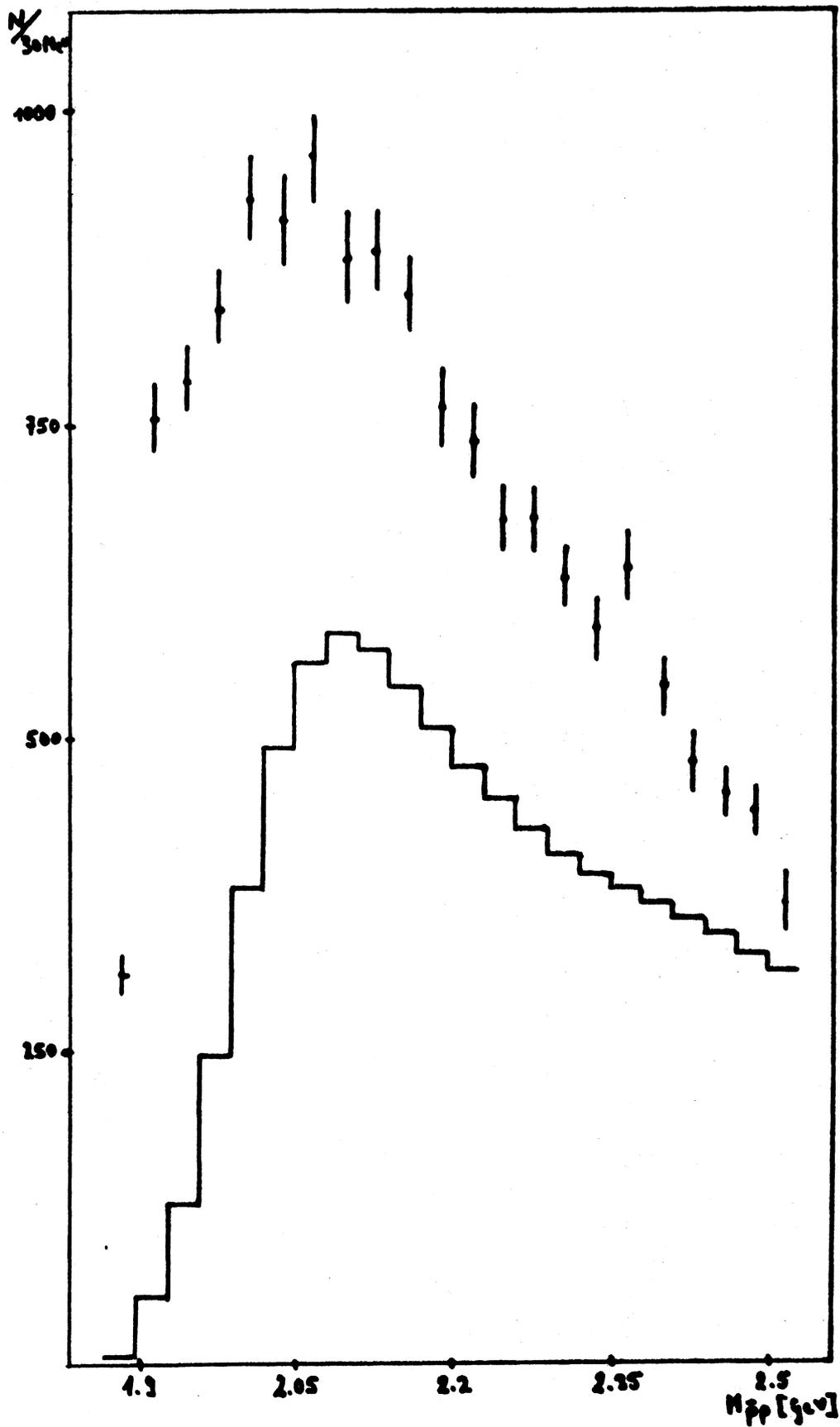


Abb. 6.4: Massenspektrum des $\bar{p}p$ -Systems der 10 GeV-Daten für $t_{pn} = 0.5 \text{ GeV}^2$ und $\cos \theta = 0$. Die durchgezogene Linie gibt den Isospin $I=1$ Anteil aus der Partialwellenanalyse.

