

EX - BONN-IR 87-31
C2

25 JAN 1988

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051724

Untersuchungen an der Reaktion
 $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$
beim Experiment WA69
im Energiebereich von 60 bis 170 GeV

Diplomarbeit
von
Stefan Söldner - Rembold

SE
EA
COPY
out as
MAL
AN

Thesis-1987-Söldner-Rembold



Post address:
Fußallee 12
D-5300 Bonn 1
W-Germany

BONN-IR-87-31
Bonn University
September 1987
ISSN-0172-8741

Inhalt

1	Einleitung	4
2	Das Experiment WA69	6
2.1	Der experimentelle Aufbau	6
2.1.1	Tagging-System	6
2.1.2	Omega-Spektrometer	9
2.1.3	Ring Image Čerenkov Zähler	10
2.1.4	Übergangsstrahlungsdetektor	10
2.1.5	Photondetektoren	11
2.1.6	Beam - Veto Zähler	12
2.1.7	Die Hodoskope H1 und H4	12
2.2	Trigger	12
2.3	Ereignisrekonstruktion	16
2.3.1	Rohdaten	16
2.3.2	TRIDENT	16
2.3.3	PHOENIX	19
2.4	Normalisierung	20
3	Photoproduktion von Vektormesonen	23
3.1	Die hadronische Natur des Photons	23
3.2	Diffraktive Vektormesonenerzeugung	25
4	Akzeptanzen	27
4.1	Ereignisgenerierung	27
4.2	Detektorsimulation	29
4.3	TRIDENT-Akzeptanz	31
4.3.1	Protonakzeptanz	31
4.3.2	Akzeptanz in Abhängigkeit von E_γ , m , t und der Zerfallswinkelverteilung	34
5	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(770)p$	38
5.1	Datenselektion	38
5.2	Fit der Massenverteilung im ρ - Bereich	40
5.2.1	Modell nach Ross - Stodolsky	42
5.2.2	Modell nach Söding	43
5.2.3	$\rho - \omega$ - Interferenz	44
5.3	Der Wirkungsquerschnitt	45
5.4	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$	47
5.5	Zerfallswinkelverteilung	48
5.6	Momentenanalyse	48
5.7	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes aus dem Moment $\langle Y_2^0 \rangle$	49
5.8	Das $\Phi(1020)$	49
6	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$	62
6.1	Mesonen als $q\bar{q}$ - Systeme	62
6.2	Stand der Messungen	64
6.3	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$	66
6.3.1	Die Datenselektion	66
6.3.2	Der Fit an das Massenspektrum	67
7	Zusammenfassung	74

A Anhang	76
A.1 Omega-Koordinatensysteme	76
A.2 Kinematik	76
A.2.1 Mandelstam-Variable	77
A.2.2 Feynman - x	77
A.2.3 Quadrat der fehlenden Masse	78
B Anhang	79
B.1 Das s-Kanal-Helizitätssystem	79
B.2 Spindichtematrix und Zerfallswinkelverteilung	79
B.2.1 Spindichtematrix	80
B.2.2 Zerfallswinkelverteilung	81
B.2.3 Momente der Zerfallswinkelverteilung	82
C Die Neutralenergie	83

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit untersucht die Erzeugung von $\pi^+\pi^-$ - Endzuständen in der Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p \quad (1.1)$$

im Energiebereich zwischen 60 und 170 GeV.

Grundlage der Analysen sind Daten des Photoproduktionsexperimentes WA69 am Omega - Spektrometer des CERN.

Sie sind zu einem Zeitpunkt durchgeführt worden, als sich die Auswertung der experimentellen Ergebnisse in der Anfangsphase befand und weder die gesamte Statistik noch die Informationen aller Detektorkomponenten zur Verfügung standen.

Unter dieser Voraussetzung wurden zwei Schwerpunkte gesetzt: Als erstes sollte die Photoproduktion des ρ

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \rho(770)p \\ &\hookrightarrow \pi^+\pi^- \end{aligned} \quad (1.2)$$

vermessen werden, über die schon mehrfach - meist bei niedrigeren Energien genommene - Daten existieren. Solche Messungen sind unter anderem auch beim Vorgängerexperiment WA4 am Omega - Spektrometer durchgeführt worden [6,20,48], so daß an diese Arbeit angeknüpft werden konnte.

Der Wirkungsquerschnitt für die ρ - Erzeugung ist im Vergleich zur Photoproduktion anderer Vektormesonen relativ hoch und die Signatur des Endzustandes vergleichsweise einfach. Diese Voraussetzungen sprachen dafür die Photoproduktion des ρ mit folgenden Zielsetzungen zu untersuchen:

- Einen ersten Überblick über die experimentellen Bedingungen und Rekonstruktionsmöglichkeiten aus der Sicht der Auswertung zu gewinnen, indem die gesamte Auswertungskette - von der Datenanalyse bis zur Simulation - einmal geschlossen wird.
- Durch die Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnittes eine Vorstellung von der Normierung und den Akzeptanzen zu erhalten und
- neue Meßergebnisse zur Photoproduktion des ρ in dem zur Verfügung stehenden Energiebereich zu liefern.

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurde mit ca. 2500 ρ 's aus der ersten Meßperiode im Jahr 1984, die restlichen Analysen mit zusätzlich ca. 10000 ρ 's aus dem Jahr 1985 durchgeführt.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit lag bei der Untersuchung einer radialen Anregung des ρ - dem $\rho(1600)$ [2].

Radiale Anregungen der schweren Vektormesonen Ψ und Υ sind seit längerer Zeit bekannt [46]. Gleichartige Anregungszustände der leichten Vektormesonen ρ, ω und Φ sind dagegen experimentell noch nicht eindeutig etabliert [26]. Ihre eindeutige Identifizierung könnte wichtige Aufschlüsse über die Form des $q\bar{q}$ - Potentials im Rahmen der Quanten - Chromodynamik (QCD) liefern.

Das $\rho(1600)$ ist im Kanal

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \rho(1600)p \\ &\hookrightarrow \pi^+\pi^- \end{aligned} \quad (1.3)$$

bisher erst wenige Male beobachtet und vermessen worden [1,4,13]. Die Interpretation der Meßergebnisse - vor allem im Vergleich zu den Ergebnissen aus der e^+e^- - Annihilation - ist noch weitgehend offen.

Die Untersuchungen zum $\rho(1600)$ wurden auf der Basis derselben Daten wie für das ρ durchgeführt, in der Endphase der Arbeit konnte aber noch einmal etwa dieselbe Datenmenge aus dem Jahr 1985 mitberücksichtigt werden.

Im ersten Kapitel wird der allgemeine Teil des Experimentes beschrieben - Aufbau, Trigger und Software. Das Kapitel 2 wiederholt einige theoretischen Grundlagen der Photoproduktion von Vektormesonen und ihrer angeregten Zustände. Die Akzeptanz des Experimentes für den hier untersuchten Reaktionskanal wird in Kapitel 3 dargestellt, und es wird gezeigt, wie die Akzeptanz mit den physikalischen Parametern variiert.

Der eigentliche Analyse der Daten im Massenbereich des $\rho(770)$ ist das Kapitel 4 gewidmet. Die Ergebnisse verschiedener Modelle für die Beschreibung des Massenspektrums werden dokumentiert, weiterhin werden Werte für den absoluten Wirkungsquerschnitt und den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ angegeben. Außerdem wird eine Analyse der Zerfallswinkelverteilung vorgenommen.

Ein kleiner Abschnitt befaßt sich mit der Φ - Produktion und dem Zerfall des Φ in K^+K^- , die als Beimischung zur Reaktion 1.1 kinematisch isoliert wird.

Das letzte Kapitel beschäftigt sich mit dem $\rho(1600)$ und den verschiedenen Möglichkeiten das Massenspektrum in diesem Bereich zu erklären.

In den Anhängen werden einige kinematische Variablen definiert und die Form der Zerfallswinkelverteilung sowie die Spindichtematrix kurz abgeleitet. Im letzten Anhang folgen einige technische Bemerkungen zur Verwendung der Informationen der Photondetektoren im Rahmen der durchgeführten Analysen.

2 Das Experiment WA69

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf wurden in den zurückliegenden Jahren mehrere aufeinander folgende Experimente zur Photoproduktion von Hadronen durchgeführt, an denen auch die Universität Bonn im Rahmen einer internationalen britisch - sowjetisch - deutschen Kollaboration beteiligt war.

Mitglieder dieser Kollaboration sind Physiker aus Bonn, Genf (CERN), Lancaster, Manchester, Rutherford, Sheffield und Yerevan.

Für das aktuelle Experiment WA69, das dieser Arbeit zugrundeliegt, wurden in den Jahren 1984, 1985 und 1986 Daten am Omega Spektrometer in der West Area des CERN genommen. "WA69" steht für "West Area Experiment Nummer 69".

WA69 ist das Nachfolgeexperiment von WA4 und WA57, die Photoproduktion im Energiebereich zwischen 20 und 70 GeV untersuchten. Bei all diesen Experimenten wurde mit einem "fixed target" aus flüssigem Wasserstoff gearbeitet.

In den drei Jahren der Datennahme wurden unterschiedliche Strahlteilchen auf das Target geschossen:

- In den Jahren 1984/85 waren es energiemarkierte Photonen mit Energien zwischen 60 und 170 GeV. Dabei wurden ca. 20 Millionen Trigger aufgenommen.
- Im letzten Runjahr 1986 wurden mit je zwei Strahlen aus Pionen und Kaonen bei Impulsen von 80 und 140 GeV/c noch einmal ca. 2 mal 12 Millionen Trigger aufgenommen.

Die dem Experiment zugrundeliegenden physikalischen Zielsetzungen umfassen vor allem die Isolation harter Photonwechselwirkungen bei großen Transversalimpulsen unter Zuhilfenahme des Vergleichs mit Hadronstrahlraten, die Untersuchung von Erzeugungsmechanismen bei der Charm - Photoproduktion und der inklusiven Erzeugung von Mesonen.

Auch die Photoproduktion von Vektormesonen, die Hauptzielsetzung der Vorgängerexperimente war und in dieser Arbeit angesprochen wird, kann durch das Experiment WA69 neue Impulse erhalten.

2.1 Der experimentelle Aufbau

2.1.1 Tagging-System

Die Erzeugung der energiemarkierten Photonen erfolgt über mehrere Zwischenstufen (Abb. 1):

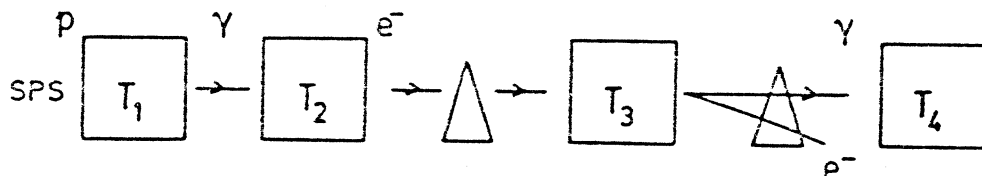


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Strahlerzeugung

Aus dem Super Proton Synchrotron (SPS) des CERN werden Protonen mit einer Maximalenergie von 450 GeV extrahiert und auf ein 40 cm langes Beryllium - Target (T1) geschossen. Die dabei neben anderen Teilchen entstehenden π^0 's zerfallen in zwei Photonen:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.1)$$

Während die erzeugten geladenen Teilchen mit einem Magneten abgelenkt werden, treffen diese Photonen auf ein zweites Target aus kristalinem Silizium (T2), in dem sie zu Elektron - Positron Paaren konvertieren:



Jetzt beginnt die eigentliche Energiemarkierung, englisch "Tagging": Elektronen einer En-

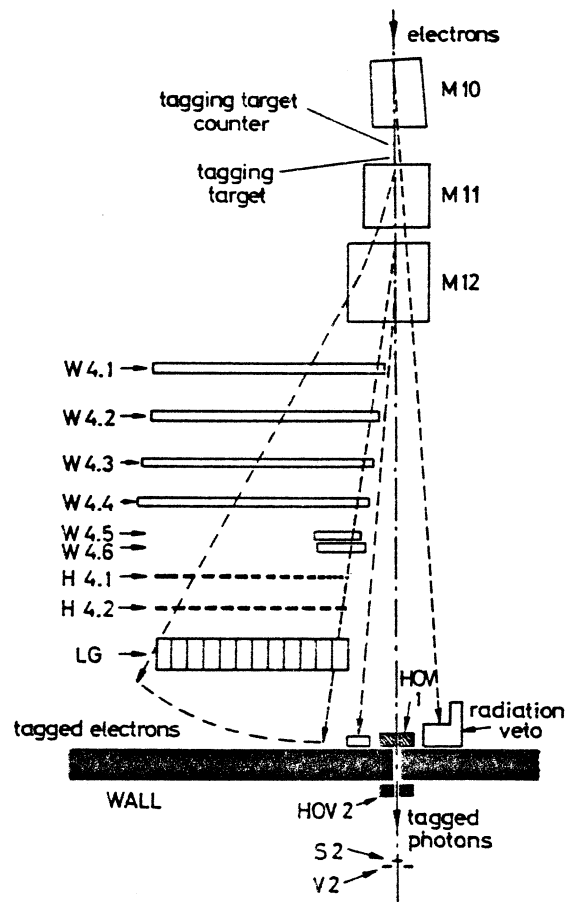


Abbildung 2: Das Tagging System

ergie von $200 \pm 2\%$ werden durch eine geeignete Strahloptik absepariert und auf ein ein drittes Target (T3) aus Wolfram mit einem angeschlossenen Szintillator (TTC, Tagging Target Counter) aus Plexiglas gelenkt. Das Wolfram - Target und der TTC haben zusammen eine Strahlungslänge von 9 %. Durch Streuung im Target erzeugen die Elektronen Bremsstrahlung, deren Energie aus der Energie des Elektrons vor und nach der Abstrahlung bestimmt wird. Unter der Annahme, daß ein Elektron nur ein einziges Photon aussendet, kennt man damit die Photonenergie. Diese Annahme traf für ca. 55 % der erzeugten Photonen zu. Die Strahlenergie muß in den anderen Fällen, in denen Doppelbremsstrahlung im Radiatortarget auftritt, korrigiert werden. Dazu diente der Beam - Veto Zähler, der in Kapitel 2.1.6 beschrieben wird.

Die Vorrichtung zur Messung der Elektronenenergie nach der Abstrahlung eines Bremsstrahlphotons ist in Abbildung 2 dargestellt. Vor dem Tagging Target befindet sich ein Magnet (M10), der die Elektronen neu ausrichtet und damit neutralen Untergrund abtrennt. Dieser neutrale Untergrund besteht hauptsächlich aus niederenergetischen Photonen, die von den Elektronen abgestrahlt wurden. Diese Photonen werden im Strahlungsveto (RV, Radiation Veto) registriert. Wenn im Strahlungsveto - einem Blei - Szintillator Sandwich Kalorimeter - Energien oberhalb einiger GeV gemessen wurden, wurde das Ereignis im Trigger (s. Kapitel 2.2) verworfen.

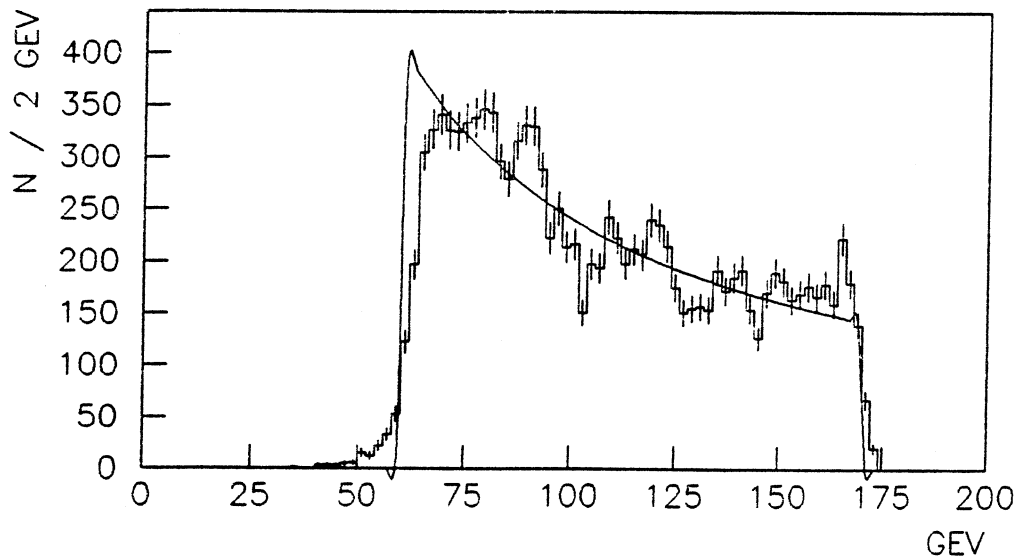


Abbildung 3: Das Strahlspektrum ohne Beamvetokorrektur von Run 2813

Elektronen, die keine Energie im Tagging Target verloren hatten, wurden durch die Magneten M11 und M12 leicht abgelenkt und in der Bleiabschirmung des Omega - Spektrometers absorbiert.

Die gestreuten Elektronen mit Energien zwischen 20 und 130 GeV wurden mit den Hodoskopen H4.1 und H4.2 und dem Bleiglaszähler (LG) vermessen. Damit wurde die Energie der Photonen aus (einfacher) Bremsstrahlung auf den Bereich zwischen 60 und 170 GeV eingeschränkt.

Zur weiteren Unterdrückung von niederenergetischem Untergrund dienten zwei elektromagnetische Kalorimeter direkt vor und nach der Bleiabschirmung. Die beiden Vetos werden wegen der zentralen Öffnungen von 4 bzw. 3,5 cm in ihrer Mitte, durch die die Strahlphotonen passieren können, HOV1 und HOV2 ("holey vetoes") genannt.

Jenseits von HOV2 stehen noch zwei Szintillationszähler S2 und V2. Dem quadratischen, 4 cm breiten Zähler S2 folgt der Zähler V2 mit einer entsprechenden quadratischen Aussparung. Ein Signal aus diesen Zählern - hervorgerufen durch konvertierte niederenergetische Photonen - verwarf das Ereignis.

Das Energiespektrum des jetzt für das Experiment verwendbaren Photonenstrahls ist in erster Näherung entsprechend der Theorie der Bremsstrahlung proportional $1/E_\gamma$. Die genaue Form des Spektrums hängt aber auch stark von der durch den Trigger bedingten Vorselektion sowie den späteren kinematischen Schnitten ab. In Abbildung 3 ist die Strahlenergie von Ereignissen, die mit sogenannter "Interaction - only" - Triggerbedingungen (s. Kapitel 2.2) aufgenommen wurden, dargestellt. Diese Triggerbedingung fordert, daß eine Spur das Target in Vorwärtsrichtung verläßt. Die gezeigten Ereignisse sind noch mit einer weiteren Zusatzbedingung selektiert: Im Beam - Veto sollte keine Photon aus Doppelbremsstrahlung registriert worden sein ($INT.\overline{BV}$ s. Kapitel 2.2). Die eingezeichnete Fitkurve in Abbildung 3 entspricht der theoretischen $1/E_\gamma$ - Verteilung. Die Abweichungen sind vor allem auf geometrische Eigenschaften des Tagging - Systems zurückzuführen.

Der Fehler der rekonstruierten Strahlenergie ist ungefähr

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} \approx 0,2\% \quad (2.3)$$

und variiert etwas über das Energiespektrum.

Durch die zahlreichen Zwischenstufen bei der Strahlerzeugung ergibt sich eine starke Untersetzung der Intensität im Vergleich zu den ca. $2 \cdot 10^{12}$ Protonen die pro Burst das SPS verlassen: Ein Burst von zwei Sekunden Dauer enthält etwa $2 \cdot 10^5$ Photonen.

2.1.2 Omega-Spektrometer

Der energiemarkierte Photonenstrahl trifft im Omega - Spektrometer (Abb. 5) auf ein zylinderförmiges Target, das mit flüssigem Wasserstoff (lH_2) gefüllt ist. Das Target ist 60 Zentimeter lang und hat einen Durchmesser von 4,8 Zentimetern. In dem im Anhang beschriebenen Omega- Koordinatensystem liegt es bei

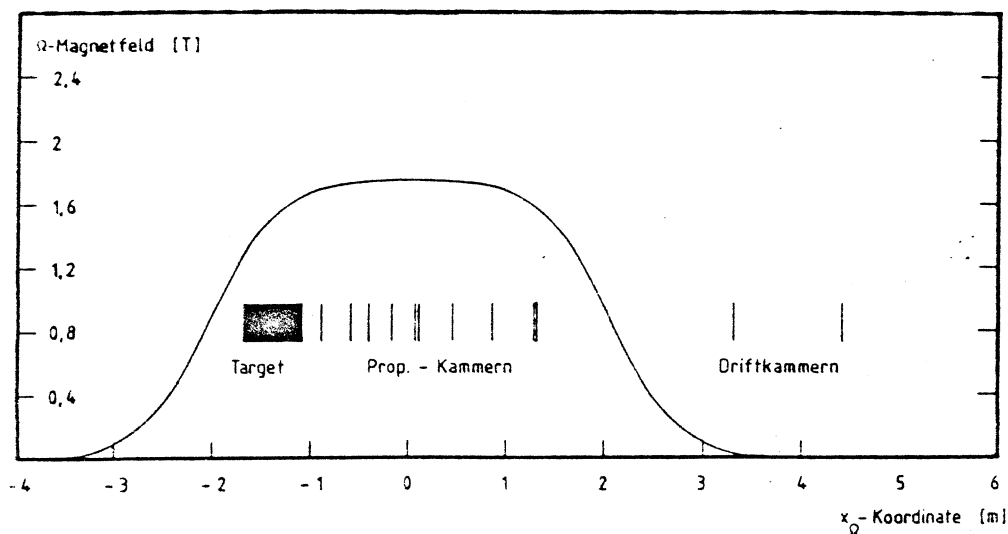


Abbildung 4: Das Ω -Magnetfeld und die Kammern

$$\begin{aligned} -165 \text{ cm} < x_{\Omega} < -105 \text{ cm} \\ -2,4 \text{ cm} < y_{\Omega} < +2,4 \text{ cm} \\ -2,9 \text{ cm} < z_{\Omega} < +1,9 \text{ cm} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Es enthält etwa $2,54 \cdot 10^{24}$ Protonen/cm².

Das Target wird durch einen 5 mm dicken Szintillationszähler, die Endcap (EC), abgeschlossen. Sie wird im Trigger dazu verwendet, eine Wechselwirkung im Target anzuzeigen.

Das Omega - Magnetfeld (Abb. 4) ist im selben Koordinatensystem entlang der negativen z - Richtung ausgerichtet und hat eine Stärke von 1,8 Tesla. Erzeugt wird es durch supraleitende Helmholtzspulen. Das Magnetfeld fächert die geladenen Spuren, die aus dem Target kommen, auf und ermöglicht dadurch eine Impulsbestimmung für diese Spuren.

Im Spektrometer sind drei Gruppen von Viendrahtproportionalkammern (MWPC, Multi Wire Proportional Chamber) aufgestellt - die A, B und C - Kammern. Sie stehen alle senkrecht zur Strahlachse, wobei die C - Kammern, die das Target umgeben, prinzipiell auch um 90° gedreht werden könnten. Die Drähte der Kammern sind zur räumlichen Rekonstruktion in drei Ebenen gespannt: Parallel zur y - Achse und um $\pm 10, 14^{\circ}$ versetzt in den sogenannten 'u' - und 'v' - Ebenen. Hinter dem Target befindet sich zusätzlich eine hochauflösende Drahtkammer - die HPC (High Precision Chamber). Außerhalb des Magnetfeldes liegen noch zwei Driftkammern (DC 1, DC 2), die bei der Spurrekonstruktion wegen ihrer großen Entfernung vom vermuteten Wechselwirkungspunkt einen langen Hebelarm bilden, der die Genauigkeit der Impulsbestimmung erhöht. Daher auch der Name: Lever Arm Chambers.

Die Daten der bisher genannten Detektoren ermöglichen Orts- und Impulsbestimmung für geladene Spuren, die vom Rekonstruktionsprogramm TRIDENT (s. Kapitel 2.3.2) geleistet wird.

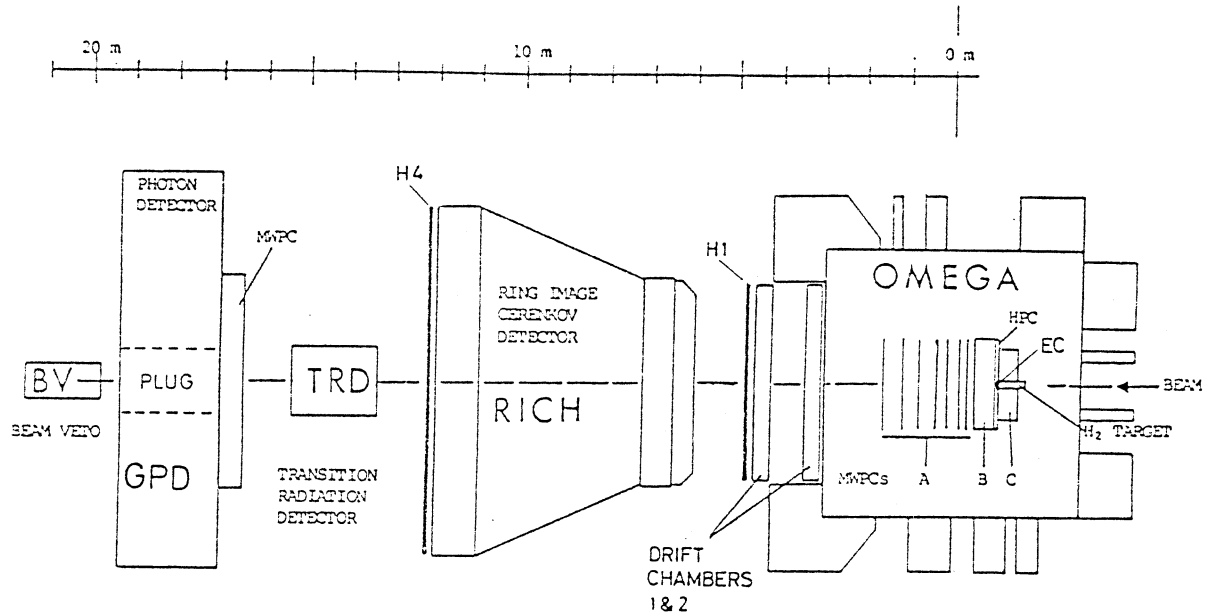


Abbildung 5: Das Experiment WA69

2.1.3 Ring Image Čerenkov Zähler

Um Teilchen bis zu einem Impuls von 80 GeV/c zu identifizieren ist weiter strahlabwärts ein Ring Image Čerenkov Zähler (RICH) aufgestellt. Im RICH strahlen hinreichend schnelle geladene Teilchen im Radiatorgas Freon Čerenkovphotonen mit dem für diesen Effekt charakteristischen Öffnungswinkel von

$$\Theta = \arccos(1/n\beta) \quad (2.5)$$

n : Brechungsindex

$$\beta = v/c$$

ab. Durch sphärische Spiegel wird das Čerenkovlicht als Ring auf Time Projection Chambers (TPC) abgebildet. Aus deren Informationen und dem vom Programm TRIDENT vorhergesagten Durchstoßpunkt wird der Ringdurchmesser und damit das β des Teilchen bestimmt. Zusammen mit dem Impuls des Teilchens ist somit eine Identifizierung des Teilchens möglich.

2.1.4 Übergangsstrahlungsdetektor

Hinter dem RICH dient ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD, Transition Radiation Detector) zur Teilchenseparation im Impulsbereich oberhalb von 80 GeV/c. Die Trennung der Teilchenarten ist bei diesen Impulsen möglich, da die Gesamtenergie der Übergangsstrahlung proportional Lorentzgamma $\gamma = E/m$ ist.

Dieser von einer Bonner Gruppe gebaute Detektor besteht aus 12 Modulen: Jedes Modul besteht aus einem irregulären Radiator aus Polypropylenfasern, in dem die Übergangsstrahlung erzeugt wird, und einer Vieldrahtproportionalkammer, die die Übergangsstrahlungspotonen nachweist.

Sowohl die Informationen aus dem RICH, als auch die Informationen aus dem TRD waren zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit noch nicht prozessiert und konnten daher für Analysezwecke in dieser Arbeit nicht hinzugezogen werden.

2.1.5 Photondetektoren

Alle bisher angesprochenen Detektoren weisen ausschließlich geladene Teilchen nach, indem sie in der einen oder anderen Weise die Eigenschaften bewegter Ladungen ausnützen. Um

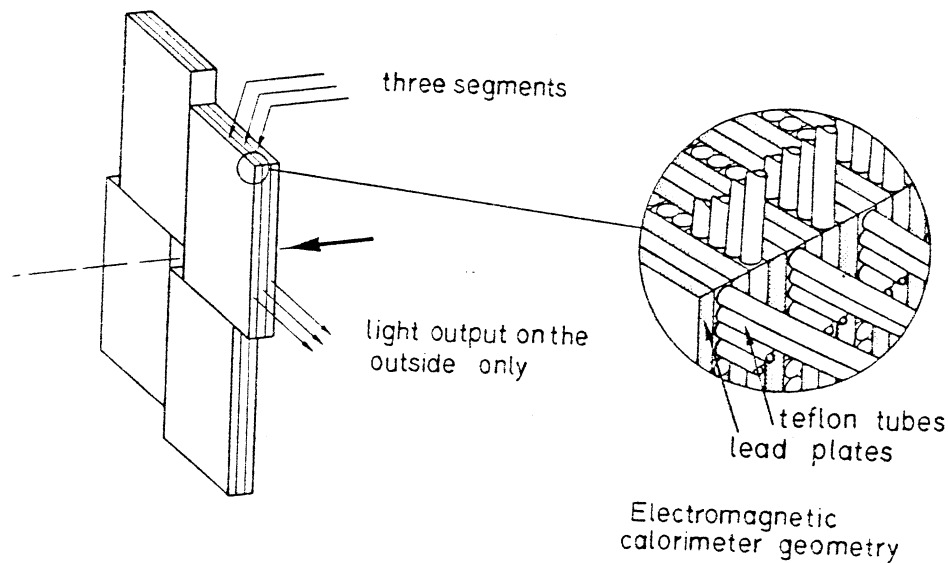


Abbildung 6: Der Photon Detektor; die Strahlrichtung wird durch den Pfeil angezeigt

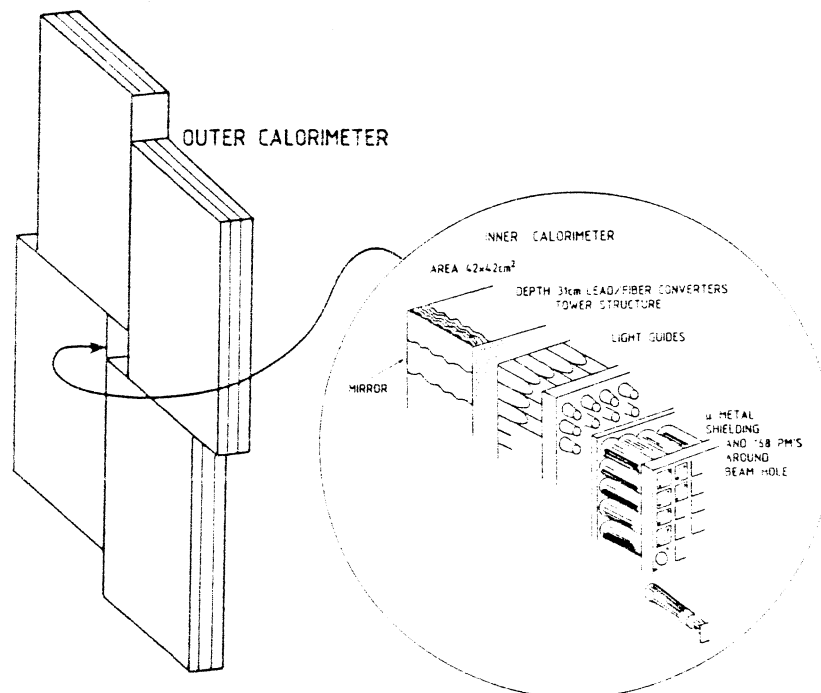


Abbildung 7: Der Plug

auch neutrale Teilchen nachweisen zu können, bilden zwei Kalorimeter den Abschluß des experimentellen Aufbaus:

- Der aus vier Modulen aufgebaute Geneva Photon Detector (GPD) ist ca. 4 mal 4 Meter groß und besteht aus Bleiplatten und flüssigem Szintillatormaterial in Teflonröhren. Drei Segmente von 10,4 cm Dicke - das entspricht etwa 10 Strahlungslängen - sind parallel hintereinander gestaffelt. Mit den horizontal und vertikal angebrachten 4000 Photomultipliern zum Auslesen der Szintillatoren kann eine räumlich Korrelation hergestellt und damit der Ort des Auftreffens auf den Detektor bestimmt werden. Dazu wurde aus den Photomultipliersignalen mit Hilfe von ADC's die Energieabgabe und mit Hilfe von TDC's die Zeitdifferenzen der Pulse bestimmt. Eine schematische Ansicht des Photondetektors zeigt Abbildung 6
- In die quadratische Öffnung in der Mitte des GPD ist ein 42 mal 42 cm großes Blei/Fiberglas Sandwich - Kalorimeter eingeschoben - der PLUG (Abb. 7). Im PLUG wechseln sich dünne, gewellte Bleiplatten mit Szintillatormaterial ab. Die Daten werden mit einer eigenen Matrix aus 13 mal 13 Photomultipliern ausgelesen und anschließend zusammen mit den Informationen des GPD zur Neutralekonstruktion genutzt.

2.1.6 Beam - Veto Zähler

Durch ein Loch in der Mitte des den Abschluß des Experimentes bildenden Photondetektors können Photonen ungehindert durchtreten, die direkt vom Strahl kommen. Dort treffen sie auf das Beam Veto (BV), mit dessen Hilfe Doppelbremstrahlung aus dem Tagging-System gemessen wird. Das Beam Veto ist ein Sandwichkalorimeter, das ebenfalls aus Blei und Szintillatormaterial besteht [43]. Hat das zweite Beamphoton weniger als 60 GeV - dieser Wert variiert etwas mit der Intensität - wird seine Energie von der Strahlenergie abgezogen, bei höheren Energien wird das Ereignis im Trigger verworfen (s. Kapitel 2.2). Dieser Schwellenwert wurde in der zweiten Runperiode 1985 von 60 auf 30 GeV herabgesetzt.

2.1.7 Die Hodoskope H1 und H4

Die Hodoskope H1 und H4 stehen direkt vor und hinter dem RICH. Die Hodoskope sind in Abbildung 8 perspektivisch gezeichnet. H1 besteht aus je 32 senkrechten Szintillatorstreifen oberhalb und unterhalb der Mittelebene, die sich um einen Zentimeter überlappen. Der Schlitz in der Mittelebene ist 5 cm breit. H4 ist analog aus 15 Streifen mit einer Öffnung von 6 cm aufgebaut. Die Hodoskope dienen ausschließlich Triggerzwecken, sie werden dabei hauptsächlich zur Unterdrückung von e^+e^- - Paaren benutzt (s. Kapitel 2.2).

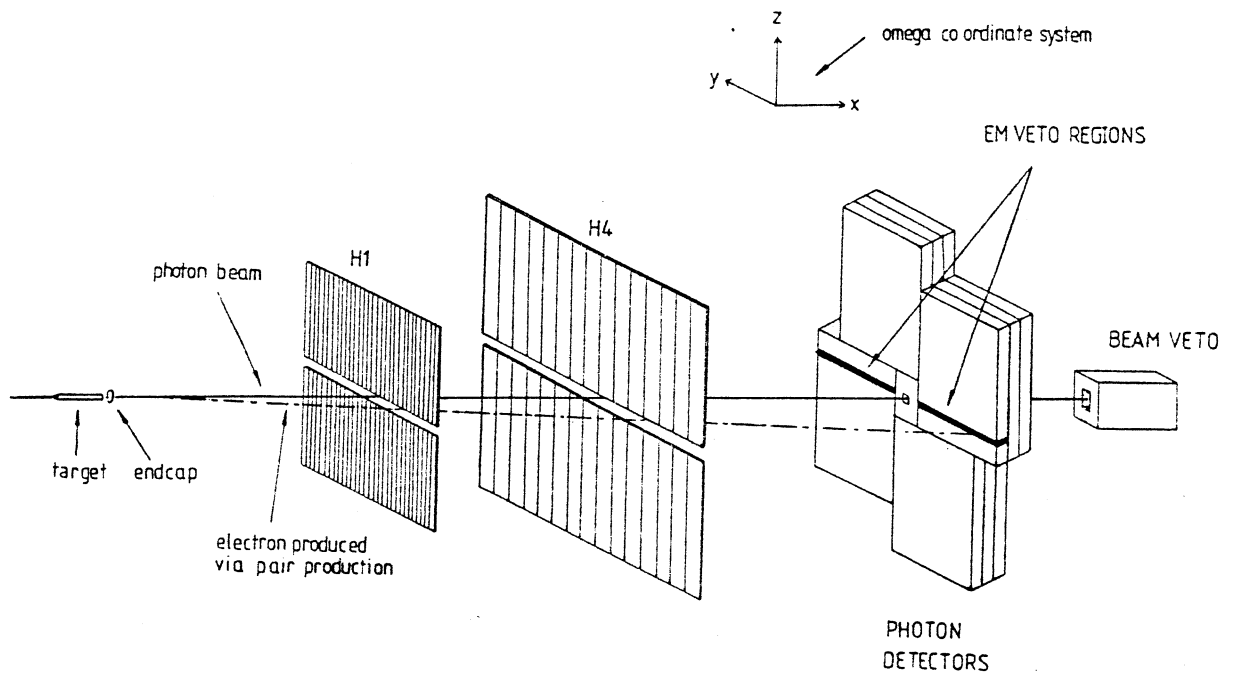
2.2 Trigger

Um die Daten möglichst effizient aufzunehmen, muß ihre Auslese on-line durch einen Trigger elektronisch gesteuert werden. So wird verhindert, daß die Magnetbänder - ihre Zahl geht schon so in die Hunderte - mit Informationen vollgeschrieben werden, die für die physikalischen Fragestellungen keinerlei Bedeutung haben. Die zur Verfügung stehende Meßzeit wird optimal genutzt, was für die Akkumulation einer hohen Statistik wichtig ist.

Da der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma p \rightarrow \text{Hadronen}$ bei 120 μb liegt und damit um fast einen Faktor 200 kleiner ist als der entsprechende elektromagnetische Wirkungsquerschnitt von 20 mb, gilt es insbesondere den e^+e^- - Paaruntergrund zu unterdrücken.

Die Triggerlogik besteht im wesentlichen aus drei zeitlich aufeinander folgenden Komponenten [17,31]:

1. Der Interaction Trigger (*INT*) soll Ereignisse vorselektieren, bei denen ein energiemarkiertes Photon eine Wechselwirkung im Target verursacht hat. Dazu werden folgende Triggerkombinationen verlangt (Abb. 9):

Abbildung 8: Der Trigger gegen e^+e^- - Paare

- Quick Tag ($QTAG = H4.1.H4.2.LG$)

Signale der die gestreuten Elektronen des Tagging Systems vermessenden Szintillationshodoskope und des Bleiglaszählers. Das bedeutet, daß ein Photon vom Tagging System vermessen wurde (s. Kapitel 2.1.1)

- Photon Tag ($TAG = QTAG.\overline{RV}.\overline{HOV1}.\overline{HOV2}.\overline{S2 + V2}$)

Hier werden alle Photonen verworfen, die in den ebenfalls in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Detektoren RV, HOV1, HOV1 und der Kombination aus S2 und V2 kein Signal produziert haben.

- Photon Interaction ($INT = TAG.EC$)

Die letzte Voraussetzung für den Interaction Trigger ist das Feuern der in Kapitel 2.1.2 erwähnte Endcap (EC), die eine Wechselwirkung im Target durch den Nachweis einer geladenen Spur signalisiert.

Am Ende wird das Interaction Signal durch ein logisches "und" mit dem Totzeit Signal \overline{DT} verbunden, um zu gewährleisten, daß die restliche Aufnahmeapparatur aktiv ist.