Zusammenfassung

In einem Experiment, das der exklusiven Untersuchung der Reaktion $\bar{\tau}^- p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{p} \\ \bar{K} \end{array} \right\} X^+$ diente, wobei mit X^+ ein System mehrerer Teilchen der Gesamtladung +1 bezeichnet ist, wurden bei einem Einschußimpuls von 10 und 16 GeV/c 1.4 bzw. 1.1 Millionen Trigger am Omega-Spektrometer Im CERN aufgenommen. Davon entfielen nach der Mustererkennung, geometrischen Rekonstruktion und kinematischen Anpassung 40 000 Ereignisse (10 GeV/c) bzw. 19 000 Ereignisse (16 GeV/c) auf die Reaktion



In der vorliegenden Arbeit wird die Erzeugung von $\bar{p}p$ - bzw. $\bar{p}n$ -Paaren in dieser Reaktion untersucht. Die Unterscheidung der beiden Beiträge ist kinematisch möglich, da das Rückstoßnukleon (das Neutron im Falle der $\bar{p}p$ -Erzeugung bzw. das Proton im Falle der $\bar{p}n$ -Erzeugung) in der Regel weniger Viererimpulsübertrag aufnimmt als das zweite Nukleon im $\bar{N}N$ -Paar.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $\bar{p}p$ -Paaren bei 16 GeV/c Einschußimpuls beträgt $\sigma = 6.6 \pm 0.7 \mu\text{b}$. Bei den übrigen Datensätzen können auf Grund akzeptanzbedingter und nicht korrigierbarer Verluste nur untere Grenzen für die Wirkungsquerschnitte angegeben werden: $\sigma > 7.9 \mu\text{b}$ für die Produktion von $\bar{p}p$ -Paaren bei 10 GeV/c; für die Erzeugung von $\bar{p}n$ -Paaren ist $\sigma > 12.2 \mu\text{b}$ bei 10 GeV/c und $\sigma > 9.3 \mu\text{b}$ bei 16 GeV/c. Die Ergebnisse zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}n$ mindestens 50 % größer ist als der für $\bar{p}p$ -Erzeugung.

Die Massenspektren vom $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -System weisen beide nach einem steilen Anstieg in Schwellennähe und einem Maximum bei ca. 2.1 GeV/c² invarianter Masse einen kontinuierlichen und strukturlosen Abfall des Wirkungsquerschnittes zu höheren Massen hin auf.

Es gibt insbesondere keine Anzeichen für die Existenz der schmalen Strukturen in den $\bar{p}p$ -Massenspektren, über die kürzlich in anderen Experimenten berichtet worden ist und die als Kandidaten für exotische $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesonen von besonderem Interesse sind. Als obere Grenze des Wirkungsquerschnittes für Ereignisse dieses Typs wurde in diesem Experiment bei $2.6 \text{ GeV}/c^2$ invarianter Masse zu $\sim 500 \text{ nb.MeV}$ bestimmt.

Es ließ sich zeigen, daß die Erzeugung von $\bar{p}p$ -Paaren vorwiegend über Ein-Pion-Austausch abläuft. Die Daten des $\bar{p}n$ -Systems weisen dagegen auf zusätzliche Beiträge anderer Austauschprozesse hin.

Die polaren Zerfallswinkelverteilungen ($\cos\theta$ im Gottfried-Jackson-System) weisen für beide $\bar{N}N$ -Paare über das gesamte Massenspektrum eine sehr starke Variation auf, ebenso wie die Projektionen der beitragenden Wellen in der Darstellung der Momente der sphärischen Kugelflächenfunktionen. Eine Partialwellenanalyse des $\bar{p}p$ -Systems, die über den Massenbereich von $1.87 - 2.55 \text{ GeV}/c^2$ unter Annahme des Ein-Pion-Austausches durchgeführt wurde, ergab Konsistenz mit den Messungen der über das detaillierte Gleichgewicht äquivalenten Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$, in der im gemeinsamen Massenbereich ab $2.05 \text{ GeV}/c^2$ drei breite Resonanzen festgestellt wurden. Darüber hinaus liefert die Partialwellenanalyse Hinweise auf zwei neue Resonanzen in Schwellennähe mit den Parametern:

Masse: $1910 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$, Breite: $56 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$, $I^G J^P = 0^+ 2^+$
und Masse: $1935 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$, Breite: $174 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$, $I^G J^P = 1^+ 1^-$

Ein direkter Vergleich zwischen Isospin $I=1$ Anteil der $\bar{p}p$ -Erzeugung (der sich aus der Partialwellenanalyse ergibt) und der $\bar{p}n$ -Erzeugung zeigt, daß $\bar{p}n$ -Paare vor allem in Schwellennähe stark durch andere Prozesse als Ein-Pion-Austausch erzeugt werden.

Für eine genaue Analyse erscheinen weitere Messungen notwendig.

Danksagung

Für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit durchführen zu können, danke ich dem Physikalischen Institut der Universität Bonn.

Diese Arbeit entstand unter Anleitung von Priv.Doz. Dr. E. Paul, dem ich für die fortwährende Unterstützung und sein ständiges Interesse danke.

Dr. K. Müller hat zusammen mit Priv.Doz. Dr. E. Paul den Fortgang der Arbeit durch zahlreiche und kritische Diskussionen gefördert, wofür beiden herzlich gedankt sei.

Die vorliegende Arbeit ist eine Teiluntersuchung eines Experimentes, das von der Bari-Bonn-CERN-Glasgow-Liverpool-Mailand-Wien-Kollaboration am CERN durchgeführt wurde. Für die freundliche Aufnahme und Mitarbeit danke ich allen Mitgliedern dieser Kollaboration, insbesondere R. Strub für die Selektion und Kontaminations-Untersuchungen der 16 GeV-Daten. Ebenso möchte ich all jenen danken, die durch ihren Beitrag die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung des Experimentes ermöglicht haben.

Schließlich danke ich dem Regionalen Hochschulrechenzentrum der Universität Bonn, wo ich große Teile der Auswertungsrechnungen durchführen konnte.

Literaturverzeichnis

- BEN77 P. Benkheiri et al., LAL Orsay P-1977/3, 1977
- BES76 C. Best, private Mitteilung
- BLU75 W. Blum et al., MPI-PAE-Exp.E1.84.
- BOU70 F. Bourgeois, H.Grote, J.C. Lasalle, CERN DD/DH/70-13
- BOS73 G.J. Bossen, Dissertation, Bonn PI 3-073, 1973
- BRA68 S. Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, Mannheim, 1968
- BYE63 N. Byers, S. Fenster, Phys. Rev. Lett. 11(1963) 52
- CAR77 A. Carter et al., Physics Letters 67B (1977) 117
- CHIA77 Chan Hong-Mo und H. Høgaasen, Ref.TH.2388-CERN, 1977
- CHE59 G.F. Chew, F.E. Low, Phys. Review 113 (1959) 1640
- CHE72 Symposion on $N\bar{N}$ -Interactions Chexbres, CERN Y.R.72-10
- CHE76 G.F. Chew, C. Rosenzweig, Nucl. Physics B104(1976) 697
- CHE77 G.F. Chew in /ST076/
- CHU71 S.U. Chung, CERN Yellow Report 71-8, 1971
- COH73 D. Cohen et al., Phys. Rev. D7 (1973) 661
- COO77 A.M. Cooper et al. in /ST076/
- COS77 G. Costa, private Mitteilung
- DON75 A. Donnachie, P.R. Thomas, Il nuovo Cim. 26A(1975) 317
- DÜR65 H.P. Dürr, H. Pilkuhn, Il nuovo Cim. 40A (1965) 899
- DYS55 F.J. Dyson, Phys. Review 99 (1955) 1037
- EDM64 A.R. Edmonds, Drehimpulse in der QM, Mannheim, 1964
- EIS731 E. Eisenhandler et al., Phys. Lett. 47B (1973) 531
- EIS732 E. Eisenhandler et al., Phys. Lett. 47B (1973) 534
- EVA771 C. Evangelista et al., Preprint Univ. of Milan, Mai 1977
- EVA772 C. Evangelista et al., CERN/EP/Phys 77-24, 1977
- FLA76 S.M. Flatté, CERN EP Internal Report 76-12, 1976
- GAI75 J.A. Gaidos, R.S. Dulude, Nucl. Phys. B91(1975) 77
- GEL62 M. Gell-Mann, Phys. Review 125 (1962) 1067