2. Die Hodoskop - Guillotine (HGL) beinhaltet die beiden Hodoskope H1 und H4 (Abb. 8 und Kapitel 2.1.7). Der Mittelschlitz der Hodoskope entspricht vom Target aus gemessen einem Winkel von ± 3 mrad gegenüber der Mittelebene. Der Trigger erfordert, daß bei beiden Hodoskopen entweder die obere oder die unter Hälfte gefeuert hat (Abb. 10).

$$HGL = INT.\overline{DT}.(H1_{top}.H4_{top} + H1_{bottom}.H4_{bottom})$$

Durch die Öffnungsschlitz in den Mittelebenen sollen die nur mit einem kleinen Winkel erzeugten e^+e^- - Paare an der Erfüllung der Triggerbedingung gehindert werden. Die meisten dieser Paare entstehen bei einem Winkel kleiner 2 mrad. Da das Omega-Magnetfeld geladene Spuren nur in der x - y - Ebene auffächert, bevölkern sie nur ein

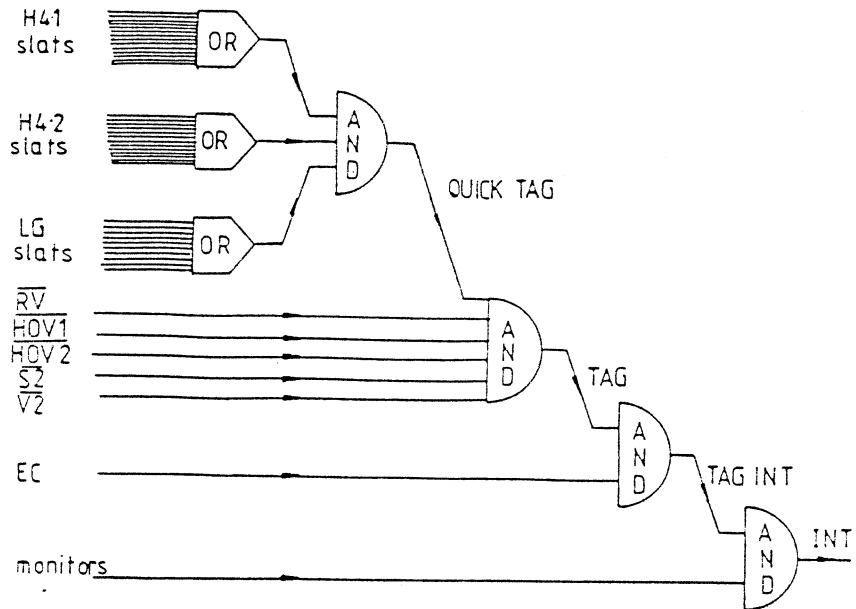


Abbildung 9: Interaction Trigger

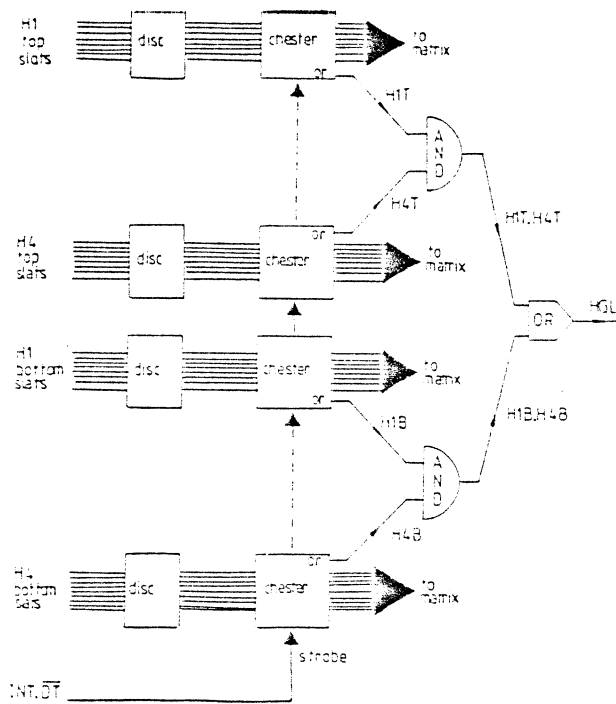


Abbildung 10: Hodoskop - Guillotine und Matrix

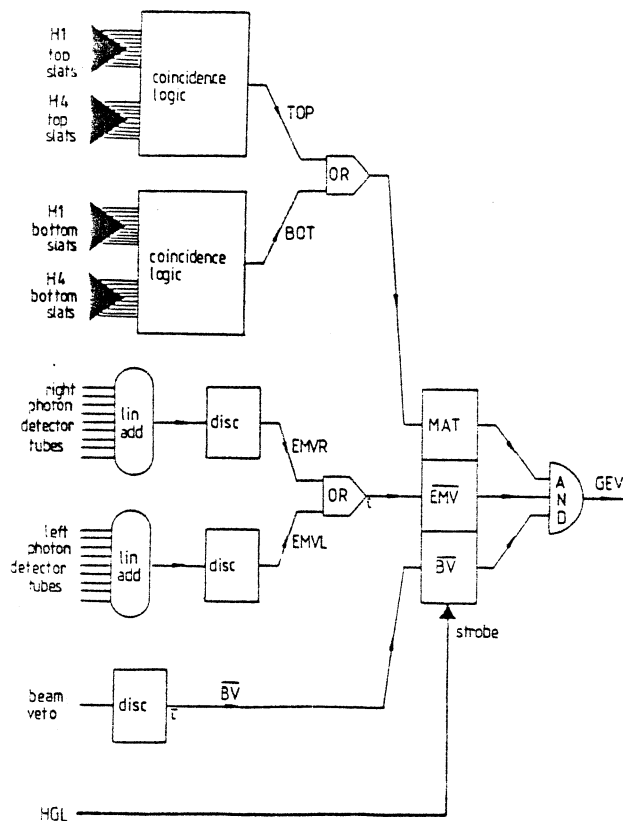


Abbildung 11: Good Event Trigger

schmales Band der Mittelebene und treffen die Hodoskope nicht, sondern passieren die Schlitze.

3. Der Good Event Trigger (*GEV*) nimmt die finale Triggerselektion vor. Er beinhaltet im einzelnen folgende Triggerstufen:

- Matrix Coincidence Trigger (*MAT*)

Der Matrix Trigger fordert eine räumliche Korrelation zwischen den Treffern in den senkrechten Streifen der beiden Hodoskope. Die Treffer im Hodoskop H4 sollen so zu den Treffern im Hodoskop H1 passen, daß zufälliges Feuern des Triggers durch unkorrelierte Treffer oder durch Spuren, die nicht vom Target kommen, weitgehend ausgeschlossen werden.

- Elektromagnetisches Veto (\overline{EMV})

Die Redundanz von e^+e^- - Ereignissen erfordert zusätzliche Maßnahmen zur Paarunterdrückung. Wenn beispielsweise 0,5 % der Paare den Trigger überstünden, wären wegen der Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte immer noch ca. 50 % aller aufgenommenen Ereignisse elektromagnetischen Ursprungs. Im Gegensatz zu den Hodoskopen triggert das EMV aktiv durch ein Vetosignal gegen elektromagnetische Paare in der Mittelebene. Es nutzt dabei zusätzlich zum geringen Öffnungswinkel der Paare aus, daß Elektronen durch Schauerentwicklung praktisch ihre ganze Energie im Photodetektor deponieren. Das EMV verwirft Ereignisse, bei denen die vier horizontalen Photomultiplier in der Mittelebene eine Energie von mehr als ca. 60 GeV auslesen. Dies entspricht einer Veto - Zone von ± 3 cm, die in Abbildung 8 eingezeichnet ist. Der Plug war im ersten Jahr der Datennahme - 1984 - nicht im EMV enthalten, wurde aber im Jahr 85 zur weiteren Verbesserung der Paarunterdrückung in das EMV miteinbezogen. Das EMV - Signal wurde

gebildet, indem je ein Signal von den die linke bzw. die rechte Hälfte des GPD auslesenden Photomultipliern ($EMV(left)$ bzw. $EMV(right)$) mit dem Signal des Plug ($EMV(center)$) durch ein logisches "oder" verknüpft und anschließend invertiert wurde (\overline{EMV}).

- Beam Veto (\overline{BV})

Hier werden nur Ereignisse akzeptiert, wenn im entsprechenden Kalorimeter kein Strahlphoton aus Doppelbremsstrahlung im Tagging-System registriert wurde, dessen Energie oberhalb 60 GeV bzw. in der Runperiode 1985 oberhalb 30 GeV lag. Verworfen wurden außerdem Ereignisse, bei denen der Trigger durch Untergrund gefeuert wurde, während das primäre Photon ohne Wechselwirkung das Beam - Veto erreicht hat.

Die Gesamttriggerbedingung für GEV ist dann (Abb. 11):

$$GEV = HGL.MAT.\overline{EMV}.\overline{BV}$$

Am Ende erzeugen die etwa $2 \cdot 10^5$ Photonen pro Burst ungefähr 140 vom Trigger akzeptierte Ereignisse.

Von allen aufgezeichneten Ereignissen sind noch ca. 20 % elektromagnetische Paare, dieser Anteil ist bei niedrigen Multiplizitäten, wie sie hier betrachtet werden, naturgemäß etwas höher.

Der so stark auf Paarunterdrückung ausgelegte Trigger hat für die Untersuchung von Endzuständen mit zwei geladenen Pionen oder Kaonen jedoch auch gravierende Nachteile. Hadronische Ereignisse mit kleinem Öffnungswinkel werden durch die Hodoskop - Guillotine herausgeschnitten. Die in Kapitel 3 aufgeführten Akzeptanzverluste im Trigger sind fast ausschließlich darauf zurückzuführen.

Während der Datennahme wurden auch Ereignisse mit anderen Trigger - Kombinationen als im oben geschilderten Good Event Trigger - zum Beispiel unter Umgehung einzelner Trigger - Stufen - als sogenannte "Monitor - Trigger" aufgenommen. Mit diesen Monitor - Triggern erhält man die Möglichkeit, ständig die Effizienz der einzelnen Komponenten des Experimentes zu überprüfen. In den hier untersuchten Daten betrug der Anteil der Monitor - Trigger etwa 3 %. Schließlich gibt es auch Runs, bei denen alle Daten mit besonderen Triggerbedingungen aufgezeichnet wurden, zum Beispiel um Eichungen vorzunehmen. Ein Beispiel zeigt das in Abbildung 3 dargestellte Spektrum von Run 2813, bei dem nur die Erfüllung des Interaction Trigger verlangt wurde.

2.3 Ereignisrekonstruktion

2.3.1 Rohdaten

Die von den Detektoren ausgelesenen Rohdaten werden auf Magnetbändern on-line gespeichert. Die digitalisierten Daten werden dabei in einer logischen Baumstruktur mit dem Namen 'ROMULUS' geordnet, deren einzelne Äste die Informationen der Trigger- und Detektorkomponenten enthalten.

In dieser Form sind die Daten der physikalischen Analyse nicht unmittelbar zugänglich. Dazu müssen sie in unter physikalischen Aspekten interessante Größen wie Impuls, Ort und Energie umgewandelt und verarbeitet werden. Die Rohdaten müssen verschiedene Programme durchlaufen bis eine Auswertung möglich ist.

2.3.2 TRIDENT

Das Programm TRIDENT (TRack IDENTification) dient der Rekonstruktion der Spuren und Vertices von geladenen Teilchen. Seine drei Hauptaufgaben sind:

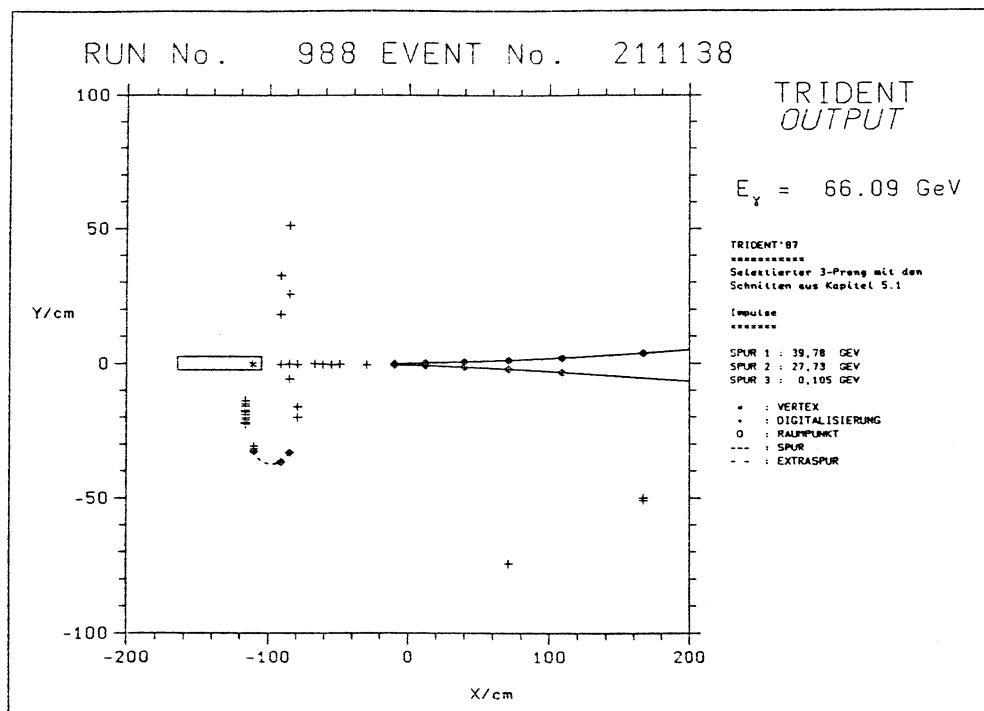


Abbildung 12: Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (a)

- Spurerkennung (Pattern - Recognition)
- Spurfit
- Vertexfit

Es wurde vom CERN für das Omega - Spektrometer entwickelt und für die speziellen Bedürfnisse des Experimentes WA69 weiterentwickelt. In Bonn wurde beispielsweise ein Algorithmus zur Berücksichtigung von Vielfachstreuung entwickelt [33]. Die zitierte Arbeit enthält auch ausführlichere Beschreibungen der Algorithmen des TRIDENT.

Zur Berechnung der Spuren und Vertices verwendet TRIDENT digitalisierte Informationen der

- das Target umgebenden Proportionalkammern (A,B,C - Kammern),
- der HPC - Drahtkammer,
- der beiden Driftkammern.

Außerdem kommen noch die entsprechenden Driftkammerkalibrationen und eine vorher vermessene Karte des Omega - Magnetfeldes hinzu.

Aus den Digitalisierungen der Kammern werden Raumpunkte berechnet und aus diesen Raumpunkten durch ein Mustererkennungsverfahren (*Pattern-Recognition*) Spuren zusammengesetzt. Dabei werden die Spuren von den Driftkammerpunkten aus in das Omegafeld hinein mit Richtung auf das Target zurückextrapoliert. Aus der Krümmung der Spuren und ihrem Vorzeichen werden die Impulse und die Ladungen der Teilchen bestimmt.

Der mittlere vom TRIDENT gelieferte Fehler der Impulsbestimmung betrug bei den in dieser Arbeit selektierten Spuren etwa

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 1,5\%. \quad (2.6)$$

Die dazugehörigen Wechselwirkungspunkte oder Vertices werden durch einen Vertexfit ermittelt. Der Vertex ist anders als etwa bei Blaskammern nicht direkt vermeßbar. Die Spuren werden vom ersten gemessenen Punkt aus in das Target extrapoliert. Um den Vertexfit zu verbessern wird das Programm PEDRO, das den Photonenstrahl rekonstruiert, mit in den Fit einbezogen. Das Strahlphoton ist damit das einzige nicht geladene Teilchen, das auf der Ebene des TRIDENT berücksichtigt wird.

Es entstehen durch den Vertexfit drei Arten von Spuren:

- dem Hauptvertex zugeordnete;
- Spuren, die an einen sekundären Vertex (V_0) gefittet worden sind; solche Vertices können von dem Zerfall eines bei der primären Wechselwirkung entstandenen neutralen, daher im Omega - Spektrometer nicht nachweisbaren Teilchens in ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen entstehen.
- Extraspuren, die keinem Vertex zuerkannt werden konnten; deren Ursprung kann außerhalb des Ereignisses liegen. Möglich ist aber auch, daß sie in Wirklichkeit zum Vertex gehören und infolge enger Fehlertoleranzen aus dem Vertexfit herausfielen.

Gibt es zu einer Topologie im Rahmen der Toleranzen noch eine Alternative, die einen V_0 enthält, wird sie als zweite Topologie ebenfalls abgespeichert.

Ereignisse ohne durch den Fit ermittelten Vertex kommen auch vor, wurden aber bei der Datenselektion für diese Arbeit verworfen und dafür bei den Akzeptanzkorrekturen berücksichtigt (s. Kapitel 3.4) In Abbildung 15 sind die x,y und z Koordinaten der Vertices von unselektierten Ereignissen dargestellt. Der abrupte Anstieg am Ende des Targets in x - Richtung wird durch den dort für Triggerzwecke aufgestellten Szintillationszähler, der Endcap (EC), verursacht (s. Kapitel 2.1.2). Dieser im wesentlichen aus Kohlenstoff bestehende Plastikszintillator hat eine wesentlich größere Strahlungslänge als Wasserstoff. Als Folge konvertieren mehr Photonen zu elektromagnetischen Paaren als im Target. Durch die größere hadronische Wechselwirkungslänge ist aber auch die relative Zahl hadronischer Ereignisse höher als im Target.

Für die hier interessierende Reaktion 1.1 ging es darum, alle drei Spuren (3 - Prongs) oder nur zwei Spuren - die beiden Pionen - zu rekonstruieren, wobei in letzterem Fall das Proton mangels kinetischer Energie nicht genug Reichweite hat, um in den Omega - Kammern nachgewiesen zu werden (s. Kapitel 4.3). Die Vertexrekonstruktion ist speziell für 2 - Prongs in x - Richtung problematisch, da die beiden schnellen Spuren meist tangential, fast parallel das Target verlassen. Bei 3 - Prongs kann ein zur Seite fliegendes Proton die Festlegung der x - Koordinate des Vertex erleichtern.

Einige für diese Arbeit typische Ereignisse sind in den Abbildungen 12, 13 und 14 in der x - y - Ebene graphisch dargestellt ¹. Die Verbesserung der Vertexrekonstruktion durch das langsame, zur Seite das Target verlassende Proton wird sofort deutlich. Die beiden schnellen Spuren verlassen das Target so tangential, daß sie durch den Spurerkennungsalgorithmus in dem Bereich unmittelbar hinter dem Target meist nicht mehr zu trennen sind. In allen Ereignissen erkennt man Digitalisierungen, die keiner Spur zugeordnet werden. Dieser Untergrund kann verschiedene Ursachen haben. Bei einem Teil handelt es sich um elektronisches Rauschen oder willkürliche Treffer, die durch nicht weiter zurückverfolgbare Prozesse außerhalb

¹Das Graphikprogramm wurde mir von Christian Gapp, Bonn zur Verfügung gestellt

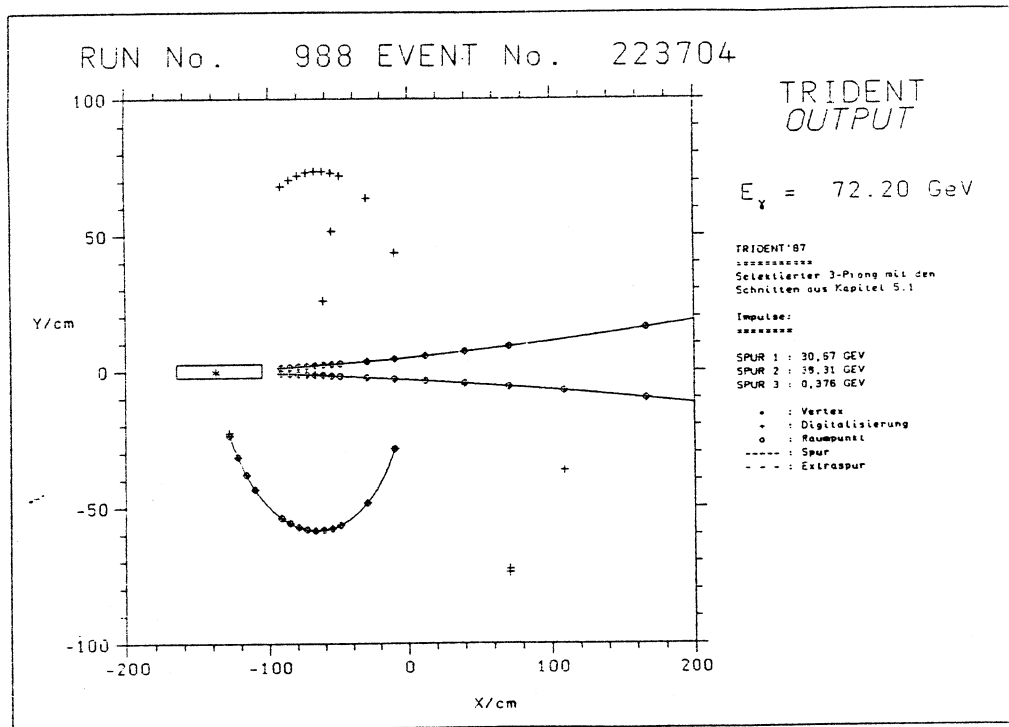


Abbildung 13: Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (b)

des eigentlichen Ereignisses entstehen. Dieser Untergrund ist homogen verteilt. In den für die Rekonstruktion des Protons wichtigen C - Kammern kommt zusätzlich ein zeitlich und räumlich stark inhomogener Untergrund durch sogenannte "Singer" hinzu - Drähte, die in einer Ebene alle auf einmal feuern. Ein solcher Fall findet sich beispielsweise in Abbildung 12.

Der restliche Untergrund sind Digitalisierungen, die zwar in irgendeiner Weise zum Ereignis gehören, aber von der Software, also dem Programm TRIDENT, keiner Spur zugeordnet wurden. Dazu zählen auch die Digitalisierungen in der oberen Hälfte von Abbildung 13, in der das Rekonstruktionsprogramm den zweiten Teil einer sich aufrollenden Protonspur nicht als Spur identifiziert hat.

Insgesamt sind nach der TRIDENT-Analyse bekannt:

- Die Impulse \vec{p} , das heißt die Koordinaten $|\vec{p}|$, λ , ϕ am ersten gemessenen Punkt
- Die Energie des Strahls ohne Beamvetokorrektur
- Die Koordinaten der Vertices
- Die Fehler und Kovarianzen dieser Werte
- Die Ladungen

Diese Größen und der vom TRIDENT nicht benötigte Teil des ROMULUS-Blockes werden nun in einem weiteren Programm verarbeitet.

2.3.3 PHOENIX

Im letzten Rekonstruktionsprogramm PHOENIX werden zusätzlich die Detektorinformationen ausgewertet, die vom TRIDENT unverändert weitergegeben wurden [50]:

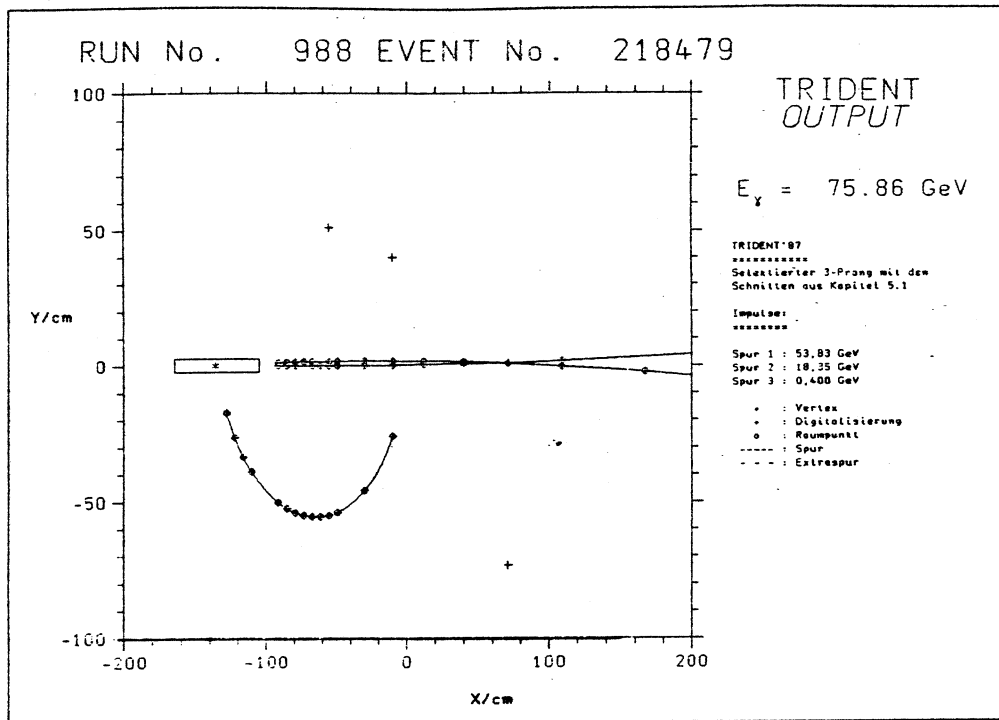


Abbildung 14: Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (c)

- Des Ring Image Čerenkov Counter (RICH),
- des Übergangsstrahlungsdetektors (TRD),
- des inneren Photondetektors (PLUG),
- des äußeren Photondetektors (GPD) und
- des Beamveto-Zählers (BV).

Durch die ersten beiden Detektoren RICH und TRD können Teilchensorten wie Pionen, Protonen, Kaonen oder Elektronen getrennt werden, indem ihnen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine Identität zugeordnet wird. Die Identifikation soll als Code auf dem vom PHOENIX gelieferten Output erscheinen. Dieser Teil des Programmes stand aber zum Zeitpunkt dieser Untersuchung noch nicht zur Verfügung.

Mit den beiden Photondetektoren werden die Ereignisinformationen um die Viererimpulse und Koordinaten neutraler Spuren ergänzt. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, auch neutrale Teilchen (π^0 , η etc.) zu rekonstruieren.

Die Strahlenergie wird mit Hilfe des Beamveto um die Energie von Photonen aus sekundärer Bremsstrahlung korrigiert, falls diese kleiner als 60 GeV ist (s. Kapitel 2.1.6)

2.4 Normalisierung

Aus den Triggerinformationen wird im PHOENIX die für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte notwendige Zahl der Strahlphotonen errechnet [32]. Sobald die Zahl derjenigen Strahlphotonen bekannt ist, die die Chance hatten, mit den Targetprotonen wechselzuwirken, kann mit der effektiven Flächendichte der Protonen und der akzeptanzkorrigierten Zahl

von Ereignissen der zu messenden Reaktion der Wirkungsquerschnitt berechnet werden (s. Kapitel 5.3)

Die Zahl der für eine nachgewiesene Wechselwirkung in Frage kommenden Photonen ist durch die Anzahl der TAG's gegeben, die nicht im Beam Veto verworfen wurden (s. Kapitel 2.2). Die auszuwertende Größe war also die logische Kombination $TAG.\overline{BV}$.

Im Programm PHOENIX wird die Zahl der TAG's auf drei verschiedene Weisen bestimmt:

1. Durch die direkt gemessenen und addierten TAG's, die in der aktiven Zeit des Experimentes, das heißt während es aufnahmebereit war, registriert wurden;
2. durch die Anzahl der TAG Monitor Trigger, die mit dem entsprechenden Untersetzungsfaktor für diesen Monitor Trigger multipliziert werden (2^{18}).
3. Mit Hilfe der Ereignisse, die zwischen 5 und 10 gut vermessener TRIDENT Spuren haben, multipliziert mit einer Konstante, die mit einer Auswahl von Runs aus dem Jahr 1984 bestimmt worden ist. Mit der Wahl dieser Größe sollten eventuelle Schwankungen des elektromagnetischen Untergrunds aus Elektron - Positron Paaren oder Doppelpaaren aufgrund verschiedener Triggereffizienzen ausgeglichen werden.

Die daraus resultierende Zahlen werden auf gegenseitige Konsistenz geprüft, sie sollen innerhalb einer Fehlertoleranz gleich sein. Dann wird mit einer der oben angegebenen Reihenfolge entsprechenden Hierarchie der sogenannte "best estimate" - die beste Schätzung - als Zahl der TAG's genommen.

Mit Monitor Triggern, in denen das Beam - Veto nicht enthalten ist, wird dann auf der Basis jedes einzelnen Runs der relative Anteil der im Beam Veto verworfenen TAG's berechnet. Mit diesem Anteil, der typischerweise bei etwa 70 % liegt, wird die Zahl der TAG's multipliziert und dann in der PHOENIX Bank KLUMIN als "best estimate" für die logische Bedingung $TAG.\overline{BV}$ angegeben. Eine weitergehende Darstellung findet sich in [32].

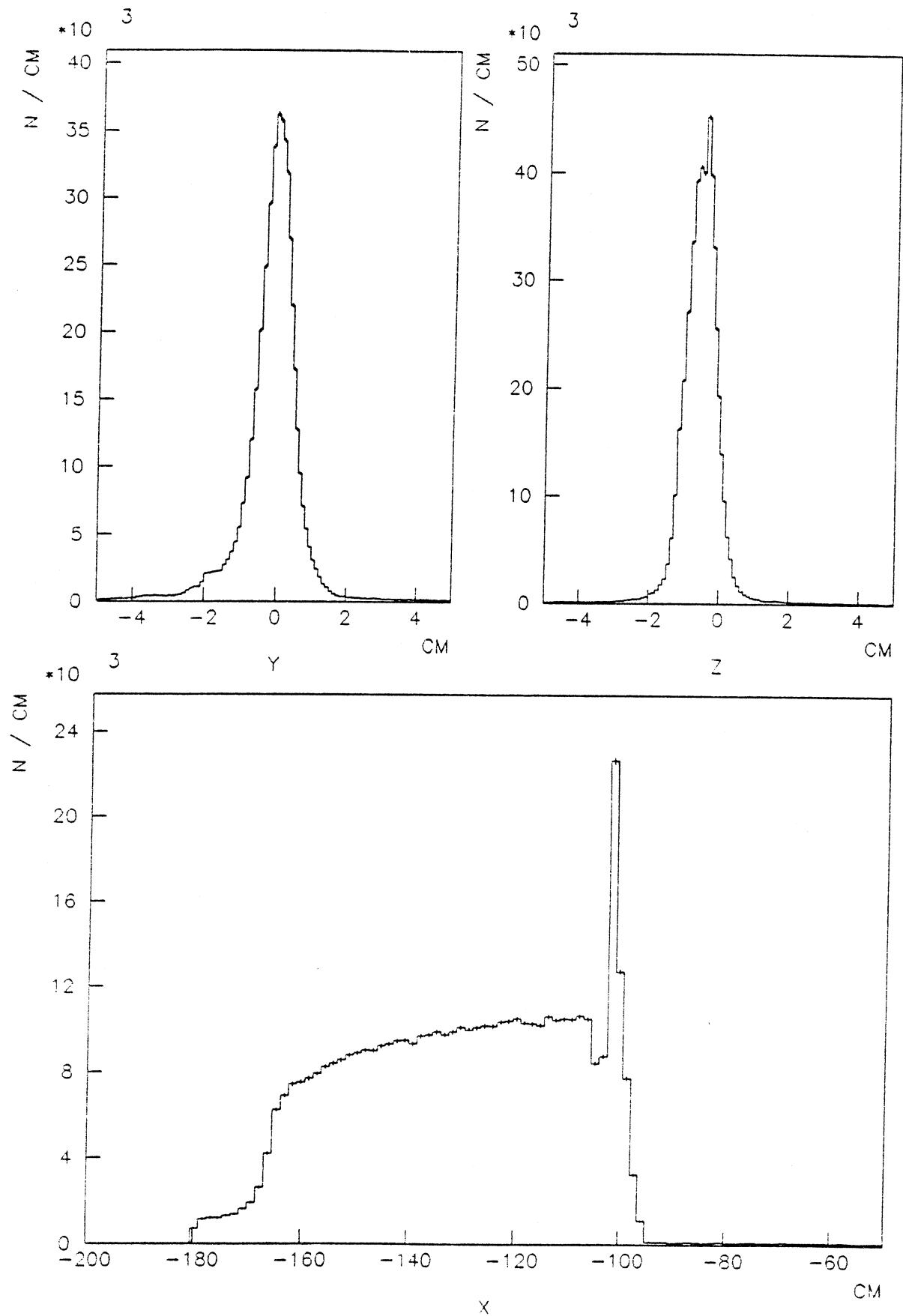


Abbildung 15: x,y und z Positionen der Vertices von unselektierten Ereignisse

3 Photoproduktion von Vektormesonen

3.1 Die hadronische Natur des Photons

Bei der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion 1.1, in der ein reelles Photon mit einem Proton wechselwirkt, wird die Vorstellung zugrundegelegt, das Photon sei in einen virtuellen $q\bar{q}$ -Zustand dissoziiert: Die Lebensdauer dieses Zustands folgt aus der Unschärferelation. Sie ist

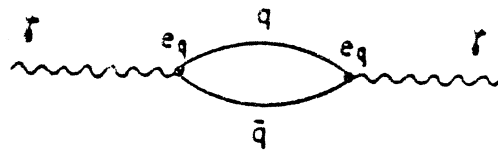


Abbildung 16: Dissoziation eines Photons in $q\bar{q}$

proportional der Photonenergie E_γ und umgekehrt proportional der Masse des $q\bar{q}$ -Zustandes ($\hbar = c = 1$):

$$\Delta t \simeq \frac{2E_\gamma}{m_{q\bar{q}}} \text{ falls } E_\gamma \gg m_{q\bar{q}} \quad (3.1)$$

Im dem Bild des Vektor - Dominanz - Modells (VDM) werden diese virtuellen Zustände von Zuständen neutraler Vektormesonen (ρ, ω, Φ) dominiert, die dieselben Quantenzahlen wie das Photon haben:

$$J = 1, P = -1, C = -1, Y = 0, B = 0 \quad (3.2)$$

Wir betrachten also das Photon als Überlagerung solcher Vektormesonen,

$$|\gamma\rangle = \sum \frac{4\pi}{\gamma_V^2} |V\rangle \quad (3.3)$$

wobei die experimentell zu bestimmende Kopplungsstärken von den Quarkladungen abhängen:

$$\frac{4\pi}{\gamma_V^2} \propto (\sum e_q)^2 \quad (3.4)$$

Das Verhältnis der VM - Zustände zueinander bestimmen die Ladungen der Quarks, die in einer in dieser Familie vorgegebenen Mischung auftreten. Das ideale Mischungsverhältnis ist:

$$|\rho\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (3.5)$$

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) \quad (3.6)$$

$$|\Phi\rangle = |s\bar{s}\rangle \quad (3.7)$$

bestimmt. Wir erwarten, daß das ρ im Verhältnis

$$\rho : \omega : \Phi = 9 : 1 : 2 \quad (3.8)$$

überwiegt. Experimentell ergibt sich für die relativen Kopplungsstärken[26]:

$$\rho : \omega : \Phi = 8,8 \pm 2,6 : 1 : 1,7 \pm 0,4 \quad (3.9)$$

Aus der Theorie der Vektormesonendominanz folgt ein direkter Zusammenhang zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dt$ - t ist der im Anhang 3.1 definierte Viererimpulsübertrag - für Photoproduktion und Hadroproduktion mittels der Kopplungskonstante:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow VN) = \alpha \frac{\pi}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(VN \rightarrow VN) \quad (3.10)$$

Mit Hilfe dieser Formel und dem optischen Theorem

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{q} \text{Im} F(t=0) \quad (3.11)$$

läßt sich für große s der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion auf den Wirkungsquerschnitt für Vektormesonensstreuung zurückführen. Es folgt daraus [25,46]:

$$\sigma_T(\gamma p) = \sum_{V \in \rho, \omega, \Phi} \frac{\pi\alpha}{\gamma_V^2} \sigma_T(Vp) \quad (3.12)$$

Zu den genannten Vektormesonen müßten der Vollständigkeit halber noch die angeregten Zustände $\rho'\omega'\Phi'$ und die entsprechenden Vektormesonen weiterer Flavours dazugenommen werden. Mit den drei Grundzuständen läßt sich der gesamte Wirkungsquerschnitt jedoch schon fast vollständig beschreiben.

Bei Prozessen der von uns betrachteten Art

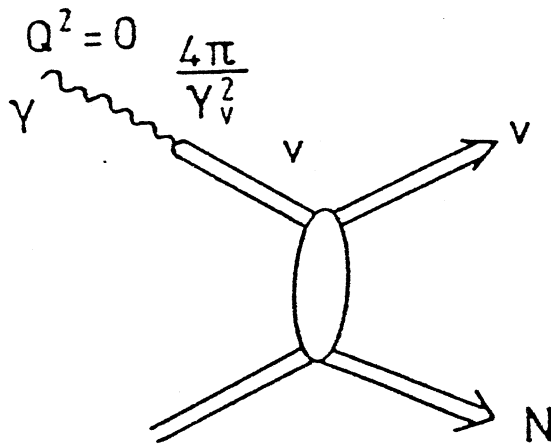


Abbildung 17: Der Prozeß $\gamma p \rightarrow V p$

$$\gamma p \rightarrow V p \quad (3.13)$$

stellen wir uns vor, daß bei einer Streuung des Photons an Nucleonen ein virtuelles Vektormeson durch einen entsprechenden Viererimpulsübertrag t (s. Anhang 3.1) reell wird. Ein solcher Prozeß ist in Abbildung 17 dargestellt. Den analogen Prozeß der Vektormesonproduktion durch virtuelle Photonen in der e^+e^- - Anihilation zeigt Abbildung 18.

Die einfache Annahme, daß das einlaufende virtuelle Vektormeson V und das auslaufende reelle Vektormeson V' gleich sind, gilt nur für die jeweiligen Grundzustände der Vektormesonen. Bei der Produktion angeregter Vektormesonen hingegen wie etwa dem ρ' (s. Kapitel 6) verkompliziert sich die Situation durch den verstärkten Einfluß sogenannter "off - diagonaler" Terme [29,44], in denen V nicht gleich V' ist. Die "off - diagonalen" Terme können bei der Photoproduktion von Anregungen in derselben Größenordnung liegen wie die diagonale Terme. Darin besteht ein wesentlicher Unterschied zur e^+e^- - Anihilation: Dort gibt es keine Entsprechung zu den Prozessen mit $V \neq V'$. Die Existenz dieser zusätzlichen Terme läßt daher einen einfachen Vergleich von e^+e^- - Daten und γp - Daten nicht mehr ohne weiteres zu.

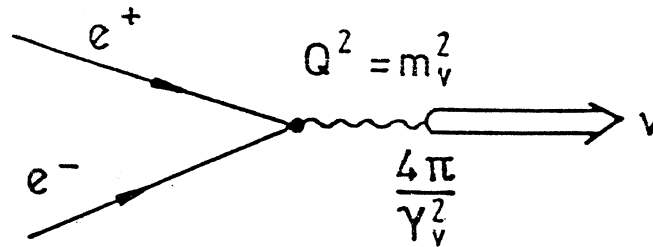


Abbildung 18: e^+e^- - Annihilation

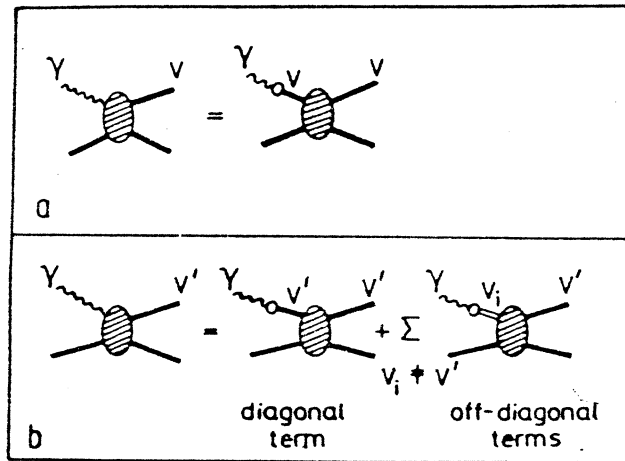


Abbildung 19: Vektormesonendominanz (a) und "off - diagonale" - Terme (b)

3.2 Diffraktive Vektormesonenerzeugung

Der elastische Prozeß 3.13 (Abb. 17) zeigt ein in Anlehnung an die Optik diffraktiv genanntes Verhalten, das sich im wesentlichen an folgenden Charakteristiken zeigt [28]:

- Ein von der Energie (fast) unabhängiger Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien.
- Ein differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$, der steil exponentiell abfällt und ein extremes Maximum in Vorwärtsrichtung aufweist:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|} \tag{3.14}$$

Der Faktor b hängt dabei von der Reichweite der Wechselwirkung ab und ist typischerweise bei der ρ - Photoproduktion gleich 7 GeV^{-2} .

- Eine im wesentlichen imaginäre Streuamplitude in Vorwärtsrichtung.
- Dem Austausch der Quantenzahlen des Vakuums im t -Kanal (Pomeron-Austausch).
- s - Kanal - Helizitätserhaltung, also die Übertragung der Helizität des Photons

$$\lambda_\gamma = \pm 1 \tag{3.15}$$

auf das Vektormeson.

Die Steigung der t - Verteilung ist in geringem Maße auch von der Energie abhängig. Dieses "Shrinkage" genannte leichte Zunehmen der Steigung bei höheren Energien ergibt sich aus folgender Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [46]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} e^{2b \cdot \ln(\frac{t}{s_0})t}, \quad (3.16)$$

die mit Hilfe des optischen Theorems (Gleichung 3.11) im Rahmen der Regge - Theorie hergeleitet werden kann. Die Energieabhängigkeit ist in der dem Quadrat der Schwerpunktsenergie entsprechenden Mandelstam - Variablen s (s. Anhang A.2.1) enthalten. s_0 ist ein nicht näher bestimmter freier Parameter. Die experimentell zu beobachtende Zunahme des Steigungsparameters b ist Abbildung 39 zu entnehmen.

4 Akzeptanzen

Eine sinnvolle Analyse der Daten und insbesondere die Bestimmung eines absoluten Wirkungsquerschnittes setzen voraus, daß die Eigenschaften des experimentellen Aufbaus und die daraus folgenden Akzeptanzverluste genau bekannt sind.