- GHI771 B. Ghidini et al., Bonn HE-77-14, 1977
- GIL73 O. Gildemeister, Int. Conference on Instrumentation
for High Energy Physics, Frascati 1973
- GOJ64 J.D. Jackson, Il nuovo Cimento 34 (1964) 1644
- GRA72 G. Grayer et al., Phys. Lett. 39B (1972) 563
- GRA74 G. Grayer et al., Nucl. Phys. B75 (1974) 189
- GRO73 H. Grote, M. Hansroul, J.C. Lasalle, P. Zanella
Int. Computing Symposium 1973 (North Holl. Publ. 1974)
- HEM77 R.J. Hemingway, CERN/EP/Phys 77-41, 1977
- HOV69 L. van Hove, Phys. Lett. 28B (1969) 429
L. van Hove, Nuclear Physics B9 (1969) 331
- HYA74 B. Hyams et al., Nuclear Physics B73 (1974) 202
- HYD74 Hydra System Manual, CERN, 1974
- JAM72 F. James, CERN Program Library D506
- KEN77 C.N. Kennedy, A.W. Key, Nucl. Physics B124(1977) 12
- LEO73 M. Leon, Particle Physics, Academic Press, New York, 1973
- MAE76 P. Mättig, Diplomarbeit, Bonn, IR-76-27, 1976
- MAN76 L. Mandelli, private Mitteilung
- MEI74 J. Meißburger, Dissertation, München, MPI-PAE/Exp.E1.48
- MIE77 H. Miettinen in /STO76/
- MIN69 Z. Ming et al., Phys. Rev. Lett. 23,6 (1969) 342
- MMS76 B.R. Martin, D. Morgan, G. Shaw, Pion-Pion-Interactions
in Particle Physics, Academic Press, London 1976
- MON76 L. Montanet in /STO76/
- MON77 L. Montanet, Talk given at the Boston Conference on
Meson Spectroscopy, May 1977
- MUE71 K. Müller, Dissertation, Bonn, PIB 3-20, 1971
- MUI65 H. Muirhead, The Physics of Elementary Particles,
Pergamon Press, Oxford 1965
- MUI71 H. Muirhead, Notes on Elementary Particles Physics,
Pergamon Press, Oxford 1971

- NIC73 H. Nicholson et al., Phys. Rev. D7 (1973) 2572
- PDG76 Particle Data Group, Review of Particle Properties 1976
- PER72 D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics,
Addison Wesley Publ. Company, Reading, Mass. USA 1972
- PER74 M.L. Perl, High Energy Hadron Physics, J. Wiley & Sons,
New York 1974
- REN76 W. Renneberg, Diplomarbeit, Bonn, IR-76-40, 1976
- ROS76 C. Rosenzweig, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 697
- RUE74 W. Rühmer, Diplomarbeit, Bonn, PIB 3-32, 1974
- SEK73 R.L. Sekulin, Nuclear Physics B56 (1973) 227
- STO76 Symposium on $N\bar{N}$ -Interactions at Stockholm 1976
Pergamon Press, Oxford 1977
- STR76 R. Strub, private Mitteilung
- SUS77 G. Susinno et al., in /STO76/
- TRE62 S. Treiman, C.N. Yang, Phys.Rev.Lett. 8 (1962) 140
- VEN77 G. Veneziano, G.C. Rossi, Ref.Th.2287-CERN, 1977
- WAN76 W.A. Mitaroff, private Mitteilung
- WIT68 von Witsch, A. Richter, P.von Brentano, Phys.Rev.
169 (1968) 923
- WOL69 G. Wolf, Phys. Rev. 182 (1969) 1538

Anhang A

Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ nach Eigenzuständen des $\pi\pi$ -Systems.

Das Übergangsmatrixelement für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist bei geeigneter Wahl der Quantisierungsachse gegeben durch (siehe z.B. /MUI71/):

$$\langle f | T | i \rangle = \langle \theta, \phi, s' | T | 0, 0, s \rangle$$

s = ursprüngliche Spinrichtung

s' = Spinrichtung nach der Streuung

Durch Entwicklung nach einer vollständigen, orthogonalen Basis ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle f | T | i \rangle &= \sum_{\substack{e, m \\ e', m'}} \langle \theta, \phi, s' | e' m' s' \rangle \langle e' m' s' | J M e' \rangle \langle J M e' | T | J M e \rangle \cdot \\ &\quad \cdot \langle J M e | e m s \rangle \langle e m s | 0, 0, s \rangle \\ &= \sum_{J e' e} \chi_f^\dagger y_{e'}^{m' *}(\theta, \phi) C_{J e' s'}^{s m' e'} \langle J s e' | T | J s e \rangle C_{J e s}^{s o s} y_e^o(0, 0) \chi_i \end{aligned} \quad (A.1)$$

mit χ_i, χ_f : Spin-Funktionen für den Anfangs- bzw. Endzustand und $C_{J e s}^{m m' s}$ = $\langle e s_f m, m_s | J M \rangle$ (Clebsch-Gordan-Koeffizienten).

Wegen des Prinzips des detaillierten Gleichgewichtes ist es möglich, statt des hier beobachteten Prozesses $\pi^+\pi^- \rightarrow \bar{p}p$ die Umkehrreaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu betrachten, die wegen der spinlosen Pionen eine direkte Interpretation der Momente erlaubt. Für

die Reaktion	$\bar{p}p$	\rightarrow	$\pi^+\pi^-$
gilt:	$J = 1 \pm 1$		$J = 1'$
	$M = 0, \pm 1$		$M = m_1$
	$S = 1$		$S = m_{s'} = 0$

Damit läßt sich Gleichung (A.1) auswerten:

$$\langle f | T | i \rangle = \sum_{J e' e} \chi_f^\dagger y_{e'}^{m' *}(\theta, \phi) C_{J e' 0}^{m m' 0} \langle J 0 e' | T | J s e \rangle C_{J e 1}^{m m' 0} y_e^o(0, 0) \chi_i \quad (A.2)$$

Für $J=1$ und $M=m_1$, (siehe vorige Seite) ist:

$$C_J^{M m_1 0} = C_J^{M M 0} = 1.$$

Ferner gilt: $Y_1^0(0,0) = \sqrt{\frac{2 \cdot 1 + 1}{4\pi}}$ und $\chi_0^0 = 1$.

Mit der Abkürzung $T_J^1 = \langle 200' | T | 111 \rangle$ wird (A.2) zu:

$$\langle f | T | i \rangle = \sum_{J, \ell} Y_J^M(\theta, \phi) T_J^\ell C_{J \ell 1}^{M 0 M} \chi_1^M \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}}$$

bzw. für $M = 0, \pm 1$:

$$= \sum_{J, \ell} \left\{ Y_J^0(\theta, \phi) T_J^\ell C_{J \ell 1}^{0 0 0} \chi_1^0 \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} + \right. \\ \left. + Y_J^{\pm 1}(\theta, \phi) T_J^\ell C_{J \ell 1}^{\pm 1 0 \pm 1} \chi_1^{\pm 1} \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \right\}$$

$$= \sum_{J=1}^{J_{\max}} \sum_{\ell=|J-1|}^{J+1} \left\{ Y_J^0(\theta, \phi) T_J^\ell C_{J \ell 1}^{0 0 0} \chi_1^0 + Y_J^{\pm 1}(\theta, \phi) T_J^\ell C_{J \ell 1}^{\pm 1 0 \pm 1} \chi_1^{\pm 1} \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \right\} \quad (A.3)$$

Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten sind: /PDG76/:

$$C_J^0 \begin{matrix} 0 \\ J-1 \\ 1 \end{matrix} \cdot \sqrt{2J+1} = \sqrt{J}; \quad C_J^{\pm 1} \begin{matrix} 0 \\ J-1 \\ 1 \end{matrix} \cdot \sqrt{2J+1} = \sqrt{\frac{J+1}{2}}$$

$$C_J^0 \begin{matrix} 0 \\ J+1 \\ 1 \end{matrix} \cdot \sqrt{2J+1} = -\sqrt{J+1}; \quad C_J^{\pm 1} \begin{matrix} 0 \\ J+1 \\ 1 \end{matrix} \cdot \sqrt{2J+1} = \sqrt{\frac{J}{2}}$$

Wegen der Eigenschaft der Kugelflächenfunktionen $Y_1^{-m} = (-1)^m Y_1^m$

wird (A.3):

$$\langle f | T | i \rangle = \sum_{J=1}^{J_{\max}} \left\{ (\sqrt{J} T_J^{\ell=J-1} - \sqrt{J+1} T_J^{\ell=J+1}) Y_J^0 \chi_1^0 + (\sqrt{J+1} T_J^{\ell=J-1} + \sqrt{J} T_J^{\ell=J+1}) Y_J^{\pm 1} \chi_1^{\pm 1} \right\} \quad (A.4)$$