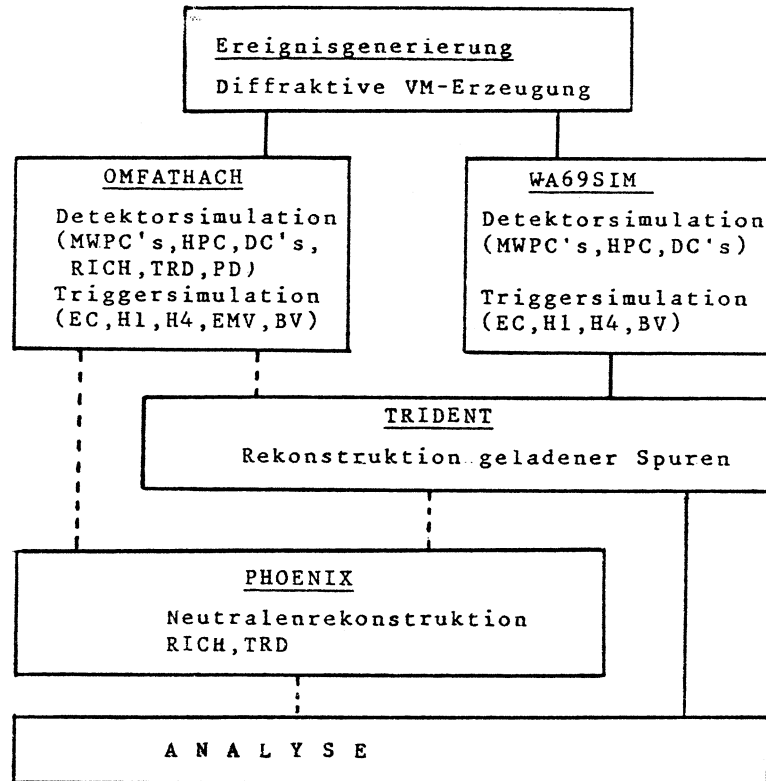


Abbildung 20: Die Simulationskette

Dazu benötigen wir eine vollständige Simulationskette, die mit durch den Rechner generierten Ereignissen die Auswirkungen der Hardware und der Software des Experimentes qualitativ und quantitativ bestimmen läßt. Zu diesem Zweck werden drei Simulationsschritte durchgeführt:

Als erstes werden ideale Ereignisse durch eine Monte - Carlo Simulation, bei der die physikalischen Größen - eingeschränkt durch die kinematischen Vorgaben - mit einem Pseudozufallszahlengenerator gewürfelt werden, erzeugt.

Diese Ereignisse werden von einem weiteren Programm verarbeitet, das Aufbau, Geometrie und Material der Detektoren und des Triggers simuliert und simulierte Rohdaten ausschreibt. Diese den gemessenen Rohdaten ähnlichen Digitalisierungen werden von den selben Rekonstruktionsprogrammen prozessiert wie die echten Meßdaten.

Durch Vergleich der ursprünglich generierten Daten mit den rekonstruierten Ereignissen können dann Aussagen über die spezifischen Akzeptanzverluste gemacht werden.

Die Simulationskette ist in Abbildung 20 graphisch dargestellt. Die durchbrochenen Linien entsprechen Verbindungen, die in dieser Arbeit nicht genutzt wurden.

4.1 Ereignisgenerierung

Der hauptsächlich untersuchte Prozeß

$$\begin{aligned}
 \gamma p &\rightarrow \rho(770)p \\
 &\hookrightarrow \pi^+\pi^-
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

sowie die nach entsprechendem Muster verlaufenden Prozesse

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \rho(1600)p \\ &\hookrightarrow \pi^+ \pi^- \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \Phi(1020)p \\ &\hookrightarrow K^+ K^- \end{aligned} \quad (4.3)$$

werden mit der modifizierten Version eines Monte-Carlo Programmes erzeugt, daß schon in früheren Arbeiten zur Anwendung gekommen ist [25,20].

Es ist ein Grundproblem jeder Simulation, daß in das Programm Hypothesen über die physikalischen Prozesse hineingesteckt werden müssen, die zum Teil erst Gegenstand der physikalischen Analyse sind. Ausgehend von den Ergebnissen zahlreicher früherer Experimente [20] und ersten Analysen der Daten wurde ein diffraktiver Produktionsmechanismus zugrunde gelegt, wie er in Kapitel 3.2 beschrieben wurde. Folgende Annahmen wurden für die ρ -Erzeugung gemacht:

- Für die Energie des Photons:

$$n(E_\gamma) \propto \frac{1}{E_\gamma} \quad (4.4)$$

$$60\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 175\text{GeV} \quad (4.5)$$

- Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \alpha e^{-bt} \quad (4.6)$$

- Für Massenverteilung und Breite des Vektormesons:

$$BW(m) = \alpha \frac{\Gamma^2/4}{(m - m_V)^2 + \Gamma^2/4} \quad (4.7)$$

Für die Erzeugung der drei in den hier untersuchten Topologien möglicherweise sichtbaren Vektormesonen wurden aus der Literatur [2,26] als Konstanten die in der Tabelle 1 aufgelisteten Werte benutzt. Das Vektormeson selbst kann wegen seiner kurzen Lebensdauer

Vektormeson	Masse(MeV)	Breite(MeV)	b(GeV ⁻²)
$\rho(770)$	770	154	7
$\rho(1600)$	1590	280	6
$\Phi(1020)$	1020	4	5

Tabelle 1: In der Simulation benutzte Werte für Masse, Breite und b

($\sim 10^{-23}\text{s}$) nur über seinen starken Zerfall in zwei Pionen (ρ) oder Kaonen (Φ) nachgewiesen werden. Das Programm läßt es daher nach der Produktion wieder zerfallen. Um die Impulse der beiden Zerfallsteilchen zu erhalten, wird in das Ruhesystem der Resonanz transformiert. Mit $\vec{P}_V = 0$, der Energie- und der Impulserhaltung folgt für Betrag und Richtung der Impulse der Zerfallsteilchen gleicher Masse m:

$$\vec{P}_1 = -\vec{P}_2 \quad (4.8)$$

$$P_1 = P_2 = \sqrt{\frac{m_V^2}{4} - m^2} \quad (4.9)$$

Für die Zerfallswinkelverteilung wurde, da es sich um den Zerfall eines $J^P = 1^-$ -Zustandes in zwei $J^P = 0^-$ -Zustände unter s - Kanal Helizitätserhaltung handelt, eine Zerfallswinkelverteilung der Form

$$W(\cos \Theta) \propto \sin^2 \theta \quad (4.10)$$

$$W(\phi) \propto \text{const} \quad (4.11)$$

gewählt (siehe Anhang B). Die Impulse der Zerfallsteilchen werden dann mit Hilfe einer Lorentztransformation in das Laborsystem transformiert.

4.2 Detektorsimulation

Zur Simulation des Detektors und des Triggers standen zwei Programme - OMFATHACH² und WA69SIM - zur Verfügung.

Beide Programme basieren auf dem CERN - Programmpaket GEANT, das eine allgemeine formale Struktur für Detektorsimulationen bereit stellt. In Bonn wurde zunächst das Programm WA69SIM entwickelt [36]. Es simuliert die für die Untersuchungen dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Komponenten des Experimentes:

- die Kammern im Omega - Spektrometer; die A,B und C - Kammern, die HPC und die Driftkammern.
- die Triggerkomponenten ohne das elektromagnetische Veto (EMV); die Endcap, die Hodoskope H1 und H4, den Matrix Trigger und das Beam Veto.

Das Programm OMFATHACH [42] berücksichtigt darüber hinaus noch weitere Detektoren und Triggerkomponenten:

- den RICH, den TRAD und die Photondetektoren
- sowie das elektromagnetische Veto (EMV) für den Trigger.

Die Akzeptanzuntersuchungen dieser Arbeit wurden fast ausschließlich mit WA69SIM durchgeführt. Ein weiter unten vorgenommener Vergleich mit den Ergebnissen des Programmes OMFATHACH zeigt, daß die Unterschiede in der Zahl der akzeptierten Ereignisse klein sind (ca. 6 %). Dies ist zu erwarten, da die Programme bei der Simulation der in beiden enthaltenen Komponenten prinzipiell gleichartig funktionieren.

Die für weitere Betrachtungen wesentlichen Eigenschaften von WA69SIM seien kurz beschrieben:

Für die Ereignisse wird ein Vertex im Targetbereich gewürfelt. Die Vertexverteilung in x-Richtung ist als flach angenommen und liegt zwischen -165 cm und -105 cm, während sie in y- und z-Richtung jeweils durch eine Gaußverteilung zwischen plus und minus 2.8 cm beschrieben wird.

Die Spuren werden vom Wechselwirkungspunkt aus durch das Omega-Spektrometer und sein Magnetfeld verfolgt und dazu die jeweiligen Treffer in den Kammern bestimmt. Berücksichtigt werden dabei der Energieverlust durch Ionisation in den Materialien des Aufbaus und eventuelle Vielfachstreuung der Teilchen. Der Energieverlust durch Ionisation ist in unserem Reaktionskanal besonders wichtig für die Frage, ob das Rückstoßproton das Target verlassen kann oder nicht.

Die simulierten Pionen können auch zerfallen, solche schwachen Zerfälle der Art $\pi \rightarrow \mu\nu$ kommen allerdings bei den hohen Impulsen sehr selten vor. Eine Rechnung mit 50 GeV Pionen und der Pionlebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8}$ Sekunden ergibt auf der Länge des Omega-Spektrometer (ca. 20 m) eine Zerfallsrate von ca. 0,5 %.

²Fathach (gälisch) : Riese

Für die Hodoskope und die Endcap wurden Effizienzen auf der Grundlage von Untersuchungen mit Monitortriggern (s. Kapitel 2.2) gewonnen. Bei den beiden Hodoskopen wurde dazu aus den Einzeleffizienzen der sich überlappenden Szintillationszähler ein Effizienzwert gemittelt.

Aus Gesamteffizienzen der Endcap, die in Abhängigkeit von der Zahl der durch sie hindurchtretenden schnellen geladenen Spuren bekannt waren, wurde auf eine Einzelspureffizienz zurückgerechnet. Daraus ergaben sich die in der Tabelle 2 aufgeführten Werte.

Effizienzen	
Endcap	76,9 %
H1	97,3 %
H4	94,3 %

Tabelle 2: Triggereffizienzen

Zwischen den durch das Magnetfeld verfolgten Spuren und den im Programm definierten Kammerebenen werden Schnittpunkte ausgerechnet und anschließend mit der spezifischen Kammereffizienz gewürfelt, ob der Schnittpunkt eine Digitalisierung produziert oder nicht. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit Effizienzen der Kammern nicht bekannt waren, wurde hier eine Effizienz von 100 % angenommen.

Ein weiteres Problem ist der Untergrund wie er in Kapitel 2.3.2 beschrieben wurde. Diese keiner Spur zugeordneten Digitalisierungen unterliegen räumlich und zeitlich starken Schwankungen. Außerdem müßte streng genommen zwischen "wirklichem" Untergrund, der nichts mit dem Ereignis zu tun hat und Digitalisierungen, die zwar in irgendeiner Weise zum Ereignis gehören, aber von der Software, also dem Programm TRIDENT, keiner Spur zugeordnet wurden, unterschieden werden. Der Untergrund ist insbesondere in den C - Kammern durchschnittlich sehr hoch, daher wurde versucht, in der Simulation eine Annäherung an diese Realität zu erreichen, indem aus wirklichen Ereignissen eine mittlere Zahl von Untergrundtreffern bestimmt wurde [33] und entsprechend gleichverteilte Treffer zu den eigentlichen Spurdigitalisierungen hinzugewürfelt wurden.

Alle diese Daten werden von dem Simulationsprogramm am Ende in einer Weise ausgeschrieben, die der Rohdatenstruktur experimenteller Daten entspricht.

In die Simulationskette mit dem Programm WA69SIM wurden generierte Ereignisse dreierlei Typs hingesteckt,

$$\gamma p \rightarrow \rho(770)p \quad (4.12)$$

$$\gamma p \rightarrow \rho(1600)p \quad (4.13)$$

$$\gamma p \rightarrow \Phi(1020)p \quad (4.14)$$

wobei hier größte Genauigkeit bei der Bestimmung der Akzeptanzverluste für das $\rho(770)$ verlangt wurde, da mit ihnen der absolute Wirkungsquerschnitt in Kapitel 4 bestimmt werden soll. Die Zahl der generierten Ereignisse wurde so gewählt, daß die Zahl der akzeptierten Ereignisse in derselben Größenordnung lag wie bei den realen Daten. Verluste entstehen im wesentlichen durch die in den Hodoskopen zur Unterdrückung der elektromagnetischen Paare freigelassenen Mittelschlitze.

Dies ist leicht nachzuprüfen, indem man bei den ursprünglich generierten Daten die Ereignisse herausschneidet, deren Dipwinkel λ zu klein ist, um die Hodoskope zu feuern. Eine solche Gegenprobe liefert Verluste von ca. 30 % und ist damit weitreichend in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationsprogramme.

Reaktion	Zerfall	generiert	akzeptiert	%	stat. Fehler
$\gamma p \rightarrow \rho(770)p$	$\pi^+\pi^-$	100 000	73 970	73,9 %	$\pm 0,3\%$
$\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$	$\pi^+\pi^-$	50 000	40 298	80,6 %	$\pm 0,4\%$
$\gamma p \rightarrow \Phi(1020)p$	K^+K^-	15 000	8 043	53,6 %	$\pm 0,4\%$

Tabelle 3: Akzeptanz des Trigger nach WA69SIM ohne weitere Selektion der Ereignisse

Alle Angaben in den Tabellen 3 und 4 beziehen sich auf die Zahl der den Trigger erfüllenden Topologien wie sie das Simulationsprogramm ausgibt, gleichgültig, ob die akzeptierten Ereignisse in anderer Hinsicht - etwa der Zahl der gefundenen Spuren - sinnvoll sind.

Im Simulationsprogramm OMFATHACH wird wie bereits erwähnt über die bisher betrachteten Triggerkomponenten Endcap, H1 und H4 hinaus auch noch das elektromagnetische Veto (EMV) mitberücksichtigt. Daher war es möglich auch Verluste zu reproduzieren, die durch das Feuern des EMV beim Durchgang des $\pi^+\pi^-$ -Paares entstehen. Im EM-Veto

Erfüllte Triggerbedingung			
Endcap	Hodoskope	EMV	%
X	X	X	64,6
X		X	22,6
	X	X	8,0
		X	0,6
X	X		2,6
X			1,3
			0,0

Tabelle 4: Akzeptanz des Trigger für ρ 's nach OMFATHACH ohne weitere Selektion der Ereignisse

werden weitere 2,6 % der Ereignisse verworfen wie der mit einer Teilmenge der ρ 's erstellten Tabelle 4 zu entnehmen ist, weil die beiden Pionen durch einen hadronischen Schauer zuviel Energie in der Mittelebene des Photondetektors erzeugt haben (s. auch Anhang C). Da diese Größe stark davon abhängt, ob das Programm die Schauerprofile richtig simuliert, kann diese Zahl nur als Größenordnung gesehen werden. Addiert man diese 2,6 % zu der Zahl der alle Triggerbedingungen erfüllenden und daher akzeptierten Ereignisse - hier 64,6% - erhält man eine mit den 73,9 % aus Tabelle 3 vergleichbare Größe. Der Unterschied ist wie bereits anfangs erwähnt ca. 6%. Dieser Unterschied ist klein genug, um die Ergebnisse der verschiedenen Simulationsprogramme als miteinander als konsistent zu betrachten.

4.3 TRIDENT-Akzeptanz

Die vom Programm WA69SIM produzierten Daten wurden anschließend einer TRIDENT-Version übergeben, mit der auch die realen Daten verarbeitet worden waren.

4.3.1 Protonakzeptanz

Das Programm TRIDENT ermöglicht es nun, die in Tabelle 3 pauschal als akzeptiert bezeichneten Ereignisse genauer zu unterscheiden. Eine Analyse der vom TRIDENT gelieferten Ereignisrekonstruktionen nach der Zahl der gefundenen Spuren, wie sie in Tabelle 5 für das

$\rho(770)$ aufgeführt ist, zeigt, daß das Rückstoßproton nur in 10 – 20% der rekonstruierten Ereignisse dieser Art mitnachgewiesen sein kann. Nur 9,0 % der akzeptierten Trigger - das sind 6,6 % der ursprünglichen Ereignisse - kommen wegen ihrer Multiplizität überhaupt in Frage, 3 - Prongs zu sein. Der Verlust des Protons ist also offensichtlich der Hauptfaktor.

Multiplizität	1	2	3	4	5	6	7	8
%	0,3	1,1	87,6	9,0	1,5	3,2	0,2	0,02

Tabelle 5: Multiplizität der in WA69SIM akzeptierten ρ - Ereignisse

Multiplizität = geladene Spuren + Strahlphoton

100 % entspricht den akzeptierten ρ 's in Tabelle 3

Wenn die Multiplizität die Zahl der generierten Spuren überschreitet, liegt dies meist daran, daß Einzelspuren in mehrere Teile aufgespalten werden.

Für den Verlust des Protons gibt es mehrere Gründe:

Alle Protonen mit einem Impuls unterhalb 150 MeV haben keine Chance das Target zu verlassen, sie werden im Wasserstoff absorbiert (Abbildung 12 ist insofern äußerst untypisch). Die Protonimpulse liegen wegen des direkten Zusammenhangs mit dem Viererimpulsübertrag t

$$t = 2m_p^2 - 2m_p \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_p^2} \quad (4.15)$$

und dessen exponentiellen Abfalls (s. Kapitel 3.2) im Mittel bei 350 MeV und damit in in einem Impulsbereich, in dem viele Protonen die Kammern nie erreichen.

Weitere Akzeptanzverluste bei der Protonrekonstruktion sind darauf zurückzuführen, daß für die Daten aus dem Jahre 1984 eine TRIDENT-Version benutzt wurde, die Spuren nur akzeptierte, wenn sie auch Punkte in den weiter vorne gelegenen B-Kammern enthielten. Dies schränkte den Impulsbereich weiter ein und führte zu der in Abbildung 21 für experimentelle Daten und in Abbildung 22 für simulierte Daten sichtbaren Steigung bei den Vertex-Positionen von Ereignissen mit Proton. Je weiter strahlabwärts der Wechselwirkungspunkt, desto wahrscheinlicher ist das Erreichen der B-Kammern durch das Proton.

Mit der für die späteren Daten benutzten TRIDENT - Version wurde in denselben simulierten Ereignissen etwa 40 % mehr Protonen rekonstruiert.

In den Abbildungen 23 und 24 sind die Richtungskomponenten der Protonimpulse p_z, p_y für Simulation und reale Daten gegeneinander aufgetragen. In den Abbildung sieht man deutlich, daß nur diejenigen Protonen nachgewiesen werden, die in negative y - Richtung aus dem Target kommen. Dies ist durch die Krümmung im Magnetfeld und die damit verbundene unterschiedliche Lage der Protonspuren relativ zu den C-Kammern zu erklären.

Da beide Arten von Akzeptanzverlusten - in der Vertexrekonstruktion und in der Richtungskomponente p_y - sowohl in der Simulation als auch in den realen Daten sichtbar sind, wird davon ausgegangen, daß die Simulation die für die Protonrekonstruktion wichtigen Detektoreigenschaften qualitativ richtig reproduziert.

Von dem Simulationsprogramm wird das Tagging System nicht mitsimuliert, die eingebenene Strahlenergie wird einfach wieder ausgeschrieben. Fehler in der Energiebestimmung sowie Korrekturen durch im Beam Veto nachgewiesene Doppelbremstrahlung aus dem Tagging - System und deren Fehler gehen a priori nicht in die Akzeptanzbestimmung ein. Da in einigen der auf die realen Daten angewandten Schnitte die Energie des Strahls wesentlich miteingeht - vor allem bei der Energieerhaltung und bei Feynman-x - , ist es wichtig auch Akzeptanzverluste zu kennen, die durch diese Fehler entstehen.

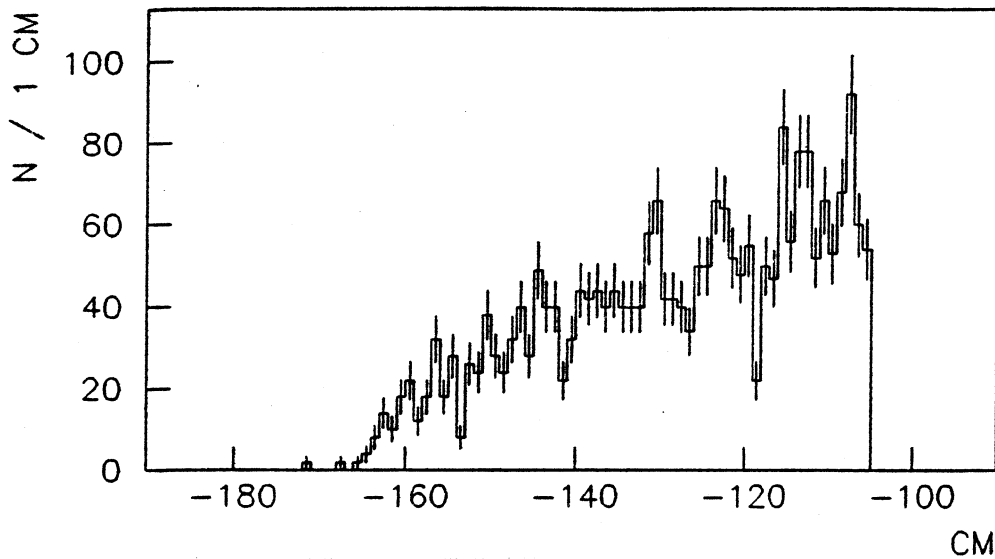


Abbildung 21: x-Position des Vertex für selektierte 3-Prongs von 1984

Aus den experimentellen Daten geht hervor, daß bei etwa 25 % eine Korrektur durch das Beam - Veto stattgefunden hat. Die mittlere Korrekturenergie für diese Fälle betrug ca. 12 GeV. Der Fehler wurde nach [43] approximativ als

$$\sigma(E_{BV}) = 0,12 \cdot \sqrt{E_{BV}} \quad (4.16)$$

angenommen.

Um eine realistischere Energieauflösung zu bekommen, wurde die Strahlenergie durch Würfeln künstlich mit einem Fehler versehen. Zu jeder vom Simulationsprogramm gelieferten Photonenergie wurde ein Fehler entsprechend der vom PEDRO angegebenen echten Fehler angenommen, bei jedem vierten Ereignis wurde noch der Beam - Veto Fehler dazugenommen. Aus diesen Werten wurden mit Hilfe einer Gaußverteilung um die ursprüngliche Energie ein neuer Wert der Strahlenergie gewürfelt, der den exakten Wert ersetzte.

Auf die simulierten Daten wurden nun dieselben Schnitte angewandt wie sie Grundlage der Untersuchungen im nächsten Kapitel waren. Dabei zeigte sich, daß außer dem Schnitt an der x-Position des Vertex, der nötig ist, um Ereignisse, die in der Endcap und nicht im Wasserstofftarget stattgefunden haben, zu verwerfen, die kinematischen Schnitte kaum Akzeptanzverluste nach sich ziehen.

Die für den Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ gewählte Steigung b beeinflusst die Akzeptanzverluste speziell bei kleinen t - Werten, bei denen im 3 - Prong Kanal fast alle Ereignisse verloren gehen. Der Wert von b nimmt zu diesen kleinen t - Werten hin zu und ist wie andere Arbeiten gemessen haben eher 9 als die hier gewählten 7 GeV^{-2} beim $\rho(770)$ [6].

Für den t - Bereich unterhalb $0,1 \text{ GeV}^2$ wurden daher die Zahl der zu erwartenden Ereignisse bei einem Wert für b von 9 GeV^{-2} berechnet und mit der aus der Simulation bekannten Akzeptanz in diesem Intervall multipliziert. Daraus ergab sich ein zusätzlicher Wichtungsfaktor für die Gesamtakzeptanz.

Die Gesamtakzeptanz berücksichtigt alle Verlustfaktoren:

$$Acc = Acc_{Trigger} \cdot Acc_{Trident} \cdot Acc_{Proton} \cdot Acc_{Cut} \quad (4.17)$$

Diese Gesamtakzeptanz - ausgehend von den ursprünglich erzeugten Daten - betrug dann für die 3 - Prongs mit rekonstruiertem Proton:

$$Acc(\gamma p \rightarrow \rho(770)p) = 5,54\% \pm 0,08\% \quad (4.18)$$

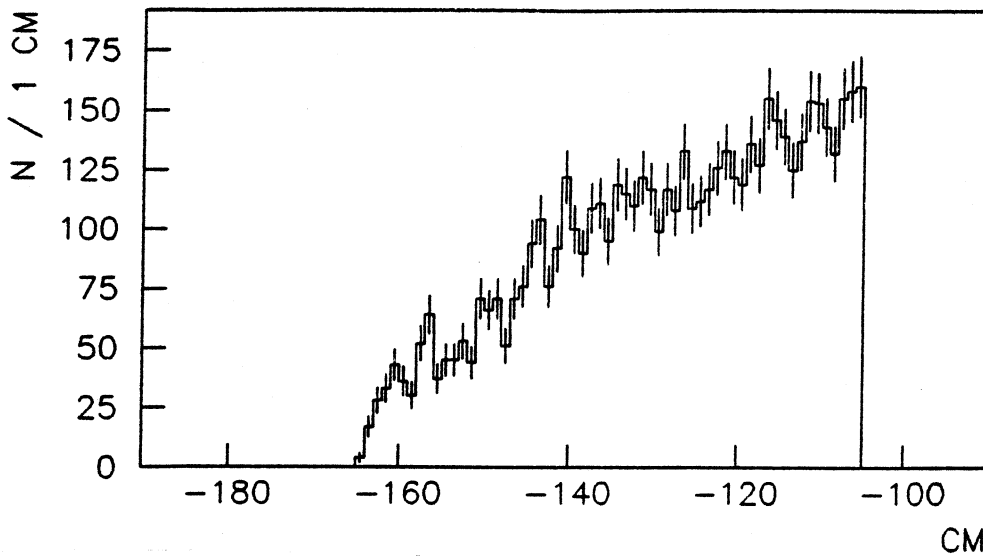


Abbildung 22: x-Position des Vertex für simulierte 3-Prongs nach TRIDENT 84

Für die anderen untersuchten Reaktionen ergab sich als Akzeptanz mit den in der Tabelle 1 aufgeführten Werte für Masse, Breite und Steigungsparameter b:

$$Acc(\gamma p \rightarrow \rho(1600)p) = 7,10\% \pm 0,12\% \quad (4.19)$$

$$Acc(\gamma p \rightarrow \Phi(1020)p) = 4,74\% \pm 0,20\% \quad (4.20)$$

Um den Wirkungsquerschnitt des $\rho(770)$ auch energieabhängig bestimmen zu können, wurde für diesen Kanal die Akzeptanz noch einmal unterteilt:

$$Acc(60\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 90\text{GeV}) = 6,52\% \pm 0,15\% \quad (4.21)$$

$$Acc(90\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 130\text{GeV}) = 5,52\% \pm 0,14\% \quad (4.22)$$

$$Acc(130\text{GeV} \leq E_\gamma \leq 175\text{GeV}) = 4,18\% \pm 0,10\% \quad (4.23)$$

4.3.2 Akzeptanz in Abhängigkeit von E_γ , m , t und der Zerfallswinkelverteilung

Die Akzeptanzkurven in Abhängigkeit von E_γ , der Masse m , dem Viererimpulsübertrag t und der Zerfallswinkelverteilung sind in Abbildung 25 dargestellt.

Die Akzeptanz sinkt mit der Photonenergie, da der Öffnungswinkel der beiden Pionen mit der zur Verfügung stehenden Energie kleiner wird und daher mehr Ereignisse in der Hodoskope - Guillotine verworfen werden. Die beiden Schwankungen bei ca. 120 bzw. 140 GeV Strahlenergie liegen außerhalb der statistischen Fehler und sind eventuell auf geometrische Eigenschaften des Triggers zurückzuführen.

Die Akzeptanz ist nahezu konstant im Bereich des Massenfit an das $\rho(770)$. Aus diesem Grund ist keine massenabhängige Akzeptanzkorrektur für diesen Fit durchgeführt worden. Eine Untersuchung der Massenaufösung auf der Basis simulierter Daten liefert eine Auflösung von 20 - 30 MeV im gesamten untersuchten Massen und t - Bereich.

Wegen der im Abschnitt über die Protonakzeptanz beschriebenen Probleme, Protonen kleiner Impulse nachzuweisen, fällt die Akzeptanzkurve für den Viererimpulsübertrag t bei kleinen t unter $0,12 \text{ GeV}^2$ stark ab. Dies entspricht einem Protonimpuls von etwa 270 MeV. Beim Fit an den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ wurde daher nur der Bereich oberhalb $0,12 \text{ GeV}^2$ in den Fit hineingenommen. Wegen des starken Abfalls der Akzeptanz zu kleineren Werten im unteren t - Bereich war ein Einschluß dieses Bereichs durch eine entsprechende Akzeptanzkorrektur nicht sinnvoll.

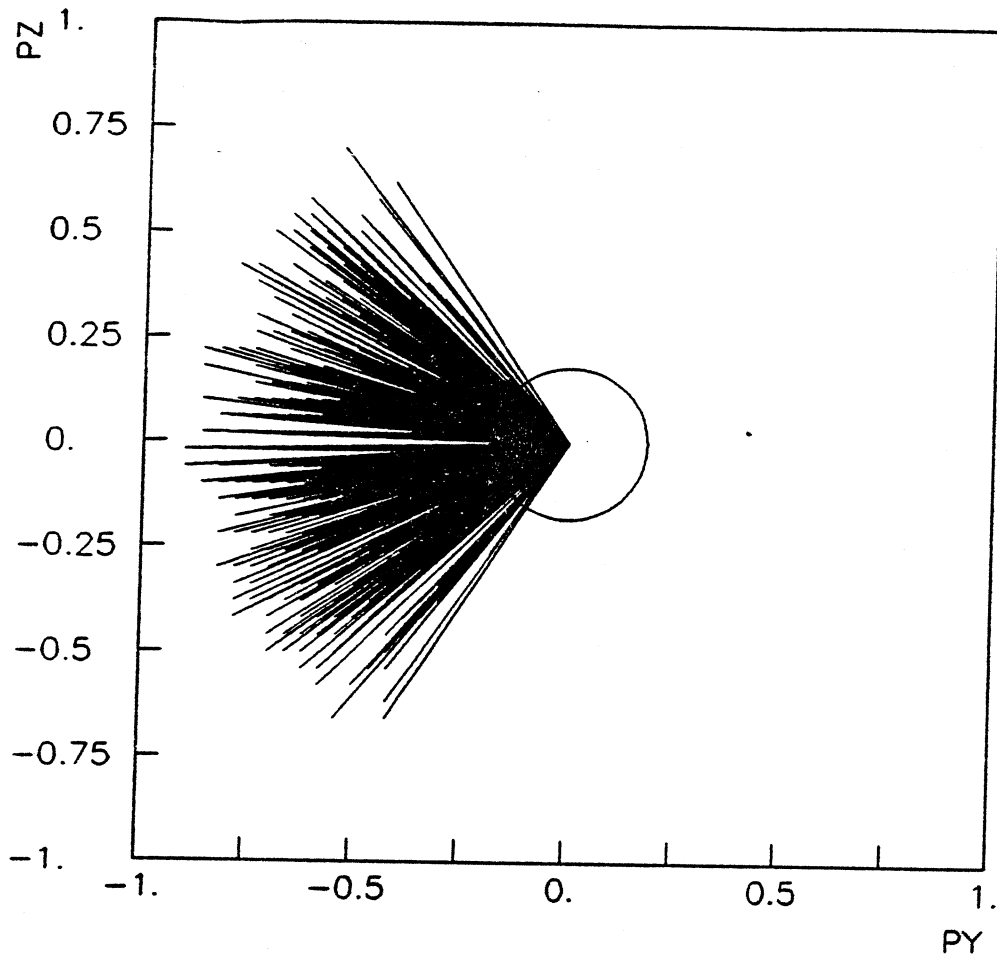


Abbildung 23: p_z gg. p_y für selektierte 3-Prongs von 1984

Die Schwankungen in den Akzeptanzkurven bei kleinen m und großen t sind statistisch nicht signifikant.

Um zu einem späteren Zeitpunkt eine Analyse der Spin-Parität über die die Zerfallswinkelverteilung vornehmen zu können (Kapitel 5.5), ist eine genaue Kenntnis der Akzeptanzabhängigkeit dieser Variablen wichtig. Dazu wurde nicht nur die Akzeptanzabhängigkeit der beiden Winkelgrößen $\cos\theta$ und ϕ allein, sondern auch die Einzelakzeptanzen in den Raumwinkelementen $\Delta\cos\theta\Delta\phi$ untersucht.

In der $\cos\theta$ - Verteilung zeigen sich überproportionale Verluste an den Rändern bei ± 1 . Dies entspricht kleinen Winkeln gegenüber der Protonachse im CMS der Erzeugung. Durch den Lorentzboost werden die Impulse dieser Paare im Laborsystem stark asymmetrisch, und die Paare erhalten wenig Querimpuls relativ zur z - Achse. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese Ereignisse die Hodoskop - Guillotine nicht überleben, ist daher sehr hoch.

Die Verluste an den Rändern der $\cos\theta$ - Verteilung werden wichtig bei der Berechnung von Momenten höherer Ordnung, in die $\cos\theta$ mit entsprechenden Potenzen eingeht.

Die ursprünglich flach gewürfelte ϕ - Verteilung hat deutliche Akzeptanzeinbrüche bei $0, 180$ und 360 Grad. Diese Werte sind gleichbedeutend mit einem Zusammenfallen von Produktions- und Zerfallsebene. Damit wird die Akzeptanz direkt von der Protonakzeptanz abhängig. Können Protonen, die allein in z - Richtung das Target verlassen, nicht nachgewiesen werden, ist das Ereignis mit Proton verloren und erfüllt höchstens noch als 2 - Prong Ereignis den Trigger.

Für den Fit an die Verteilungen von $\cos\theta$ und ϕ wurden daher Akzeptanzkorrekturen verwendet, wie sie in Abbildung 25 angegeben sind. Da insbesondere in Bereichen niedriger Akzeptanz der relative Fehler groß und gleichzeitig die Korrekturen sehr hoch sind, ist hier

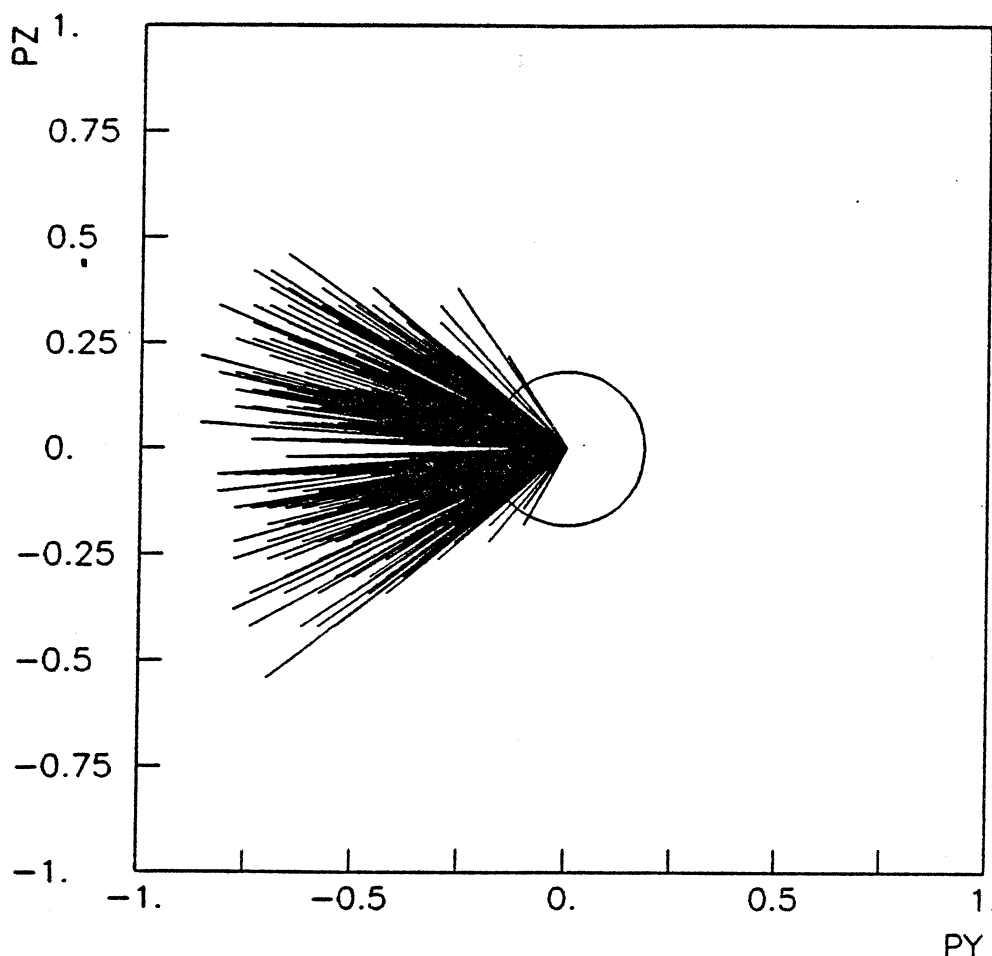


Abbildung 24: p_x gg. p_y für simulierte 3-Prongs nach TRIDENT 84

die Akzeptanzkorrektur mit einer großen Unsicherheit verbunden.

Damit eine Analyse der Momente der Zerfallswinkelverteilung einfach durchzuführen ist, darf die Akzeptanz in Abhängigkeit der Raumwinkelemente $d\Omega$ keine Löcher aufweisen. Anderenfalls wäre die notwendige Orthogonalität der Kugelflächenfunktionen nicht mehr gewährleistet. Zur Überprüfung dieser zweidimensionalen Akzeptanz für die Raumwinkelemente wurden die Akzeptanzwerte aus Abbildung 25 für $\cos\theta$ und ϕ gegeneinander aufgetragen. Die resultierende Häufigkeitsverteilung wurde in 10 mal 10 gleichgroße Bereiche aufgeteilt. Die Raumwinkelemente hatten also eine Auflösung von 0,2 in $\cos\theta$ und 0,628 rad ($=36^\circ$) in ϕ . Bei dieser Auflösung zeigen sich zwar Bereiche geringer Akzeptanz (bei $\phi = 180^\circ$ und an den Rändern bei $\cos\theta = \pm 1$ bzw. $\phi = 0$ und 180°). Bereiche verschwindender Akzeptanz kommen jedoch nicht vor.

Mit den für die einzelnen Raumwinkelemente auf diese Weise berechneten Werten wurden die aus den Zerfallswinkeln bestimmten Momente einzeln gewichtet (s. Kapitel 5.6).

Die bereits erwähnten großen Fehler in den Bereichen kleiner Akzeptanz machen allerdings diese Korrekturen in den dazugehörigen Raumwinkelementen problematisch, so daß die Ergebnisse aus Kapitel 5.6 noch mit einiger Unsicherheit behaftet sind und eingehender Akzeptanzstudien bedürften.

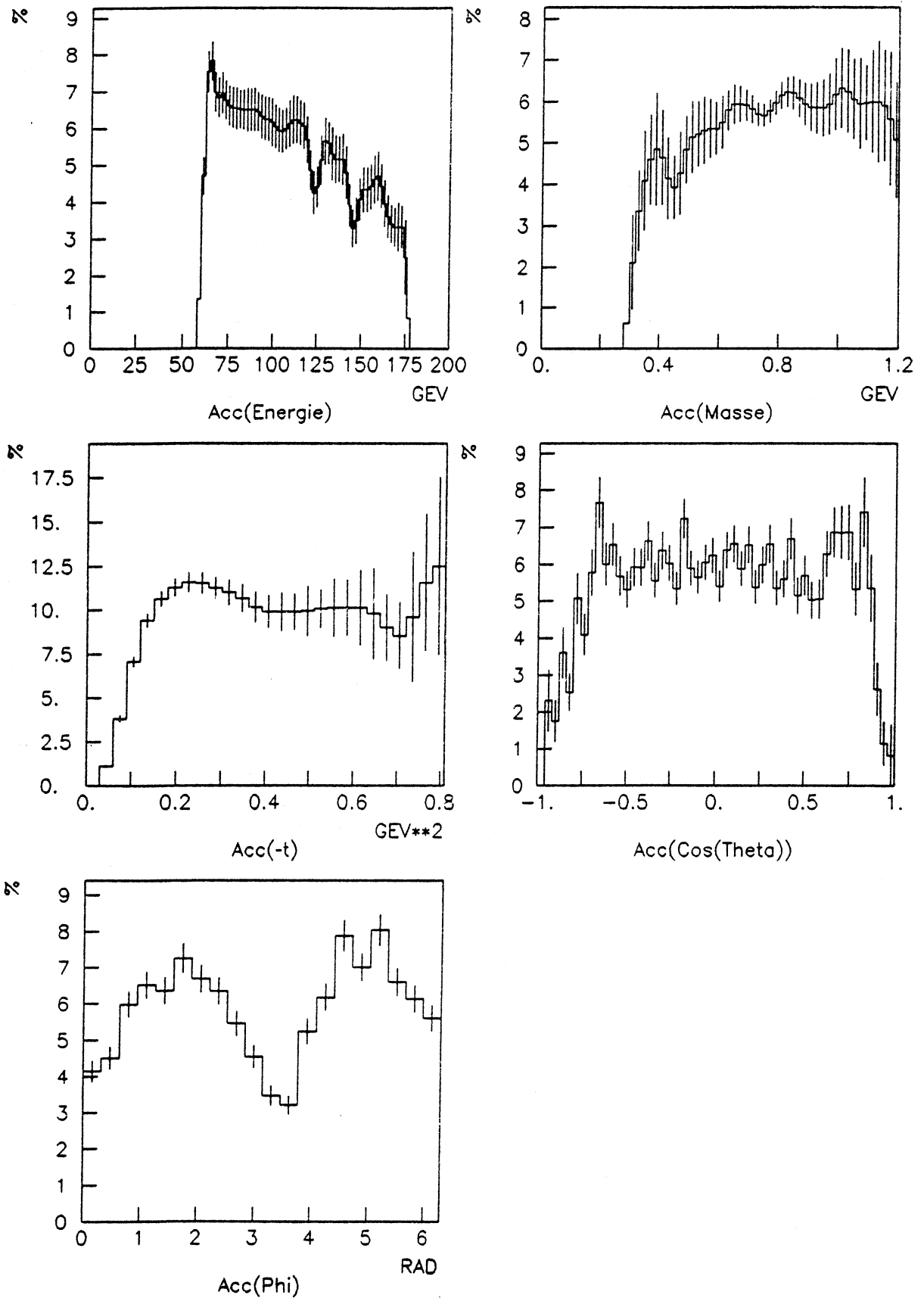


Abbildung 25: Die Akzeptanzen

5 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(770)p$

5.1 Datenselektion

Als Ausgangsdaten für die Analyse des $\rho(770)$ dienten

- ca. 3 Millionen Trigger aus dem Jahre 1984
- ca. 6 Millionen Trigger aus dem Jahre 1985

Da dieses Experiment einen weitgehend offenen Trigger für den gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt hatte, galt es als erstes bei einer Grobanalyse Ereignisse zu verwerfen, die aufgrund ihrer Signatur eindeutig nicht für den hier untersuchten Kanal

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p \quad (5.1)$$

in Frage kamen. Dieser "Strip" forderte als Kriterien:

- Drei oder zwei rekonstruierte geladenen Spuren mit der Ladungssignatur "+ - +" oder "+ -", um Fälle, in denen das Proton verloren gegangen war, nicht zu verwerfen.
- Die Erfüllung der in Kapitel 2.2 aufgeführten Triggerbedingungen für hadronische Ereignisse.
- Mindestens einen Vertex, in dem aber nicht alle Spuren enthalten sein mußten.
- Der Vertex mußte sich im Target befinden.

Wie schon im Kapitel über die Akzeptanzen ausführlich erläutert werden nur in 10% bis 20% der Ereignisse die Topologie vollständig mit dem Proton rekonstruiert.

Obwohl durch diesen Faktor eine starke Untersetzung der Statistik in Kauf genommen werden mußte, wurden die folgenden Untersuchungen dennoch hauptsächlich mit Ereignissen der Signatur "+ + -" vorgenommen. Durch die eindeutige Identifikation des Protons mit Hilfe einiger weniger die Kinematik des Prozesses ausnützende Schnitte war es möglich, Untergrund weitgehend zu unterdrücken, der in 2 - Prongs wegen der gleichen Signatur von $\pi^+ \pi^-$ - Ereignissen und elektromagnetischen Paaren eine große Rolle spielt. Das Proton diente gewissermaßen als Markierung für gute Ereignisse. Mit Hilfe der Protonidentifizierung wurden auch "kranke" Ereignisse verworfen, die entstehen, wenn bei einem Ereignis mit vier sekundären Pionen oder Elektronen eine der negativen Spuren nicht gefunden wird. Ein Test mit der korrespondierenden Signatur "+ - -" läßt vermuten, daß dieser Untergrund vor den Schnitten um die 60 Prozent der Ereignisse ausmacht.

Die Kinematik des diffraktiven Prozesses läßt eine relativ einfache Vorunterscheidung der beiden positiv geladenen Spuren nach Proton und π^+ zu. Die in die weitere Selektion hineingesteckte Hypothese ist, daß es sich bei der langsameren positive Spur um einen Protonkandidaten und bei der schnelleren um einen π^+ -Kandidaten handelt.

Unter dieser Annahme dienten zur Endselektion folgende Schnitte.

- Für die Energieerhaltung sollte gelten:

$$\Delta(E) = |E_\gamma - (E_{\pi^+} + E_{\pi^-} + E_p)| \leq 5 \text{ GeV} \quad (5.2)$$

In Abbildung 26 ist ΔE vor den Schnitten eingezeichnet. Um Null zeigt sich die von der Apparatur bedingte Auflösung, die auf einem breiten Rücken inelastischen Untergrunds liegt. Die Schnitte werden durch die eingezeichneten Linien bei ± 5 GeV angedeutet.

- Der Impuls jeder der beiden Pionen mußte oberhalb 4 GeV/c liegen.

$$p_\pi > 4 \text{ GeV}/c \quad (5.3)$$

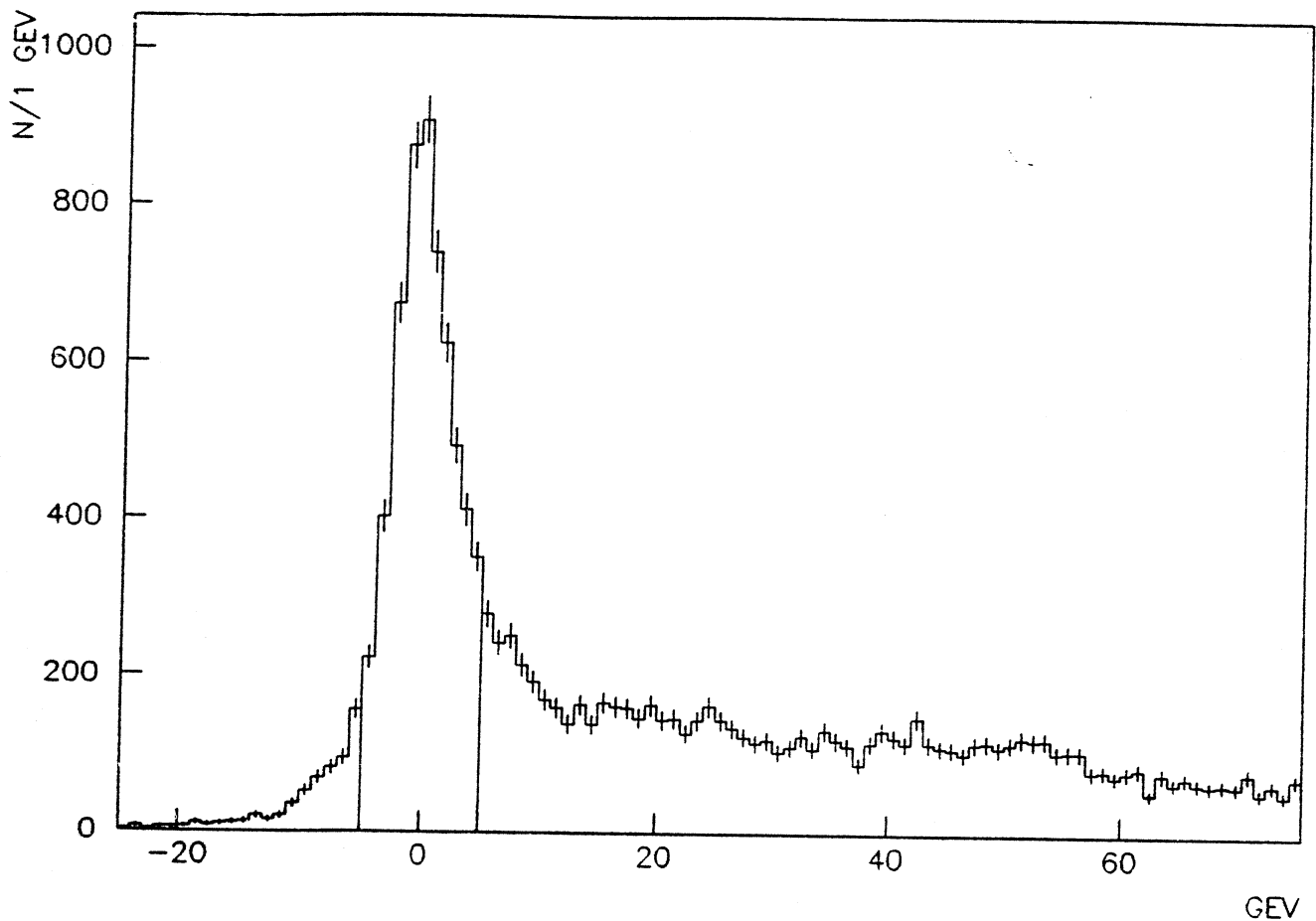


Abbildung 26: Energieerhaltung für gestrippte 3 - Prongs vor den Schnitten

- Der Protonimpuls mußte kleiner als 1 GeV/c sein.

$$p_p < 1 \text{ GeV/c} \quad (5.4)$$

- Ein weiterer wichtiger Schnitt benutzt das Feynman - x (x_F) des Rückstoßprotons, das in Anhang A.2.2 definiert wird. Korrespondierend dem Feynman - x des Vorwärtssystemes erwarten wir ein Feynman - x des Protons, das zwischen -0,95 und -1 liegt. Die Abbildung 27, die die x_F -Verteilung der Protonen vor diesem Schnitt zeigt, besitzt eine deutliche Doppelstruktur. Der Schnitt wurde bei

$$x_F \leq -0,9 \quad (5.5)$$

angesetzt. Auf diese Weise werden vor allem "kranke" Ereignisse, die wie oben beschrieben, auf nicht voll rekonstruierte 4 - Prongs zurückzuführen sind. Der Schnitt auf x_F ist weitgehend gleichwertig einem Schnitt auf den Winkel zwischen Proton- und Strahlrichtung im Laborsystem. Dieser Winkel ist linear korreliert mit dem Protonimpuls und darf aus kinematischen Gründen für den maximalen Protonimpuls von 1 GeV [25,48] nicht größer als 55° sein. Abbildung 28 und 29 zeigen diesen Winkel vor und nach den hier definierten Schnitten auf die Impulse, die Energieerhaltung und x_F .

- Da nur Ereignisse mit einem Dipwinkel größer als 2 mrad den Trigger feuern konnten, wurden zuletzt alle Ereignisse verworfen, wenn der relativen Dipwinkel λ der negativen und der schnellen positiven Spur zur Mittelebene kleiner als 2 mrad war.

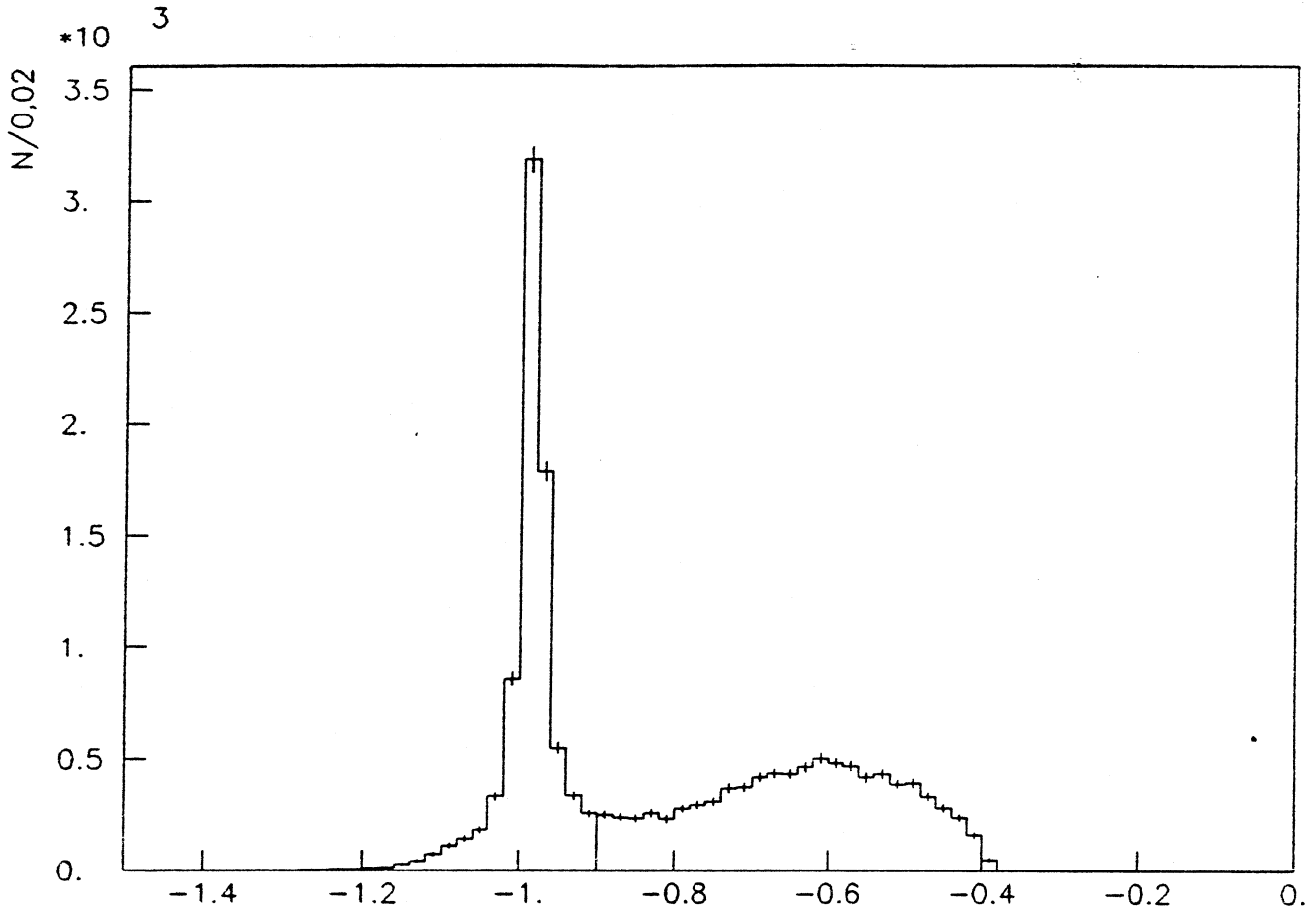


Abbildung 27: Feynman - x des Protons vor den Schnitten

5.2 Fit der Massenverteilung im ρ - Bereich

Für einen Fit an das Spektrum der invarianten Massen der $\pi^+\pi^-$ - Systeme sind verschiedene Ansätze möglich, die alle mit modifizierten Breit-Wigner Funktionen arbeiten. Ein Fit mit einer einfachen Breit-Wigner Funktion der Form

$$\frac{d\sigma}{dm} \propto \frac{\Gamma^2/4}{(m - m_\rho)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5.6)$$

ergibt einen Wert für die ρ - Masse der deutlich - etwa 25 MeV - unter dem Nominalwert von 770 MeV [2] liegt.

Außerdem läßt sich eine Abweichung von der symmetrischen Form einer Breit-Wigner Verteilung - 'skewing' genannt - feststellen.

Die leichte Asymmetrie der ρ - Massenverteilung in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag t zeigt der Chew - Low Plot in Abbildung 30. Die ρ - Masse ist durch den Pfeil angedeutet. Die Asymmetrie zu kleinen t - Werten und Massen ist jedoch bei weitem nicht so groß wie beispielsweise in den entsprechenden Abbildungen in [14,15], da die Akzeptanz bei niedrigen Viererimpulsüberträgen, wo dieser Effekt am stärksten hervortritt, äußerst klein ist.

Diese Phänomene sind aus der Literatur bekannt . Die dort vorgeschlagenen Ansätze wurden im folgenden benutzt, um eine Verbesserung der Fitergebnisse zu erreichen.

Für beide Modelle wurde eine massenabhängige Breite $\Gamma(m)$ angenommen, wie sie von J.D.Jackson in [37] vorgeschlagen wird ($l = 1$):

$$\Gamma(m, l) = \left(\frac{q}{q_\rho}\right)^{2l+1} \frac{2q_\rho}{q_\rho + q} \quad (5.7)$$

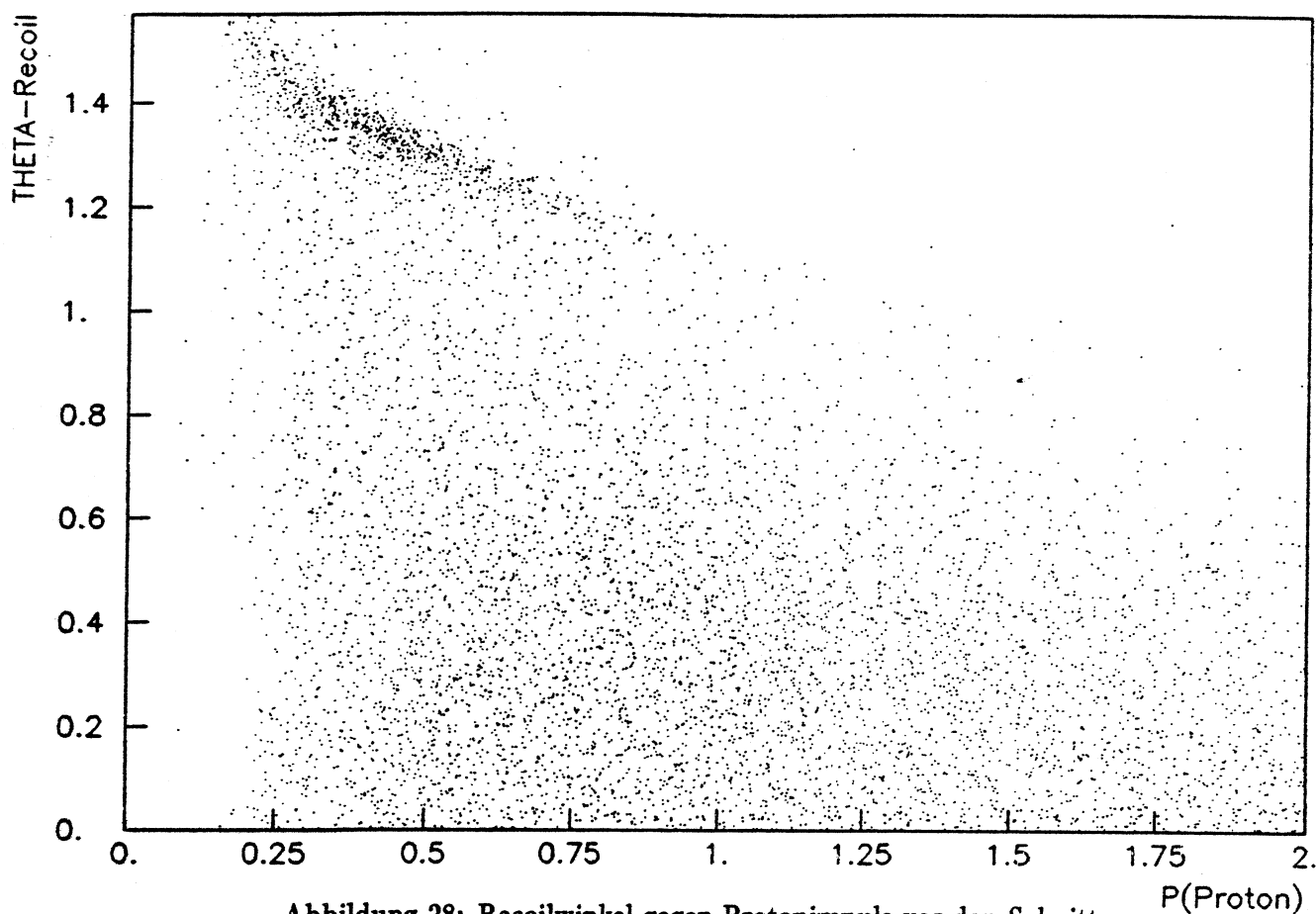


Abbildung 28: Recoilwinkel gegen Protonimpuls vor den Schnitten

mit den Dreierimpulsen im Ruhesystem der Resonanz

$$q = \sqrt{\left(\frac{m}{2}\right)^2 - m_\pi^2} \quad (5.8)$$

Es wurde darüberhinaus eine relativistische Breit-Wigner Funktion für alle Fits zugrundegelegt:

$$\frac{d\sigma}{dm} \propto \frac{m_\rho m \Gamma(m)}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma(m)^2} \quad (5.9)$$

Der zu fittende Bereich wurde auf das Massenspektrum zwischen

$$0,47 \text{ GeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 1,02 \text{ GeV} \quad (5.10)$$

beschränkt.

Außerdem wurde das Spektrum in drei Energiebereiche unterteilt - von 60 bis 90, von 90 bis 130 und von 130 bis 180 GeV.

Die Addition eines Untergrundterms in Form eines Polynoms zu den einzelnen Fitfunktionen verbessert den Fit nicht und wurde im folgenden unterlassen.

Die Massenaufösung beträgt nach Kapitel 4.3.2 20 bis 30 MeV. Dies liegt weit unter der zu erwartenden Breite des ρ und rechtfertigt problemlos einen einfachen Breit - Wigner Ansatz.

Als Fit-Routine wurde das CERN-Programmpaket HFIT [23] benutzt, das wiederum auf das Programm MINUIT zurückgreift [39].

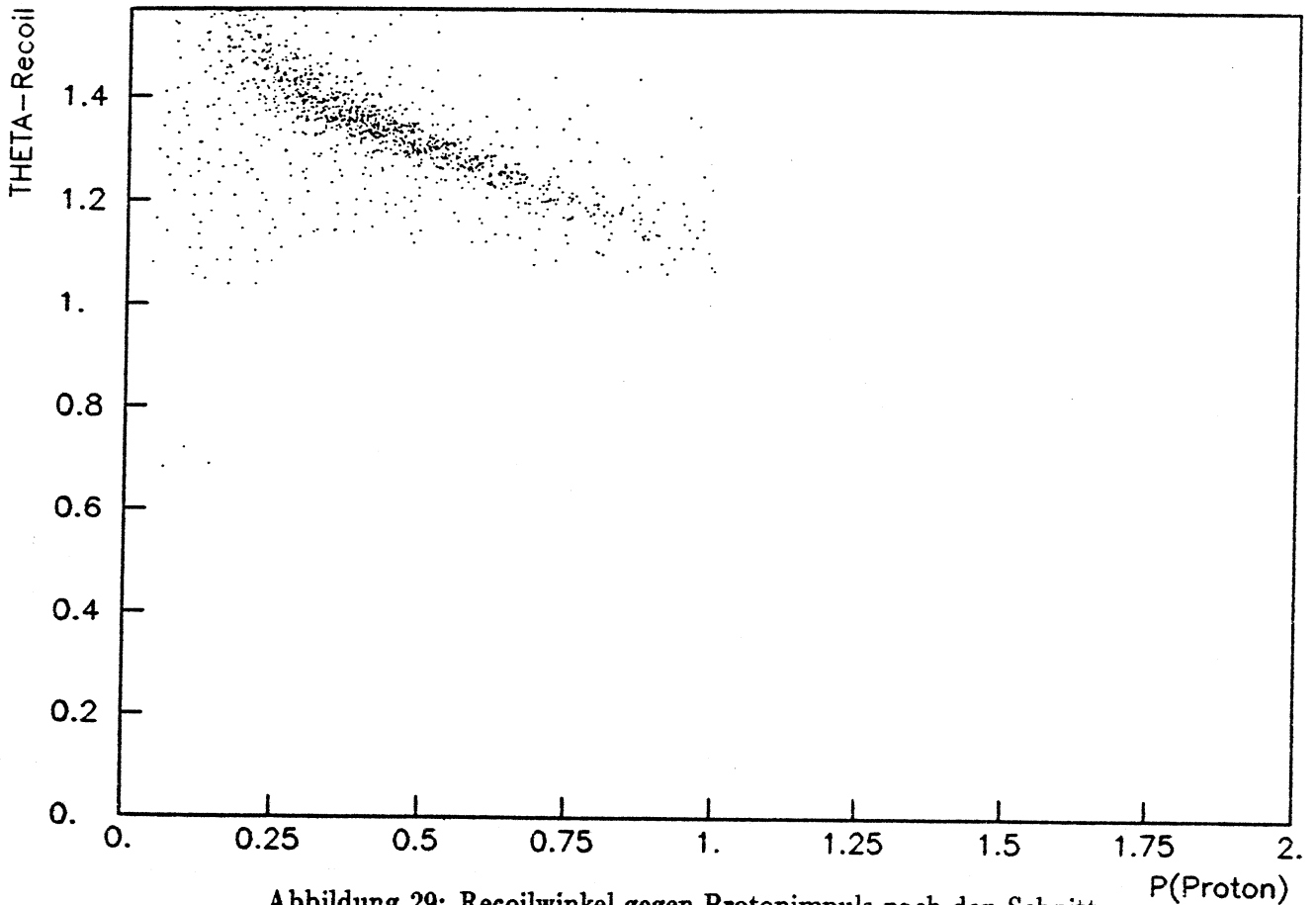


Abbildung 29: Recoilwinkel gegen Protonimpuls nach den Schnitten

5.2.1 Modell nach Ross - Stodolsky

In dem von Ross und Stodolsky [49] vorgeschlagenen Modell wird die zu beobachtende Massenverschiebung durch einen Ausgleichsfaktor unter Annahme der Vektordominanz

$$RS(m) = \left(\frac{m_\rho}{m}\right)^{n(t)} \quad (5.11)$$

beschrieben. Die endgültige Resonanzfunktion hatte somit die Form:

$$\frac{d\sigma}{dm} \propto \frac{m_\rho m \Gamma(m)}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma(m)^2} \cdot \left(\frac{m_\rho}{m}\right)^{n(t)} \quad (5.12)$$

Der Faktor $n(t)$ ist abhängig vom Viererimpulsübertrag t . Daher wurden mit diesem Modell nicht nur das gesamte Massenspektrum über alle t -Bereiche wie es in Abbildung 33 zu sehen ist, sondern auch vier Intervalle mit unterschiedlichen Viererimpulsüberträgen gefittet (s. Abb 34).

Typischerweise nimmt der Faktor $n(t)$ mit zunehmendem t ab (s. Abb. 31 und Tabelle 6) und die Form der Resonanz nähert sich mehr und mehr einer relativistischen Breit-Wigner Funktion an.

Ähnliche Fitverfahren in verschiedenen t -Intervallen finden sich in [6,15,19]. Die Werte für $n(t)$ zeigen qualitativ und in der Größenordnung dasselbe Verhalten. Bei sehr kleinen t -Werten und beim Fit des Massenspektrum im gesamten t -Bereich dürfte $n(t)$ wegen der Akzeptanzprobleme bei kleinen t zu niedrig liegen. Dieses Verhalten entspricht auch der oben gemachten Beobachtung beim Chew - Low Plot im Bereich kleiner Massen.

Für die einzelnen Energiebereiche ergaben sich daraus die in Tabelle 7 Werte für Masse, Breite und Wirkungsquerschnitt, die in Kapitel 5.3 diskutiert werden.

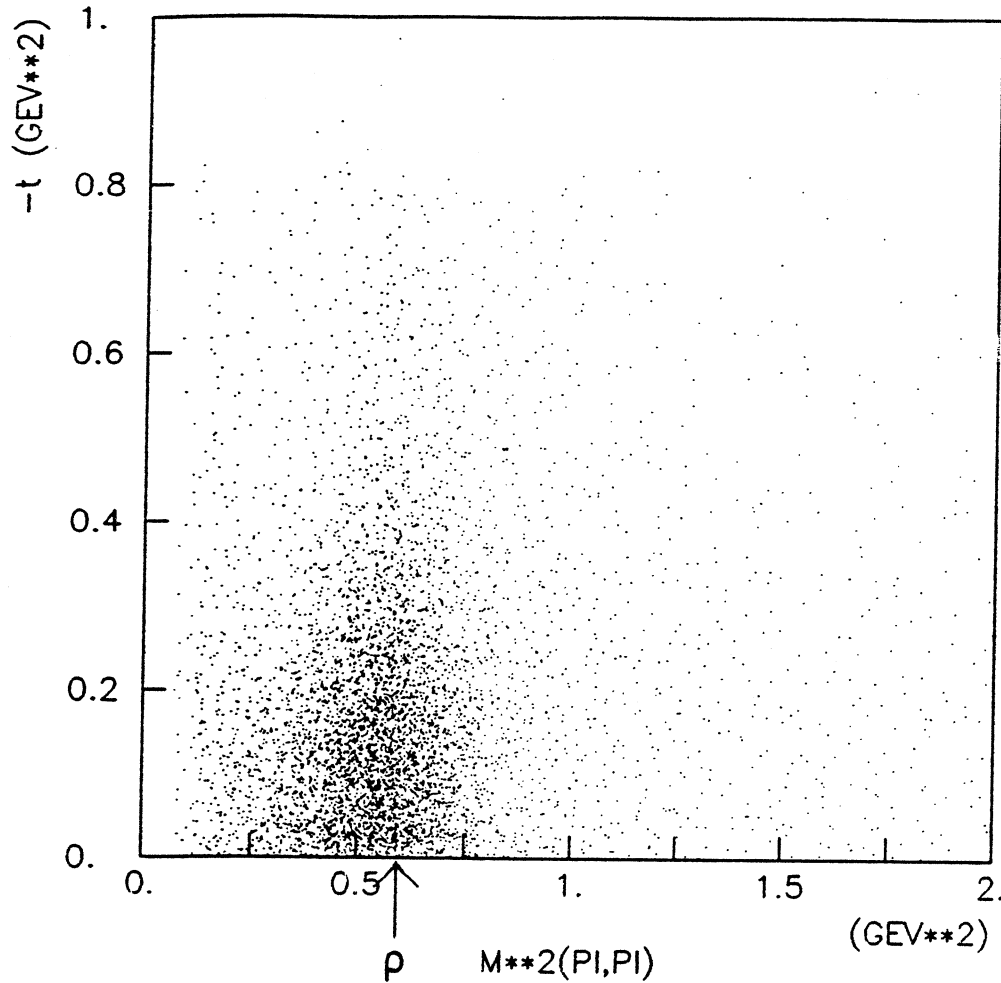


Abbildung 30: Chew-Low Plot

5.2.2 Modell nach Söding

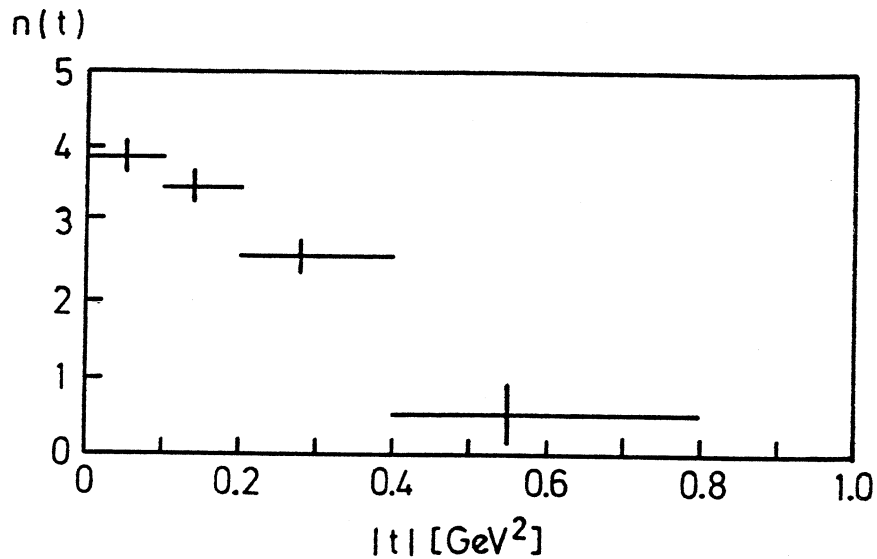
Das Söding-Modell [52] addiert zur relativistischen Breit - Wigner Funktion noch einen Term, der nichtresonante virtuelle Pionstreuung beschreibt. Diese "Drell - Prozesse" werden durch die Graphen in Abbildung 32 beschrieben: Die Fitfunktion wird dadurch modifiziert zu

$$\frac{d\sigma}{dm} = f_1 \frac{m_\rho m \Gamma(m)}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma^2(m)} + f_2 \frac{m^2 - m_\rho^2}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma^2(m)} \quad (5.13)$$

Dieser Interferenzterm ist in Abbildung 35 über dem Massenspektrum dargestellt. Die Ergebnisse der Massenfits finden sich in Tabelle 8. Das χ^2 des Fits ist relativ groß da dieser

t-Bereich [GeV ²]	Masse des ρ [MeV/c ²]	Γ [MeV]	n(t)	χ^2 /NDF
t < 0,1	770 ± 2	167 ± 4	3,9 ± 0,1	1,2
0,1 < t < 0,2	766 ± 2	156 ± 3	3,5 ± 0,1	2,6
0,2 < t < 0,4	765 ± 2	165 ± 4	2,6 ± 0,2	1,2
t > 0,4	771 ± 5	183 ± 9	1,1 ± 0,4	0,8
alle t	769 ± 1	168 ± 2	3,3 ± 0,1	2,0

Tabelle 6: Fit des Massenspektrums nach Ross - Stodolsky in verschiedenen t - Intervallen

Abbildung 31: Der Faktor $n(t)$

Ross - Stodolsky - Modell					
Energie [GeV]	Masse des ρ [MeV/c ²]	Γ [MeV]	$n(t)$	χ^2/NDF	σ [μb]
60 - 90	774 ± 2	169 ± 3	$3,7 \pm 0,1$	1,0	$5,8 \pm_{0,6}^{1,7}$
90 - 130	762 ± 2	166 ± 4	$3,1 \pm 0,1$	1,9	$5,4 \pm_{0,5}^{1,6}$
130 - 170	764 ± 3	156 ± 4	$2,1 \pm 0,2$	1,3	$5,2 \pm_{0,5}^{1,5}$
60 - 170	769 ± 1	168 ± 2	$3,3 \pm 0,1$	2,0	$5,5 \pm_{0,6}^{1,7}$

Tabelle 7: Fit des Massenspektrums nach Ross - Stodolsky bei verschiedenen Energien

Fit zwar die Spitze der Resonanz besser als der Ross - Stodolsky Fit beschreibt, aber an den beiden Flanken meist neben den Fehlern der Meßpunkte liegt.

5.2.3 $\rho - \omega$ - Interferenz

Der Zerfall $\omega \rightarrow 2\pi$ ist im Rahmen der starken Wechselwirkung durch die Erhaltung der G-Parität verboten und ist daher unterdrückt.

Eine $\rho - \omega$ - Interferenz durch elektromagnetische Prozesse ist jedoch möglich und wurde bereits in mehreren Arbeiten untersucht [3,6,53].

Um die Stärke dieser Interferenz zu bestimmen wurde mit beiden Ansätzen für die Beschreibung des Massenspektrums ein zusätzlicher Fit durchgeführt, der eine ω - Interferenz mit

Söding - Modell				
Energie [GeV]	Masse des ρ [MeV/c ²]	Γ [MeV]	χ^2/NDF	σ [μb]
60 - 90	769 ± 2	155 ± 3	1,6	$6,2 \pm_{0,6}^{1,8}$
90 - 130	756 ± 2	147 ± 3	2,9	$5,6 \pm_{0,6}^{1,7}$
130 - 170	757 ± 2	141 ± 4	1,7	$5,2 \pm_{0,5}^{1,5}$
60 - 170	762 ± 1	168 ± 2	3,8	$5,9 \pm_{0,6}^{1,7}$

Tabelle 8: Fit des Massenspektrums nach Söding bei verschiedenen Energien

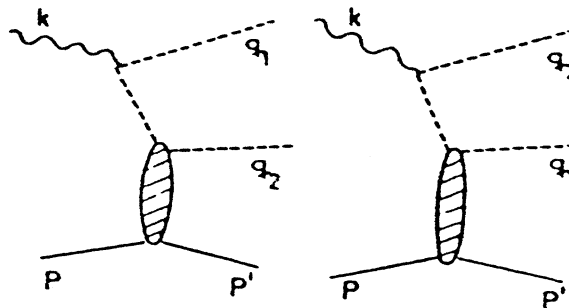


Abbildung 32: Drell Prozesse

einer Amplitude

$$I(\omega) = \xi \frac{e^{i\alpha}}{m_\omega^2 - m^2 - im_\omega \Gamma_\omega} \quad (5.14)$$

berücksichtigte. ξ ist die relative Stärke der Interferenz und α die Phase. Für Masse und Breite des ω wurden die nominellen Werte aus [2] genommen.

Die Güte der Fits wurde durch diesen Zusatzterm wenig oder gar nicht verbessert. Die beiden Parameter ξ und α variierten äußerst stark mit der Wahl der Startwerte für den Fit und ließen sich nicht sinnvoll durch einen Fit bestimmen.

Aus diesem Grund wurde der Fit noch einmal mit festen Werten

$$\xi = 0,013 \quad (5.15)$$

$$\alpha = 89,9^\circ \quad (5.16)$$

aus [6] wiederholt. Mit den beiden Modellen ergaben diese Werte praktisch keinerlei Verbesserung des Fits, beim Söding - Modell sogar eine leichte Verschlechterung, wie Tabelle 9 zeigt.

$\rho - \omega$ Interferenz			
Modell	Masse des ρ [MeV/c ²]	Γ [MeV]	χ^2 /NDF
Ross-Stodolsky	769 ± 1	168 ± 2	2,1
Söding	772 ± 1	169 ± 2	4.6

Tabelle 9: Fit des Massenspektrums mit $\rho - \omega$ - Interferenz

5.3 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion läßt sich auf verschiedene Weisen bestimmen. In dieser Arbeit wurden zwei Verfahren angewandt: Die Bestimmung über die Ergebnisse der verschiedenen Massenfits und eine Methode, die sich der Resultate der Momentenanalyse bedient.

Zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes mit absoluter Normierung bezogen auf den vorhandenen Fluß von Strahlphotonen benötigt man Informationen über die gesamte Luminosität. Um den ρ - Wirkungsquerschnitt in der hier betrachteten Reaktion zu berechnen,

wurde daher nur eine Untermenge der Daten verwendet: Alle guten - im Sinne der applizierten Schnitte - ρ 's aus den ca. 3 Millionen PHOENIX - Daten des Jahres 1984. Von Vorteil war dabei auch, daß die Akzeptanzkorrekturen nur mit einer Version des TRIDENT durchgeführt werden mußten.

Der Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich aus der Luminosität L und der Reaktionsrate R , die mit den Akzeptanzen und weiteren Korrekturfaktoren gewichtet werden muß, um Verluste auszugleichen:

$$\sigma = \frac{R}{L \cdot ACC_i} \quad (5.17)$$

Die Luminosität L ist das Produkt aus Photonenzahl und Flächendichte der Protonen im lH_2 -Target.

$$L = N_\gamma \cdot N_P \quad (5.18)$$

Für N_P ergibt sich mit der Loschmidtschen Zahl, der Dichte von flüssigem Wasserstoff [2]

$$\rho_{lH_2} = 0,0708 \text{ g/cm}^3 \quad (5.19)$$

und der Targetlänge ein Wert von

$$L = 2,54 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}. \quad (5.20)$$

Die Zahl der Photonen wird aus den Informationen des Taggingystems bestimmt und betrug für die benutzten Daten (s. Kapitel 2.3)

$$N_\gamma = 4,81 \cdot 10^9. \quad (5.21)$$

Als Akzeptanz- und Korrekturfaktoren wurden verwendet:

- die im Kapitel 3 angegebene Akzeptanz für 3 - Prongs auf der Basis des Programmes WA69SIM mit all den dort angegebenen Zusatzkorrekturen;
- ein Faktor, der das Feuern des EMV durch Pionen berücksichtigt (s. Kapitel 4.2) und der mit Hilfe des Programmes OMFATHACH bestimmt wurde;
- ein Korrekturfaktor für alle Ereignisse, die durch den Schnitt $E_\gamma > 60 \text{ GeV}$ verworfen wurden;
- ein Korrekturfaktor für den Anteil der Monitor Trigger, die in der Selektion verworfen wurden (s. Kapitel 2.2)

Der gesamte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ist unter Berücksichtigung dieser Faktoren jeweils in die Tabellen mit den Massenfits eingetragen (Tabellen 7 und 8).

Nach Berücksichtigung all dieser Korrekturen dürfte der Wirkungsquerschnitt eher unter - als überschätzt sein, denn es war nicht möglich zwei der Faktoren vollkommen realistisch abzuschätzen:

- Die Korrekturen des Beam - Veto konnten wie bereits geschildert nur pauschal abgeschätzt werden. Das spielt insbesondere bei Ereignissen eine Rolle bei denen sehr hohe Energien aus dem Beam - Veto abgezogen wurden. Außerdem handelt es sich bei den für diese Korrekturen verwendeten Routinen um vorläufige Versionen, die noch nicht die volle Genauigkeit gewährleisteten.
- Die Effizienzen der A,B - und C- Kammern waren noch nicht genau bekannt und wurden daher auf 100% gesetzt. Diese speziell für die C - Kammern wahrscheinlich überschätzten Effizienzen und der starke, zeitlich sowie räumlich sehr inhomogen verteilte Untergrund in diesen Kammern beeinflussen die Akzeptanz für die Protonen jedoch stark. Hier sind Verbesserungen in naher Zukunft zu erwarten.

Wegen dieser sehr wahrscheinlichen Unterschätzung des Wirkungsquerschnittes sind die Fehler auch nicht symmetrisch.

Um die hier gefundenen Werte mit früheren Experimenten vergleichen zu können, wurden in Abbildung 36 die Ergebnisse mehrerer Experimente aus [44] zusammengestellt, in die der hier gemessene Wert eingetragen wurden. Die gefundenen Werte liegen am unteren Ende der aufgeführten Meßergebnisse. Die durchgezogene Kurve entspricht den Vorhersagen des Quarkmodelles.

5.4 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Bei den hier vorliegenden 3 - Prongs läßt sich der Viererimpulsübertrag t auf zwei Arten berechnen: Entweder vom ruhenden Proton auf das gestreute oder vom Photon auf das produzierte ρ . Die Differenz der beiden Werte wurde in Abbildung 37 gebildet. Im weiteren wird der Viererimpulsübertrag immer vom Photon auf das ρ berechnet, da deren Einzelimpulse im allgemeinen mit geringeren Fehlern behaftet sind.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ erhalten wir einen den Erwartungen entsprechenden exponentiellen Verlauf, der aber bei Werten unterhalb von $0,12 \text{ GeV}^2$ wegen der starken Akzeptanzverluste in diesem Bereich abbricht. Um den Verlauf an eine Exponentialfunktion zu fitten, wurde daher dieser Bereich nicht berücksichtigt (s. Kapitel 4.3). Der Fit an die t - Verteilung ist in Abbildung 38 zusammen mit der experimentellen Verteilung dargestellt. Als einfachster Ansatz wurde die Funktion

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \cdot e^{-b|t|} \quad (5.22)$$

gewählt. Damit erhält man für b :

$$b = (6,9 \pm 0,1) \text{ GeV}^{-2} \quad (5.23)$$

Die Steigung der Kurve ist im allgemeinen nicht konstant und nimmt zu höheren t -Werten ab. Dies kann durch ein Erweitern des Exponentialfaktors zu einem Polynom zweiten Grades mitvollzogen werden. Ein Fit mit der Funktion

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-bt+ct^2} \quad (5.24)$$

verbesserte jedoch das χ^2 nur wenig. Er ergab:

$$b = (7,6 \pm 0,2) \text{ GeV}^{-2} \quad (5.25)$$

$$c = (0,8 \pm 0,2) \text{ GeV}^{-4} \quad (5.26)$$

Aus der Steigung b kann der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ an der an sich physikalisch nicht erreichbaren Stelle $t = 0$ berechnet werden. Dieser Wert wird häufig in der Literatur angegeben, da gilt:

$$t_{\min} \approx 0 \quad (5.27)$$

Um $d\sigma/dt$ nach $t = 0$ zu extrapolieren, wurden als erstes die Ereignisse R_t im t -Bereich zwischen $0,12$ und $0,8 \text{ GeV}^2$ gezählt, in dem Akzeptanzeinflüsse relativ konstant sind.

$$R_t = L \cdot ACC_i \int_{t=0,12}^{0,8} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0,12} \cdot e^{-b|t|} dt \quad (5.28)$$

Mit den bekannten Werten für die Luminosität, die Akzeptanzen und den Steigungsparameter erhalten wir $d\sigma/dt$ an der Stelle $t=0,12 \text{ GeV}^2$ und berechnen daraus mit der Formel

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0,12} \cdot e^{b|t|} \quad (5.29)$$

den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = (65 \pm 20) \frac{\mu b}{GeV^2} \quad (5.30)$$

Für den Fehler von b wurde dabei mit $b=(6,9 \pm 1) GeV^{-2}$ ein realistischerer Fehler als der aus dem Fit stammende genommen.

Durch Integration über den gesamten zugänglichen t - Bereich

$$\sigma = \int_{t=0}^{t=1} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \cdot e^{-bt} \quad (5.31)$$

erhalten wir den totalen Wirkungsquerschnitt σ und können so eine Gegenprobe machen. Das Ergebnis ist:

$$\sigma = (9,3 \pm 3) \mu b \quad (5.32)$$

Dieser Wert liegt wesentlich höher als der aus den Massenfits gewonnene Wirkungsquerschnitt, er hat allerdings auch eine größere Unsicherheit durch die zusätzliche Abhängigkeit von der Bestimmung des Steigungsparameters b . Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus anderen Experimenten für den Steigungsparameter b und den differentiellen Wirkungsquerschnitt an der Stelle $t = 0$ in den Abbildungen 39 und 40 zusammengestellt. Die Abbildungen entstammen [6]. Die Ergebnisse sind im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den anderen Meßergebnissen verträglich. Die durchgezogenen Kurven entsprechen theoretischen Vorhersagen.

5.5 Zerfallswinkelverteilung

Im Massenbereich des $\rho(770)$ erwarten wir, wie im Anhang B näher beschrieben wird, eine Zerfallswinkelverteilung der Form

$$W \propto \sin^2 \theta \quad (5.33)$$

Die Zerfallswinkelverteilung wurde im s - Kanal - Helizitätssystem (SCHC) für die Ereignisse berechnet. Die Verteilungen wurden anschließend mit den im Kapitel 3 erläuterten Akzeptanzfaktoren korrigiert.

An die korrigierte und die unkorrigierte $\cos \theta$ - Verteilung wurde eine Funktion proportional $\sin^2 \theta$ gefittet, die die Form der Verteilungen zufriedenstellend beschreibt. Durch die äußerst geringe Akzeptanz an den Rändern der $\cos \theta$ - Verteilung und bei 0 und π in der ϕ - Verteilung sind dort allerdings die Fehler der Korrekturen relativ groß (s. Kapitel 4.3.2). Die Kurven und die experimentellen Verteilungen finden sich in Abbildung 41. Das χ^2/NDF betrug für den Fit an die Azimutverteilung 1,2 und für die Fits an die unkorrigierte bzw. die korrigierte $\cos \theta$ - Verteilung 1,4 bzw. 1,9.

5.6 Momentenanalyse

Aus den für $\cos \theta$ und ϕ errechneten Werten lassen sich, wie ebenfalls im Anhang B geschildert wird, die Momente der Zerfallswinkelverteilung $\langle Y_l^m \rangle$ und daraus die Elemente der Spindichtematrix ρ_{mm}^0 , ($m = -1,0,1$) bestimmen.

Dazu wurden die Kugelflächenfunktionen $Y_l^m(\theta, \phi)$ für jedes Ereignis berechnet und mit den aus den Akzeptanzrechnungen bekannten Gewichtungsfaktoren der 10 mal 10 Raumwinkel-elemente multipliziert (s. Kapitel 4.3). Aus der Summation über alle Ereignisse in einem Massenbin ergeben sich die nicht normierten Momente:

$$\langle Y_l^m \rangle = \sum_{i=1}^N \frac{1}{ACC_i} Y_l^m(\theta, \phi) = \sum_{i=1}^N W_i Y_l^m(\theta, \phi) \quad (5.34)$$

Die Fehler wurden aus den Fehlern der Gewichte bestimmt:

$$\Delta \langle Y_l^m \rangle = \sqrt{\sum_{i=1}^{100} (Y_l^m \Delta W_i)^2} \quad (5.35)$$

Die Momente wurden auch auf $\langle Y_0^0 \rangle$ normiert und damit die drei zu Null vorhergesagten Elemente der Spindichtematrix bestimmt. Alle Ergebnisse zeigen die Abbildungen 42,43 und 44. Über den Massenbereich des ρ zwischen 0,55 GeV und 0,95 GeV gemittelt, ergibt sich damit:

$$\rho_{00} = +0,09 \pm 0,02 \quad (5.36)$$

$$\rho_{1-1} = -0,01 \pm 0,01 \quad (5.37)$$

$$Re(\rho_{10}) = +0,02 \pm 0,01 \quad (5.38)$$

Wir erwarten aus der Theorie (s. Anhang B), daß diese Matrixelemente identisch Null sind. Dies ist für ρ_{1-1} und $Re(\rho_{10})$ im Rahmen der experimentellen Genauigkeit auch der Fall. Das Matrixelement ρ_{00} liegt allerdings etwas zu hoch, was eventuell darauf zurückzuführen ist, daß die extrem großen Akzeptanzkorrekturen systematische Fehler stark vergrößern. Wie schon in Kapitel 4.3.2 angesprochen, sind wegen dieser Korrekturprobleme die Ergebnisse nur als vorläufig anzusehen.

5.7 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes aus dem Moment $\langle Y_2^0 \rangle$

Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes über das Moment $\langle Y_2^0 \rangle$ setzen wir s - Kanal - Helizitätserhaltung voraus und wollen damit die Zahl der 1^- - Zustände im ρ - Massenbereich berechnen.

Die Formel B.33 aus Anhang B kann mit der Voraussetzung, daß das Element der Spindichtematrix ρ_{00} gleich Null ist, für N Ereignisse vereinfacht werden zu

$$W(\cos \theta, \phi) = N \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi}} Y_0^0 - \frac{1}{\sqrt{20\pi}} Y_2^0 \right) \quad (5.39)$$

Multiplikation mit Y_2^{0*} und Integration über alle Raumwinkelelemente ergibt

$$\int W(\Omega) Y_2^{0*} d\Omega = -\frac{1}{\sqrt{20\pi}} N. \quad (5.40)$$

Mit diesem Verfahren wurde die Zahl der Ereignisse aus den akzeptanzkorrigierten Werten des Momentes $\langle Y_2^0 \rangle$ addiert. Der Wirkungsquerschnitt ergab sich daraus für den gesamten verfügbaren Energiebereich zu

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) = (4,9 \pm_{0,5}^{1,5}) \mu b \quad (5.41)$$

Da dieses Ergebnis nicht nur von der Genauigkeit der Akzeptanzkorrekturen, sondern auch von der Bestimmung des Momentes $\langle Y_2^0 \rangle$ abhängt, kann es nur eine Größenordnung zum Vergleich mit den Werten aus 5.2 und 5.3 liefern. In diesem Rahmen sind die Ergebnisse miteinander konsistent.

5.8 Das $\Phi(1020)$

In den zur ρ - Analyse verwendeten 3 - Prongs wurde zusätzlich versucht, Ereignisse des Typs

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow \Phi(1020)p \\ &\hookrightarrow K^+ K^- \end{aligned} \quad (5.42)$$

nachzuweisen.

Da die Informationen der zur π/K - Separation konzipierten Detektoren RICH und TRAD noch nicht verfügbar waren, konnte die Abtrennung der K^+K^- - Ereignisse von der $\pi^+\pi^-$ - Ereignisse nur über kinematische Unterschiede erfolgen.

Die Daten wurden mit denselben Schnitten wie im Falle des ρ selektiert, nur der Schnitt auf den Betrag des Impulses der beiden schnellen Spuren wurde hochgesetzt, um $\pi^+\pi^-$ - Paare zu unterdrücken:

$$p > 25 \text{ GeV} \quad (5.43)$$

Es wird dabei ausgenutzt, daß der Zerfall des Φ in K^+K^- wesentlich symmetrischer ist als der ρ - Zerfall. Das in Abbildung 45 dargestellte Massenspektrum wurde unter Kaon - Massenannahme erstellt. Der Untergrund ist bestimmt durch die Reflektion des ρ , also das durch die falsche Massenannahme verschobene und verzerrte ρ - Spektrum, die in der Nähe des Φ gut durch eine Gaußfunktion beschrieben wurde. Über die Flanke des Signals wurde eine zweite Gaußfunktionen an das Φ - Signals gefittet. Der Fit liefert als Breite und Masse

$$\sigma_{\Phi} = (13 \pm 1) \text{ MeV} \quad (5.44)$$

$$M_{\Phi} = (1.026 \pm 0,001) \text{ GeV} \quad (5.45)$$

Eine Gaußfunktion wurde einer Breit - Wigner Amplitude vorgezogen, da die zu erwartende Breite des Φ [2] kleiner als die experimentelle Auflösung ist. Das Ergebnis für die Breite der Gaußkurve ist in derselben Größenordnung wie die im Kapitel 5.2 erwähnte Massenauflösung von 20 - 30 MeV für simulierte ρ 's.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich mit den genannten Akzeptanzfaktoren zu:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \Phi(\rightarrow K^+K^-)p) = 107 \pm_{12}^{35} \text{ nb} \quad (5.46)$$

Mit dem Verzweigungsverhältnis aus [2]

$$\frac{\sigma(\Phi \rightarrow K^+K^-)}{\sigma(\Phi \rightarrow \text{alles})} = 49,5 \pm 1,5 \quad (5.47)$$

folgt

$$\sigma_t(\gamma p \rightarrow \Phi p) = 216 \pm_{24}^{72} \text{ nb} \quad (5.48)$$

Dieser Wert liegt, wie nach den Ergebnissen für den ρ - Querschnitt zu erwarten war, wesentlich unter den Ergebnissen anderer Experimente, die in Abbildung 46 zu sehen sind.

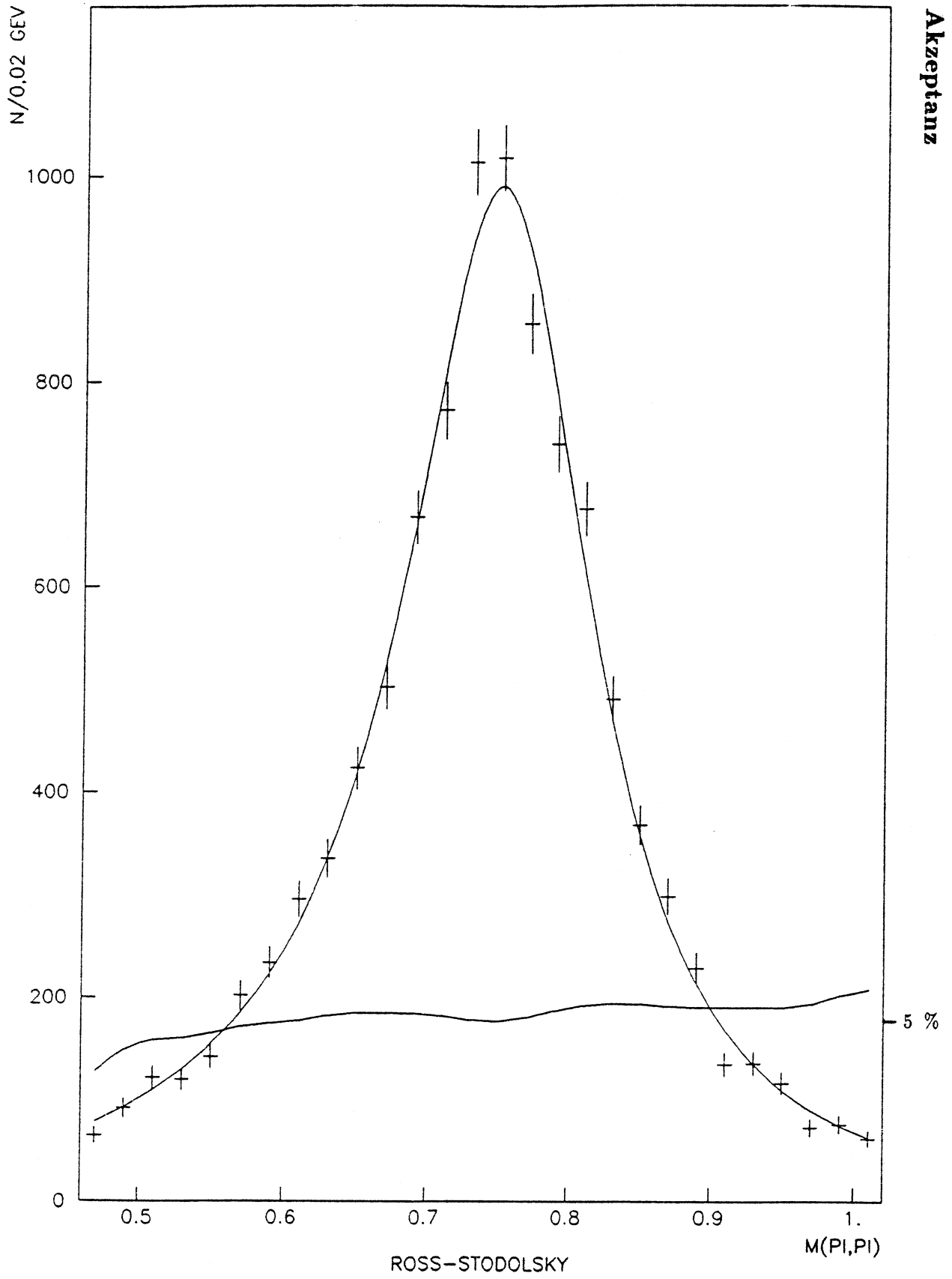
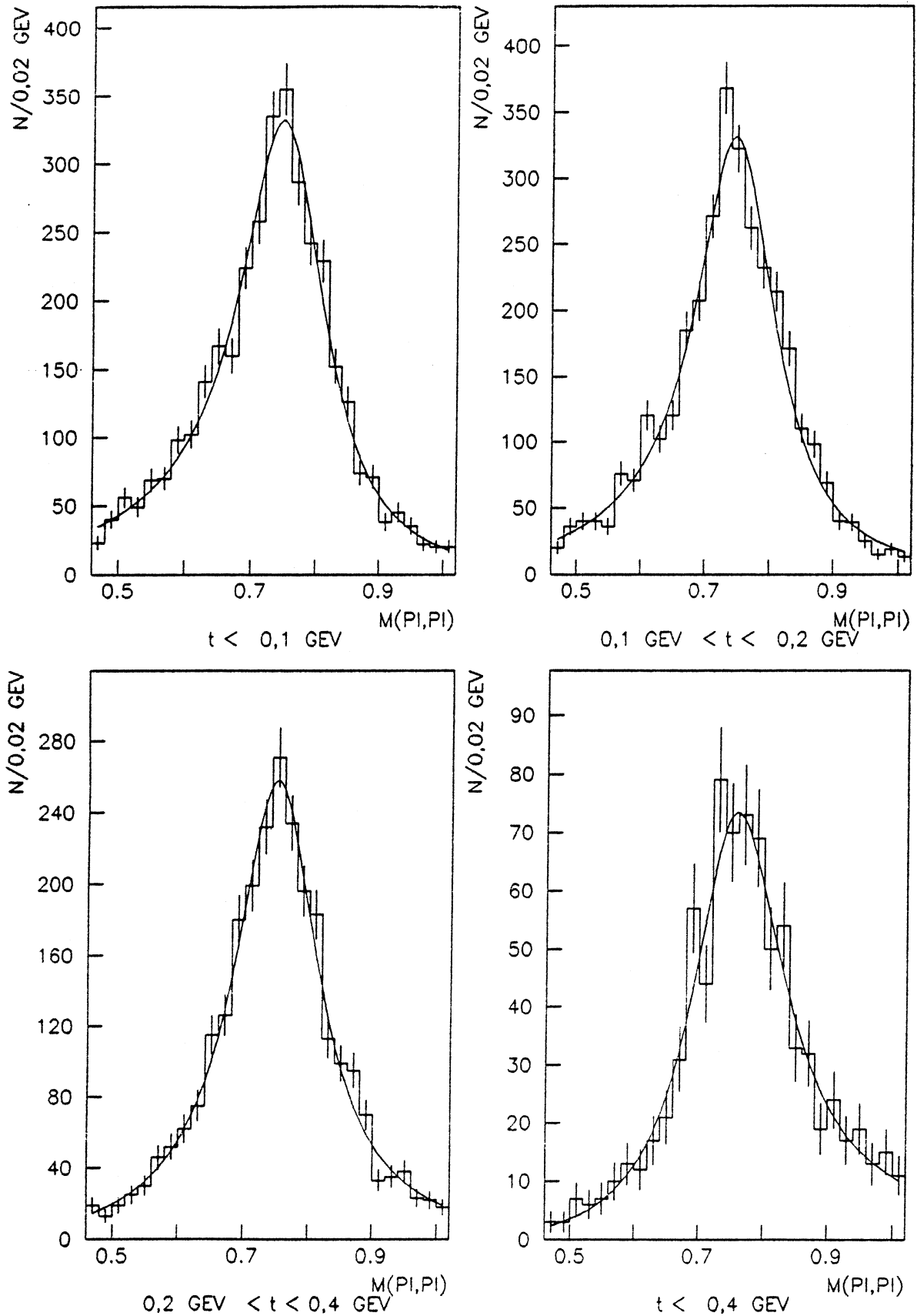


Abbildung 33: Massenfit nach Ross-Stodolsky mit Akzeptanz

Abbildung 34: Massenfit nach Ross-Stodolsky in verschiedenen t -Intervallen

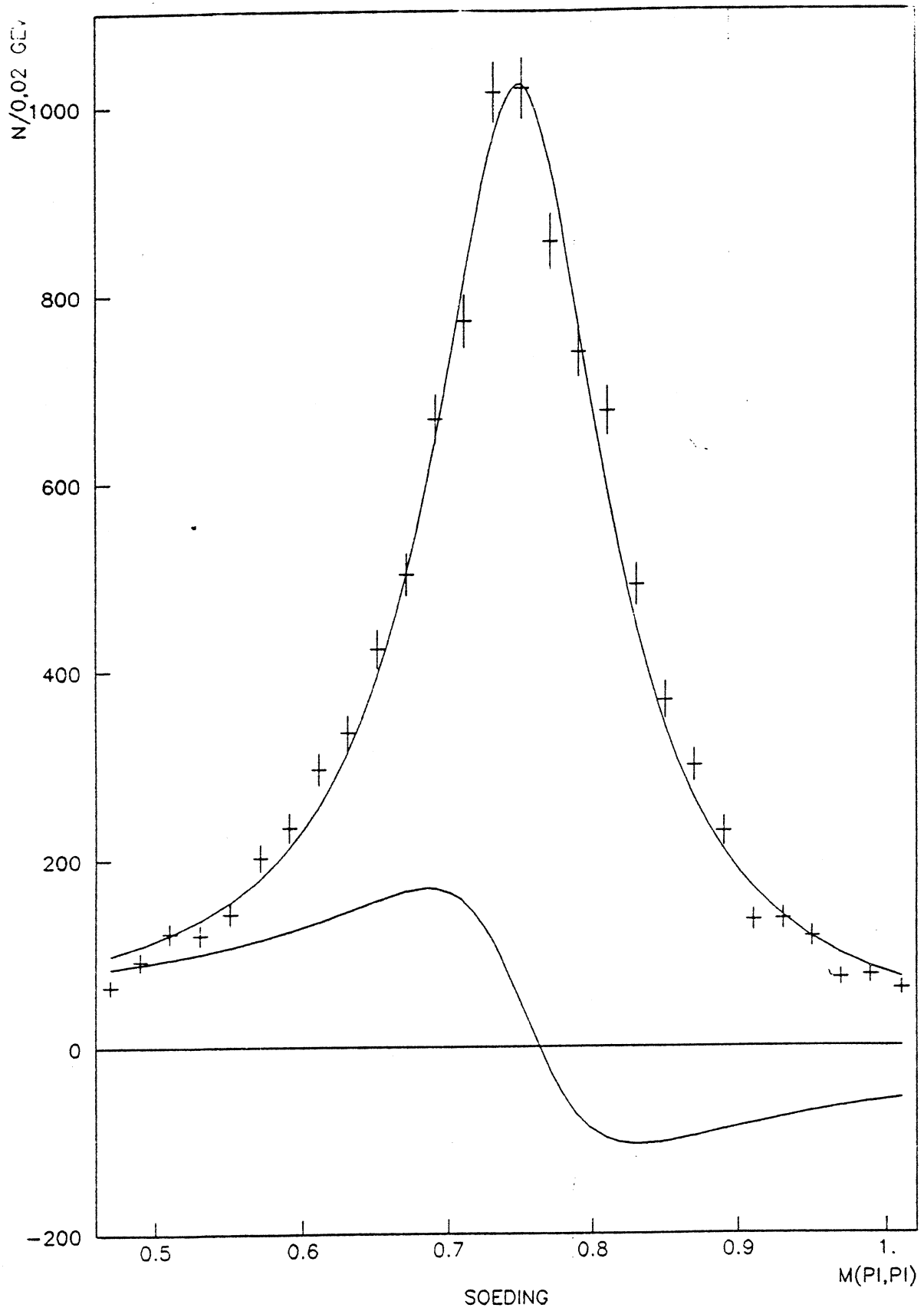


Abbildung 35: Massenfit nach Söding mit Interferenzterm

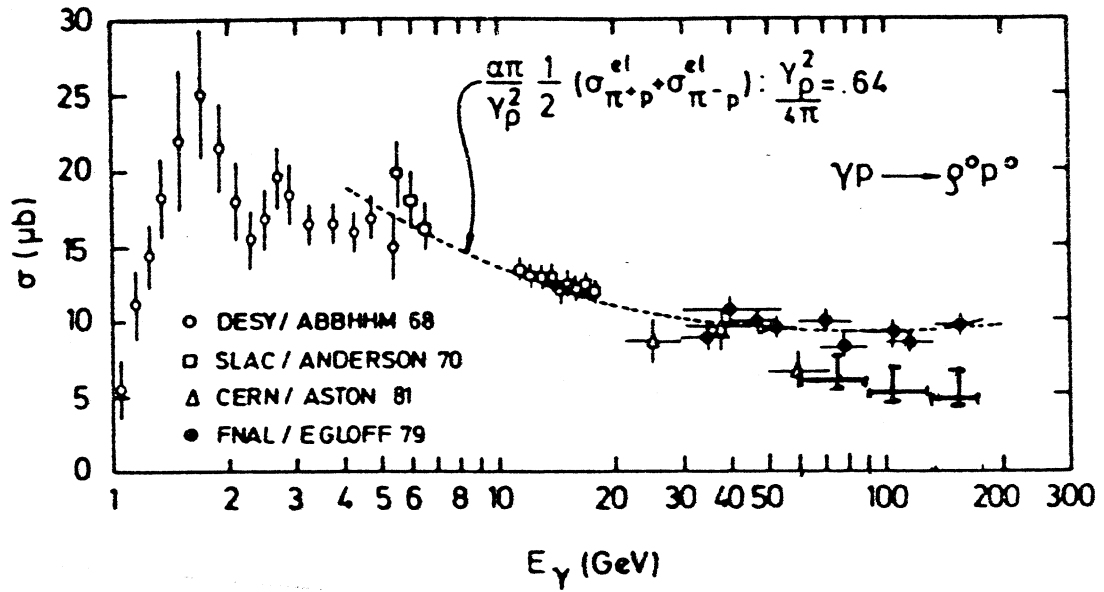


Abbildung 36: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p)$

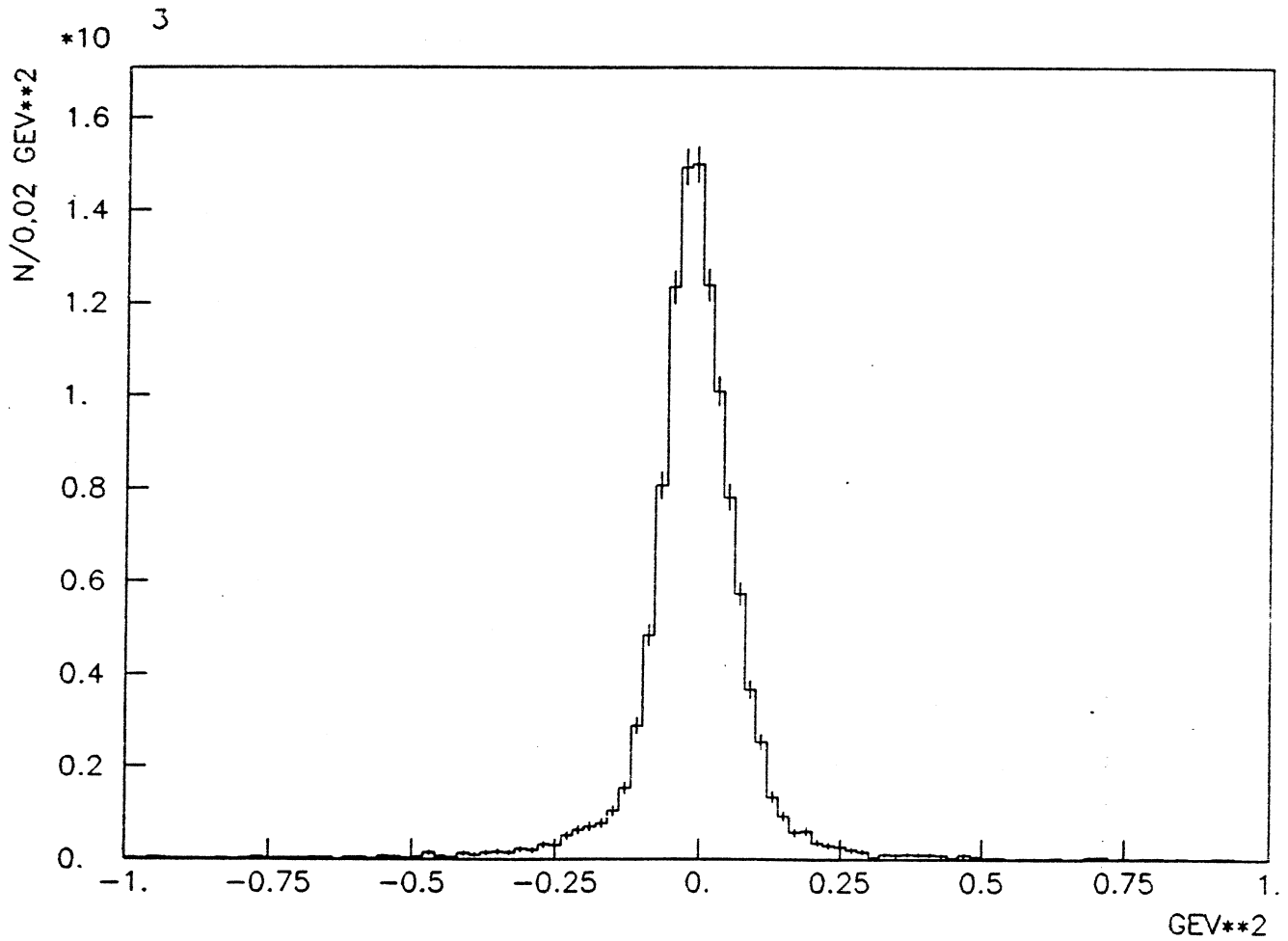


Abbildung 37: Differenz $\Delta(t)$ zwischen den verschiedenen berechneten Viererimpulsüberträgen: $t(\gamma \rightarrow \rho) - t(p \rightarrow p)$

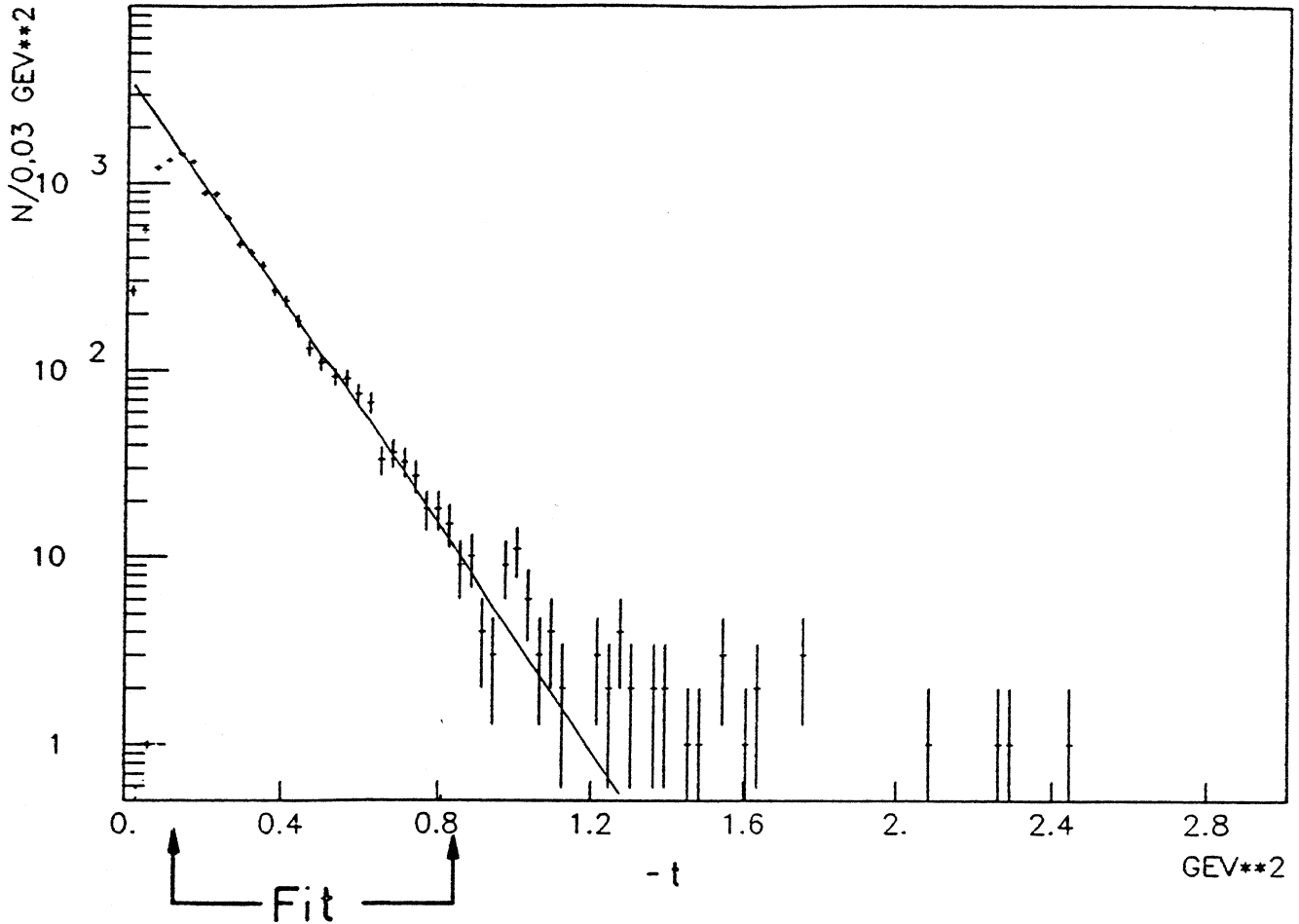


Abbildung 38: Der Viererimpulsübertrag t mit angefitzter Exponentialfunktion

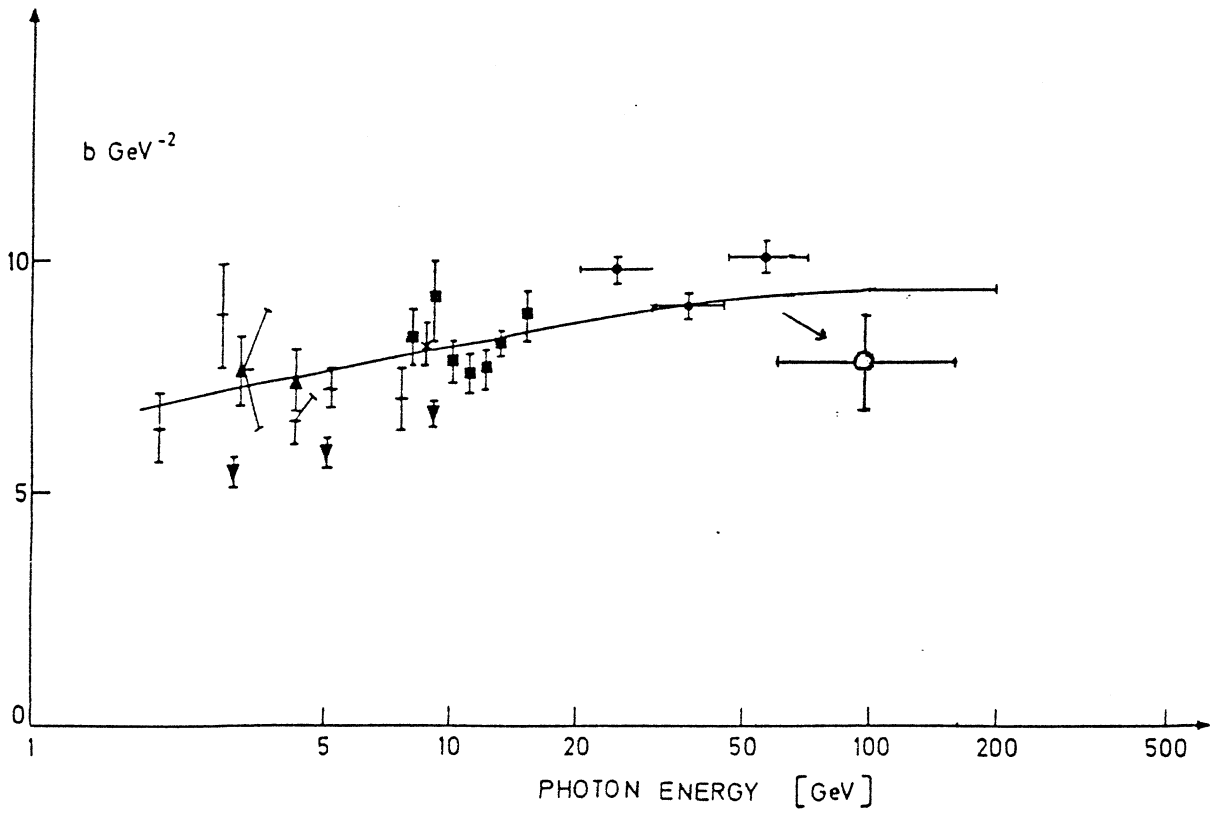


Abbildung 39: Steigungsparameter b in verschiedenen Experimenten [6]

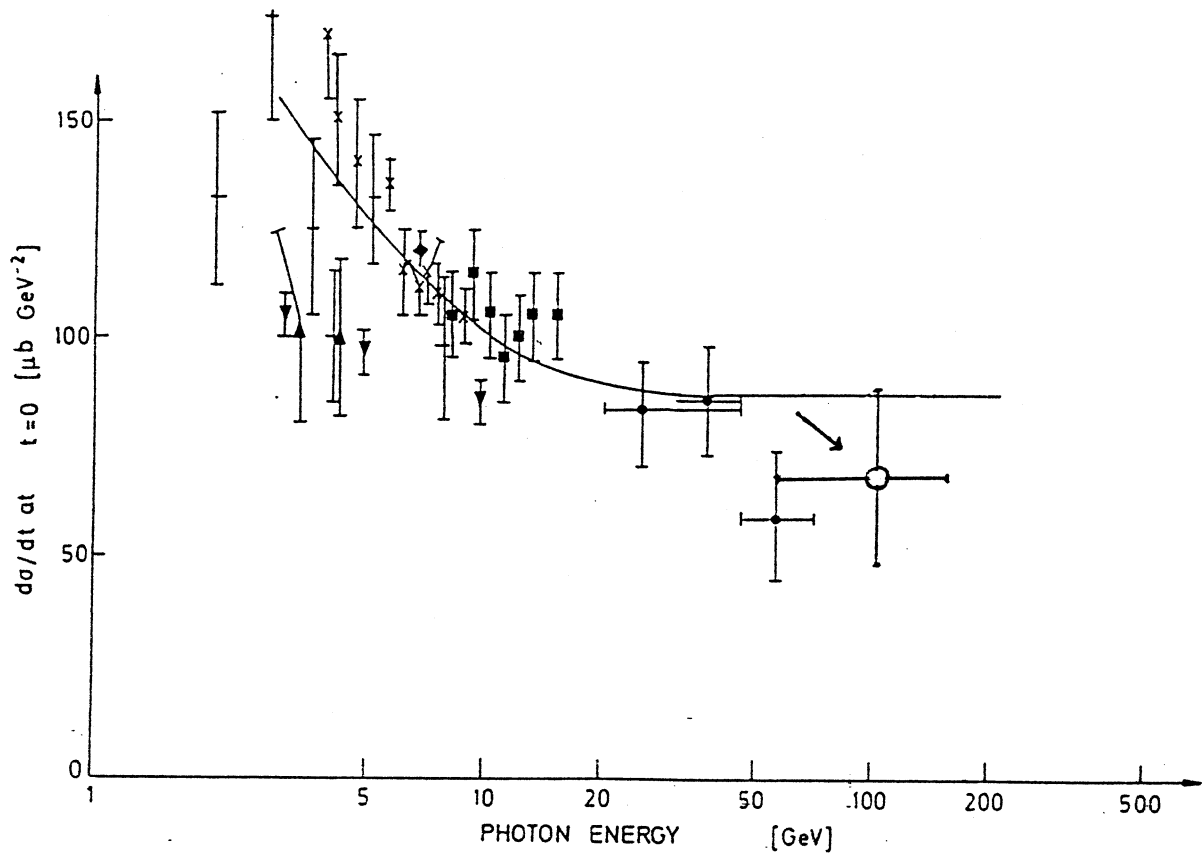


Fig. 12a

Abbildung 40: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt|_{t=0}$ in verschiedenen Experimenten [6]

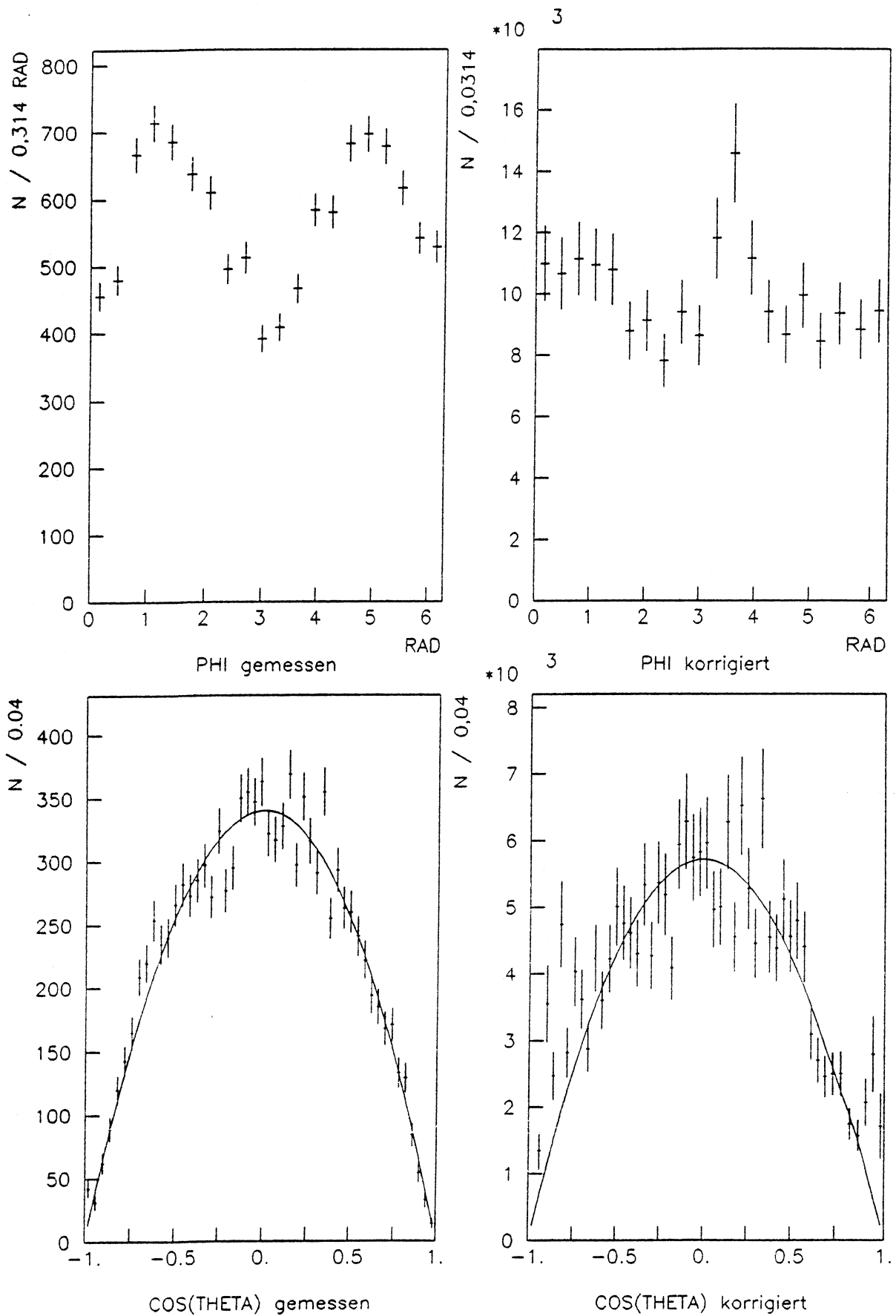
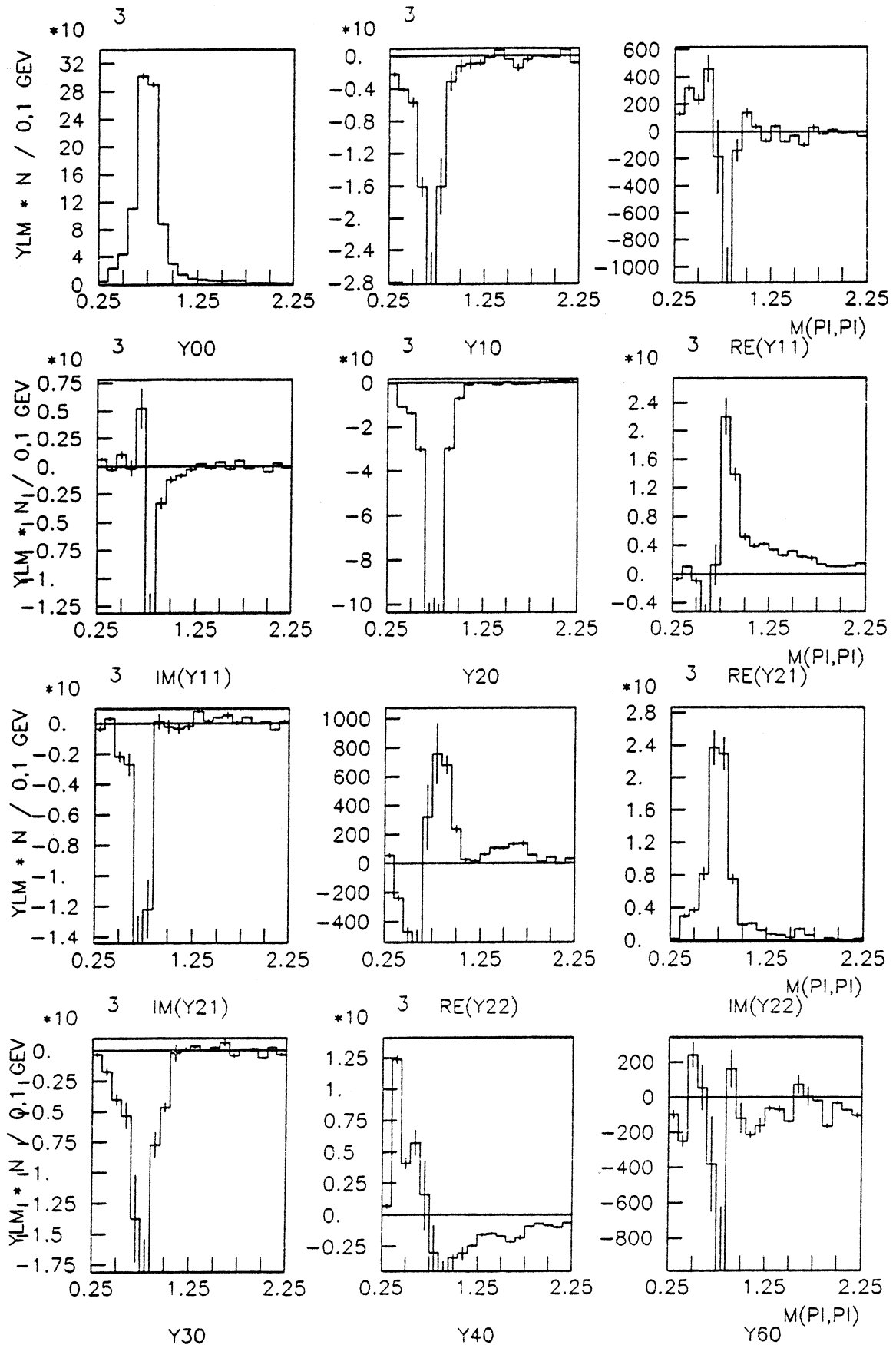
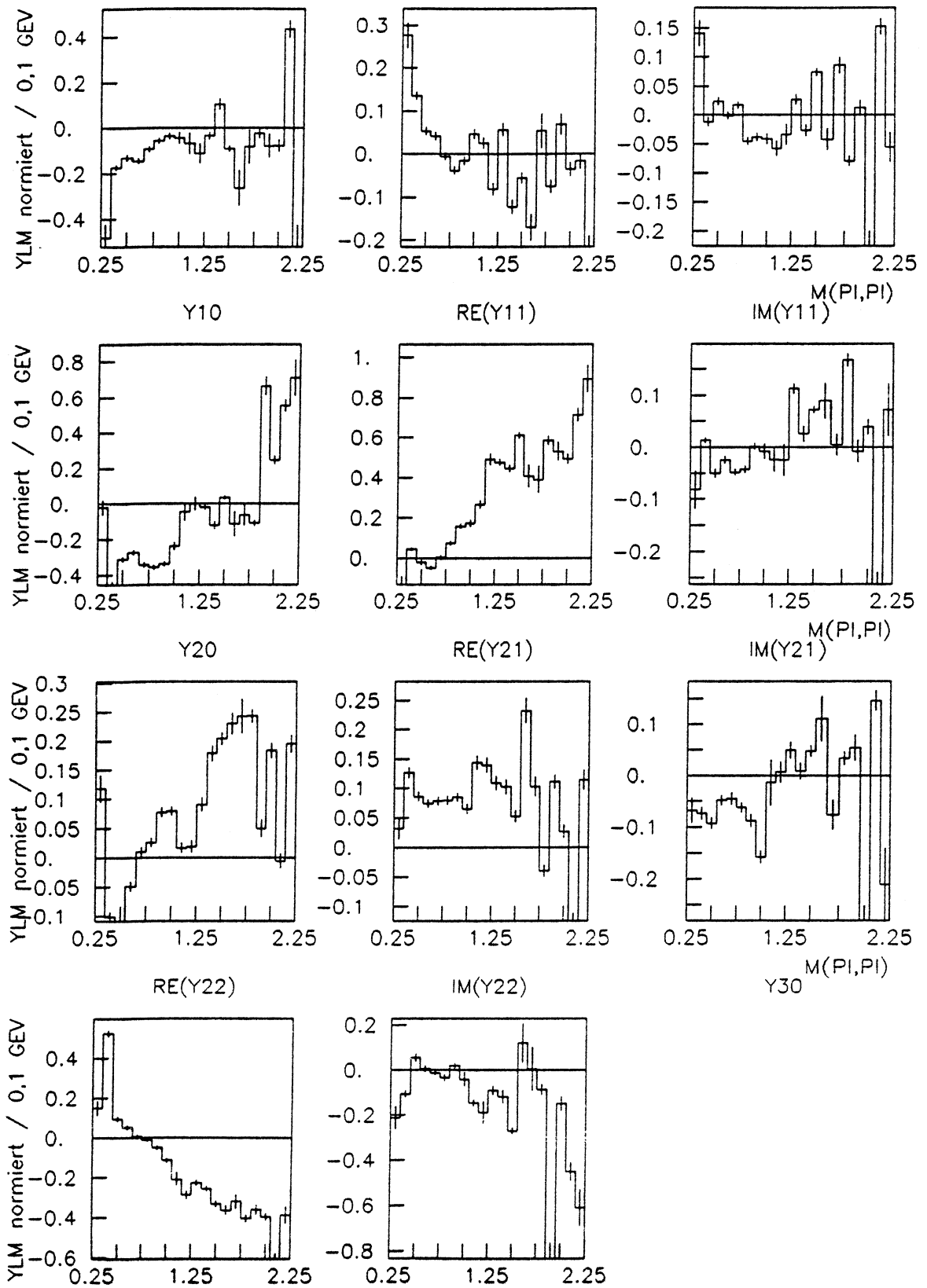
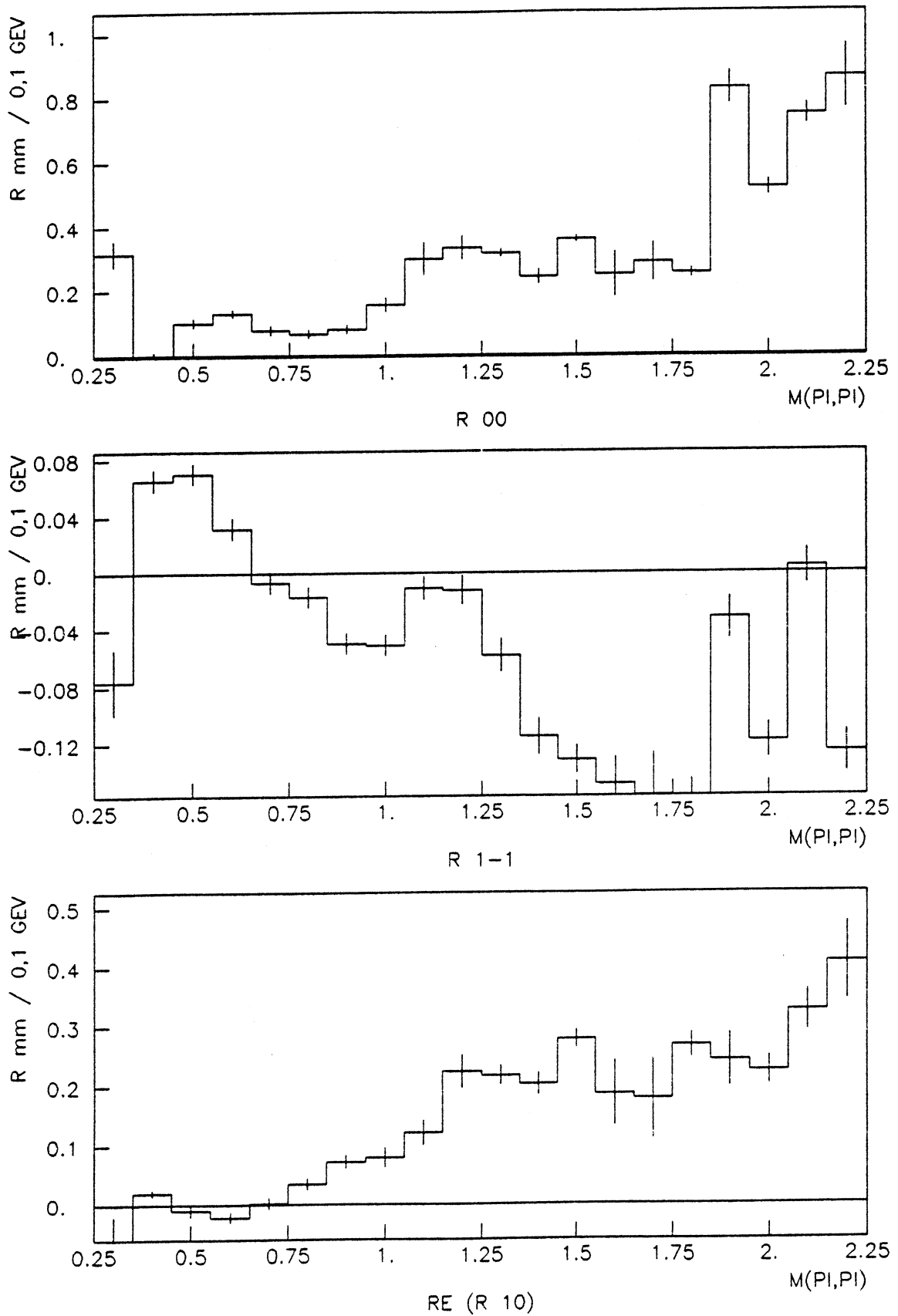


Abbildung 41: Die Zerfallswinkelverteilungen mit und ohne Akzeptanzkorrektur

Abbildung 42: Die nicht - normierten Momente $\langle Y_l^m \rangle$

Abbildung 43: Die normierten Momente $\langle Y_i^m \rangle / \langle Y_0^0 \rangle$

Abbildung 44: Die Elemente der Spindichtematrix $\rho_{00}, \rho_{1-1}, Re(\rho_{10})$

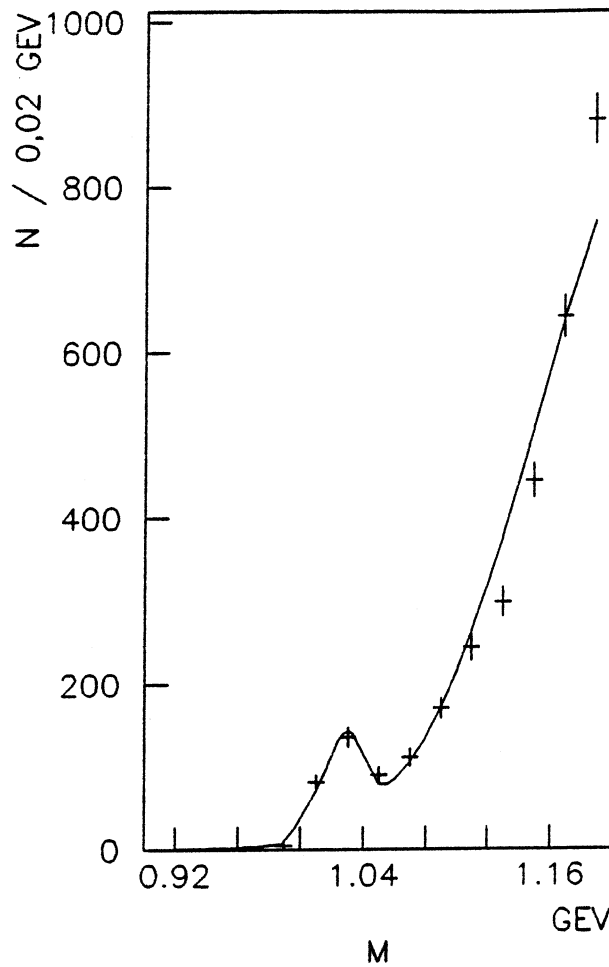


Abbildung 45: Das Φ - Massenspektrum mit angefitzter Gaußfunktion

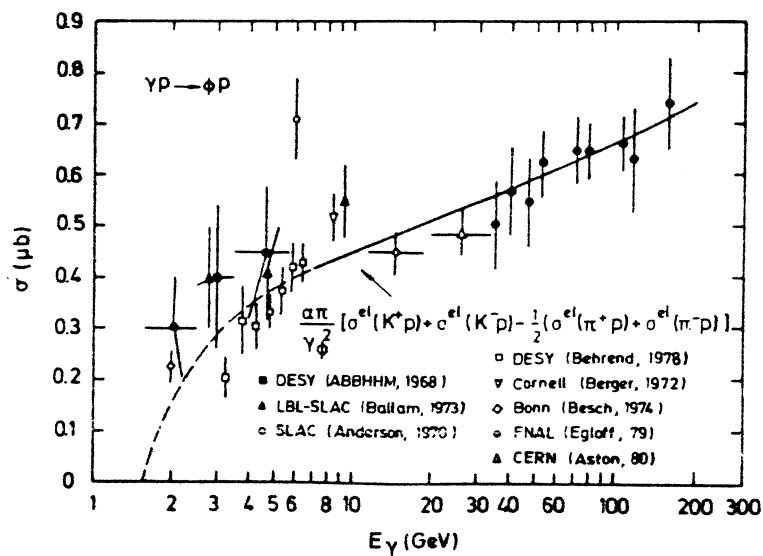


Abbildung 46: Der Wirkungsquerschnitt ($\gamma p \rightarrow \Phi p$)

isovector mesons ($-\bar{u}d, \sqrt{1/2}(\bar{u}\bar{d}-\bar{d}\bar{u}), \sqrt{2}\bar{d}\bar{u}$)				
state (name)	J ^{PC}	predicted mass (GeV)	observed mass [*] (GeV)	reference [†] , footnotes
1^1S_0 (π)	0^{--}	0.14	0.14	
1^3S_1 (ρ)	1^{--}	0.76	0.77 ± 0.01	
1^1P_1 (θ)	1^{+-}	1.22	1.23 ± 0.01	
1^3P_2 (A_2)	2^{++}	1.31	1.32 ± 0.01	
1^3P_1 (A_1)	1^{++}	1.25	1.27 ± 0.03	
1^3P_0 (f_2)	0^{++}	1.09		
2^1S_0 (π')	0^{--}	1.35	1.30 ± 0.10	
2^3S_1 (ρ_6)	1^{--}	1.42		a
1^1D_2 (A_2)	2^{--}	1.70	1.68 ± 0.03	
1^3D_3 (g)	3^{--}	1.72	1.69 ± 0.01	
1^3D_2	2^{--}	1.71		
1^3D_1 (ρ_6)	1^{--}	1.67		a
2^1P_1	1^{+-}	1.80		
2^3P_2	2^{++}	1.82		
2^3P_1	1^{++}	1.84		
2^3P_0 (f_2')	0^{++}	1.79		
1^1F_3	3^{+-}	2.07		
1^3F_4 (h_1)	4^{++}	2.06	(2.03 ± 0.02)	
1^3F_3	3^{++}	2.08		
1^3F_2	2^{++}	2.07		
3^1S_0	0^{--}	1.90		
3^3S_1	1^{--}	2.00		
2^1D_2	2^{--}	2.16	(2.10 ± 0.15)	
2^3D_3	3^{--}	2.16		
2^3D_2	2^{--}	2.18		
2^3D_1	1^{--}	2.17		
1^1G_4	4^{+-}	2.38		
1^3G_5	5^{--}	2.36	(2.35 ± 0.10)	
1^3G_4	4^{--}	2.38		
1^3G_3	3^{--}	2.39		

a) $\rho'(1.42) = 1.00 \ 2^3S_1 - 0.04 \ 1^3D_1$

Abbildung 47: Massenvorhersagen für I=1 Vektormesonen aus [35]

6 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$

Neben der Analyse des $\rho(770)$ und der Bestimmung seines Wirkungsquerschnittes für den Zerfall in $\pi^+\pi^-$ war es ein weiteres Ziel dieser Arbeit, den als Kandidat für eine radiale Anregung des ρ 's im Massenbereich um 1600 MeV diskutierten, resonanzartigen Zustand zu untersuchen. Im ersten Abschnitt werden einige einleitende Bemerkungen zu der Frage gemacht, was man sich - von einem sicher noch relativ naiven Standpunkt aus - unter angeregten Zuständen vorzustellen hat. Vor der Darstellung eigener Ergebnisse wird der aktuelle experimentelle Stand kurz skizziert. Ausführlichere Darstellungen des Wissenstandes finden sich in [26,27,29,44].

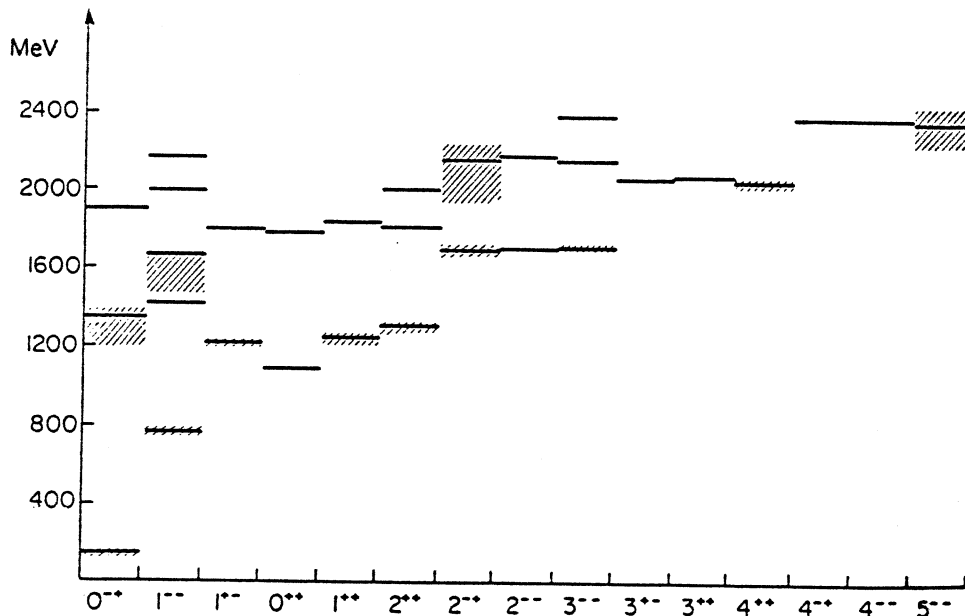
6.1 Mesonen als $q\bar{q}$ - Systeme

Mesonen können als $q\bar{q}$ - Zustände angesehen werden, deren Potential durch die Ansätze der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Solche Potentiale sind in ihrer einfachsten Form von der Art

$$V(r) = -\frac{4}{3}\alpha_s \frac{1}{r} + kr^n. \quad (6.1)$$

$n=1,2$

Der erste Term geht von einem coulombartigen Verhalten des von den Gluonen vermittelten Farbpotentials bei kleinen Abständen aus. α_s ist die starke Kopplungskonstante. Der Faktor $4/3$ rührt von der Summation über die acht Gluonen und die drei Farbfreiheitsgrade der $(q\bar{q})_c$ - Systeme. Der zweite - bei großen Abständen überwiegende - Term beschreibt das "confinement", die Eigenschaft, die eine experimentelle Beobachtung freier Quarks auszuschließen

Abbildung 48: Massenspektrum für $I=1$ Vektormesonen aus [35]

scheint.

Das $q\bar{q}$ - Potential läßt nun - analog etwa dem Positronium in der Quantenelektrodynamik (QED) - angeregte Zustände zu. In diesem Bild sind die angeregten Vektormesonen Zustände mit verschiedenen Hauptquantenzahlen $n=1,2,3,\dots$ und verschiedenen relativen Bahndrehimpulsen $L=S,P,D,\dots$ bei einem Spin $s=1$, die mit der üblichen Signatur klassifiziert werden:

$$n^{2s+1}L_J \quad (6.2)$$

Bei Vektormesonen, die aus den beiden bekannten schweren Quarks, dem Charm - und dem Bottom - Quark, aufgebaut sind, sind solche als Anregungszustände interpretierten Teilchen - die Ψ - und die Υ -Familien - bereits etabliert.

Die Suche nach Anregungen von Vektormesonen leichter Quarks - u,d und s - stößt jedoch auf zusätzliche theoretische und experimentelle Schwierigkeiten [26].

Für die Beschreibung von leichten und schweren $q\bar{q}$ - Systemen sind zahlreiche theoretische Modelle entwickelt worden, die Vorhersagen über die zu erwartenden Breiten und Massen der gesuchten Anregungen machen. Für angeregte Zustände des $\rho(770)$ sei exemplarisch die Vorhersagen eines Potentialmodelles [35] aufgeführt. Eine weitergehende Zusammenstellung von Modellen zur Beschreibung von $q\bar{q}$ - Systemen befindet sich in [26].

Ein besonders ausführliches Modell haben Godfrey und Isgur in [35] entwickelt. Sie arbeiten mit einem Potentialmodell, das die im Bereich der Mesonen aus leichten Quarks wichtigen relativistischen Effekte mitberücksichtigt. In Abbildung 47 ist der zitierten Arbeit eine Tabelle mit Massenvorhersagen für Vektormesonen mit Isospin = 1 entnommen. In der graphischen Darstellung 48 des Spektrums sind die bereits nachgewiesenen Zustände den Vorhersagen gestrichelt überlagert. Ein entscheidender Unterschied zu anderen Vorhersagen ergibt sich in diesem Modell für die 1^{--} Resonanzen. Godfrey und Isgur postulieren die Existenz zweier Resonanzen dieser Spin - Parität im Massenbereich zwischen 1400 und 1900 MeV. Weiterhin nehmen sie an, daß es sich beim gemessenen ρ' um eine Mischung aus diesen beiden Resonanzen - einem 2^3S_1 - und einem 1^3D_1 Zustand - handelt, deren Massen und Breiten bei 1420 MeV und 500 MeV sowie 1670 MeV und 300 MeV angesiedelt wären. Die experimentelle Suche würde durch die Existenz mehrerer Anregungen vom Typ 1^{--}

zusätzlich erschwert. Die großen Breiten der Zustände machen eine Trennung schwierig, da ohnehin die in dem relevanten Massenbereich auftretenden beträchtlichen Anteile des $\rho(770)$ viel Untergrund liefern.

Darüberhinaus wäre es denkbar, daß die verschiedenen Zustände miteinander interferieren und dadurch das Bild weiter verkomplizieren.

6.2 Stand der Messungen

Das $\rho(1600)$ wurde bereits in mehreren möglichen Zerfallskanälen beobachtet. Allerdings ist die experimentelle Situation und noch nicht sehr eindeutig.

Der "Review of Particle Properties [2]" kommentiert die angegebenen Werte für Masse und Breite des $\rho(1600)$

$$m_{\rho(1600)} = (1590 \pm 20)\text{MeV} \quad (6.3)$$

$$\Gamma_{\rho(1600)} = (260 \pm 100)\text{MeV} \quad (6.4)$$

mit den Worten "not more than an educated guess".

Die in Photoproduktion und e^+e^- - Annihilation untersuchten Zerfallskanäle sind:

$$\rho(1600) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- \quad (6.5)$$

$$\rightarrow \pi^+\pi^- \quad (6.6)$$

Photoproduktionsexperimente wurden darüber hinaus auch auf die Zerfälle

$$\rho(1600) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \quad (6.7)$$

$$\rightarrow \eta\pi^+\pi^- \quad (6.8)$$

untersucht [9,12,41].

Messungen aus $2\pi^+2\pi^-$ und $\pi^+\pi^-$ - Spektren ergeben einen (oder mehrere) $\rho(1600)$ - Kandidaten. Die meisten Messungen wurden bisher im $2\pi^+2\pi^-$ - Zerfallsmodus vorgenommen, in dem das $\rho(1600)$ mit einem Verzweigungsverhältnis von ca. 60 % zerfällt [2]. Im Experiment WA4 wurde über diesen Zerfall eine $\rho(1600)$ - Masse von 1520 ± 30 MeV und eine Breite von 400 ± 50 MeV bestimmt [7].

Für diese Arbeit ist speziell der Zerfall in $\pi^+\pi^-$ von Bedeutung, für den der "Review of Particle Properties [2]" eine nominelle Masse von $(1595 \pm 7,3)$ MeV und eine nominelle Breite von $(297,9 \pm 12,8)$ MeV angibt. Neuere Daten sind in [1,4,13] veröffentlicht worden. Überall wurde eine resonante Struktur bei 1600 MeV mit einer Breite um 250 MeV gefunden. Der relative Wirkungsquerschnitt

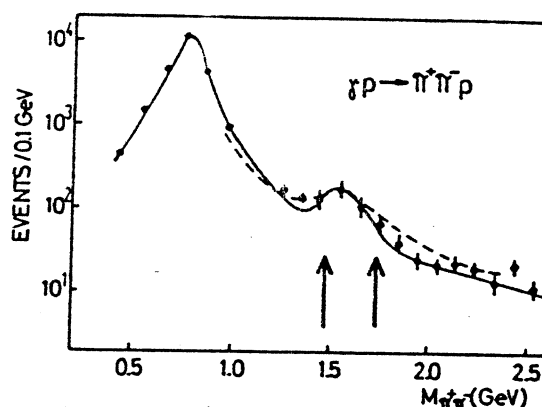
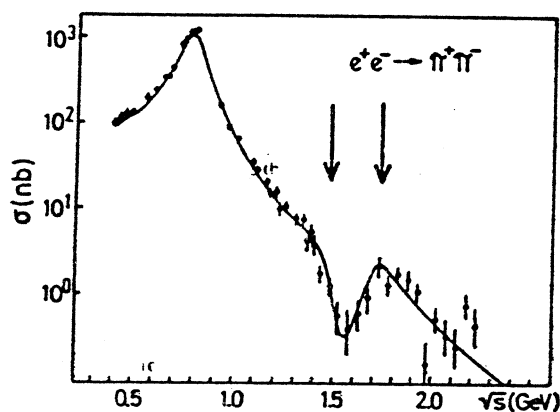
$$R = \frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho(1600)p) \cdot BR(\rho_3 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \rho(770)p)} \quad (6.9)$$

liegt bei ca. 0,01. Genauere Angaben sind in Tabelle 10 aufgeführt. Interessant ist der Ver-

Literatur	Masse [MeV]	Breite [MeV]	R
Atiya et al. [13]	1600 ± 10	283 ± 14	-
Aston et al. [4]	1590 ± 20	230 ± 8	$0,01 \pm 0,002$
Abe et al. [1]	1550 ± 7	$280 \pm_8^3$	$0,0134 \pm 0,0023$

Tabelle 10: Verschiedene Messungen des $\rho(1600)$ in $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$

gleich von γp - Daten und e^+e^- - Daten. Im entsprechenden Massenbereich der $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

Abbildung 49: $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ Abbildung 50: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

- Daten ergibt sich eine relevante Unstimmigkeit zwischen den Spektren. In den Abbildungen 49 und 50 wird dieser Unterschied deutlich. Die Abbildungen wurden aus [29] entnommen. Die Photoproduktionsdaten stammen aus [1,4], die e^+e^- -Daten aus [18,21,47]. Im Vergleich der beiden Kurven sieht man deutlich eine gegenläufige Struktur im Bereich des $\rho(1600)$.

Als Erklärung postuliert [29] die Existenz von zwei Resonanzen ρ_1 und ρ_2 bei (1465 ± 25) MeV und bei (1700 ± 25) MeV, deren Breiten bei (235 ± 25) MeV bzw. (220 ± 25) MeV liegen. Die jeweiligen Wirkungsquerschnitte für den 2π -Zerfall werden mit (60 ± 10) bzw. (30 ± 15) nb angegeben. Durch verschiedene relative Phasen zwischen $\rho(770)$, ρ_1 und ρ_2 in den beiden Produktionstypen ergäben sich verschiedene Interferenzmuster. Die relativen Phasen wären "++-" in der Photoproduktion und "+-+" in e^+e^- . In [27] werden diese Unterschiede in den relativen Phasen durch verschiedene Beiträge der kurz- und langreichweitigen Teile der P-Wellenfunktion der beteiligten Resonanzen in beiden Produktionsmechanismen erklärt. Ein Fitverfahren auf der Basis dieser Überlegungen ist konsistent mit den in den Abbildungen 49 und 50 dargestellten Strukturen. Die Autoren von [29] übertragen dieses Verfahren mit denselben Werten für die Massen und Breiten auf den 4π -Kanal, den es ebenfalls gut beschreibt.

Die Existenz von mehreren ρ -Resonanzen - einer radialen Anregung und eines 3D_1 -Zustandes - oder ihre Mischung wurden wie in Kapitel 6.1 erwähnt auch in [35] vorhergesagt. Die Autoren von [29] weisen auf diese Übereinstimmung explizit hin, betonen aber daß es in ihrem Beschreibungsversuch keine Hinweise darauf gibt, daß es sich bei der Anregung mit höherer Masse um einen D-Zustand handelt oder daß eine Zustandsmischung vorliegt.

In der Reaktion $\gamma p \rightarrow \omega\pi^0p$ haben verschiedene Experimente zusätzlich eine Resonanz um 1200 MeV gefunden, die als erste radiale Anregung des ρ interpretiert wurde [5,16]. Ein radiale Anregung um 1200 MeV wurde bisher vor allem zur Erklärung der Messungen des Pion-Formfaktors postuliert [18]. Analysen der Spin-Parität des beobachteten Objek-

tes legen jedoch nahe, daß es sich bei diesem Objekt überwiegend um einen 1^+ - Zustand, wahrscheinlich das $b_1(1235)$ [10].

Das Vorgängerexperiment WA57, bei dem das $\rho(1600)$ über seinen Zerfall in $\eta\pi^+\pi^-$ untersucht wurde, ist verträglich mit einem signifikanten Erzeugungsquerschnitt für das $\rho_3(1690)$ ³ mit einer Spin - Parität 3^{--} [12,41]. Ein möglicher Beitrag des $\rho_3(1690)$ wäre auch für die Untersuchungen im 2π - Kanal wichtig. In der in Zusammenhang mit der Existenz zweier Resonanzen oben zitierten Arbeit [29] wird vor dem Fit ein $\rho_3(1690)$ - Anteil inkohärent abgezogen. Der $\rho(1600)$ Wirkungsquerschnitt im 2π - Zerfall liegt in der Größenordnung von 100 nb, wenn man die R - Werte aus Tabelle 10 auf einen ρ - Wirkungsquerschnitt von etwa $10 \mu\text{b}$ bezieht. Der Wirkungsquerschnitt des $\rho_3(1690)$ im selben Kanal läßt sich aus der Analyse von [12] und den bekannten Verzweigungsverhältnissen [2] auf etwa 50 nb schätzen. Dies könnte bedeuten, daß die diffraktive Erzeugung des ρ_3 fast im selben Umfang im Peak enthalten ist wie das hypothetische $\rho(1600)$ - Signal selbst.

6.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$

6.3.1 Die Datenselektion

Das $\rho(1600)$ wurde aus statistischen Gründen sowohl in Daten mit rekonstruiertem Proton als auch in Daten ohne rekonstruiertes Proton untersucht, es sind also außer den schon im letzten Kapitel ausführlich behandelten 3 - Prongs auch 2 - Prongs in der Analyse enthalten.

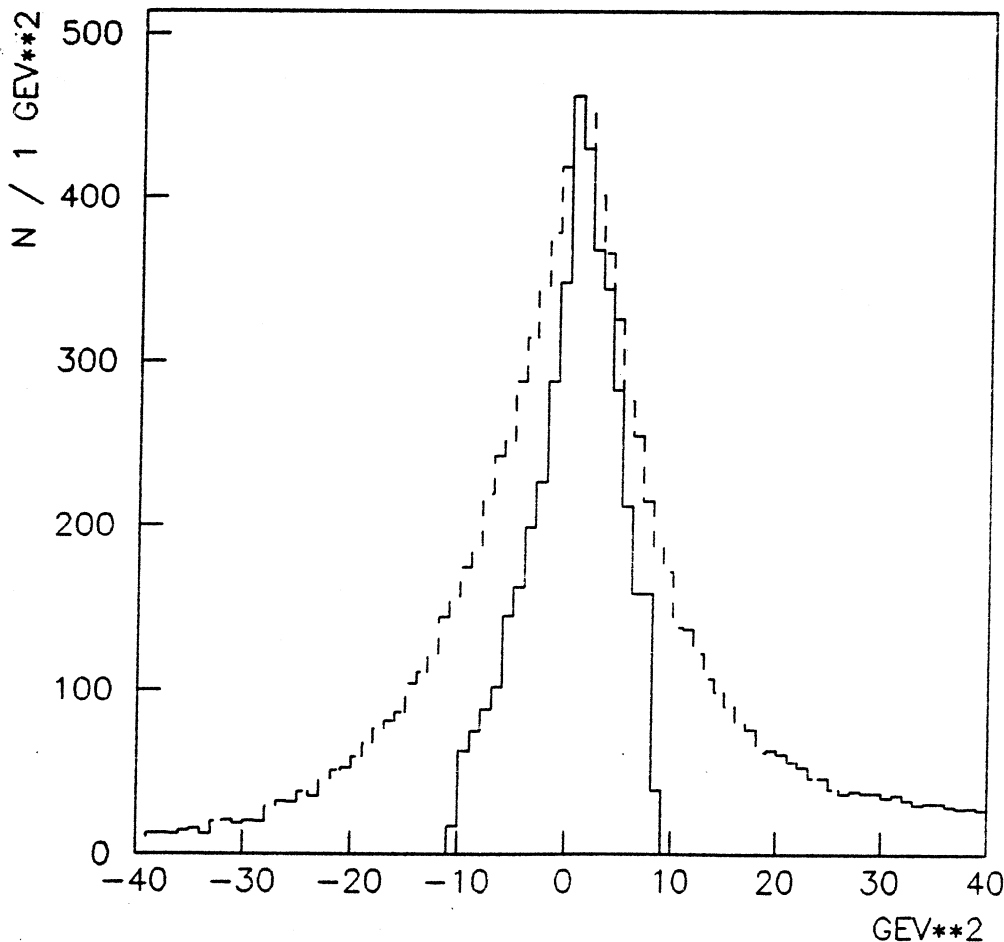


Abbildung 51: Quadrat der fehlenden Masse für 2 - Prongs vor und nach den Schnitten

Die Datensätze waren aber nicht vollständig identisch. Als Ausgangsdaten für die 3 - Prong Analyse standen zur Verfügung:

³Nach alter Konvention $g(1690)$

- ca. 2,7 Millionen PHOENIX - Daten aus dem Jahr 1984
- ca. 11 Millionen TRIDENT - Daten aus dem Jahr 1985

Die 2 - Prongs sind - wie bereits mehrfach erwähnt - wesentlich schwieriger von e^+e^- - Untergrund zu reinigen, da der Anteil von elektromagnetischen Paaren sehr groß ist und das Proton nicht als Indikator für topologische Unterscheidungen im Sinne der hier untersuchten Reaktionen dienen kann.

Wie weiter unten näher erklärt wird, war es zur Beseitigung solchen Untergrunds hilfreich, auf die Informationen der Kalorimeter zurückgreifen zu können. Aus diesem Grund wurden außer den PHOENIX - Daten aus dem Jahr 1984 auch etwa 1 Million vorläufig prozessierter Trigger aus dem Jahr 1985 analysiert.

Der Schwerpunkt lag aber eindeutig auf der 3 - Prong Analyse, da eine genauere Untersuchung der 2 - Prongs auf der Basis einer größeren Statistik über den Zeitplan dieser Arbeit hinausginge.

Die Schnitte an den 3 - Prongs sind im weiteren identisch mit den Schnitten, die in Kapitel 5 für das $\rho(770)$ definiert worden sind.

Die 2 - Prongs wurden mit folgenden Schnitten selektiert:

- Energieerhaltung unter Pion - Massenannahme:

$$\Delta(E) = |E_\gamma - (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})| \leq 5 \text{ GeV} \quad (6.10)$$

- Minimalimpuls der beiden Spuren:

$$p_\pi > 10 \text{ GeV}/c \quad (6.11)$$

- Die Differenz der Dipwinkel λ von beiden Pionen sollte größer als 9 mrad sein:

$$|\lambda_1 - \lambda_2| > 9 \text{ mrad} \quad (6.12)$$

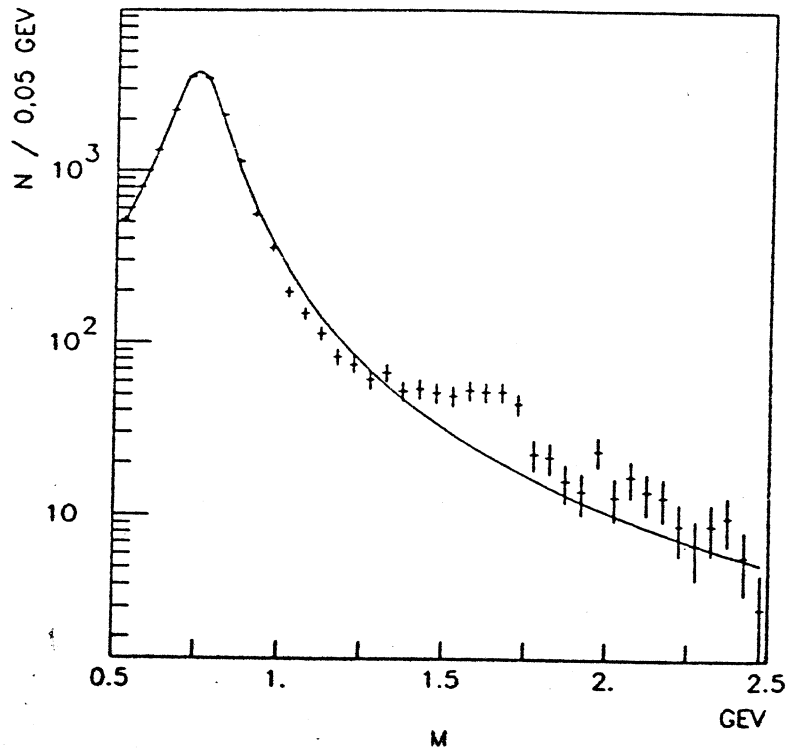
Die beiden folgenden zusätzlichen Schnitte, die die Informationen der Photondetektoren nach der Maskierung nutzen, sind im Anhang C eingehender erläutert.

- Die in den Photondetektoren registrierte Energie sollte innerhalb eines Kreises von 30 cm um den vom TRIDENT vorhergesagten Auftreffpunkt jeder geladenen Spur kleiner als 80 % der Energie des geladenen Teilchen sein, um e^+e^- - Ereignisse zu verwerfen, die entsprechend viel Energie im Photondetektor deponiert haben.
- Die Summe der neutralen Energie außerhalb dieser Kreise mußte unter 5 GeV liegen. Damit sollten Reaktion mit zusätzlichen neutralen Spuren - wie beispielsweise ω - Zerfälle - unterdrückt werden.

In Abbildung 51 ist das Quadrat der fehlenden Masse der 2 - Prong Ereignisse (s. Anhang A.2.3) vor und nach den oben aufgelisteten Schnitten dargestellt.

6.3.2 Der Fit an das Massenspektrum

Die Massenspektren, die sich nach den Schnitten ergaben, können mit einem Fit, der nur das $\rho(770)$ berücksichtigt, nicht sehr zufriedenstellend beschrieben werden. Die beiden Abbildungen 52 und 53 zeigen die Massenspektren mit einem Massenfit entsprechend Kapitel 5.2. In beiden Spektren erkennt man signifikante Abweichungen im Massenbereich um 1500 MeV. Mit verschiedenen Ansätzen wurde versucht, dieses Signal in einem Fit zu berücksichtigen.

Abbildung 52: Das Massenspektrum der 3 - Prongs mit ρ - Fit

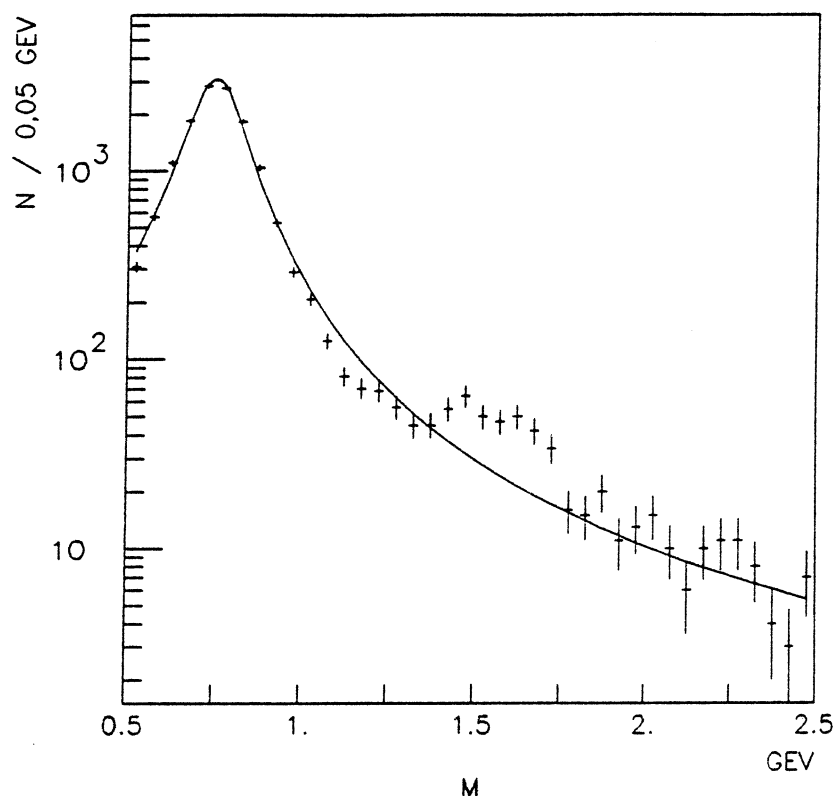
1. Einer Breit - Wigner Amplitude mit einem Söding - Interferenzterm [52] und einer massenabhängigen Breite nach Jackson [37] für das ρ (s. Kapitel 5.2) sowie einer inkohärent addierten Breit - Wigner Funktion für den Massenbereich um 1600 MeV:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dm} = & f_1 m \left| \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}}}{m_\rho^2 - m^2 - im_\rho \Gamma(m)} \right|^2 \\
 & + f_2 \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}} (m_\rho^2 - m^2)}{m^2 (m_\rho^2 - m^2 - im_\rho \Gamma(m))} \Big|^2 \\
 & + f_3 m \left| \frac{m_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}}{m_{\rho_1}^2 - m^2 - im_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}} \right|^2
 \end{aligned} \tag{6.13}$$

In den Abbildungen 54 und 55 sind die Massenspektren zusammen mit der angepassten Fitfunktion dargestellt.

Der Fit ergab die in Tabelle 11 aufgeführten Werte für die Massen und die Breiten der beiden Resonanzen sowie das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte. Dieser relative Wirkungsquerschnitt ist zusätzlich mit einem Faktor gewichtet, der die unterschiedlichen Akzeptanzen für die verschiedenen Massenbereiche ausgleicht. Bei 2 - Prongs beeinflusst insbesondere der starke Schnitt auf den Dipwinkel die Verluste unterschiedlich. In 2 - Prongs und in 3 - Prongs liegt die $\rho(1600)$ - Masse bei den von früheren Messungen her zu erwartenden Werten. Allerdings unterscheiden sich die Breiten zwischen den beiden Datensätzen erheblich. Bei den 3 - Prongs liefert der Fit eine äußerst große Breite, was angesichts des Massenspektrums - über 500 MeV bleibt die Zahl der Eintragungen fast konstant - nicht überrascht. Ein weiterer wesentlicher Unterschied sind die verschiedenen relativen Stärken der Signale, in 3 - Prongs ist dieses Verhältnis fast doppelt so groß wie in den 2 - Prongs.

Ein Problem bei der Überlagerung zweier Breit - Wigner Funktionen zur Beschreibung der Daten ist die korrekte Parametrisierung des ρ 's in einem mehrere Standardabweichungen vom nominellen Wert entfernten Bereich. Mit dem hier gewählten Ansatz wurde

Abbildung 53: Das Massenspektrum der 2 - Prongs mit ρ - Fit

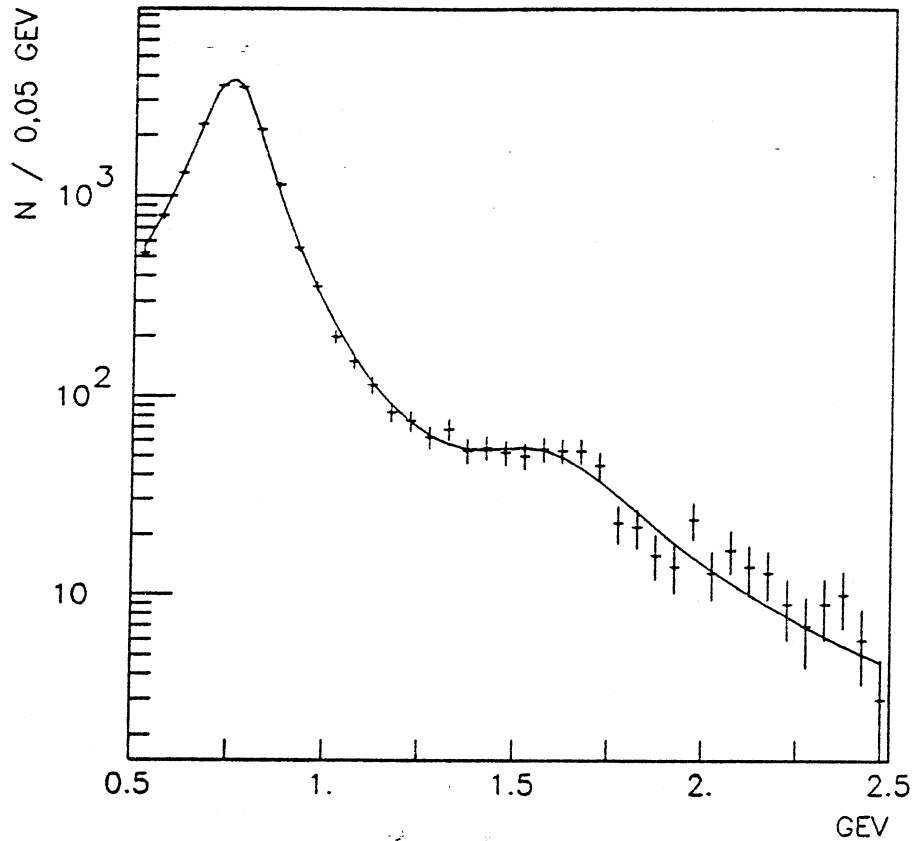
	2 - Prongs	3 - Prongs
m_ρ [MeV/c ²]	772 ± 1	773 ± 1
Γ_ρ [MeV]	169 ± 3	170 ± 2
m_{ρ_1} [MeV/c ²]	1558 ± 20	1549 ± 29
Γ_{ρ_1} [MeV]	297 ± 54	507 ± 70
R	0,014 ± 0,003	0,025 ± 0,005
χ^2 /NDF	4,1	1,5

Tabelle 11: Die Ergebnisse des inkohärenten $\rho(1600)$ - Massenfits

nur eine Näherung erster Ordnung versucht. Offen ist auch, inwieweit die Resonanzen miteinander interferieren können. Da solche Interferenzen eine kohärente Beschreibung - Addition der Amplituden und nicht der Intensitäten - erfordern, wurde der Fit mit einer kohärenten Überlagerung der beiden Resonanzen wiederholt. Die Phasenunterschiede wurden Null gesetzt, und die relativen Phasen blieben offen (± 1) [29,30].

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dm} = & f_1 m \left| \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}}}{m_\rho^2 - m^2 - i m_\rho \Gamma(m)} \right|^2 \\
 & + f_2 \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}} (m_\rho^2 - m^2)}{m^2 (m_\rho^2 - m^2 - i m_\rho \Gamma(m))} \\
 & + f_3 \frac{m_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}}{m_{\rho_1}^2 - m^2 - i m_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}} \Big|^2
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

Daraus ergaben sich die Ergebnisse von Tabelle 12. Signifikante Unterschiede zwischen beiden Verfahren treten bei den Massen und bei den relativen Wirkungsquerschnitten auf. Die Massen sinken um über 100 MeV ab, die relativen Wirkungsquerschnitte werden wesentlich kleiner. Die relative Phase zwischen den beiden Resonanzen ist

Abbildung 54: Das $\rho(1600)$ in 3 - Prongs (inkohärent)

	2 - Prongs	3 - Prongs
m_ρ [MeV/c ²]	772 ± 1	773 ± 1
Γ_ρ [MeV]	173 ± 3	173 ± 2
m_{ρ_1} [MeV/c ²]	1422 ± 13	1409 ± 15
Γ_{ρ_1} [MeV]	236 ± 45	468 ± 7
R	$0,0038 \pm 0,001$	$0,0073 \pm 0,002$
χ^2/NDF	3,7	1,5

Tabelle 12: Die Ergebnisse des kohärenten $\rho(1600)$ - Massenfits

positiv.

- Der zweite Fit benutzte dieselben Funktionen wie in 1. Vor dem Fit wurde jedoch von den Daten ein Anteil für das $\rho_3(1690)$ inkohärent subtrahiert. Der Wirkungsquerschnitt wurde dabei mit

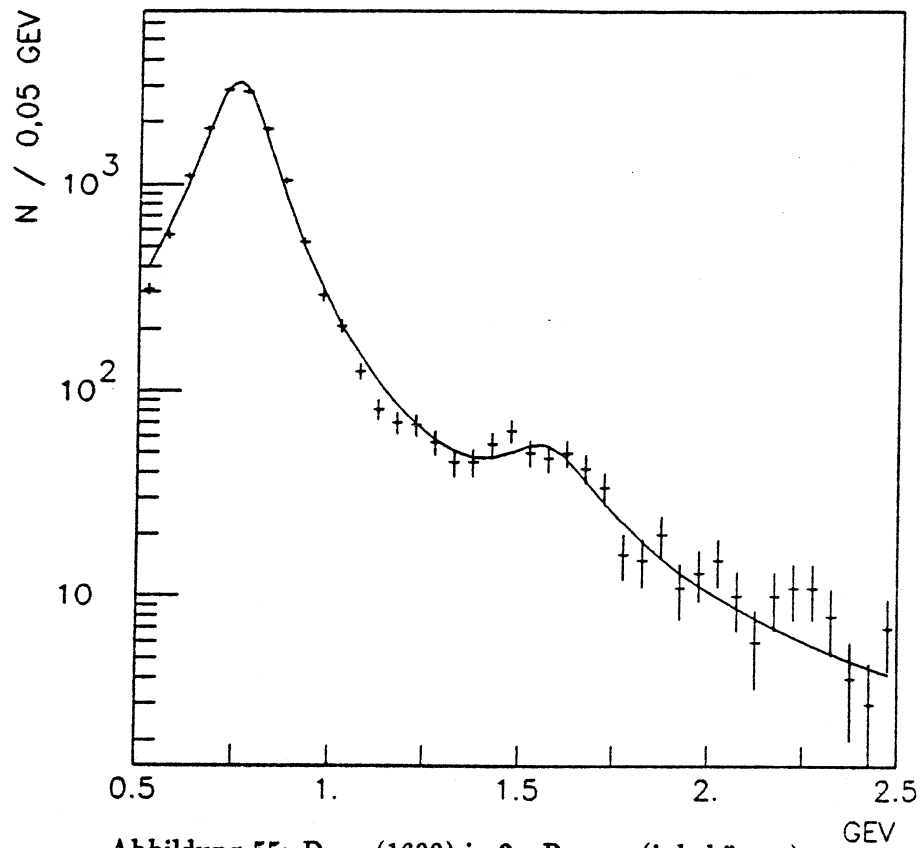
$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho_3(1690)p) \cdot BR(\rho_3 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx 50 \text{ nb} \quad (6.15)$$

angenommen [2,29,41]. Dieser Wirkungsquerschnitt wurde auf den nominellen ρ - Wirkungsquerschnitt von ca. $9 \mu\text{b}$ und nicht auf den in dieser Arbeit gemessenen bezogen. Masse und Breite liegen nach [2] bei

$$m_{\rho_3} = (1691 \pm 5) \text{ MeV} \quad (6.16)$$

$$\Gamma_{\rho_3} = (200 \pm 20) \text{ MeV} \quad (6.17)$$

Mit diesen Werten für Masse und Breite wurde ein Breit - Wigner Signal erzeugt und pro Bin die entsprechende Anzahl von Eintragungen subtrahiert. Dieses Verfahren ist aus mehreren Gründen problematisch:

Abbildung 55: Das $\rho(1600)$ in 2 - Prongs (inkohärent)

- Der Produktionsmechanismus des $\rho_3(1690)$ ist nicht bekannt. Wir kennen seine Energieabhängigkeit nicht und die Schätzung des Wirkungsquerschnittes ist mit großer Unsicherheit behaftet.
- Der ebenfalls nicht bekannte Zerfallsmechanismus kann eine völlig andere experimentelle Akzeptanz haben als die anderen untersuchten Endzustände. Bei der Subtraktion des ρ_3 wurde dieselbe Akzeptanz wie für den Prozeß $\gamma p \rightarrow \rho(1600)p$ zu Grunde gelegt.

Bei all diesen Unsicherheiten ist es auch denkbar, daß es nicht korrekt ist, in beiden Datensätzen denselben ρ_3 - Wirkungsquerschnitt zu benutzen. Dies könnte auch Unterschiede in Form und relativer Stärke der Signal erklären.

Die Ergebnisse des Fits können den Tabellen 13 und 14 entnommen werden. Um die Abhängigkeit des Fits von der Wahl des ρ_3 - Anteils zu zeigen, wurde der inkohärente

	2 - Prongs	3 - Prongs	3 - Prongs
$\sigma(\rho_3)[nb]$	50	50	100
m_ρ [MeV/c ²]	772 ± 2	773 ± 1	772 ± 1
Γ_ρ [MeV]	169 ± 3	170 ± 2	170 ± 2
m_{ρ_1} [MeV/c ²]	1529 ± 20	1498 ± 40	1454 ± 41
Γ_{ρ_1} [MeV]	255 ± 54	560 ± 92	453 ± 98
R	0,011 ± 0,003	0,021 ± 0,004	0,015 ± 0,003
χ^2/NDF	4,1	1,6	1,9

Tabelle 13: Die Ergebnisse des $\rho(1600)$ - Massenfits mit Abzug eines ρ_3 - Anteils

	2 - Prongs	3 - Prongs
$\sigma(\rho_3)[nb]$	50	50
m_ρ [MeV/c ²]	772 ± 2	773 ± 1
Γ_ρ [MeV]	172 ± 3	172 ± 2
m_{ρ_1} [MeV/c ²]	1412 ± 13	1368 ± 16
Γ_{ρ_1} [MeV]	204 ± 44	478 ± 7
R	0,0028 ± 0,001	0,0061 ± 0,002
χ^2/NDF	3,7	1,4

Tabelle 14: Die Ergebnisse des $\rho(1600)$ - Massenfits mit Abzug eines ρ_3 - Anteils

Fit einmal mit einem Anteil von 50 nb und einmal mit einem Anteil von 100 nb durchgeführt. Die Spektren nach Abzug eines ρ_3 - Anteils von 50 nb und gefittet mit der Funktion 6.13 finden sich in den Abbildungen 56 und 57. Quantitativ läßt sich sagen, daß nach der ρ_3 - Subtraktion die Massen, die Breiten und die relativen Wirkungsquerschnitte kleiner werden. Die Fitverfahren konvergieren mit ähnlichen χ^2 bei beiden Verfahren, insgesamt scheint der untersuchte Kanal mit einem signifikanten ρ_3 - Anteil verträglich.

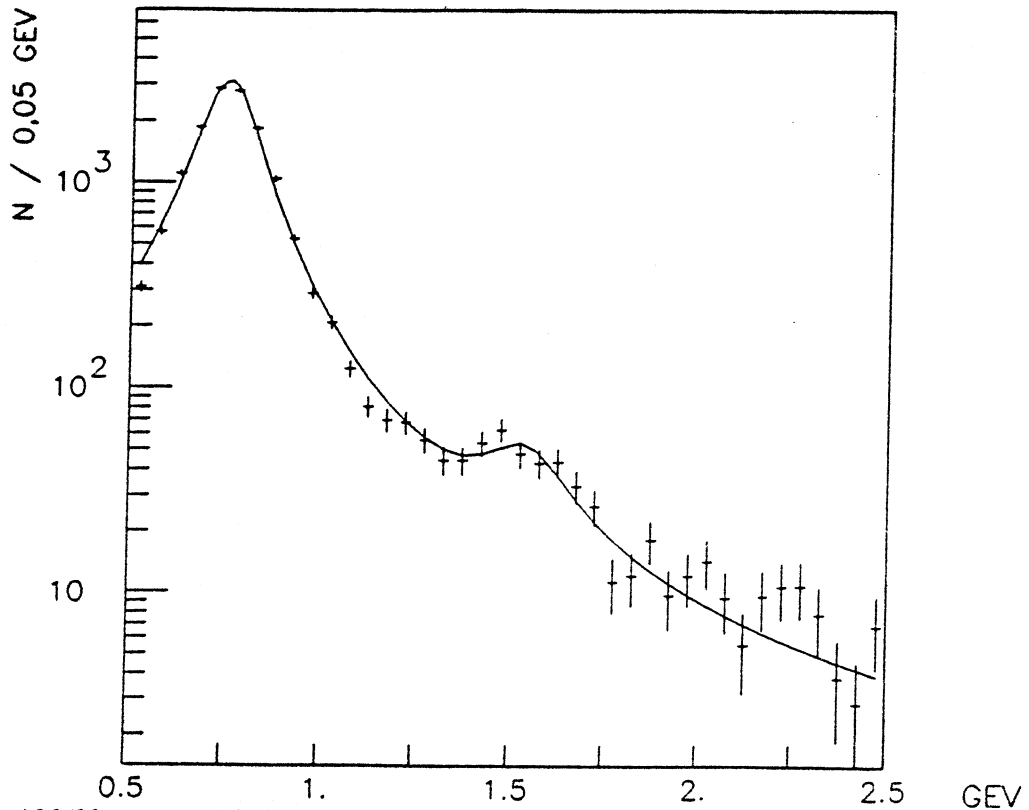
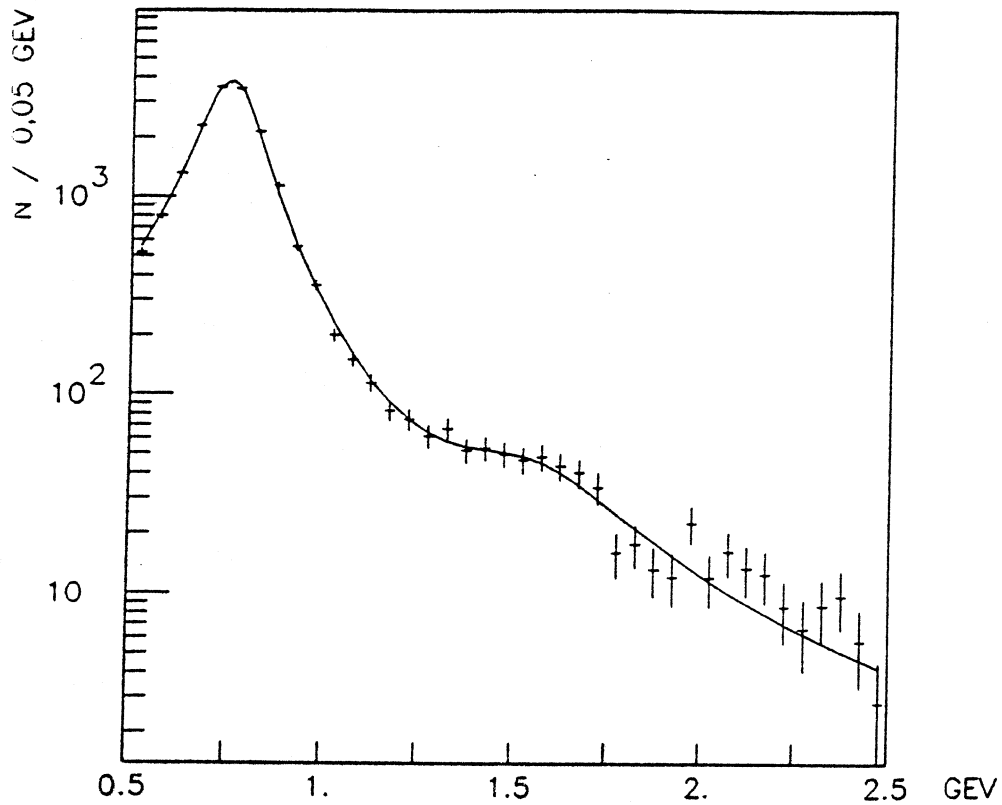


Abbildung 56: Inkohärenter Fit an 2 - Prongs nach Abzug des ρ_3 (50nb)

3. Zuletzt wurde der oben zitierte Ansatz aus [29], der 2 Resonanzen ρ_1 und ρ_2 im relevanten Massenbereich postuliert versuchsweise an das Massenspektrum gefittet.

$$\frac{d\sigma}{dm} = f_1 m \left| \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}}}{m_\rho^2 - m^2 - i m_\rho \Gamma(m)} \right| + f_2 \frac{(m_\rho \Gamma(m))^{\frac{1}{2}} (m_\rho^2 - m^2)}{m^2 (m_\rho^2 - m^2 - i m_\rho \Gamma(m))}$$

Abbildung 57: Inkohärenter Fit an 3 - Prongs nach Abzug des ρ_3 (50nb)

$$\begin{aligned}
 &+ f_3 \frac{m_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}}{m_{\rho_1}^2 - m^2 - i m_{\rho_1} \Gamma_{\rho_1}} \\
 &- f_4 \frac{m_{\rho_2} \Gamma_{\rho_2}}{m_{\rho_2}^2 - m^2 - i m_{\rho_2} \Gamma_{\rho_2}} | \quad (6.18)
 \end{aligned}$$

Wie unter 2 wurde außerdem vorher ein Anteil für das $\rho_3(1690)$ abgezogen. Das Fitten dieser Funktion mit sehr vielen freien Parametern war ziemlich problematisch. Der Fit konvergierte zwar für beide Datensätze und lieferte dabei auch mit ca. 1400 und 1700 MeV Werte für die Massen der beiden Zustände, die den Erwartungen entsprachen, die Breiten hingen dagegen extrem von den Anfangsbedingungen ab, wie es auch in [29] beobachtet wurde. Weiter Studien sind hier nötig, sobald die volle Statistik des Experimentes verfügbar ist.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p \quad (7.1)$$

untersucht.

Das $\rho(770)$ wurde anhand von Ereignissen analysiert, bei denen die Detektoren und die Rekonstruktionsprogramme das Rückstoßproton nachgewiesen haben. Durch diese Einschränkung wurde der Untergrund auf ein Minimum reduziert, andererseits wurde durch diese weitgehende Bedingung die genaue Bestimmung großer Akzeptanzkorrekturen notwendig. Der Vergleich der simulierten Daten mit den realen Daten zeigt, daß das qualitative Verhalten der Akzeptanzverluste gut verstanden ist.

Der Wirkungsquerschnitt des ρ -Erzeugungsprozesses wurde auf verschiedene Weisen bestimmt. Die verschiedenen Fitverfahren an das Massenspektrum beschreiben die Daten zufriedenstellend. Die Werte für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(p \rightarrow \rho(770)p)$ liegen typischerweise bei $(5,3 \pm 1,6) \mu\text{b}$. Diese Ergebnisse liegen am unteren Ende der bisher bekannten Meßwerte. Es ist zum gegenwärtigen Stand der Untersuchungen nicht auszuschließen, daß dieser Wirkungsquerschnitt noch unterschätzt ist, da die Akzeptanz für Protonen quantitativ nicht vollständig bestimmt werden konnte.

Die Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ nach $t = 0$ liefert bei einem Steigungsparameter b von $(6,9 \pm 1) \text{ GeV}^2$ einen Wert von $(65 \pm 20) \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ und einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho(770)p)$ $(9,3 \pm 3) \mu\text{b}$,

Sowohl die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes als auch die Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt stehen nicht im Widerspruch zur Annahme eines diffraktiven Prozesses.

Die Zerfallswinkelverteilung des $\rho(770)$ ist mit der Annahme von s -Kanal-Helizitätserhaltung verträglich. Nach entsprechenden Akzeptanzkorrekturen erhielten wir eine Polarwinkelverteilung proportional $\sin^2 \Theta$ und eine flache Azimutwinkelverteilung.

Die Spindichtematrixelemente ρ_{1-1} und $\text{Re}(\rho_{10})$ sind im Massenbereich des ρ im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich Null, das ρ_{00} liegt mit einem Wert von $0,09 \pm 0,02$ ein wenig darüber.

Die mit denselben Daten über den Zerfall in 2 Kaonen untersuchte Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \Phi p \quad (7.2)$$

wurde mit einem Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow \Phi(\rightarrow K^+ K^-)p)$ von $(107 \pm 35) \text{ nb}$ gemessen.

Im Massenbereich des $\rho(1600)$ ist sowohl in den Daten mit rekonstruiertem Proton als auch in den Daten, wo nur die 2 Pionen nachzuweisen waren, ein signifikantes Signal zu sehen. Die Massen liegen, wenn der Anteil des $\rho_3(1690)$ vernachlässigt wird, im Falle einer inkohärenten Überlagerung bei (1558 ± 20) für 2-Prongs bzw. bei $(1549 \pm 29) \text{ MeV}$ für 3-Prongs, die Breiten bei (297 ± 54) bzw. $(507 \pm 70) \text{ MeV}$. Wird vom Massenspektrum das $\rho_3(1690)$ mit 50 nb abgezogen, sinkt die gefittete Masse um 30 bis 50 MeV auf $(1529 \pm 20) \text{ MeV}$ bzw. $(1498 \pm 40) \text{ MeV}$. Der relative Wirkungsquerschnitt R ist unterschiedlich in beiden Datensätzen, er ist in 3-Prongs etwa um einen Faktor 2 größer. Je nach Annahme über den ρ_3 -Anteil ist R in der Größenordnung von 0,01 bzw. 0,02.

Eine kohärente Addition zweier Breit-Wigner Funktionen liefert durchwegs wesentlich niedrigere Massen und relative Wirkungsquerschnitte. Die Massen liegen ohne Abzug eines ρ_3 bei (1422 ± 13) bzw. $(1409 \pm 15) \text{ MeV}$, die R -Werte sind etwa ein Drittel kleiner als die oben genannten.

Die Beschreibung des Massenspektrums scheint jedoch in beiden Fällen mit der Existenz eines signifikanten ρ_3 -Anteils in derselben Größenordnung wie der $\rho(1600)$ -Anteil verträglich zu sein.

Der ebenfalls in der Literatur diskutierte Ansatz [29], der von zwei Resonanzen ρ_1 und ρ_2 ausgeht, die eine unterschiedliche relative Phase zum ρ haben, und daher interferieren, konnte im Rahmen dieser Arbeit weder bestätigt noch verworfen werden. Der auf Basis dieses Modelles durchgeführte Fit lieferte nur vorläufige Resultate, die mit der vollen Datenmenge des Experimentes weiter untersucht werden müssen.

A Anhang

A.1 Omega-Koordinatensysteme

Für das Omega-Spektrometer wird ein eigenes Koordinatensystem definiert, auf das sich alle Ortsangaben beziehen. Dieses sei daher kurz dargestellt.

Die x-Koordinate entspricht im wesentlichen der Strahlrichtung. Der Strahl trifft auf das Target unter einem kleinen Winkel zur x - Achse in der Größenordnung von 1 mrad. Die z - Koordinate zeigt im irdischen Sinne nach oben, während das Magnetfeld in negative z - Richtung weist. Die geladenen Spuren werden daher in der x-y - Ebene aufgefächert, die positiven Teilchen mit positiver Krümmung, die negativen mit negativer Krümmung.

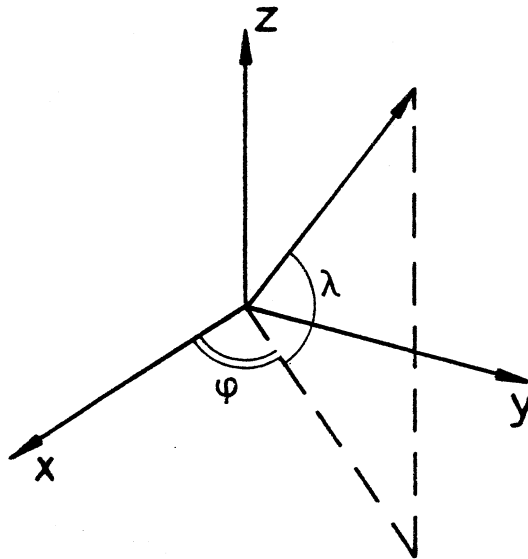


Abbildung 58: Das Koordinatensystem

Die Richtungen der Spuren werden vom Rekonstruktionsprogramm TRIDENT durch den Impulsbetrag \vec{p} , den Dipwinkel λ und den Azimutwinkel ϕ angegeben. Die Umrechnung vom einen zum anderen Koordinatensystem erfolgt durch die Transformationsbeziehungen:

$$p_x = |\vec{p}| \cos \lambda \cos \phi \quad (\text{A.1})$$

$$p_y = |\vec{p}| \cos \lambda \sin \phi \quad (\text{A.2})$$

$$p_z = |\vec{p}| \sin \lambda \quad (\text{A.3})$$

A.2 Kinematik

Der in dieser Arbeit untersuchte Reaktionskanal

$$\begin{array}{l} \gamma p \rightarrow \rho \quad p \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow \pi_+ \pi_- \end{array} \quad (\text{A.4})$$

ist im Vergleich mit anderen möglichen Reaktion höherer Multiplizität kinematisch relativ einfach. Die Viererimpulse $p_i = (\vec{p}_i, iE_i)$ erhalten in unserem speziellen Fall die Form:

$$p_\gamma = (\vec{p}_\gamma, iE_\gamma) \quad (\text{A.5})$$

$$p_p = (0, m_p) \quad (\text{A.6})$$

$$p_\rho = (\vec{p}_\rho, iE_\rho) \quad (\text{A.7})$$

$$= ((\vec{p}_{\pi_+} + \vec{p}_{\pi_-}), i(E_{\pi_+} + E_{\pi_-})) \quad (\text{A.8})$$

$$p_p = (\vec{p}_p, iE_p) \quad (\text{A.9})$$

Daraus werden die folgenden kinematischen Größen berechnet.

A.2.1 Mandelstam-Variable

Die allgemeine Reaktion

$$A + B \rightarrow C + D \quad (\text{A.10})$$

wird häufig durch die sogenannten *Mandelstam-Variablen* s, t und u beschrieben, die über die Viererimpulse $p = (\vec{p}, iE)$ definiert sind.

$$s = -(p_A + p_B)^2 = -(p_C + p_D)^2 \quad (\text{A.11})$$

$$t = -(p_A - p_C)^2 = -(p_B - p_D)^2 \quad (\text{A.12})$$

$$u = -(p_A - p_D)^2 = -(p_B - p_C)^2 \quad (\text{A.13})$$

Die drei Mandelstam-Variablen sind lorentzinvariante Größen, unterscheiden sich also im Labor - und im Schwerpunktsystem (CMS) nicht. s ist gleichbedeutend mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie des Systems und t ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages. Die jeweiligen Kanäle werden analog bezeichnet:

$$s - \text{Kanal} : A + B \rightarrow C + D \quad (\text{A.14})$$

$$t - \text{Kanal} : A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D \quad (\text{A.15})$$

$$u - \text{Kanal} : A + \bar{D} \rightarrow \bar{B} + C \quad (\text{A.16})$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie wird auf einfache Weise aus den oben angegebenen Viererimpulsen des Strahlphotons und des Targetprotons berechnet:

$$s = 2E_\gamma m_p + m_p^2 \quad (\text{A.17})$$

Bei einem Experiment mit festem Target wächst demnach die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie mit der Wurzel der Strahlenergie.

Im idealen Fall, wenn alle vier an der Reaktion beteiligten Zustände vollständig rekonstruiert sind, lassen sich s, t und u jeweils auf zwei Arten berechnen. Im vorliegenden Kanal folgt daraus für den Viererimpulsübertrag:

$$t_{pp} = 2m_p^2 - 2m_p \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_p^2} \quad (\text{A.18})$$

$$t_{\gamma p} = m_p^2 - 2E_\gamma E_p + 2\vec{p}_\gamma \vec{p}_p \quad (\text{A.19})$$

Für die 2-Prong Ereignisse, bei denen im Regelfall das Proton nicht rekonstruiert worden ist, läßt sich t allerdings nur auf die zweite Weise bestimmen.

Bei der diffraktiven Erzeugung von Vektormesonen wird die Vorwärtsrichtung stark bevorzugt. Dadurch wird der Betrag des Viererimpulsübertrages beschränkt auf einen Bereich zwischen Null und einem t_{max} bei etwa 1 GeV^2 . In die Formel eingesetzt, die t von Proton zu Proton berechnet, ergibt sich ein maximal möglicher Impuls für das Rückstoßproton von 1 GeV .

A.2.2 Feynman - x

Eine weitere wichtige kinematische Größe ist das sogenannte *Feynman-x* (x_F), das im Schwerpunktsystem der Reaktion den Anteil des Longitudinalimpulses (\vec{p}_L) an dem maximal möglichen Impuls \vec{p}_{max} mißt. Der Longitudinalimpuls (\vec{p}_L) und der Transversalimpuls (\vec{p}_T) werden beide relativ zur Strahlrichtung definiert. Durch diese Wahl des Koordinatensystems ist der Transversalimpuls invariant gegenüber der Transformation vom Laborsystem in

das Schwerpunktsystem, während der Longitudinalimpuls einer Lorentztransformation unterzogen werden muß. Die Größen im Schwerpunktsystem werden mit einem * gekennzeichnet.

$$x_F = \frac{\vec{p}_L^*}{\vec{p}_{max}^*} \quad (\text{A.20})$$

Im allgemeinen ist der maximal mögliche Impuls im Schwerpunktsystem von der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie (\sqrt{s}) und den Massen der beteiligten Reaktionsprodukte abhängig. Da in diesem Experiment die Massen gegenüber s sehr klein sind - s_{min} liegt etwa bei 120GeV - beträgt der Maximalimpuls aufgrund der Impulserhaltung im Schwerpunktsystem im Grenzwert für große s gerade die Hälfte der aufzuteilenden Schwerpunktsenergie:

$$p_{max}^* \rightarrow 1/2\sqrt{s} \quad (\text{A.21})$$

Mit dieser Näherung gilt dann für x_F :

$$x_F = \frac{2\vec{p}_L^*}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.22})$$

Die Werte von x_F liegen zwischen -1 und $+1$ für die extreme Rückwärtsrichtung und die extreme Vorwärtsrichtung im CMS.

A.2.3 Quadrat der fehlenden Masse

Das Quadrat der fehlenden Masse (*Missing Mass*) M_X^2 wird zur Beschreibung von Ereignissen benutzt, wenn ein in der Reaktion entstandenes System X aus einem oder mehreren Teilchen nicht nachgewiesen wurde. Die "Missing Mass" ist das invariante Massenquadrat dieses fehlenden Systems.

$$M_X^2 = (p_\gamma + p_p - p_{res})^2 \quad (\text{A.23})$$

In unserem einfachen Fall, daß bei 2 - Prongs die beiden schnellen Pionen nachgewiesen wurden, aber das langsame Proton nicht, ist die Missing Mass die Differenz zwischen den Viererimpulsen vor der Reaktion und dem Viererimpuls der Resonanz.

Die Verteilung der Missing Mass sollte im Idealfall ihren Schwerpunkt bei dem Quadrat der Protonmasse

$$m_p^2 = .88 \text{ GeV}^2 \quad (\text{A.24})$$

haben.

B Anhang

B.1 Das s-Kanal-Helizitätssystem

Um später mit Hilfe der Zerfallswinkelverteilungen über die Spinstruktur der jeweiligen Teilchen Aussagen machen zu können, wird ein spezielles Bezugssystem gewählt - das s - Kanal - Helizitätssystem. Die Achsen sind dabei im CMS der Resonanz folgendermaßen gewählt:

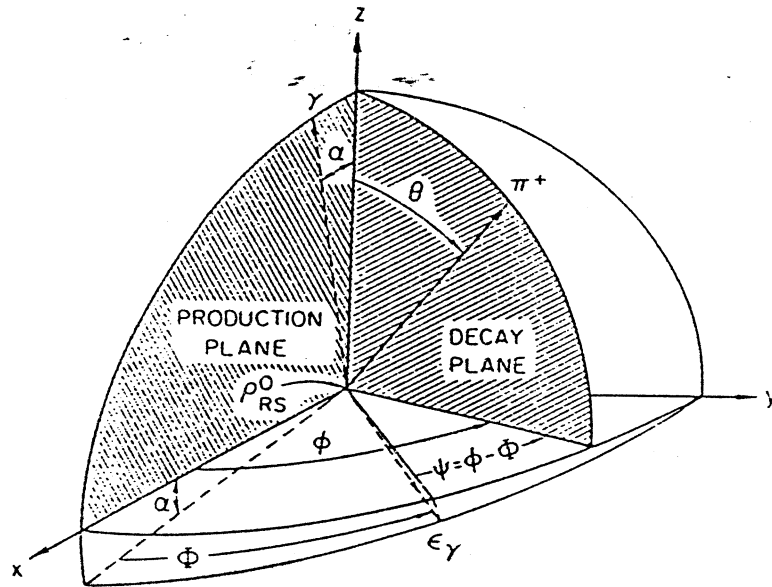


Abbildung 59: Das s-Kanal-Helizitätssystem

$$\vec{e}_z = -\frac{\vec{p}_{res}}{|\vec{p}_{res}|} \quad \text{Im CMS der Erzeugung} \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{e}_y = \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{res}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{res}|} \quad \text{Normale auf der Produktionsebene} \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z \quad (\text{B.3})$$

Im Prinzip gleichwertig, aber rechtechnisch korrekter, ist die Wahl der z - Achse als negative Richtung des Rückstoßprotons.

Der Azimuth ϕ und der Polarwinkel θ werden in bezug auf den Einheitsvektor \vec{e}_π in Flugrichtung des positiven Zerfallsteilchens - in unserem Fall das π^+ - gebildet. Daraus ergeben sich dann die einfachen Zusammenhänge:

$$\cos \theta = \vec{e}_\pi \cdot \vec{e}_z \quad (\text{B.4})$$

$$\cos \phi = \frac{\vec{e}_y \cdot (\vec{e}_z \times \vec{e}_\pi)}{|\vec{e}_z \times \vec{e}_\pi|} \quad (\text{B.5})$$

$$\sin \phi = \frac{\vec{e}_x \cdot (\vec{e}_z \times \vec{e}_\pi)}{|\vec{e}_z \times \vec{e}_\pi|} \quad (\text{B.6})$$

B.2 Spindichtematrix und Zerfallswinkelverteilung

In diesem Anhang wird der Formalismus der Spindichtematrix und der Zerfallswinkelverteilungen für die Reaktion

$$\gamma N \rightarrow V N \quad (\text{B.7})$$

kurz beschrieben. Ausführlichere Herleitungen finden sich in der Literatur [51].

B.2.1 Spindichtematrix

Die Spindichtematrizen $\rho(\gamma)$ und $\rho(V)$ beschreiben die jeweiligen Polarisationszustände des Photons und des Vektormesons. Durch die Produktionsamplituden T werden die beiden Spindichtematrizen miteinander verknüpft.

$$\rho(V) = T\rho(\gamma)T^\dagger \quad (\text{B.8})$$

In der expliziten Darstellung, die von Jacob und Wick [38] eingeführt wurde, wird über alle Helizitätszustände des Photons und des Nukleons summiert:

$$\rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_\gamma \lambda_{N'} \lambda_N} T_{\lambda_V \lambda_{N'} \lambda_\gamma \lambda_N} \rho(\gamma)_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} T_{\lambda'_V \lambda_{N'} \lambda'_\gamma \lambda_N}^* \quad (\text{B.9})$$

N ist ein Normalisierungsfaktor.

Da bei Photonen nur die Helizitäten $\lambda_\gamma = \pm 1$ möglich sind, handelt es sich bei $\rho(\gamma)$ um eine zweidimensionale Matrix.

Um die Abhängigkeit der Dichtematrix vom Polarisationsgrad deutlich zu machen, wird für teilweise polarisierte Photonen die Dichtematrix als Linearkombination der 2×2 -dimensionalen Einheitsmatrix I und der drei Paulimatrizen σ_i dargestellt:

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2}I + \frac{1}{2}\vec{P}_\gamma \cdot \vec{\sigma} \quad (\text{B.10})$$

Der Dreiervektor P_γ drückt durch seine Richtung und seine Länge Art und Grad der Polarisation aus.

Die Definition aus Gleichung 2 wird analog umgeschrieben

$$(\rho^0, \rho^j) = T(I, \sigma^j)T^\dagger \text{ mit } j = 1, 2, 3 \quad (\text{B.11})$$

und ergibt dann für $\rho(V)$:

$$\rho(V) = \rho^0 + \sum_{j=1}^3 P_\gamma^j \rho^j \quad (\text{B.12})$$

Wobei in dem für diese Arbeit relevanten Fall unpolarisierter Photonen

$$\vec{P}_\gamma = (0, 0, 0) \quad (\text{B.13})$$

trivialerweise folgt

$$\rho(V) = \rho^0 \quad (\text{B.14})$$

Die Elemente der Spindichtematrix haben folgende für die weiteren Herleitungen wichtige Eigenschaften:

1. ρ^0 ist hermitesch

$$\rho_{\lambda_V \lambda'_V}^0 = (\rho_{\lambda'_V \lambda_V}^0)^* \quad (\text{B.15})$$

2. Aus der Paritätserhaltung folgt:

$$\rho_{\lambda_V \lambda'_V}^0 = (-1)^{\lambda_V - \lambda'_V} \rho_{\lambda_V \lambda'_V} \quad (\text{B.16})$$

3. Die Spur ist gleich 1

$$\text{Tr}(\rho^0) = 1 \quad (\text{B.17})$$

B.2.2 Zerfallswinkelverteilung

Die Zerfallsamplitude M ergibt den Zusammenhang mit einer der Messung zugänglichen Größe - der Zerfallswinkelverteilung:

$$\frac{dN}{d\cos\theta d\phi} = W(\cos\theta, \phi) = M\rho(V)M^\dagger \quad (\text{B.18})$$

Mit der Gleichung B.14 folgt speziell:

$$W(\cos\theta, \phi) = W^0(\cos\theta, \phi) = M\rho^0 M^\dagger \quad (\text{B.19})$$

Entwickeln wir diesen Ausdruck explizit als Summe über die Helizitäten, erhält er die Form

$$W^0(\cos\theta, \phi) = \sum_{\lambda_V \lambda_{V'}} \langle \theta\phi | M | \lambda_V \rangle \rho(V)_{\lambda_V \lambda_{V'}} \langle \lambda_{V'} | M^\dagger | \theta, \phi \rangle. \quad (\text{B.20})$$

Die Zustände sind durch die Wignerschen Drehfunktionen charakterisiert:

$$\langle \theta\phi | M | \lambda_V \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\theta, \phi) \quad (\text{B.21})$$

Die Wignerschen Drehfunktionen unterscheiden sich dabei nur um den Faktor $\sqrt{3/4\pi}$ von den Kugelflächenfunktionen und sind somit gegeben durch

$$\begin{aligned} D_{10}^1 &= -\sqrt{\frac{1}{2}} \sin\theta e^{-i\phi} \\ D_{00}^1 &= \cos\theta \\ D_{-10}^1 &= -\sqrt{\frac{1}{2}} \sin\theta e^{i\phi} \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Die Basisvektoren $|\lambda_V\rangle$ können entsprechend den möglichen Helizitätszuständen drei Werte annehmen:

$$|\lambda_V\rangle = |1\rangle, |0\rangle, |-1\rangle \quad (\text{B.23})$$

Durch Einsetzen der Wignerschen Drehfunktionen und explizites Summieren über die Basisvektoren erhalten wir unter Ausnutzung der Eigenschaften der Spindichtematrix folgenden Form der Zerfallswinkelverteilung:

$$\begin{aligned} W^0(\cos\theta, \phi) = & \frac{3}{8\pi} ((1 - \rho_{00}^0) + (\rho_{00}^0 - 1) \cos^2\theta - \\ & 2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}^0 \sin 2\theta \cos\phi - 2\rho_{1-1}^0 \sin^2\theta \cos 2\phi) \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

Für den nächsten Schritt setzen wir s -Kanal-Helizitätserhaltung voraus, mit der Folge, daß nur Übergangsamplituden erlaubt sind, bei denen die Helizität des Photons auf das Vektor-meson übertragen wird. Die Elemente der Spindichtematrix ergeben sich damit zu

$$\begin{aligned} \rho_{00}^0 &= 0 \\ \rho_{11}^0 &= \rho_{-1-1}^0 = \frac{1}{2} \\ \rho_{mm'}^0 &= 0 \text{ für alle } m \neq m' \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

und die Winkelverteilung erhält die einfache Form:

$$W^0(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{8\pi} (1 - \cos^2\theta) = \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta \quad (\text{B.26})$$

Integration über θ und ϕ liefert die zu messenden Verteilungen

$$W^0(\cos\theta) = \frac{3}{4} \sin^2\theta \quad (\text{B.27})$$

$$W^0(\phi) = \text{const} \quad (\text{B.28})$$

B.2.3 Momente der Zerfallswinkelverteilung

Um die einzelnen Elemente der Spindichtematrix $\rho_{mm'}$ messen zu können, verwendet man den Formalismus der Momentenanalyse.

Die Zerfallswinkelverteilung $W(\cos \theta, \phi)$ kann als Summe über die Kugelflächenfunktionen Y_l^m geschrieben werden.

$$W^0(\cos \theta, \phi) = \sum_{lm} a_{lm} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (\text{B.29})$$

Die Kugelflächenfunktionen sind orthonormiert

$$\int d\Omega Y_l^m(\theta, \phi) Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi) = \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (\text{B.30})$$

Multiplikation von W^0 mit einer Funktion $Y_{l'}^{m'}$ und anschließende Integration über alle Raumwinkelelemente liefert die gesuchten Momente:

$$\int d\Omega \sum_{lm} a_{lm} Y_l^m(\theta, \phi) Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi) = a_{l'm'} =: \langle Y_{l'}^{m'} \rangle \quad (\text{B.31})$$

Um diese Integration mit den Daten durch ein numerisches Verfahren - also schlichte Addition über alle Raumwinkelelemente - durchführen zu können, darf die Akzeptanz für die einzelnen Raumwinkelelemente nirgends Null sein. Anderenfalls wäre die vorausgesetzte Orthonormalität der Kugelflächenfunktionen nicht mehr gegeben.

Die einzelnen Raumwinkelelemente haben jedoch unterschiedliche Akzeptanzen, die durch die Simulation bestimmt wurden (s. Kapitel 4.3.2).

Die Momente werden mit diesen Akzeptanzen gewichtet und durch eine doppelte Summation über die Ereignisse n pro Raumwinkelelement Ω_i und dann alle Raumwinkelelemente k berechnet.

$$\langle Y_l^m \rangle = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^n \frac{1}{ACC_i} Y_l^m(\Omega_i) \quad (\text{B.32})$$

Diese Momente werden auf das Moment Y_0^0 normiert, damit sie von der Zahl der betrachteten Ereignisse unabhängig werden. Das Moment Y_0^0 ist einfach die Zahl der Ereignisse mal $1/\sqrt{4\pi}$.

Wenn wir die oben angegebene Darstellung der Zerfallswinkelverteilung W^0 jetzt explizit als Summe über Kugelflächenfunktionen schreiben, können wir direkt die $\rho_{mm'}$ ausrechnen.

$$W^0(\cos \theta, \phi) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} Y_0^0 + \sqrt{\frac{1}{20\pi}} (3 - \rho_{00}^0) Y_2^0 + \sqrt{\frac{6}{5\pi}} \text{Re}(\rho_{10}^0) \text{Re}(Y_2^1) - \sqrt{\frac{3}{5\pi}} \rho_{1-1}^0 \text{Re}(Y_2^2) \quad (\text{B.33})$$

Die einzelnen normierten Momente ergeben sich aus der Multiplikation mit den jeweiligen Y_l^m wie in Gleichung B.31 und Division durch $1/\sqrt{4\pi}$. Die Gleichungen werden dann nach den Elementen der Spindichtematrix aufgelöst.

$$\rho_{00}^0 = \frac{1}{3} (\sqrt{5} \langle Y_2^0 \rangle_N + 1) \quad (\text{B.34})$$

$$\rho_{1-1}^0 = \sqrt{\frac{5}{12}} \text{Re} \langle Y_2^2 \rangle_N \quad (\text{B.35})$$

$$\text{Re} \rho_{10}^0 = \sqrt{\frac{5}{24}} \text{Re} \langle Y_2^1 \rangle_N \quad (\text{B.36})$$

C Die Neutralenergie

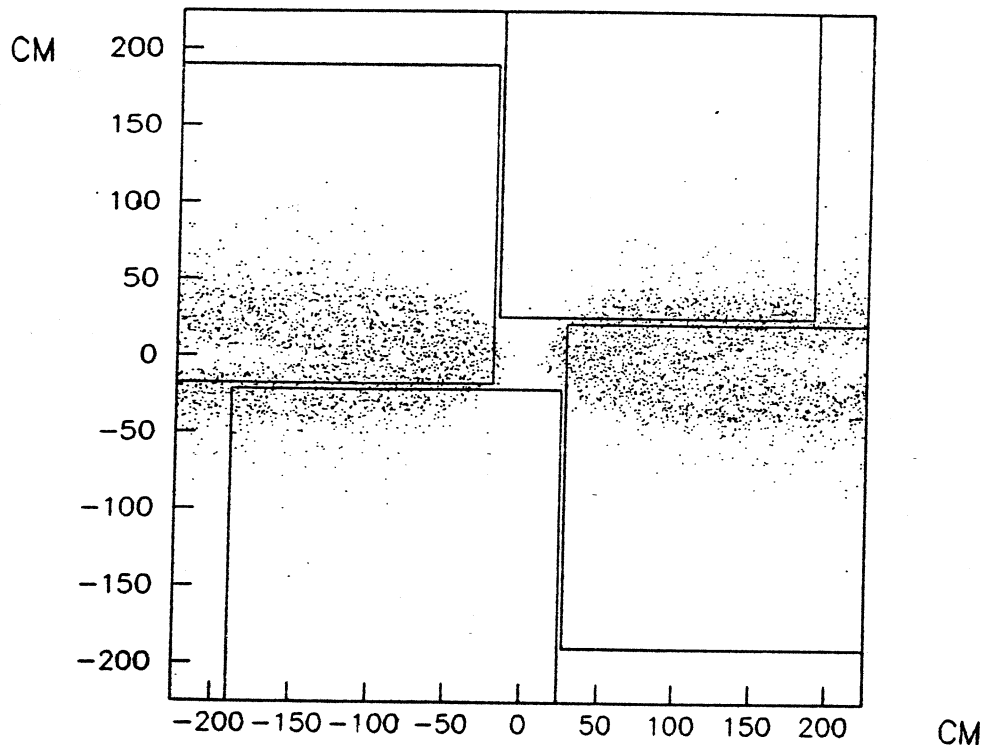


Abbildung 60: Extrapolationen geladener Spuren bei 1738 cm (Ebene des Photondetektors)

Um die in Kapitel 6 für die Selektion der 2 - Prongs angegebenen Schnitte, die die Kalorimeter - Energien benutzen, zu verstehen, sind einige erklärende Bemerkungen notwendig.

Grundsätzlich haben die beiden Photondetektoren GPD und Plug zwei Hauptfunktionen (s. Kapitel 2.1.5,2.2):

- Die elektromagnetische Paare, die im Bereich des elektromagnetischen Vetos (EMV) - also in der Mittelebene - einen energiereichen Schauer in der Größenordnung von 60 GeV oder mehr produzieren, im Trigger zu verwerfen und
- Photonen zu registrieren, die als Zerfallsprodukte neutraler Teilchen die Photondetektoren treffen.

Da auch Elektronen in den Photondetektoren Schauer produzieren, die nicht vom EMV erfaßt werden, sondern die Triggerbedingungen erfüllen, ist zu erwarten, daß in unmittelbarer Nähe der Auftreffpunkte der Elektronen Energie gemessen wird, die nicht von Photonen stammt.

Um mögliche Misidentifizierungen zu vermeiden, werden solche Treffer auf der Ebene des Phoenix maskiert. Bei dieser Maskierung werden die geladenen Spuren bis zu den Photondetektoren extrapoliert und anschließend alle in der Bank KIMPS abgespeicherten Treffer in den Photondetektoren, die innerhalb eines ± 3 cm großen Quadrats um den vorhergesagten Durchstoßpunkt der geladenen Spur liegen, nicht in die entsprechende Datenbank für neutrale Spuren (KNOUT) ausgeschrieben.

Auf diese Weise soll verhindert werden, daß von Schauern geladener Teilchen produzierte Treffer mit Photonen verwechselt werden.

Schon eine grobe Analyse der Daten legt jedoch nahe, daß auch nach dieser Maskierung noch zahlreiche Treffer auf geladene Spuren zurückzuführen sind.

Ein Vergleich der Trefferverteilungen aus den Photondetektoren (Abb.61) mit den Extrapolationen der geladenen Spuren in die Ebene der Photondetektoren (Abb.60), die im Ω -

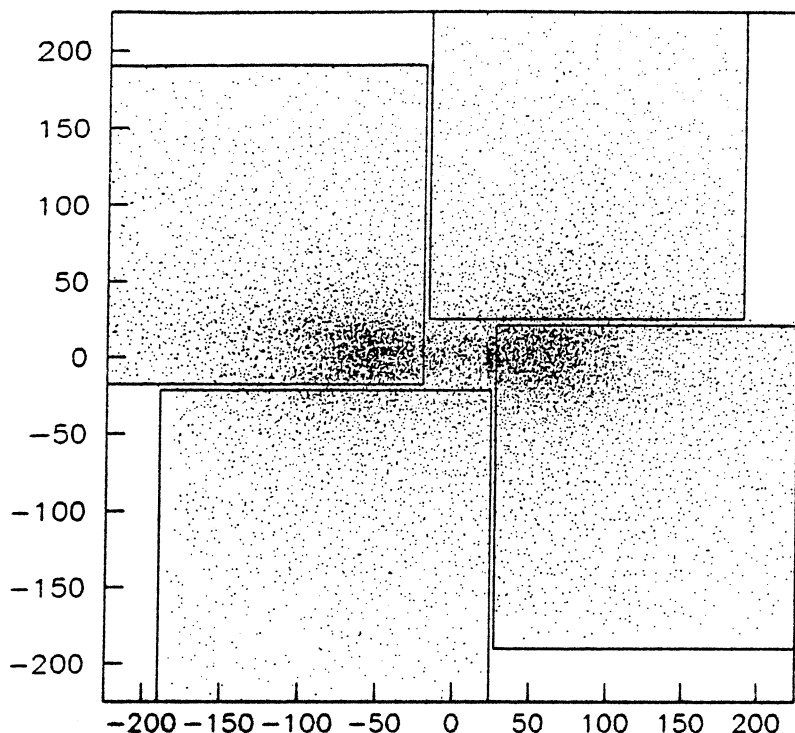


Abbildung 61: Trefferverteilung in den Photondetektoren

Koordinatensystem bei ca. 1738 cm liegt, zeigt, daß beide eine charakteristische Schmetterlingsstruktur aufweisen. Dieses Auffächern der Spuren wird durch das Magnetfeld des Spektrometers verursacht und sollte daher bei den Treffern neutraler Spuren nicht auftreten. Die Struktur der vermeintlich von neutralen Teilchen stammenden Treffer zeigt dagegen deutlich zwei Schwerpunkte, die nur durch die Wirkung des Magnetfeldes auf verschiedene Ladungen entstanden sein können. Der in den Abbildungen 60 und 61 gemachten Vergleich wurde, um wirklich eine Korrelation auf der Ebene einzelner Ereignisse sehen zu können, mit zahlreichen Einzelereignissen wiederholt. Solche Einzelvergleiche sind an einige exemplarischen Fällen in den Abbildungen 62 und 63 zu sehen.

Es handelt sich dabei um Ereignisse, die mit den in Kapitel 6 für 2 - Prongs definierten Schnitten - ohne die Schnitte auf die Neutralenergie - selektiert wurden. Man kann davon ausgehen, daß in diesen Ereignissen der Elektron - Anteil sehr klein ist (unter 5 %). Die mit "H" gekennzeichneten Treffer sind die hypothetischen Auftrefforte der Spuren der geladenen Teilchen, die mit deren Vertexposition und Dreier - Impulsen durch das Magnetfeld verfolgt und anschließend in die Ebene des Photondetektors mit dem Strahlensatz extrapoliert wurden.

Die anderen Punkte entsprechen den ebenfalls mit dem Strahlensatz - aber direkt vom Target aus - zurückgerechneten "neutralen" Treffern. Die Energie der Treffer ist gerundet ("+" = 1 GeV, "2" = 2 GeV etc.)

Die visuelle Inspektion konnte nur mit Stichproben durchgeführt werden. Eine exakte Quantifizierung ist aus diesem Grunde nur schwer möglich. Die Beobachtungen sind auch von der Art der Ereigniseselektion abhängig. Für die untersuchten Fälle ergab sich mit dieser Einschränkung:

- In den vorliegenden Ereignissen waren bei 30 - 50 % der geladenen Spuren eine Halo aus einen oder mehreren Treffern im Photondetektor zu sehen, deren Abstand vom vorhergesagten Auftreffpunkt des geladenen Teilche etwa 10 - 20 cm betrug. Dieser Abstand liegt in der Größenordnung der durch das Extrapolieren zu erwartenden Auflösung. In diesen

Fällen hat mit großer Wahrscheinlichkeit ein geladenes Teilchen einen Schauer produziert, der im Photondetektor registriert wurde. Die breite Auffächerung der Schauer weist darauf hin, daß es sich um Hadronen handeln dürfte.

- Einige Ereignisse (2 - 4 %) haben ein sehr hohe Zahl von fast gleichverteilten, niederenergetischen Treffern (s. Abbildung 62), die eventuell auf Wechselwirkungen von geladenen Teilchen hinter dem Omega - Spektrometer (die geladenen Spuren in den Bildern sind ja nur zum Photondetektor extrapoliert) zurückzuführen sind.

Die beiden für 2 - Prongs in Kapitel 6 definierten Schnitte wurden auf der Basis dieser Untersuchungen so konzipiert, daß gute Ereignisse im Sinne der zu analysierenden Topologie nicht fälschlicherweise verworfen wurden:

- Für das Kriterium, daß die Summe der Neutralenergie kleiner als 5 GeV zu sein hatte wurden nur Treffer außerhalb eines Kreises von 30 cm um die vorhergesagten Auftrefforte der geladenen Spuren berücksichtigt. Auf diese Weise waren Hadronen, die im Photondetektor Schauer erzeugt hatten, nicht betroffen.
- Das Verhältnis zwischen Schauerenergie und Energie des geladenen Teilchens hat bei der Elektronidentifizierung nur begrenzten Wert, da in den vorliegenden Ereignissen der Anteil der Energie in dem maskierten Bereich nicht mehr als Information zur Verfügung steht. Um mit Sicherheit aus Ereignisse zu verwerfen, die auf jeden Fall zu viel Energie für einen hadronischen Schauer produziert haben, wurde verlangt, daß der relative Anteil der Neutralenergie in dem Kreis von 30 cm um das geladene Teilchen an dessen Energie nicht größer als 80 % sein durfte.

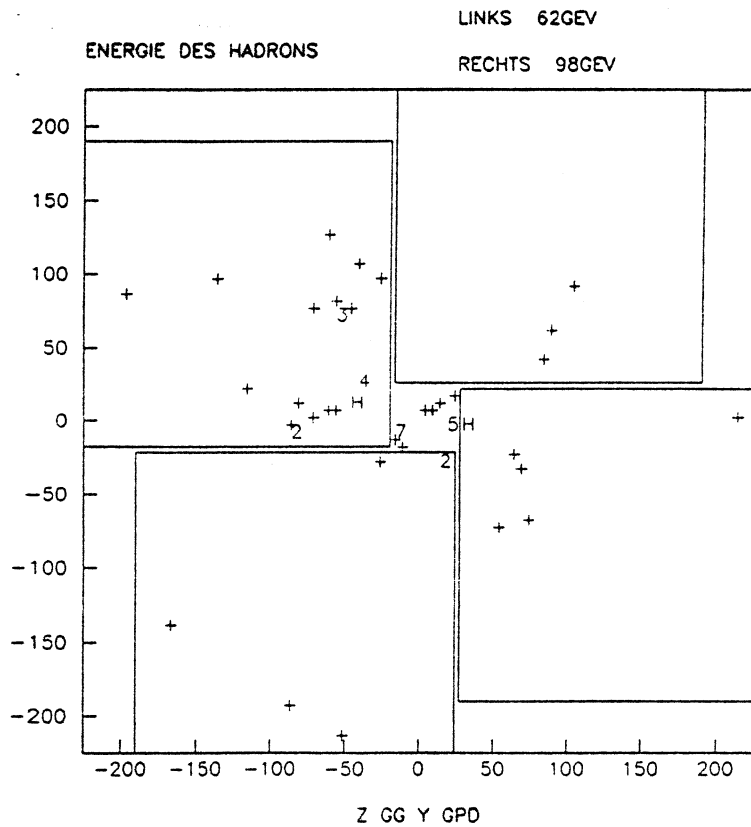
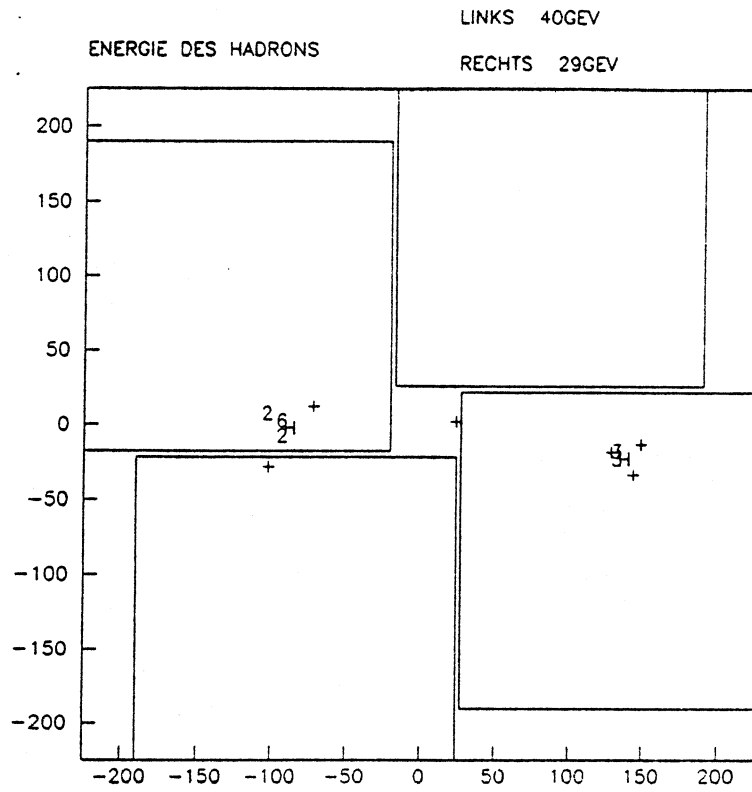


Abbildung 62: Einzelereignisse im Photodetektor

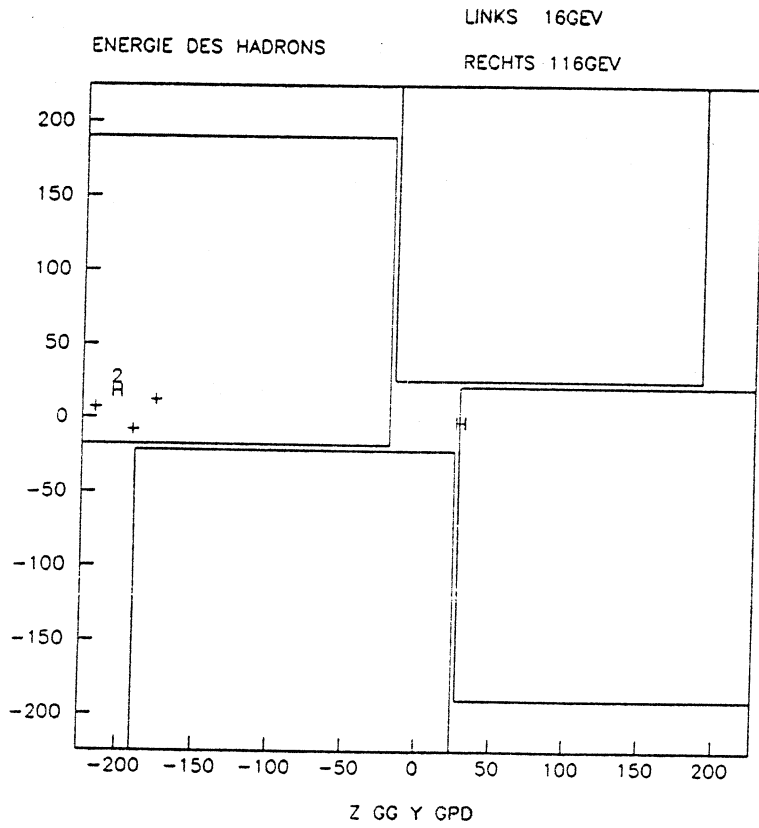
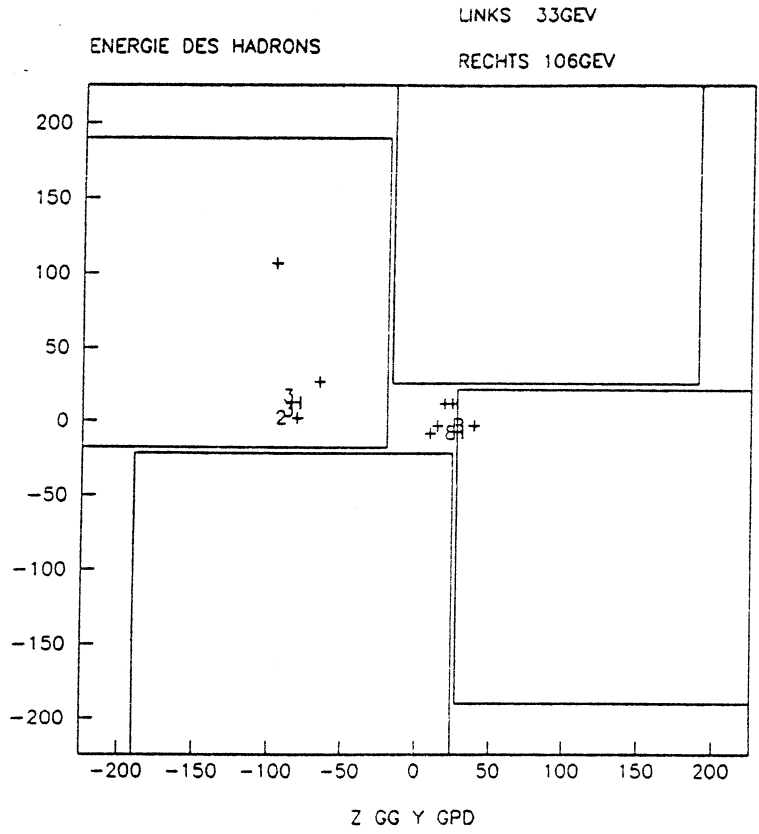


Abbildung 63: Einzelereignisse im Photondetektor

Abbildungen

1	Schematische Darstellung der Strahlerzeugung	6
2	Das Tagging System	7
3	Das Strahlspektrum ohne Beamvetokorrektur von Run 2813	8
4	Das Ω -Magnetfeld und die Kammern	9
5	Das Experiment WA69	10
6	Der Photon Detektor; die Strahlrichtung wird durch den Pfeil angezeigt	11
7	Der Plug	11
8	Der Trigger gegen e^+e^- - Paare	13
9	Interaction Trigger	14
10	Hodoskop - Guillotine und Matrix	14
11	Good Event Trigger	15
12	Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (a)	17
13	Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (b)	19
14	Darstellung eines 3 - Prongs in der x-y Ebene (c)	20
15	x,y und z Positionen der Vertices von unselektierten Ereignisse	22
16	Dissoziation eines Photons in $q\bar{q}$	23
17	Der Prozeß $\gamma p \rightarrow Vp$	24
18	e^+e^- - Annihilation	25
19	Vektormesonendominanz (a) und "off - diagonale" - Terme (b)	25
20	Die Simulationskette	27
21	x-Position des Vertex für selektierte 3-Prongs von 1984	33
22	x-Position des Vertex für simulierte 3-Prongs nach TRIDENT 84	34
23	p_z gg. p_y für selektierte 3-Prongs von 1984	35
24	p_z gg. p_y für simulierte 3-Prongs nach TRIDENT 84	36
25	Die Akzeptanzen	37
26	Energieerhaltung für gestrippte 3 - Prongs vor den Schnitten	39
27	Feynman - x des Protons vor den Schnitten	40
28	Recoilwinkel gegen Protonimpuls vor den Schnitten	41
29	Recoilwinkel gegen Protonimpuls nach den Schnitten	42
30	Chew-Low Plot	43
31	Der Faktor $n(t)$	44
32	Drell Prozesse	45
33	Massenfit nach Ross-Stodolsky mit Akzeptanz	51
34	Massenfit nach Ross-Stodolsky in verschiedenen t-Intervallen	52
35	Massenfit nach Söding mit Interferenzterm	53
36	Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p)$	54
37	Differenz $\Delta(t)$ zwischen den verschiedenen berechneten Viererimpulsüberträgen: $t(\gamma \rightarrow \rho) - t(p \rightarrow p)$	54
38	Der Viererimpulsübertrag t mit angefitzter Exponentialfunktion	55
39	Steigungsparameter b in verschiedenen Experimenten [6]	55
40	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt _{t=0}$ in verschiedenen Experimenten [6]	56
41	Die Zerfallswinkelverteilungen mit und ohne Akzeptanzkorrektur	57
42	Die nicht - normierten Momente $\langle Y_l^m \rangle$	58
43	Die normierten Momente $\langle Y_l^m \rangle / \langle Y_0^0 \rangle$	59
44	Die Elemente der Spindichtematrix $\rho_{00}, \rho_{1-1}, Re(\rho_{10})$	60
45	Das Φ - Massenspektrum mit angefitzter Gaußfunktion	61
46	Der Wirkungsquerschnitt $(\gamma p \rightarrow \Phi p)$	61
47	Massenvorhersagen für I=1 Vektormesonen aus [35]	62
48	Massenspektrum für I=1 Vektormesonen aus [35]	63

49	$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$	65
50	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$	65
51	Quadrat der fehlenden Masse für 2 - Prongs vor und nach den Schnitten . . .	66
52	Das Massenspektrum der 3 - Prongs mit ρ - Fit	68
53	Das Massenspektrum der 2 - Prongs mit ρ - Fit	69
54	Das $\rho(1600)$ in 3 - Prongs (inkohärent)	70
55	Das $\rho(1600)$ in 2 - Prongs (inkohärent)	71
56	Inkohärenter Fit an 2 - Prongs nach Abzug des ρ_3 (50nb)	72
57	Inkohärenter Fit an 3 - Prongs nach Abzug des ρ_3 (50nb)	73
58	Das Koordinatensystem	76
59	Das s-Kanal-Helizitätssystem	79
60	Extrapolationen geladener Spuren bei 1738 cm (Ebene des Photondetektors)	83
61	Trefferverteilung in den Photondetektoren	84
62	Einzelereignisse im Photondetektor	86
63	Einzelereignisse im Photondetektor	87

Tabellen

1	In der Simulation benutzte Werte für Masse, Breite und b	28
2	Triggereffizienzen	30
3	Akzeptanz des Trigger nach WA69SIM ohne weitere Selektion der Ereignisse	31
4	Akzeptanz des Trigger für ρ 's nach OMFATHACH ohne weitere Selektion der Ereignisse	31
5	Multiplizität der in WA69SIM akzeptierten ρ - Ereignisse	32
6	Fit des Massenspektrums nach Ross - Stodolsky in verschiedenen t - Intervallen	43
7	Fit des Massenspektrums nach Ross - Stodolsky bei verschiedenen Energien .	44
8	Fit des Massenspektrums nach Söding bei verschiedenen Energien	44
9	Fit des Massenspektrums mit $\rho - \omega$ - Interferenz	45
10	Verschiedene Messungen des $\rho(1600)$ in $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$	64
11	Die Ergebnisse des inkohärenten $\rho(1600)$ - Massenfits	69
12	Die Ergebnisse des kohärenten $\rho(1600)$ - Massenfits	70
13	Die Ergebnisse des $\rho(1600)$ - Massenfits mit Abzug eines ρ_3 - Anteils	71
14	Die Ergebnisse des $\rho(1600)$ - Massenfits mit Abzug eines ρ_3 - Anteils	72

Literatur

- [1] K.Abe et al., Phys Rev Lett 53 (1984) 751
- [2] M.Aguilar-Benitez et al., *Review of Particle Properties*, Phys Lett 170B (1986) 1-350
- [3] H.Alvensleben et al., Phys Rev Lett 27 (1971) 888
- [4] D.Aston et al., Nucl Phys B92 (1980) 211
- [5] D.Aston et al., Nucl Phys B92 (1980) 215
- [6] D.Aston et al., Nucl Phys B209 (1982) 56-76
- [7] D.Aston et al., Nucl Phys B189 (1981) 15
- [8] M.Atkinson et al., CERN-EP/81-111
- [9] M.Atkinson et al., Phys Lett 108B (1982) 55-57
- [10] M.Atkinson et al., Nucl Phys B243 (1984) 1
- [11] M.Atkinson et al., Z.Phys.C26 (1985) 499
- [12] M.Atkinson et al., Z.Phys.C30 (1986) 531-539
- [13] M.S.Atiya et al., Phys Rev Lett 43 (1979) 1691
- [14] J.Ballam et al., Phys Rev D5 (1972) 545
- [15] J.Ballam et al., Phys Rev D7 (1973) 3150
- [16] D.P. Barber et al., Z.Phys.C4 (1980) 169
- [17] D.Barberis, A.Doyle, *The WA69 Trigger*, CERN (1985)
- [18] L.M.Barkov et al., Nucl Phys B256 (1985) 365-384
- [19] T.H.Bauer, R.D.Spital, R.D.Yennie, F.M.Pipkin, Rev of mod Phys 50 (1978) 261
- [20] H.-J.Bautsch, Diplomarbeit, Bonn IR-81-19
- [21] D.Bisello et al. Orsay preprint, LAL/85-15 (1985)
- [22] S.Brandt, *Datenanalyse*, Wissenschaftsverlag Mannheim (1981)
- [23] R.Brun et al., H PLOT Users Guide, CERN DD/EE/80-2 DD/US/17 (1986)
- [24] E.Byckling, K.Kajane, *Particle Kinematics*, Wiley (1973)
- [25] B.Diekmann, Doktorarbeit, Bonn IR-78-28
- [26] B.Diekmann, CERN-EP/86-112
- [27] B.Diekmann, Bonn HE-87-12 und
- [28] A.Donnachie, G.Shaw, *Electromagnetic Interactions of Hadrons*, Vol 1, Plenum Press New York (1978)

- [29] A.Donnachie, H.Mirzaie, Manchester MC-TH-86-12 (1986)
- [30] A.Donnachie, A.B.Clegg, Manchester MC-TTH-86-33 (1986)
- [31] A.Doyle, Diploma Report, Manchester (1985)
- [32] A.Doyle, Thesis (in Vorbereitung), Manchester (1987)
- [33] C.Gapp, Diplomarbeit, Bonn IR-86-17
- [34] G.Grawert, *Quantenmechanik*,
Akademische Verlagsanstalt Wiesbaden (1977)
- [35] S.Godfrey, N.Isgur Phys Rev D32 (1985) 189
- [36] C.Hoeger, WA69SIM, Bonn
- [37] J.D.Jackson, Nuovo Cim 34 (1964) 1644
- [38] M.Jacob, G.C.Wick, Ann Phys 7 (1959) 404
- [39] F.James, M.Roos, MINUIT Long Writeup, CERN (1983)
- [40] V.Liebenau, Doktorarbeit, Bonn IR-83-14
- [41] H.Marsiske, Diplomarbeit, Bonn IR-84-38
- [42] OMFATHACH, A. O'Connor, Manchester
- [43] R.Oedingen, Diplomarbeit, Bonn IR-84-14
- [44] E.Paul, Bonn HE-81-26 und
Proc of the 1981 Int Symp on Lepton and Photon Interactions Bonn (1981)
- [45] E.Paul, CERN-EP/85-130
- [46] D.H.Perkins, *Introduction to High Energy Physics*,
Addison-Wesley (1982)
- [47] A.Quenzer et al., Phys Lett 76B (1978) 512
- [48] R.Richter, Diplomarbeit, Bonn IR-78-26
- [49] R.Ross, V.Stodolsky, Phys Rev 149 (1966) 1172
- [50] PHOENIX-Manual (1985)
- [51] K.Schilling, P.Seyboth, G.Wolf, Nucl Phys B15 (1970) 397-412
- [52] P.Soeding, Phys Rev Lett 19 (1966) 702
- [53] R.Spital, D.R. Yennie, Phys Rev D9 (1974) 126
- [54] A.Voiglaender-Tetzner, Diplomarbeit, Bonn IR-87-03