Damit berechnet sich die gesuchte Winkelverteilung unter Ausnutzung der Orthogonalität der Spinfunktionen: $\chi_i \chi_j = \delta_{ij}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\langle f | T | i \rangle|^2 = \left| \sum_{J=1}^{J_{\max}} (\sqrt{J} T_J^{\ell=J-1} - \sqrt{J+1} T_J^{\ell=J+1}) Y_J^0 \right|^2 + \\ + \left| \sum_{J=1}^{J_{\max}} (\sqrt{J+1} T_J^{\ell=J-1} + \sqrt{J} T_J^{\ell=J+1}) Y_J^{\pm 1} \right|^2 \quad (A.5)$$

ANHANG B

Isospinbestimmung der Wirkungsquerschnitt-Verhältnisse der Reaktionen $\bar{\pi}p \rightarrow (\bar{p}p)n$ und $\pi^-p \rightarrow (\bar{p}n)p$

Ausgehend von $\sigma \propto \langle \psi_f | H | \psi_i \rangle^2$

wobei $H = H_1$ falls ψ_i und ψ_f Isospin 1

$H = H_0$ falls ψ_i und ψ_f Isospin 0

$H = 0$ falls $I_{\psi_i} \neq I_{\psi_f}$

$M_1 = \langle \psi(1) | H_1 | \psi(1) \rangle$

$M_0 = \langle \psi(0) | H_0 | \psi(0) \rangle$



$$\sigma(\pi^-p \rightarrow (\bar{p}p)n) \propto \langle \bar{p}p | H | \pi^+\pi^- \rangle^2 \langle \pi^+n | p \rangle^2$$

$$\langle \bar{p}p | = \langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} | = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi(1,0) + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi(0,0)$$

$$| \pi^+\pi^- \rangle = | 1 1 1 -1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \psi(2,0) + \frac{1}{\sqrt{3}} \psi(1,0) + \frac{1}{\sqrt{3}} M_2$$

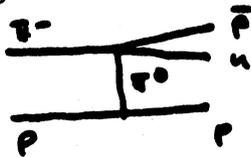
$$\rightarrow \langle \bar{p}p | H | \pi^+\pi^- \rangle^2 = \left| \frac{1}{2} M_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} M_0 \right|^2$$

$$\langle p | \pi^+n \rangle = \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | 1 1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle$$

$$= \frac{1}{\sqrt{3}} \psi(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$$

$$\langle p | \pi^+n \rangle^2 = \frac{2}{3} | M_{1/2} |^2$$

Analog:



$$\sigma(\pi^-p \rightarrow (\bar{p}n)p) \propto \langle \bar{p}n | \pi^-\pi^0 \rangle^2 \langle p\pi^0 | p \rangle^2$$

$$\langle \bar{p}n | = \langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | = 1 \cdot \psi(1,-1)$$

$$\langle \pi^-\pi^0 | = \langle 1 -1 1 0 | = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi(2,-1) - \frac{1}{\sqrt{2}} \psi(1,-1)$$

$$\rightarrow \langle \bar{p}n | \pi^-\pi^0 \rangle^2 = \left| -\frac{1}{\sqrt{2}} M_1 \right|^2$$

$$\langle p | p\pi^0 \rangle^2 = \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} 1 0 \rangle^2 = \left| -\frac{1}{\sqrt{3}} M_{3/2} \right|^2$$

Damit lautet das Verhältnis:

$$\frac{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}n) p)}{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}p) n)} = \frac{\frac{1}{2} |M_1|^2 \cdot \frac{1}{3} |M_{1/2}|^2}{\left| \frac{1}{2} M_1 + \sqrt{\frac{2}{3}} M_0 \right|^2 \cdot \frac{2}{3} |M_{1/2}|^2}$$

$$= \frac{|M_1|^2}{4 \cdot \left| \frac{1}{2} M_1 + \sqrt{\frac{2}{3}} M_0 \right|^2}$$

Falls $I = 1$ dominant, also $M_1 \gg M_0$:

$$\frac{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}n) p)}{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}p) n)} = 1 : 1$$

Falls $I = 0$ dominant, also $M_0 \gg M_1$:

$$\frac{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}n) p)}{\sigma(\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}p) n)} = 0 : 1$$

Bei reinem Ein-Pion-Austausch könnte also der $\bar{p}n$ -Wirkungsquerschnitt ohne negative Interferenzen zwischen M_1 und M_0 nicht größer werden als der $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt.