

AB
UNIVERSITÄT BONN

BIBLIOTHEQUE
CERN

- 5 SEP. 1989

Physikalisches Institut

Vergleich zwischen Photo- und Hadroproduktion

von ρ^0 -Mesonen

am CERN-OMEGA-Spektrometer

von
Dieter Joseph

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050549

Abstract

A comparison is made between inclusive production of ρ^0 mesons in γp and $h^\pm p$ collisions with beam energy of $65 \leq E_\gamma \leq 175$ and $E_h = 80, 140$ GeV. The data were obtained with $6 \cdot 10^6$ γ -events and $6.2 \cdot 10^6$ hadron induced events.

The ratio of production cross sections is studied with respect to x_F ($-0.1 \leq x_F \leq 1$) and $p_\perp$ ($0 \leq p_\perp \leq 1.4$ GeV/c). In the kinematic domain of central production where no effects due to the different quantum numbers of beamphotons and -hadrons are expected the author observes within the errors an x_F and $p_\perp$ independent ratio as predicted by Vector Meson Dominance. The forward part ($x_F \geq 0.8$) of inclusive ρ^0 photoproduction is described by phenomenological predictions based on the triple regge mechanism and Vector Meson Dominance.

Non diffractive photoproduction and hadronproduction can be described by quark-antiquark fusion models in a x_F range between 0.2 and 0.8 GeV. At smaller x_F -values ($x_F < 0.2$) the cross sections predicted by these models are considerably bigger than the measured values.



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

BONN-IR - 89 - 07
Bonn University

ISSN-0172- 8741

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Vergleich zwischen Photo- und Hadroproduktion
von ρ^0 -Mesonen
am CERN-OMEGA-Spektrometer

von
Dieter Joseph

Dieser Forschungsbericht wurde als
Diplomarbeit
von der Math.-Nat. Fakultät
der Universität Bonn angenommen
Datum: 08.03.1989
Referent: Dr. B. Diekmann
Korreferent: Prof. G. Knop

Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	5
<u>2. Das Experiment WA69</u>	7
2.1 Der experimentelle Aufbau	7
2.1.1 Die Strahlerzeugung	7
2.1.2 Das Omega-Spektrometer	9
2.1.3 Der Ring Image Cerenkov Zähler	9
2.1.4 Der Übergangsstrahlungsdetektor	10
2.1.5 Der Photondetektor	10
2.2 Der Trigger	12
2.2.1 Der Photon Interaction Trigger	12
2.2.2 Der Hadron Interaction Trigger	13
2.2.3 Der Hadron Gullotinen Trigger	14
2.2.4 Der Photon Good Event Trigger	15
2.2.5 Der Hadron Good Event Trigger	16
2.2.6 Das Dead Time System	17
2.2.7 Der Trigger auf Abwegen	17
2.3 Die Ereignisrekonstruktion	18
2.3.1 TRIDENT	18
2.3.2 PHOENIX	19
<u>3. Die Produktion von Vektormesonen</u>	20
3.1 Das VMD-Modell	20
3.2 Die Diffraktive Vektormesonenerzeugung	21
3.3 Die Nicht-diffraktive Produktion	23
3.3.1 Das Quark-Fusion-Modell	23
3.3.2 Das naive Quark-Fusion-Modell der inklusiven ρ^0 Photoproduktion	24
3.3.3 Das naive Quark-Fusion-Modell für die ρ^0 Hadroproduktion	30

<u>4. Die Akzeptanzuntersuchungen</u>	Seite
4.1 Die Beam Veto Akzeptanz	33
4.1.1 Theoretische Überlegungen zur Größe der Beam Veto Korrektur	34
4.1.2 Die Experimentelle Bestimmung der Beam Veto Akzeptanz	36
4.2. Das Elektromagnetische Veto	38
4.3 Die Matrix	43
<u>5. Die Exklusive Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 + p$ als Test der Normalisierung</u>	44
5.1 Die Datenselektion zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	44
5.2 Die Akzeptanz zu $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	45
5.3 Die Fits an die ρ^0 Massenverteilungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	47
5.4 Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	49
5.5 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$	50
<u>6. Die inklusive Reaktionen $\gamma p \rightarrow \rho^0 X$, $hp \rightarrow \rho^0 X$ Datenselektion, Akzeptanzen und Fits</u>	51
6.1 Die Datenselektion zur inklusiven Reaktion	51
6.2 Die Akzeptanzen der inklusiven Reaktion	52
6.3 Die Fits an die Massenverteilungen im allgemeinen	54
<u>7. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der inklusiven ρ^0 Produktion und die Fits des Quark Fusion Modells</u>	60
7.1 Die absoluten Wirkungsquerschnitte und der Vergleich Photon/Hadron	60

Seite

7.2 Die Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F d\phi_t}$ in der
Photo- und Hadroproduktion

63

7.3 Die Diskussion der Ergebnisse des doppelt differenziellen
Wirkungsquerschnittes

67

7.4 Die einfach differenziellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dX_F}, \frac{d\sigma}{d\phi_t}$

69

7.4.1 Die p_t Projektionen $d\sigma/d\phi_t$

71

7.4.2 Die X_F Projektionen $d\sigma/d\phi_t$

72

7.5 Der Fit des Quark-Fusion-Modelles an den invarianten
Wirkungsquerschnitt $\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dX_F}$

73

8. Zusammenfassung und Ausblick

75

Anhang :

Anhang 1 Das Omega Koordinatensystem

80

Anhang 2 Kinematik

Anhang 3 Die cuts

Anhang 4 Unerwünschte kinematische Effekte

Literaturverzeichnis

85

Abbildungsverzeichnis

88

Tabellenverzeichnis

92

Abbildungen

94 ff

Tabellen

156 ff

An die Schüler Heisenbergs

Spanisch
mag euch meine Arbeit
vorkommen.

Mit dem Gänsekiel.

Von den Ergebnissen eurer
unbegreiflichen Apparaturen
denke ich:

Überholbar.

Nicht wissend,
zeigen wir uns gegenseitig
die kalte Schulter.

Getrennt
nähern wir uns dem
übereinstimmenden Grund.

Heinz Plontek

1. Einleitung

In den zurückliegenden Jahren wurden am europäischen Kernforschungszentrum CERN eine Reihe von aufeinander aufbauenden Photoproduktionsexperimenten am sog. Omega-Spektrometer durchgeführt. Es handelt sich dabei um die Experimente WA4, WA57 und WA69, in denen jeweils energiemarkierte Bremsstrahlungsphotonen auf ein Target aus flüssigen Wasserstoff trafen (CERN Nomenklatur: z. B. West Area no. 69) /1,2,3,4/. Als letztes Experiment schloß WA69 seine Datennahme 1986. Es wurde von einer internationalen Kollaboration von Physikern aus Bonn, CERN, Lancaster, Manchester, Rutherford, Sheffield und Yerevan durchgeführt.

Im groben lassen sich die Ziele von WA69 wie folgt klassifizieren:

- Untersuchung von Prozessen mit hohem Transversalimpuls (single inclusive high- p_t , higher twist, event-topologie etc.) /5,6,7,8,17/.
- Untersuchung von Ladungsasymmetrien in photon/hadroninduzierten Daten /9,11/.
- sowie der Untersuchung der inklusiven Mesonproduktion in einem weiten kinematischen Bereich, der verschiedene physikalische Szenarios sowohl in photon- als auch in hadroninduzierten Daten umfaßt.

Während die ersten Punkte eine für WA69 spezifische Fragestellung enthalten, ist der letzte Punkt eine Fortführung und Erweiterung der von den Vorgängerexperimenten bearbeiteten Fragestellungen.

Die vorliegende Arbeit ist in diesem letzten Bereich anzusiedeln. Sie gliedert sich in zwei wesentliche Teile. Im ersten mehr technischen Teil wird eine Akzeptanzuntersuchung von einigen Detektorkomponenten vorgenommen, die wesentlich für die absolute Normalisierung des Experiments sind. Als Überprüfung der Normalisierung wird die exklusive Reaktion $\gamma p \rightarrow p^0 p$ untersucht. Es werden absolute Wirkungsquerschnitte für die Reaktion, sowie der differentiellen da/dt berechnet.

Der zweite mehr physikalische Teil beschäftigt sich mit der inklusiven p^0 -Produktion im Vergleich zwischen photon- und hadroninduzierten Daten. Es werden wiederum absolute Wirkungsquerschnitte für die gesamte Produktion angegeben. Der Schwerpunkt liegt auf der Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dp_T/dX_F$ im Energiebereich zwischen 60 - 175 GeV, sowie im hadronischen Fall an dem Strahlenenergie 80 und 140 GeV. An die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden einfache Quarkfusion-Modelle gefittet.

Für alle Daten wird jeweils ein Vergleich zwischen den photon/hadroninduzierten Zuständen gezogen und VMD-Faktoren (Vector Meson Dominance, auch oft

VDM genannt) sowohl für die generellen wie auch für die differentiellen Daten gewonnen.

Aufgrund der Fülle der möglichen Informationen kann diese Arbeit als erster Schritt zu einer Gesamtanalyse des Vergleiches photon- und hadroninduzierter inklusiver Vektormesonproduktion gesehen werden: z.B. wurden die Information bzgl. Kaon/Pion Separation (Cerenkov-, Übergangsstrahlung) und π^0 Rekonstruktion (Photonkalorimeter) noch nicht ausgenutzt.

2. Das Experiment WA69

Bei WA69 handelt sich um ein "fixed target"-Experiment, wobei das Target aus flüssigen Wasserstoff bestand. Als Strahlteilchen dienten entweder hochenergetische Photonen oder ein gemischter Pion/Kaon-Strahl.

In den Jahren 1984/85 wurde das Experiment als Photoproduktionsexperiment mit energiemarkierten Gammaquanten im Bereich zwischen 65 - 175 GeV gefahren. Es wurden ca. 20 Millionen Trigger aufgezeichnet. Die Sensitivität betrug dabei etwa 200 nb^{-1} .

Im Jahr 1986 wurde der Photonstrahl durch den gemischten Strahl aus geladenen Pionen/Kaonen ersetzt. Bei Impulsen von 80 und 140 GeV/c wurden nochmals ca. 24 Millionen Trigger aufgenommen.

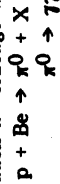
2.1 Der experimentelle Aufbau

Im folgenden wird ein Abriss des experimentellen Aufbaus von WA69 gegeben. Detailliertere Beschreibungen der einzelnen Komponenten sind unter der jeweiligen Referenz erhältlich.

2.1.1 Die Strahlerzeugung

Da sowohl mit photonischem als auch mit hadronischem Strahl gemessen wurde, gibt es zwei unterschiedliche Strahlführungssysteme, die jedoch wesentliche Komponenten gemeinsam haben.

Die Strahlteilchen werden in einem mehrstufigen Prozeß aus den Protonen des CERN Super-Proton-Synchrotron (SPS) gewonnen (s. Abb. 1, 2). Aus dem SPS werden alle 14.4 sec ca. 5×10^{12} Protonen mit 450 GeV/c extrahiert (Dauer des "burst" ca. 2.8 sec). Die Protonen treffen auf ein 40 cm langes Berylliumtarget (Ti), wo unter anderem auch π^0 erzeugt werden:



die wiederum in zwei Photonen zerfallen. Geladene Partikel werden durch einen Magneten aus dem Strahl gelenkt, so daß nur die Gammaquanten auf ein zweites Target aus Silizium (T2) treffen, in dem sie zu e^+e^- Paaren konvertieren. Eine magnetische Optik selektiert Elektronen in einem definierten Impulsbereich ($200 \pm 4 \text{ GeV/c}$). Die Strahlintensität beträgt hier ca. $7 \times 10^6 \text{ e}^-/\text{burst}$.

Die Elektronen treffen auf ein drittes Target aus Wolfram, an dessen Ende sich ein Plastikszintillationszähler (TTC, Tagging Target Counter) befindet. Die Strahlungslänge dieses Systems beträgt ca. 9 %. Durch Streuung am Target erzeugen die Elektronen Bremsstrahlungsphotonen:



Unter der Voraussetzung, daß nur ein Gammaquant erzeugt wird, ergibt sich die Energie dieses Photons durch eine simple Differenzbildung der Energie des

Elektrons vor und nach dem Prozeß $E_\gamma = E_{e^-} - E_{e^-}$. Der relativ häufige Fall der Doppelbremsstrahlung wird in Kapitel 4 behandelt. Ihm wird durch den sog. Beam-Veto-Zähler am Ende der Beamline Rechnung getragen. Die Daten werden daraufhin korrigiert.

Die gesteuerten e^- werden durch einen Magneten aus dem Strahl gelenkt und in einer Anordnung aus Multiproportionalkammern (W4.1, ..., W4.6), zwei Hodoskopen (H4.1, H4.2) und einer Bleiglasmatrix (LG) energievermessen ("tagged"). Der Messbereich beträgt $130 \text{ GeV} > E_{e^-} > 20 \text{ GeV}$, so daß Photonen zwischen ca. 65 und 175 GeV mit einer Auflösung $\sigma(E_\gamma) < 0.5 \text{ GeV}$ zur Verfügung stehen.

Kurz bevor die e^- auf das Tagging-Target treffen, werden sie nochmals durch einen Magneten (M10) leicht abgelenkt. Auf diese Weise wird ein neutraler Untergrund aus meist niederenergetischen Photonen aus der Strahlachse gelenkt. Er wird im RV (Radiation Veto) vermessen. Bei Überschreitung einer Schwelle von einigen GeV wird das Ereignis im Trigger verworfen.

Einem ähnlichen Zweck dienen auch die zwei elektromagnetischen Kalorimeter HOV1 und HOV2 sowie die beiden Szintillationszähler S2, V2. Sie befreien den getaggeten Photonstrahl von begleitenden elektromagnetischen Untergrund, der zumeist aus niederenergetischen konvertierten e^+e^- Paaren besteht. Der Photonstrahl selbst passiert die HOV1 und HOV2 durch zwei Aperturöffnungen und trifft zuletzt auf das Wasserstofftarget.

Das Spektrum der Bremsstrahlungsphotonen am Target folgt im wesentlichen dem typischen $1/E$ Verhalten (s. Abb. 4). Die Einbrüche sind typische Akzeptanzverluste im Taggingsystem. Sie sind alle bekannt und die Daten daraufhin korrigiert. Insgesamt kann der Fehler in der rekonstruierten Photonenenergie mit $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma < 1\%$ abgeschätzt werden. Es stehen etwa 2×10^5 Photonen pro burst zur Verfügung.

Der hadronische Strahl wird auf einfachere Weise gewonnen. Im Target T1 entstehen neben π^0 natürlich auch geladene Hadronen, die nun durch eine magnetische Optik gefiltert und energievermessen werden. Durch Umpolen der Magnete kann die gewünschte Polarität auf das Target gelenkt werden. Die Strahlteilchenidentifikation besorgen zwei CEDAR-Zähler (Cerenkov-Differential-Counter with Achromatic Ring focus). Sie können aufgrund des Cerenkov-Effekts Pionen von Kaonen unterscheiden und erlauben damit die Identifikation des jeweiligen Strahlteilchens. Dabei wird, das von den Teilchen ausgesandte kegelförmige Cerenkov-Licht, durch ringförmige Schlitzeblenden hinsichtlich des Öffnungswinkels selektiert und durch Photomultiplier nachgewiesen. Da ein bestimmtes Pion/Kaon-Verhältnis im Strahl gewünscht war, wurden die CEDARs mit in den Trigger einbezogen. Ursprünglich war der Anteil an Kaonen im Strahl weniger als 10 %. Der CEDAR-Trigger ließ nun jedes Kaon, aber nur jedes vierte Pion passieren. Auf diese Weise wurde der relative Anteil der Kaonen auf ca. 30 % gesteigert.

Die Impulse der Hadronstrahlen wurden im Hinblick auf den Photon/Hadron-

Vergleich auf 80 bzw. 140 GeV gewählt.

2.1.2 Das Omega-Spektrometer

Der energievermessene Photonstrahl (oder Hadronstrahl) trifft im Omega-Spektrometer auf ein zylinderförmiges Target. Die Koordinaten im Omega-Bezugssystem (s. Anh. A) sind:

$$\begin{array}{rcl} -165.0 \text{ cm} & < & x < -105.0 \text{ cm} & (\text{ca. } 8 \text{ \% Strahlungslänge}) \\ -2.4 \text{ cm} & < & y < 2.4 \text{ cm} \\ -2.9 \text{ cm} & < & z < 1.9 \text{ cm} \end{array}$$

Abb. 5 zeigt das Ω -Spektrometer, Abb. 3 die Aufstellung im Experiment, Abb. 6 das erzeugte Magnetfeld. Oberhalb und unterhalb des Targets befinden sich zwei grobe, supraleitende Spulen in Helmholtzanordnung. Sie erzeugen ein Magnetfeld von 1,8 Tesla in negativer z-Richtung (s. Abb. 6), das die in Target erzeugten geladenen Teilchen in der x-y-Ebene auffächert und so eine Impulsbestimmung ermöglicht. Positive Teilchen wurden zur positiven y-Koordinate abgelenkt, negative entgegengesetzt.

Das Target wird abgeschlossen durch einen 5 mm dicken Szintillationszähler, die Endcap (EC), welcher zur Erkennung einer Wechselwirkung im Target dient und wesentlicher Bestandteil des Triggers ist. Das Target ist zylinderförmig von den sog. Barrel-Hodoskopen umschlossen. Es handelt sich um fäßähnliche Szintillationszähler, die zur Winkelbestimmung der Spuren herangezogen werden können. An die Barrel-Hodoskope schließen sich die C-Kammern an, eine Multiportionalitätskammer (MWPC) zur Impulsbestimmung in der Rückwärts-hemisphäre des Photon/Hadron-Schwerpunktsystems. Die Vorwärts-hemisphäre wird durch die A-, B-Kammern abgedeckt. Zwischen Target/Endcap und der B-Kammer befindet sich noch eine hochauflösende Drahtkammer (HPC, High Precision Chamber) zur besseren Vertexfindung.

Abgeschlossen wird das Ω -Spektrometer durch zwei großflächige Driftkammern (DC1, DC2), die aufgrund ihres großen Abstandes vom Target eine gute Impulsbestimmung von Spuren auch größerer Energie ($p > 10 \text{ GeV}/c$) erlauben. Insgesamt können aus den Informationen des Ω -Spektrometers die drei Spurparameter inverser Impuls $1/p$, Dipwinkel λ und azimuthaler Winkel ϕ gewonnen werden. Auf diese Weise erlaubt das Spektrometer mit Hilfe eines Spurrekonstruktionsprogrammes (TRIDENT, s. Kap. 2.3.1) die Rekonstruktion aller geladenen Endzustände eines Ereignisses im Target /5/.

2.1.3 Der Ring Image Cerenkov Zähler (RICH)

Die verschiedenen Kammern und Zähler des Ω -Spektrometers erlauben zwar eine gute Spurerkennung, sagen dagegen jedoch nichts über die "Natur" des

Teilchens aus. Aus diesem Grund befinden sich weiter strahlabwärts drei verschiedene Detektoren, die zur Teilchenidentifikation dienen.

Als erster der drei wird der Ring-Image-Cerenkov-Zähler (RICH, s. Abb. 3, 7) genannt, der für die Pion/Kaon-Separation bis 80 GeV konzipiert wurde. Er nutzt, wie der Name vermuten läßt, den Cerenkov-Effekt aus. Durchqueren geladene Teilchen mit der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ein Medium mit Brechungsindex n , so werden Photonen in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel

$$\Theta \sim \arccos \left(\frac{1}{n\beta} \right)$$

emittiert. Sie treffen also als Vollkreis auf eine Fläche senkrecht zur Strahlachse, aus dessen Radius auf β zurückgeschlossen ist. Zusammen mit der Intensität der Ringe, der Impulsbestimmung des Ω -Spektrometers und dem vorhergesagten Durchstoßungspunkt des Teilchens ist eine Identifizierung möglich. Im Experiment wird der RICH mit einem Radiatorgas aus 40 % Stickstoff und 60 % Freon betrieben. Die in Strahlrichtung entstehenden Vollkreise des Cerenkov-Lichts werden durch 81 hexagonale Spiegel als Ringe zurückgeworfen und in 16 TPC (Time Projection Chambers) am Eintrittsfenster des RICH vermessen /10/.

2.1.4 Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRAD)

Da die Trennung von Pionen und Kaonen oberhalb von 80 GeV/c mit dem Cerenkov-Effekt nur schwierig und mit größerem Aufwand (s. CEDARS Kap. 2.1.1) möglich ist, mußte ein anderer Detektor die Identifikation im Bereich $> 80 \text{ GeV}/c$ übernehmen. Aus diesem Grund wurde von einer Bonner Gruppe ein Übergangsstrahlungsdetektor entworfen und gebaut /11, 12, 13, 14, 15, 16/. Es befindet sich kurz hinter dem RICH und schließt an dessen energetischen Meßbereich an. Übergangsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen durch eine Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten fliegt. Dabei wird ein Röntgenquant in extremer Vorwärtsrichtung emittiert. Die integrierte Energie ETR der auftretenden Röntgenquanten ist proportional zu $\alpha = 1/137$ ist, müssen viele solcher Übergänge bereitgestellt werden, um auf einen nennenswerten Betrag für ETR zu kommen. Aus diesem und anderen Gründen verwendete die Bonner Gruppe einen irregulären Radiator aus Polypropylenfasern. Als Übergang dient dabei jeweils die Grenzschicht Faser/Luft.

Der gesamte Detektor besteht aus 12 Modulen (s. Abb. 8). Jedes Modul besteht aus dem Radiator und einer MWPC.

Eine detailliertere Beschreibung befindet sich in der oben zitierten Literatur.

2.1.5 Der Photodetektor (GPD, PLUG)

Die bisherigen Detektoren waren nur in der Lage geladene Teilchen zu erkennen und zu vermessen. Um aber auch neutrale Teilchen nachweisen zu können, bilden zwei Kalorimeter den Abschluß: zum einen der äußere großflächige Geneva-Photon-Detektor (GPD), zum anderen der in der quadratischen Öffnung des GPD steckende PLUG (s. Abb. 10, 11a,b).

Der GPD ist aus 4 Modulen $a \times 2 \times 2 \text{ m}^2$ aufgebaut. Die einzelnen Module sind in der y-z-Ebene etwas gegeneinander versetzt angeordnet, so daß sie in der Mitte eine quadratische ca. $42 \times 42 \text{ cm}^2$ große Öffnung lassen. In dieser Öffnung steckt der PLUG. Die einzelnen Module bestehen in x-Richtung aus 3 Segmenten von jeweils 10.4 cm Tiefe (~ 10 Strahlungslängen). Die Segmente haben wiederum eine Sandwichstruktur. Zwischen 4.2 mm dicken Bleiplatten liegen abwechselnd horizontal und vertikal mit flüssigem Szintillatormaterial gefüllte Teflonröhren von 4 mm Innendurchmesser. Trifft ein Teilchen, geladen oder nicht, auf das Kalorimeter, so erzeugt es einen Teilchenschauer bestimmter Natur. Der Schauer hinterläßt im Szintillatormaterial einen Lichtblitz, der am Ende der Teflonröhre durch einen Photomultiplier ausgelesen wird. Dabei werden über 5 parallele Schichten jeweils 4 nebeneinander liegende Röhren zusammengefaßt, so daß ein Photomultiplier insgesamt 20 Teflonröhren ausliest. Die Signale der Photomultiplier werden über ADC und TDC weiterverarbeitet (Analog-Digital-Converter, Time-Digital-Converter). Insgesamt stehen 4000 Photomultiplier bereit. Da die Teflonröhren orthogonal versetzt sind, ist es möglich mit Hilfe der ADC- und TDC-Daten die y-z-Position und den Energieverlust des Teilchens zu vermessen. Über die Segmentierung und Sandwichstruktur ist das Schauerprofil entlang der x-Achse bekannt. Mit Hilfe eines Mustererkennungsprogrammes wird aus den Informationen über den Schauer auf den Vierervektor des verursachenden Teilchens zurückgeschlossen. Die Information des GPD sind in bezug auf zwei Punkte von besonderem Interesse. Zum einen "sieht" er als einziger Detektor die Zerfallsphotonen neutraler Teilchen und wird deshalb zur π^0 Rekonstruktion eingesetzt. Zum anderen wird eine schmale Zone ($|z| < 2.4 \text{ cm}$) in der Mittelebene des Detektors als aktives Veto gegen den in der x-y-Ebene aufgefächerten e^+e^- Untergrund eingesetzt (s. Kap. 2.2.2). Dabei wird die unterschiedliche Schauerentwicklung von Elektronen und Hadronen in Materie ausgenutzt. In Tabelle 1 sind einige Eigenschaften des GPD zusammengefaßt.

Der im GPD steckende, jedoch technisch völlig getrennte PLUG ist ein $42 \times 42 \text{ cm}^2$ großes Blei/Fiberglas-Sandwich-Kalorimeter. Es ist als 13×13 Matrix ausgelegt. Jeder einzelne Block mißt $3.2 \times 3.2 \times 31 \text{ cm}^3$ und besteht aus Kalorimeter, Lichtleiter und Photomultiplier. Das Szintillatormaterial liegt in diesem

Detektor längs der Strahlachse und besteht aus dotierten Polystyrenfasern von je 0.5 mm Dicke. Szintillator und Schauermaterial liegen dicht aneinandergespaßt und haben eine Wellenstruktur, damit kein Teilchen entlang der x-Achse den Detektor durchqueren kann, ohne auf das Schauermaterial zu treffen. Die Wellen haben 7 mm Hub, die Wellenlänge beträgt 25 mm. Szintillator und Bleiplatten haben jeweils 50 % Volumenanteil. Jeder Block ist auf der dem Target zugewandten Seite verspiegelt. An der anderen Seite klebt der Lichtleiter. Sie bilden zusammen die Matrix, lassen allerdings eine $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$ große Öffnung für den Strahl.

Wie auch im GPD wird die Mittelzone des PLUGs ($|z| < 6.4 \text{ cm}$, bedingt durch die Blockgröße: $2 \times 3.2 \text{ cm}$) elektromagnetisches Veto eingesetzt (s. Kap. 2.2.2). Weitere Eigenschaften des PLUGs sind Tab. 2 zu entnehmen.

2.2. Der Trigger

An den Trigger von WA69 wurden zwei Bedingungen gestellt. Er mußte den hohen elektromagnetischen Untergrund unterdrücken und gleichzeitig möglichst offen gegen jede hadronische Reaktion sein.

Das Experiment dient zur Untersuchung von hadronischen Endzuständen der Reaktion $\gamma p \rightarrow X$. Da jedoch der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen bei etwa $100\text{--}120 \mu\text{b}$ liegt, ist er um gut einen Faktor 200 kleiner, als der entsprechende elektromagnetische ($\sim 20 \text{ mb}$), d. h. es gilt besonders den e^+e^- Paaruntergrund zu unterdrücken.

Beide Voraussetzungen, möglichst effektive Unterdrückung des elektromagnetischen Untergrunds und Offenheit gegenüber hadronischen Reaktionen, prägen den Entwurf der Triggerlogik (s. Abb. 12, detail. Abb. 13 - 18). Sie arbeitet im wesentlichen in 3 Stufen:

Im ersten Schritt wird entschieden, ob das Strahlteilchen gut vermessen ist. Der zweite fragt, ob überhaupt eine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat. Die dritte, weitauf aufwendigste Stufe entscheidet dann, ob es sich um ein hadronisches oder elektromagnetisches Ereignis handelt.

2.2.1 Der Photon Interaction-Trigger (Abb. 13)

In der ersten Stufe wird zunächst das sog. Quick TAG gesetzt. Es verlangt Signale aus den Hodoskopen H4.1 und H4.2 sowie der Bleiglasmatrix LG:

$$\text{QTAG} = \text{H4.1} \cdot \text{H4.2} \cdot \text{LG}$$

Ist QTAG gesetzt, so wurde eine Photon im Tagging-System vermessen. Ob es sich um ein "gutes" Photon handelt, entscheidet der nächste Schritt, in dem die Information der anderen Detektoren des Tagging-Systems hinzugenommen werden. Sie formen das sog. TAG. Liegt kein Signal in den Zählern (RV, HOV1, HOV2, S2, V2) vor, ist das Strahlteilchen sauber vermessen worden.

$$\text{TAG} = \text{QTAG} \cdot \overline{\text{RV}} \cdot \overline{\text{HOV1}} \cdot \overline{\text{HOV2}} \cdot \overline{\text{S2+V2}}$$

In der zweiten Stufe wird gefragt, ob eine Reaktion in Target stattgefunden hat. Wenn ja, so hat die Endcap (EC), der kleine 5 mm dicke Szintillationszähler am Ende des Targets, angesprochen. Der sog. Interaction Trigger wird gesetzt:

$$\text{INT} = \text{TAG} \cdot \text{EC}$$

Damit ist die zweite Stufe abgeschlossen und sichergestellt, daß ein Ereignis stattgefunden hat, dessen Energie bekannt ist. Der dritte Schritt, die Entscheidung, ob es ein hadronisches oder ein elektromagnetisches Ereignis ist, wird erst vorgenommen, falls INT gesetzt ist. Er ist in mehreren Stufen unterteilt und benötigt mehrere Detektorcomponenten, die bisher nicht beschrieben wurden.

2.2.2 Der Hadron Interaction-Trigger (Abb. 14)

Da für die Hadrondaten das aufwendige Tagging-System nicht gebraucht wurde, konnte auch der Interaction Trigger vereinfacht werden. Das Quick TAG wird ersetzt durch Quick Beam:

$$\text{QBAM} = \text{S3.1} \cdot \text{S3.2} \cdot \text{TTC}$$

Es wird geformt aus den Signalen zweier Szintillationszählern S3.1, S3.2 aus der "Region 3" der Beamline, zusammen mit dem Signal der Tagging Target Counters aus der "Region 4". Da beim Hadronstrahl der Untergrund kein Problem darstellt (die "Quelle" war weit genug entfernt, außerdem entfiel das Problem der Synchrotronstrahlung in den Umlenkmagneten), wurden die Szintillationszähler S2 und V2 nur noch als "aktive" Kollimatoren eingesetzt. Das Radiation Veto RV sowie das Holey Veto HOV1 wurden zur Sicherheit weiter im Trigger gelassen:

$$\text{BEAM} = \text{QBAM} \cdot \text{S2} \cdot \overline{\text{V2}} \cdot \overline{\text{RV}} \cdot \overline{\text{HOV1}}$$

Die Endcap vervollständigte den Hadron Interaction Trigger:

$$\text{INT} = \text{BEAM} \cdot \text{EC}$$

Da der gesamte weitere Trigger zur Entscheidung Zeit benötigte, wurde das Interaction-Signal mit einer Totzeitlogik verknüpft (s. Kap. 2.2.6):

$$\text{INT} \cdot \overline{\text{DT}}$$

2.2.3 Der Hadron Calorime-Trigger (HGL) (s. Abb. 15)

Die folgenden Triggerschritte waren für die Photondaten konzipiert, blieben aber bei den Hadrondaten, falls nicht anders erwähnt, aus Kompatibilitätsgründen weiterhin in Kraft.

Ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal zwischen elektronischen und hadronischen Ereignissen ist der Öffnungswinkel, mit dem die Sekundarteilchen in Bezug auf die Strahlachse das Target verlassen. Theoretisch ist dieser für elektromagnetische Reaktionen fast gänzlich zu vernachlässigen. Durch die experimentelle Auflösung sowie durch Vielfachstreuung wird er auf bis zu 2 mrad vergrößert. Dennoch ist er damit um einiges kleiner als der vergleichbarer hadronischer Reaktionen.

Aus diesem Grund wurde eine sog. Hodoskop-Guliotine (HGL) gebaut, die aus zwei durch den RICH getrennten Hodoskopen (H1, H4) bestand. In der Mittelebene ließen beide Hodoskope einen +3 mrad breiten Schlitz frei (vom Target aus gesehen, Abb. 19). Das G-Magnetfeld fächert die Spuren in der x-y-Ebene auf, nicht jedoch in der z-Richtung. Da nun die e^+e^- Paare einen wesentlich kleineren Öffnungswinkel haben, fliegen sie durch den Schlitz der Guliotine und hinterlassen kein Signal in den Hodoskopen. Demgegenüber treffen in hadronischen Ereignissen mit hoher Wahrscheinlichkeit einige Spuren die Hodoskope und setzen ein Signal.

Verlangt man nun, daß in einer Reaktion zumindest eine Spur entweder beide oberen (H1T, H4T) oder beide unteren Hodoskope (H1B, H4B) gefeuert haben, so erreicht man eine effektive Unterdrückung der elektromagnetischen Ereignisse. Nach HGL ist das Verhältnis von e^+e^- zu Hadronen von ehemals 200/1 auf 1/1 gesunken:

$$\text{HGL} = \text{INT} \cdot \overline{\text{DT1}} \cdot (\text{H1T} \cdot \text{H4T} + \text{H1B} \cdot \text{H4B})$$

2.2.4 Der Photon Good-Event-Trigger (Abb. 17)

Aus verständlichen Gründen ist eine weitere Untersezung der Elektronenrate nötig.

Das geschieht zum einen, indem ein zufälliges Feuern von HGL verhindert wird (MAT), zum anderen durch ein weiteres, diesmal aktives elektromagnetisches Veto (EMV).

In dem sog. Matrix Coincidence Trigger (MAT) wird eine räumliche Korrelation zwischen den Treffern in der Guillotine 1 und 4 gefordert. Dazu wird die Trefferinformation aus den 2 x 32 senkrechten Szintillationsstreifen von HIT bzw. H1B ausgelesen und eine Trefferwahrscheinlichkeit in den 2 x 15 "slots" von H4T bzw. H4B vorhergesagt. Der vorhergesagte Trefferort wird mit dem gemessenen verglichen. Stimmen sie innerhalb gewisser Toleranzen überein, so wird der Matrix Trigger gesetzt. Ein zufälliges Feuern ist somit stark unterdrückt.

Eine genauere Beschreibung befindet sich in /94/.

Das aktive elektromagnetische Veto (EMV) (Abb. 19) ist ein Teil des in Kap. 2.1.5 beschriebenen Photodetektors (GPD, PLUG). Es nutzt die unterschiedliche Schauerentwicklung, insbesondere die Schauertiefe, von Elektronen bzw. Hadronen in Materie aus. Die mittlere freie Weglänge von Elektronen in Blei beträgt ca. 0.56 cm, die Absorptionslänge, die als Maß für Hadronen geläufig ist, beträgt jedoch im gleichen Material 18.5 cm. Elektronen deponieren ihre Energie bereits sehr weit vorne im Detektor, während Hadronen tiefer eindringen. Messungen ergaben, daß der Schauerswerpunkt von Elektronen im GPD bereits am Ende des ersten Segmentes liegt, während der der Hadronen erst am Ende des letzten Segmentes zu finden ist /93/. Er variiert natürlich mit der Energie. Aus diesem Grunde wurde die Mittelebene des ersten Segmentes des GPD mit in den Trigger einbezogen. Im Runjahr 1985 wurde auch der PLUG integriert. Sie formen jeweils das Signal für EMVLeft, EMVRight (GPD) und EMVCenter (PLUG). Left, right, center bezieht sich auf den Blick in Strahlrichtung.

Im GPD werden dazu zwei Photomultiplier pro Seite ausgelesen, im PLUG die mittleren zwei Blockreihen. Der aktive Bereich des EMV beträgt im GPD also $|z| < 2.2$ cm, im PLUG $|z| < 3.2$ cm. Übersteigt die in dieser Zone deponierte Energie einen Wert von 60 GeV pro Bereich, so handelt es sich bei dem auftreffenden Teilchen mit ziemlicher Sicherheit um ein Elektron/Positron (s. Kap. 4.2). Das Veto wird gesetzt, das Event als elektromagnetisch verworfen. Die einzelnen Signale EMVLeft, EMVRight und EMVCenter werden auf ein logisches "ODER" gegeben und bilden das sog. EMV.

Am Ende der Kette Guillotine, Matrix, EMV ist der Anteil des elektromagnetischen

schon Untergrundes bis auf 20 % reduziert worden. Dies entspricht einer Effizienz von 99.9 %.

Als letzte wesentliche Trigger-Komponente steht am Ende der Beamline ein in Bonn gebautes elektromagnetisches Kalorimeter (Beam Veto) direkt in der Strahlachse /10/. Es handelt sich um einen Blei-Szintillator-Sandwichbau, in dem 16 x 16 cm² große und 2 mm dicke Bleiplatten sich mit 6 mm Plastikszintillator in 54 Lagen abwechseln (ca. 20 Strahlungslängen). Abb. 9 zeigt den Aufbau.

Die Aufgabe des Kalorimeters in Trigger gliedert sich in zwei Bereiche:

Es soll primäre Photonen, die im Target keine Wechselwirkung hervorgerufen haben, im Trigger mit einem Veto belegen. Diese Photonen haben beinahe noch ihre gesamte Energie und deponieren sie im Beam Veto (BV). Die Erkennung ist eindeutig.

Die zweite Aufgabe ist etwas diffiziler. Wie im Kap. 2.1.1 erwähnt, tritt relativ häufig eine Doppelbremsstrahlung im Radiator Target auf. In diesem Fall bestimmt das Tagging-System lediglich die Summenenergie der beiden Bremsstrahlungsquanten. Wenn nun eines der beiden Photonen im Target wechselwirkt, während das andere das Target ohne Reaktion durchquert, ist die Gesamtenergiebilanz des Ereignisses falsch. Sie muß um den Wert des zweiten Photons korrigiert werden, oder das Ereignis muß verworfen werden. Das Beam Veto arbeitet nun wie folgt.

Wird im Kalorimeter eine Energie bis zu 30 GeV (1984: 60 GeV) deponiert, so wird die vom Tagging-System ermittelte Energie um diesen Wert korrigiert. Übersteigt die Energie 30 GeV (60 GeV), wird das Event vollständig verworfen (s. Kap. 4.1).

Damit ergibt sich als sog. Maintrigger - oder auch Good Event Trigger (GEV) - folgende Bedingung:

$$\text{GEV} = \text{HGL} \cdot \text{MAT} \cdot \text{EMV} \cdot \text{BV}$$

Von den ehemals 2×10^5 Photonen pro burst überleben ungefähr noch 100 - 140 den gesamten Trigger. Hierunter sind wiederum ca. 20 % elektromagnetischen Ursprungs.

2.2.5 Der Hadron Good-Event-Trigger (Abb. 18)

In Kap. 2.1 wurde die Strahlerzeugung im hadronischen Strahl erläutert und auf die Rolle der CEDARs im Trigger hingewiesen. Um den Anteil der Kaonen im Strahl zu erhöhen wurden die Plonen um einen Faktor 4 untersezt. Die

Information, daß das Strahlteilchen ein Pion oder ein Kaon ist, stand nach der HGL zur Verfügung. Dagegen war im GEV Trigger kein Beam Veto mehr nötig, auch das EMV wurde nur noch "geflagged", so daß der Hadron GEV Trigger wie folgt aussah:

$$\text{GEV} = \text{HGL} \cdot \text{MAT} \cdot \text{CEDAR}(1/4\pi + K)$$

2.2.6 Das Dead-Time-System (Abb. 16)

In Abb. 12 ist eine Tod-Zeit-Logik schematisch eingetragen, welche in Abb. 16 im Detail dargestellt wird. Sie gewährt dem Trigger Zeit zur Entscheidung, falls INT gesetzt ist.

Nach dem INT gefeuert wurde, wurde durch DT1 (DTU1) ein 350 ns "Dead Time Gate" gesetzt, so daß keine Events akzeptiert werden konnten und HGL Zeit hatte, das Ereignis zu analysieren. In 90 % der Fälle wurde HGL nicht gefeuert und deshalb das Dead Time Gate wieder freigegeben. Ist HGL erfüllt, wird ein zweites Dead Time Gate DT2 (DTU2) für 850 ns gesetzt, so daß GEV das Ereignis untersuchen kann. In ca. 95 % der Fälle wird es vom GEV verworfen und nach ca. 4 µs der Trigger wieder freigegeben. Falls jedoch ein gutes Ereignis vorliegt, wurde noch einmal ca. 102 µs auf die Todzeit aufaddiert, um die Daten auszulesen und den CAMAC-Schwellen Zeit zu geben, zur Nullage zurückzugehen.

Insgesamt resultiert eine mittlere Todzeit von ungefähr 68 % bei Hadronen und von 32 - 48 % je nach SPS-Beamintensität beim Photonbeam.

2.2.7 Der Trigger auf Abwegen

In Abb. 12 ist der Photon Trigger dargestellt. Neben der oben beschriebenen Haupttriggerlinie, in Abb. 12 mit => gekennzeichnet, gibt mehrer Möglichkeiten im Trigger andere Pfade zu gehen. Die wichtigsten sind eingezeichnet. Jede der drei Haupttriggerelemente INT, HGL, GEV, kann durch einen "bypass" umgangen und so außer Kraft gesetzt werden. Neben dieser permanenten Ausschaltung, die zur Kontrollmöglichkeit während der "Runs" eingebaut wurde, gibt es noch eine zweite ratenmäßig untersetzte bypass-Schaltung als Ergänzung. In diesen sog. Monitor-Trigger, kann nachträglich die Funktionsweise des Detektors überprüft werden (s. Kap. 4):

MONITOR = INT . DT1
oder
MONITOR = INT . DT1 . HGL
oder
MONITOR = INT . DT1 . HGL . GEV

Die übrigen Triggersignale hatten keine Entscheidungsgewalt, wurden aber geflagged.

Die Effizienz des Triggers wurde mit dem totalen inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt überprüft. Er wurde in der Reaktion $pp \rightarrow \text{Hadronen}$ mit $(91 \pm 15) \mu\text{b}$ im Vergleich zu den erwarteten ca. 100 - 120 μb bestimmt /64/. Allerdings kann die Akzeptanz des Triggers von diesem Verhältnis je nach zu untersuchender Reaktion stark abweichen, besonders betroffen sind Ereignisse niedriger Multiplicität, z. B. elastische oder quasielastische Reaktionen.

Die Akzeptanz des Triggers muß deshalb von Fall zu Fall untersucht werden. Als Hilfsmittel hierfür bieten sich Simulationen oder, wenn es sich um geometrische Effekte handelt, Raumdrawings an. Hierbei werden die Events um die Strahlachse rotiert und in Abhängigkeit vom Drehwinkel die Anzahl der geladenen Teilchen registriert. Aus Maxima und Minima der Verteilung erhält man die Akzeptanz.

Eine detailliertere Darstellung des Triggers findet man in /64/.

Der gesamte Trigger konnte online durch fünf computer-gesteuerter Relais (C1, ..., C5) kontrolliert und umgeschaltet werden. Sie sind in Abb. 12 der Übersicht halber nicht eingezeichnet und sind /21/ zu entnehmen.

2.3 Die Ereignisrekonstruktion

Die vom Computer ausgelesenen Detektorinformationen wurden als Rohdaten in der sog. "ROMULUS"-Baumstruktur auf Band geschrieben.

Zwei große Produktionsprogramme verarbeiteten dieses Format und wandeln es in ein mehr physikalisches um. Als erstes wird ein Spurrekonstruktionsprogramm mit Namen TRIDENT geführt.

2.3.1 TRIDENT

In TRIDENT (Track Identification program) werden die Spuren der geladenen Teilchen und der Vertices rekonstruiert. Es wurde vom CERN für das Ω -Spektrometer erstellt, von der WA69 Kollaboration weiterentwickelt, den eigenen Bedürfnissen angepaßt und verbessert. Es benutzt die Information des Tagging-Systems, um im Programmteil PEDRO den Impuls des einfallenden Photons zu finden. Hiernach werden die Ω -Kammern ausgewertet und die geladenen Spuren durch "spline fits" gewonnen. Von den Spuren extrapoliert es auf

den Vertex zurück und fittet einen Hauptvertex. Allerdings läßt es auch zweite Topologien, d. h. Vertices aus Zerfällen wie $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ zu. Auf dem TRIDENT "output" kann bereits physikalische Auswertung betrieben werden, so wie in dieser Arbeit in den Kap. 4 geschehen. Eine genauere Beschreibung befinden sich in /22/.

2.3. PHOENIX

Nach dem TRIDENT die geladenen Spuren, den Vertex und den Beam rekonstruiert hat, wird im Programm PHOENIX die Informationen der Teilchenidentifikations-Detektoren hinzugefügt. Dabei dienen RICH und TRAD zur Identifikation von geladenen Teilchen, der GPD und der PLUG zur Messung von neutralen Zerfallsprodukten.

3. Die Produktion von Vektormesonen

3.1 Das VMD-Modell

In der theoretischen Beschreibung inklusiver Prozesse der Natur

$$A + B \rightarrow C + X,$$

wobei X ein nicht näher bekannter Endzustand ist, ist der historische Ausgangspunkt in der Entwicklung des Quark-Parton-Modelles zu sehen. Ende der 60er, Anfang der 70er Jahren gelang es mit der Quark-Parton-Vorstellung /23/, die bekannten Daten der Lepton-, bzw. Hadronstreuung bei hohem Transversalimpuls mit großem Erfolg zu beschreiben. Das Modell wurde daraufhin für die inklusive Hadroproduktion in den Bereich kleiner Transversalimpulse extrapoliert, wo es rege Anwendung fand. In dem speziellen Gebiet der Photoproduktion inklusiver Prozesse wirkte der experimentelle Befund, daß sich der photonische Wirkungsquerschnitt von dem entsprechenden hadronischen lediglich um eine gewisse Größenordnung unterschied, sich aber ansonsten gleich verhielt, auf eine parallele Entwicklung in der Beschreibung photoninduzierter Daten hin /24/. Das daraus resultierende VMD-Modell (Vector-Meson-Dominance-Modell) ist seit langem etabliert /25/.

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) \sim \frac{1}{200} \left\{ \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) + \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) \right\}$$

Es geht davon aus, daß das Photon "hadronisch" mit dem Partner in der Reaktion wechselwirkt. Dazu dissoziiert das Photon in den Grenzen, die die Unschärferelation vorgibt, in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$). Die Zeitdauer in der dieses virtuelle Meson vorliegt, ist gegeben durch:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx 1$$

$$\Delta E = \sqrt{E_\gamma^2 + M_{q\bar{q}}^2} - E_\gamma \approx M_{q\bar{q}}^2 / 2E_\gamma$$

Daraus resultiert bei einer für unser Experiment typischen Photonenergie von 110 GeV die beträchtliche Wegstrecke von 73 fm ($M_{q\bar{q}} = 0.77 \text{ GeV}/c^2$). Es sind die $q\bar{q}$ Kombinationen erlaubt, in denen die Quantenzahlen des Photons erhalten bleiben:

$$J = 1, P = -1, C = -1, Y = 0, B = 0,$$

also die neutralen, flavourlosen Vektormesonen. Im Rahmen des VMD-Modells wird das Photon also als Überlagerung von diesen Vektormesonen aufgefaßt:

$$| \gamma \rangle = \frac{e}{f_p} | p^0 \rangle + \frac{e}{f_\omega} | \omega \rangle + \frac{e}{f_\phi} | \phi \rangle + \dots = \sum_V \frac{e}{f_V} | V \rangle$$

$$\text{mit : } | p^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| u\bar{u} \rangle + | d\bar{d} \rangle)$$

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

$$| \phi \rangle = | s\bar{s} \rangle$$

Die Kopplung des Photons an das Vektormeson ist ein Prozeß der Quanten-Elektro-Dynamik. Die Kopplung ist deshalb proportional zur Elementarladung e , die Übergangswahrscheinlichkeit proportional zu $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, was sofort die unterschiedliche Größenordnung der zwei Wirkungsquerschnitte erklärt. Die Kopplungskonstanten f_p , f_ω , f_ϕ , ... ergeben sich einmal aus den SU(3) Funktionen (s. o.) zu:

$$\left(\frac{e}{f_p}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\omega}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\phi}\right)^2 = 9 : 1 : 2 \quad /26/$$

und sind über ihre leptonsche Breite im Prozeß $VM \rightarrow e^+e^-$ einer direkten Messung zugänglich:

$$\left(\frac{e}{f_p}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\omega}\right)^2 : \left(\frac{e}{f_\phi}\right)^2 = 8.8 \pm 2.6 : 1 : 1.70 \pm 0.41 \quad /26/$$

Dem gesamten Streuprozess liegt also die Idee zugrunde, die in Abb. 20 skizziert ist.

Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist auf die Berechnung von Übergangsmatrixelementen beschränkt. Unter Vernachlässigung der sog. "off-diagonal" Elemente bleibt

$$\sigma_{\text{tot}}(p \rightarrow h + X) = \sum_V \frac{e^2}{f_V^2} \sigma_{\text{tot}}(V p \rightarrow h + X)$$

Die "off-diagonal" Terme können jedoch in bestimmten Bereichen, so z. B. der $p(1600)$ -Produktion, bedeutende Beiträge liefern (s. Abb. 22) /27/.

3.2 Die Diffraktive Vektormesonerzeugung

In elastischen Prozessen $p \rightarrow VM + p$ hat man ein stark diffraktives Verhalten festgestellt /28/:

- Der Wirkungsquerschnitt ist fast unabhängig von der Energie.
- Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ fällt mit $\exp(-b|t|)$

- Eine fast rein imaginäre Streuamplitude in Vorwärtsrichtung.
- Einen Austausch der Quantenzahlen des Vakuums im t -Kanal (Pomeron-Austausch).
- s -Kanal-Helizitätserhaltung.

Im Rahmen der Regge-Theorie /29, 30/ ist dieses Verhalten durch den Austausch von sog. Regge-Trajektorien beschrieben worden. Regge behandelt den Drehimpuls des Austauschteilchens als komplexe Variable $\alpha(t) = \text{Re}(\alpha(t)) + i \text{Im}(\alpha(t))$. Gebundene Zustände entsprechen den Singularitäten in der komplexen Drehimpulsebene. Die Partialwellenzerlegung der Streuamplitude wird damit zu einer Summe über diese Regge-Pole und einem Untergrundintegral. Nimmt man an, daß ein Pol dominiert, so bleibt als Ansatz für die Streuamplitude:

$$F(s,t) \sim \frac{1}{k} \beta_1(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_1(t)}$$

wobei $\beta_1(t)$ die Regge-Residuen des Pols enthält und physikalisch die Kopplung der Trajektorie $\alpha_1(t)$ an äußere Teilchen beschreibt (s_0 : Skalenparameter, k : Wellenvektor). Der differenzielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dQ} \frac{dQ}{dt} = \left(F(s,t)\right)^2 \frac{\pi}{k^2}$$

Im Hochenergielimes erhält man:

$$\frac{d\sigma}{dt} = D_1(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_1(t)-2} \quad \text{mit: } D_1 \text{ ist nur noch eine Funktion von } t$$

Für kleine t kann die Regge-Trajektorie α linear approximiert werden $\alpha(t) = 1 + bt$.

Der elastische differenzielle Wirkungsquerschnitt nimmt die Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \exp\left[2b \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)t\right]$$

an.

Auf Regge aufbauend, gelang es Müller /31/, das Konzept auch auf die inklusive Produktion auszubauen, indem er die inklusive Reaktion $A + B \rightarrow C + X$ mit Hilfe der Ladungskonjugation und der Zeitumkehr als eine exklusive Dreiteilchenreaktion

$$A + B + \bar{C} \rightarrow A + B + \bar{C}$$

beschrieb.

Der differenzielle Wirkungsquerschnitt stellt sich schließlich dar als

$$\frac{d^2\sigma}{dX_F dt} = \beta_{pp} p(0) \beta_{\gamma}^2 VM p(t) G_{ppp} \frac{1}{16\pi (1-X_F)}$$

P ... Proton
P ... Pomeron
VM ... Vektormeson

wobei $\beta(t)$ die Kopplung der äußeren Teilchen (durch Indizes vermerkt) an die entsprechenden Regge-Trajektorien und G die Kopplung der Trajektorien untereinander beschreib.

Die Gültigkeit dieses Ansatzes wurde u. a. in /32/ für die inklusive ϕ Produktion gezeigt.

3.3 Die Nichtdifffraktive Produktion

Der quasi-difffraktive Wirkungsquerschnitt beträgt allerdings nur einen gewissen Teil des Gesamtwirkungsquerschnittes von inklusiven Reaktionen der Art $\gamma p \rightarrow VM + X$. Der weitaus größere Teil wird nicht difffraktiv erzeugt. Er wird in der gängigen Theorie durch das sog. Quark-Fusion-Modell erklärt /33 - 36/. Dieses beruht auf dem schon angesprochenen Quark-Parton-Modell /37/.

3.3.1 Das Quark-Fusion-Modell

Da das Quark-Parton-Bild große Erfolge in der Beschreibung von Streuprozessen bei hohen Transversalimpuls erzielte, wurde in kleine Q^2 -Bereiche extrapoliert. In diesem sog. Quark-Fusion-Modell wird versucht, die bei der inklusiven Reaktion entstehenden Hadronen aus den See- und den Valenzquarks zu fusionieren. Andere Modelle /41/, wie z. B. das Rekombinationsmodell, bauen die entstehenden Teilchen aus den Quarks des einfallenden Strahlteilchens auf. Es findet seine Anwendung im Strahlfragmentationsbereich bei hohen Energien, während das Quark-Fusion-Modell eher den mittleren X_F Bereich beschreibt. Eine entscheidende Rolle bei der Entwicklung des Quark-Fusion-Modelles, wie überhaupt in der gesamten Geschichte des Quark-Parton-Modelles und der QCD, spielt der Drell-Yan-Prozeß, der ursprünglich für die inklusive $\mu^+\mu^-$ Paarzeugung aufgestellt (s. Abb.21) /42/.

Im Drell-Yan-Prozeß wird der Wirkungsquerschnitt durch die Einbettung des Subprozesses $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ in die Gesamtreaktion unter Einbeziehung der

Strukturfunktionen der beteiligten Teilchen gewonnen. Die Übertragung in das Quark-Fusion-Modell geschieht jetzt, indem der Subprozeß $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ ersetzt wird durch $q\bar{q} \rightarrow$ Vektormeson.

Mit den entsprechenden Kopplungskonstanten $g_q^2/4\pi$ lautet der Wirkungsquerschnitt /43, 44/ :

$$\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dX_F} = \frac{4\pi^2}{3 M_{VM}^2} \sum_{q=u,d,s} \frac{g_q^2}{4\pi} \left\{ F^q(x_1) F^q(x_2) + F^q(x_1) F^q(x_2) \right\}$$

wobei : $x_1 \dots$ Bjorken x der Partonen, $X_F = x_1 - x_2$
F die Strukturfunktionen

Man ist somit vom Drell-Yan-Prozeß auf relativ einfachen Wege zu einer näheren Beschreibung des inklusiven Wirkungsquerschnittes in der Vektormesonproduktion gelangt. Obige Formel wurde in verschiedenen Experimenten bestätigt /34, 35/, obwohl sie rigorose Vereinfachungen macht. Die gravierendste ist die Vernachlässigung der Transversalimpulse der Partonen, was den Anwendungsreich reich sofort auf die schweren Quarks c, b, t, einschränkt. Dennoch ist das Quark-Fusion-Modell bereits mehrfach zur Beschreibung der inklusiven ϕ bzw. K^0 * Produktion eingesetzt worden /32, 47 - 49/.

Diese Arbeit versucht noch einen Schritt weiter, indem sie das Quark-Fusion-Modelle auf die inklusive ρ^0 Produktion anwendet. Sie extrapoliert also den Einsatz des Modelles bis hin zu $Q^2 \approx M_{VM}^2 = 0.59 \text{ GeV}^2$.

3.3.2 Das naive Quark-Fusion-Modell der inklusiven ρ^0 Photoproduktion

Wir betrachten das Photon im VMD-Modell als Überlagerung von virtuellen Vektormesonen.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow VM + X$ ist

$$\frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dX_F} = \frac{4\pi^2 \alpha}{3 M_{VM}^2} \sum_V = \rho^0, \omega, \phi \frac{4\pi}{f_V^2} \cdot \sum_{q=u,d,s} \frac{g_q^2}{4\pi} \left\{ F_V^q(x_1) F_V^q(x_2) + F_V^q(x_1) F_V^q(x_2) \right\}$$

wobei sich F jeweils in einen Valenz- und einen Seequarkanteil zerlegt:

$$F(x) = V(x) + S(x)$$

jeweils für Vektormeson und Proton.

Die Quark-Impuls-Verteilungsfunktion im Nukleon ist bekannt. Es existieren mehrere Parametrisierungen. Diese Arbeit hält sich an die von Duke-Owens /56,

57/ 1983 veröffentlichte Version. Die Autoren extrahierten aus der tiefinelastischen Streuung eine Parametrisierung für die Quark- und Gluonverteilungsfunktionen in Nukleonen im Bereich von $Q^2 \approx 4 - 200$ (GeV/c)². Die Autoren zitieren zwei verschiedene Parametrisierungen (Duke-Owens-1, Duke-Owens-2), die sich vor allem in der Normierung der Gluonstrukturfunktion unterscheiden. Das Resultat ihrer Arbeit ist:

Valenzquarkverteilung für das d-Quark:

$$x d_v = N_d x^{\eta_3} (1 - x)^{\eta_4} (1 + \tau_d x)$$

für das u-Quark:

$$x u_v = N_{ud} x^{\eta_1} (1 - x)^{\eta_2} (1 + \tau_{ud} x) - x d_v$$

Seequarkverteilung: $x \bar{u} = x \bar{d} = A_s (1 - x)^{\eta_s} \frac{s}{6}$

Gluonverteilung: $x G(x, Q_0^2) = A_g (1 - x)^{\eta_g} (1 + \tau_g x)$

$$\text{mit : } N_{ud} = 3 / \left\{ B(\eta_1, \eta_2 + 1) \left(1 + \frac{\tau_{ud} \eta_1}{\eta_1 + \eta_2 + 1} \right) \right\}$$

$$N_d = 1 / \left\{ B(\eta_3, \eta_4 + 1) \left(1 + \frac{\tau_d \eta_3}{\eta_3 + \eta_4 + 1} \right) \right\}$$

$B(y, z)$ Euler'sche Beta-Funktion

Die η_1 , τ_1 , A_1 sind Funktionen von S:

$$S = \ln \frac{\ln \left(\frac{Q}{\Lambda} \right)^2}{\ln \left(\frac{Q_0}{\Lambda} \right)^2}$$

bei $Q_0^2 = 4$ (GeV/c)² und $\Lambda = 0.2$ GeV/c.

In allgemeiner Form sind sie der zitierten Arbeit zu entnehmen.

Da das Q^2 in dem zu betrachtenden Prozeß der inklusiven ρ^0 Produktion im Bereich von $Q^2 \approx M_p^2 = 0.59$ (GeV/c)² liegt, wurde der unterste von den Autoren zugelassene Wert von $Q^2 = 4$ (GeV/c)², d. h. $s = 0$ als Approximation gewählt. Eine ähnliche Näherung hat schon bei den Vorgängereperiment WAs7 zum Erfolg geführt.

Duke-Owens-1 :	$\eta_1 = 0.419$	$\tau_{ud} = 4.40$
	$\eta_2 = 3.46$	$\tau_d = 0$
	$\eta_3 = 0.763$	$N_{ud} = 1.874$
	$\eta_4 = 4.00$	$N_d = 2.778$
	$\eta_s = 8.05$	$A_s = 1.265$

Duke-Owens-2 : $\eta_1 = 0.374$ $\tau_{ud} = 6.03$

$$\eta_2 = 3.33 \quad \tau_d = 0$$

$$\eta_3 = 0.761 \quad N_{ud} = 1.4362$$

$$\eta_4 = 3.83 \quad N_d = 2.687$$

$$\eta_s = 9.15 \quad A_s = 1.67$$

Die Strukturfunktion des (vektor-) mesonischen Photons ist nicht bekannt. Deshalb wird in üblicher Weise auf die des Pions zurückgegriffen. Owens veröffentlichte 1984 die folgende Form /57/:

Valenzquarkverteilung: $x \bar{u}_\pi = x^a (1 - x)^b / B(a, b + 1)$

Seequarkverteilung: $x \bar{G} = x s = x c = A x^a (1 - x)^b (1 + \tau_1 x + \tau_2 x^2) / 6$

Wiederrum gilt für $Q^2 = Q_0^2 = 4$ (GeV/c)²:

$$\text{Duke-1 : } \begin{array}{ll} \text{Valenzterm} & a = 0.4 \quad b = 0.7 \\ \text{Seeterm} & \alpha = 0 \quad \beta = 5.0 \\ & \tau_1 = 0 \quad \tau_2 = 0 \\ & A = 0.9 \end{array}$$

Die benutzten Strukturfunktionen sind also:

Duke-Owens-1 :

u-Valenzquarkverteilung im Proton

$$x u_v = V_{up}(x) = 1.874 x^{0.419} (1-x)^{3.46} (1+4.4x) - V_{dp}(x)$$

d-Valenzquarkverteilung im Proton

$$x d_v = V_{dp}(x) = 2.778 x^{0.763} (1-x)^4$$

Seequarkverteilung im Proton

$$x \bar{u} = S_p(x) = 1.265 (1-x)^{8.05} / 6$$

Valenzquarkverteilung im Photon ($\approx$ Pion)

$$x v_\pi = V_f(x) = 0.5192 x^{0.4} (1-x)^{0.7}$$

Seequarkverteilung im Photon ($\approx$ Pion)

$$7_S = S_T(x) = 0.9 (1-x)^5 / 6$$

Duke-Owens-2 :

$$V_{up}(x) = 1.436 x^{0.374} (1-x)^{3.33} (1+6.03x) - V_{dp}(x)$$

$$V_{dp}(x) = 2.687 x^{0.761} (1-x)^{3.83}$$

$$S_p(x) = 1.67 (1-x)^{9.15} / 6$$

Als weitere Parametrisierung wurde die von Glück, Hoffmann und Reya /58/ eingesetzt:

$$V_{up}(x) = 1.230 x^{0.421} (1-x)^{2.3.37}$$

$$V_{dp}(x) = 0.541 x^{0.364} (1-x)^{2.5.09}$$

$$S_p(x) = 0.25 (1-x)^7$$

Um das Quark-Fusion auf die inklusive ρ^0 Produktion zu übertragen, wurde folgender Weg eingeschlagen /50/. Das ρ^0 wird im Quark-Parton-Modell als Linearkombination von $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ dargestellt:

$$|\rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$$

In der Produktion dieses Vektormesons müssen also die Quark-Antiquark-Paare aus den Partonen des einfallenden Vektormesons und des Targetteilchens aufgebaut werden. Dieses ist im Quark-Fusion-Modell nun im wesentlichen eine kombinatorische Frage. Die verschiedenen Prozesse gliedern sich in zwei Kategorien:

- die OZI /51 - 53/ erlaubten Prozesse, sie koppeln mit $g_N^2/4\pi$
- die OZI verletzenden Reaktionen, deren Kopplungskonstante $g_V^2/4\pi$ genannt wird

Das Verhältnis der Kopplungskonstanten $(g_V/g_N)^2$ liegt in der ϕ Produktion in der Größenordnung $0.1 - 0.05 / 32/$, was als obere Grenze für die ρ Produktion anzusehen ist:

$$(g_V/g_N)^2 < 0.05$$

Im folgenden sind die Kombinationsmöglichkeiten aufgelistet.

OZI erlaubt:

Teilchen	Quark-inhalt	Möglichkeiten der Bildung	Ziel	Gewicht
γ p	$u\bar{u}$ uud	$\begin{pmatrix} u & V \\ \bar{u} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u & S \\ \bar{u} & V \end{pmatrix} (2x \begin{pmatrix} \bar{u} & V \\ u & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix})$	$\rightarrow u\bar{u}$	$\} \text{ je } \frac{1}{2}$
γ p	$u\bar{u}$ uud	$\begin{pmatrix} \bar{d} & S \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{d} & S \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ \bar{d} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow d\bar{d}$	
γ p	$d\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} u & S \\ \bar{u} & S \end{pmatrix} (2x \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix})$	$\rightarrow u\bar{u}$	$\} \text{ je } \frac{1}{2}$
γ p	$d\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} \bar{d} & V \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{d} & S \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{d} & V \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ \bar{d} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow d\bar{d}$	
γ p	$s\bar{s}$ uud	$\begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u & S \\ \bar{u} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow u\bar{u}$	$\} \text{ je } \frac{1}{2}$
γ p	$s\bar{s}$ uud	$\begin{pmatrix} \bar{d} & S \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{d} & S \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ \bar{d} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow d\bar{d}$	

OZI verletzend:

die gleichen Anteile der erlaubten Reaktionen mit Gewicht 1 zuzüglich:

γ p	$u\bar{u}$ uud	$\begin{pmatrix} s & S \\ \bar{s} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & S \\ s & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1
γ p	$d\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} s & S \\ \bar{s} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & S \\ s & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1
γ p	$s\bar{s}$ uud	$\begin{pmatrix} s & V \\ \bar{s} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & V \\ s & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & S \\ s & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1

Für die ω Produktion erhalte man in dieser naiven Darstellung die gleichen Beträge.

zur Notation $\begin{pmatrix} u & V \\ d & S \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} u\text{-Valenzquark aus dem Photon} \\ d\text{-Seequark aus dem Proton} \end{pmatrix}$

Bevor die Kombinationen in Wirkungsquerschnitte umgesetzt werden, muß noch der sog. Strangeness-Unterdrückungsfaktor λ mit einbezogen werden.

Da in dem Modell u, d, s, Quarks eingehen, muß deren unterschiedliche Masse berücksichtigt werden. Da das s Quark schwerer als die anderen beiden ist (Brechung der SU(3) Flavour Symmetrie), ist es energetisch schwieriger, ss Quarks aus dem See zu erzeugen. Das Verhältnis zwischen der u/d und der s Quark Produktion ist in verschiedenen Experimenten durch das Verhältnis der inklusiv erzeugten π und K Mesonen bestimmt wurden /54, 55/. λ beträgt ungefähr $\lambda = 0.2 - 0.3$.

Übersetzt man und die Kombinationsmöglichkeiten in die Sprache der Wirkungsquerschnitte, so folgt zur Reaktion $7p \rightarrow p^0 X$ gemäß obiger Gleichung in der gleichen Reihenfolge der Kombinationen:

$$\begin{aligned} \frac{2E}{\gamma s} \frac{d\sigma}{dX_F} &= \frac{4\pi^2 \alpha}{3 M_p^2} \left\{ \left(\frac{1}{2} \frac{8N^2}{4\pi} + \frac{8v^2}{4\pi} \right) * \right. \\ &\left[\frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) (V_j S_p + S_j S_p + 2 \cdot V_j V_{up} + 2 \cdot S_j V_{up} + V_j S_p + S_j S_p) \right. \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) (S_j V_{dp} + S_j S_p + S_j S_p) \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) (S_j V_{dp} + 2 S_j S_p + S_j S_p) \\ &+ \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) (V_j V_{dp} + S_j V_{dp} + V_j S_p + S_j S_p + V_j S_p + S_j S_p) \\ &+ \frac{4\pi}{f_\phi^2} (2 \cdot S_j V_{up} + S_j S_p + S_j S_p) \\ &+ \frac{4\pi}{f_\phi^2} (S_j V_{dp} + S_j S_p + S_j S_p) \left. \right] \\ &+ \frac{8v^2}{4\pi} \left[\left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) \frac{\lambda^2}{2} (S_j S_p + S_j S_p) \right. \\ &+ \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) \frac{\lambda^2}{2} (S_j S_p + S_j S_p) \\ &+ \frac{4\pi}{f_\phi^2} (\lambda V_j S_p + \lambda^2 S_j S_p + \lambda V_j S_p + \lambda^2 S_j S_p) \left. \right] \end{aligned}$$

Die Parameter sind (wie im Text erwähnt):

$8N^2/4\pi$ Kopplung der OZI erlaubten Reaktionen

$8v^2/4\pi$ Kopplung der OZI verletzenden Reaktionen

λ Strangeness-Unterdrückungsfaktor

Fallt man die Terme zusammen: $7p \rightarrow p^0 X$

$$\begin{aligned} \frac{2E}{\gamma s} \frac{d\sigma}{dX_F} &= \frac{4\pi^2 \alpha}{3 M_p^2} \left\{ \left(\frac{1}{2} \frac{8N^2}{4\pi} + \frac{8v^2}{4\pi} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) (2 V_j V_{up} + V_j V_{dp}) \right. \\ &+ \left(\frac{1}{2} \frac{8N^2}{4\pi} + \frac{8v^2}{4\pi} \right) \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} + \frac{4\pi}{f_\phi^2} \right) (2 V_j V_{up} + V_j V_{dp}) \\ &+ \left(\left(\frac{1}{2} \frac{8N^2}{4\pi} + \frac{8v^2}{4\pi} \right) \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} \right) 2 + \frac{8v^2}{4\pi} \frac{4\pi}{f_\phi^2} 2\lambda \right) V_j S_p \\ &+ \left(\left(\frac{1}{2} \frac{8N^2}{4\pi} + \frac{8v^2}{4\pi} \right) \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} + \frac{4\pi}{f_\phi^2} \right) 4 \right. \\ &\left. + \frac{8v^2}{4\pi} 2\lambda \left(\frac{4\pi}{f_p^2} + \frac{4\pi}{f_\omega^2} + \frac{4\pi}{f_\phi^2} \right) \right) S_j S_p \left. \right\} \end{aligned}$$

Die Gleichung stellt das naive Quark-Fusion-Modell dar, das in Kap. 7.5 für die Photoproduktion angewandt wird. Es enthält keine Gluonbeiträge. Dadurch wird der Wirkungsquerschnitt in niedrigen X_F Regionen unterschätzt. Als freie Parameter stehen λ , $8N$ und $8v$ zur Verfügung:

$$\lambda = 0.2 - 0.3$$

$$(8v/8N)^2 < 0.05$$

3.3.3 Das naive Quark-Fusion-Modell für die p^0 Hadroproduktion

Da neben der Photoproduktion auch Daten des gemischten Hadronstrahls zur Verfügung standen, war es wünschenswert, den gleichen Ansatz auch auf diesen Teil anzuwenden.

Die π/K - Mischung des Strahls mußte allerdings in unserem simplen Ansatz vernachlässigt werden. Der Strahl wurde als reiner Pionstrahl approximiert. Da immer eine gleiche Anzahl Daten mit positiven und negativen Strahl betrachtet

wurde, galt es, zwei Reaktionstypen zu berücksichtigen:

- a) $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 + X$
 b) $\pi^- p \rightarrow \rho^0 + X$

Die Kombinationsmöglichkeiten zu a): $\pi^+ = u\bar{d}$

OZI erlaubt

Teilchen	Quark-Inhalt	Kombinationsmöglichkeiten	Ziel	Gewicht
π^+ p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} u & V \\ \bar{u} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2x & \bar{u} & S \\ u & V & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u & S \\ \bar{u} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow u\bar{u}$	} je $\frac{1}{2}$
π^+ p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} d & V \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow d\bar{d}$	

OZI verletzt

wie die erlaubten Reaktionen mit Gewicht 1
zusätzlich

π^+ p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} s & S \\ \bar{s} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & S \\ s & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1
--------------	-------------------	---	---	---

Die Kombinationsmöglichkeiten zu b): $\pi^- = u\bar{d}$

OZI erlaubt

π^- p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} \bar{u} & V \\ u & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2x & \bar{u} & S \\ u & V & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} & S \\ u & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u & S \\ \bar{u} & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow u\bar{u}$	} je $\frac{1}{2}$
π^- p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} d & V \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & S \\ d & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow d\bar{d}$	

OZI verletzt

wie die erlaubten Reaktionen mit Gewicht 1
zusätzlich:

π^- p	$u\bar{d}$ uud	$\begin{pmatrix} s & S \\ \bar{s} & S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{s} & S \\ s & S \end{pmatrix}$	$\rightarrow s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1
--------------	-------------------	---	---	---

Daraus resultiert analog zu Kap. 3.3.3 ein invarianter Wirkungsquerschnitt von:

$$\frac{2E}{\tau s} \frac{d\sigma}{dX_F} = \frac{4\pi}{3M_p^2} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{2} \frac{g_N^2}{4\pi} + \frac{g_V^2}{4\pi} \right) \left(\frac{3}{2} V_{\pi} V_p + 2 V_{\pi} S_p + S_{\pi} V_p + 2 S_{\pi} V_{up} \right) + 2 \left(\frac{1}{2} \frac{g_N^2}{4\pi} + \frac{g_V^2}{4\pi} \right) + \frac{g_V^2}{4\pi} \lambda^2 \right\} 2 S_{\pi} S_p$$

Wie in Kap. 3.3.3 beinhaltet obige Formel keine Gluonbeiträge. Sie findet in Kap. 7.5 Anwendung.

4. Die Akzeptanzuntersuchungen

Eine wesentliche Aufgabe dieser Arbeit bestand in der Bestimmung von Akzeptanzfaktoren einiger Triggerdetektoren, die in der absoluten Normalisierung des gesamten Experimentes eine entscheidende Rolle spielen.

Wirkungsquerschnitte werden in der Physik gemäß folgender Formel bestimmt:

$$\sigma = \frac{R}{F \cdot T} \cdot \frac{1}{ACC}$$

Dabei sind: R = Anzahl der gefundenen Ereignisse

F = Anzahl der Strahlteilchen

T = Targetflächendichte

ACC = $\Pi_i ACC_i$ Produkt der Akzeptanzfaktoren, die die

technischen Verluste beschreiben.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Akzeptanzfaktoren von zwei verschiedenen Triggerdetektoren, dem Beam Veto (s. Kap. 2.2.3) und dem EMV (s. Kap. 2.2.3, 2.1.5) bestimmt.

4.1 Die Beam Veto-Akzeptanz

Wie in Kap. 2.2.3 beschrieben, steht das Beam-Veto-Kalorimeter (kurz BV) am Ende der Beamline. Es hat zwei Aufgaben: Zum einen soll es die γ -Quanten registrieren, die im Target keine Wechselwirkung hervorgerufen haben. Zum anderen soll es die Daten auf Doppelbremsstrahlung korrigieren.

Das Taggingssystem war so ausgelegt, daß es pro Doppelbremsstrahlungsprozeß im Radiatortarget nur ein Bremsstrahlungspotential annahm, oder präziser ausgedrückt: Pro einfallendes Elektron durfte höchstens nur ein Bremsstrahlungspotential ausgesandt werden. Dieses war natürlich nur eine sehr grobe Näherung. Aufgrund der endlichen Dicke des Taggingtargets ($\sim 9\%$ Strahlungslänge) konnte ein durchaus beträchtlicher Teil der Elektronen eine Mehrfachwechselwirkung mit dem Target eingehen, so daß zwei Bremsstrahlungsquanten ausgesandt werden konnten, von denen eines in eine Reaktion mit dem Target treten konnte, während das andere das Target ohne Reaktion durchqueren konnte. Zur Korrektur der Doppelbremsstrahlung arbeitet das BV je nach Energiebereich in zwei verschiedenen Modi. Bis zu einer Schwellenenergie (E_{CT}) korrigierte es die durch das Taggingssystem gefundene γ -Energie des Ereignisses. Überschreitet die rekonstruierte Energie des Doppelbremsstrahlungspotentials allerdings diese Schwelle, so wurde das Ereignis insgesamt im Trigger verworfen, da sonst die Energiebestimmung des ersten Photons, das eine Wechsel-

wirkung mit dem Target hatte, zu ungenau würde. Die Ereignisse, die somit "gevetot" wurden, sind allerdings zu diesem Zeitpunkt schon durch das Taggingssystem gezählt und zum "flux" hinzugeaddiert worden. Man muß deshalb nachträglich F durch einen globalen Faktor ACC_{BV} , der die Anzahl der "gevetoten" Doppelbremsstrahlungsprozesse ausdrückt, korrigieren.

4.1.1 Theoretische Überlegung zur Größe der Beam-Veto-Korrektur

Zu allererst war interessant, in welcher Größenordnung diese Akzeptanzkorrektur liegen sollte. Dazu wurde auf die Arbeiten /60 - 62/ zurückgegriffen.

Mo und Tsai veröffentlichten 1969 eine Arbeit über Bremsstrahlungsprozesse von Elektronen und Muonen, Tsai und Whitis hatten bereits 1966 den Fall der Doppelbremsstrahlung behandelt.

In einem infinitesimalen dünnen Target beträgt für ein Elektron der Energie E_0 der differenzielle Wirkungsquerschnitt für die Aussendung eines Bremsstrahlungspotentials im Energieintervall k und $k + dk$:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{N} \frac{b}{X_0} \frac{1}{k} \left(\frac{E_0 - k}{E_0} + \frac{3}{4} \frac{k^2}{E_0^2} \right)$$

wobei: E_0 ... Primärenergie des Elektrons

k ... Energie des Bremsstrahlungspotentials

A ... Atomgewicht des Targetmaterials

N ... Avogadrozahl $6,0225 \cdot 10^{23}$ / Mol

b ... Materialkonstante des Targets

X_0 ... Strahlungslänge des Targets

Dieser Ausdruck muß jedoch für ein reales Target modifiziert werden. Aufgrund der endlichen Dicke treten Mehrfachwechselwirkungen auf. Dabei steigt nach /63/ die Anzahl niederenergetischer und sinkt der Anteil der hochenergetischen Photonen. Die Mehrfachwechselwirkung wurde in /60/ beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron der Primärenergie E_0 nach Durchlaufen eines Targetmaterials B der Dicke t [X_0] im Energieintervall zwischen E' und $E' + dE'$ vorzufinden ist:

$$\Phi_E(E_0, E', t) = \left(\frac{N}{A} X_0 t \frac{d\sigma}{dk} \left(\ln \frac{E_0}{E'} \right) \right) b t$$

($\ln(E_0/E')$) berücksichtigt die Mehrfachwechselwirkung

Benutzt man $E' = E_0 - k$ so folgt

$$\Phi_E(E_0, E', t) = b t \frac{1}{E_0 - E'} \left(\frac{E'}{E_0} + \frac{3}{4} \left(\frac{E_0 - E'}{E_0} \right)^2 \right) \left(\ln \frac{E_0}{E'} \right) b t$$

Wendet man nun diesen Ansatz auf die Doppelbremsstrahlung an, so geht man davon aus, daß das erste Photon direkt am Targetanfang steht, damit noch genügend Raum für eine zweite Wechselwirkung besteht. Folglich setzt man die Formel für infinitesimal dünne Targets an:

$$\phi_e(E_0, E_0) = \frac{1}{E_0 - E_0'} \left(\frac{E_0 + \frac{3}{4} \left(\frac{E_0 - E_0'}{E_0} \right)^2}{E_0} \right)^4 = \frac{1}{E_0 - E_0'} F(E_0, E_0)$$

Für das zweite Photon den obigen Ansatz ohne Mehrfachwechselwirkungsterm:

$$\phi_e(E_0', E', t) = bt \frac{1}{E_0' - E'} \left(\frac{E' + \frac{3}{4} \left(\frac{E_0' - E'}{E_0'} \right)^2}{E_0'} \right)^2$$

Dabei ist E_0' die nun vorliegende Elektronenenergie. Damit ist der Anteil der Photonen, die von einem zweiten Photon begleitet werden:

$$AN = \int_{E_0 - k_{1max}}^{E_0 - k_{1min}} \int_{E_0' - k_{2max}}^{E_0' - k_{2min}} \phi_e(E_0, E_0') \phi_e(E_0', E', t) dE' dE_0$$

mit : $k_{1max} \geq E_{\gamma 1} \geq k_{1min}$ Energie des ersten Photons
 $k_{2max} \geq E_{\gamma 2} \geq k_{2min}$ Energie des zweiten Photons

Der Term: $F(E_0, E_0')$ ist als Funktion von E_0 nahezu 1 und kann in der Integration vernachlässigt werden /62/. AN wird dadurch etwa um 5 % überschätzt. Die Integration liefert:

$$AN = bt \left\{ \ln \frac{k_{1max}}{k_{1min}} \ln \frac{k_{2max}}{k_{2min}} - \frac{k_{2max} - k_{2min}}{E_0} \ln \frac{k_{1max}(E_0 - k_{1min})}{k_{2min}(E_0 - k_{1max})} + \frac{3}{8} \frac{k_{2max} - k_{2min}}{E_0} \left(\frac{E_0(k_{1max} - k_{1min})}{(E_0 - k_{1min})(E_0 - k_{1max})} + \ln \frac{k_{1max}(E_0 - k_{1min})}{k_{1min}(E_0 - k_{1max})} \right) \right\}$$

Für unser Experiment können nun folgende Werte eingesetzt werden:

$$\begin{aligned} E_0 &= 200 \text{ GeV} \\ k_{1min} &= 60 \text{ GeV} \\ k_{1max} &= 180 \text{ GeV} \\ k_{2min} &= 30 \text{ GeV} \\ k_{2max} &= 120 \text{ GeV} \\ X_0 &= 9 \text{ \%} \\ b &= 1.36 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich als Abschätzung für den Anteil der Doppelbremsstrahlung:

$$AN = 20 \text{ \%}$$

d. h., daß ca. 20 % der getaggtten Photonen durch das BV verworfen werden, obwohl sie in der Taggrate F gezählt sind. Ein Akzeptanzfaktor würde somit lauten:

$$ACC_{BV} = 80 \text{ \%}$$

Als Fehler dieser theoretischen Betrachtung ist zumindest der Fehler durch die Vernachlässigung von $F(E_0, E_0')$ anzusetzen. Die Berechnung ist deshalb auf höchstens 5 % genau: $AN = (20 \pm 5) \text{ \%}$.

4.1.2 Die experimentelle Bestimmung der Beamvetoakzeptanz

Das Beamveto war, wie in Kap. 2.2 beschrieben, ein Teil des WA69-Triggers. Da es entscheidend in die Logik eingriff, war es nicht möglich, in den gewöhnlichen realen Daten (sog. Main-Trigger), seine Akzeptanz bezüglich Doppelbremsstrahlung zu bestimmen, da die "gevetoten" Daten erst gar nicht vom DAQ-System (Daten Aquisition System) aufgezeichnet wurden und somit nicht mehr verfügbar waren. Um aber dennoch im nachhinein Detektorstudien betreiben zu können, war im Trigger der Monitorweg eingebaut worden (Kap. 2.2). Bei den Monitortriggern handelt es sich um Ereignisse, die ohne die üblichen Triggeranforderungen aufgezeichnet worden sind. Lediglich INT mußte gesetzt sein, als Zeichen, daß überhaupt eine Wechselwirkung stattgefunden hat. Experimentell wurde dazu in regelmäßigen Abständen die auf INT folgende Triggerlogik außer Kraft gesetzt, d. h., sie ging nicht mehr in die Entscheidung ein, blieb allerdings eingeschaltet (geflagged), so daß ihr Verhalten auf die physikalischen Ereignisse später nachvollziehbar war. Insgesamt machen diese Monitortrigger ca. 4 bis 5 % der Daten aus. Hinzu kommen häufig noch spezielle Kalibrations Monitortrigger (z. B. die sog. UV-Lamps).

Die Ausgangsdaten für die Untersuchung hatten TRIDENT-Format. Von verschiedenen Runs der 8Ser Photon Daten wurden die Monitor Trigger "gestrippt" und auf zwei Bändern abgespeichert. Die "Strip-Kriterien" waren sehr lasch um möglichst keine Vorselektion zu treffen. Es wurde verlangt:

$$MONITOR = INT \cdot \overline{DT1} \cdot HGL$$

Die gestrippten Daten erfüllten also die ersten Bedingungen des sog. "Main-Triggers" ($INT \cdot \overline{DT1} \cdot HGL$). Der finale GEV-Trigger blieb jedoch offen. Damit war es möglich, die drei Komponenten MAT, EMV und BV getrennt voneinander zu untersuchen. Die Striprate beträgt 4.4 %. Im Endeffekt konnten aber nur 2.7% der Daten gebraucht werden, da der Anteil der Daten, die eine defekte TRIDENT-Datenstruktur hatten, relativ hoch war. Es fehlte jeweils die Topologie-Bank (KGEOM1), in der die Vertexinformation steht. Dies ist ein

deutliches Zeichen, daß die Qualität der Monitoraten nicht sehr hoch ist. Da der Haupttrigger außer Kraft ist, ist es allerdings auch nicht sehr verwunderlich.

Es blieben ca. 40000 Ereignisse über, die zu Analyse Zwecken zur Verfügung standen.

Das sog. "BV ratio" - die Akzeptanz des Beamm veto ist definiert als:

$$ACC_{BV} = \frac{\text{"Maintrigger"}}{\text{"Maintrigger" \setminus BV}} = \frac{INT \cdot DTI \cdot HGL \cdot MAT \cdot EMV \cdot BV}{INT \cdot DTI \cdot HGL \cdot MAT \cdot EMV}$$

d. h., es ist das Verhältnis von den Daten, in denen das BV nicht gesetzt war, zu den Daten, in denen keine Bedingung an BV gestellt wird. Die Differenz zu eins ist der Anteil der aufgrund von Doppelbremsstrahlung geveto wurde.

Die Bedingung "Main-Trigger" bzw. "Main-Trigger \setminus BV" mußten in der Untersuchung nachträglich durch das Auslesen entsprechend gesetzter "pattern-units" gestellt werden.

Das BV Akzeptanz zeigte ein extreme Abhängigkeit von der Anzahl der geladenen Spuren im Ereignis (NCT). Von 30% bei NCT = 2 stieg es bis auf 80 % bei NCT $\geq$ 8. Ein Verhalten dieser Art wies auf den Einfluß des elektromagnetischen Untergrundes auf das Verhältnis hin. Es mußten deshalb Reinigungs-schritte angewandt werden, die ein sauberes hadronisches Ereignis sicherstellen.

Nach der Elimination von:

- speziellen Kalibrations-Montortrigger (LEP)
- Ereignissen mit unvollständiger Dateninformation
- niedrigen Multiplizitäten (NCT $\geq$ 5)
- Ereignissen mit Spuren, die einen zu großen Abstand zum Vertex (DCA, Distance of Closest Approach) hatten. Der cut wirkte auf Ereignisebene.

konnte eine Beam-Veto-Akzeptanz mit

$$ACC_{BV} = (79 \pm 3) \%$$

sichergestellt werden.

Abb. 27a zeigt die Abhängigkeit von ACC_{BV} vom DCA cut.

Da bei DCA = 10 cm ein Saturation einsetzt wurde die Akzeptanz wie folgt festgelegt: $ACC_{BV} = ACC_{BV}(DCA = 10 \text{ cm}) = (79 \pm 3) \%$.

Der Fehler wurde bestimmt aus der Fluktuation des Verhältnisses in verschiedenen Teilen des zur Verfügung stehenden Datensatzes.

Das Ergebnis ist guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage aus Kap. 4.1.1. Weiterhin ist die Übereinstimmung mit einer unabhängigen Untersuchung von Photondaten aus dem Jahre 1984 /66/ ebenfalls zufriedenstellend. Das Ergebnis betrug $(81 \pm 10-20) \%$. Da 1984 die Vetoschwelle noch auf 60 GeV stand, ergibt die theoretische Vorhersage einen Doppelbremsstrahlungsanteil von ca. 13 %, eine Akzeptanz also von 87 %.

4.2.1 Das Elektromagnetische Veto (EMV)

Der zweite Teil der Akzeptanzuntersuchung beschäftigt sich mit dem Elektromagnetischen Veto. Wie in Kap. 2.2.4 beschrieben, hat es die Aufgabe, aktiv den elektromagnetischen Untergrund zu minimieren.

Da es sich um ein Sandwich-Kalorimeter handelt, registriert es auch Hadronen, die in seinem Meßbereich auftreffen. Der hadronische Schauer ist schmal und wesentlich tieferreichender, so daß der Schauerschwerpunkt hinter dem EMV liegt (s. Kap. 2.2.4). Dennoch besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Veto durch ein Hadron oder durch ein Photon aus einem neutralen Zerfall ausgelöst wird, somit die Meßergebnisse verfälscht und der bestimmte Wirkungsquerschnitt zu niedrig ist.

Das Ziel der Untersuchung war die Festlegung einer Vetowahrscheinlichkeit pro hadronischen Treffer. Anders ausgedrückt: Es sollte die Ansprechwahrscheinlichkeit des EMV auf Hadronen getestet und die Größenordnung des Effekts bestimmt werden.

Diese Bestimmung hat in zweierlei Hinsicht Bedeutung. Zum einen geht über die Einzelansprechwahrscheinlichkeit eine Akzeptanzkorrektur in die gemessenen Wirkungsquerschnitte ein. Zum anderen spielt der Effekt beim Vergleich von Photon- und Hadronaten eine wichtige Rolle. Da WA69 von Anfang an auf einen Vergleich ausgerichtet war, war es von besonderer Bedeutung, den experimentellen Aufbau und die Software für beide Datensätze möglichst identisch zu halten, um so sicher zu stellen, daß sich systematische Effekte bei der Quotenbildung, z. B. Photon über Hadron, herausheben. Diesem Grundsatz wurde, soweit es eben ging, treu geblieben (s. z. B. Kap. 2).

Dennoch wurde 1986 in den Hadronaten das EMV aus dem Trigger genommen, da die Motivation für diesen Detektor entfiel (keine e^+e^- Untergrund in hadroninduzierten Daten) und sein Einfluß als gering abgeschätzt wurde. Während sich aber im nachhinein herausstellen, daß das EMV eine relativ hohe Ansprechwahrscheinlichkeit auf Hadronen hat (einige 10 %), so müßte dieses bei einem Vergleich Photon zu Hadron berücksichtigt werden.

Zum Test des EMVs standen drei verschiedene Möglichkeiten offen. Es konnten die Montortrigger benutzt werden und ein analoges Vorgehen zu Kap. 4.1.2 beschritten werden. Zweitens stand mit dem gesamten hadronischen Datensatz von 1986 eine hohe Statistik zur Verfügung. Das EMV war zwar im Jahre 1986

aus der Triggerlogik entfernt worden, die Reaktionen von EMVLeft und EMV-Right auf Treffer aber dennoch festgehalten worden. Sie wurden "geflagged". So war es möglich, mit den hadronischen Main-Trigger das EMV zu untersuchen. Die dritte Möglichkeit bestand in der Analyse von speziellen Hadrontestbeams aus dem Jahre 1985, die zur TRAD-Kalibration aufzeichnet wurden und in denen eine besonderer Triggerkonstellation ohne das EMV gefahren wurde /11, 12/.

Softwaremäßig wurde nun wie folgt vorgegangen:

Nach dem die gewünschte Triggerkombination sichergestellt und gewisse Reinigungsschnitte angewandt wurden, wurde jede einzelne Spur des Ereignisses mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens durch das Ω -Magnetfeld verfolgt, man spricht von "tracen", und auf die EMV-Ebene extrapoliert. Hier wurden alle Ereignisse aussortiert, die genau einen Treffer auf der EMV-Fläche hatten. Für diese Events wurde das Verhältnis "EMV on" zu allen Treffern gebildet. Dabei mußte streng zwischen EMVL, EMVR und EMVC unterschieden werden, da z. B. ein Treffer auf der linken Seite mit einem Feuer der rechten Seite des EMV zufällig korreliert sein konnte und somit zu einem falschen Ergebnis führen konnte. Eine weitere Korrelation besteht zwischen den hadronischen und den neutralen Treffern. Zwar hätten die neutralen durch einen Schnitt auf die Differenz zwischen der Beamenergie und der Summe der Energien aller TRIDENT-Spuren ausgeschaltet werden können, doch hätte dies eine starke Reduzierung der Statistik bewirkt und stellte sich im nachhinein als unnötig heraus.

Zu allererst mußte der Bereich abgesteckt werden, in den die Spuren verfolgt werden sollten. Er wird vorgegeben durch die Ausmaße und Position des EMV. Wie in Kap. 2.1.5 und 2.2.4 beschrieben, ist das EMV ein Teil des GPD bzw. des PLUGs. Es setzt sich zusammen aus den mittleren 8 x 5 Teflonröhren des ersten Segmentes des GPD und dem mittleren 2 x (13 - 2) Blöcken des PLUGs. Damit deckt es geometrisch im Ω -Koordinatensystem ungefähr folgenden Bereich ab:

$$\begin{array}{lll} \text{GPD} : x = 1738 \text{ cm} & 21 \text{ cm} \leq |y| \leq 221 \text{ cm} & |z| \leq 2.2 \text{ cm} \\ \text{PLUG} : x = 1738 \text{ cm} & |y| \leq 21 \text{ cm} & |z| \leq 3.2 \text{ cm} \end{array}$$

Da jedoch die Teilchenschauer eine gewisse Breite haben, können durchaus Treffer nahe dieses schmalen Bandes genug Energie im EMV deponieren, um die EMV-Schwelle zu überschreiten. Ebenso können für $|y| \geq 200 \text{ cm}$ Randeffekte auftreten, die von der bezüglich der y -Koordinate leicht asymmetrische Aufstellung des GPD herrühren. Aus diesem Grunde wurde der Tracebereich zuerst leicht über die z -Grenzen des EMV im GPD variiert (der PLUG spielte eine untergeordnete Rolle, da ihn nur extrem hochenergetische Teilchen erreichen können und diese selten sind).

Anhand von Hadrondaten konnte ein unkritisches Vetoverhalten im Bereich von $|z| = 2.5 - 3.5 \text{ cm}$ festgestellt werden.

Der Tracebereich wurde wie folgt abgesteckt:

$$\begin{array}{l} x = 1738 \text{ cm} \\ |y| \leq 220 \text{ cm} \\ |z| \leq 3 \text{ cm} \end{array}$$

Zuerst sollten die Monitortrigger analysiert werden. Dazu wurde wieder softwaremäßig der restliche Trigger simuliert. Die Ansprechwahrscheinlichkeit pro geladenen hadronischen Treffer war gegeben durch

$$\frac{\text{INT} \cdot \overline{\text{DTI}} \cdot \text{HGL} \cdot \text{MAT} \cdot \text{EMV} \cdot \overline{\text{BV}}}{\text{INT} \cdot \overline{\text{DTI}} \cdot \text{HGL} \cdot \text{MAT} \cdot \overline{\text{BV}} \cdot \text{Treffer}}$$

für Ereignisse, die wiederum die cuts aus Kap. 4.1.2 erfüllen mußten und zusätzlich nur und nur einen Treffer auf der EMV-Ebene hatten.

Die letzte Trefferbedingung stellte sich allerdings als ein zu restriktiver Schnitt dar, so daß die vorhandene Statistik am Monitor-Trigger bei weitem nicht ausreichte, um ein zuverlässiges, statistisch relevantes Resultat zu erzielen. Eine Lockerung, bzw. Veränderung der cuts, indem z. B. der DCA cut nur noch auf Spurebene und nicht mehr auf Eventebene angewendet wurde, verbesserte die Situation nicht wesentlich. Aus diesem Grund wurden die Monitortrigger in diesem Teil der Analyse fallen gelassen.

Die Untersuchung konzentrierte sich auf die Hadrondaten von 1986 und den Hadronteststrahlen von 1985. Da in den 86er Daten der Maintrigger das EMV nicht enthielt, konnte mit allem gearbeitet werden. Es war lediglich erforderlich, Reinigungsschnitte anzuwenden, die ein gutes hadronisches Ereignis mit genau einem Treffer auf dem EMV sicherstellten. Dazu wurden folgende cuts angewandt:

- die TRIDENT-Datenbanks mußten vorhanden sein,
- es mußte ein Vertex vorhanden sein,
- NCT ≥ 5

"Trackcuts" - die Spuren mußten mit mindestens 4 Punkten nach dem TRIDENT-Spurfit vermessen sein

- DCA $\leq 5 \text{ cm}$

- es wurden nur Spuren mit einem Impuls $p \geq 10 \text{ GeV}/c$ verfolgt, da nur diese die Chance hatten, aufgrund ihrer Krümmung im Magnetfeld das EMV zu erreichen

Als Grunddatenmenge wurden zehn 140 GeV Bänder willkürlich aus dem Runsausgewählt, jeweils ungefähr gleiche Anzahl an positiven und negativen Strahldaten.

Abb. 25 zeigt alle gefundenen Treffer auf der y - z -Ebene des GPD. Der Blick ist auf dem Strahl im Zentrum des Bildes gerichtet. Es ist klar die typische Schmetterlingsform zu erkennen. Sie rührt von der Auffächerung der Spuren in der x - y -Ebene durch das Magnetfeld. Abb. 26 zeigt die gleiche Ebene, diesmal jedoch nur mit den Treffern der Events, bei denen das EMV gefeuert hatte

und gleichzeitig eine Spur im relevanten Bereich gefunden wurde. Das schmale EMV-Band zeichnet sich erkennbar ab; auch ist schon die wesentliche Übertrennung der Untersuchung erkennbar. Die Feuerwahrscheinlichkeit von EMVL (im Bild rechts) ist wesentlich höher als die von EMVR (im Bild links). Deutlicher ist der Effekt in Abb. 27b zu sehen, in dem das gefundene Verhältnis von EMV "on" zu allen anderen Daten mit jeweils einem Treffer dargestellt ist. Während für die negative y-Koordinate (EMVR) die Feuerwahrscheinlichkeit pro hadronischen Treffer bei ungefähr 3 % liegt, ist diese für die positiven Werte (EMVL) im Durchschnitt etwa 9 %. Die Impulse der Teilchen, die das EMV getroffen haben, reichen von 10 bis etwa 70 - 80 GeV/c. Darüber hinaus geht die statistische Signifikanz verloren. Es ist keine Impulsabhängigkeit der Feuerwahrscheinlichkeit in diesem Bereich festzustellen. Sie würde sich dadurch abzeichnen, daß die Feuerwahrscheinlichkeit von beiden Seiten her gegen $y = 0$ cm ansteigen würde, da Spuren mit höheren Impulsen mehr Energie deponieren als die mit niedrigen Werten und entsprechend ihrer geringeren Krümmung im Magnetfeld bei kleineren y-Werten auftreffen. Eine strenge Korrelation zwischen y-Koordinate und Impuls wird allerdings durch den Vertex-Fehler und dem Fehler im Entstehungswinkel der Teilchen verwischt.

Ein Effekt, der diese Abhängigkeit bei niederen (< 70 GeV) Impulsen zudecken kann, ist die Abschwächung des Lichtblitzes auf dem Weg durch den Szintillator über den Lichtleiter bis zum Photomultiplier, der wie alle Photomultiplier des GPD am äußeren Rand der Teflonröhren sitzt ($|y| > 220$ cm). Ein anderer Grund kann der Einfluß der Photonen aus Zerfallsprozessen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) sein. Auch sie können das EMV feuern und gleichzeitig kann eine niederenergetische, geladene Spur den gleichen Detektor treffen. Dieser Effekt wurde insgesamt vernachlässigt, da bereits jetzt feststand, daß der Gesamteinfluß des EMV im erwarteten kleinen Rahmen blieb.

Das im höheren Impulsbereich durchaus eine Impulsabhängigkeit zu messen war, zeigen Abb. 27b, 27c. Sie wurden gewonnen aus den 86er Teststrahlrunden, die ursprünglich zur TRAD-Kalibration gedacht waren /11/. Es handelt sich nicht um wirkliche physikalische Ereignisse, sondern nur um den eigentlichen Beam, der durch ein leeres Target auf die Detektoren traf. Die Beamenenergie variierte von Run zu Run zwischen 90 und 150 GeV. Genauere Informationen befinden sich in /11/.

Da auch hier das EMV geflagged war, konnten auch sie ausgewertet werden. Allerdings mußten die "Reinigungschnitte" ausgeschaltet werden. Je nach Polarität des Beams traf der Strahl fast vollständig den jeweiligen Teil des EMV. Mit Run Nr. 3094 war auch ein Strahl darunter, der vollständig EMVC traf, so daß eine Vetowahrscheinlichkeit für den mittleren Teil des EMV ermittelt werden konnte, allerdings nur für sehr hohe Impulse $p > 150$ GeV/c.

Abb. 27b zeigt die Feuerwahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses für EMVL (+ : positive Teilchen), Abb. 27c für EMVR (- : negative Teilchen). Wie der ist die Vektorate auf der linken Seite mehr als einen Faktor 2 höher als auf

der rechten. Sie steigt für EMVL von ca. $(4 \pm 1) \%$ bei $p = 90$ GeV/c bis auf $(22 \pm 1) \%$ bei $p = 150$ GeV/c, bei EMVR von $(6 \pm 1) \%$ bei $p = 95$ GeV/c auf $(11 \pm 1) \%$ bei $p = 170$ GeV/c. Wenn man die gewonnenen Steigungen der beiden Abbildungen zu kleineren Impulsen hin extrapoliert, erhält man in etwa die gleichen Vetowahrscheinlichkeiten wie die aus den 86er Daten bestimmten. Es mag verwundern, daß Tracks mit 150 GeV und mehr in der Mittelebene nicht den PLUG, sondern immer noch den GPD treffen. Der Grund ist darin zu suchen, daß die Teststrahlen nicht unter einem Null-Grad-Winkel in das Ω -System eintraten und somit etwas asymmetrisch bezüglich ihres azimutalen Winkels ϕ waren. Während der energiereichste negative Strahl mit einem mittleren Impuls von 158 GeV immer noch fast ausschließlich den GPD traf, schlug der gleiche positive Strahl nur in den PLUG. Er führte zu einer Vetowahrscheinlichkeit von $(57 \pm 1) \%$. Allerdings liegen die Impulse, die das Veto geteuer haben, alle über 145 GeV/c.

Interessiert man sich nun für den Gesamteinfluß des EMV, so müssen die Daten zusammengefaßt werden. Dieses ist aber relativ einfach, da die Wahrscheinlichkeit, daß Spurimpulse in der Größenordnung der Teststrahlen auftreten, im Vergleich zu denen mit $p < 70$ GeV/c vernachlässigbar ist. Somit könne die Zahlen, die aus den 86er Hadrondaten gewonnen wurden, als "überalltes" Feuerwahrscheinlichkeit jeweils für positive und negative Ladung genommen werden.

$$\overline{\overline{\overline{ACC_{EMVL} = (9 \pm 1) \%}}}$$

$$\overline{\overline{ACC_{EMVR} = (3 \pm 1) \%}}$$

In den folgenden Rechnungen wird von einer mittleren Rejektionswahrscheinlichkeit von $ACC_V = 6 \%$ ausgegangen.

Aus der Vetowahrscheinlichkeit pro hadronischen Treffer berechnet sich die Gesamtakzeptanz des EMV im einfachsten Fall (keine gegenseitige Korrelation):

$$ACC_{EMV} = (1 - ACC_V)^N$$

wobei N ... Anzahl der hadronischen Treffer pro Ereignis

N ist jedoch von Ereignis zu Ereignis verschieden und müßte theoretisch für jede Reaktion untersucht werden, was aus offensichtlichen Gründen unpraktisch ist. Deshalb wird versucht, eine generelle Abschätzung des Einflusses zu geben.

Aus einer Untermenge der Hadrondaten wurde der Prozentsatz der Ereignisse bestimmt, der jeweils 1, 2, 3 oder mehr Treffer auf der EMV-Fläche hatte.

1 Treffer - (15 +- 3) %
 2 Treffer - (5 +- 2) %
 3 und mehr - (2 +- 2) %

Benutzt man obigen Ansatz, so ergibt sich folgende Akzeptanz:

Treffer	1-ACCEMV	Hits	Anteil
1	(6 +- 2) %	(15 +- 3) %	(0.9 +- 0.2) %
2	(12 +- 2) %	(5 +- 2) %	(0.6 +- 0.4) %
3...	(17 +- 3) %	(2 +- 2) %	(0.4 +- 0.4) %

d. h. die Gesamtakzeptanz des EMV ist

$$\text{ACC}_{\text{EMV}} = (98 \pm 1) \%$$

Es konnte gezeigt werden, das selbst in extremen kinematischen Bereichen, der Einfluß des EMV immer mit kleiner als 10 % anzusetzen ist.

4.3 Die Matrix (MAT)

Der letzte Punkt der Triggerakzeptanzuntersuchung betraf die in Kap. 2 beschriebene Matrix. Durch den sog. Matrix-Trigger wurde für mindestens eine Spur eine Trefferkorrelation zwischen den Auftreffort in den 2 x 32 slots der Hodoskope H1 und dem Auftreffort in dem 2 x 16 slots der Hodoskope H4 gefordert, damit das Event als hadronisch anerkannt wird. Die Funktionsweise der Matrix konnte nachträglich wiederum nur in den Monitortriggern überprüft werden. Dazu wurde der "sonstige Main-Trigger" simuliert:

$$\text{INT} \cdot \overline{\text{DTI}} \cdot \text{HGL} \cdot \overline{\text{EMV}} \cdot \text{BV}$$

Mit Hilfe eines online-Programmes /69/ konnte dann das Matrix-Trigger-Verhalten mit dem durch das theoretisch vorhergesagten Verhalten verglichen werden. Die Übereinstimmung war sehr gut:

$$\text{ACC}_{\text{MAT}} = (98.5 \pm 0.6) \%$$

Allerdings ist in dieser kurzen Untersuchung nicht die Tatsache enthalten, daß der mittlere slot der Hodoskope H1 und H4 aus dem Trigger genommen wurde, so daß im extremen Vorwärtsbereich die Matrix eine erheblichen Akzeptanzenbruch hervorrufen kann. Eine entsprechende Untersuchung wurde bereits vorgenommen /95/.

5. Die exklusive Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ als Test der Normalisierung

Als erste rein physikalische Untersuchung dieser Arbeit sollte die Analyse der bekannten exklusiven ρ^0 Produktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ vorgenommen werden. Sie dient quasi als Test der Normalisierung des Experimentes. Die ρ^0 werden in der Reaktion rein diffraktiv erzeugt, beschrieben durch die Regge-Theorie (s. Kap. 3.3, Abb. 23).

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 + p$$

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

Bereits die beiden Vorgängereperimente WA4 und WA57 haben sich intensiv mit dieser Reaktion beschäftigt. Auch im Rahmen von WA69 existiert bereits eine Arbeit an der Universität Bonn /27/, die u. a. die diffraktive ρ^0 Produktion untersucht. Sie stützt sich im wesentlichen auf die Analyse von sog. "3-prongs", d. h. von Ereignissen, in denen das Rückstoßproton rekonstruiert werden konnte. Das Proton liegt im extremen Rückwärtsbereich ($X_F < -0.9$) und hat Impulse kleiner 1 GeV/c. Es muß fast ausschließlich mit den C-Kammern im Ω -Spektrometer nachgewiesen werden. Leider war die Raumwinkelakzeptanz dieser Kammern sehr gering, so daß nur ein Bruchteil der Protonen überhaupt registriert werden konnte. Akzeptanzuntersuchungen /27/ haben eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 9 % ergeben, sind allerdings relativ kritisch. Das Ergebnis für den totalen Wirkungsquerschnitt liegt am unteren Ende der bekannten Werte der Photoproduktion, was hauptsächlich auf die Unsicherheit in der Akzeptanz der "3-prongs" zurückzuführen ist. Ziel dieses Teiles der Arbeit war es, in die Untersuchung der ρ^0 Produktion auch die "2-prongs" mit einzubeziehen, d. h. die Analyse auf die Signatur $\pi^+ \pi^-$ auszuweiten und somit die Unsicherheit durch das Rückstoßprotons zu verkleinern und die Gesamtnormierung des Experimentes zu überprüfen.

5.1 Die Datenselektion zur Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

Als Ausgangsmengen standen 5.8 Millionen Trigger aus dem Jahre 1985 zu Verfügung. Da sowohl die Signatur $\pi^+ \pi^-$ wie auch $\pi^+ \pi^- p$ zugelassen wurde, mußten verschiedene Reinigungsschritte angewandt werden, da insbesondere die "2-prongs" mit einem großen Anteil von $e^+ e^-$ Paaren durchsetzt sind, die den Trigger überlebt haben.

Die wesentlichen Schritte werden nun aufgelistet, eine ausführliche Darstellung befindet sich in Anhang A.3.

Die Rejektionskriterien waren:

- a - das Ereignis ist nicht gut vermessen
- b - Anzahl der geladenen Spuren: $\text{NCT} < 2$, $\text{NCT} > 3$

- c - NCT = 2 : : Summe der Ladungen nicht gleich 0
- Schnitt auf den Öffnungswinkel der Spuren und auf die Elektronwahrscheinlichkeit
 - Dipcut < 3 mrad und TRAD-e⁻-Probabilität für beide Spuren > 0.1
 - TRAD-e⁻-Prob. einer Spur > 0.8
 - invariante Masse ($m^+\pi^-$) < 0.4 GeV/c²
- d - NCT = 3 : : Summe der Ladungen ungleich 1
- Landung der langsamsten Spur ungleich 1
 - Xp der langsamsten Spur > -0.9
 - für die beiden schnellen Spuren:
 - Dipcut < 3 mrad und TRAD-e⁻-Prob. beider Spuren > 0.1
 - TRAD-e⁻-Prob. einer Spur > 0.8
 - invariante Masse ($m^+\pi^-$) < 0.4 GeV/c²
- e - EDIF ≥ 10 GeV, d.h. die Energiedifferenz zwischen der aus den Spuren rekonstruierten Energie und der Strahlenergie war zu groß

5.2 Die Akzeptanz zu $7p \rightarrow p^0p$

Um aus den durch das Analyseprogramm gefundenen Teilchen auf den realen Wirkungsquerschnitt zurückrechnen zu können, muß die Gesamtakzeptanz bekannt sein (s. Kap. 4). Als einfachster Ansatz gilt unter der Annahme, daß alle Verluste keine gegenseitige Korrelation aufweisen:

$$ACC = \prod_i ACC_i$$

Die Verluste an Ereignissen können nun verschiedener Art sein. Sie können entstehen aufgrund von:

- Geometrie des Detektors
- Ineffizienz des Detektors
- Ineffizienz des Triggers
- Datenverarbeitung
- Softwarecuts in Analyseprogrammen

Die Akzeptanzverluste, die in der exklusiven Photoproduktion von p^0 zu beachten sind, werden nun aufgelistet.

Für eine Gesamtakzeptanz des Triggers (ohne BV, EMV) konnte auf eine Simulation, die mit dem Simulationsprogramm WA69SIM /72/ in /27/ durchgeführt wurde, zurückgegriffen werden. In WA69SIM ist keine EMV-Akzeptanz implementiert.

$$ACC_{TRIG} = (73 \pm 6) \%$$

Der Fehler wurde durch das Ergebnis eines zweiten unabhängig erstellten Simulationsprogrammes als realistisch bestätigt (OMFATHAC /71/).

Die Akzeptanz des BV wurde in Kap. 4 bestimmt.

$$ACC_{BV} = (79 \pm 3) \%$$

Die Akzeptanz des EMV wurde gesondert untersucht. Mit einem Simulationsprogramm /74/ wurden exklusive Ereignisse simuliert und wieder zerfallen gelassen. Die Zerfallsteilchen wurden auf EMV verfolgt und eine Trefferwahrscheinlichkeit ermittelt. Gemäß den Vetowahrscheinlichkeiten aus Kap. 4.2 wurden Ereignisse verworfen. Das Ergebnis dieser Untersuchung gleich naturgemäß dem in Kap. 4.2 ab:

$$ACC_{EMV} = (97 \pm 2) \%$$

Weiterhin ist noch die Strahlabschwächung entlang der x-Achse zu berücksichtigen. Diese "beam attenuation" ist eine Folge aus der Tatsache, daß das "hintere" Targetmaterial nicht mehr die volle Beamenintensität sieht wie das vordere /73/.

$$ACC_{ATT} = (95 \pm 2) \%$$

Die Daten durchlaufen eine lange Produktionskette (s. Kap. 2.3). Der Verlust wird auf

$$ACC_{DAT} = (99 \pm 1) \%$$

Ein entscheidender Schnitt war der Dipcut. Seine Akzeptanz wurde anhand von simulierten Ereignissen nachgeprüft. Dazu wurden wieder mit /74/ exklusive p^0 produziert. Die Spuren der Endzustände wurden bis zum EMV verfolgt und dort mit einer Vetowahrscheinlichkeit aus Kap. 4.2 verworfen. Das Verhältnis der nach dieser Prozedur übrig gebliebenen p^0 mit einem Dipwinkel < 3 mrad zu der Anzahl nicht vom EMV verworfener Ereignisse, bildete die Akzeptanz.

$$ACC_{DIP} = (85 \pm 3) \%$$

Als letztes wurde die Gesamtakzeptanz des Analyseprogrammes durch ein Vergleich von Fits mit allen übrigen cuts und ohne diese bestimmt. Der Dipcut mußte dabei eingeschaltet bleiben, da sonst zu große Untergrundprobleme durch die e^+e^- Paare entstehen würden. Sie würden die Resonanz von kleineren Massen her regelrecht zuschütten und einen Fit unmöglich machen

$$ACC_{PRO} = (71 \pm 5) \%$$

Damit erhält man eine Gesamtakzeptanz von

$$ACC = \prod_i ACC_i = (31 \pm 4) \%$$

über den Energiebereich $E_T = 60 - 175$ GeV.

Um auch die Massenfits in verschiedenen Photon-Energiebereichen Akzeptanz korrigieren zu können, wurde ACC nochmals aufgeschlüsselt.

Die Energieabhängigkeit von WA6SIM und TRIDENT war bekannt /27/. Die Faktoren ACC_{EMV}, ACC_{DIP}, ACC_{PRO}, ACC_{PRO} wurden wie oben untersucht:

γ -Energie	ACC _{PRO}	ACC _{EMV}	ACC _{DIP}
60 - 90 GeV	71 %	98 %	90 %
90 - 120 GeV	71 %	97 %	86 %
120 - 150 GeV	70 %	96 %	81 %
150 - 175 GeV	69 %	95 %	80 %

Die Fehler sind identisch mit den "überalles" Werten.

Daraus folgt ein Gesamtakzeptanzfaktor in den einzelnen Energiebereichen von

60 - 90 GeV	ACC = (39 ± 5) %
90 - 120 GeV	ACC = (31 ± 4) %
120 - 150 GeV	ACC = (21 ± 4) %
150 - 175 GeV	ACC = (15 ± 3) %

5.3 Die Fits an die ρ^0 Massenspektren der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

Der Fit an die exklusiven Massenspektren wurde mit dem Ansatz von Ross-Stodolsky /75/ vorgenommen. Dabei handelt es sich um eine leicht modifizierte Breit-Wigner-Funktion. Die einfache Breit-Wigner-Funktion

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

beschreibt die Resonanzen der Photoproduktion nur unzulänglich. Sie muß in eine relativistische Form gebracht werden:

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

Da die Resonanzen jedoch leicht asymmetrisch und ihr Mittelwert gegenüber die Hadroproduktion zu kleineren Massen verschoben war, reichte diese Modifikation nicht aus. Jackson /76/ schlug deshalb eine massenabhängige Breite

vor:

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

wobei $q = \sqrt{\left(\frac{m}{2}\right)^2 - m_\pi^2}$ der Dreierimpuls im Ruhesystem der Resonanz ist,
 $l = l_\rho = 1$ der Spin der Resonanz ist.

Die Massenverschiebung wird nach Ross-Stodolsky mit dem Ausgleichsfaktor:

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

berücksichtigt.

Er wurde im Vektordominanzmodell aus der Kopplung des Photons an das virtuelle Vektormeson gewonnen und ist von der Mandelstam Variable t abhängig. Der Exponent $n(t)$ bewegt sich in der Größenordnung: $n(t) \sim 0 - 4$.

Die endgültige Resonanzfunktion hat folgendes Aussehen:

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

Andere Ansätze, wie der von Söding /77/, wurden nach den Erfahrungen von /27/ nicht in Betracht gezogen, da sie keine wesentliche Verbesserung brachten.

Der Massenfit wurde in verschiedenen Energiebereichen vorgenommen. Nach dem gesamten Bereich 60 - 175 GeV, wurde das Bremsstrahlungsspektrum noch in vier Intervalle aufgeteilt, so daß Fits mit verschiedenen Energieschwerpunkten möglich waren. Die Bin-Breite beträgt jeweils 20 MeV, der Fitbereich reicht von 400 bis 1100 MeV. Als Fitkurve wurde die nach Ross-Stodolsky modifizierte Breit-Wigner-Funktion gewählt. Eine zusätzliche Untergrundfunktion (Polynom, Exponentialfunktion, s. Kap. 6) brachte keine Verbesserung und wurde deshalb außer acht gelassen. Die Fits wurden mit dem CERN-Programm HFIT /78/ durchgeführt.

Der Skewing-Exponent $n(t)$ wurde frei gewählt, um den jeweiligen Fit zu optimieren. Er liegt im Bereich von 1.6 - 4.4. In Tab. 3 sind die Fitparameter eingetragen, Abb. 28a-e zeigt die Massenfits in den Energiebereichen 60-90, 90-120, 120-150, 150-175 und 60-175 GeV.

5.4 Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p^0 p$

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich wie folgt:

$$\sigma = \frac{R}{F} \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{ACC} \cdot \frac{1}{\Delta F}$$

R ... Reaktionsrate
 F ... Anzahl der Photonen
 T ... Targetdicke
 ΔF ... Fluxkorrektur
 $L = F \cdot T$... Luminosität
 ACC ... Akzeptanz

- die Reaktionsrate ist Tab. 5 zu entnehmen
- die Photonenzahl F wird im Scaler 70 akkumuliert. Sie wurde für die 5,8 Millionen Trigger aus den einzelnen Runs aufsummiert.
 $F = 1,30675 \cdot 10^{10}$
- die Targetdicke ergibt sich aus der Avogadrokonstante, der Dichte von flüssigem Wasserstoff und der Länge des Targets:
 $T = A \cdot \rho \cdot H_2 \cdot l = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot 0,0708 \cdot 60 \text{ cm}^2$
 $= 2,558 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2$
- die Akzeptanzen wurden in Kap. 5.2 bestimmt
- der Fluxkorrekturfaktor normiert die gesamte Photonenzahl auf den tatsächlich im Energiebin vorhandenen Anteil. Er wurde aus dem Bremsstrahlungsspektrum durch Verhältnissbildung gewonnen und in Tab. 5 niedergelegt.

Die Fehler der Wirkungsquerschnitte werden im folgenden ihrer Art nach in systematische und statistische unterteilt. Dabei wird unter dem statistischen Fehler nicht die Wurzel aus der Ereignisrate, sondern der Fehler der Fitfunktion nach Fehlerrechnung verstanden. Zur Vereinfachung wurden keine Kovarianzen berücksichtigt. Alle restlichen apparativen oder programmtechnische Fehler werden dem systematischen Fehler zugeordnet. Die Wirkungsquerschnitte werden immer mit dem Gesamtfehler angegeben. Zur Orientierung wird der statistische Fehler in Klammern zusätzlich erwähnt:

$$\Rightarrow \begin{array}{cc} 7,9 \pm 1,2 \text{ (0,2)} \text{ } \mu\text{b} & \text{Gesamtfehler} \\ 1,2 \text{ } \mu\text{b} & \text{statistische Fehler im Gesamtfehler} \\ 0,2 \text{ } \mu\text{b} & \end{array}$$

Die Wirkungsquerschnitte wurden zum Vergleich in Abb. 31 aus /79/ eingetragen. Der "überallige" Wirkungsquerschnitt liegt mit $(7,9 \pm 1,2 \text{ (0,2)}) \text{ } \mu\text{b}$ im Rahmen der durch andere Experimente und der theoretischen Erwartung vor-

gegebenen Region.
 In den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitten ist eine nicht erwartete, leicht fallende Tendenz festgestellt worden.

5.5 Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$

Da in die Untersuchung sowohl 2 als auch 3 prongs eingingen, wurde der Viererimpulsübertrag t vom Photon auf das p^0 berechnet.
 Abb. 29a-e zeigt die sog. t -slope Verteilungen in den gleichen Energiebereichen wie in Kap. 5.4. Sie haben den typischen exponentiellen Verlauf. Die Fits an die Daten wurden mit zwei Ansätzen versucht.

$$1) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \exp(-b|t|)$$

$$2) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \exp(-b|t| + c|t|^2)$$

Als Fitbereich wurde jeweils die Region von $0,12 \leq |t| \leq 0,8 \text{ (GeV/c)}^2$ gewählt, mit der Ausnahme des Bereiches $150 - 175 \text{ GeV}$: $0,12 \leq |t| \leq 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$.
 Tab. 4 zeigt die Ergebnisse. Als Fitfehler für b wurde bei der Berechnung von $d\sigma/dt|_{t=0}$ ein realistischer Fehler von 1 (GeV/c)^{-2} angenommen.

Die Fitkategorie 1) mit nur einem freien Parameter b paßt nicht sehr gut auf die Daten, was zum einen das hohe χ^2/NDF zeigt, zum anderen die niedrigen Werte für b , bzw. $d\sigma/dt|_{t=0}$.

Als angemessene Parametrisierung der Daten erweist sich der Fit 2 mit den beiden Parametern b und c . Er ist in Abb. 30 im Fitbereich eingezeichnet. Der Fehler beträgt ca. 10 % auf die Bestimmung von b , auf die von $d\sigma/dt|_{t=0}$ sicherlich 20 %. Der Fehler in b beruht im wesentlichen auf der Beeinflussung des Ergebnisses durch die Wahl des Fitbereiches, der von $d\sigma/dt|_{t=0}$ auf dem Fehler von b .

Die Meßwerte für b und $d\sigma/dt|_{t=0}$ liegen teilweise deutlich unter den bekannten Werten in Abb. 32, Abb. 33. Allerdings muß betont werden, daß die zugehörige Literaturwerte nicht in den relevanten Energiebereich reichen und somit nur die naiven Produktionsvorhersagen von VMD und SCHC existieren. Die im Vergleich hierzu niedrigen Meßwerte scheinen eine unerwartete Tendenz anzudeuten.

6. Die inklusiven Reaktionen $\gamma p \rightarrow p^0 X$, $hp \rightarrow p^0 X$,
Datenselektion, Akzeptanzen und Fits

In diesem Kapitel wird die Datenselektion, die Akzeptanzbestimmung und die Fits zur Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dX_F/dp_T$ der inklusiven p^0 Produktion sowohl in photon- wie auch in hadroninduzierten Daten beschrieben.

6.1 Die Datenselektion zur inklusiven Reaktion

In die Untersuchung der inklusiven p^0 Produktion gingen unterschiedliche Datemengen ein.

Im Energiebereich zwischen 60 - 175 GeV stand etwa mit 5.8 Millionen Trigger aus den Jahren 1985 die gleiche Datenmenge zur Verfügung, die auch schon in Kap. 5 bezüglich der exklusiven Photoproduktion untersucht worden war. Auf einer Untergruppe dieser Daten, etwa 2.4 Millionen Trigger, wurden zwei Energiefenster gesetzt, jeweils 60 - 110 und 110 - 175 GeV, um einen direkten Vergleich zu den zwei Energiebereichen der Hadronproduktion zu ermöglichen. Die Einschränkung der Statistik in diesem Datensatz, die technische Gründe hatte, stellte keine spürbare Beschränkung der Genauigkeit dar. Für alle Ergebnisse wird die Konsistenz mit den 5.8 Mio. Photon-Trigger gezeigt. Aus den 86er Hadrondaten konnten ebenfalls etwa 2.4 Millionen Trigger mit 80 GeV und ungefähr 3.8 Millionen 140 GeV Trigger bearbeitet werden.

Das Analyseprogramm wurde, um einen Vergleich zwischen photon- und hadroninduzierten Daten von systematischen Fehlern möglichst freizuhalten, nicht verändert. Dabei mußte in Kauf genommen werden, daß die Schnitte, die in den 7-Daten zur Eliminierung des e^+e^- Untergrundes und zur Ausschaltung der exklusiven Reaktion auch in den hadronischen Datensätzen in Kraft blieben. Insbesondere ist hier der Schnitt auf die 3-prongs zu nennen, der in den hadronischen Daten sicherlich inklusive p^0 verworfen hat. An den $d\sigma/dp_T$ Wirkungsquerschnitten konnte dieser Verlust auf gezeigt werden.

In der Datenselektion wurden ähnliche Schnitte verwandt wie in der Untersuchung der exklusiven Reaktion (s. Kap. 5, Anhang 3).

- a - das Ereignis ist nicht gut vermessen
- b - $NCT < 3$
- c - für $NCT = 3$
falls X_F der langsamsten Spur < 0.9
EDIF < 10 GeV

Es besteht prinzipiell die Gefahr, das inklusive Reaktionen durch die Schnitte auf die Differenzenergie und NCT verworfen werden. Der Anteil der verloren gegangenen Reaktionen muß in Akzeptanzuntersuchungen geklärt werden. Eine genauere Darstellung der Schnitte befindet sich in Anhang 3.

6.2 Die Akzeptanzen der inklusiven Reaktionen

Die Akzeptanzuntersuchung zu den inklusiven Reaktionen $\gamma p \rightarrow p^0 + X$, bzw. $hp \rightarrow p^0 + X$ stützen sich zum Teil auf Simulation, zum Teil auf Fits an Massenverteilungen, die ohne Schnitte aufgenommen wurden.

Ziel der Arbeit war es, die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dX_F/dp_T$ in photon- und in hadroninduzierten Ereignissen aufzustellen und miteinander zu vergleichen. Dazu wurde der nun zweidimensionale Parameterraum (X_F , p_T) in ein schachbrettartiges Muster aufgeteilt. Die Variable X_F wurde im Bereich von -0.1 - 1.0 in 0.1 breite Intervalle unterteilt. In p_T wurde von 0.0 - 1.4 GeV/c Schritte von 0.2 GeV/c gemacht.

Bei den Projektionen auf die Achsen des Parameterfeldes gelang es den Fitbereich in p_T bis auf 2.0 GeV/c auszuweiten.

Da in jedem einzelnen Feld des Schachbrettes ein neuer Fit an die Massenverteilung vorlag, stellte sich die Frage der Akzeptanz für jedes Feld pro Energieintervall einzeln. Daneben galt es, die Akzeptanzen der Projektionen $d\sigma/dp_T$ bzw. $d\sigma/dX_F$, sowie die Gesamtakzeptanz energieabhängig zu bestimmen.

Hierzu wurde das Schachbrett in 0.2×0.2 GeV/c große Felder eingeteilt (zwei X_F Bereiche wurden jeweils zusammengefaßt, $X_F < 0$ wurde gesondert behandelt). Auf jedem Feld wurde mit einem Eventgenerator (s.u.) eine gewisse Anzahl inklusiver p^0 produziert und durch das schon erwähnte Detektorsimulationsprogramm WA99SIM geschickt. Aus den Digitalisierungen von WA99SIM rekonstruierte TRIDENT wieder Ereignisse. Eine Spezialversion des Analyseprogrammes versuchte am Ende der Kette auf den TRIDENT-output, die inklusiven p^0 zu finden. Wiederum war das Verhältnis zwischen gefundenen und generierten Events die Akzeptanz auf diesem Feld des Schachbretts.

Da auf dem TRIDENT-output nicht alle Informationen (TRAD) zur Verfügung standen und die Simulation einzelner Eigenschaften (z. B. EDIF, DCA) kritisch sind, wurde die Akzeptanz stichprobenartig durch Fits an Massenverteilungen ohne diese cuts überprüft. Aus den Akzeptanzunterschieden und den Ergebnissen der Statistikzähler der cuts wurde ein mittlerer Korrekturfaktor geschlossen. Zusammen mit den bekannten generellen Akzeptanzfaktoren (BV etc.) ergab sich eine Gesamtakzeptanz pro Schachbrettfeld.

Die Akzeptanzen der Projektionen und die "überall" Werte für die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte folgten durch eine gewichtete Mittelung.

Als Eventgenerator wurde im ersten Schritt LULOPT (bzw. LUCVDM) benutzt /86/. Es gehört zu der Gruppe der sog. LUND-Programme /84/, dessen Zielrichtung die Simulation photoninduzierter Daten ist.

LULOPT (LUCVDM) beschreibt den VDM-Anteil in den niedrigen p_t Bereichen. Es erhebt sich die Frage, ob LULOPT zur Beschreibung der Daten in (X_F , p_t) Bereichen größer (höheres X_F , $p_t > 1$ GeV/c) angemessen ist? Da allerdings mit den simulierten Daten keine physikalischen Theorie-Experiment-Vergleiche, sondern nur eine rein technische Detektor-Programm-Studie betrieben werden sollte, kam es weniger auf die genaue, korrekte physikalische Generierung, sondern eher überhaupt auf eine Erzeugung von p^0 an, deren angemessenen Zerfall und eine möglichst korrekte Verfolgung der Endzustände durch den Detektor. LULOPT bot die ersten Punkte, WA69SIM den letzten.

Als Primärenergien für den hypothetischen Photonstrahl wurde im ersten Durchgang $E_\gamma = 90$ GeV für das Energieintervall 60 - 110 GeV gewählt. In einem zweiten Lauf hatte der γ -Strahl die Energie 140 GeV, um Akzeptanzen für 110 - 175 GeV zu generieren.

Die Ergebnisse dieser Simulationskette zeigen Tab. 5 und 6 in Prozenten der ursprünglichen Ereignisse. Einen optischen Eindruck von der Akzeptanzfläche gibt Abb. 37a, b.

Die Bilder, sog. Lego-plots, sind typisch für viele der folgenden Abbildungen. Die Achsenführung entnimmt man am besten Abb. 36a. Die X_F -Achse läuft im Bild von rechts nach links. Sie beginnt mit $X_F = -0.1$ als hintere rechte Grenze und endet in der vorderen Spitze mit $X_F = 1.0$. p_t startet hinten links mit $p_t = 0$ GeV/c und endet am vorderen Bildrand mit $p_t = 1.4$ GeV/c. Somit ist der Nullpunkt des Schachbrettes hinten rechts und der Punkt mit den maximalen Koordinaten vorne links im Bild. Neben dieser Darstellung gibt es noch die gedrehte "Standarddarstellung" (Abb. 36b). Je nach Bedarf wird auf die eine oder andere zugegriffen. Es sind jedesmal zur Orientierung die Achsen vermerkt.

Die Akzeptanzen von beiden Energieintervallen bilden die erhoffte Ebene (X_F , p_t) Fläche. Sie liegen in etwa auf gleicher Höhe, so daß im Vergleich zur exklusiven Reaktion kein größerer Akzeptanzeinbruch zum höheren Energiefenster hin sichtbar ist (s. Kap. 5).

Der Fehler auf diesen ersten Teil der Akzeptanzen ist mit ca. 10 % anzusetzen.

Wie zu Beginn erwähnt, stellt Abb. 37 noch nicht die gesamte Akzeptanz, sondern nur deren X_F - p_t -Abhängigkeit dar. Es wird im folgenden angenommen, daß dieses Verhalten in den photon- und hadroninduzierten Daten in erster Näherung gleich ist. Um eingemeßten realistische Akzeptanzfaktoren zu bekommen, müssen die beiden Abb. 37a,b noch je nach Datensatz mit als konstant angenommenen Faktoren multipliziert werden. Es wurden folgende Faktoren berücksichtigt:

- für die Photonen:

· das BV	(79 +- 3) %
· das EMV	(98 +- 1) %
· Datenverlust	(99 +- 1) %
· Strahlungsabschwächung	(95 +- 2) %
· Einfluß der übrigen cuts	(94 +- 4) %

- für die Hadronen:

· Datenverlust	(99 +- 1) %
· Strahlungsabschwächung	(95 +- 2) %
· Einfluß der übrigen cuts:	
80 GeV	(90 +- 4) %
140 GeV	(87 +- 4) %

Diese Faktoren wurden wie oben beschrieben gewonnen. Die unterschiedlichen cut-Einflüsse resultieren aus dem unterschiedlichen Verhalten auf einige Schritte (TRAD, Vertex).

Die verschiedenen Akzeptanzen der Projektion sind in den Tab. 7 - 8 dokumentiert.

Insgesamt ergibt sich ein relativer Fehler auf alle Akzeptanzen von ca. 15 %.

6.3 Die Fits an die Massenverteilungen im allgemeinen

Nachdem die Frage der Akzeptanzen geklärt war, konnten die verschiedenen Fits in Angriff genommen werden. Zuerst mußte jedoch die Fitparametrisierung ermittelt werden. Dazu konnte auf die Erfahrung von /73/ zurückgegriffen werden.

Abb. 38a zeigt ein typischen Histogramm ("Massenplot") für die invariante Masse der $\pi^+\pi^-$ Kombination. Über einen hohen statistischen Untergrund ist eine schufterförmige Überhöhung im Bereich der p Masse von 770 MeV zu erkennen. Um die Resonanz vom kombinatorischen Untergrund zu trennen, muß beides parametrisiert werden. Wenn Fitot die gesamte Struktur, Freso die Resonanz und Fback den Untergrund beschreibt, so erhält man die Ereignisrate:

$$R = \int_{m_a}^{m_b} (F_{\text{tot}}(m) - F_{\text{back}}(m)) dm = \int_{m_a}^{m_b} F_{\text{freso}}(m) dm$$

Zur Parametrisierung der Resonanzfunktion Freso wurde der gleiche Ansatz verwendet, der bereits in Kap. 5 zum Erfolg führte. Zur Beschreibung des Untergrundes standen die üblichen drei Ansätze zur Verfügung: ein Polynom 3. Ordnung, eine abfallende Exponentialfunktion oder eine modifizierte Exponentialfunktion.

tialfunktion:

$$F_{\text{back}}(m) = a_0 (m - 2m_\pi)^{a_1} \exp(-a_3 m - a_4 m^2)$$

Der Faktor $(m - 2m_\pi)^{a_1}$ mit $0 \leq a_1 \leq 1$ berücksichtigt das Schwellenverhalten des invarianten Massenplots. $2m_\pi$ ist die sog. Massenschwelle (m_π , Pionmasse). Um die totale Struktur des Histogrammes in Abb. 38a zu erhalten, wurde die Untergrundfunktion und die Resonanzfunktion addiert:

$$F_{\text{tot}}(m) = F_{\text{back}}(m) + F_{\text{reso}}(m)$$

In den Untersuchungen in /37/ hatte sich die modifizierte Exponentialfunktion als beste Untergrundfunktion ergeben. Auf einen Einsatz einer korrelierten Version von $F_{\text{tot}}(m)$ wie in /73/ wurde verzichtet, da die Unterschiede zwischen beiden Versionen nicht allzu groß sind /87/ und eine Berücksichtigung einer Korrelation zu einer Zeitverzögerung geführt hätte, die in keinem Verhältnis zur erreichbaren Verbesserung der Qualität der Fits gestanden hätte.

Als Fitfunktion wurden deshalb verwandt:

$$F_{\text{tot}}(m) = F_{\text{reso}}(m) + F_{\text{back}}(m) \quad (+ F_{2,\text{reso}}(m'))$$

mit

$$F_{\text{reso}}(m) = a_4 \frac{m_\rho m \Gamma(m)}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma(m)} \left(\frac{m_\rho}{m} \right)^{n(t)}$$

$$F_{\text{back}}(m) = a_0 (m - 2m_\pi)^{a_1} \exp(-a_2 m - a_3 m^2)$$

$\Gamma(m)$ wie in Kap. 5

$F_{2,\text{reso}}(m')$... einfache Breit-Wigner-Funktion

$$m_{\text{th}} = 2 \cdot m_\pi = 0.297 \text{ GeV}/c^2$$

$$m_\rho = 0.770 \text{ GeV}/c^2$$

$$n(t) = 0 - 4$$

Der Skewing-Exponent $n(t)$ wurde als Anpassungsparameter benutzt. In den meisten Fällen hatte er den Wert 4, wurde aber nach Bedarf minimiert. Desgleichen wurde gegebenenfalls eine zweite einfache Breit-Wigner-Funktion ($F_{2,\text{reso}}$) zur Beschreibung einer zweiten Resonanz eingesetzt, um der inklusiven Erzeugung anderer Mesonen (insbesondere K^0 , ρ^0) Rechnung zu tragen. Eine Analyse, die die inklusive Erzeugung dieser Objekte zum Gegenstand hat, steht noch aus.

Zur Kontrolle der Güte der Fits wurden mehrere Methoden angewandt. Es wurde ein χ^2 -Test über den gesamten Fitbereich durchgeführt und χ^2/NDF aufgezichnet (NDF, Anzahl der Freiheitsgrade). Daneben wurde der Fit mit dem Auge bewertet, d. h. der Fit selbst, (Daten - Fit) und (Daten - Unter-

grund) mußten vertretbar sein. Als letztes wurde an einigen exemplarischen Beispielen ein χ^2 -Test um die Resonanz selbst durchgeführt, um eine Optimierung der Fits zu erreichen.

Bei allen Fits mußte folgendes beachtet werden:

- die interne Konsistenz einer großen Anzahl von Fits in verschiedenen (X_F, p_T) -Bins, wobei diese noch stark bzgl. des Untergrundes variieren können.

Es mußten deshalb Kompromisse an die Fitqualität (z. B. korreliert, unkorreliert u. a.) gemacht werden. Sie werden im Laufe der Arbeit vorgestellt.

Bei den Fits an die "überalles"-Massenplots der einzelnen Datensätze und in Teilgebieten des Schachbrettes trat eine weitere Schwierigkeit auf. So zeigte sich die modifizierte Exponentialfunktion nicht in der Lage, den Untergrund um $m = 0.4 - 0.55 \text{ GeV}/c^2$ zu beschreiben (genauso wenig wie die anderen Untergrundansätze). Die Hinzunahme einer zweiten Resonanz auf $m = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ führte mit physikalisch realistischen Parameter (Breite, Masse) zu keiner Verbesserung. Der Fit schoß zumeist im Bereich vor dem Maximum des Plots über die Daten in einem nicht mehr vertretbaren Rahmen hinaus. Leichte Modifikationen der Untergrundfunktion führten zu keiner Verbesserung.

Der Grund ist wohl in der Tatsache zu suchen, daß entweder elektromagnetische (in den Photondaten) oder "random"-Kombinationen mit falschen niederenergetischen Spuren (sowohl in Photon- wie auch in Hadrondaten) die Angabe einer "phasenraum-inspirierten" analytischen Parametrisierung des Untergrundes verhinderten. Bei /73/ trat dieser Punkt nicht so sehr in Erscheinung, da die Fehlerbalken sehr viel größer waren.

Die genaue Untergrundparametrisierung über den gesamten Massenbereich war deshalb in einem abschließbaren Zeitraumes mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht zu bewältigen.

Um dennoch befriedigende Ereignisraten aus den Plots zu gewinnen, wurden in kritischen Massenverteilungen der Fitbereich auf $0.58 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$ eingeschränkt (s. Abb. 38b). Zur Menge dieser Plots gehören alle Massenplots, die zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte gedacht sind sowie der zentrale X_F -Bereich des Schachbretts. Im Übergangsgebiet vom eingeschränkten auf den gesamten Bereich ($0.32 - 2.0 \text{ GeV}/c^2$) konnten die unterschiedlichen Fitergebnisse verglichen werden. Der Fit im eingeschränkten Gebiet lag im Durchschnitt eher unter den Fitergebnissen im gesamten Massenspektrum. Er untertreibt eher; allerdings konnte die Größenordnung nicht eindeutig festgelegt werden, so daß die Unsicherheit sich nur in einem größeren Fehler auf dem Fit niederschlägt.

Ein weiterer Kompromiß an die Vergleichbarkeit der Daten und die Handhabung der Datensätze bestand darin, daß sowohl in photonischen wie auch in

hadronischen Daten mit der gleichen Resonanzfunktion gearbeitet wurde. Der sog. Skewing-Faktor, der eigentlich nur für die Photoproduktion abgeleitet wurde, blieb auch in der Hadronproduktion in Kraft. Er erwies sich als äußerst nützlich, da auch die Hadrondaten, vermutlich aufgrund der Untergrundprobleme, eine Verschiebung zu niedrigeren Energien aufwiesen. Die Fits ohne Skewing-Faktor ($\ln(t) = 0$) lagen deutlich neben der wirklichen Resonanz. Aus rein praktischen Gründen wurde der Skewing-Faktor jeweils den Daten angepaßt.

Im folgenden werden einige Fits exemplarisch vorgestellt:

a)

Abb. 38a zeigt die Verteilung der invarianten Masse für photoninduzierte Daten mit 7-Energien von 60 - 175 GeV. Ihr liegen die gesamten 5,8 Mio. Trigger zugrunde. Abb. 38b zeigt den Fit im eingeschränkten Bereich. In Abb. 38c wurde von den Daten die Untergrundfunktion abgezogen. Die Resonanz ist deutlich zu erkennen, außerdem auch die zweite Resonanz bei ungefähr 1,25 GeV/c². Der Fit liegt etwas zu weit rechts auf der Resonanz. Aus "Kompabilitätsgründen" wurde er nicht weiter nach links verschoben (Masse auf kleineren Wert fixen). Der Fehler im Fit wird nicht so sehr durch diese Verschiebung, als viel mehr durch den systematischen Fehler in der Wahl des Fitbereiches in Verbindung mit den Untergrundproblemen festgelegt.

b) auf dem Schachbrett traten folgende Typen auf (s. auch Abb. 37c) :

Abb. 43a,b Schachbrettfeld: $0.0 < X_F < 0.1$, $0.2 < p_t < 0.4$ GeV/c
zentraler Bereich, hohe Statistik, hoher Untergrund

Abb. 43c,d Schachbrettfeld: $0.2 < X_F < 0.3$, $0.2 < p_t < 0.4$ GeV/c
Massenplot ähnelt den "überall"-Plots, Übergangsbereich zwischen eingeschränkten und gesamten Fitbereich.

Abb. 44, Schachbrettfeld: $0.6 < X_F < 0.7$, $0.4 < p_t < 0.6$ GeV/c
moderates Fitgebiet

Abb. 45, Schachbrettfeld: $0.9 < X_F < 1.0$, $0.2 < p_t < 0.4$ GeV/c
quasi-diffraktive Zone

Abb. 46, Schachbrettfeld: $0.3 < X_F < 0.4$, $1.2 < p_t < 1.4$ GeV/c
Gebiet schlechter Statistik

Die photonischen Daten unterschieden sich im großen und ganzen wenig von ihrem hadronischen Gegenpart. In einzelnen Bereichen gab es jedoch große Unterschiede:

Im Eck-Bin $X_F = -0.1 - 0.0$, $p_t = 0.0 - 0.2$ befanden sich kaum Photonen, während die Hadronen durchaus Ergebnisse lieferten. Um die Struktur der meisten folgenden Bilder nicht völlig zu verzerren, wurde diese Bins auf 0 gesetzt. Die Werte sind den Tabellen zu entnehmen.

Eine weitere Problemzone war das Gebiet $X_F = 0.6 - 0.9$, $p_t = 0.0 - 0.2$. Hier trat in den photoninduzierten Daten erhöhter elektromagnetischer Untergrund auf, der die Resonanzen von kleinen Massen her regelrecht zuschnittete, so daß keine gute Parametrisierung möglich war. Die Untergrundfunktion linksseitig zu hoch angesetzt, so daß der Fit beträchtlich untertreibt. Der elektromagnetische Untergrund rührt vom sog. Loch im EMV her. Dabei handelt es sich um die Spalte zwischen GPD und PLUG. Untersuchungen in /11/ haben eine deutliche Korrelation zwischen Impuls und Untergrund ergeben. Elektronen, die diese Spalte treffen, lösen das EMV selten aus, da sie entweder überhaupt nicht oder nicht vollständig im EMV aufschauern, also nicht genug Energie deponieren, um das Veto zu setzen. Bei den Fits brach deshalb in den Photondaten die Streurate ein, während die hadronischen Daten weiterhin den typischen Verlauf nahmen (ein deutliches Indiz, daß es sich wirklich um elektromagnetischen Untergrund handelt). In den Divisionsplots traten deshalb an dieser Stelle unrealistische Überhöhungen bzw. Senken auf.

In der diffraktiven Zone lagen die Photonfits erwartungsgemäß weit über den hadronischen, weil dort aufgrund der anderen Quantenzahlen der Pionen und Kaonen keine diffraktive Erzeugung (dem Regge-Typ nach) existiert.

Die Fehler der Fits kann man in einzelnen Bereichen zusammenfassen. Sie haben im wesentlichen zwei Beiträge. Zum einen ist es der systematische Fehler, der durch die Wahl der Fitfunktion bzw. der Parameter und des Fitbereiches entsteht. Er wurde durch gleiche Bedingungen (fixierte Masse, Breite) möglichst einheitlich über dem Schachbrett gehalten. Der zweite größere Beitrag ist die Statistik. Unter dem statistischen Fehler wird wiederum nicht die Wurzel aus der Ereignisrate, sondern der Fehler der Resonanzamplitude verstanden. Er wird immer in Klammern hinter dem Gesamtfehler angegeben. Beide Beiträge waren mehr oder minder komplementär. In Bereichen hoher Statistik war der Einfluß des systematischen Fehlers höher, während in hohen p_t - X_F -Regionen der Fit relativ stabil gegen die Parameter war, dagegen der statistische Beitrag aber zunahm. Insgesamt ergibt sich folgende Einteilung:

$X_F = -0.1 - 0.3$, alle p_t
Hier überwiegt der systematische Fitfehler. Der relative Fehler wird auf ca. 25 (10) %

$X_F < 0.8$, $p_t > 1.0$ GeV/c
Die Statistik besorgt die Begrenzung der Genauigkeit.
Fitfehler ca. 25 (22) %

$$X_F > 0.8, p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$$

Die Statistik ist hier sehr gering, der Fit kann überhaupt nur durch Zusammenfassen der Bereiche durchgeführt werden.
Fitfehler ca. 50 (45) %.

$$X_F = 0.6 - 0.9, p_T = 0.0 - 0.2 \text{ GeV}/c$$

In den Photonplots ist hoher elektromagnetischer Untergrund.
Die Photonfits haben hier einen Fehler von 70 (10) %.

$$X_F > 0.3, p_T = 0.0 - 1.0 \text{ GeV}/c, \text{ sonst}$$

Die Fits sind in den übrigen Bereichen bis auf ca. 15 (10) % genau.

die Fitfehler der "überalles"-Plots sind ca. 15 (< 5) %.

7. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der inklusive p^0 Produktion und die Fits des Quark-Fusion-Modells

In diesem Kapitel werden die einfach und doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_T$, $d\sigma/dX_F$, $d^2\sigma/dX_F/dp_T$ der inklusiven p^0 Erzeugung sowohl aus photon- wie aus hadroninduzierten Daten berechnet und miteinander verglichen. Es werden Fits naiver Quark-Fusion-Modelle vorgenommen. Aufgrund der Fülle der Daten muß diese Analyse sich auf die wesentlichen Merkmale beschränken. Eine auf den Erfahrungen dieser Arbeit aufbauende Fortführung der Analyse ist geplant (s. Kap. 8).

7.1 Die absoluten Wirkungsquerschnitte und der Vergleich Photon/Hadron

Analog zu Kap. 5.4 werden nun aus den Ereignisraten die absoluten Wirkungsquerschnitte nach der bekannten Formel berechnet.

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{R}{F} \frac{1}{T} \frac{1}{ACC} \frac{1}{\Delta F}$$

ΔF ... Anteil am Beamflux

Bestimmung aus den 5.8 Mio Photontrigger:

Die Abb. 38a-c zeigt den Fit an das Massenplot über den gesamten Energiebereich, Abb. 39a-f und 40a-f die einzelnen Energieintervalle zur energiedifferenziellen Bestimmung. (rein statistischer Fehler in Klammern)

60 - 175 GeV Photonen:	R	= 480468 $\pm$ 72000 (6000)
	ACC	= (50 $\pm$ 7.5) %
	F	= 1.30675 $\cdot$ 10 ¹⁰
	T	= 2.558 $\cdot$ 10 ²⁴ /cm ²
	ΔF	= 1
	σ_{tot}	= (28.7 $\pm$ 6.1 (0.4)) μb
60 - 90 GeV Photonen:	R	= 160376 $\pm$ 24000 (3200)
	ACC, F, T wie oben	
	ΔF	= 0.35
	σ_{tot}	= (27.4 $\pm$ 5.8 (0.6)) μb

90 - 120 GeV Photonen: $R = 137985 \pm 20000$ (3100)

ACC, F, T wie oben

$\Delta F = 0.29$

$\sigma_{\text{tot}} = (28.5 \pm 6.0 \text{ (0.6)}) \mu\text{b}$

120 - 150 GeV Photonen: $R = 121283 \pm 18000$ (3000)

ACC, F, T wie oben

$\Delta F = 0.24$

$\sigma_{\text{tot}} = (30.2 \pm 6.3 \text{ (0.8)}) \mu\text{b}$

150 - 175 GeV Photonen:

$R = 60796 \pm 9000$

ACC, F, T wie oben

$\Delta F = 0.12$

$\sigma_{\text{tot}} = (30.3 \pm 6.4 \text{ (1.1)}) \mu\text{b}$

Die Summe der vier Intervalle beträgt $R = 480440$.

Bei aller Willkür der Fits, muß auf die sehr gute Übereinstimmung mit dem Fit an das gesamte Bremsstrahlungsspektrum hingewiesen werden.

Die Bestimmung aus dem zweiten Datensatz (2.4 Mio. PhotontrIGGER), einer Untermenge der 5.8 Mio. TRIGGER mit einer den Hadrondaten energetisch angepaßten Energieaufteilung (s. Kap. 6):

Abb. 41a-f zeigt die beiden Energiefenster auf kleiner, bzw. größer 110 GeV.

Die gleichen Fits ergeben:

60 - 110 GeV Photonen: $R = 104564 \pm 15000$ (3100)

ACC, T wie oben

$F = 5.501 \cdot 10^9$

$\Delta F = 0.545$

$\sigma_{\text{tot}} = (27.3 \pm 5.7 \text{ (0.8)}) \mu\text{b}$

110 - 175 GeV Photonen: $R = 89046 \pm 13000$ (2500)

ACC, T wie oben

$F = 5.501 \cdot 10^9$

$\Delta F = 0.455$

$\sigma_{\text{tot}} = (27.8 \pm 5.8 \text{ (0.8)}) \mu\text{b}$

Beißen noch die 3.8 Mio. 140 GeV HadrontrIGGER und die 2.4 Mio 80 GeV HadrontrIGGER (s. Abb. 42a-f).

80 GeV Hadronen: $R = 359273 \pm 53000$ (5400)

ACC = (62 $\pm$ 9) %

T wie oben

$F = 4.643 \cdot 10^7$

$\Delta F = 1$

$\sigma_{\text{tot}} = (4.88 \pm 1.02 \text{ (0.08)}) \text{ mb}$

140 GeV Hadronen:

$R = 485442 \pm 72000$ (6800)

ACC = (61 $\pm$ 9) %

T wie oben

$F = 6.301 \cdot 10^7$

$\Delta F = 1$

$\sigma_{\text{tot}} = (4.94 \pm 1.04 \text{ (0.07)}) \text{ mb}$

Dabei wurde die Akzeptanzen, die in Kap. 6.2 für die Photonen bestimmt worden waren, auf die einzelnen Energieintervalle übertragen.

In Kap. 3.1 wurde das VMD-Modell erläutert. Gemäß seiner Vorstellung ist der photonische Wirkungsquerschnitt gegenüber dem hadronische nur um einen Faktor $k = \text{VMD}_1$ untersezt.

Folgt man diesem Bild, so ergeben sich für die ρ^0 Produktion ein VMD-Faktor von:

$$\text{VMD}_{80} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\text{hp})_{80 \text{ GeV}}}{\sigma_{\text{tot}}(\text{7p})_{60-110 \text{ GeV}}} = 179 \pm 54 \text{ (7)}$$

$$\text{VMD}_{140} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\text{hp})_{140 \text{ GeV}}}{\sigma_{\text{tot}}(\text{7p})_{110-175 \text{ GeV}}} = 178 \pm 53 \text{ (7)}$$

Die Werte liegen gegenüber der Erwartung (~ 200) etwas niedrig, die Fehler sind allerdings groß und decken den theoretischen Wert ein (s. Kap. 7).

Die Wirkungsquerschnitte der photoninduzierten Daten liegen alle sehr eng beieinander. Sie können alle innerhalb der Fehler als identisch betrachtet werden. In den energiedifferenziellen Daten ist eine leicht ansteigende Tendenz zu beobachten.

Leider existieren keine Vergleichsmessungen von photoninduzierter ρ^0 Produktion in diesem Energiebereich. Die Daten in der Literatur reichen nur bis 70 GeV, aufgestellt vom Vorgängerexperiment WAS7. Die verfügbaren Daten sind in Abb. 73 zusammengetragen, die eingenen Messungen sind eingetragen, die Daten entstammen /92/.

Die hadronischen Wirkungsquerschnitte liegen im Vergleich zu den Literaturwerten unter dem Durchschnitt. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß in der vorliegenden Untersuchung die quasi-exklusiven Reaktionen nicht mit eingingen. Weiterhin sind die veröffentlichten Werte längst nicht eindeutig. Die Daten /92/ sind entnommen und stammen aus π^+p bzw. π^-p Reaktionen (s. Abb. 74).

Die beiden VMD- Werte liegen sehr eng beieinander und auch in der richtigen Größenordnung (ungefähr 200). Ihre großen Fehler sind durch die Fehler der Wirkungsquerschnitte bedingt. Sie sind in bezug auf die theoretischen Erwartungen etwas zu niedrig, eine Folge der niedrigen hadronischen Wirkungsquerschnitte. Es ist allerdings zu beachten, daß der diffraktive Anteil in den Photondaten nicht aus der Division herausgefaltet ist. Aus den X_F Projektionen der Photonplots kann man ihn auf etwa $(2.3 \pm 0.5) \mu\text{b}$ abschätzen. Einen solchen quasidiffraktiven Mechanismus könnte es in den Hadrondaten nur geben, wenn es gelänge, die inklusive ρ^0 -Produktion mit einem ρ^0 -Strahl zu analysieren.

Zieht man diesen quasidiffraktiven Anteil ab, so ergeben sich die VMD-Faktoren aus den absoluten Wirkungsquerschnitten:

$$\text{VMD}_{80} = 196 \pm 71 \quad (20)$$

$$\text{VMD}_{140} = 194 \pm 70 \quad (20)$$

die direkt am erwarteten Wert von 200 liegen, allerdings einen größeren Fehler haben.

7.2 Die Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dX_F/dp_T$ in Photo- und Hadroproduktion

In diesem Kapitel werden die doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitte für die inklusive ρ^0 Produktion in photon- und hadroninduzierten Daten berechnet und verglichen. Sie stellen sich dar als:

$$\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_T} = \frac{R}{F} \frac{1}{T} \frac{1}{ACC} \frac{1}{\Delta F} \frac{1}{\Delta X_F} \frac{1}{\Delta p_T}$$

in bekannter Nomenklatur.

Das Produkt $\Delta X_F \cdot \Delta p_T$ ist durch das Schachbrettmuster gegeben:

$$\Delta X_F \cdot \Delta p_T = 0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c = 0.02 \text{ GeV}/c$$

Die einzelnen Akzeptanzen sind in Kap. 6.2 bestimmt worden. Sie setzen sich aus zwei Faktoren zusammen, wobei der erste als global aufgefaßt wird, d. h.

er variiert nicht über X_F , p_T , während der zweite die X_F - p_T -Abhängigkeit birgt (s. Kap. 6.2):

$$ACC_i = ACC_{glob} \cdot ACC_i'$$

ACC_i' ist Tab. 5 bzw. 6 zu entnehmen.

Da die Normierungskonstanten bis auf die Akzeptanz die gleichen wie in Kap. 7.1 sind, können sie dort nachgeschlagen werden.

Für den Photonsatz über den gesamten Energiebereich 60 - 175 GeV lautet ACC_{glob} :

$$ACC_{glob} = (68 \pm 10) \%$$

Mit den Ereignisraten aus Tab. 26 ergeben sich die Wirkungsquerschnitte von Tab. 9. Die Werte tragen die Einheit $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$. Abb. 47 zeigt den zugehörigen Lego-Plot. Die Achsen sind in Kap. 6.2 beschrieben, ihre Verläufe indiziert. Zu groben Orientierung wurden einzelne Wirkungsquerschnitte eingetragen. Zur Kontrolle wurden alle Ereignisraten aufsummiert und der absolute Wirkungsquerschnitt aus dem Lego-Plot berechnet.

$$R = 466498 \pm 14000$$

$$ACC = (80 \pm 7.5) \%$$

$$\sigma_{tot} = (27.9 \pm 9.4) \mu\text{b}$$

Der Fehler der Summe der Ereignisrate wurde auf ca. 30 % geschätzt. Die Übereinstimmung mit Kap. 7.1 ($28.7 \pm 6.1 \mu\text{b}$) ist sehr gut.

Der Energiebereich von 60 - 110 GeV hat folgende Konstanten:

$$ACC_{glob} = (68 \pm 10) \%$$

Die Ereignisraten stehen in Tab. 27, die errechneten Wirkungsquerschnitten in Tab. 10. Die Kontrollrechnung ergibt:

$$R = 103219$$

$$\sigma_{tot} = (26.9 \pm 9.0) \mu\text{b}$$

wieder in guter Übereinstimmung mit Kap. 7.1. Abb. 48 gibt den optischen Eindruck.

Das hohe Energiefenster in den Photondaten (110 - 175 GeV)

$$ACC_{glob} = (68 \pm 10) \%$$

Mit den Ereignisraten aus Tab. 28 ergeben sich die Wirkungsquerschnitte von Tab. 11. Die Probe liefert:

$$R = 89370$$

$$\sigma_{tot} = (27.9 \pm 9.4) \mu\text{b}$$

gegenüber $\sigma_{tot} = (28.5 \pm 6.0) \mu\text{b}$ in Kap. 7.1. Der Lego-Plot ist in Abb. 49 zu sehen.

Da die Statistik in den Plots mit Energiefenster natürlicherweise geringer war als in Abb. 47, ergab sich die Frage, wie verträglich die Fits untereinander waren. Zum Test wurden die berechneten Wirkungsquerschnitte der Energiefenster addiert und der Quotient $2 \cdot (\gamma: 60-175 \text{ GeV}) / (\gamma: 60-110 \text{ GeV} + \gamma: 110-175 \text{ GeV})$ gebildet. In Tab. 12 sind die Quotienten der Einzelbills eingetragen. Abb. 50 zeigt das Bild. Der Quotient streut um 1,0 mit einer maximalen Abweichung von 30 %. Das ungewichtete Mittel ergibt:

$$\text{MEAN}_{\text{un}} = (96 \pm 7) \%$$

Der Fehler der Quotienten ($\sim 40 \%$) wurde in der Mittelwertbildungen nicht berücksichtigt. Die Fits in den Energiefenstern weichen trotz kleinerer Statistik nur in geringem Maße von dem ohne Fenster ab. Die Quotienten in Abb. 50 werden von Fluktuationen dominiert. Ein genereller Trend ist nicht zu erkennen. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend.

Nach den Photonen wurden die hadronischen Daten ausgewertet.

Für die 80 GeV Daten galt folgende ACC_{glob}

$$\text{ACC}_{\text{glob}} = (84 \pm 12) \%$$

Die Eventraten sind in Tab. 29, die berechneten Wirkungsquerschnitte in Tab. 13, der Lego-Plot in Abb. 51. Die Summe über den Plot ergibt einen totalen Wirkungsquerschnitt von:

$$R = 363203$$

$$\sigma_{\text{tot}} = (4.93 \pm 1.48) \text{ mb}$$

Im Vergleich zu $(4.88 \pm 1.03) \text{ mb}$ in Kap. 7.1.

Für die 140 GeV Hadrondaten galt:

$$\text{ACC}_{\text{glob}} = (82 \pm 12) \%$$

In Tab. 30 sind die Eventraten, in Tab. 14 die Wirkungsquerschnitte niedergelegt. Die Gegenprobe liefert:

$$R = 483514$$

$$\sigma_{\text{tot}} = (4.92 \pm 1.48) \text{ mb}$$

zu $(4.94 \pm 1.04) \text{ mb}$ in Kap. 7.1. Abb. 52 beinhaltet den Lego-Plot.

In Abb. 53 ist ein gemittelter (80 + 140) GeV Hadronplot abgebildet.

Die Fehler in den Wirkungsquerschnitten sind in Tab. 15 eingetragen. Sie werden dominiert durch den systematischen Fitfehler und statistische Effekte, die in Kap. 6 beschrieben wurden. Zusammen mit dem Fehler in der Akzeptanzbestimmung ergeben sich folgende Zonen mit etwa gleichgroßen Fehlern (s. Abb. 54): (in Klammern der gemittelte statistische Anteil)

$\cdot X_F = -0.1 - 0.3$, alle P_t	: relativer Fehler ~ 30 (10) %
$\cdot X_F < 0.8$, $P_t > 1.0 \text{ GeV}/c$	: relativer Fehler ~ 30 (22) %
$\cdot X_F > 0.8$, $P_t > 1.0 \text{ GeV}/c$	: relativer Fehler ~ 53 (45) %
$\cdot X_F = 0.6 - 0.9$, $P_t = 0.0 - 0.2 \text{ GeV}/c$	: relativer Fehler ~ 70 (10) %
in den Photoplots	
$\cdot X_F = -0.1 - 0.0$, $P_t = 0.0 - 0.2 \text{ GeV}/c$	: relativer Fehler ~ 100 %
in den Photoplots	
$\cdot$ sonst	: relativer Fehler ~ 21 (10) %

Damit sind die Wirkungsquerschnitte in den meisten entscheidenden Feldern bis auf 20 - 30 % genau. Die Ausnahme bilden die schon erwähnten Problemgebiete.

Für $P_t < 0.2 \text{ GeV}/c$ wird in Kap. 7.4 eine gesonderte Betrachtung gegeben.

Um die photoninduzierten Daten mit den hadronischen zu vergleichen, bestand jetzt die Möglichkeit, den VMD-Faktor auf jedem Feld des Schachbretts zu bestimmen, indem man die korrespondierenden Lego-Plots durchhandelt. Dabei boten sich in natürlicher Weise folgende Kombinationen an:

$$\begin{aligned} \text{VMD}_{80} &= \frac{W_Q(80 \text{ GeV Hadronen})}{W_Q(60-110 \text{ GeV Photonen})} \\ \text{VMD}_{140} &= \frac{W_Q(140 \text{ GeV Hadronen})}{W_Q(110-175 \text{ GeV Photonen})} \\ \text{VMD}_{\text{all}} &= \frac{W_Q(\frac{1}{2}(80+140) \text{ GeV Hadronen})}{W_Q(60-175 \text{ GeV Photonen})} \end{aligned}$$

Abb. 55 zeigt den VMD-Faktor auf dem Schachbrett für die niedrige Energie (VMD₈₀). Das Bild wird beherrscht durch statistische Fluktuationen. Die Fehler betragen in Gebieten mit ehemals 21 % nach Fehlerrechnung nunmehr 30 %, in denen mit früher 30 % nun 42 %. Um einen besseren Eindruck von dem typischen Verhalten zu bekommen, wurde deshalb zusätzlich der Kehrwert $1/\text{VMD}$ gebildet (Abb. 56). Es ist zu beachten, daß dieser Plot (Abb. 56) gegenüber Abb. 55 um $\pi/2$ gedreht ist, so daß der Berg in Abb. 56 rechts, der Senke in Abb. 55 links entspricht. Die Werte vom VMD-Faktor sind in Tab. 17 dokumentiert.

In gleicher Weise wurde mit den Plots höherer Energie verfahren. Der VMD-Faktor ist in Tab. 18 dokumentiert und in Abb. 57 abgebildet, der Kehrwert in Abb. 58.

Für den Vergleich über das gesamtes Energiespektrum wurden die Ergebnisse der beiden Hadronplots gemittelt und dann durch den Photoplot geteilt. Abb. 59 zeigt das Resultat, Abb. 60 den Kehrwert des VMD-Faktors. In Tab. 19 ist

VMD festgehalten.

7.3 Die Diskussion der Ergebnisse der doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dX_F/dp_T$

Da es sich um eine Fülle von Abbildungen und Informationen handelt, sollen zu Anfang erst die wichtigen generellen Eigenschaften beschrieben werden.

Als Beispiel für einen Plot aus photonischen Daten sei Abb. 47 angeführt. Es handelt sich um den Lego-Plot der Photoproduktion im gesamten Energiebereich von 60 - 175 GeV. Die Achsen sind indiziert ($X_F = -0.1 - 1.0$, $p_T = 0.0 - 1.4$ GeV/c). Die Skala mißt in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c.

Die wichtigsten physikalischen Ergebnisse sind:

Es ist klar und deutlich ein Maximum der Verteilung in Bereichen kleiner X_F und kleiner p_T zu erkennen ("Empire State Building"). Von hier aus fällt der Wirkungsquerschnitt stetig mit wachsendem X_F (< 0.8) und p_T .

Für $X_F > 0.8$ erhebt sich in kleinen und mittleren p_T Regionen ($p_T < 1.0$ GeV/c) der diffraktive Anteil der Photoproduktion. Sein Anstieg ist gemäß der theoretischen Erwartung ($1/(1-X_F)$) sehr steil.

Das "Empire State Building" und der diffraktive Anstieg ist die Domäne des VMD Modells.

Im höheren p_T Bereich ($p_T > 1.0$ GeV/c) ist keine Signifikanz für ein Abweichung von der VMD Vorstellung durch eine harte Komponente des Photons zu erkennen (high p_T). Dazu ist der abgedeckte Bereich nicht weit genug in p_T hinaus getragen (s. /17/).

Der korrespondierende Hadronplot (Abb. 53) unterscheidet sich bis auf die diffraktive Zone nicht von den Photonen.

Die weniger wichtigen Eigenschaften der Plots sind zum Teil bereits geschildert:

Abb. 47 hat mehrere typische lokale Charakteristika mit den anderen Plots gemeinsam. Sie betreffen alle das niedrigste p_T Bin (< 0.2 GeV/c) über den gesamten X_F Bereich. Hier ist ein unerwarteter Abfall des Wirkungsquerschnittes zu verzeichnen. Der Grund für diesen Einbruch könnte der Schnitt auf die exklusive Reaktion sein (s. auch Kap 7.4).

Im Bereich $X_F = 0.6 - 0.9$, $p_T = 0.0 - 0.2$ GeV/c tritt in den Photonplots ein zusätzlicher Verlust auf (nur in der Tabelle zu sehen, da im Plot verdeckt). In dieser Zone ändert sich der Massenplot aufgrund der in Kap.6 beschriebenen Untergrundprobleme drastisch.

Der letzte kritische Bereich ist das in Kap. 6 schon erwähnte Eckfeld $X_F < 0$, $p_T < 0.2$ GeV/c. in den Photonplots.

Vergleicht man nun die energiedifferenziellen Photonplots (Abb. 48 und 49), so stellt man im groben das gleiche Verhalten fest. Abb. 49 (110 - 175 GeV) wirkt allerdings schlanker. In den 60 - 110 GeV Daten liegt der Schwerpunkt der Struktur um knapp einen Bin zu höheren X_F ($X_F \approx 0.2 - 0.3$) verschoben. Die diffraktive Zonen beider Energieintervalle stimmen relativ gut überein.

In den VMD Plots ist folgendes festzustellen: Abb. 59 zeigt das Verhältnis $1/2 \cdot (80+140)$ GeV Hadronen zu 60 - 175 GeV Photonen, also den VMD-Faktor, Abb. 60 seinen Kehrwert.

Abb. 59 kann in drei Bereiche gegliedert werden. Der erste größere Bereich ist eine flache durch statistische Fluktuation durchsetzte scheinbar mit X_F leicht abfallende Fläche, deren Höhe von ca. 200 bei $X_F = 0$ bis auf ca. 160 bei $X_F = 0.7$ reicht, bedeckt dabei die gesamte p_T -Achse (Fehler ca. 30 - 42 %).

Das zweite Gebiet ist das Problemgebiet des Photonplots, d. h. $X_F = 0.6 - 0.9$, $p_T < 0.2$ GeV/c. Die Untergrundprobleme haben als Resultat einen großen Hadronüberschuß (der Berg links oben im Bild). Er ist typisch für alle VMD-Plots und hat einen Fehler von ca. 99 %. Das letzte Gebiet ist der X_F Bereich größer 0.8 und p_T kleiner 1.0 GeV/c, indem aufgrund des diffraktiven Anteils der Photoproduktion der VMD-Faktor einbricht (Fehler: ca. 30 %).

In Abb. 60 finden sich alle Gebiete wieder. Der Kehrwert des VMD-Faktor ist aufgrund anderer Skalierung wesentlich "unempfindlicher" auf Fluktuationen als sein Pendant. Man erkennt deutlich die flache Ebene. Danach setzt der diffraktive Anstieg ein. Eigentlich läuft er in den Abb. 47 - 49 mit $p_T \approx 1.0$ GeV/c aus. In diesem Bild wird er in abgeschwächter Form bis $p_T = 1.4$ GeV/c "fortgesetzt". Jedoch beträgt der Fehler in diesen Bins ca. 75 %, so daß eine Deutung als harte Photonkomponente reine Spekulation wäre.

Abb. 57 und 58 zeigen die gleichen Plots (VMD, $1/VMD$) für den Quotienten aus 140 GeV Hadronen zu 110 - 175 GeV Photonen, Abb. 55 und 56 die VMD-Faktoren bzw. deren Kehrwerte für 80 GeV zu 60 - 110 GeV. Sie haben das gleiche Verhalten.

Abschließend werden die wichtigen Ergebnisse in Abb 60a zusammengefaßt:

- das VMD-Modell erklärt die inklusive ρ^0 Produktion im gesamten Meßbereich ausreichend. Das "Empire State Building" und der diffraktive Anteil dominieren die Daten. Abgesehen von erklärten technischen Problemen (Untergrund, Akzeptanzverlust) gibt es keinen Anzeichen für alternative physikalische Produktionsszenarios über den gesamten Meßbereich, insbesondere
- gibt es keine Evidenz für eine harte Photon-Komponente bis $P_t = 1.4$ GeV/c gegeben. Es sei jedoch auf Kap. 7.4 verwiesen, in dem erste Hinweise auf "high P_t ρ^0 " in höheren P_t Regionen gefunden wurden.

Dem Autor sind keine vergleichbaren Messungen bekannt, so daß ein Literaturvergleich entfällt.

7.4 Die einfachen differentiellen Wirkungsquerschnitte do/dp_t , do/dX_F

Neben den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten sollten auch do/dp_t und do/dX_F bestimmt werden, um daran ein einfaches Quark-Fusion-Modell zu testen.

Es gabe zwei Wege, diese Wirkungsquerschnitte aus den Daten zu gewinnen. Zum einen konnten die Filtergebnisse des doppelt differentiellen Fits zweckmäßig aufsummiert werden. Die zweite Möglichkeit war, die invariante Massenverteilung aufzusummieren und pro X_F , bzw. P_t Bin neu zu fitten. Letztere Version schien vertrauenswürdiger, da jeder systematische Fehler nur einmal einging. Immerhin bestand eine gute Kontrollmöglichkeit, indem man Einzelfit an die Projektion und Summe über den zugehörigen "slice" des Lego-Plots verglich.

Der Reihe nach wurden zuerst die P_t , dann die X_F Projektionen der fünf Datensätze gefittet. Die Parameter für die P_t Fits sind in folgenden Tabellen zu finden:

60 - 175 GeV Photonen	Tab. 31
60 - 110 GeV Photonen	Tab. 32
110 - 175 GeV Photonen	Tab. 33
80 GeV Hadronen	Tab. 34
140 GeV Hadronen	Tab. 35

die X_F Fits stehen in :

60 - 175 GeV Photonen	Tab. 36
60 - 110 GeV Photonen	Tab. 37
110 - 175 GeV Photonen	Tab. 38
80 GeV Hadronen	Tab. 39
140 GeV Hadronen	Tab. 40

Wie schon beim Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte (Kap. 7.1) mit den aufsummierten doppelt differentiellen Pendanten (Kap. 7.2) wurden anschließend als Konsistenzcheck die Projektionen mit den Summen über die entsprechenden slices des Lego-Plots verglichen. Es zeigte sich sowohl in der P_t als auch in der X_F Projektion eine relativ gute Übereinstimmung. In Abb. 61 ist der Quotienten aus dem Projektionsfit und der Summe der Lego-Plots für die P_t Abhängigkeit dargestellt. Abb. 62 zeigt das gleiche Verhältnis für die X_F -Achse.

Die Fehler der Fits wurden durch die Systematik beherrscht. Da gleiche Ansätze wie zuvor benutzt wurden, ist auch der Fehler ähnlich anzusetzen. Es ergibt sich folgende Staffe lung:

für X_F	$X_F = -0.1 - 0.3$	relativer Fehler ca. 25 (10) %
	$X_F > 0.3$	relativer Fehler ca. 15 (10) %

für P_t	$P_t = 0.0 - 0.8$ GeV/c	relativer Fehler ca. 25 (10) %
	$P_t = 0.8 - 1.6$ GeV/c	relativer Fehler ca. 15 (10) %
	$P_t > 1.6$ GeV/c	relativer Fehler ca. 25 (22) %

Nachdem die Ereignisraten durch die Fits bekannt und in ihrer Konsistenz mit den Lego-Plots überprüft waren, mußten noch die Akzeptanzen der Projektionen bestimmt werden. Es bot sich eine gewichtete Mittelung über das Schachbrettfeld an. Die Wirkungsquerschnitte in einem "slice" des jeweiligen Lego-Plots wurden addiert. Zusammen mit der Summe der Reaktionsrate konnte dann eine mittlere Akzeptanz gewonnen werden. Dieses Verfahren wurde für alle möglichen "slices" in allen Lego-Plots durchgeführt.

Die P_t Akzeptanzen für die Projektionen sind in Tab. 8 aufgelistet, die X_F Akzeptanzen in Tab. 7. In bekannter Manier konnte dann mit:

$$\frac{d\sigma}{dX_F} = \frac{R}{F T} \frac{1}{ACC} \frac{1}{\Delta F} \frac{1}{\Delta X_F} \quad \Delta X_F = 0.1$$

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{R}{F T} \frac{1}{ACC} \frac{1}{\Delta F} \frac{1}{\Delta p_t} \quad \Delta p_t = 0.2 \text{ GeV/c}$$

die Wirkungsquerschnitte berechnet werden.

Die Wirkungsquerschnitte aller p_t Projektionen sind in Tab. 20, die der Projektionen auf X_F in Tab. 21 dokumentiert. Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/dX_F$ sollte auch die invariante Form $(2E/S)d\sigma/dX_F$ berechnet werden. Für mittlere und hohe X_F Intervalle kann näherungsweise $(2E/S) \approx X_F$ gesetzt werden. Für kleine $X_F = 0.0 - 0.2$ sind die Abweichungen jedoch zu groß, so daß die exakte Form benötigt wird.

Nimmt man für die Laborenergie jeweils 80, 110, 140 GeV an, so erhält man die Skalierungswerte von Tab. 21. Die invarianten Wirkungsquerschnitte sind in ebenfalls dort eingetragen.

Die Fehler der Wirkungsquerschnitte setzen sich zusammen aus den Fehlern der Fits und der Akzeptanzen. Letztere wurden auf 15 % geschätzt. Bei den invarianten Wirkungsquerschnitten kommt in den Photonplots zusätzlich nochmals ein Fehler aufgrund der Skalierung hinzu (Annahme einer mittleren Strahlerenergie). Er wirkt sich allerdings nur in den niedrigeren X_F Bins aus. Deshalb:

$X_F < 0.2$	relativer Skalierungsfehler ca. 15 %
$X_F = 0.2 - 0.3$	relativer Skalierungsfehler ca. 5 %
$X_F > 0.3$	relativer Skalierungsfehler ca. 0 %

In Abb. 63a-f sind die ungewichteten Ereignisraten, die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t$ für 80 GeV Hadronen und 60 - 110 GeV Photonen sowie deren Divisionenplots VMD und 1/VMD. Abb. 64a-f zeigt die gleichen Bilder für 140 bzw. 110 - 175 GeV, Abb. 65 für den gesamten Energiebereich $(1/2(80 + 140) / 60 - 175 \text{ GeV})$. Die X_F Projektionen sind in Abb. 66 (80 / 60 - 110 GeV), Abb. 67 (140 / 110 - 175 GeV) und Abb. 68 $(1/2(80 + 140) / 60 - 175 \text{ GeV})$ zu sehen, die invarianten Wirkungsquerschnitte in Abb. 69.

Genau wie bei den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten war ein Test der statistisch benachteiligten Photonplots mit Energiefenstern möglich, indem man die Summe dieser Plots mit dem Photonplot über das ganze Photonspektrum verglich. Abb. 70a zeigt die Quotienten der Plots jeweils für p_t und X_F . Wieder ist die Übereinstimmung zufriedenstellend. Die größte Abweichung beträgt ca. 25 % im höchsten p_t Bin, was auf die schlechtere Statistik in diesem Bin zurückzuführen ist.

7.4.1 Die p_t -Projektion

Die Abb. 63 - 65a-f zeigen die p_t -Projektionen der fünf Datensätze, die aus den Fits hervorgingen. Es werden jeweils die zu vergleichenden Energiebereiche gegenübergestellt.

Allen Wirkungsquerschnitten sind zwei Merkmale gemeinsam: zum einen der exponentielle Abfall für $p_t > 0.4 \text{ GeV}/c$, zum anderen der Einbruch im niedersten p_t Bin ($p_t < 0.2 \text{ GeV}/c$). Er tritt sowohl in den photonischen als auch in den hadronischen Daten auf.

Es wird vermutet, daß der Schnitt auf die exklusive Reaktion für diesen Akzeptanzeinbruch verantwortlich ist. Die Werte für $p_t < 0.2 \text{ GeV}/c$ wurden deshalb aus der Untersuchung herausgenommen. Den Erwartungen gemäß sollte sich die p_t Verteilung wie

$$d\sigma/dp_t = A \cdot p_t \exp(-bp_t^2)$$

verhalten. Abb. 65g-k zeigt die Fits, Tab. 23 die Parameter. Der Fitbereich war jeweils von $p_t = 0.2 - 1.8 \text{ GeV}/c$.

Die Approximation der Projektion durch $\exp(-bp_t^2)$ ist in den fünf Datensätzen zufriedenstellend. Der slope b ist im Vergleich mit anderen Messungen $b \approx 2.5 - 3.2 (\text{GeV}/c)^{-2}$ niedrig /96 - 101/. Neben den Fits wurden in Abb. 63 - 65 auch der VMD-Vergleich gezogen. Der VMD Faktor bewegt sich in allen Plots in der Größenordnung 160 - 180, also vergleichbar mit den anderen Bestimmungen. Auffallend sind die Abweichungen in den höchsten beiden p_t Bins, $p_t > 1.6 \text{ GeV}/c$.

Hier steigt der Photonanteil stark an, was mit fehlerbedingter Vorsicht auf die schon erwähnte punktförmige Wechselwirkung des Photons zurückgeführt werden kann. Da dieser Anstieg jedoch erst ab $p_t = 1.6 \text{ GeV}/c$ beginnt, konnte er in den Legoplots der doppelt differentiellen Darstellung in Kap. 7.2 nicht festgestellt werden, da diese nur bis $p_t = 1.4 \text{ GeV}/c$ reichen.

Es sollte die Aufgabe der Fortführung der Arbeit sein, diesen Anstieg quantitativ zu verifizieren (oder zu falsifizieren) und evtl. den p_t Bereich weiter auszuweihen. Dazu wird die gesamte WA69-Statistik nötig sein (s. Kap. 8).

7.4.2 Die X_F Projektion $d\sigma/dX_F$

In Abb. 66 - 68 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dX_F$ der verschiedenen Datensets im Vergleich zu sehen.

Sie zeigen die schon in den Lego-Plots auffällige Struktur. In den Photonaten kann aus den Plots der quasi diffraktive Anteil am Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden. Er ist im Rahmen der Fehler für beide Energiefenster nahezu gleich (ca. $2.3 \pm 0.5 \mu\text{b}$)

Unterschiede in den Energiefenstern sind im Bereich der Maxima zu erkennen. Wie schon in der Betrachtung der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte angedeutet, ist das Maximum in den Plots höherer Energien tendenziell schärfer. Dies trifft sowohl auf die Photonen wie auch auf die Hadronen zu.

Um das unterschiedliche Verhalten der Wirkungsquerschnitte über X_F zu verdeutlichen, wurde in Abb. 70b exemplarisch das Verhältnis von 110 - 175 GeV Photonen zu 60 - 110 GeV gebildet.

Der VMD-Faktor zeigt in beiden Energiefenstern das schon in Kap. 7.2 beschriebene Verhalten. Er liegt in der gleichen Größenordnung wie oben.

Um die X_F Projektionen in denen anderer Experimenten zu vergleichen, ist es ratsam, sie in invarianter Form zu schreiben. Die Ergebnisse zeigt Abb. 69 für alle Datensätze.

Der X_F Bereich > 0 wurde zum Vergleich in Abb. 75 eingetragen. Sie zeigt neben den Daten anderer Experimente auch die von /73/ und als Referenz der eigenen Untersuchungen die Werte für alle Photonenenergien und die gemittelten um Faktor 180 skalierten Hadronwirkungsquerschnitte.

Die Werte stimmen zufriedenstellend mit den anderen Experimenten überein. Es zeigt sich allerdings eine leicht fallende Tendenz ab $X_F = 0.3$, die in anderen Daten nicht so ausgeprägt ist.

7.5 Der Fit des Quark-Fusion-Modell an den invarianten

Wirkungsquerschnitt $(2E/\sqrt{S})d\sigma/dX_F$

Als letzter Punkt wurde der Fit des Quark-Fusion-Modells an die invarianten Wirkungsquerschnitte nach X_F der fünf Datensätze durchgeführt.

In Kap. 3.3.3 und 3.3.4 wurde in knappen Zügen das Modell und die benutzten Parametrisierungen der Strukturfunktionen vorgestellt. Die einzigen freien Parameter des Fits waren die Kopplungskonstanten der OZI erlauten $(g_N^2/4\pi)$ und verbotenen Reaktionen $(g_V^2/4\pi)$ sowie der Strangenessunterdrückungsfaktor λ . Der Fitbereich war $X_F = 0.2 - 0.8$. $X_F > 0.8$ konnte nicht gefittet werden, da der diffraktive Anteil in den Photondaten nicht herausgefiltert war. $X_F < 0.2$ bereitete Konvergenzprobleme (s.u.) (s. Tab. 22).

Der Fit an die 60 - 175 GeV Photonen konvergierte schnell. Allerdings war er weder auf λ (erwartungsgemäß) noch auf die verschiedenen Parametrisierungen sensitiv. Abb. 71a-c zeigt die Wahl von Duke-Owens-1, -2 und Glück-Hoffman-Reya für Photondaten. λ wurde jeweils auf $\lambda = 0.25$ fixiert.

Das relativ unempfindliche Verhalten des Fits auf die speziellen Parametrisierungen der Strukturfunktionen und den Anteil höherer Korrekturen (λ) ist natürlich auf die zufriedenstellende Kenntnis der Funktionen in diesem dynamischen Bereich zurückzuführen.

Da der Fit nicht von der Wahl der Strukturfunktion abhing, wurde Duke-Owens-1 als Referenz genommen.

Abb. 72 a-e zeigt die Fits an die fünf Datensätze. Der Fitbereich war jeweils $X_F = 0.2 - 0.8$. Es gelang jedoch nicht, den Fit auf kleinere X_F Werte auszuweiten. Hier versagte das Modell. Mag der zweite X_F Wert ($X_F = 0.15$) noch durch einen ersten Fehler in der Akzeptanzbestimmung in den Bereich der Modellvorausage gerückt werden, so liegt der erste Meßpunkt ($X_F = 0.05$) oh-

ne jeden Zweifel weit unter der phemenologischen Vorhersage.

Sie ist nicht in der Lage, den Buckel, den die experimentellen Werte im Bereich $X_F = 0.2 - 0.4$ machen, nachzuvollziehen. In allen Fällen wird versucht, eine streng monoton fallende Kurve an die Daten zu legen, so daß in den niedrigen X_F Bins keine Anpassung möglich ist.

Die Gluonsterme, die im Modell vernachlässigt worden sind, können nicht als Erklärung des Phänomens herangezogen werden, da sie nur zusätzliche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt gerade in den ersten zwei Bins liefern. Die Kurve würde nun noch mehr zu kleineren X_F Werten hin ansteigen.

Das markante "Nichtaufeinanderpassen" forderte zum Vergleich mit /88/, in dem ein ähnliches Quark-Fusion-Modell an die invarianten Wirkungsquerschnitte der p^0 , p^+ , p^- und ω Produktion gefittet wurde. Abb. 76 zeigt das Resultat in beliebiger Normierung. Sowohl die p^0 und die ω Produktion (gefüllte Punkte) wie auch die p^+ Wirkungsquerschnitte konnten beschrieben werden.

Der Unterschied zwischen dem Modell in /88/ und unserem Ansatz war der folgende:

Zum einen wurde in /88/ die Parametrisierung der Strukturfunktionen von Moore angewandt. Ein sofortiger Test dieser Parametrisierung in unserem Modell schlug fehl. Der Fit sah eher noch schlechter aus (nicht abgebildet). Der

zweite größere Unterschied lag in der Komplexität des Modells. Während unser Modell versuchte, alle möglichen Beiträge zur Bildung des p zu erfassen, beschränkte man sich in /88/ lediglich auf zwei Terme mit unterschiedlichem Gewicht:

$$(2E/\sqrt{S})d\sigma/dX_F \sim \alpha \cdot V_1^V p + \beta \cdot V_1^S p$$

$$\text{mit: } \begin{array}{ll} \alpha = 1, & \beta = 2 \quad \text{für } p, p, \omega \\ \alpha = 2, & \beta = 2 \quad \text{für } p^+ \end{array}$$

Der entscheidende Punkt war, daß hauptsächlich der Term Valenzquark (Photon) $\cdot$ Seequark (Proton)

die Struktur des Fits bestimmte. Ein Fit mit nur diesem Produkt ist in Abb. 72f auch an die in dieser Arbeit gewonnenen Daten möglich. Er reicht völlig aus, um die Struktur über den ganzen X_F Bereich $X_F = 0.0 - 0.8$ zu beschreiben. Die anderen möglichen Beiträge verschlechtern den Fit, da sie die Kurve in den ersten Bins erheblich anheben.

Das quasi vollständige Modell versagt im zentralen X_F Gebiet.

Eine Erweiterung dieser Untersuchung mit neuen Strukturfunktionen, die gerade den niedrigen X_F Bereich besser beschreiben, ist geplant.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei unterschiedliche Teilgebiete. Im ersten Abschnitt wurden die Triggerkomponenten des CERN-Experimentes WA69 analysiert und die Akzeptanzen einiger Triggerdetektoren bestimmt. Der zweite Teil behandelt dann die inklusive ρ^0 Meson Produktion. Als Verbindungsglied zwischen dem mehr technischen ersten Teil und der physikalischen Hauptanalyse dient die Untersuchung der bekannten exklusiven ρ^0 Produktion als Test der Gesamtnormierung des Experimentes. Von dort ausgehend wird dann die inklusive ρ^0 Produktion sowohl in photon- wie auch in hadroninduzierten Daten untersucht.

Nachdem der gesamte Trigger des Experiments im Überblick dargestellt wurde, beschränkt sich die Arbeit im wesentlichen auf zwei Komponenten des Triggers, die für die Normierung des Experimentes eine entscheidende Rolle spielen: zum einen das sog. Beam-Veto (BV) ein elektromagnetisches Kalorimeter am Ende der Beamline, das eine Doppelbremsstrahlungskorrektur vornehmen und nicht stattgefunden Reaktionen im Trigger vetoen sollte. Zum anderen das elektromagnetische Veto (EMV), das zur aktiven Unterdrückung des hohen elektromagnetischen Untergrundes diente.

Die Doppelbremsstrahlung-Akzeptanz des BV konnte festgelegt werden auf:

$$ACC_{BV} = (79 \pm 3) \%$$

Das EMV war Teil des Triggers, der elektromagnetische Reaktionen, die die Hodoskop-Guillotinen überlebt haben, verwerfen sollte. Da das Veto in den hadronischen Daten aus dem Trigger genommen wurde, konnte dort direkt seine Ansprechwahrscheinlichkeit auf hadronische Treffer nachgeprüft werden. Die Gesamtakzeptanz des EMV ist:

$$ACC_{EMV} = (98 \pm 1) \%$$

Mit dem Monitortrigger konnte die sog. Matrix überprüft werden. Dabei handelt es sich um eine Triggerkomponente, die eine Korrelation zwischen den Treffern in den beiden Hodoskop-Guillotinen verlangte. Die Akzeptanz betrug:

$$ACC_{MAT} = (98.5 \pm 0.6) \%$$

Allerdings beinhaltet die Akzeptanz nicht das Problem des während der Runs aus dem Trigger herausgenommenen Mittelslots der Guillotinen. Dieses wurde schon anderwertig untersucht /95/.

Im zweiten Teil sollte mit Hilfe der exklusiven ρ^0 Produktion

$$7p \rightarrow \rho^0 p$$

die gesamte Normierung überprüft werden.

Der Analyse lagen 5.8 Mio. Trigger aus dem Jahre 1985 zugrunde. Der absolute Wirkungsquerschnitt wurde gemessen mit: (der rein statistische Fehler steht in Klammern hinter dem Gesamtfehler)

$$\sigma_{tot} = (7.9 \pm 1.2 (0.2)) \mu b$$

In einer energiedifferenziellen Untersuchung konnte für einzelne Intervalle des Bremsstrahlungsspektrums die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden:

60 - 90 GeV	$\sigma_{tot} = (9.0 \pm 1.4 (0.3)) \mu b$
90 - 120 GeV	$\sigma_{tot} = (7.9 \pm 1.2 (0.2)) \mu b$
120 - 150 GeV	$\sigma_{tot} = (7.3 \pm 1.6 (0.3)) \mu b$
150 - 175 GeV	$\sigma_{tot} = (7.5 \pm 1.8 (0.5)) \mu b$

Der absolute Wirkungsquerschnitt über das gesamte Spektrum liegt knapp unter den Literaturwerten.

Aus den gleichen Daten wurde der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ bestimmt. Der slope der Verteilung und die Werte für $d\sigma/dt|_{t=0}$ liegen unter der theoretischen Erwartung. Es ist allerdings zu betonen, daß WA69 in bisher noch nicht vorhandener Weise einen weiten kinematischen Bereich der p -Produktion sowohl in der Energie wie auch in X_F und p_t überdeckt. Das Abfallen der Werte mit der 7 -Energie würde - wenn nicht durch einen übersehenen Akzeptanzeffekt hervorgerufen und in vollständiger Statistik persistent - ein bislang unbeobachtetes Faktum darstellen.

Energiebereich	$b [(GeV/c)^{-1}]$	$d\sigma/dt _{t=0} [\mu b/(GeV/c)^{-1}]$
60 - 175 GeV	$6.1 \pm 1.0 (0.1)$	70 ± 15
60 - 90 GeV	$6.4 \pm 1.0 (0.1)$	86 ± 15
90 - 120 GeV	$6.2 \pm 1.0 (0.1)$	75 ± 15
120 - 150 GeV	$5.7 \pm 1.0 (0.1)$	55 ± 16
150 - 175 GeV	$5.5 \pm 1.0 (0.2)$	51 ± 16

Die Hauptuntersuchung war die inklusive p^0 Produktion im Vergleich zwischen Photo- und Hadroproduktion, d. h. es wurden die folgenden Reaktionen verglichen:

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow p^0 + X \\ hp &\rightarrow p^0 + X \end{aligned}$$

wobei:

$$\begin{aligned} h &\in \{(\pi^+, K^+), (\pi^-, K^-)\} \\ X &\dots \text{nicht näher bekannte Endzustände} \end{aligned}$$

Dazu sollten die absoluten Wirkungsquerschnitte, die differentiellen $d\sigma/dp_t$ und $d\sigma/dX_F$ und der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dX_F/dp_t$ bestimmt und verglichen werden. Der invarianten Wirkungsquerschnitt $(2E/S)d\sigma/dX_F$ wurde mit einem Quark-Fusion-Modell verglichen.

Es ergaben sich folgende Wirkungsquerschnitte:

60 - 175 GeV Photonen	:	(28.7 +- 6.1 (0.4)) μb
60 - 110 GeV	:	(27.3 +- 5.7 (0.7)) μb
110 - 175 GeV	:	(27.8 +- 5.8 (0.8)) μb

Die hadronischen Wirkungsquerschnitte:

80 GeV Hadronen	:	(4.88 +- 1.02 (0.08)) mb
140 GeV	:	(4.94 +- 1.04 (0.07)) mb

Nach der Vorstellung des VMD-Modells ergaben sich jetzt folgende VMD-Faktoren

$$\alpha(\gamma p) = 1/VMD \cdot \{1/2 \alpha(\pi^+ p) + 1/2 \alpha(\pi^- p)\}$$

$$VMD_{80} = 196 \pm 71 \quad (20)$$

$$VMD_{140} = 194 \pm 70 \quad (20)$$

Der quasi diffraktive Anteil in den Photondaten ($2.3 \pm 0.5 \mu\text{b}$) wurde dabei von den Photonwirkungsquerschnitten abgezogen.

Während die photonischen Wirkungsquerschnitte in der erwarteten Größe liegen, sind die hadronischen in Vergleich zu $1/92$ im Durchschnitt um etwa 30% niedriger. Die Signifikanz dieses Trends beträgt zwei Standardabweichungen. Allerdings sind zum einen in der eigenen Untersuchung die quasi-exklusiven Reaktionen nicht mit einbezogen, zum anderen die Literaturwerte längst nicht eindeutig.

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dX_F/dp_t$ wurden im Bereich $X_F = -0.1 - 1.0$ und $p_t = 0.0 - 1.4 \text{ GeV}/c$ bestimmt. Die Werte sind den Tab. 9 - 11, 13 und 14 für die einzelnen Datensets zu entnehmen. Sie sind in den Abb. 47 - 49, 51 und 52 zu sehen. Das Integral über das Parameterfeld wurde in Übereinstimmung mit den korrespondierenden absoluten Wirkungsquerschnitten gefunden. Der Photon- und der entsprechende Hadronplot unterschieden sich nicht wesentlich, mit Ausnahme der diffraktiven Zone ($X_F > 0.8$), die erwartungsgemäß nur in den Photonen den hohen Anstieg des Wirkungsquerschnittes zeigte.

Es konnte keine wesentliche Energieabhängigkeit festgestellt werden.

Aus dem Vergleich der entsprechenden Plots konnte das Verhalten des VMD-Faktors auf der Parameterflache ermittelt werden. Die Abb. 53 - 60 zeigen die Lego-Plots des VMD-Faktors und seines Kehrwertes.

Zusammenfassend kann festgestellt werden (s. Abb. 60a)

- das VMD-Modell beschreibt den gesamten Parameterraum ausreichend. Die Plots werden durch das sog. "Empire State Building" und den diffraktiven Anteil beherrscht.
- In der doppelt differentiellen Darstellung bedarf es in den Photondaten bis $p_t = 1.4 \text{ GeV}/c$ keiner zusätzlichen p^0 Produktionsvariante über sog. harte Prozesse.
- In den einfach differentiellen Daten scheint sich hingegen ab $p_t = 1.6 \text{ GeV}/c$ ein entsprechender Trend anzudeuten.

Die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden durch neue Fits gewonnen und in ihrer Konsistenz mit dem entsprechenden Lego-Plots geprüft. Die VMD-Faktoren aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten sind in den Abb. 63 - 65 zu sehen.

Der in X_F differenzielle Wirkungsquerschnitt zeigt den nach dem Lego-Plot erwarteten Verlauf (Abb. 66 - 69). Der invariante Wirkungsquerschnitt $(2E/S)d\sigma/dX_F$ wurde mit anderen Experimenten verglichen (Abb. 75).

Der diffraktive Anteil am Wirkungsquerschnitt wurde an dieser Stelle mit ungefähr ($2.3 \pm 0.5 \mu\text{b}$) bestimmt.

Als letzter Punkt der Analyse wurde ein Quark-Fusion-Modell $/30/$ an die invariante Verteilung gefittet. Es wurde der Einfluß der Parameter und der verschiedenen Strukturfunktionen getestet. Für eine Standardparameterisierung $/56, 57/$ wurde dann ein Fit im Bereich von $X_F = 0.2 - 0.8$ vorgenommen. In dieser Zone beschrieb das Modell die Daten zufriedenstellend. Es versagte allerdings, wenn man versuchte, den Fitbereich auf $X_F = 0.0 - 0.8$ auszuweiten. Das Modell, das alle möglichen Wirkungsquerschnittsbetrage bis auf Glu-

onterner berücksichtigt, lag hier signifikant über den Daten.

Mit einem nur aus Valenzquark(γ) $\cdot$ Seequark(p) bestehenden Ansatz konnten die Daten von $X_F = 0.0$ an beschrieben werden.

Abschließend ist noch einmal zu bemerken, daß diese Arbeit erstmalig den Versuch macht, die inklusive Vektormesonproduktion in Form von doppelt und einfach differenziellen Wirkungsquerschnitten zu beschreiben, um damit dann die Photo- und die Hadroproduktion mit einander zu vergleichen.

Mit dem Experiment WA69 besteht die einzigartige Möglichkeit bei relativ hohen Schwerpunktsenergien und fast identischen experimentellen Aufbau und Datenvorverarbeitung beide Strahltypen direkt zu vergleichen.

Das Programm, zu dem diese Arbeit nur den Anfang bildet, soll in den nächsten Jahren fortgesetzt werden. Dabei bieten sich neben den besprochenen p_0 auch andere Elementarteilchen an, so z. B. das $f_2(1270)$, das sich in den Massenplots oft deutlich abzeichnete und bei etwas höherer Statistik betrachtet werden kann. Die Fortführung dieser Arbeit muß sich nach den gesammelten Erfahrungen vor allem um folgende Punkte bemühen:

eine Verbesserung der Fitgenauigkeit. Wegen der Vielzahl der Fits war eine Einzeloptimierung nicht möglich; auch schwer zu realisieren, da immer die Vergleichbarkeit mit den anderen Datensätzen gewährleistet sein mußte. Eine genaue Untergrundanalyse würde vielleicht die Fitprobleme im "Empire State Building" minimieren. Der Fitbereich müßte dann nicht mehr bei 580 MeV/c² beschnitten werden. Die Verbesserung der Fits spielt eine zentrale Rolle, da sich in dieser Arbeit gezeigt hat, daß ihre Genauigkeit die Fehler der gesamten Auswertung dominieren.

eine Erhöhung der Statistik im Bereich hoher p_t und X_F . Hier ging die Statistik in dieser Analyse hart an die Grenze der Auswertbarkeit. Durch eine Erhöhung, vielleicht sogar auf die gesamte WA69-Statistik, ließen sich nicht nur die Probleme im höheren p_t - X_F -Bereich dieser Untersuchung lösen, sondern man könnte sogar das Schachbrett, wenn auch mit größeren Feldern bis $p_t = 2$ GeV/c erweitern und die darüberliegende "high- p_t "-Welt in Grobstruktur zusammenfassen.

in der p_t Projektion wäre eine Erweiterung des Messbereiches über $p_t = 2$ GeV/c hinaus möglich.

Anhang

A.1 Das Omega-Koordinatensystem (Abb. 77)

Alle Koordinaten dieser Arbeit beziehen sich auf das sog. Omega System.

Die x-Richtung entspricht im wesentlichen der Strahlrichtung. Das Ω -Magnetfeld weist in negativer z-Richtung.

Das Spurrekonstruktionsprogramm TRIDENT liefert u.a. die Spurparameter: Betrag des Impulses $|p|$, Dipwinkel λ und Azimutwinkel ϕ . Gemäß Abb. 77 ergibt sich die Transformation ins Ω -Koordinatensystem:

$$p_x = |p| \cos\lambda \cos\phi$$

$$p_y = |p| \cos\lambda \sin\phi$$

$$p_z = |p| \sin\lambda$$

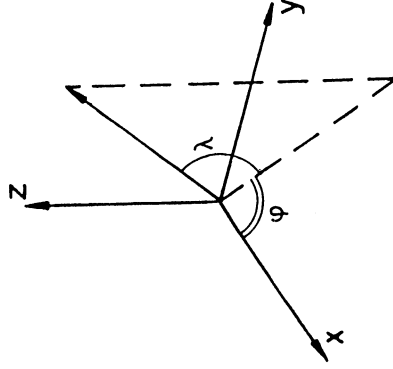


Abb. 77 Das Ω -Koordinatensystem

A.2 Kinematik

Zur kinematischen Beschreibung des Prozesses $A + B \rightarrow C + D$ werden in der Arbeit die Mandelstam-Variablen benutzt. Sei P der jeweilige Viererimpuls.

$$\begin{aligned}
 s &= -(P_A + P_B)^2 = -(P_C + P_D)^2 \\
 t &= -(P_A - P_C)^2 = -(P_B - P_D)^2 \\
 u &= -(P_A - P_D)^2 = -(P_B - P_C)^2
 \end{aligned}$$

Bei einem fixed target Experiment gilt:

$$\begin{aligned}
 s &= 2E_{\gamma} m_p + m_p^2 \\
 t &= m_p^2 - 2E_{\gamma} E_p + 2\vec{p}_{\gamma} \vec{p}_p
 \end{aligned}$$

Neben den Mandelstam Variablen wird das sog. Feynman X , X_F , oft benutzt. Es beschreibt den normierten Longitudinalimpuls im CMS.

$$X_F = \vec{p}_L^* / \vec{p}_{max}^*$$

Für hohe s gilt die Näherung:

$$X_F = 2\vec{p}_L^* / \sqrt{s}$$

A.3 Die cuts

Mit dem finalen Gang über die Daten war ein nicht unerheblicher Aufwand verbunden, so daß in Zusammenarbeit mit /81, 82/ ein größeres Rahmenprogramm entworfen wurde, daß gleich drei Zwecke erfüllte. Zum einen wurde die Analyse der exklusiven und inklusiven ρ^0 Produktion betrieben, zum anderen erste Untersuchungen zur Ladungsasymmetrie in WA69 /9/. Aus organisatorischen Gründen wurden deshalb die cuts in zwei Kategorien unterteilt. Im ersten Schritt wurden Qualitätskriterien an Events mit beliebiger Multiplizität gestellt. Erst im zweiten Schritt wurde dann die Multiplizität auf zwei oder drei geladene Teilchen im Endzustand eingeschränkt.

Erster Schritt: hierbei handelt es sich ausschließlich um "Eventcuts",

d. h. das gesamte Event wurde verworfen, falls eine der folgenden Bedingungen zutrifft.

- a - Datenbank Information fehlt
- b - kein Vertex
- c - Vertex nicht im Target
- d - kein Beam oder Beam nicht der einlaufende Track
- e - Beamenergie außerhalb des Bereiches: $E_{\gamma} < 60 \text{ GeV}$,
 $E_{\gamma} > 175 \text{ GeV}$
- f - relative Fehler der Beamenergie: $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma} > 10 \%$

- g - ein Track mit einem Impuls $P > P_{beam}$
- h - Anzahl der geladenen Spuren: $NCT < 2$
- i - $NCT = 2$: Summe der Ladungen nicht gleich 0

· Differenz zwischen der gefundenen Energie und der Beamenergie: $EDIF > 20 \text{ GeV}$

· Schnitt auf den Öffnungswinkel der Spuren und auf die Elektronwahrscheinlichkeit

· Dipcut $< 3 \text{ mrad}$ und $TRAD-e^-$ -Probabilität für beide Spuren > 0.1

· $TRAD-e^-$ -Prob. einer Spur > 0.8

- j - $NCT = 3$: Summe der Ladungen ungleich 1
- invariante Masse $(\pi^+\pi^-) < 0.4 \text{ GeV}/c^2$
- Landung der langsamsten Spur ungleich 1

· X_F der langsamsten Spur > -0.9

· für die beiden schnellen Spuren:
· Dipcut $< 3 \text{ mrad}$ und $TRAD-e^-$ -Prob. beider Spuren > 0.1

· $TRAD-e^-$ -Prob. einer Spur > 0.8

· invariante Masse $(\pi^+\pi^-) < 0.4 \text{ GeV}/c^2$

- k - $NCT = 4$ und Summe der Ladungen = 0

und eine Spur $P > 100 \text{ GeV}/c$

· Dipcut zwischen Spurkombination $< 3 \text{ mrad}$

· invariante Masse einer Spurkombination $< 0.4 \text{ GeV}/c^2$

- l - $TRAD-e^-$ -Prob. einer Spur > 0.8

In einem zweiten Schritt werden nun einige Spurschnitte angewandt, die lediglich die Spur, nicht aber das gesamte Ereignis verwerfen. Die Anzahl der geladenen Spuren NCT wird jeweils um 1 vermindert.

- m - Spur aus zweiter Topologie ($V0$ -Track)

- n - Ladung einer Spur trotz allem 0

- o - MiniDST-Massencode nicht korrekt

- p - die Spur ist nicht ausreichend gut vermessen worden
Punkte nach Trackfit < 4

- q - Impuls einer Spur reicht nicht aus, um das Target zu verlassen $P < 80 \text{ MeV}/c$

- r - die Spur hat einen zu großen Abstand zum Vertex
 $DCA > 10 \text{ cm}$

- s - keine korrekte Bestimmung der Spurwinkel möglich

t - hiernach als letzte Entscheidung wieder auf Ereignisebene

nochmals: NCT ungleich 2 oder 3

$$NCT = 2 \cdot EDIF > 10 \text{ GeV}$$

· Dipcut < 3 mrad für Events
mit ehemals NCT > 3

$$NCT = 3 \cdot EDIF > 10 \text{ GeV}$$

· X_F der langsamsten Spur > -0.9

· für die beiden schnellen Spuren

Dipcut < 3 mrad für Events mit
ehemals NCT > 3

Die ersten cuts a-d stellen sicher, daß es sich nicht um ein leeres Ereignis handelt. Nach e-h ist das Event genau genug gemessen. i+j säubert die exklusiven 2 und 3 prongs von e^+e^- Paaren und verstükelten Multiprongs (Ereignisse höherer Multiplizität, von denen Spuren verlorengegangen sind). k+l schneidet auf elektromagnetische Multiprongs. m verwirft Tracks aus VO-Zerfällen. n.o.s sind Sicherungscuts, während p,q,r Qualitätskriterien an die Spur stellen. i,j und t stellen die endgültigen cuts auf die exklusive Reaktion $\gamma p \rightarrow p^0 p$ dar.

In der Datenselektion zur inklusiven Reaktion wurden ähnliche Schritte verwandt wie in der Untersuchung der exklusiven. So wurde der erste dort geschilderte Schritt vollständig übernommen. Der zweite sah für die inklusiven Reaktion wie folgt aus:

1. Schritt in den cuts wie zuvor

2. Schritt in den cuts:

m - Spur aus zweiter Topologie (V0 Tracks)

n - Ladung einer Spur = 0

o - MiniDST-Masscode nicht korrekt

p - Punkte nach Spurfit < 4

q - Impuls einer Spur $P < 80 \text{ MeV}/c$

r - DCA der Spur > 10 cm

s - keine Winkelbestimmung der Spur möglich

t - NCT < 3

u - für NCT = 3

· falls X_F der langsamsten Spur < -0.9

· EDIF < 10 GeV

D. h., die Trackcuts m-s blieb weiterhin in Kraft. Neu ist, daß t alle 2-prongs und u alle exklusiv erkannten 3-prongs verwirft.

A.4 Unerwünschte kinematische Effekte

Eine Warnung am Rande:

Aus mehr informativischen Gründen wurden auch die Kombinationen 140 GeV Hadronen zu 60 - 110 GeV Photonen und 80 GeV Hadronen zu 110 - 175 GeV Photonen gebildet. Abb. 78 zeigt ersteres, Abb. 79 den zweiten Quotienten. In ihnen spiegelt sich die unterschiedliche Kinematik wieder. Während der erste Plot (Abb. 78) ein stetes Abfallen des VMD-Faktors dokumentiert, buckelt Abb. 79 in mittleren X_F -Bereichen. Da es sich aber hauptsächlich um einen rein kinematischen Effekt handelt, werden die Plots nicht weiter behandelt. Sie dienen lediglich als Warnung, daß bei einem Vergleich verschiedener Energiebereiche die Kinematik unerwünschte Einflüsse auf die Ergebnisse haben kann.

Literaturverzeichnis

- /1/ M. Atkinson et al. (WA57 Kollaboration), Z. Phys. C26 (1984) 19
 /2/ M. Atkinson et al. (WA57 Kollaboration), Nucl. Phys. B245 (1984) 189
 /3/ D. Aston et al. (WA4 Kollaboration), Phys. Lett. B94 (1980) 113
 /4/ M. Atkinson et al. (WA57 Kollaboration), Z. Phys. C27 (1985) 233
 /5/ H. Rotscheldt, Dissertation, Bonn IR 88 55 (1989)
 /6/ C. Hoeger, Dissertation, Bonn (in Vorbereitung)
 /7/ J. Klingler, Diplomarbeit, Bonn (in Vorbereitung)
 /8/ C. Gapp, Dissertation, Bonn (in Vorbereitung)
 /9/ F.D. Gebert, Dissertation, Bonn (in Vorbereitung)
 /10/ R. Oedingen, Diplomarbeit, Bonn IR 84 14 (1984)
 /11/ G. Koersgen, Dissertation, Bonn IR 88 47 (1988)
 /12/ S. Holzkamp, Dissertation, Bonn IR 88 40 (1988)
 /13/ M. Baake, Diplomarbeit, Bonn IR 84 11 (1984)
 /14/ A. Volgtänder-Tetzner, Diplomarbeit, Bonn IR 87 03 (1987)
 /15/ F.D. Gebert, Diplomarbeit, Bonn IR 88 28 (1988)
 /16/ TRAD Veröffentlichung in Vorbereitung
 /17/ high pt Veröffentlichung in Vorbereitung
 /18/ → /11, 12, 13, 14/
 /19/ M. Bonesini et al., Nucl. Instr. and Meth. A261 (1987) 471
 /21/ Trigger-Diagramm, WA69 interne Skizze
 /22/ C. Gapp, Diplomarbeit, Bonn IR 86 17 (1986)
 /23/ R.P. Feynman, Photon-Hadron-Interactions, Frontiers in Physics, 1972
 /24/ Bauer, Spital, Yennie, Pipkin, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
 /25/ D. Leight, Electromagnetic Interaction Of Hadrons, Hrg. Donnachie and Shaw, Plenum Press 1979, 345
 /26/ B. Diekmann, Phys. Rep. 159 (1988) 99
 /27/ S. Söldner-Rembold, Diplomarbeit, Bonn IR 87 31 (1987)
 /28/ A. Donnachie, G. Shaw, Electromagnetic Interactions Of Hadrons, Vol.1, Plenum Press 1978
 /29/ T. Regge, Nuov. Cim. 14 (1959) 951
 /30/ T. Regge, Nuov. Cim. 18 (1960) 947
 /31/ A.H. Müller, Phys. Rev. D2 (1970) 2963
 /32/ M. Reidenbach, Dissertation, Bonn IR 85 36
 /33/ M.B. Green, M. Jacob, P.V. Landshoff, Nuov. Cim. 29 (1975) 123
 /34/ R. Moore, A. Donnachie, J. Phys. G4 (1978) 1835
 /35/ A. Donnachie, P.V. Landshoff, Z. Phys. C4 (1980) 231
 /36/ A. Donnachie, Z. Phys. C4 (1980) 161
- /37/ E. Leader, E. Pedraza, An Introduction to Gauge Theories and New Physics, Cambridge University Press, Cambridge (1982)
 /38/ E.D. Bloom et al., Abstracts and Contributions to the 15th International Conference on High Energy Physics, Kiev (1970), 323
 /39/ H. Kendall, Proceedings of the fifth International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University Ithaca (1971) 247
 /40/ G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
 /41/ Y.V. Fisiak, E.P. Kistenev, CERN EP 80/209 (1980)
 /42/ S.D. Dreil, T.M. Yan, Ann. Phys. 66 (1971) 555
 /43/ D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publ. Com. Inc., 1982
 /44/ E. Balea et al., Nucl. Phys. B150 (1979) 345
 /47/ D. Aston et al., Phys. Lett. 92B (1980) 215
 D. Aston et al., Nucl. Phys. B169 (1981) 13
 D. Aston et al., Nucl. Phys. B174 (1980) 269
 D. Aston et al., Phys. Lett. 93B (1980) 219
 D. Aston et al., Phys. Lett. 104B (1981) 231
 → /34, 35/
 /48/ ACCMOR- Kollaboration, CERN EP 79/102 1979
 /49/ F.D. Gebert, private Mitteilung
 /50/ S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 165
 /51/ G. Zweig, CERN TH 401, 412 (1964) (unveröffentlicht)
 /52/ J. Iizuka, Suppl. Prog. Theor. Phys. 37-38 (1966) 21
 /53/ P.K. Malhorta, R. Orava, Z. Phys. C27 (1985) 43
 /54/ G.T. Jones et al., Z. Phys. C27 (1984) 43
 /55/ D.W. Duke, J.W. Owens, Phys. Rev. D, Vol.30 1 (1984) 49
 /56/ D.W. Duke, Phys. Rev. D, Vol.30 5 (1984) 943
 /57/ M. Glück, E. Hoffmann, E. Reya, Z. Phys. C 13, (1982) 119
 /58/ D. Aston et al., Nucl. Phys. B179 (1981) 215
 /59/ J.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys., Vol 41 1 (1969) 226
 /60/ Y.S. Tsai, V. Whitis, Phys. Rev., Vol. 149 4 (1966) 1248
 /61/ T. Lantwin, Staatsexamensarbeit, Bonn IR 83 36 (1983)
 /62/ O.V. Bogdanovich, F.A. Nikolaev, Methods in Bremsstrahlungs Research, New York 1966
 /63/ A.T. Doyle, PhD-Thesis, University of Manchester (1987)
 /64/ A.T. Doyle, WA69 interne Mitteilung
 /65/ D. Newton, WA69 interne Mitteilung
 /66/ D. Newton, WA69 interne Mitteilung
 /69/ D. Barberts, private Mitteilung
 /70/ Particle Properties Data Booklet, Phys. Lett. 170B, (1986)
 /71/ OMFATHAC, A. O'Conner, University of Manchester
 /72/ WA69SIM, C. Hoeger, Bonn
 /73/ Herbert Rotscheldt, Diplomarbeit, Bonn IR 82 34
 /74/ B. Diekmann, private Mitteilung

/75/	R. Ross, V. Stodolsky, Phys. Rev., 149 (1966) 1172		
/76/	J.D. Jackson, Nuov. Cim., 34 (1964) 1644		
/77/	P. Soeding, Phys. Rev. Lett., 19 (1966) 702		
/78/	R. Brun et al., HPILOT Users Guide, CERN DD/EE/80-2 DD/US/17 (1986)		
/79/	E. Paul, Proceedings of the 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions, Bonn HE 81 26		
/80/	H. Rotscheldt, private Mitteilung	Abb. 1	Strahlerzeugungssystem für Photonen 94
/81/	F.D. Gebert, private Mitteilung	Abb. 2	Das Taggingssystem 94
/82/	G. Koesgen, private Mitteilung	Abb. 3	Der experimentelle Aufbau von WA69 95
/84/	B. Anderson et al., Z. Phys. C1 (1978) 105	Abb. 4	Photonenergiespektrum ohne Beamvetokorrektur 95
	B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Phys. Lett. B94 (1980) 211	Abb. 5	Das Ω -Spektrometer 96
/85/	T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27 (1982) 243, ibid 39 (1986) 347	Abb. 6	Das Ω -Magnetfeld 96
/86/	G. Ingelmann, A. Weigend, Comp. Phys. Comm. 46 (1987) 241	Abb. 7	Der Ring Image Cerenkov Detektor (RICH) 97
	J. Kingler, private Mitteilung: spezielle Version mit Benutzer-Oberflächenprogramm ANGEL	Abb. 8	Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRAD) 97
/87/	Herbert Rotscheldt, private Mitteilung	Abb. 9	Der Aufbau des Beamveto 98
/88/	→ /87/	Abb. 10	Der äußere Photondetektor (GPD) 98
/89/	R. Moore, J. Phys. G5 (1979) 1509	Abb. 11a	Detailstruktur des GPD 99
/90/	→ /79/	Abb. 11b	Struktur des inneren Photondetektors (PLUG) 99
/91/	Aston et al., Nucl. Phys. B209 (1982) 56	Abb. 12	Die Trigger-Logik 100
/92/	CERN-HERA 83-01, CERN-HERA 87-01	Abb. 13	Der Photon INT Trigger 101
/93/	C. Gapp, private Mitteilung	Abb. 14	Der Hadron INT Trigger 101
/94/	M. Reidenbach, Diplomarbeit, Bonn IR 82 1 (1982)	Abb. 15	Der HGL Trigger 102
/95/	C. Hoeger, private Mitteilung	Abb. 16	Das Dead-Time-System 102
/96/	E. Kogan et al., Nucl. Phys. B122 (1977) 383	Abb. 17	Der Photon GEV Trigger 103
/97/	I. Cohen et al., Phys. Rev. D25 (1982) 634	Abb. 18	Der Hadron GEV Trigger 103
/98/	M. Shouten et al., Z. Phys. C9 (1981) 93	Abb. 19	Die Triggerelemente zur e^+e^- -Unterdrückung 104
/99/	T. Akesson et al., CERN EP / 82-01 (1982)	Abb. 20	Das VMD-Modell 104
/100/	V. Karimäki et al., Z. Phys. C9 (1981) 117	Abb. 21	Der Drell-Yan Prozeß 104
/101/	K. Böckmann et al., Nucl. Phys. B194 (1982) 373	Abb. 22	Vektordominanz und "off-diagonale" Terme 105
		Abb. 23	Der Prozeß $\gamma p \rightarrow \nu N$ 105
		Abb. 24	Trefferverteilung auf dem Photondetektor 106
		Abb. 25	Trefferverteilung auf dem Photondetektor und "EMV On" 107
		Abb. 26	Beamveto Akzeptanz als Funktion von DCA (cm, %) 108
		Abb. 27a	Beamveto Akzeptanz als Funktion von DCA (cm, %) 108
		27b	EMV Feuerwahrscheinlichkeit pro geladenen hadronischen Treffer γ -Koordinate (cm, %) 108
		27c	EMV Feuerwahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses, positive Spuren (GeV, %) 108
		27d	EMV Feuerwahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses negative Spuren (GeV, %) 108
		Abb. 28	Fits an die exklusiven Massenverteilungen, verschiedene γ -Energieintervalle (GeV, N/0.02 GeV) 109
		Abb. 29	Mandelstam t Verteilungen in den Energieintervallen (GeV ² , N/0.02 GeV ²) 110
		Abb. 30	Die Fits an die t-Verteilungen (GeV ² , N/0.02 GeV ²) 111
		Abb. 31	Der absolute Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow p^0 p$ (GeV, μb) 112
		Abb. 32	Der slope b der t-Verteilung (GeV, GeV ⁻²) 113

Abbildungsverzeichnis

	Seite
Abb. 33 $\frac{d\sigma}{dt} _{t=0}$ verschiedener Experimente (GeV, $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	113
Abb. 36 Der Parameterraum (X_F, p_t) der inklusiven Reaktion	114
Abb. 37a Die X_F, p_t abhängigen Akzeptanzen für $E_T = 60 - 110$ GeV und für Hadronen 80 GeV	115
37b wie Abb. 37a für $E_T = 110-175$ GeV und Hadronen 140 GeV	116
37c Bereich mit typischen Fiteigenschaften.	117
Abb. 38a Die Verteilung der invarianten Masse (π^+, π^-), $E_T = 60 - 175$ GeV (GeV, $N/0.02$ GeV)	118
38b Der Fit an die Massenverteilung 38a	118
38c Daten minus Untergrundfunktion von 38b	118
Abb. 39a-c wie Abb. 38 für $E_T = 60 - 90$ GeV	119
39d-f wie Abb. 38 für $E_T = 90 - 120$ GeV	119
Abb. 40a-c wie Abb. 38 für $E_T = 120 - 150$ GeV	120
40d-f wie Abb. 38 für $E_T = 150 - 175$ GeV	120
Abb. 41a-c wie Abb. 38 für $E_T = 60 - 110$ GeV	121
41d-f wie Abb. 38 für $E_T = 110 - 175$ GeV	121
Abb. 42a-c wie Abb. 38 für 140 GeV Hadronen	122
42d-f wie Abb. 38 für 80 GeV Hadronen	122
Abb 43a-b Fiteispiel auf dem Schachbrett $X_F = 0.0 - 0.1$, $p_t = 0.2 - 0.4$ GeV/c	123
Abb. 43c-d wie Abb. 43a-b	123
Abb. 44 wie Abb. 43a	123
Abb. 45 wie Abb. 43a	123
Abb. 46 wie Abb 43a	150
Abb. 47 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive p^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_t}$ in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c	124
$E_T = 60 - 175$ GeV	124
Abb. 48 wie Abb. 47, $E_T = 60 - 110$ GeV	125
Abb. 49 wie Abb. 47, $E_T = 110 - 175$ GeV	126
Abb. 50 Kontrollplot (60-175 GeV Photonen) / $\frac{1}{2}$ (60-110 GeV + 110-175 GeV)	127
Abb. 51 wie Abb. 47, Hadronen 80 GeV in $\text{mb}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c	128
Abb. 52 wie Abb. 47, Hadronen 140 GeV in $\text{mb}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c	129
Abb. 53 wie Abb. 47, Hadronen $\frac{1}{2}$ (80 + 140) GeV in $\text{mb}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c	130
Abb. 54 Die Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes und des VDM Faktors	131

	Seite
Abb. 55 VMD - Faktor: 80 GeV Hadronen / 60-110 GeV Photonen	132
Abb. 56 1/VMD : wie Abb. 55	133
Abb. 57 VMD - Faktor: 140 GeV Hadronen / 110-175 GeV Photonen	134
Abb. 58 1/VMD : wie Abb. 57	135
Abb. 59 VMD - Faktor: $\frac{1}{2}$ (80 + 140) GeV Hadronen / 60-175 GeV Photonen	136
Abb. 60 1/VMD : wie Abb. 59	137
Abb. 60a Die Ergebnisse der (X_F, p_t)-abhängigen Untersuchung des VMD Faktors in der inklusiven p^0 Produktion	138
Abb. 61 Kontrollplot : p_t Projektionsfit / Summe über den slice des korrespondierenden Legoplot (GeV/c,)	139
Abb. 62 wie Abb. 61, jedoch für X_F	140
Abb. 63a Fitergebnis für die p_t Projektion 80 GeV Hadronen (GeV/c, $N/0.02$ GeV/c)	141
63b Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dp_t}$ 80 GeV Hadronen (GeV/c, $\text{mb}/0.2$ GeV/c)	141
63c wie Abb. 63a für 60-110 GeV Photonen (GeV/c, $N/0.2$ GeV/c)	141
63d wie Abb. 63b für 60-110 GeV Photonen (GeV/c, $\mu\text{b}/0.2$ GeV/c)	141
63e VDM - Faktor: 80 GeV Hadronen / 60-110 GeV Photonen	141
63f 1/VVDM : wie Abb. 63e	141
Abb. 64 wie Abb. 63 für 140 GeV Hadronen und 110-175 GeV Photonen	142
Abb. 65 wie Abb. 63 für $\frac{1}{2}$ (80+140) GeV Hadronen, 60-175 GeV Photonen	143
Abb. 65g-k Die Fits an $\frac{d\sigma}{dp_t}$ mit $\sim \exp(b \cdot p_t^2)$, (GeV/c, $\mu\text{b}/0.02$ GeV/c) bzw. (GeV/c, $\text{mb}/0.02$ GeV/c)	144
Abb. 66a Die Fitergebnisse für die X_F Projektion $\frac{d\sigma}{dX_F}$, 80 GeV Hadronen, (, $N/0.1$)	145
66b Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dX_F}$, 80 GeV Hadronen, (, $\text{mb}/0.1$)	145
66c wie 66a für 60-110 GeV Photonen (, $N/0.1$)	145
66d wie 66b für 60-110 GeV Photonen (, $\mu\text{b}/0.1$)	145
66e VMD - Faktor: 80 GeV Hadronen / 60-110 Photonen für die X_F Projektion	145
66f 1/VVMD : wie Abb. 66e	145
Abb. 67 wie Abb. 66 für 140 GeV Hadronen und 110-175 GeV Photonen	146
Abb. 68 wie Abb. 66 für $\frac{1}{2}$ (80+140) GeV Hadronen, 60-175 GeV Photonen	147
Abb. 69 Die invarianten Wirkungsquerschnitte $\frac{2E}{s} \frac{d\sigma}{dX_F}$ für alle Daten in (, $\text{mb}/0.1$) oder (, $\mu\text{b}/0.1$)	148
Abb. 70a Kontrollplot: 60-175 GeV Photonen / $\frac{1}{2}$ (60-110 + 110-175) GeV Photonen sowohl für die X_F - wie auch für die p_t -Projektion	149
70b Energieverhalten der X_F, p_t Projektionen am Beispiel der Photonen 110-175 GeV / 60-110 GeV	149

Abb. 71	Der Fit des Quark-Fusion-Modelles: unterschiedliche Parametrisierungen: a) Duke-Owens-1 b) Duke-Owens-2 c) Glück-Hoffmann-Reya	Seite 150
Abb. 72	$E_T = 60 - 175 \text{ GeV}$ in $(\text{ , } \mu\text{b}/0.1)$ Der Fit des Quark-Fusion-Modelles mit der Parametrisierung von Duke-Owens-1 (Abb.72a-e) und der Fit nur mit dem Term Valenzquark(Photonen) $\cdot$ Seequark(Proton) in $(\text{ , } \text{mb}/0.1)$ oder $(\text{ , } \mu\text{b}/0.1)$	151
Abb. 73	Die absoluten inklusiven Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \rho^0 + X$, 152 (GeV, μb)	152
Abb. 74	Die inklusiven inklusiven Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \rho^0 + X$, 152 (GeV, mb)	152
Abb. 75	Der invariante differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\pi} \frac{2E}{s} \frac{d\sigma}{dX_F}$ im Vergleich $(\text{ , } \mu\text{b}/0.1)$ oder $(\text{ , } \mu\text{b}/0.2)$	153
Abb. 76	Der Fit des Quark-Fusion-Modelles aus /88/, $(\text{ , } \mu\text{b}/0.2)$) ρ^0, ω volle Punkte ρ^+, ρ^- offene Punkte	153
Abb. 77	Das Ω -Koordinatensystem	80
Abb. 78	VDM - Faktor: 140 GeV Hadronen / 60-110 GeV Photonen	154
Abb. 79	VDM - Faktor: 80 GeV Hadronen / 110-175 GeV Photonen	155

Tabellenverzeichnis

Tab. 1	Eigenschaften des GPD	Seite 156
Tab. 2	Eigenschaften des PLUG	156
Tab. 3	Die Fits an die Massenverteilungen der exklusiven Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	157
Tab. 4	Die Fits an die $d\sigma/dt$ Verteilungen der exklusiven Reaktion	157
Tab. 5	Die X_F^- , p_t -abhängigen Akzeptanzen auf dem Schachbrett für das niedrige Energieintervall kleiner 110 GeV	158
Tab. 6	Die X_F^- , p_t -abhängigen Akzeptanzen auf dem Schachbrett für das hohe Energieintervall größer 110 GeV	158
Tab. 7	Die Akzeptanzen für $\frac{d\sigma}{dX_F}$	159
Tab. 8	Die Akzeptanzen für $\frac{d\sigma}{dpt}$	159
Tab. 9	Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dpt}$ $E_T = 60 - 175 \text{ GeV}$	160
Tab. 10	wie Tab. 17 für $E_T = 60 - 110 \text{ GeV}$	161
Tab. 11	wie Tab. 17 für $E_T = 110 - 175 \text{ GeV}$	162
Tab. 12	Kontrollplot: $60-175 \text{ GeV} / -(60-110 + 110-175) \text{ GeV Photonen}$	163
Tab. 13	wie Tab. 17 für Hadronen 80 GeV	164
Tab. 14	wie Tab. 17 für Hadronen 140 GeV	165
Tab. 15	Die relativen Fehler der Wirkungsquerschnitte in Tab. 9-14	166
Tab. 16	Die relativen Fehler der VDM Faktoren in Tab. 17-19	166
Tab. 17	Der VMD - Faktor: $80 \text{ GeV Hadronen} / 60-110 \text{ GeV Photonen}$	167
Tab. 18	Der VMD - Faktor: $140 \text{ GeV Hadronen} / 110-175 \text{ GeV Photonen}$	168
Tab. 19	Der VMD - Faktor: $\frac{1}{2}(80 + 140) \text{ GeV Had.} / 60-175 \text{ GeV Phot.}$	169
Tab. 20	Die Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dpt}$	170
Tab. 21	Die Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dX_F}, \frac{2E}{s} \frac{d\sigma}{dX_F}$	171
Tab. 22	Die Fits des Quark-Fusion-Modelles: die unterschiedlichen Parametrisierungen und Datensätze	172
Tab. 23	Die Fits an $\frac{d\sigma}{dpt} \sim \exp(-b p_t^2)$	173
Tab. in Anhang 5		
Tab. 25	Die Nummerierung der Schachbrettfelder in den Tab. 26-30, 31-41	174
Tab. 26	Die Fits für den inklusiven doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt, $E_T = 60 - 175 \text{ GeV}$	175
Tab. 27	wie Tab. 12 für $E_T = 60 - 110 \text{ GeV}$	178
Tab. 28	wie Tab. 12 für $E_T = 110 - 175 \text{ GeV}$	182
Tab. 29	wie Tab. 12 für Hadronen 80 GeV	185

Tab. 30	wie Tab. 12 für Hadronen	140 GeV
Tab. 31	Die Fits für die Pt Projektionen $\frac{d\sigma}{dPt}$ $E_f = 60 - 175$ GeV	193
Tab. 32	wie Tab. 26 für $E_f = 60 - 110$ GeV	194
Tab. 33	wie Tab. 26 für $E_f = 110 - 175$ GeV	195
Tab. 34	wie Tab. 26 für Hadronen	196
Tab. 35	wie Tab. 26 für Hadronen	197
Tab. 36	Die Fits für die XF Projektionen $\frac{d\sigma}{dXF}$ $E_f = 60 - 175$ GeV	198
Tab. 37	wie Tab. 31 für $E_f = 60 - 110$ GeV	199
Tab. 38	wie Tab. 31 für $E_f = 110 - 175$ GeV	200
Tab. 39	wie Tab. 31 für Hadronen	201
Tab. 40	wie Tab. 31 für Hadronen	202
Tab. 41	Die Fits zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte	203

93	Seite
189	193
194	195
196	197
198	199
200	201
201	202
202	203

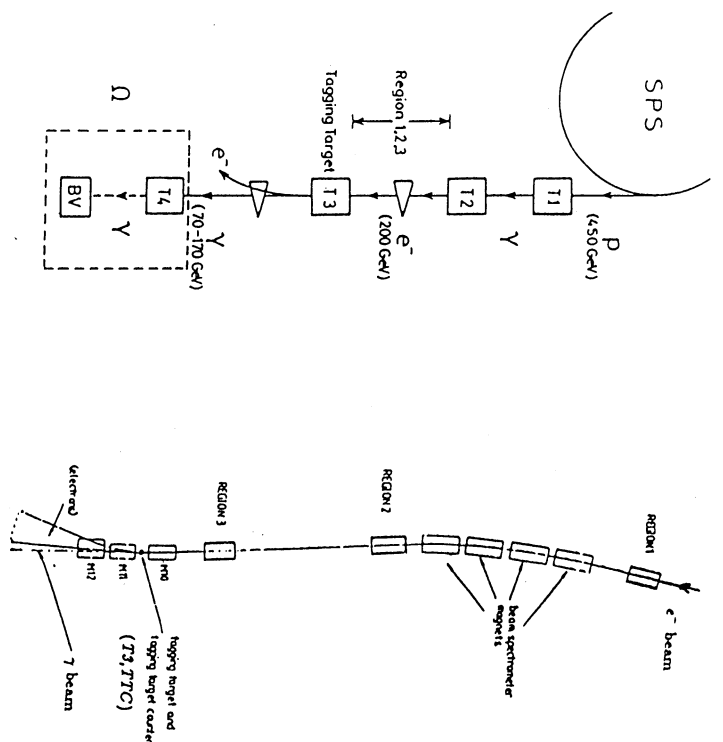


Abb. 1 Strahlerzeugungssystem für Photoproduktion

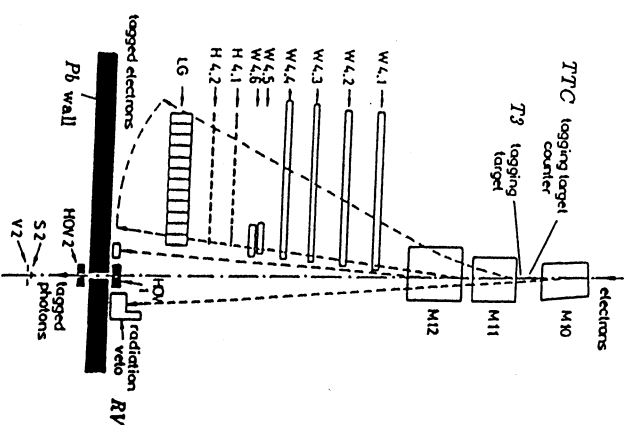


Abb. 2 Das Tagging System

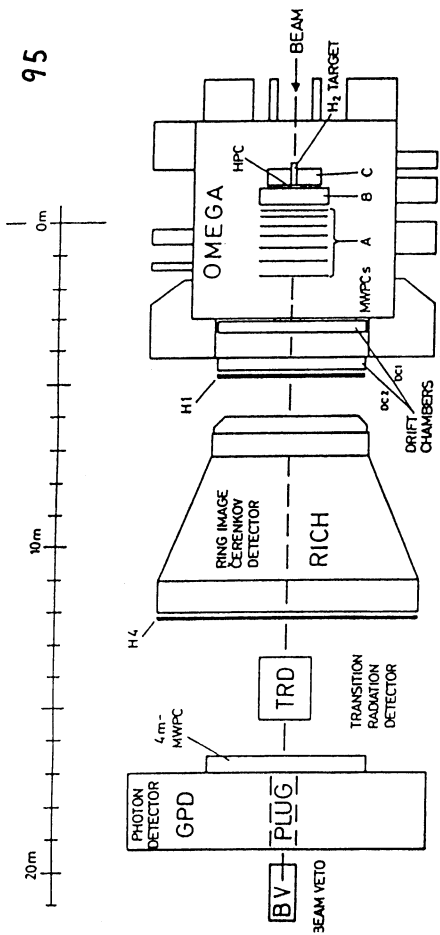


Abb. 3 Experimenteller Aufbau von WA69

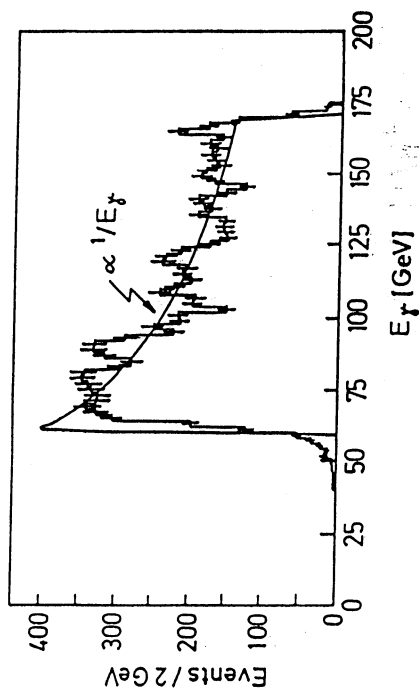


Abb. 4 Photonenergiespektrum ohne Beamveto

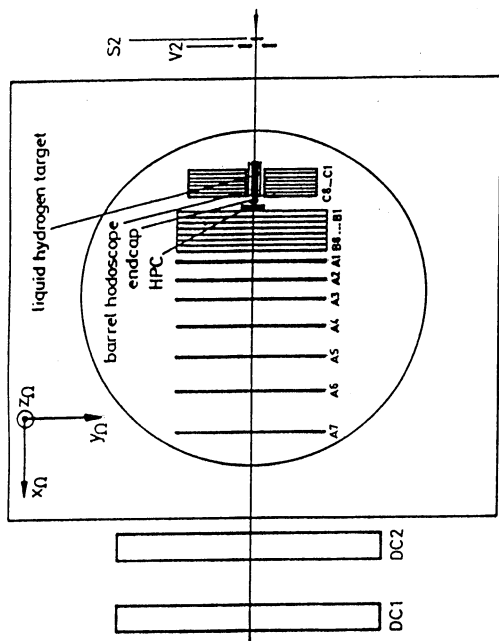


Abb. 5 Das Ω - Spektrometer

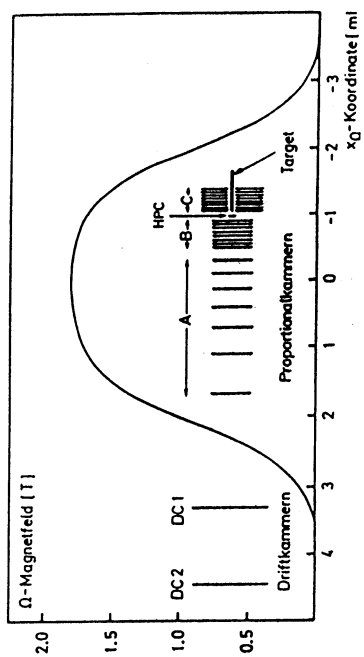


Abb. 6 z-Komponente (B_z) des Ω - Magnetfelds entlang der Strahlrichtung (x_0)

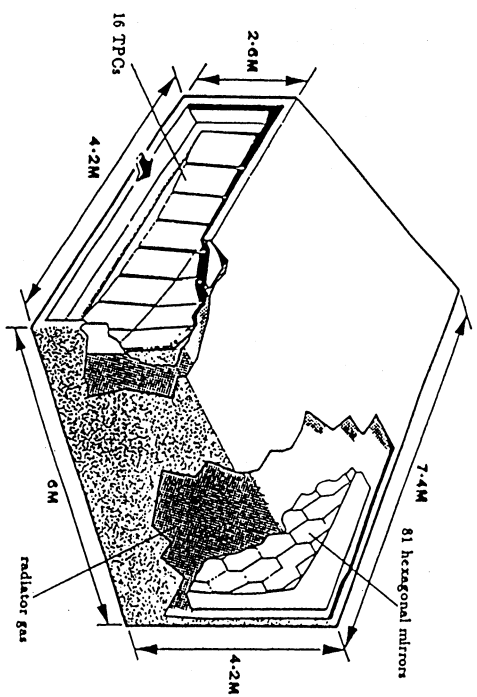


Abb. 7 Ring Image Čerenkov Detektor (RICH)

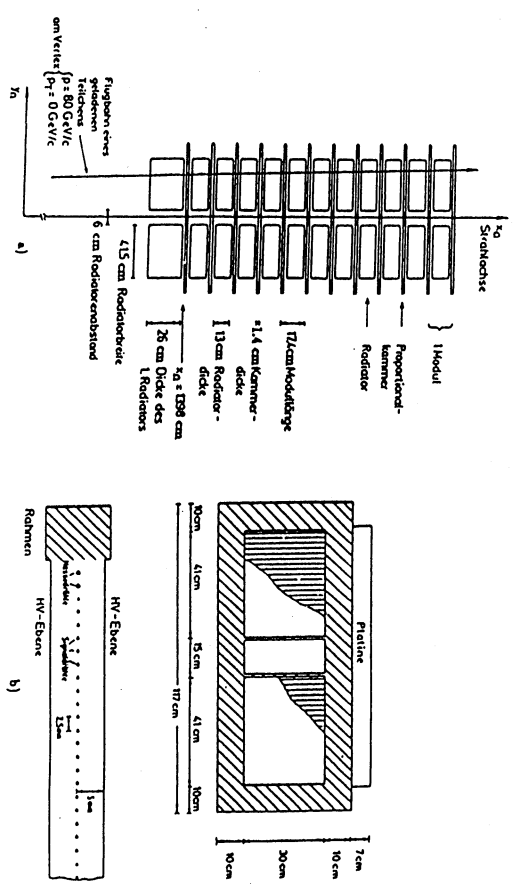


Abb. 8 Übergangsstrahlungsdetektor (TRD): a) Gesamtaufbau; b) Nachweiskammer

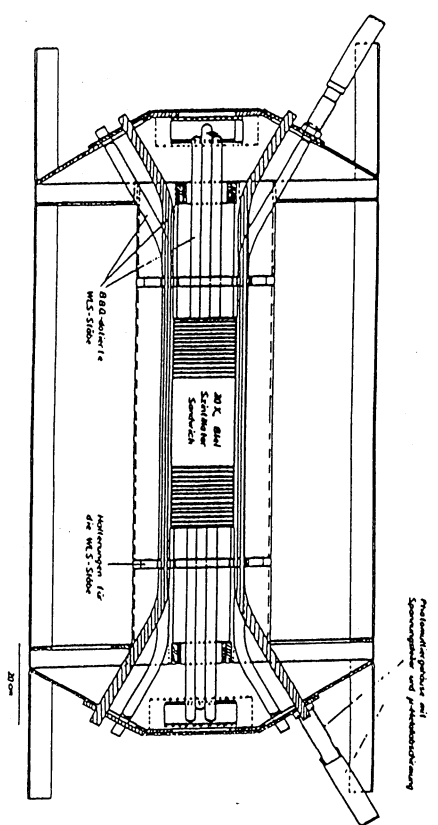


Abb. 9 Aufbau des Beam-Veto-Zählers

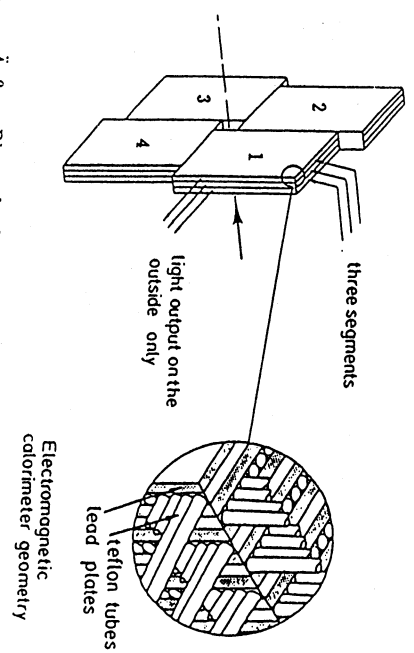


Abb. 10 äußerer Photondetektor (GPD)

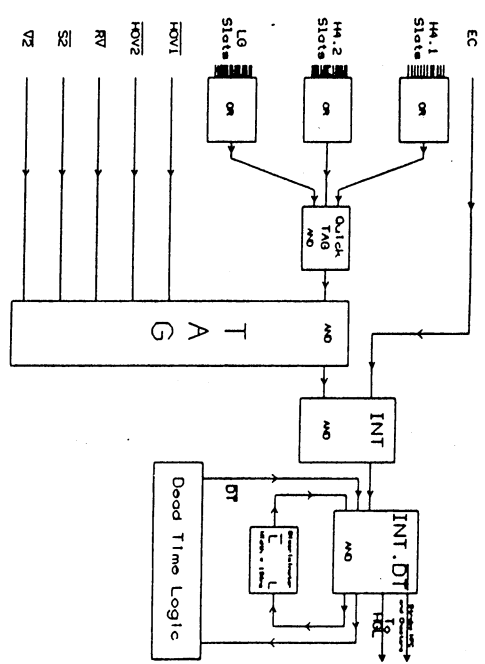


Abb. 13 Photon Interaction trigger logic

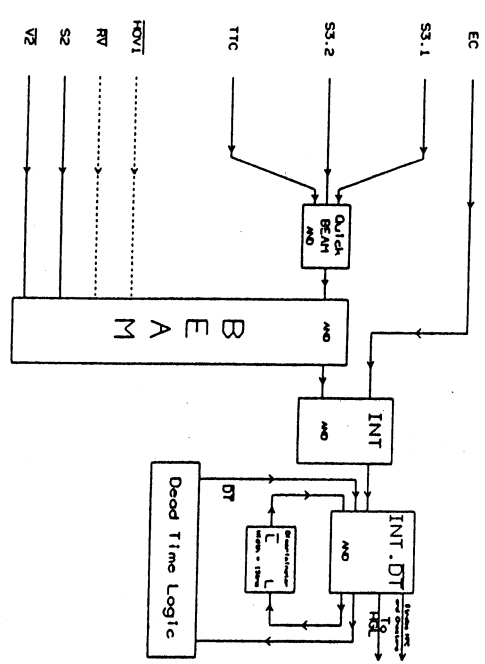


Abb. 14 Hadron Interaction trigger logic

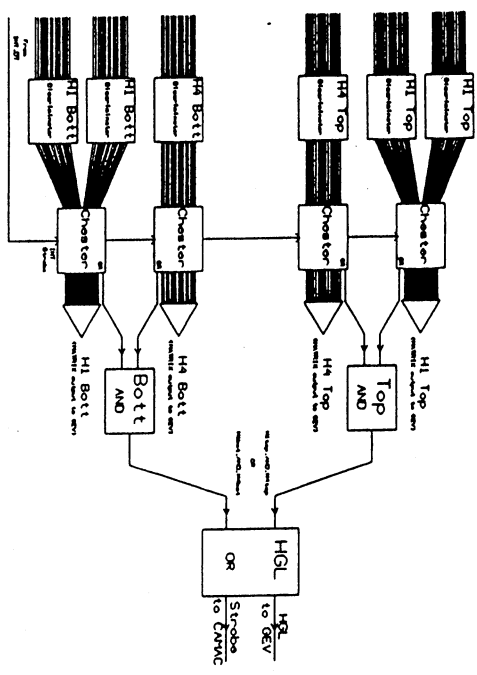


Abb. 15 HGL trigger

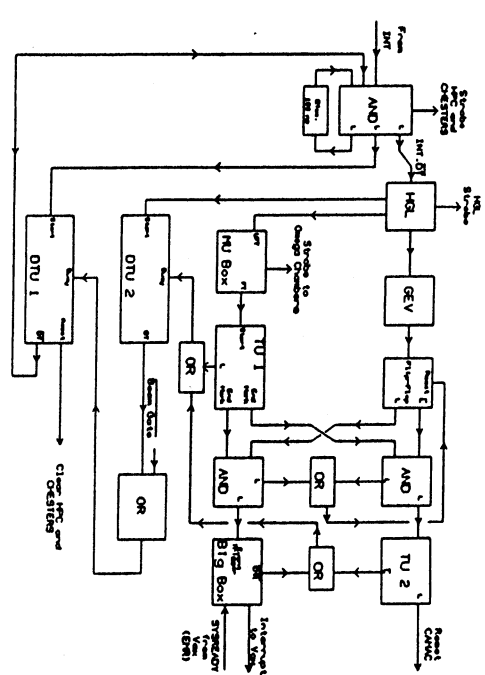


Abb. 16 Dead-Time Gating System

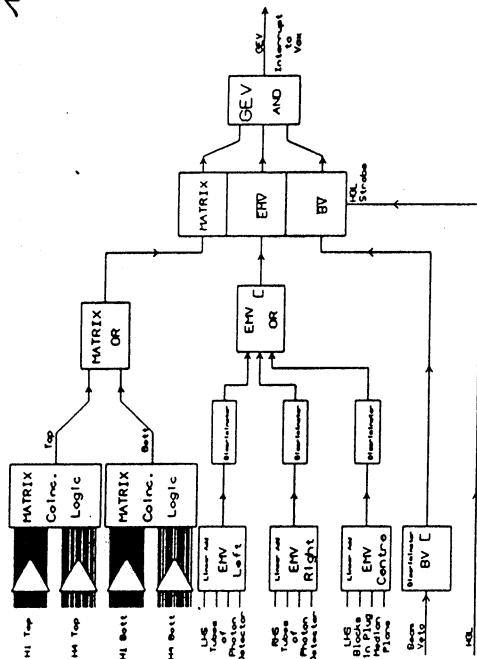


Abb. 17 GEV trigger logic for photon data

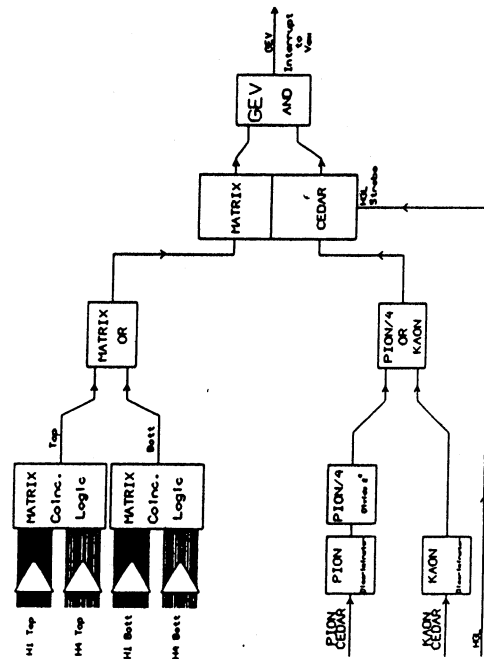


Abb. 18 GEV trigger logic for hadron data

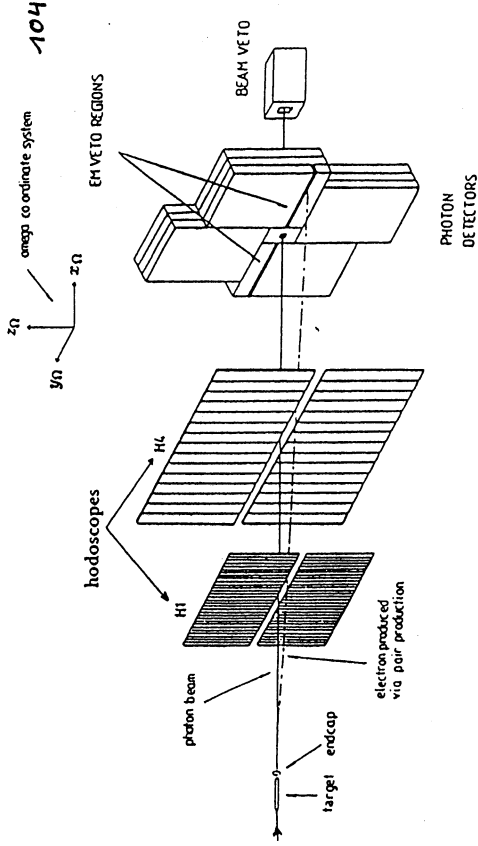


Abb. 19 Triggerelemente zur Unterdrückung von e^+e^- - Paaren

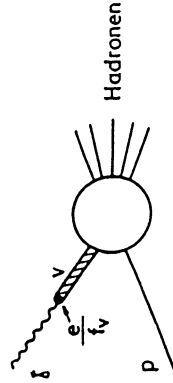


Abb. 20

Hadronische Wechselwirkung des Photons mit einem Targetproton via Vektordominanz

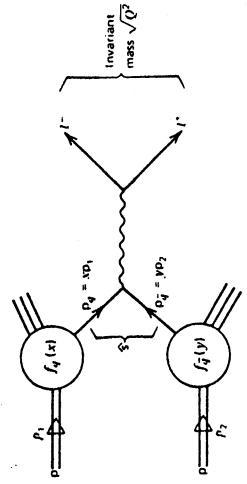


Abb. 21 The Drell-Yan process, $pp \rightarrow l^+l^- X$.

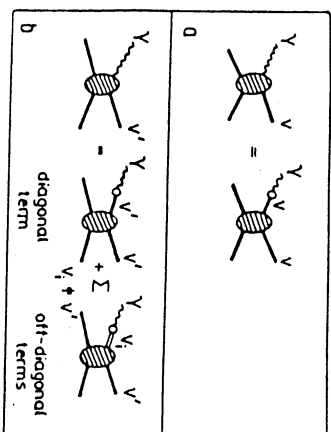


Abb. 22 Vektormesonendominanz (a) und "off-diagonale"-Terme (b)

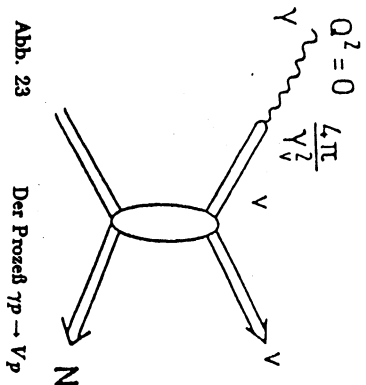


Abb. 23 Der Prozeß $\gamma p \rightarrow V p$

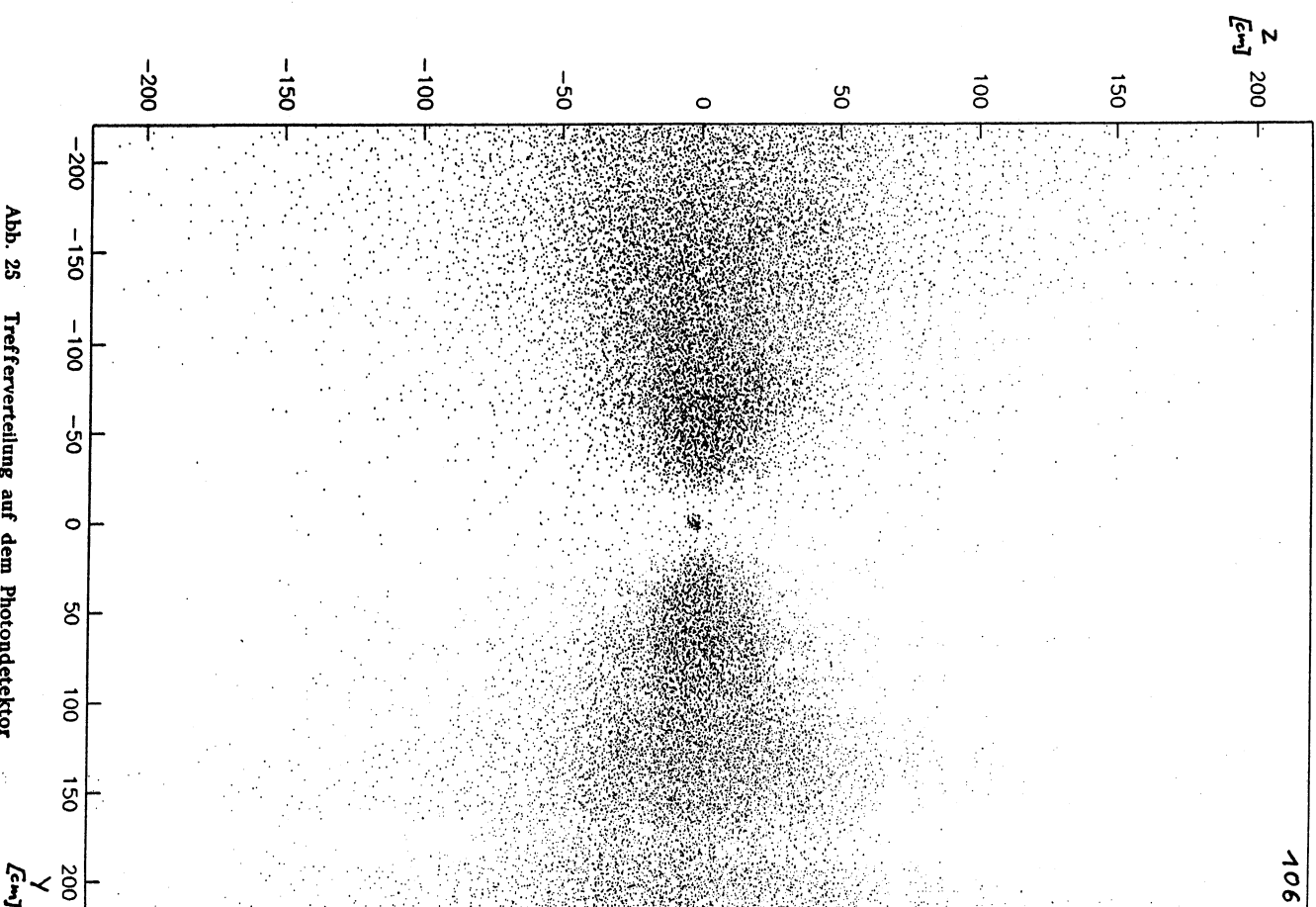
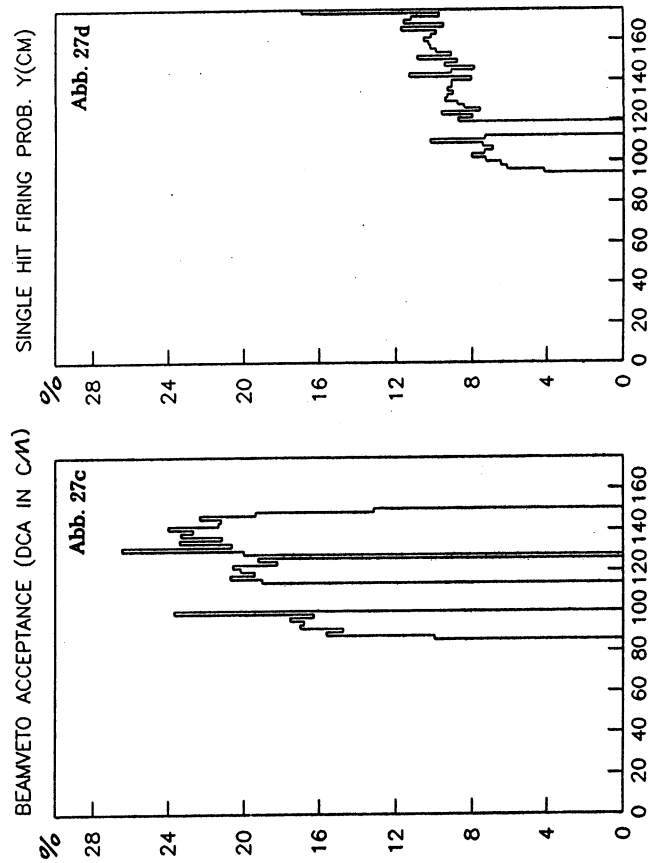
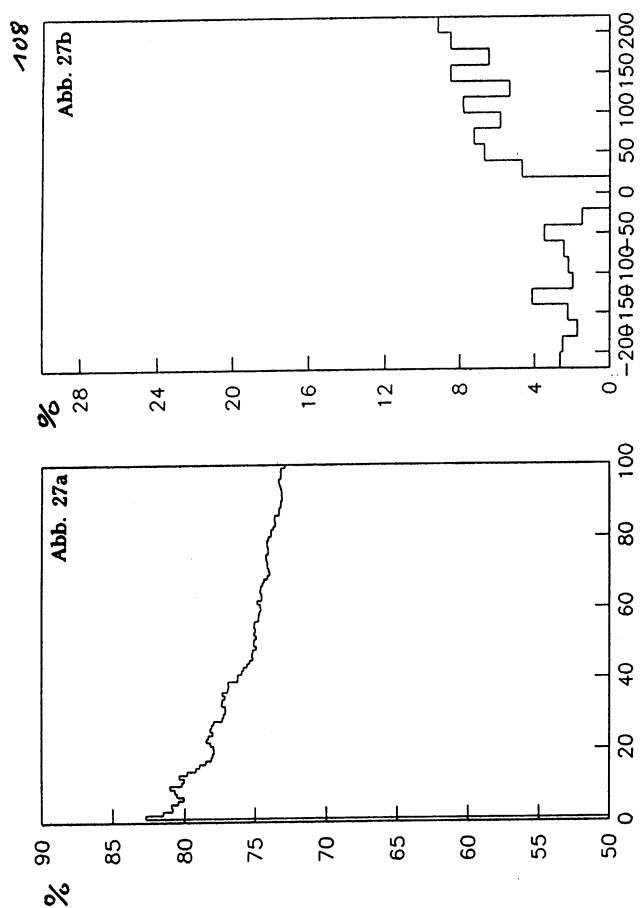
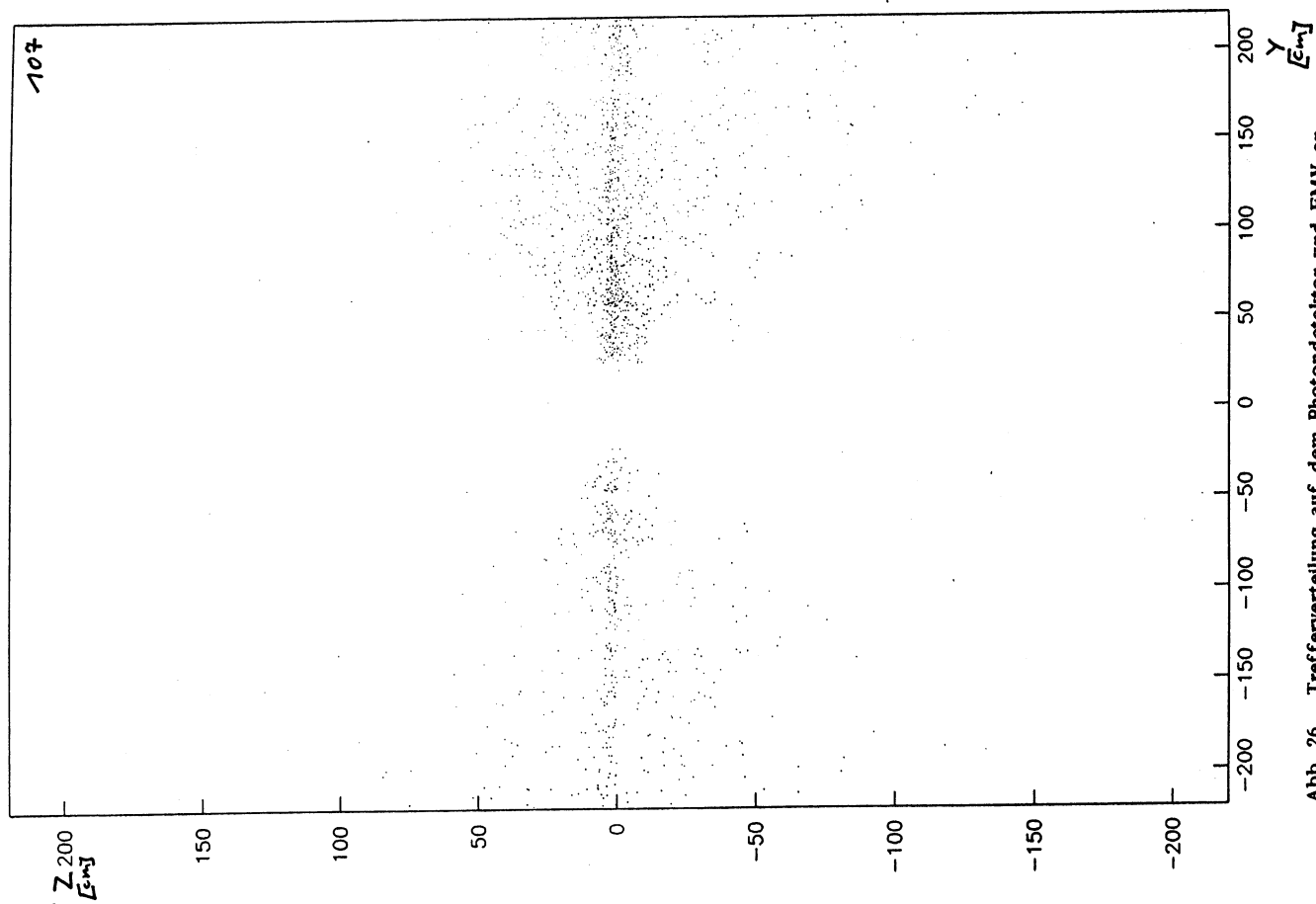


Abb. 25 Trefferverteilung auf dem Photondetektor



(+) SINGLE HIT FIRING PROB. $P_{\text{S.H.}}$ (-) SINGLE HIT FIRING PROB. $P_{\text{S.H.}}$

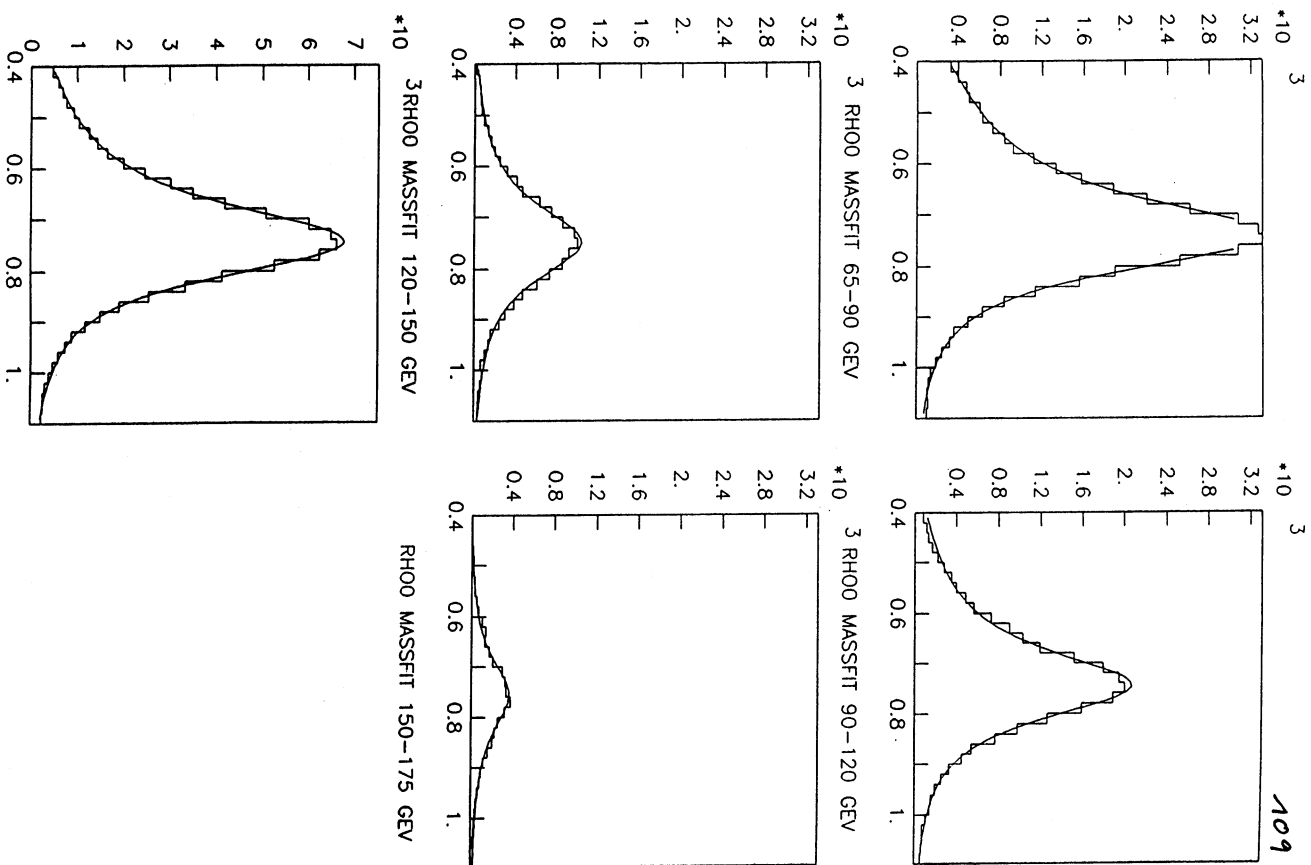


Abb. 28 Fits an die exklusiven Massenverteilungen, verschiedene $\sqrt{s}$ -Energieintervalle (GeV, N/0.02 GeV)

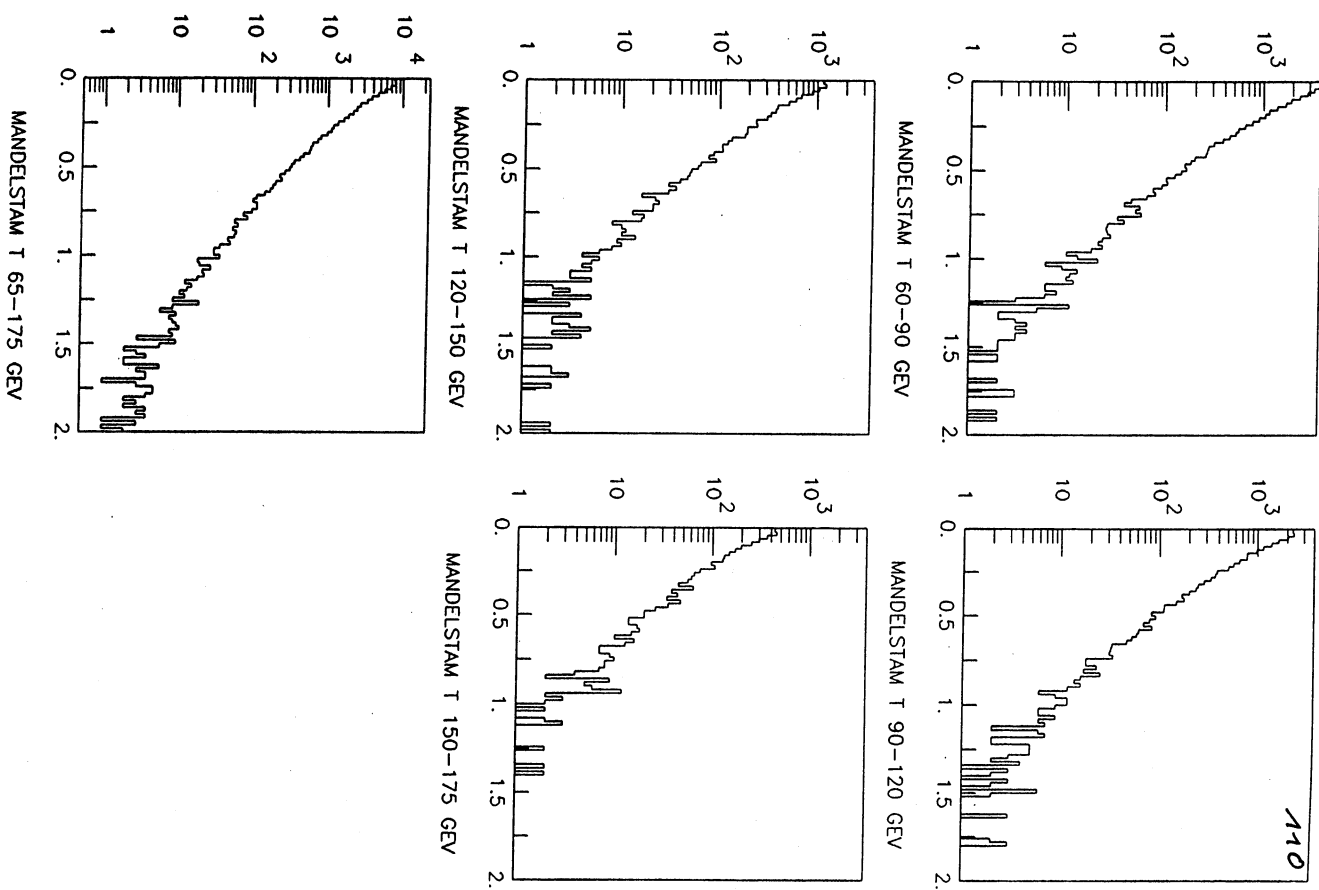


Abb. 29 Mandelstam t Verteilungen in den Energieintervallen (GeV², N/0.02 GeV²)

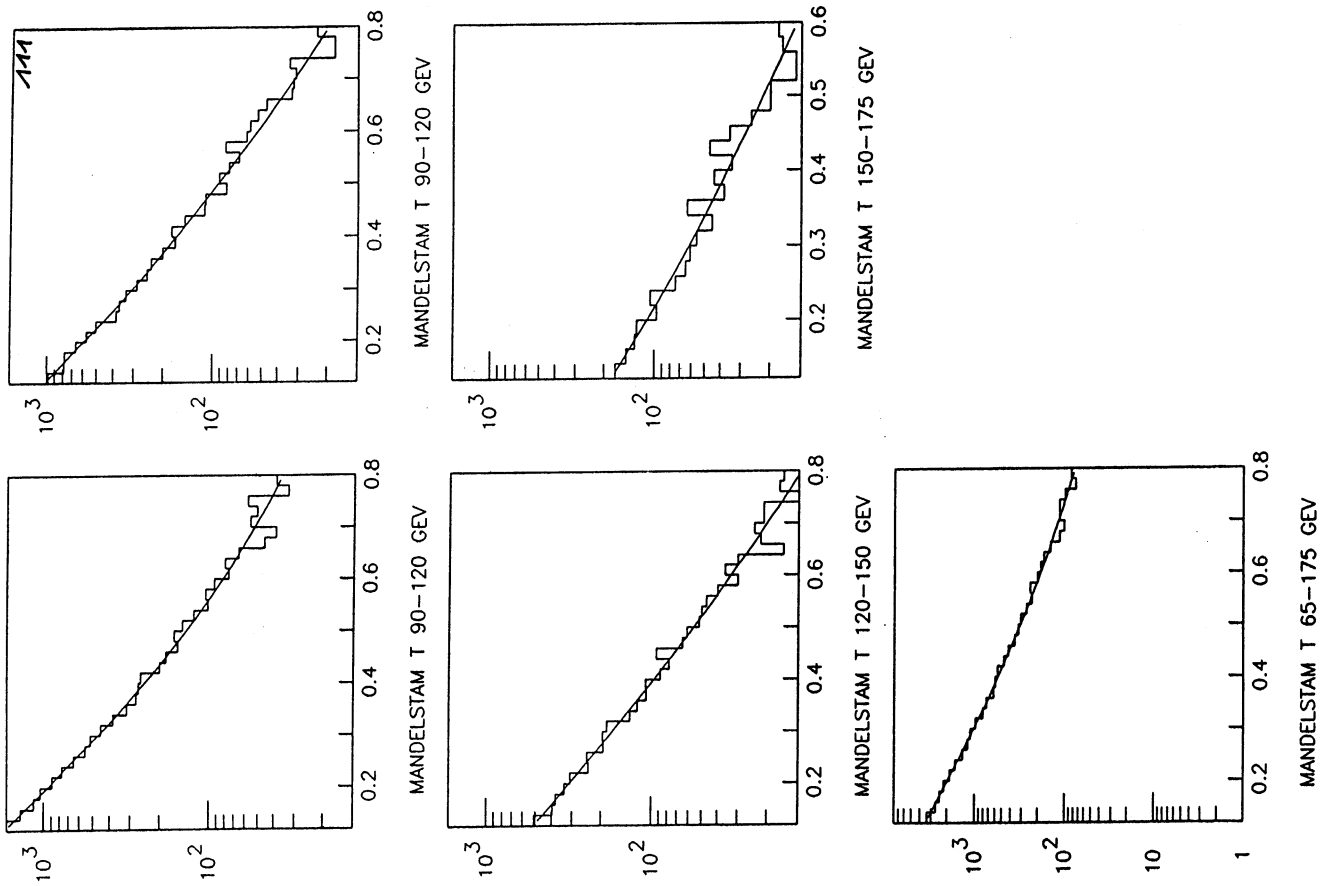


Abb. 30 Die Fits an die t -Verteilungen (GeV^2 , $N/0.02 \text{ GeV}^2$)

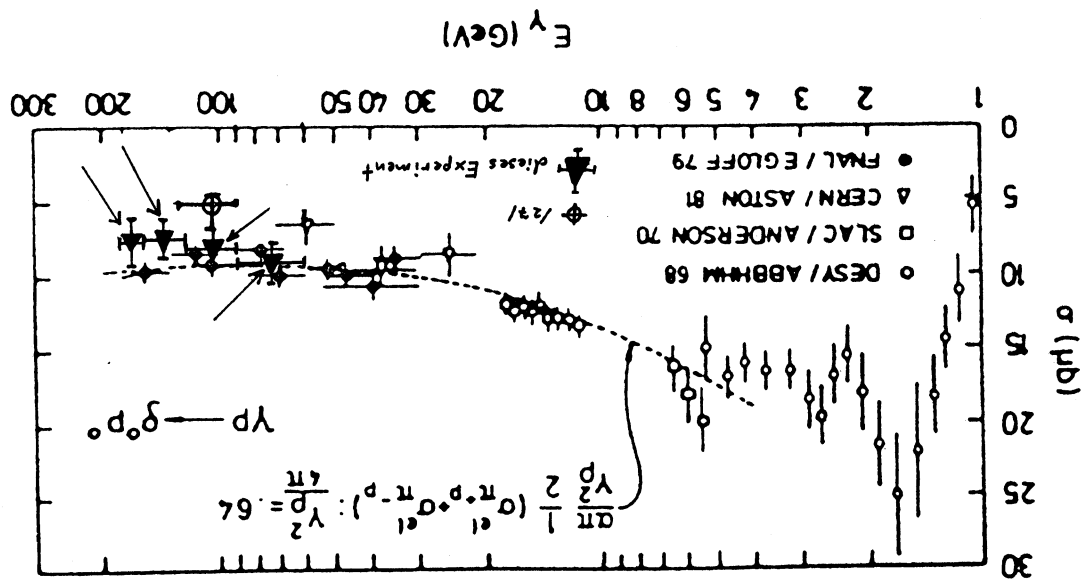
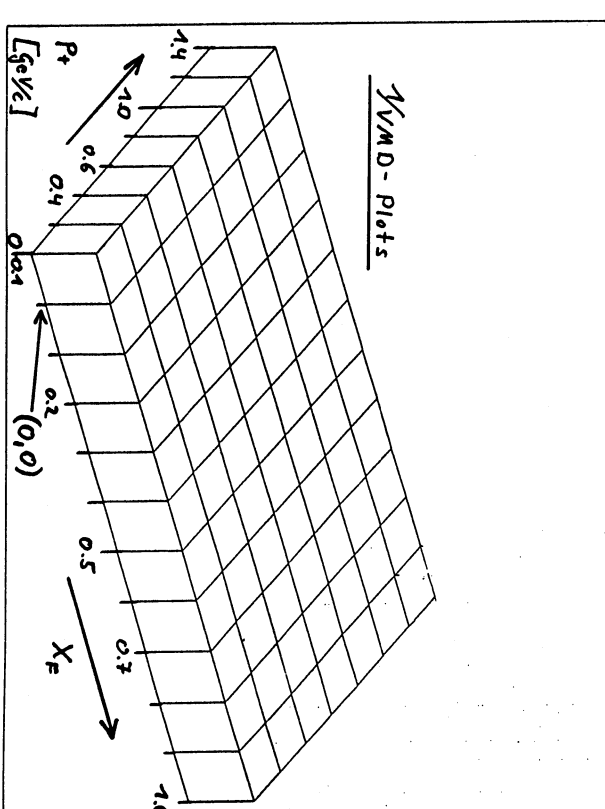
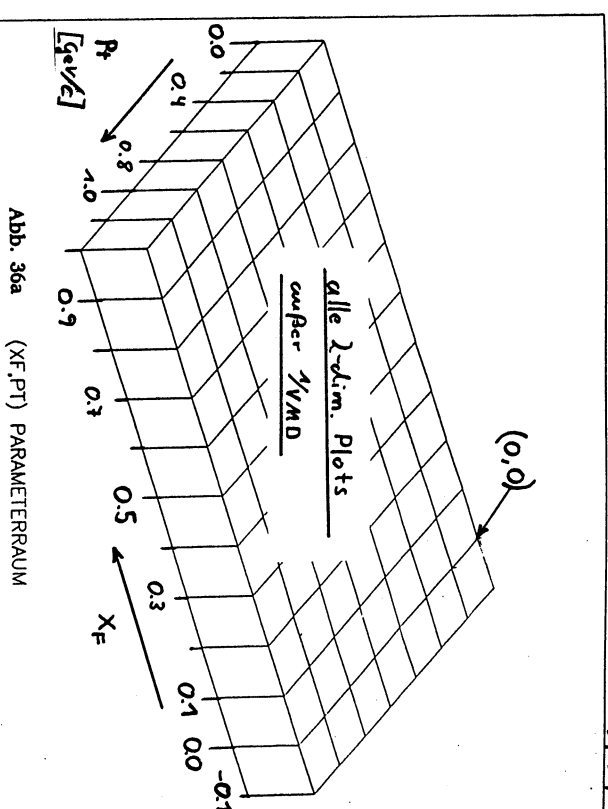
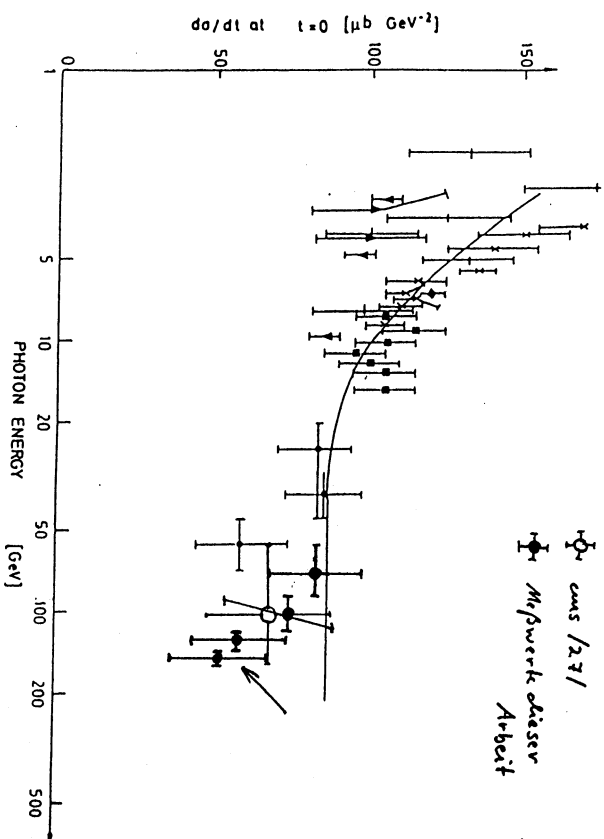
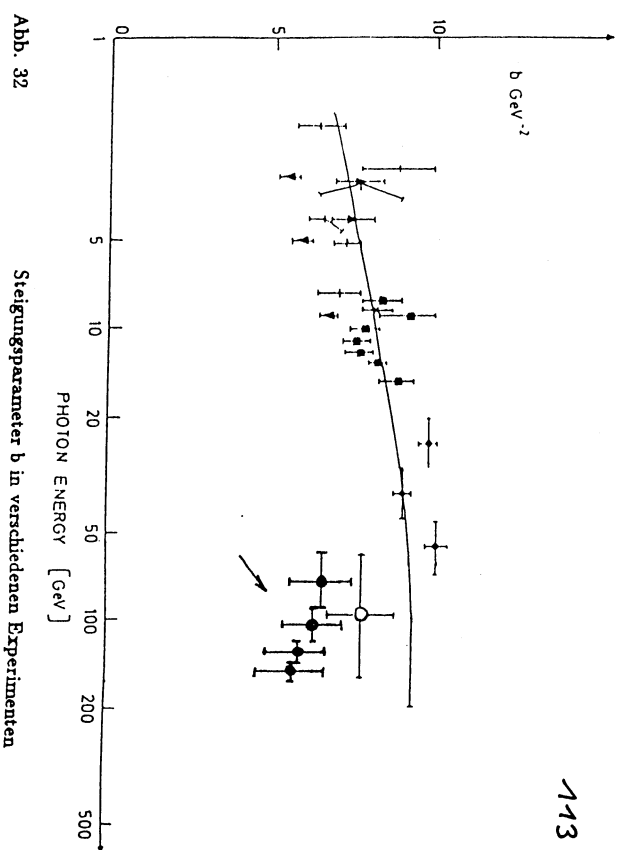


Abb. 31 Der absolute Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow p^0 p$ (GeV , mb)



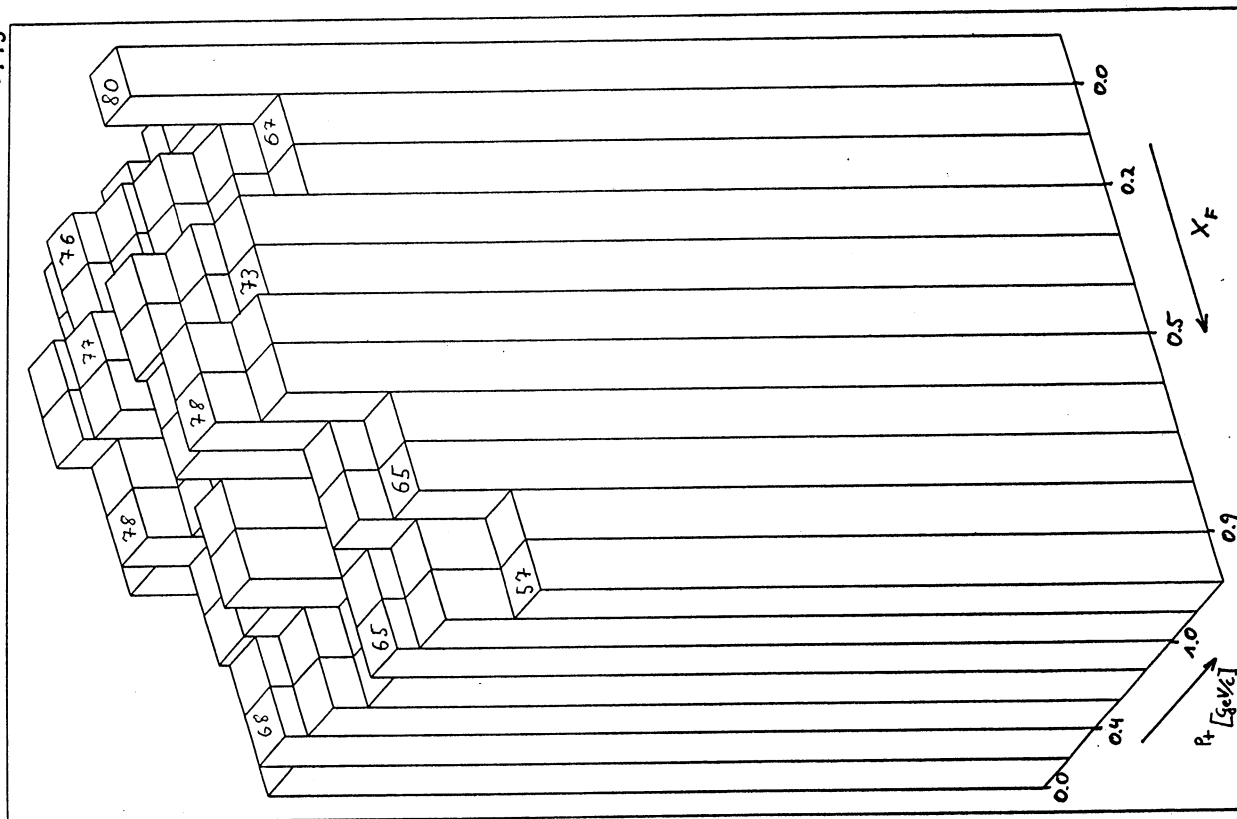


Abb. 37a Die X_F^- -p $_T$ -abhängigen Akzeptanzen für $E_T = 60 - 110$ GeV und Hadronen der Energie 80 GeV

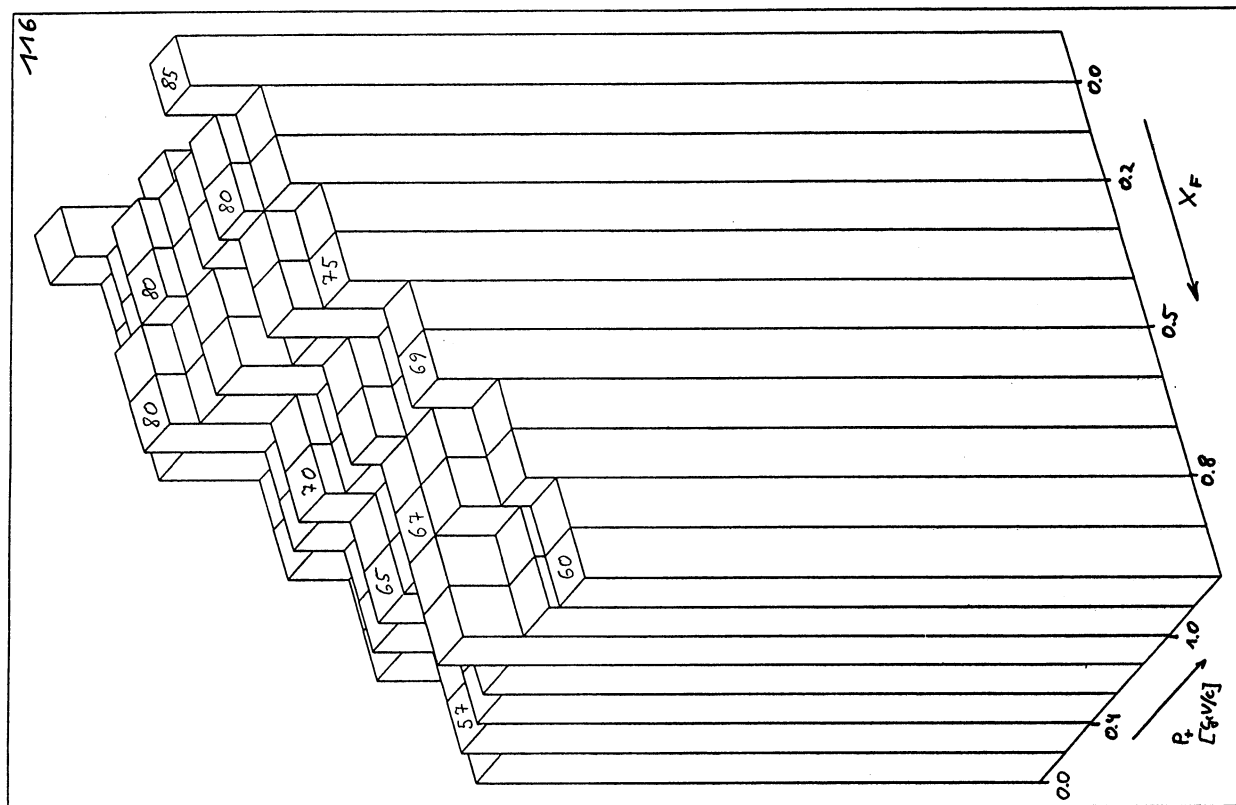


Abb. 37b Die X_F^- , p_t -abhängigen Akzeptanzen für $E_T = 110 - 175$ GeV und Hadronen der Energie 140 GeV

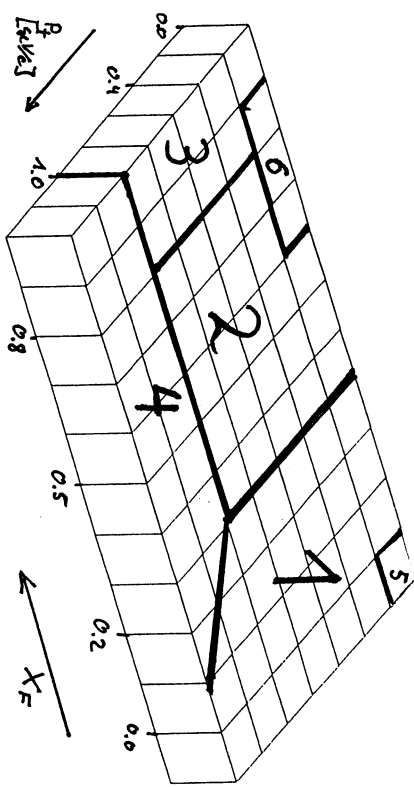


Abb. 37c Die verschiedenen Regionen

- | | |
|----------|---|
| Region 1 | hohe Statistik und hoher problematischer Untergrund |
| 2 | moderates Fitgebiet "problemloser" Fit |
| 3 | quasi-diffraktive Zone "problemloser" Fit |
| 4 | niedrige Statistik und niedriger Untergrund |
| 5 | unbekannter Akzeptanzeinbruch erklärbarer Akzeptanzeinbruch in den Photonen |
| 6 | |

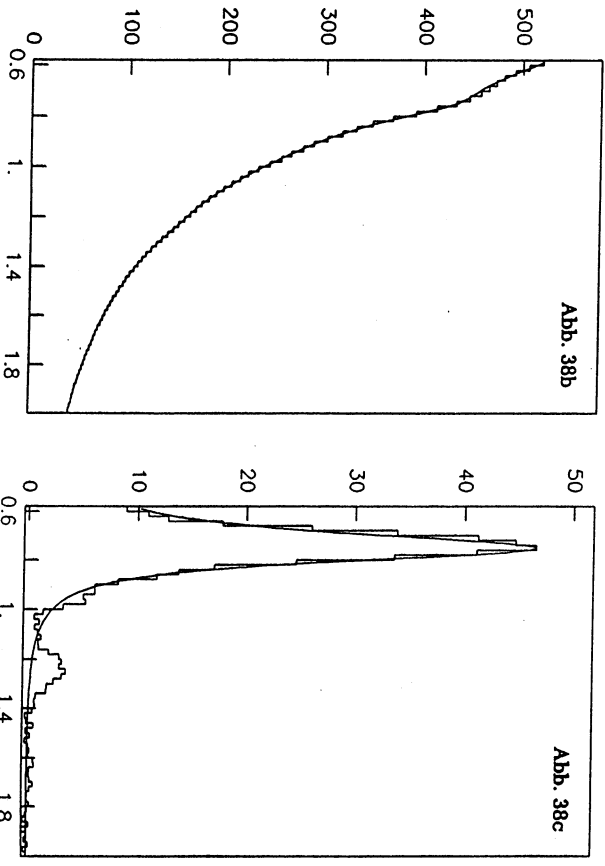
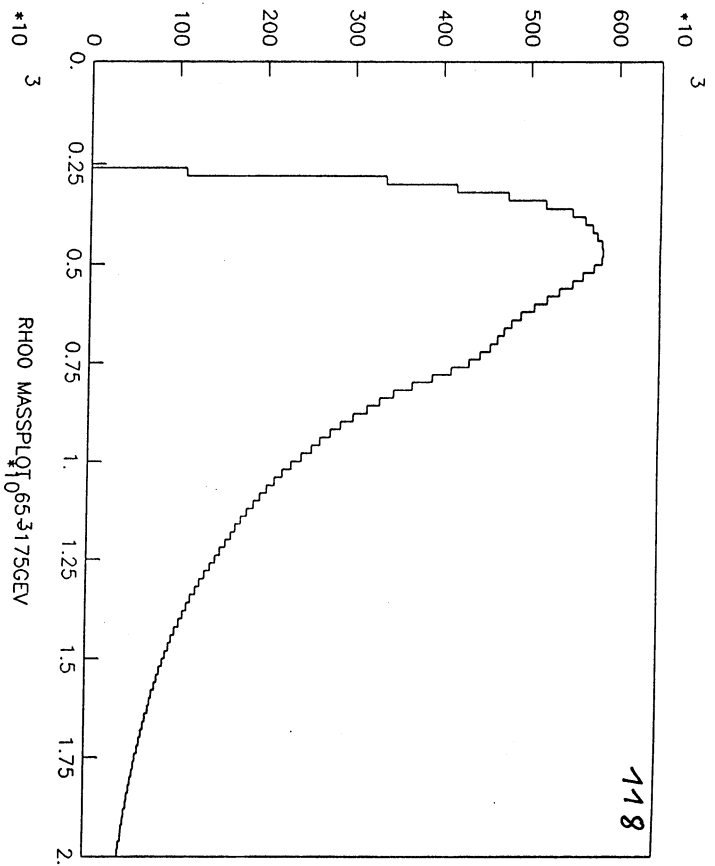
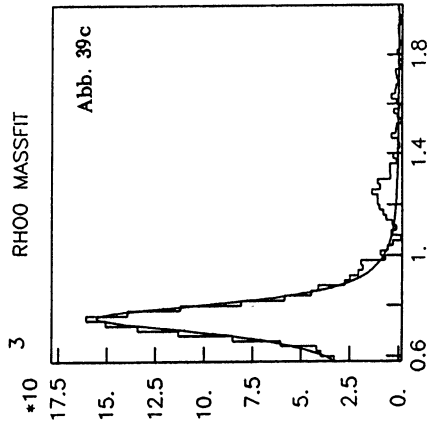
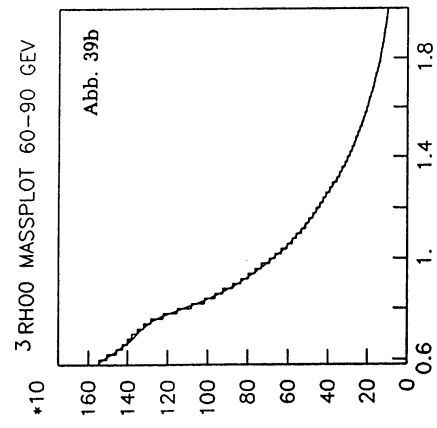
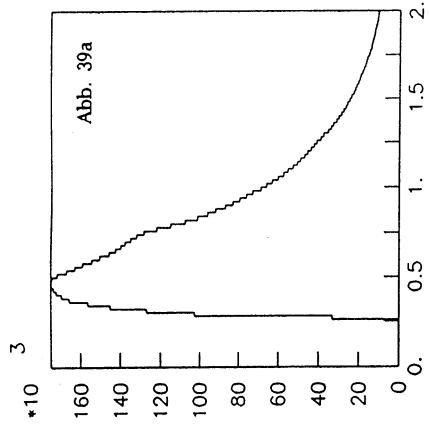
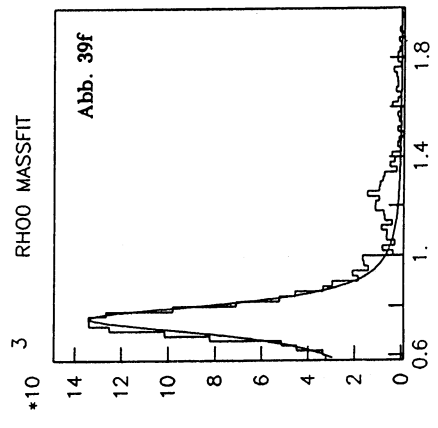
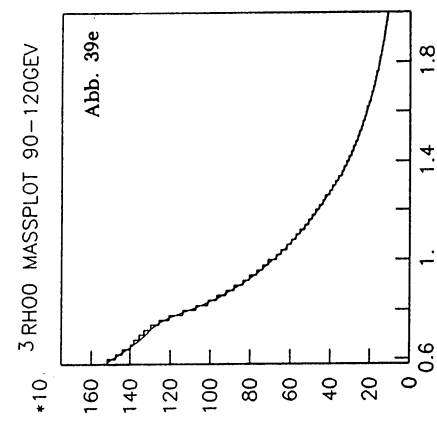
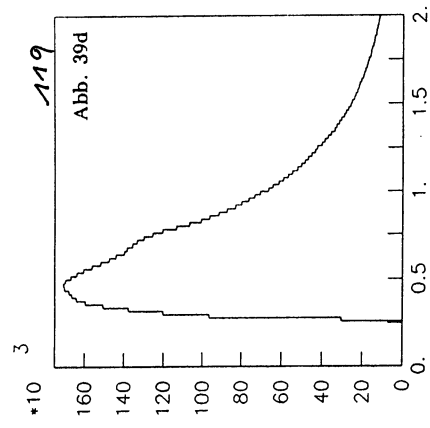


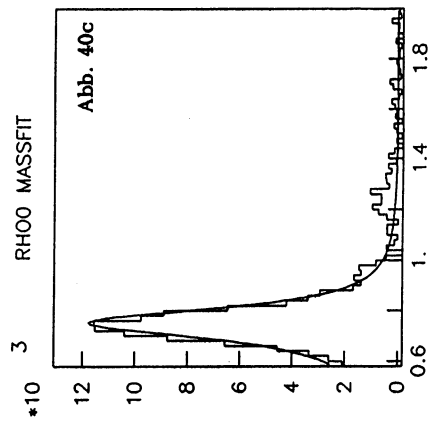
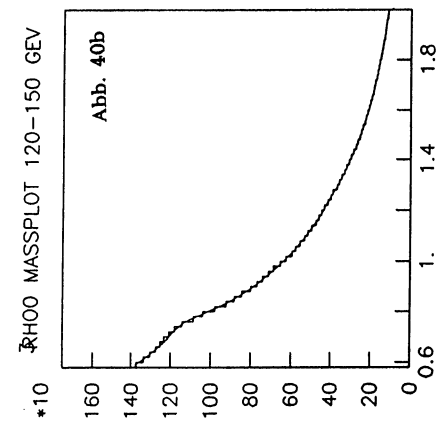
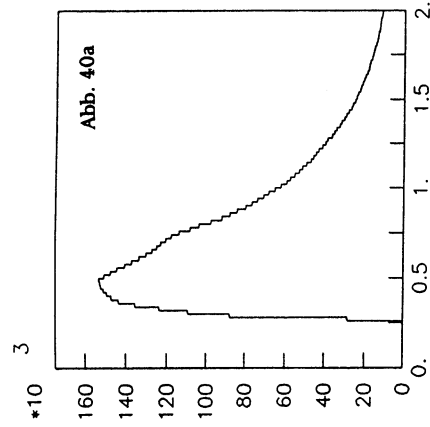
Abb. 38 Die Verteilung der invarianten Masse ($\pi^+\pi^-$), $E_T = 60 - 175$ GeV (GeV, N/0.02 GeV)



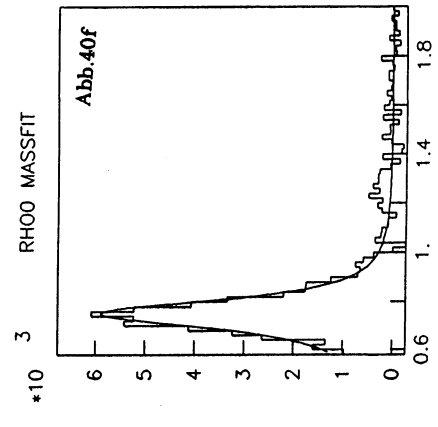
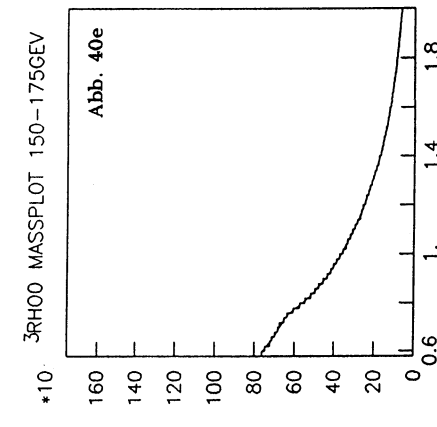
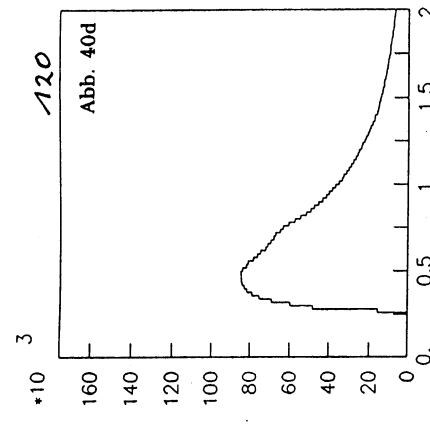
DATA - BACKGROUND



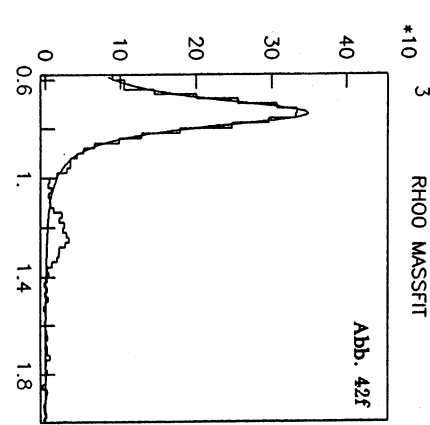
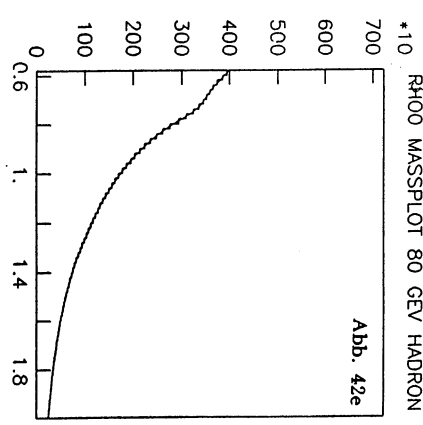
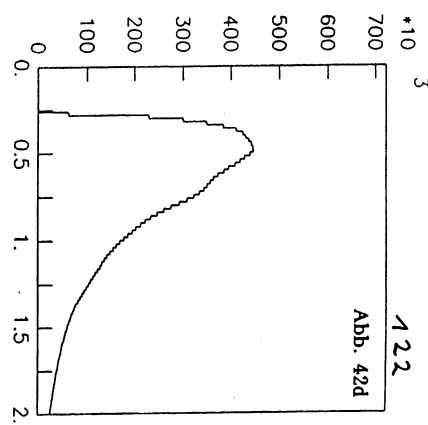
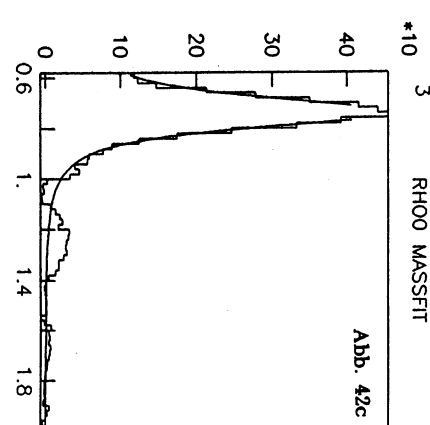
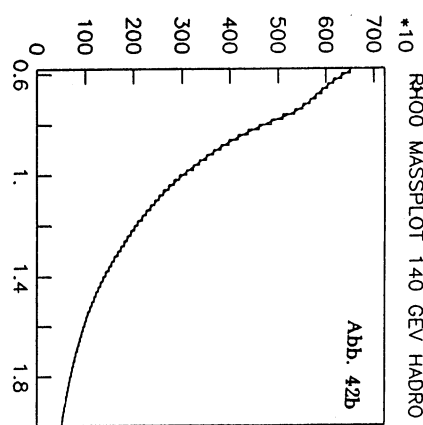
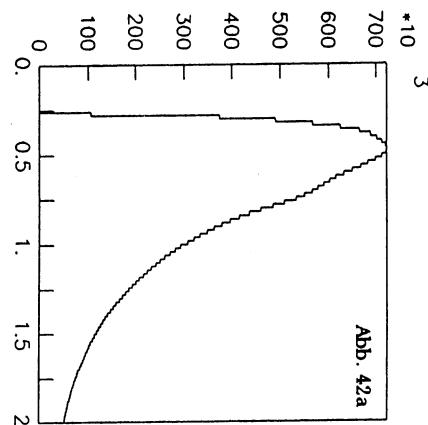
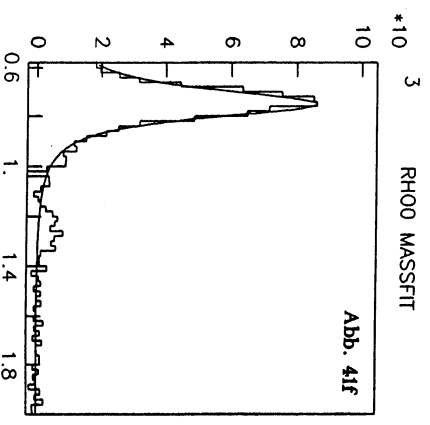
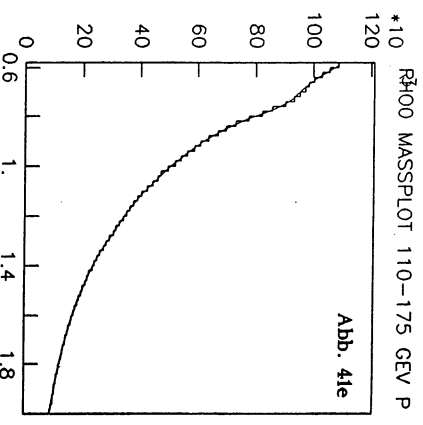
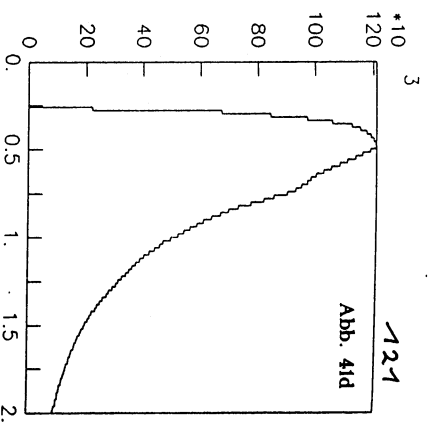
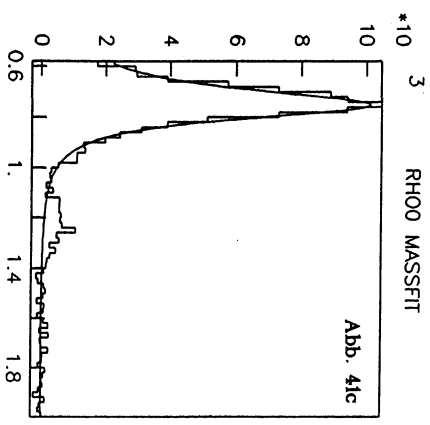
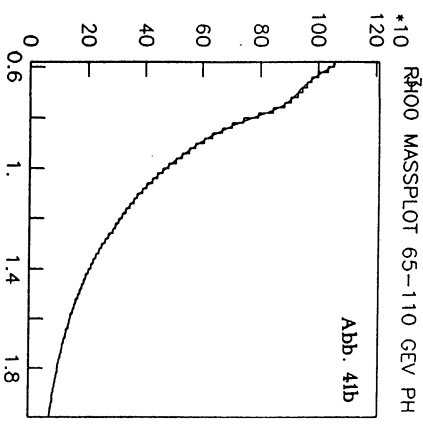
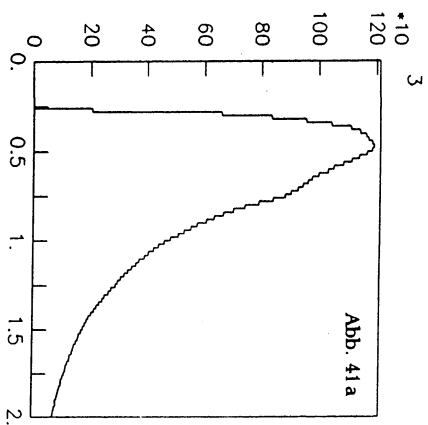
DATA - BACKGROUND



DATA - BACKGROUND



DATA - BACKGROUND



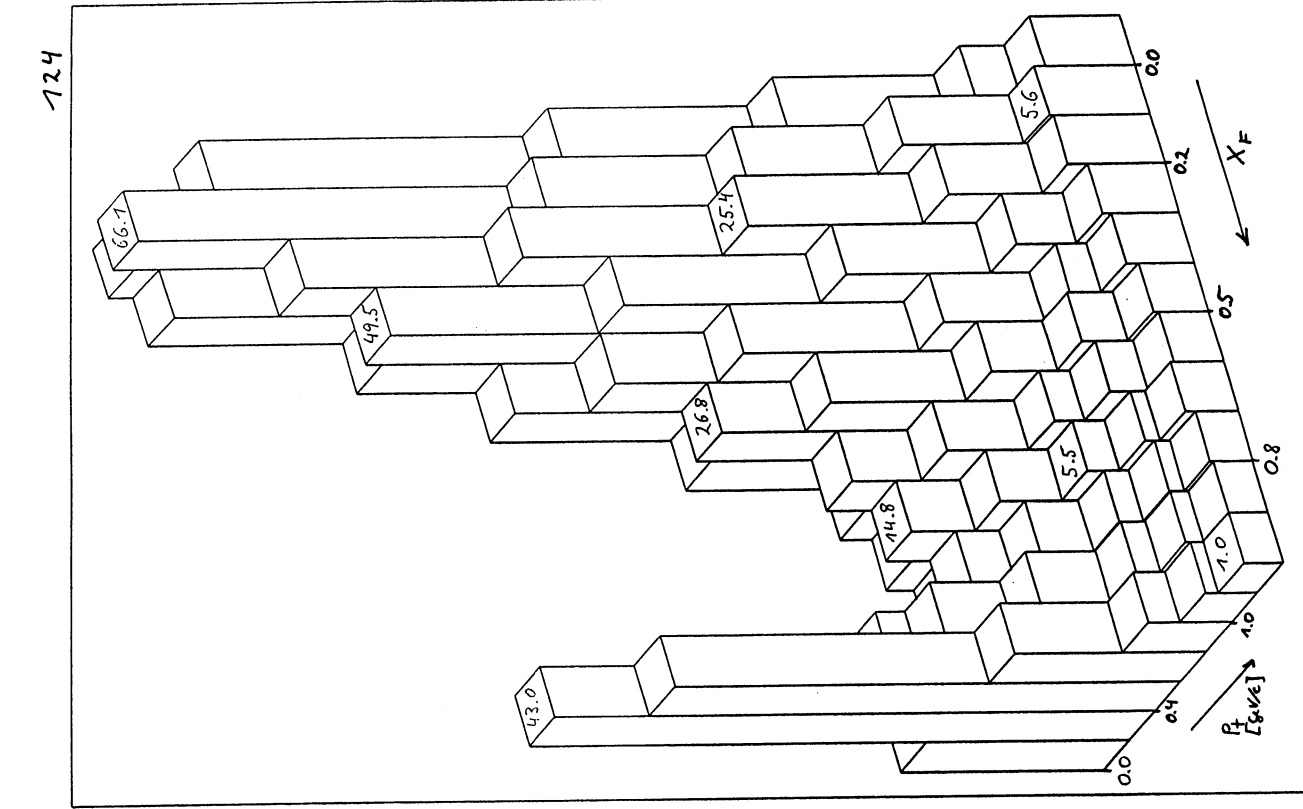
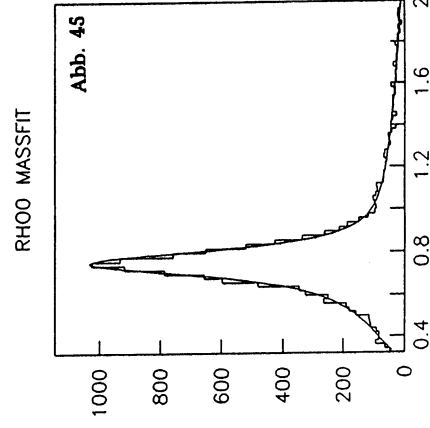
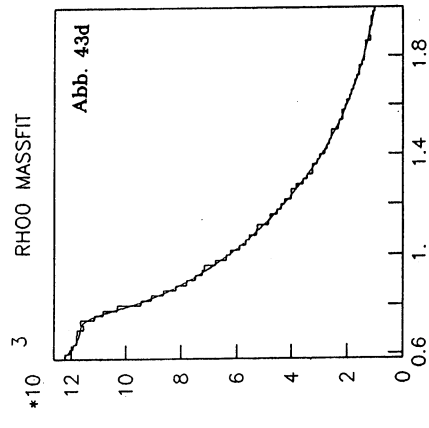
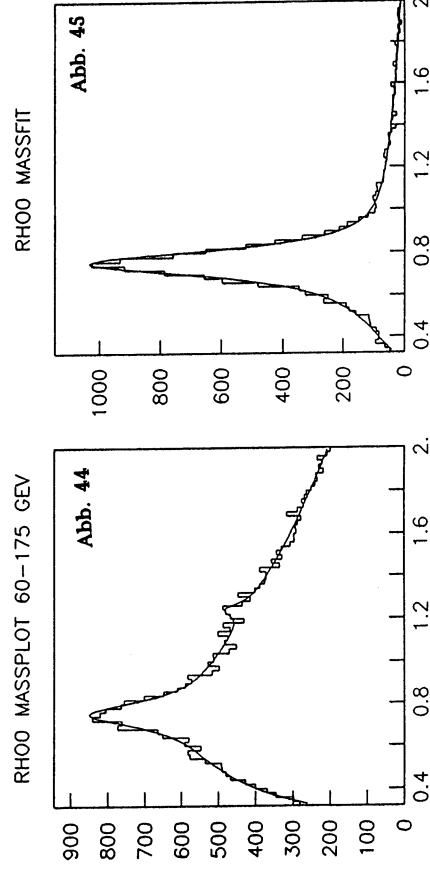
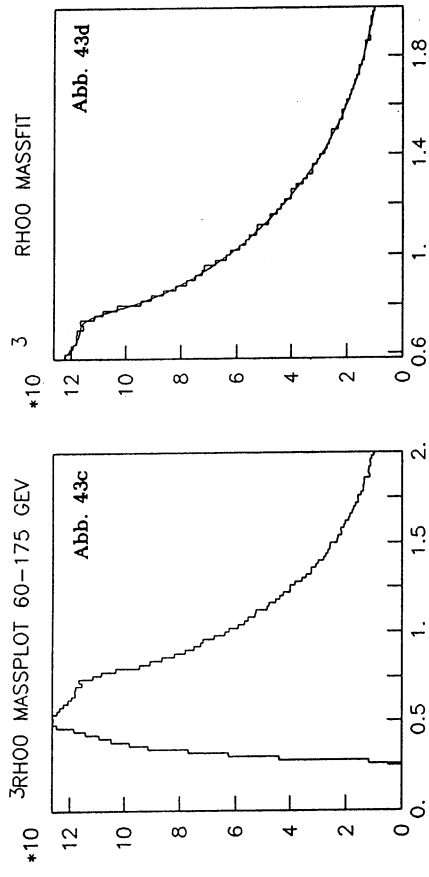
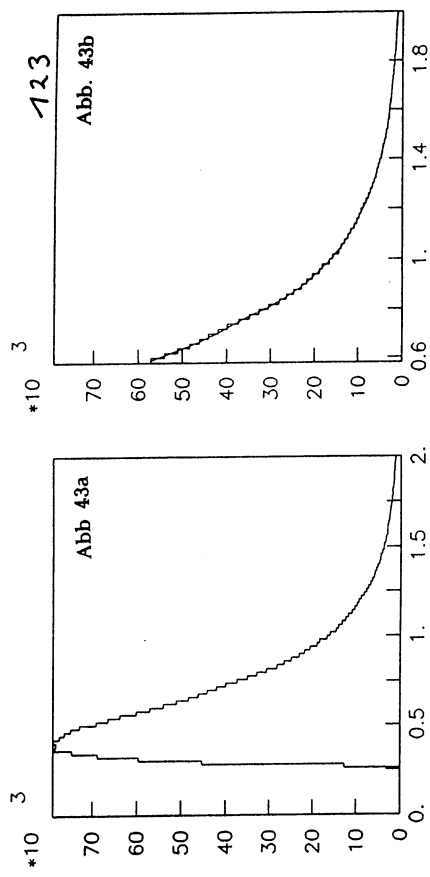


Abb. 47 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_T}$ in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$
 $E_T = 60 - 175 \text{ GeV}$ (Fehler siehe Abb. 54a)

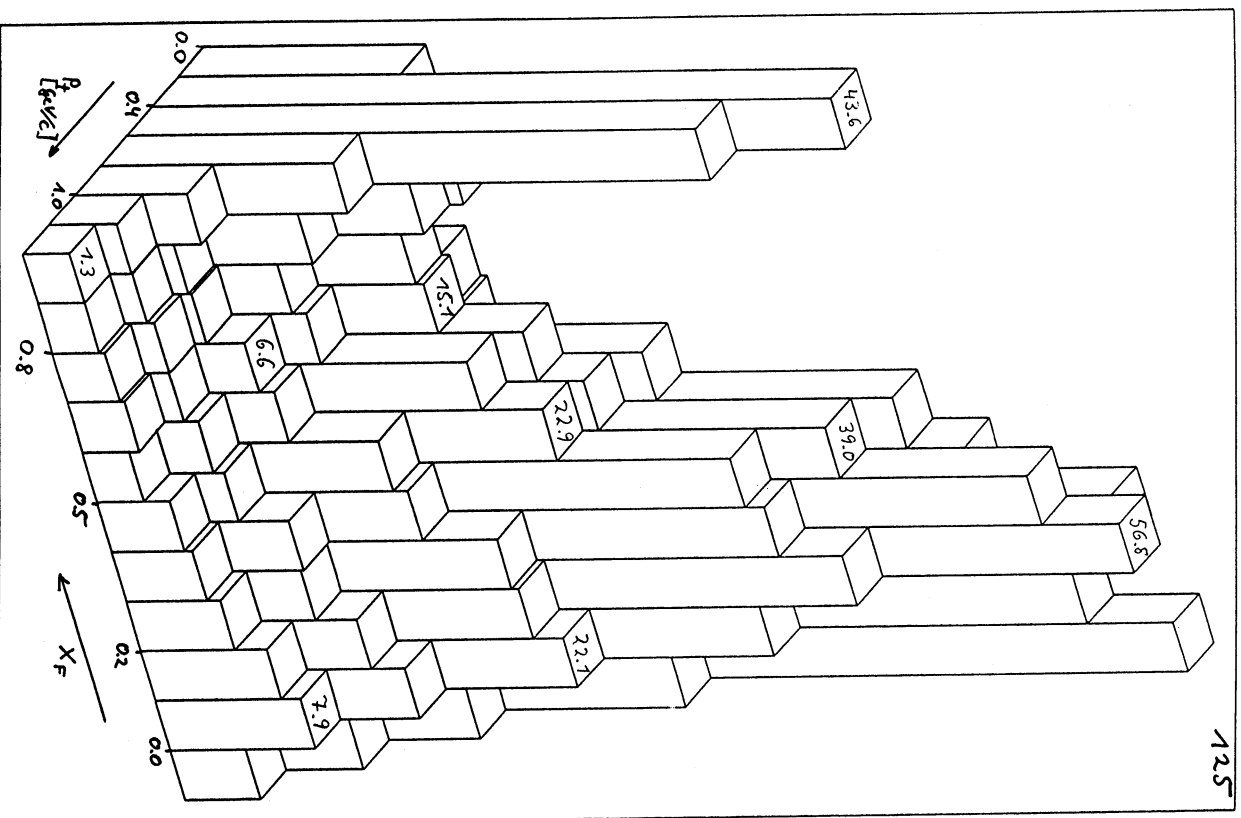


Abb. 48 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_T}$ in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$
 $E_T = 60 - 110 \text{ GeV}$ (Fehler siehe Abb. 54a)

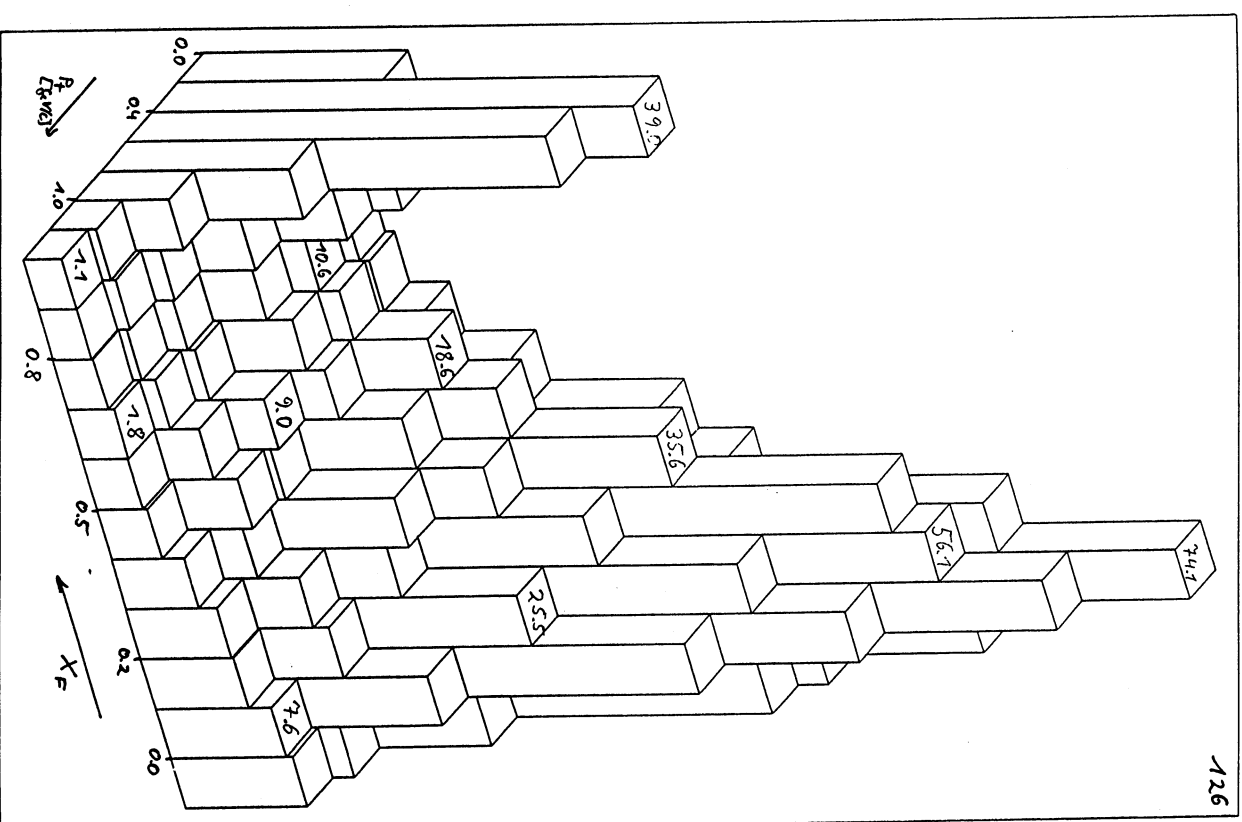


Abb. 49 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_T}$ in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$
 $E_T = 110 - 175 \text{ GeV}$ (Fehler siehe Abb. 54a)

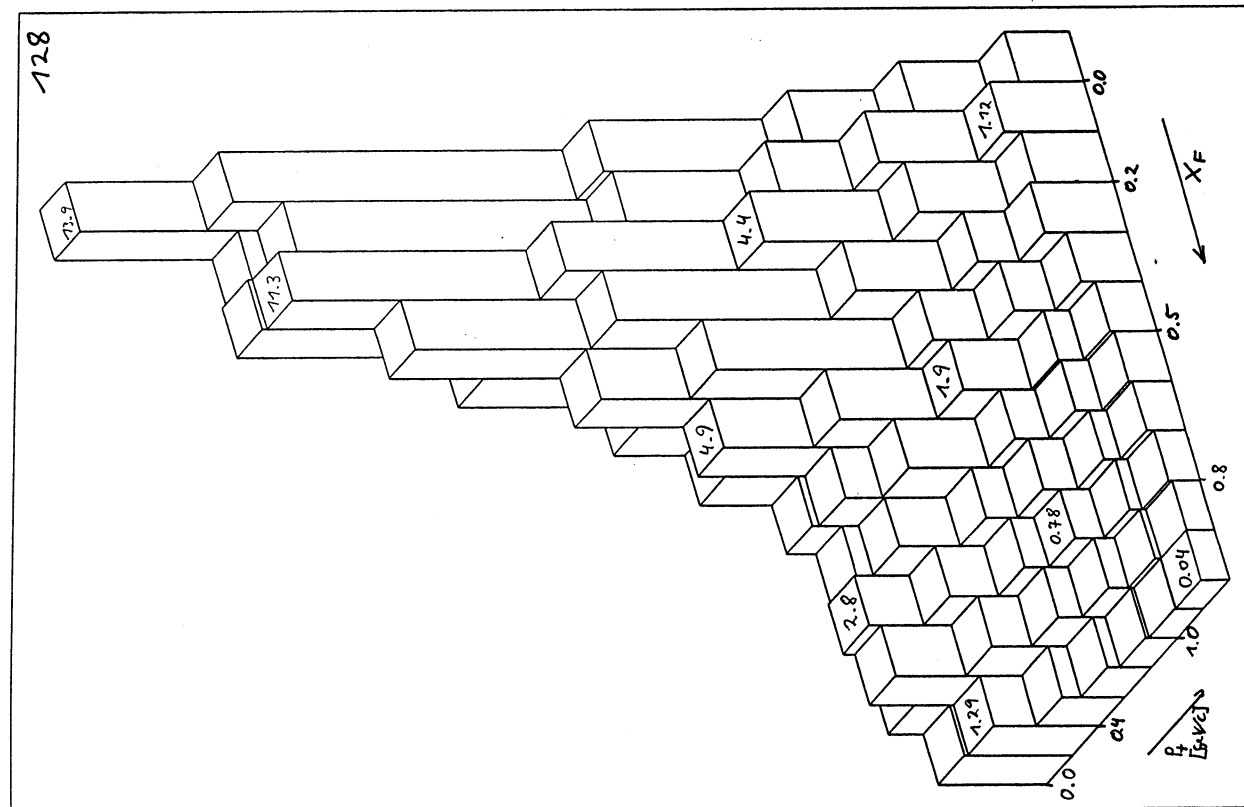


Abb. 51 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_T}$ in $\text{mb}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$ 80 GeV Hadronen (Fehler siehe Abb. 54a)

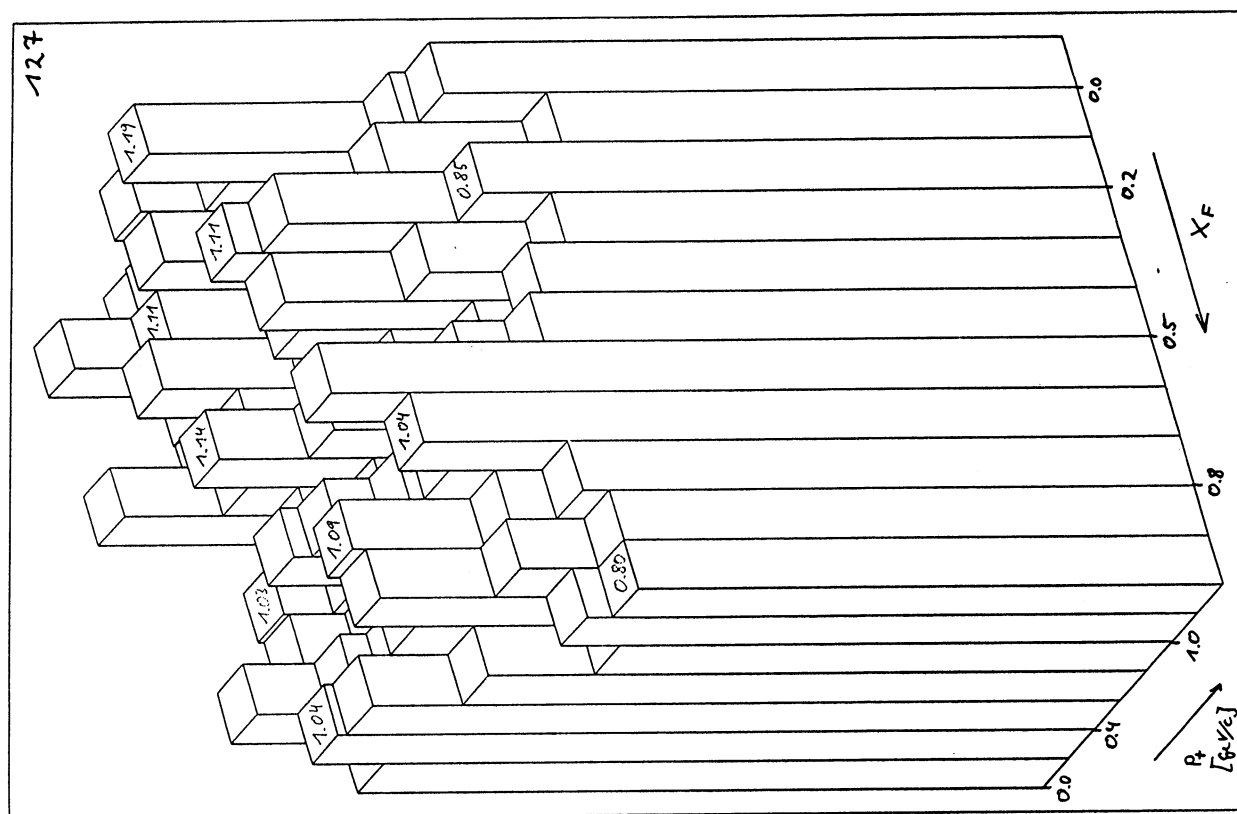


Abb. 50 Kontrollplot (60-175 GeV Photonen) $\frac{1}{2} (60-110 \text{ GeV} + 110-175 \text{ GeV})$

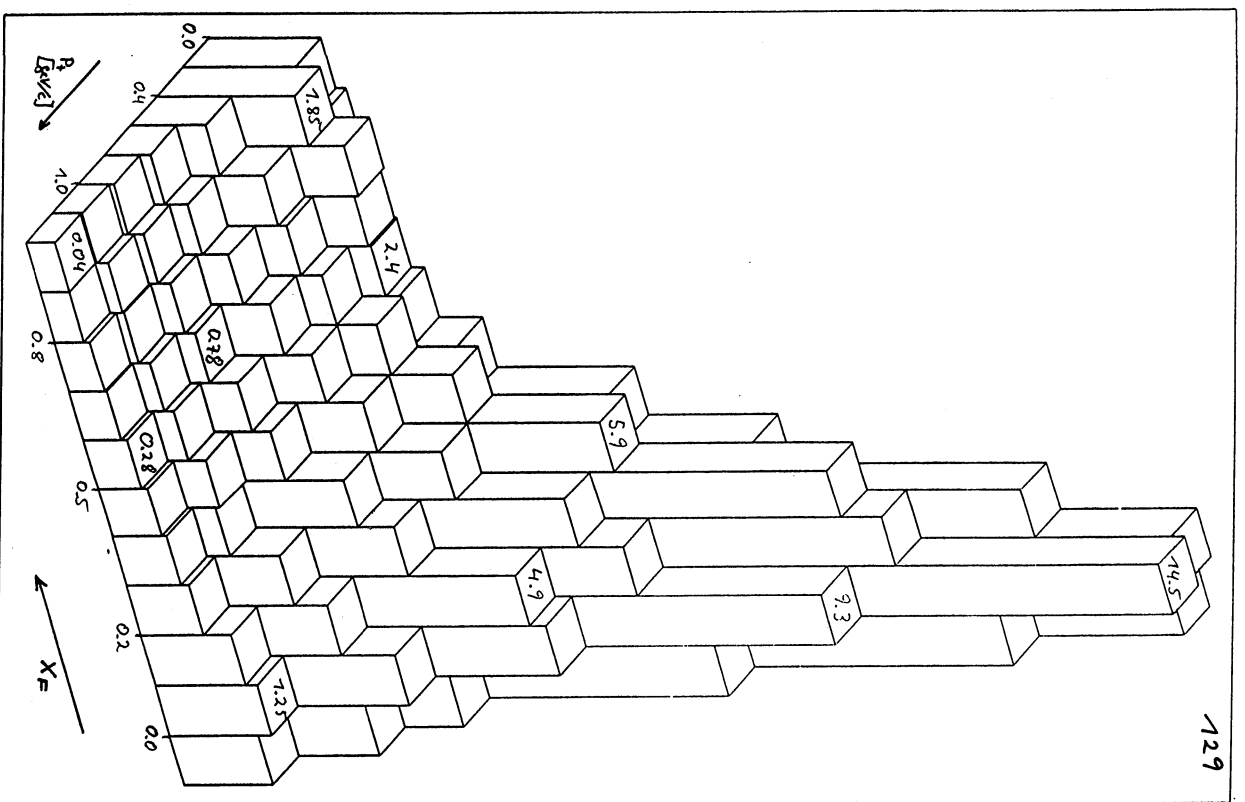


Abb. 52 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_T}$ in mb/0.1 · 0.2 GeV/c 140 GeV Hadronen (Fehler siehe Abb. 54a)

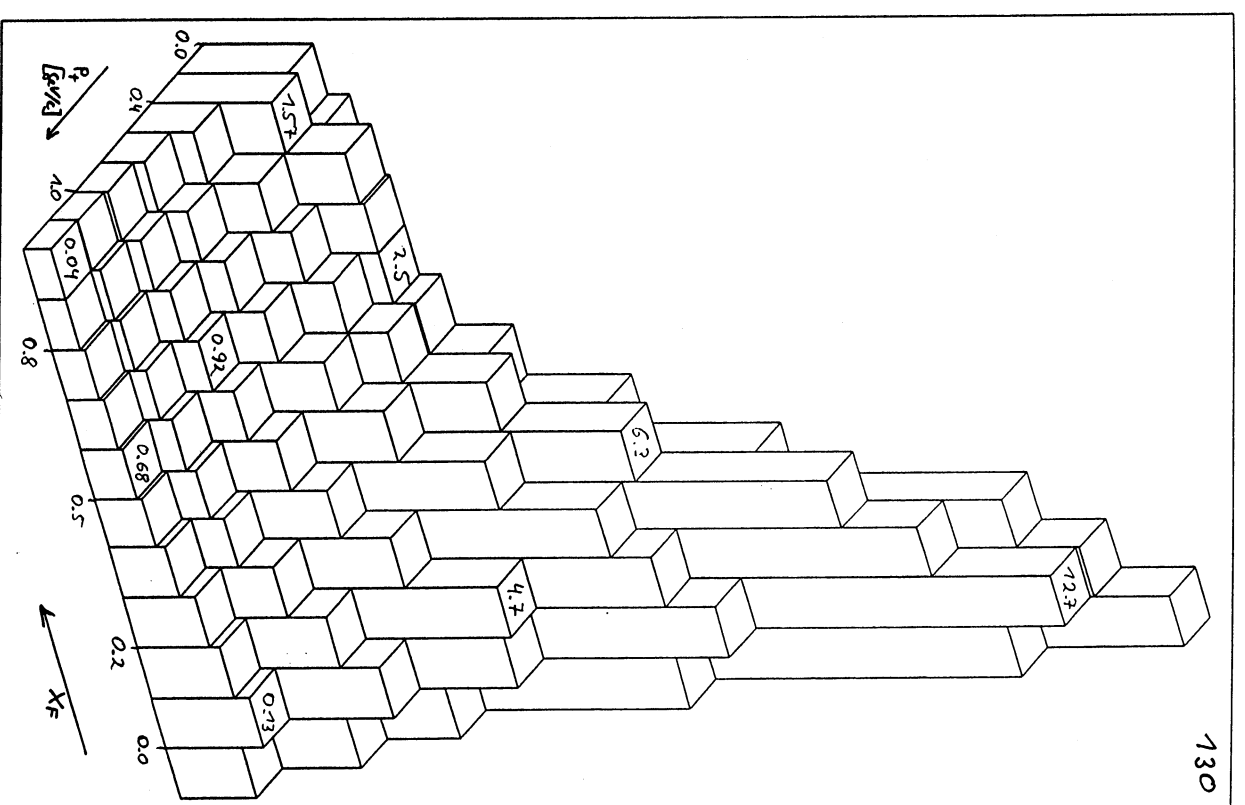


Abb. 53 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive ρ^0 Produktion ("Lego Plot") $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_T}$ in mb/0.1 · 0.2 GeV/c $\frac{1}{2}$ (80 + 140) GeV Hadronen (Fehler siehe Abb. 54a)

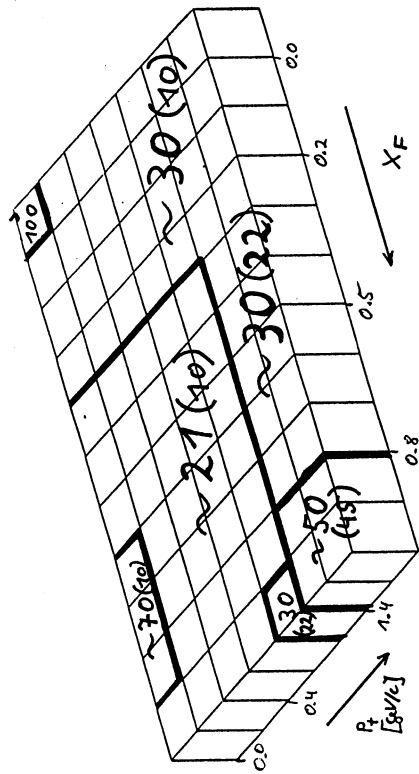


Abb S4a Die Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes in X statistischer Fehler in Klammern

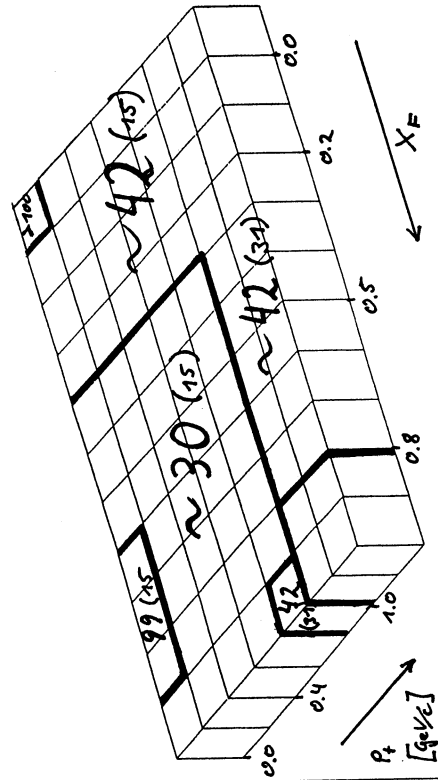


Abb. S4b Der Fehler in der Bestimmung der VDM Faktoren statistischer Fehler in Klammern

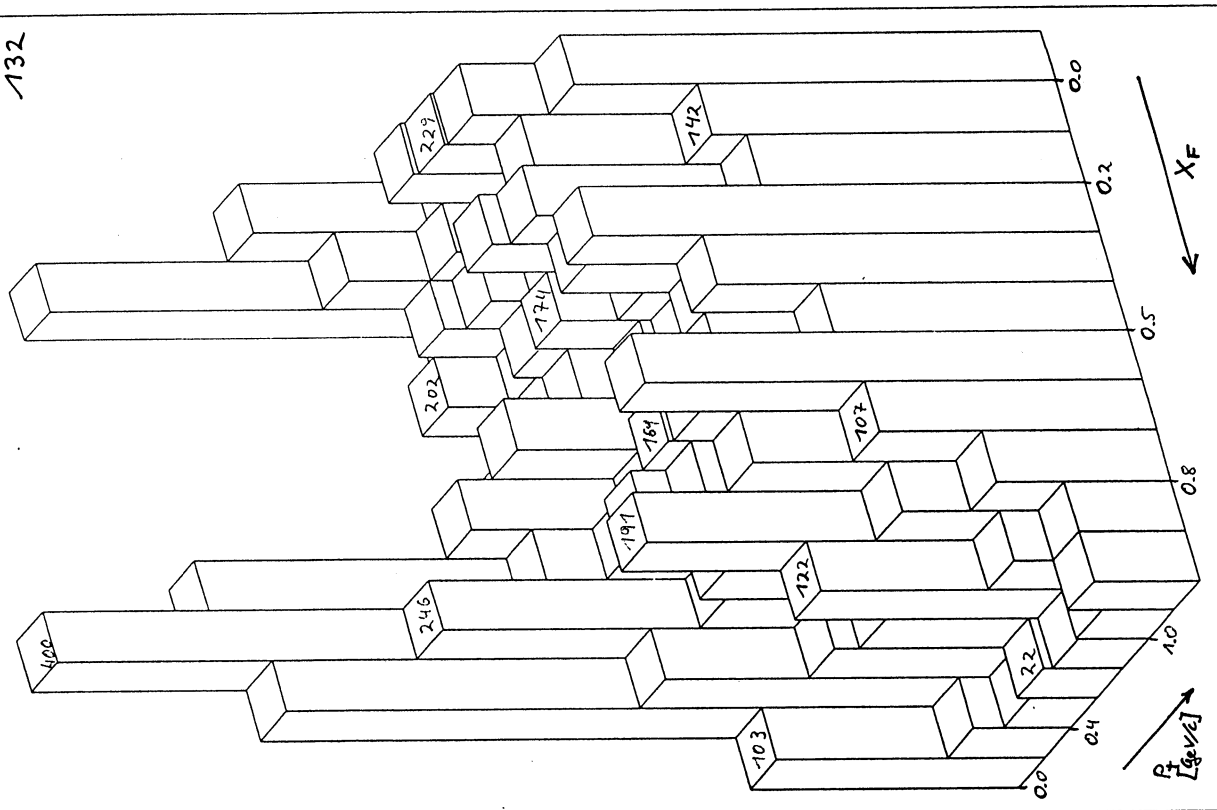


Abb. 55 VMD - Faktor: 80 GeV Hadronen / 60-110 GeV Photonen (Fehler siehe Abb. 54b)

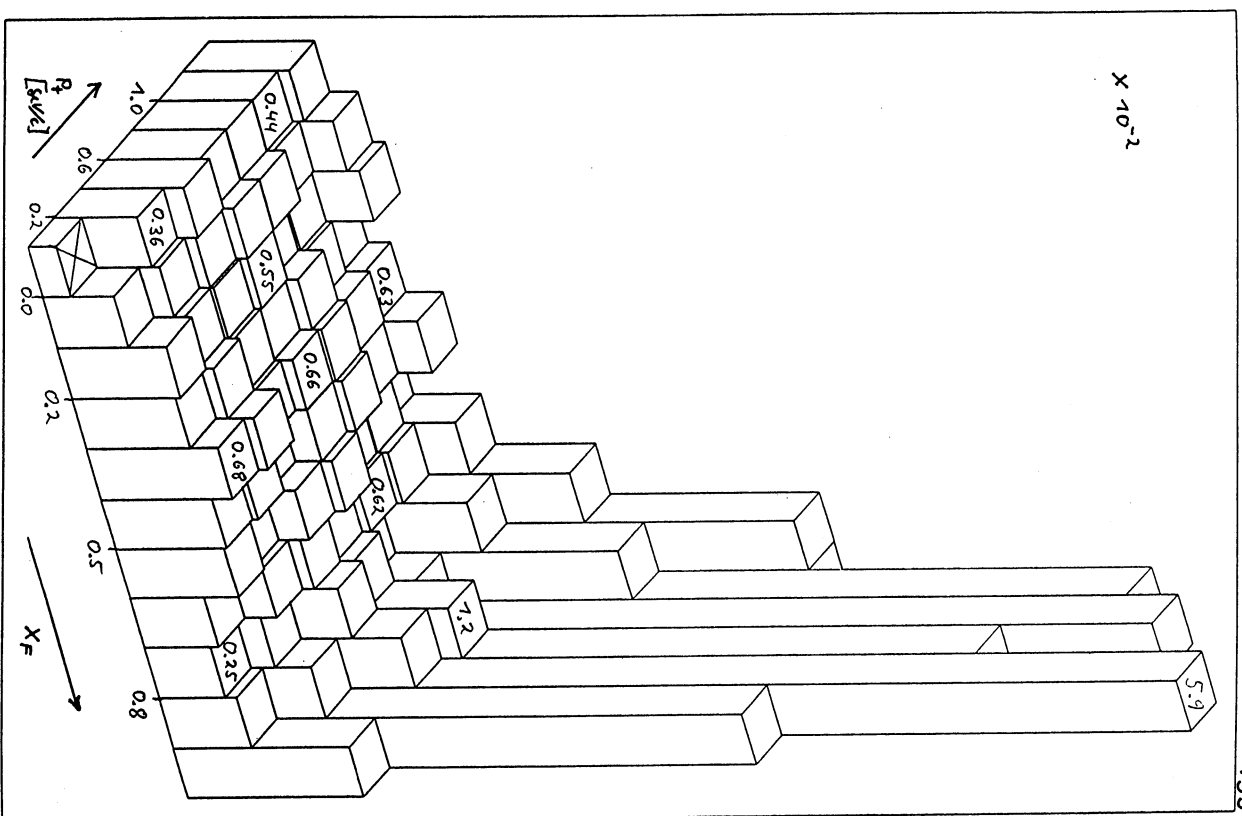


Abb. 56 $1/VMD$: 60-110 GeV Photonen / 80 GeV Hadronen
(Fehler siehe Abb. 54b)

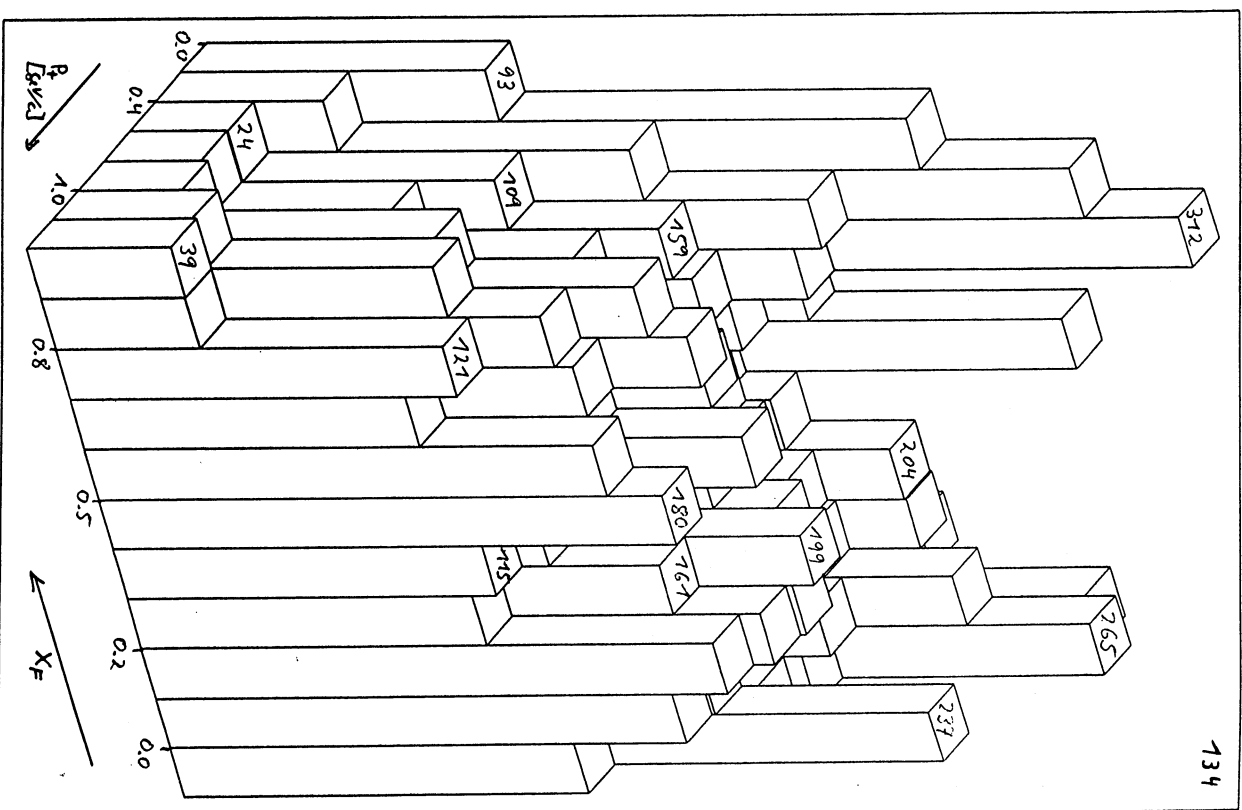


Abb. 57 VMD - Faktor: 140 GeV Hadronen / 110-175 GeV Photonen
(Fehler siehe Abb. 54b)

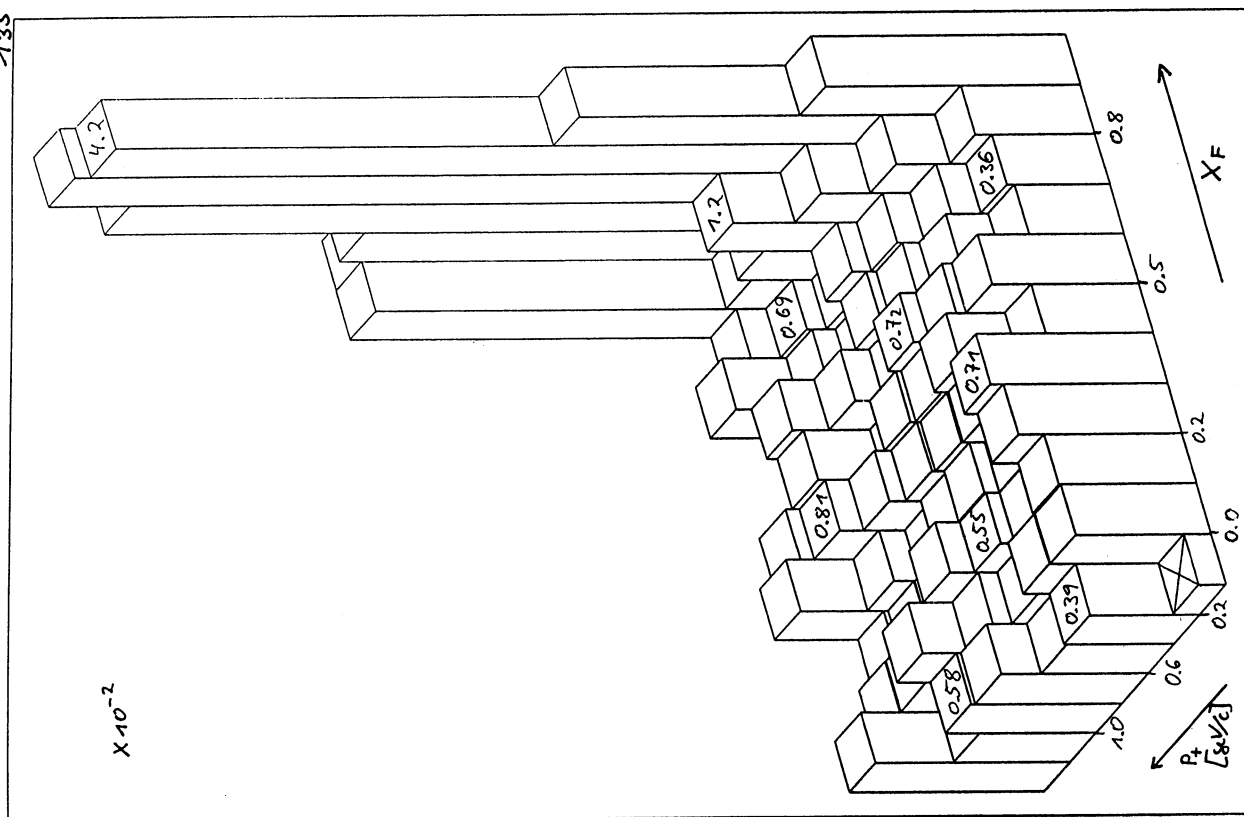


Abb. 58 1/VDM : 110-175 GeV Photonen / 140 GeV Hadronen
(Fehler siehe Abb. 54b)

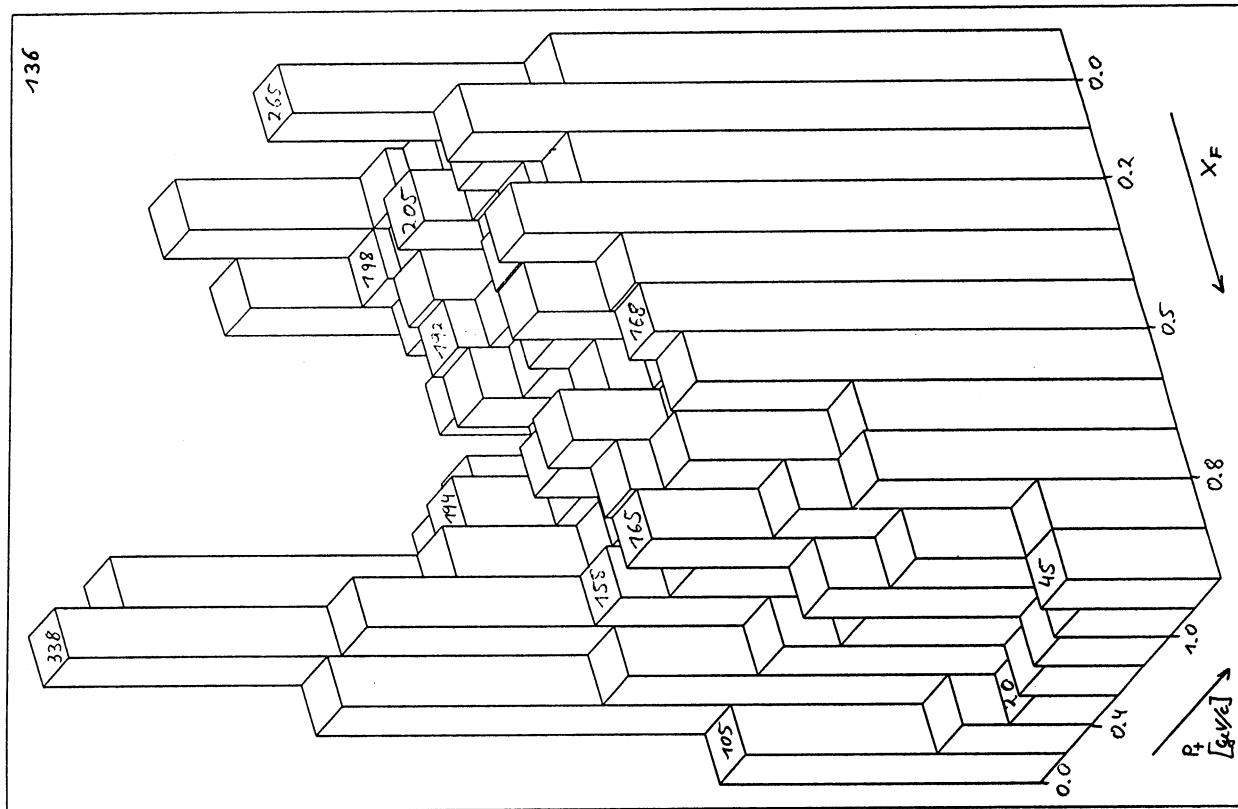


Abb. 59 VMD - Faktor: $\frac{1}{2} - (80 + 140) GeV$ Hadronen / 60-175 GeV Photonen
(Fehler siehe Abb. 54b)



Fehler siehe Abb. 54b

**inklusive p^0 Produktion:**

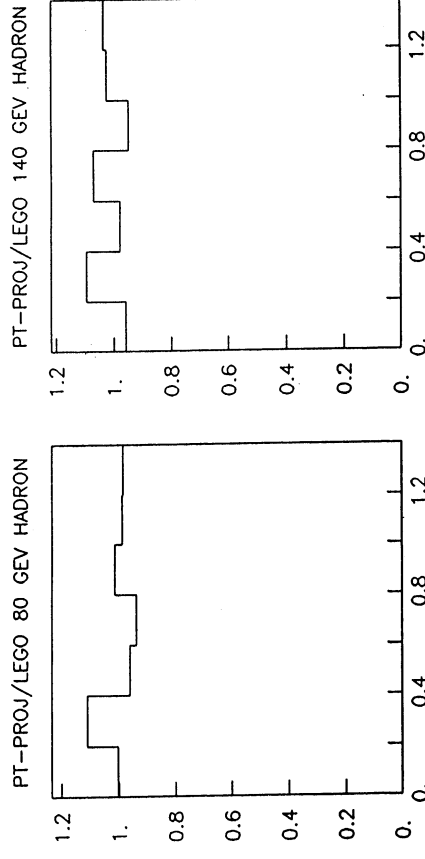
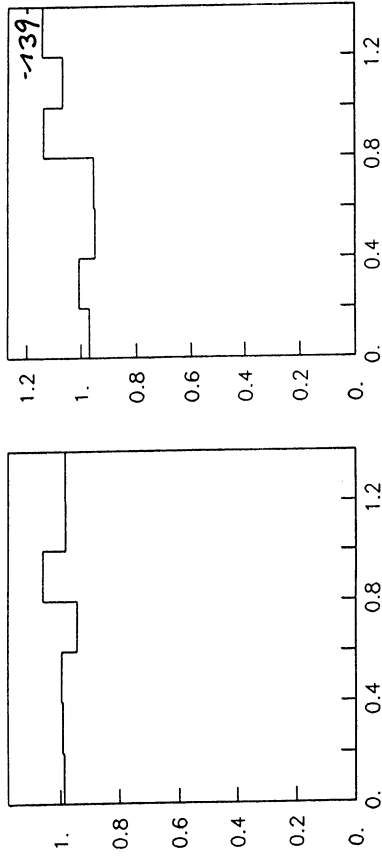
und 2 (quasi diffraktive Zone)

mit dem VMD Modell konsistent..

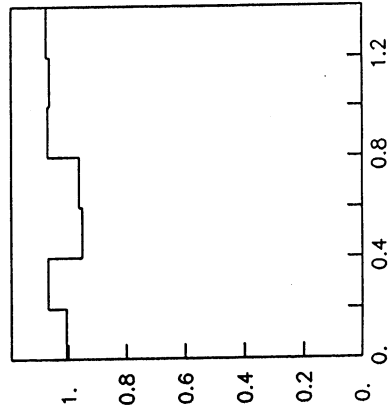
ausreichend.

("Loch im EMV")

("Loch im EMV")

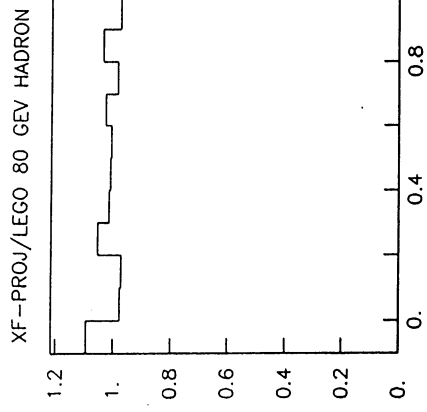
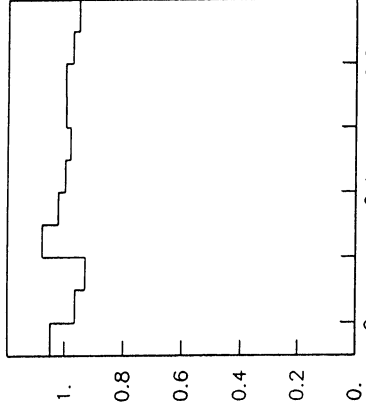


PT-PROJ/LEGO 65-110 GEV PHO

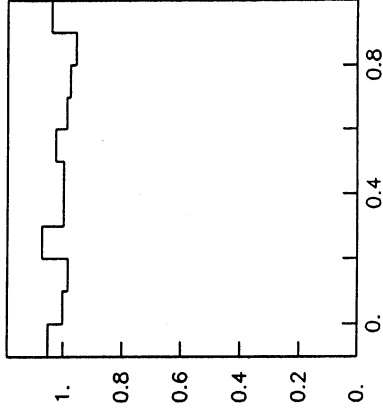


PT-PROJ/LEGO ALL PHOTON

Abb. 61 Kontrollplot : p_t Projektionsfit / Summe über den slice des korrespondierenden Legoplot (GeV/c ,)

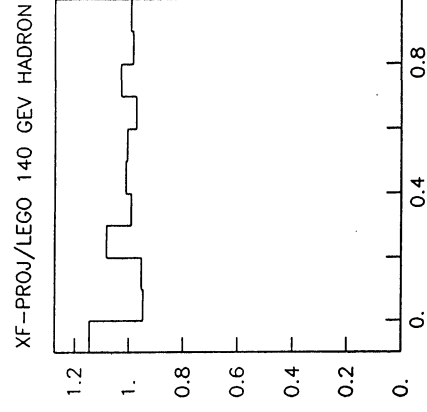
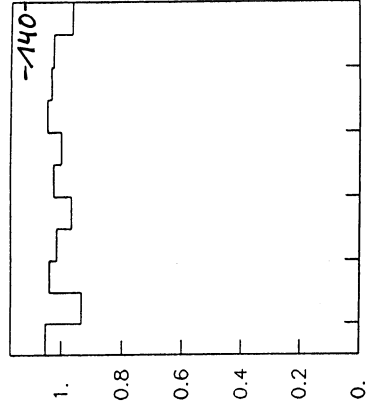


XF-PROJ/LEGO 65-110 GEV PHO



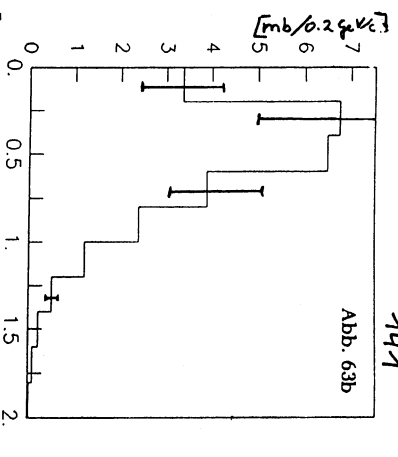
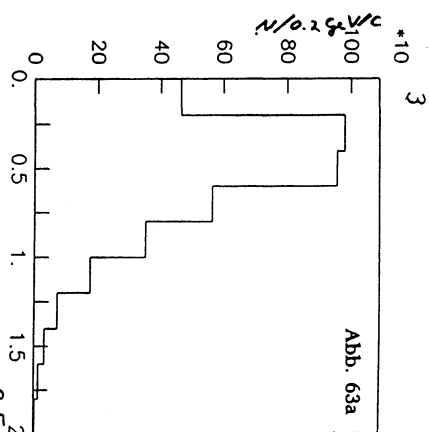
XF-PROJ/LEGO ALL PHOTON

Abb. 62 Kontrollplot : x_F Projektionsfit / Summe über den slice des korrespondierenden Legoplot (,)



XF-PROJ/LEGO 110-175 GEV PH





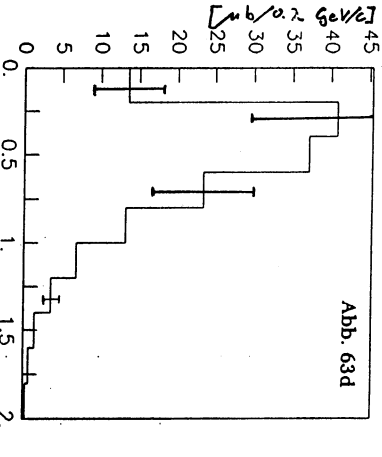
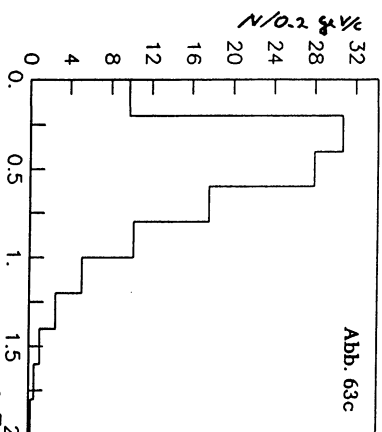
*10

80 GEV HADRON DATA PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$

80 GEV HADRON DSIGMA/DPT

$P_T [GeV/c]$

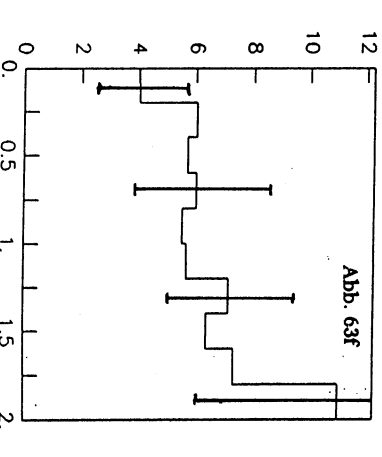
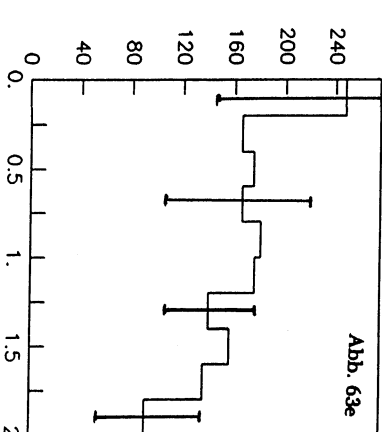


65-110 GEV PHOTON DATA PT-P

$P_T [GeV/c]$

65-110 GEV PHOTON DSIGMA/DPT

$P_T [GeV/c]$

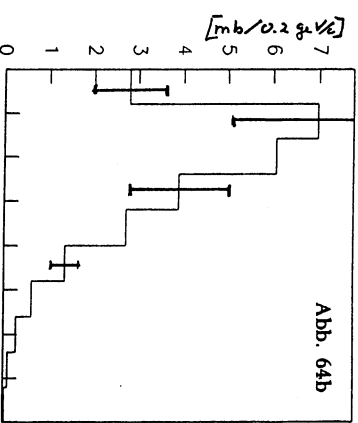
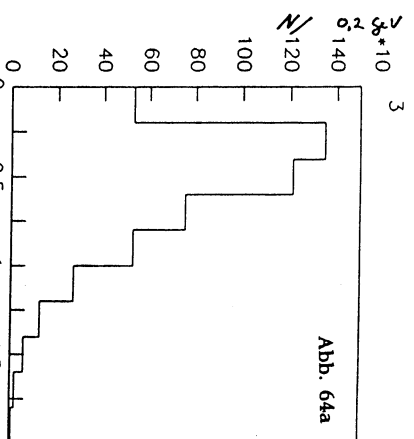


80 GEV VDM FACTOR PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$

80 GEV 1/VDM FACTOR PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$



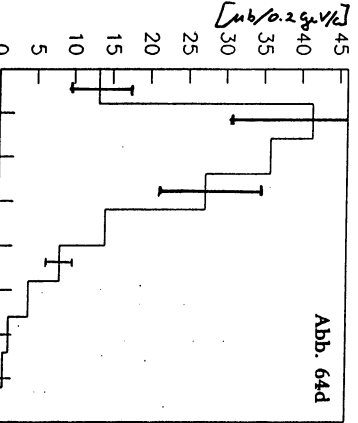
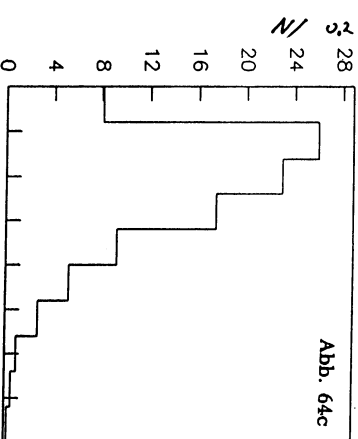
*10

140 GEV HADRON DATA PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$

140 GEV HADRON DSIGMA/DPT

$P_T [GeV/c]$

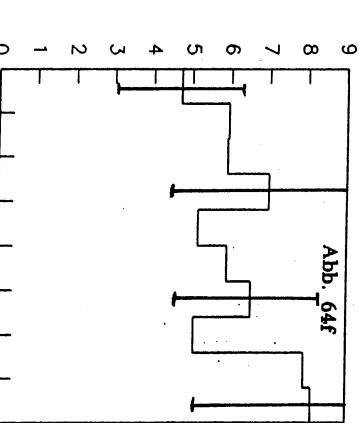
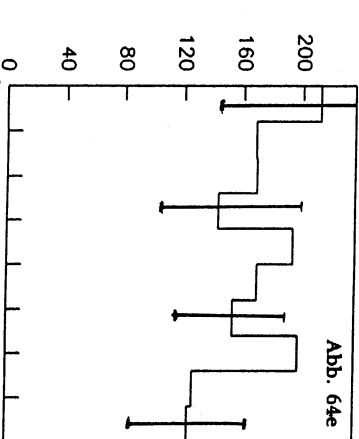


110-175 GEV PHOTON DATA PT-

$P_T [GeV/c]$

110-175 GEV PHOTON DSIGMA/DPT

$P_T [GeV/c]$



140 GEV VDM FACTOR PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$

140 GEV 1/VDM FACTOR PT-PROJ

$P_T [GeV/c]$

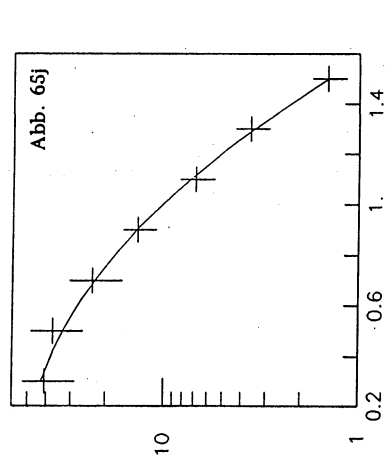
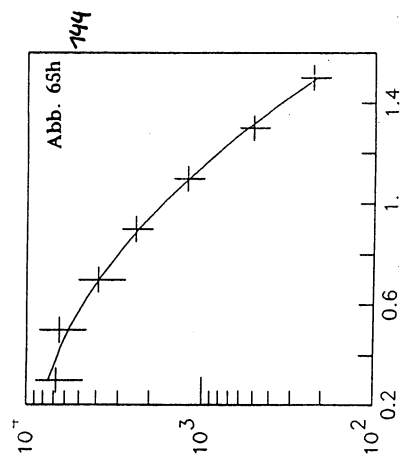
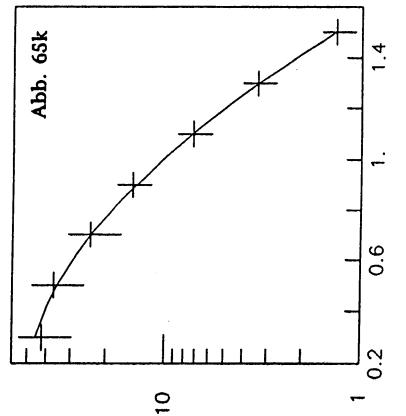
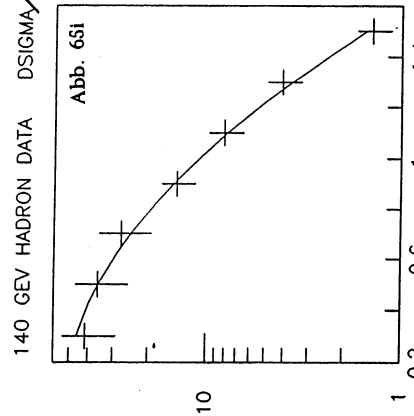
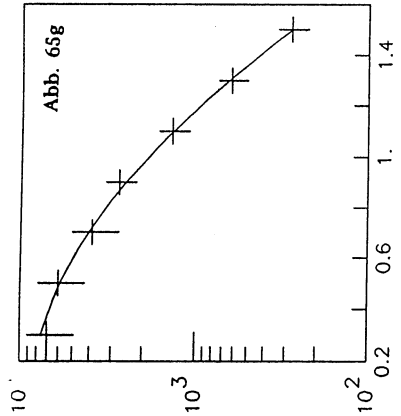
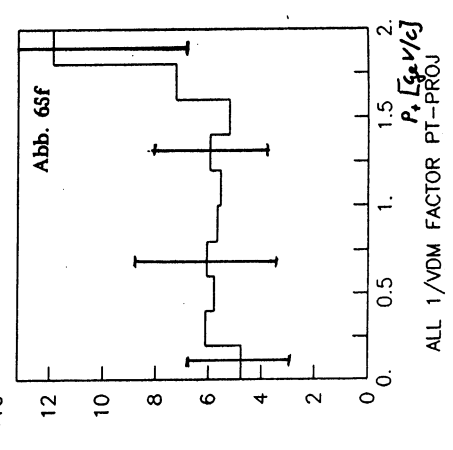
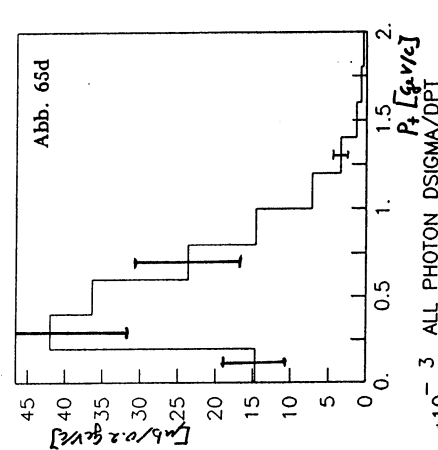
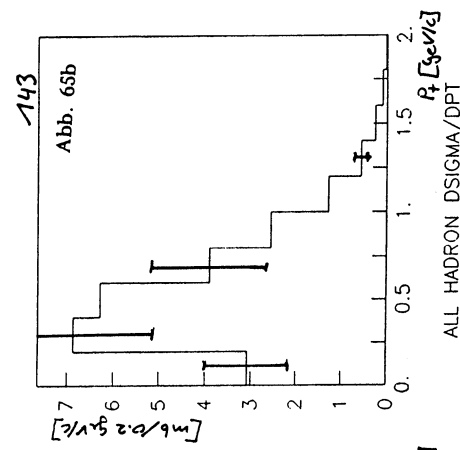
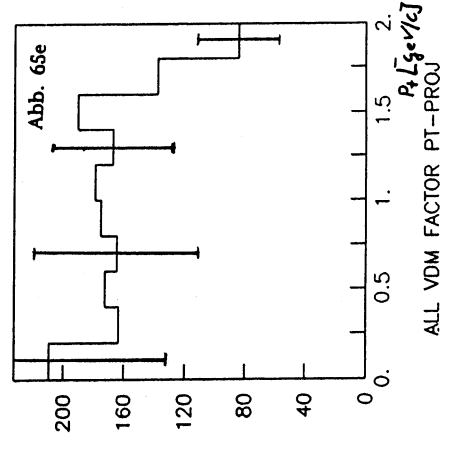
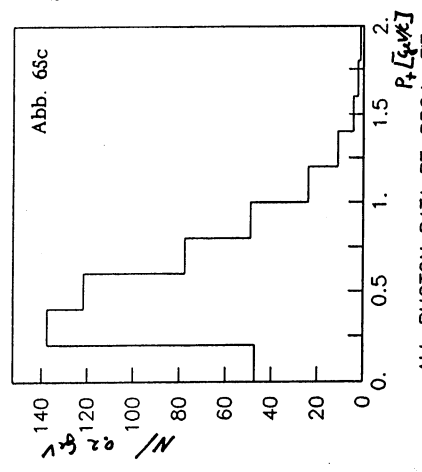
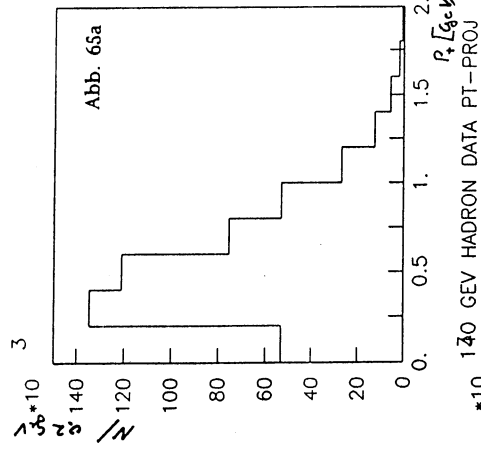
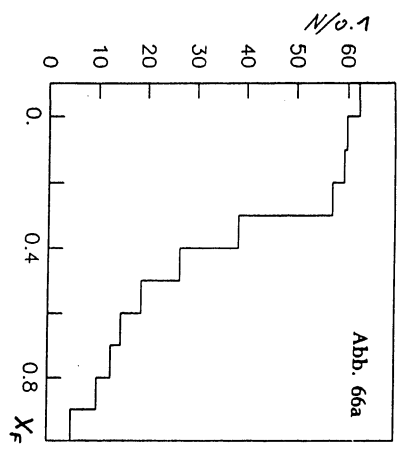
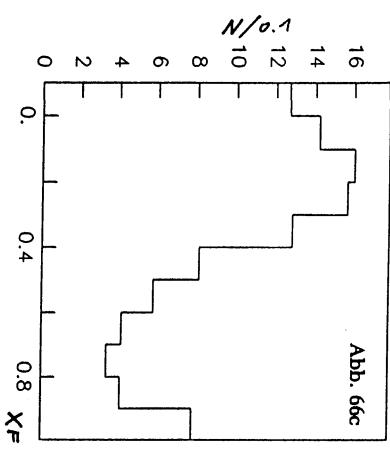


Abb. 65g-k Die Fits an $\frac{d\sigma}{dp_T}$ mit $\gamma \exp(b \cdot p_T^2)$,
(GeV/c, $\mu b/0.2 \text{ GeV/c}$)

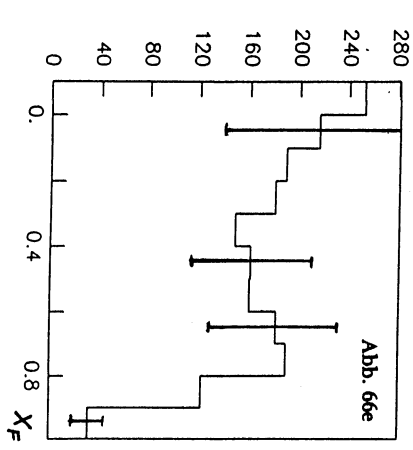
*10 3



*10 85 GEV HADRON DATA XF-PROJ

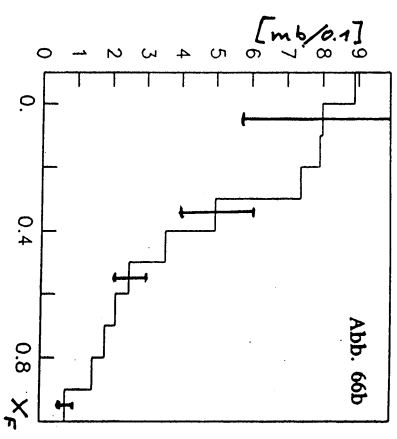


65-110 GEV PHOTON DATA XF-P

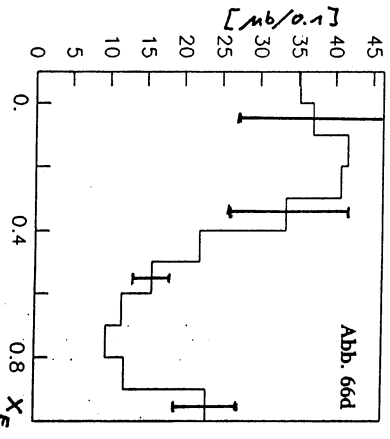


80 GEV VDM FACTOR XF-PROJ

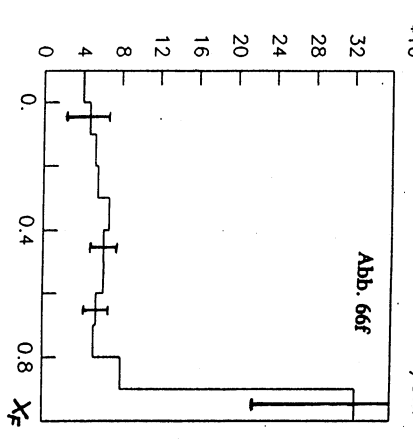
145



80 GEV HADRON DSIGMA/DXF

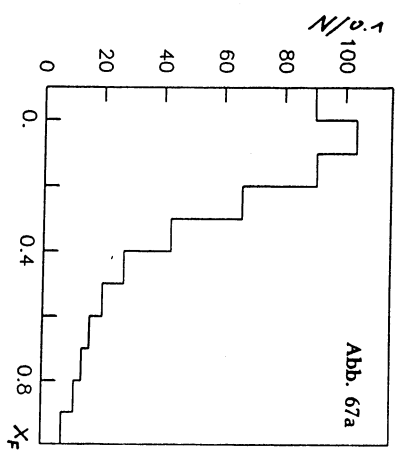


*10 65-110 GEV PHOTON DSIGMA/DXF

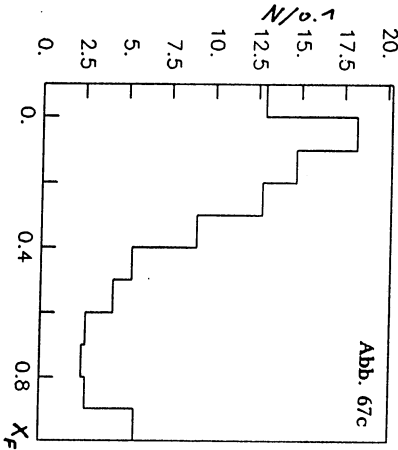


80 GEV 1/VDM FACTOR XF-PROJ

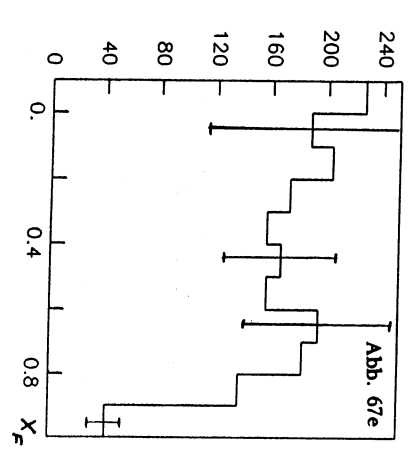
*10 3



*10 140 GEV HADRON DATA XF-PROJ

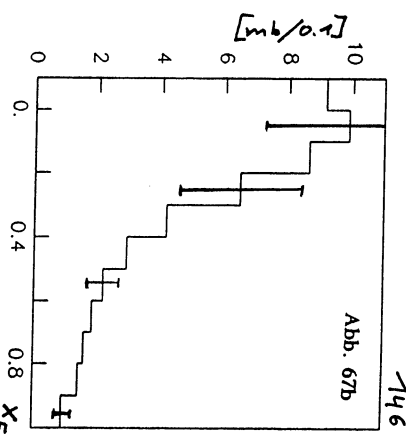


110-175 GEV PHOTON DATA XF-

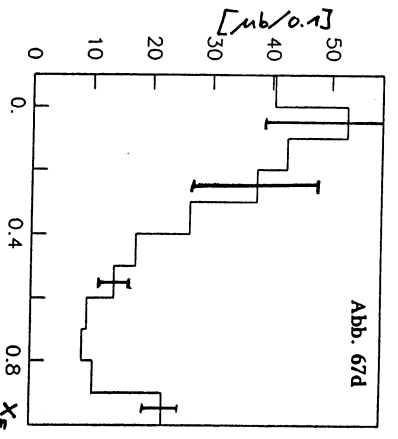


140 GEV VDM FACTOR XF-PROJ

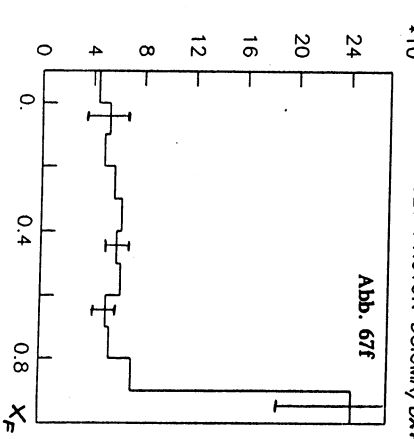
146



140 GEV HADRON DSIGMA/DXF



*10 130-175 GEV PHOTON DSIGMA/DXF



140 GEV 1/VDM FACTOR XF-PRO

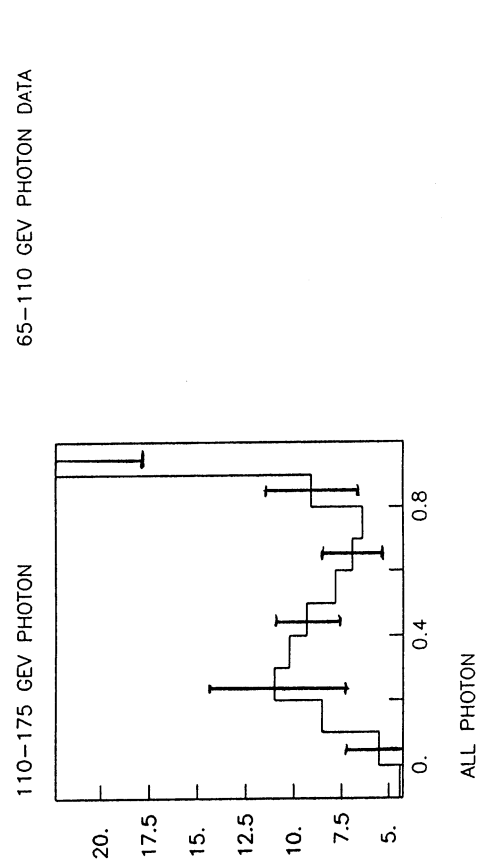
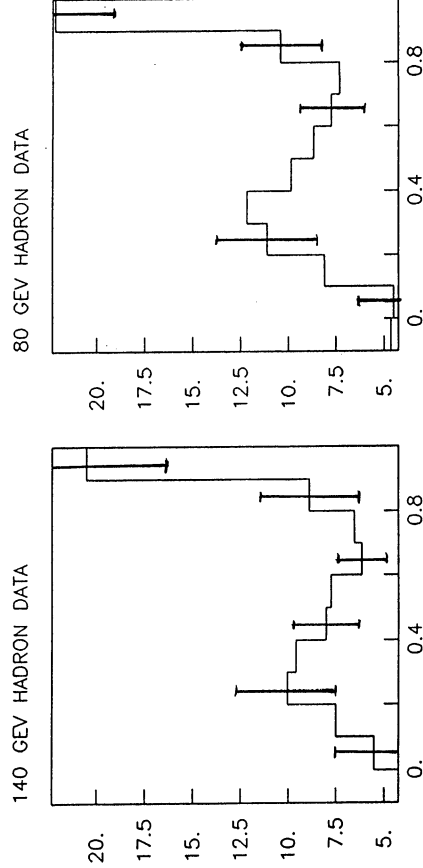
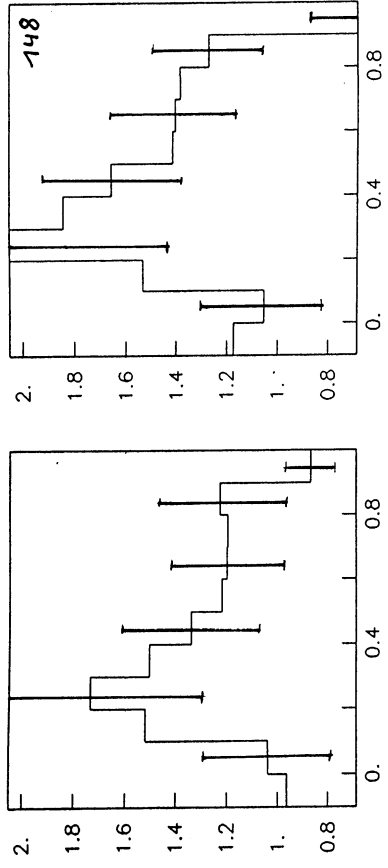
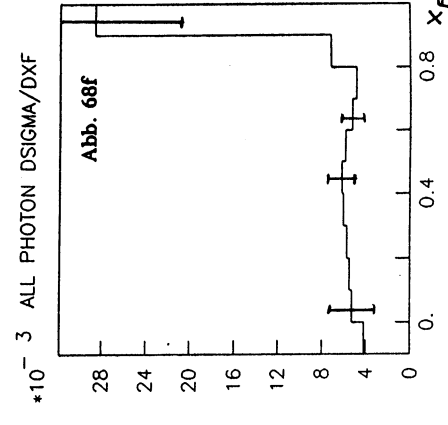
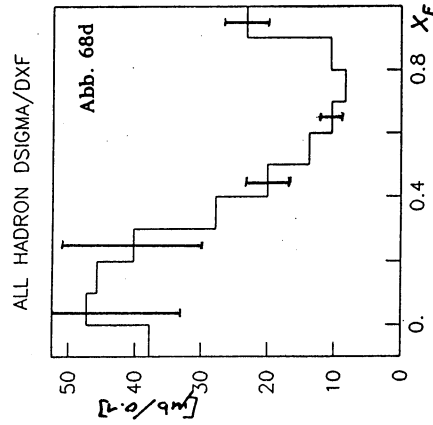
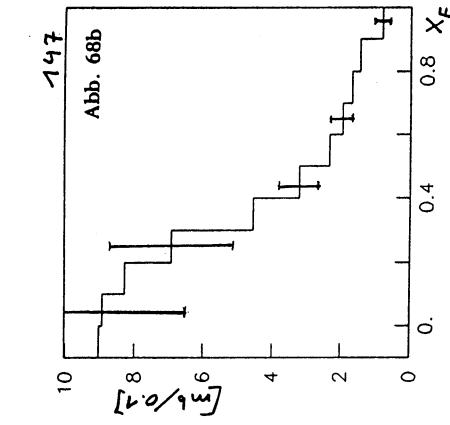
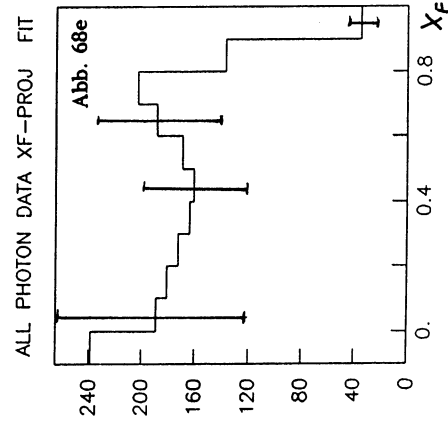
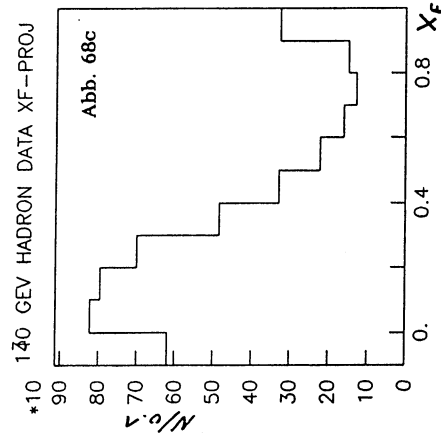
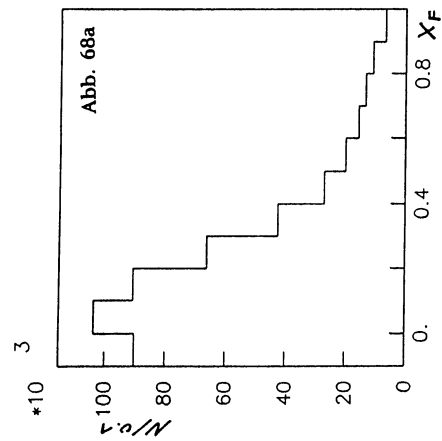


Abb. 69 Die invarianten Wirkungsquerschnitte $\frac{2E}{s} \frac{d\sigma}{dX_F}$ für alle Daten
in (, mb/0.1) oder (, $\mu b/0.1$)

Abb. 70a Kontrollplot: 60-175 GeV Photonen / $\frac{1}{2}(60-110 + 110-175)$ GeV Photonen
sowohl für die X_F - wie auch für die p_T -Projektion

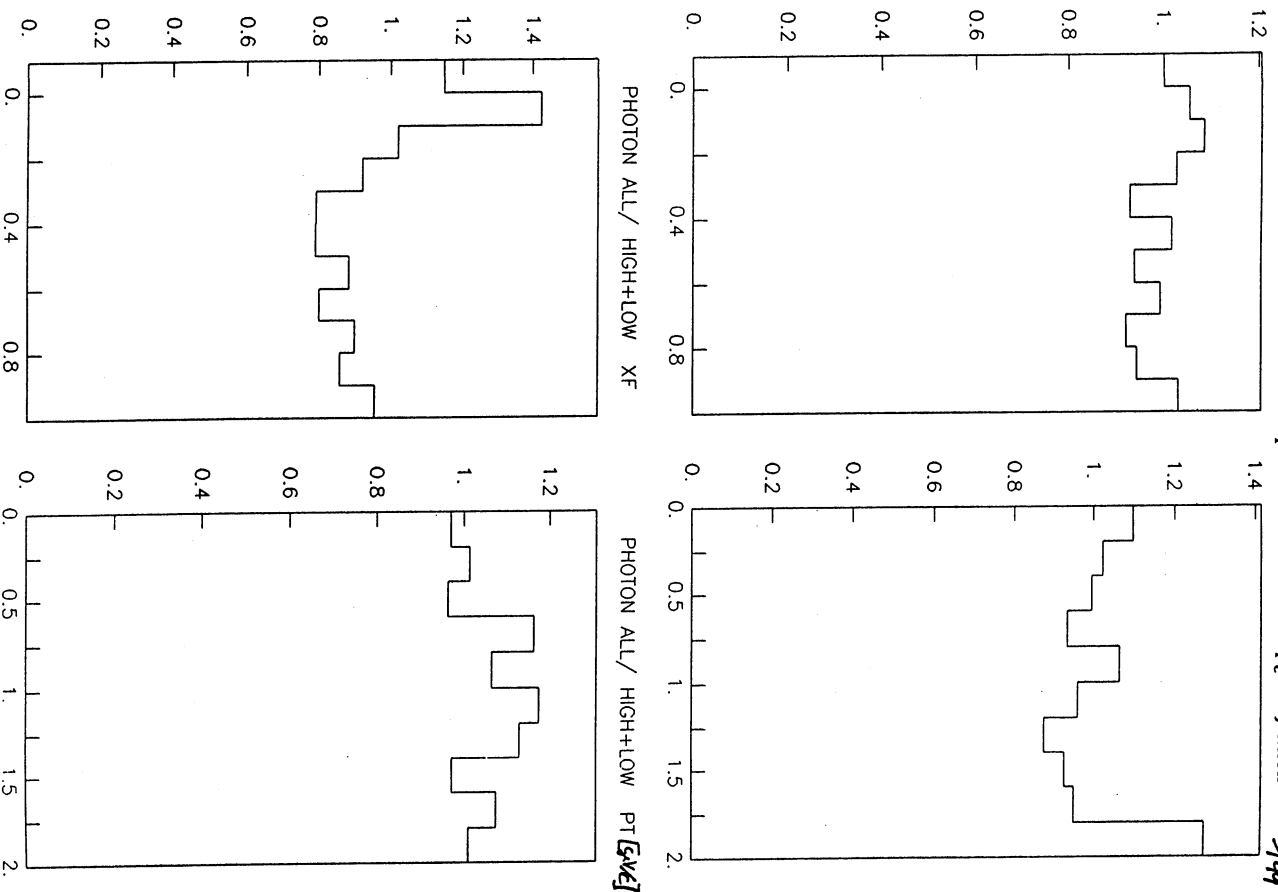


Abb. 70b Energieverhalten der X_F , p_T Projektionen am Beispiel der Photonen
110-175 GeV / 60-110 GeV

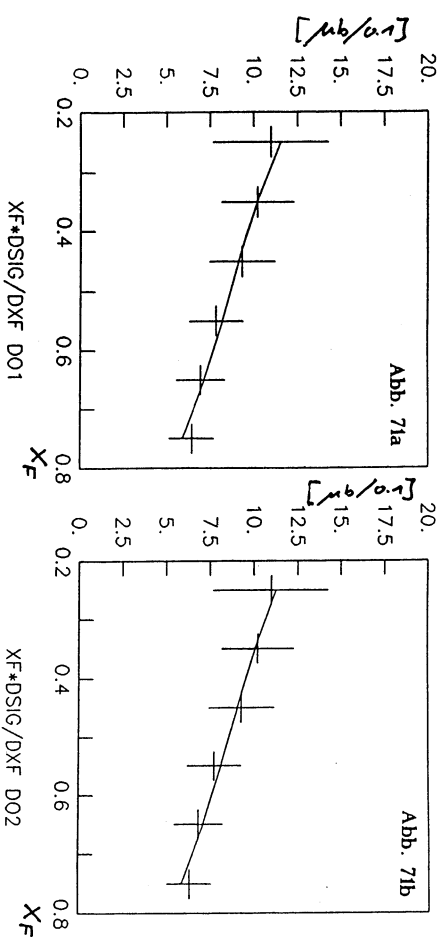
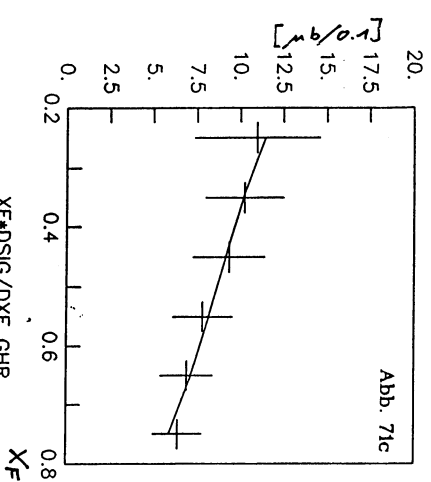
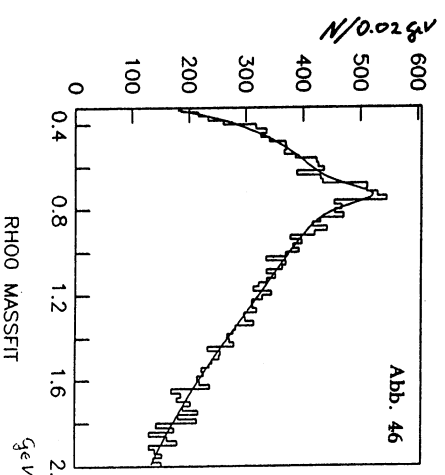


Abb. 71 Der Fit des Quark-Fusion-Modell: unterschiedliche
Parameterisierungen



Einschub:



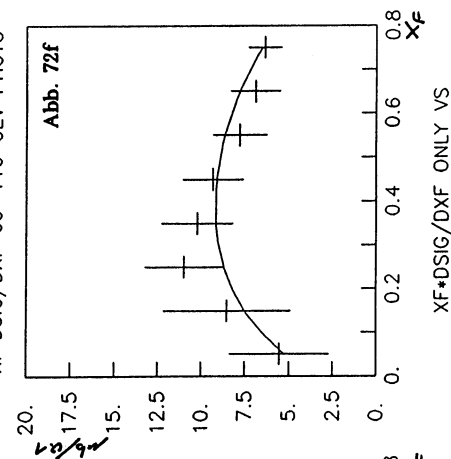
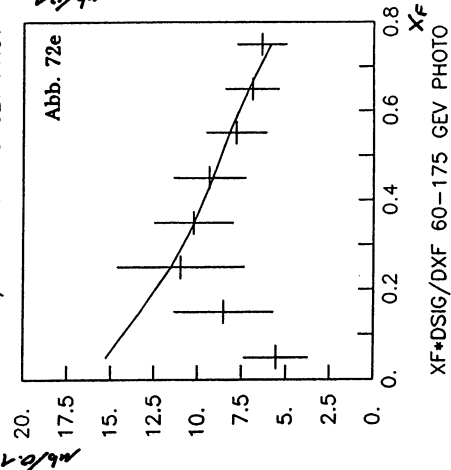
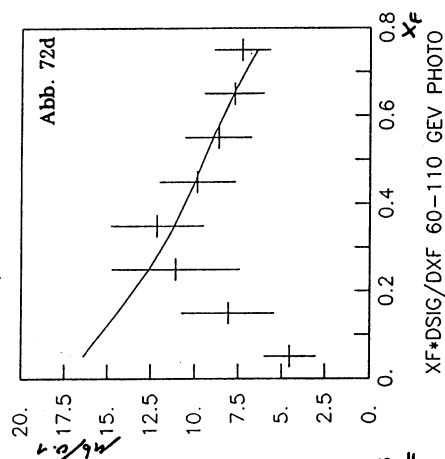
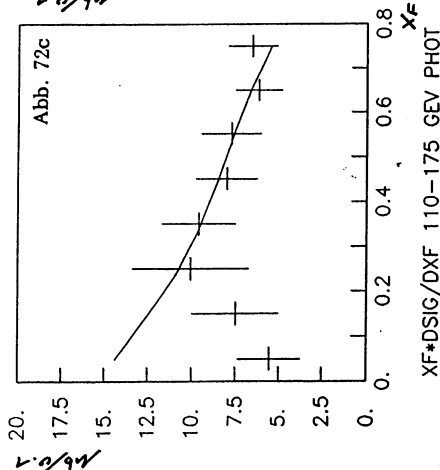
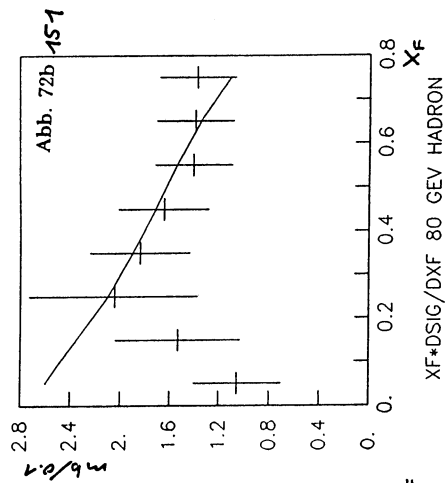
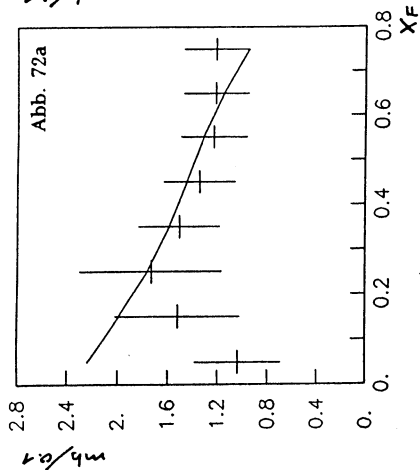


Abb. 72 Der Fit des Quark-Fusion-Modelles mit der Parametrisierung von Duke-Owens-1 (Abb.72a-e) und der Fit nur mit dem Term Valenzquark(Photonen) · Seequark(Protonen)

152

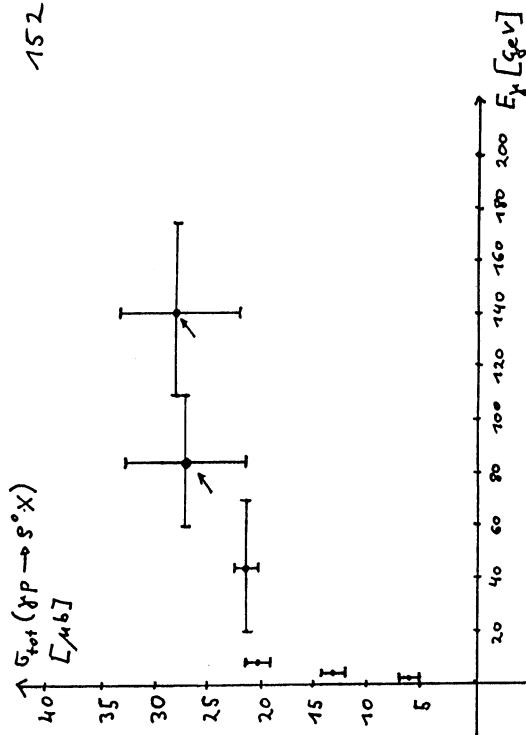


Abb. 73 Die absoluten inklusiven Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \rho^0 + X$, (GeV, μb)

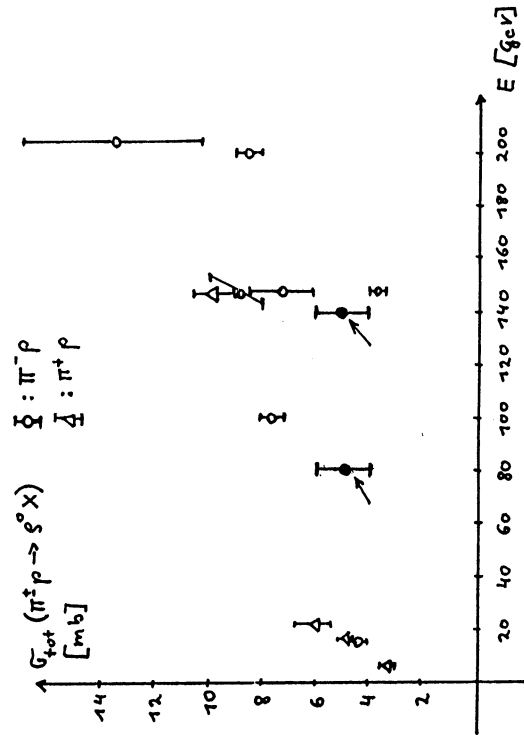


Abb. 74 Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für $\pi p \rightarrow \rho^0 + X$, (GeV, mb)

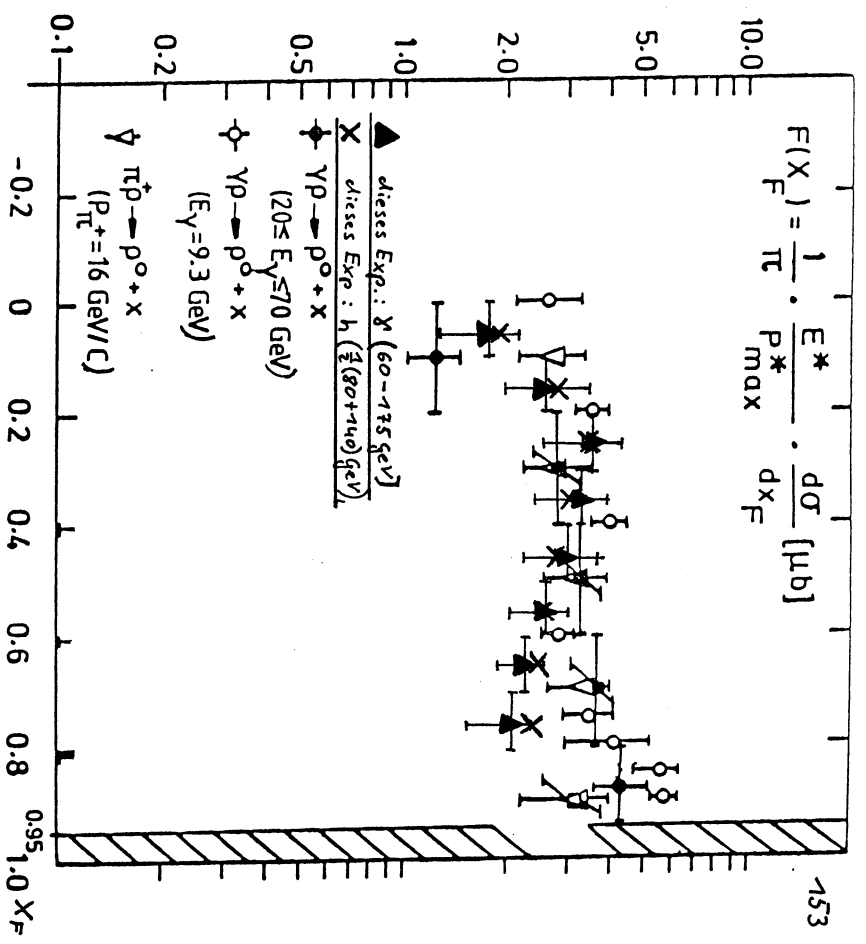


Abb. 75 Der invariante differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\pi} \frac{2E}{s} \frac{d\sigma}{dX_F}$ im Vergleich

Größe des Fehlers(Hadron) = Größe des Fehlers(Photon)

Abb. 76 Der Fit des Quark-Fusion-Modelles aus /88/, p^0, ω volle Punkte p^+, p^- offene Punkte

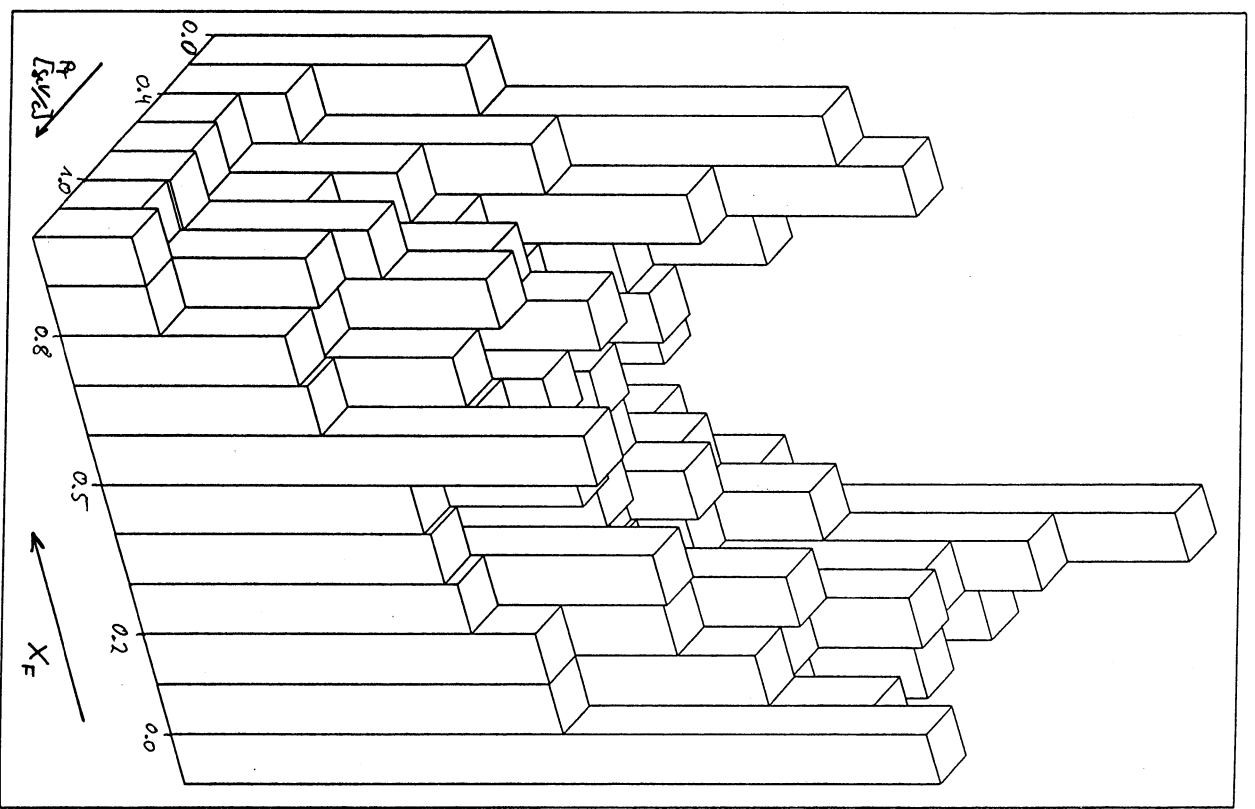
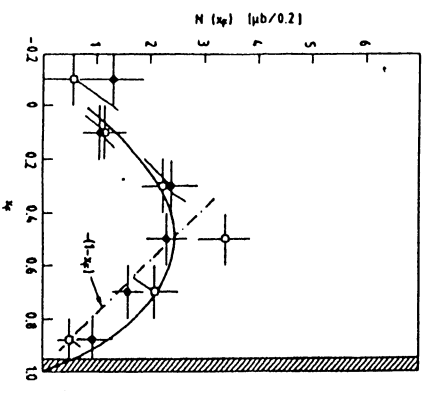


Abb. 78 VDM - Faktor: 140 GeV Hadronen / 60-110 GeV Photonen

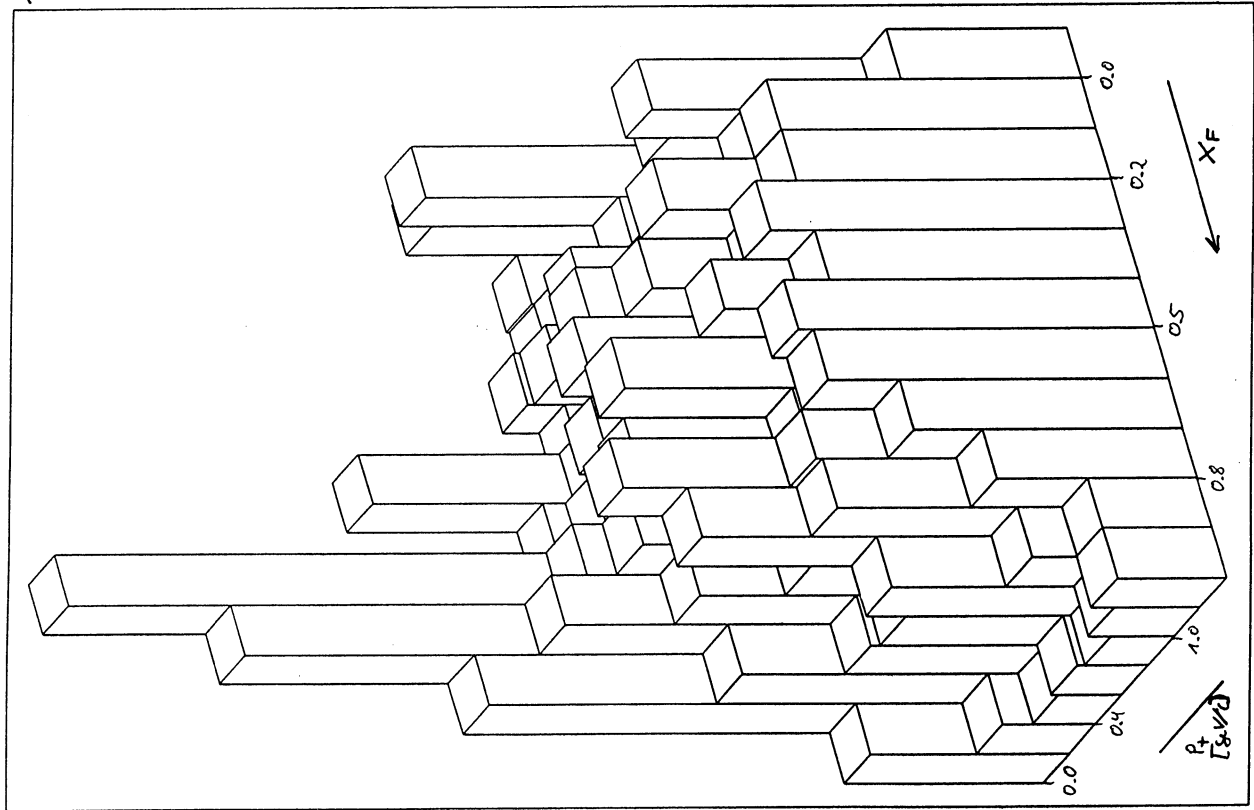


Abb. 79 VDM - Faktor: 80 GeV Hadronen / 110-175 GeV Photonen

Tab. 1 Eigenschaften des Geneva-Detektors

Geneva-Detektor	
Aufbau	Blei-Scintillator
Energieauflösung Scintillator	$\Delta E/E = 0.16\sqrt{E} + 0.04$ Flüssig-Scintillator NE235
Auslese	gefüllt in Plastikröhrchen mit 4/6 mm Durchmesser ADC - Le CROY 2282C (3072 Kanäle) TDC (1152 Kanäle)
Geometrie x-Position (WA69)	4 Quadrauten je $2 \times 2 \text{ m}^2$ 17 m

Tab. 2 Eigenschaften des Plug-Detektors

Plug-Detektor	
Typ	Blei-Scintillator
Auslese	gewellte Scintillatorfäden in Strahlrichtung 168 Photomultiplier Philips PM 2962
Ortsauflösung	$0.45 \text{ cm } \sqrt{E}$
Gesamtausdehnung	$42 \times 42 \text{ cm}^2$
Tiefe	30 cm entspr. 25 Strahlungslängen
Energieauflösung 2-Photon-Trennung	$\Delta E / E = 0.1 / \sqrt{E} + 0.02$ > 2.7 cm

Tab. 3 : Die Fits an die exklusiven Massenverteilungen

E_T [GeV]	$n(t)$	χ^2/NDF	Ampl.	Γ [MeV]	Masse [MeV]	R rel.Fehler	ΔF	W_Q [μb]
60-175	3.8	2.15	1138.8 4.1	183 1	770 1	81383 8% (2%)	1.00	7.9 1.2(e.2)
60-90	4.4	1.14	545.9 2.8	180 2	770 1	41026 8% (3%)	0.35	9.0 1.4(e.3)
90-120	3.7	3.09	332.0 2.2	173 2	768 1	23653 8% (3%)	0.29	7.9 1.2(e.2)
120-150	2.7	2.69	181.2 1.8	185 3	770 1	12281 10% (4%)	0.24	7.3 1.6(e.3)
150-175	1.6	1.81	66.4 1.1	186 5	771 2	4494 12% (6%)	0.12	7.5 1.8(e.5)

statistischer Fehler in Klammern

Tab. 4 : Die Fits zur Bestimmung von Mandelstam t

- 1) $\sim \exp(-b|t|)$
 2) $\sim \exp(-b|t| + c|t|^2)$

E_T [GeV]	χ^2/NDF	b (GeV/c) $^{-2}$	$\frac{d\sigma}{dt} _{t=0}$ $\mu b/(GeV/c)^2$	χ^2/NDF	b (GeV/c) $^{-2}$	c (GeV/c) $^{-4}$		
60-175	1)	4.4	6.1 0.1	70 15	2)	1.2	7.9 0.2	2.5 0.2
60-90	1)	3.5	6.4 0.1	86 15	2)	1.2	8.7 0.3	3.2 0.3
90-120	1)	1.7	6.2 0.1	75 15	2)	1.2	7.4 0.3	1.7 0.4
120-150	1)	1.1	5.7 0.1	55 16	2)	1.1	6.6 0.4	1.3 0.9
150-175	1)	1.1	5.5 0.2	51 16	2)	1.1	6.7 1.0	1.9 1.5

* realistischer Fehler: 1 (GeV/c) $^{-2}$ Tab. 5 : Die X_F , p_t abhängigen Akzeptanzen für das Energieintervall 60-110 GeV , bzw 80 GeV in %angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \setminus X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	63	70	70	71	71	72	72	63	63	65	65
0.2	68	74	74	78	78	75	75	69	69	68	68
0.4	70	76	76	77	77	71	71	69	69	66	66
0.6	68	74	74	74	74	71	71	73	73	63	63
0.8	71	73	73	78	78	77	77	65	65	65	65
1.0	72	70	70	75	75	78	78	68	68	63	63
1.2	80	67	67	73	73	74	74	65	65	57	57

relativer Fehler ca. 10 %

Tab. 6 : Die X_F , p_t abhängigen Akzeptanzen für das Energieintervall 110-175 GeV , bzw 140 GeV in %angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \setminus X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	81	76	76	76	76	66	66	60	60	53	53
0.2	72	78	78	80	80	68	68	63	63	57	57
0.4	76	80	80	77	77	70	70	65	65	58	58
0.6	71	78	78	78	78	68	68	65	65	60	60
0.8	71	79	79	73	73	70	70	67	67	67	67
1.0	71	80	80	78	78	67	67	67	67	61	61
1.2	85	78	78	75	75	69	69	63	63	60	60

relativer Fehler ca. 10 %

Tab. 7 : Die Gesamtakzeptanzen der X_F Projektionen für die Energieintervalle in %
angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F

$E_T \backslash X_F$ [GeV]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
60-175	49	52	52	52	52	49	48	46	46	42	42
60-110	47	50	50	49	49	48	47	46	46	44	44
110-175	50	54	54	53	53	47	47	44	44	40	40
Hadronen											
80	59	63	63	65	65	63	63	58	58	56	56
140	61	64	64	62	62	57	56	53	52	47	46

relativer Fehler ca. 10 %

Tab. 8 : Die Gesamtakzeptanzen der p_T Projektionen für die Energieintervalle in %
angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze

$E_T \backslash p_T$ [GeV/c]	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8
60-175	48	49	50	49	50	50	49	50	50	50
60-110	47	49	49	49	50	49	47	47	47	47
110-175	48	49	50	50	51	51	52	52	52	52
Hadronen										
80	58	61	62	61	62	61	60	60	60	60
140	59	60	62	60	60	61	62	62	62	62

relativer Fehler ca. 10 %

Tab. 9 : Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_T}$
für die ρ^0 Photoproduktion $E_T = 60 - 175$ GeV
in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_T

$p_T \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	3.3	23.5	32.8	24.5	18.3	11.1	7.3	5.3	5.0	7.2	13.2
0.2	52.8	64.5	62.7	48.2	39.3	25.8	15.3	12.9	10.9	16.8	43.0
0.4	59.4	66.1	55.0	49.5	33.7	26.8	18.2	14.8	11.5	14.6	35.9
0.6	35.2	37.5	40.4	33.9	26.0	20.6	13.0	10.1	8.2	9.3	12.4
0.8	20.3	24.5	25.4	19.2	12.9	10.4	6.9	5.5	4.2	4.1	4.3
1.0	8.1	14.6	12.2	8.3	5.4	5.6	4.6	3.1	2.4	2.3	1.9
1.2	4.7	5.6	5.2	3.8	3.1	2.2	1.8	2.0	1.2	1.0	1.0

(Fehler siehe Tab. 15)

Tab. 10 : Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_t}$ für die ρ^0 Photoproduktion $E_\gamma = 60 - 110$ GeV in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , P_t

$P_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	7.4	15.5	27.4	23.8	19.5	11.3	8.0	6.1	4.9	6.3	13.1
0.2	49.9	46.4	54.6	45.6	41.8	26.1	15.0	14.5	11.6	17.1	43.6
0.4	58.4	52.8	56.8	51.6	39.0	23.9	20.8	15.1	14.6	16.1	36.3
0.6	26.5	33.4	39.9	35.7	34.4	22.9	18.8	9.0	8.1	10.4	13.8
0.8	14.5	22.1	20.1	19.6	14.6	13.6	7.6	6.6	4.1	3.9	5.7
1.0	8.4	13.2	10.9	8.2	8.3	5.1	4.3	3.3	3.3	2.8	2.8
1.2	3.3	7.9	6.6	4.5	3.7	3.1	1.4	2.1	1.7	1.3	1.3

(Fehler siehe Tab. 15)

Tab. 11 : Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dP_t}$ für die ρ^0 Photoproduktion $E_\gamma = 110 - 175$ GeV in $\mu\text{b}/0.1 \cdot 0.2$ GeV/c angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , P_t

$P_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	11.0	28.8	27.0	22.8	15.0	6.8	7.0	4.2	5.0	7.0	15.4
0.2	55.2	74.1	58.9	38.3	33.6	22.2	16.1	12.6	11.8	16.8	39.0
0.4	44.0	65.0	56.1	53.2	35.6	23.2	18.6	12.3	10.6	14.2	33.7
0.6	41.4	50.1	42.2	30.3	23.0	17.3	12.0	10.4	8.3	8.5	13.9
0.8	19.6	38.6	25.5	15.7	17.6	8.2	9.0	4.3	3.7	3.9	5.8
1.0	10.0	18.8	11.7	10.4	6.8	7.6	6.6	3.1	2.0	2.2	1.8
1.2	8.2	7.6	5.7	5.6	4.0	2.1	1.7	1.8	1.2	1.1	1.1

(Fehler siehe Tab. 15)

Tab. 12 : Kontrollplot : $\frac{1}{2}(\text{WQ}(60 - 110 \text{ GeV}) + \text{WQ}(110 - 175 \text{ GeV}))$

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	****	1.06	1.21	1.06	1.06	1.22	0.97	1.03	1.01	1.09	0.93
0.2	1.00	1.07	1.11	1.15	1.04	1.07	0.99	0.95	0.93	0.99	1.04
0.4	1.16	1.12	0.97	0.94	0.90	1.14	0.92	1.08	0.91	0.96	1.03
0.6	1.04	.90	0.98	1.03	0.91	1.02	0.84	1.04	1.01	0.99	0.89
0.8	1.19	0.81	1.11	1.09	0.80	0.96	0.83	1.00	1.09	1.07	0.74
1.0	0.88	0.91	1.09	0.90	0.71	0.88	0.92	0.96	0.92	0.91	0.84
1.2	0.83	0.72	0.85	0.74	0.80	0.84	1.13	1.04	0.84	0.80	0.80

Tab. 13 : Die doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_t}$ für die ρ^0 Hadroproduktion bei 80 GeV in $\text{mb}/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	5.08	5.58	5.19	4.79	2.88	2.08	1.53	2.00	1.96	1.93	1.35
0.2	13.87	11.29	11.35	7.95	5.65	4.47	3.31	2.83	2.86	2.65	1.29
0.4	11.80	10.96	11.28	9.51	6.69	4.92	3.20	2.55	1.97	1.52	0.60
0.6	6.13	5.99	7.21	6.63	5.23	3.47	2.58	1.57	1.18	0.87	0.30
0.8	3.33	3.93	4.42	3.15	2.14	1.89	1.29	1.06	0.78	0.47	0.10
1.0	1.92	2.72	2.32	1.60	1.25	0.77	0.72	0.49	0.31	0.14	0.05
1.2	0.64	1.12	0.84	0.93	0.58	0.35	0.28	0.22	0.10	0.04	0.04

(Fehler siehe Tab. 15)

Tab. 14 : Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dX_F dp_t}$ für die ρ^0 Hadroproduktion bei 140 GeV in $mb/0.1 \cdot 0.2 \text{ GeV}/c$ angeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	3.95	5.61	5.14	3.52	2.13	1.79	1.24	1.31	1.40	1.61	1.43
0.2	14.04	14.31	12.06	7.80	5.66	3.36	2.63	2.42	2.37	2.44	1.85
0.4	11.66	14.52	10.13	9.48	5.93	3.71	2.70	2.03	1.68	1.54	0.80
0.6	7.32	9.34	6.28	5.53	3.72	2.67	2.04	1.60	1.14	0.70	0.33
0.8	3.34	5.18	4.90	3.13	2.53	1.56	1.24	0.78	0.62	0.41	0.15
1.0	2.37	3.11	2.21	1.66	0.84	0.91	0.63	0.47	0.28	0.25	0.07
1.2	1.03	1.25	1.05	0.59	0.46	0.38	0.28	0.18	0.15	0.04	0.04

(Fehler siehe Tab. 15)

Tab. 15 : Die relativen Fehler der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in % angeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	>100								70 (10)		
0.2								21 (10)			
0.4			30 (10)								
0.6											30 (2)
0.8											
1.0											
1.2			30 (10-12)					30 (22)		50 (45)	

statistischer Fehler in Klammern

Tab. 16 : Die Fehler der VMD plots in % angeben ist jeweils die untere Intervallgrenze

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	>100								99 (15)		
0.2											
0.4			42 (15)						30 (15)		
0.6											
0.8											42 (5)
1.0											
1.2			42 (15-30)				42 (30)			70 (65)	

statistischer Fehler in Klammern

Tab. 17 : Der VMD Faktor aus $\frac{80 \text{ GeV Hadronen}}{60 - 110 \text{ GeV Photonen}}$

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	***	360	190	202	148	184	190	329	400	308	103
0.2	278	244	208	174	135	172	221	195	246	156	30
0.4	202	208	198	184	172	206	153	168	135	94	17
0.6	231	180	181	186	152	151	138	174	146	83	22
0.8	229	178	220	161	147	139	169	159	191	122	18
1.0	228	207	212	197	150	152	167	150	92	51	19
1.2	195	142	126	205	158	114	201	107	63	34	34

(Fehler siehe Tab. 16)

Tab. 18 : Der VMD Faktor aus $\frac{140 \text{ GeV Hadronen}}{110 - 175 \text{ GeV Photonen}}$

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F , p_t

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	***	195	190	155	141	263	178	312	281	230	93
0.2	255	193	205	204	168	152	164	191	201	145	47
0.4	265	224	181	178	166	160	145	165	159	109	24
0.6	177	186	149	183	162	154	171	154	139	83	23
0.8	171	134	192	199	143	190	139	181	168	106	26
1.0	237	165	190	161	124	119	112	151	145	114	38
1.2	126	164	183	107	115	180	162	104	121	39	39

(Fehler siehe Tab. 16)

Tab. 19 : Der VMD-Faktor aus $\frac{1}{2} (80 + 140 \text{ GeV Hadronen})$
60 - 175 GeV Photonen

angegeben sind jeweils die unteren Intervallgrenzen für X_F , P_t

$P_t \setminus X_F$ [GeV/c]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	***	238	157	169	137	174	190	312	338	246	105
0.2	265	198	187	163	144	152	194	203	241	152	37
0.4	197	193	195	192	187	161	162	154	158	105	20
0.6	191	205	167	180	172	149	179	157	141	84	25
0.8	164	186	184	164	181	165	184	168	165	107	29
1.0	265	200	185	197	194	150	147	156	122	86	32
1.2	176	214	179	203	169	168	158	101	103	45	45

(Fehler siehe Tab. 16)

Tab. 20 : Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dpt}$
in $\mu\text{b} / 0.2 \text{ GeV}/c$ für Photonen
in $\text{mb} / 0.2 \text{ GeV}/c$ für Hadronen

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für P_t

$P_t \setminus E_T$ [GeV]	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8
60-175	14.78	42.30	36.60	23.86	14.74	7.25	3.40	1.34	0.71	0.41
60-110	13.56	40.82	37.19	23.45	13.58	6.89	3.62	1.45	0.71	0.32
110-175	13.18	41.39	35.84	27.29	14.18	8.10	4.09	1.41	0.77	0.32
Hadronen										
80	3.364	6.765	6.500	3898	2.400	1.211	0.506	0.228	0.097	0.030
140	2.796	6.972	6.060	3.904	2.741	1.370	0.627	0.279	0.097	0.040
rel. Fehler [%]	30 (< 10)	30 (< 10)	30 (< 10)	30 (< 10)	21 (< 10)	21 (< 10)	21 (< 10)	21 (45)	30 (20)	30 (20)

VMD - Faktoren

80	248	166	175	166	177	176	140	157	137	94
60-110										
140	212	168	169	143	193	169	153	198	126	125
110-175										
$\frac{1}{2}(80+140)$	208	162	172	163	174	178	167	189	137	171
60-175										
rel. Fehler [%]	42 (< 15)	42 (< 15)	42 (< 15)	42 (< 15)	30 (< 15)	30 (< 15)	30 (< 15)	30 (21)	42 (30)	42 (30)

statistischer Fehler in Klammern

$$\frac{d\sigma}{dX_F}$$

Tab. 21 : Die differentiellen Wirkungsquerschnitte

in $\mu\text{b}/0.1$ für Photonen
in $\text{mb}/0.1$ für Hadronen

angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze für X_F

$E_\gamma \backslash X_F$ [GeV]	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
60-175 inv	38.1 4.42	47.6 5.53	46.0 8.53	40.5 11.0	28.1 10.2	20.2 9.34	14.0 7.82	10.5 6.92	8.4 6.38	10.7 9.12	23.4 22.3
60-110 inv	35.3 4.66	34.2 4.51	41.7 8.09	39.9 11.1	32.8 12.2	21.2 9.86	15.4 8.66	11.7 7.75	9.6 7.30	12.1 10.4	23.2 22.2
110-175 inv	40.4 4.25	52.7 5.53	42.5 7.49	37.6 10.0	26.5 9.59	17.4 8.00	13.9 7.74	9.4 6.15	8.6 6.52	10.4 8.88	21.5 20.5
Hadronen 80 inv	8.89 1.17	7.99 1.06	7.92 1.54	7.38 2.05	4.97 1.85	3.55 1.66	2.52 1.42	2.13 1.41	1.82 1.38	1.48 1.27	0.72 0.69
140 inv	9.17 0.96	9.89 1.04	8.65 1.52	6.50 1.74	4.16 1.51	2.91 1.34	2.18 1.22	1.82 1.20	1.58 1.19	1.43 1.22	0.91 0.87
rel. Fehler [%]	30 (<10)	30 (<10)	30 (<10)	30 (<10)	21 (<10)	21 (<10)	21 (<10)	21 (<10)	21 (<10)	21 (<10)	21 (<10)

Skalierungsfaktor zum invarianten Wirkungsquerschnitt: $\frac{2E}{\sqrt{s}}$

80	0.132	0.132	0.194	0.278	0.371	0.466	0.563	0.661	0.760	0.859	0.958
110	0.116	0.116	0.183	0.271	0.365	0.462	0.560	0.658	0.757	0.856	0.956
140	0.105	0.105	0.176	0.267	0.362	0.459	0.558	0.657	0.756	0.855	0.955

statistischer Fehler in Klammern

VMD - Faktoren:

80 GeV 60-110	252	234	190	184	152	168	164	181	190	122	31
140 GeV 110-175	227	188	203	173	157	166	162	194	183	138	42
$\frac{1}{2}(80+140)$ 60-175	237	188	180	171	163	160	168	188	202	136	35
rel. Fehler [%]	42 (<15)	42 (<15)	42 (<15)	42 (<15)	30 (<15)	30 (<15)	30 (<15)	30 (<15)	30 (<15)	30 (<15)	30 (<15)

statistischer Fehler in Klammern

Tab. 22 Die Fits des Quark-Fusion-Modells

Fit	λ	g_N	$\left(\frac{g_V}{g_N}\right)^2$	χ^2
Photonen 60-175 GeV:				
Duke-Owens-1	0.25 f	5730 491	0.021 0.006	0.28
Duke-Owens-2	0.25 f	4499 386	0.024 0.005	0.24
Glück-Hoffmann-Reya	0.25 f	5030 475	0.023 0.005	0.22
Duke-Owens-1:				
Photonen 60-110 GeV	0.25 f	6131 538	0.016 0.006	0.76
Photonen 110-175 GeV	0.25 f	5362 461	0.011 0.003	0.98
Hadronen 80 GeV	0.25 f	13973 1203	0.012 0.015	1.27
Hadronen 140 GeV	0.25 f	11984 1033	0.011 0.011	1.59
Valenzquark(γ) - Seequark(p) Photonen 60-175 GeV	0.25 f	7648 566	0.021 0.006	2.10

Fitbereich: $X_F = 0.2 - 0.8$

Tab. 23 Die Fits an $\frac{d\sigma}{dp_t}$ mit $\sim p_{\text{exp}}(-b p_t^2)$

Fit	$\frac{d\sigma}{dp_t p_{t=0}}$ $h : [\text{mb/GeV/c}]$	$-b$ [[GeV/c] ⁻²]	χ^2_{red} /NDF
Photonen 60-175 GeV	105 ± 20	2.2 ± 0.2	0.64
Photonen 60-110 GeV	94 ± 19	2.1 ± 0.2	0.90
Photonen 110-175 GeV	104 ± 20	2.2 ± 0.2	0.64
Hadronen 80 GeV	124 ± 3.3	2.1 ± 0.2	0.60
Hadronen 140 GeV	125 ± 3.2	2.2 ± 0.2	0.65

Fitbereich: $p_t = 0.2 - 1.8 \text{ GeV/c}$

A. 5 Die Fitparameter des Schachbretts und der Projektionen

In den Tab. 26-30 und 31-40 werden folgende Abkürzungen getroffen:

Nr.	Schachbrettfeld :	siehe Tab. 25
B	Fitbereich:	1 $m = 0.32 - 2.00 \text{ GeV/c}$ 2 $m = 0.58 - 2.00 \text{ GeV/c}^2$
F	Fitfunktion:	1 $F_{\text{tot}} = F_{1,\text{reso}} + F_{\text{back}}$ 2 $F_{\text{tot}} = F_{1,\text{reso}} + F_{\text{back}} + F_{2,\text{reso}}$
χ^2/N	reduziertes χ^2 ,	N Anzahl der Freiheitsgrade
n(t)	Skewing Exponent	n(t) = 0 - 4
Events	Anzahl der gefitteten p	
A_p, Γ_p, m_p	Amplitude, Breite, Masse der p -Resonanz	
A_2, Γ_2, m_2	Amplitude, Breite, Masse der zweiten Resonanz	
f	Parameter war fixiert	
*	Informationen aus technischen Gründen abhanden gekommen	

Tab. 25 : Die Nummerierung der Schachbrettfelder in den Tabellen 26-30
angegeben ist jeweils die untere Intervallgrenze

$p_t \backslash X_F$ [GeV/c]	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0.0	11	21	31	41	51	61	71	81	91	101
0.2	12	22	32	42	52	62	72	82	92	102
0.4	13	23	33	43	53	63	73	83	93	103
0.6	14	24	34	44	54	64	74	84	94	104
0.8	15	25	35	45	55	65	75	85	95	105
1.0	16	26	36	46	56	66	76	86	96	106
1.2	17	27	37	47	57	67	77	87	97	107

Tab. 26 : Fitparameter für Photonen $E_\gamma = 60 - 175$ GeV

Nr.	B	F	X/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
11	2	1	2.48	4	1096	14.9 10.4	150 f	770 f			
12	2	1	3.29	4	16668	227.2 15.5	150 f	770 f			
13	2	1	1.65	4	19590	267.1 19.3	150 f	770 f			
14	2	1	1.09	4	11034	150.4 14.4	150 f	770 f			
15	2	1	0.97	4	6505	88.7 9.7	150 f	770 f			
16	2	1	0.97	4	2616	35.7 6.23	150 f	770 f			
17	1	1	1.34	4	1765	23.9 2.9	150 f	770 f			
21	2	1	1.02	4	7736	105.5 18.64	150 f	770 f			
22	2	1	1.73	4	22142	301.9 25.4	150 f	770 f			
23	2	1	1.74	4	23280	317.4 22.2	150 f	770 f			
24	2	1	1.65	4	12858	175.3 16.25	150 f	770 f			
25	2	1	1.21	4	8390	114.4 10.7	150 f	770 f			
26	1	1	1.14	4	4932	67.2 5.26	150 f	770 f			
27	1	1	1.60	4	1818	24.8 3.1	150 f	770 f			
31	2	1	1.32	4	10818	147.5 12.9	150 f	770 f			
32	2	1	1.54	4	21507	293.2 18.4	150 f	770 f			
33	2	1	1.53	4	19353	263.8 17.13	150 f	770 f			
34	2	1	1.31	4	13848	188.8 13.0	150 f	770 f			
35	1	1	2.35	4	8718	119.3 7.1	150 f	770 f			

36	1	1	1.59	4	4147	56.6 4.7	150 f	770 f			
37	1	2	1.31	4	1722	23.4 3.0	150 f	770 f			
41	2	1	1.46	4	8144	111.0 8.4	150 f	770 f			
42	2	1	0.96	4	17200	235.2 12.5	150 f	770 f			
43	1	1	1.96	4	17211	234.6 9.1	150 f	770 f			
44	1	1	2.00	4	11616	158.9 7.6	150 f	759 3			
45	1	1	1.23	1	6536	92.1 5.6	150 f	751 4			
46	1	1	1.77	1	2866	40.3 3.8	150 f	762 7			
47	1	1	1.27	4	1265	17.0 2.0	150 f	760 6			
51	1	2	1.18	4	6088	83.3 5.3	150 f	757 4	9.4 5.0	100 f	995 20
52	1	2	1.53	1	14028	197.7 7.9	150 f	757 3	25.2 6.8	100 f	574 12
53 *					11715						
54 *					8933						
55	1	1	1.03	4	4393	60.0 f	150 f	764 5			
56	1	1	1.36	2	1863	27.0 f	150 f	752 8			
57	1	1	1.20	2	1023	14.6 1.9	150 f	754 8			
61	1	2	1.52	4	3459	47.2 3.6	150 f	770 f	7.5 2.4	70 70	515 10
62 *	1	2		4	8314						
63 *	1	2		4	8544						
64 *	1	2		4	6461						
65 *	1	2		1	3465						
66	1	1	1.28	1	1827	25.7 2.3	150 f	767 6			
67	1	1	1.19	4	698	9.5 1.4	150 f	750 9			
71	1	2	1.37	4	2269	30.8 5.1	145 24	781 7	3.7 1.5	27 22	523 4
72	1	2	1.16	4	4941	67.3 3.8	150 f	774 4	6.4 3.5	95 63	1261 16

73	1	2	1.44	4	5797	79.0	154	776	0.2	3	504
						1.0	7	5	0.5	∞	∞
74	1	2	1.50	4	4065	55.1	138	776	0.1	3	504
						∞	6	2	4.8	8.7	∞
75	1	2	1.65	4	2281	31.0	139	770	0.1	0	525
						4.7	22	6	2.5	100	77
76	1	2	1.09	2	1497	21.5	140	757	1.8	0.1	1225
						1.8	10	5	1.1	f	31
77	1	1	1.01	4	572	7.8	150	776			
						1.2	f	10			
81	1	2	1.09	4	1472	20.0	150	776	2.0	30	544
						1.9	f	6	0.7	f	6
82	1	2	1.00	4	3847	52.4	150	772	6.7	131	1303
						2.9	f	4	3.5	72	18
83	1	2	0.74	2	4490	64.9	150	766	6.3	100	1258
						3.1	f	3	2.9	50	13
84	1	2	0.73	2	3143	45.5	150	763	4.6	72	1241
						2.6	f	4	1.9	37	10
85	1	2	1.15	2	1632	23.6	150	762	1.5	20	1264
						1.9	f	6	0.6	27	7
86	1	2	1.01	4	937	13.5	150	772	0.6	7	1241
						1.4	f	7	5.5	139	6
87	1	2	1.30	4	576	7.9	150	770	1.2	100	1269
						1.0	f	f	0.6	f	26
91	1	2	1.15	2	1381	20.0	150	757	3.5	300	510
						2.7	f	7	3.0	190	40
92	1	2	1.19	2	3237	46.9	150	759	4.6	100	1293
						2.26	f	3	1.1	f	13
93	1	2	1.25	2	3484	50.4	150	762	0.0	0	1329
						2.3	f	3	∞	50	∞
94	1	2	1.03	2	2596	37.5	150	764	5.8	100	1286
						1.9	f	3	1.0	f	20
95	1	2	1.07	2	1258	18.2	150	770	2.4	100	1278
						1.4	f	5	0.8	f	18
96	1	2	1.08	2	734	10.6	150	773	1.0	100	1235
						1.0	f	7	0.6	f	32
97	1	2	1.22	2	359	5.2	150	769	0.0	51	1208
						0.7	f	9	0.2	150	42
101	1	2	1.32	4	1919	26.3	150	749	1.5	50	554
						1.3	f	3	0.6	f	11
102	1	2	1.25	4	4735	64.7	150	761	0.8	50	502
						2.0	f	2	0.8	f	22
103	1	2	1.01	2	4076	59.0	150	755	3.0	100	1277
						1.8	f	2	0.8	f	14

104	1	2	1.44	2	2593	37.5	150	767	1.0	100	1208
						1.5	f	3	0.7	f	36
105	1	2	1.38	2	1223	17.7	150	766	0.9	100	1209
						1.1	f	4	0.5	f	31
106	1	2	0.82	1	624	9.0	150	764	0.7	44	1173
						0.7	f	6	0.4	30	11
107	1	1	1.41	4	507	7.8	115	770			
						0.8	13	f			
111	1	2	1.41	4	3522	49.6	150	744	11.3	84	466
						1.8	f	2	4.6	8	30
112	1	2	1.77	4	12118	165.4	150	766	0.3	17	1223
						2.8	f	1	0.3	66	12
113	1	1	1.78	4	10056	137.0	150	773			
						2.2	f	1			
114*	1	1		4	3434	17.3	132	770			
						1.7	12	f			
115	1	1	1.56	4	1279						
116*	1	1		4	538						

Tab. 27 : Fitparameter für die Photonen $E_\gamma = 60 - 110$ GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(c)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
11	2	1	1.75	4	483	6.6	150	770			
						4.5	f	f			
12	2	1	1.94	4	3515	47.9	150	770			
						6.4	f	f			
13	2	1	1.16	4	4232	57.7	150	770			
						6.2	f	f			
14	2	1	1.14	4	1869	25.48	150	770			
						6.4	f	f			
15	2	1	1.02	4	1076	14.6	150	770			
						4.1	f	f			
16	2	1	1.46	4	630	8.6	150	770			
						2.6	f	f			
17	1	1	1.01	4	271	3.32	150	770			
						1.27	f	f			
21	2	1	1.22	4	1125	15.5	150	730			
						8.7	f	29			
22	2	1	1.25	4	3552	48.6	150	755			
						11.3	f	12			

23	2	1	1.09	4	4152	56.8	150	760		
24	2	1	1.10	4	2559	34.9	150	770		
25	2	1	1.17	4	1697	7.1	150	770		
26	1	1	1.10	4	955	4.6	150	770		
27	1	1	1.10	4	548	2.2	150	770		
31	2	1	0.93	4	1983	1.4	150	770		
32	2	1	1.06	4	4182	27.0	150	770		
33	2	1	1.25	4	4472	6.3	150	770		
34	2	1	0.95	4	3055	57.0	150	770		
35	1	1	1.37	4	1516	8.9	150	770		
36	1	1	1.11	4	792	61.0	150	770		
37	1	2	1.01	4	459	8.1	150	770		
41	2	1	1.04	4	1749	41.7	150	770		
42	2	1	1.14	4	3685	5.3	150	770		
43	1	2	1.19	4	4117	20.7	150	770		
44	1	1	1.32	4	2734	3.1	150	770		
45	1	1	1.08	4	1580	10.8	150	770		
46	1	2	1.41	4	633	2.1	150	770		
47	1	1	1.27	4	343	6.3	150	770		
51	1	2	1.14	4	1434	1.5	150	770		
52	1	2	1.27	4	3376	23.8	150	770		
53	1	1	0.99	4	3109	4.2	150	770		
54	1	2	1.23	4	2637	4.7	150	770		
55	1	1	0.81	4	1116	1.1	150	770		
56	1	1	1.01	4	647	19.6	150	770		
57	1	2	0.81	4	276	2.3	150	770		
61	1	2	1.47	4	843	46.0	150	770		
62	1	1	1.09	4	2024	3.5	150	770		
63	1	2	1.10	4	1759	2.3	150	770		
64	1	2	0.99	4	1683	1.8	150	770		
65	1	1	0.91	4	1085	2.7	150	770		
66	1	1	1.02	4	408	24.0	150	770		
67	1	1	1.10	4	236	1.3	150	770		
71	1	2	1.06	4	600	0.5	150	770		
72	1	2	1.26	4	1164	1.7	150	770		
73	1	1	0.91	4	1533	2.9	150	770		
74	1	2	1.33	4	1379	1.3	150	770		
75	1	2	1.13	4	607	1.8	150	770		
76	1	1	0.92	4	348	8.3	150	770		
77	1	2	1.21	4	156	1.3	150	770		
81	1	2	0.86	4	397	4.7	150	770		
82	1	2	0.91	4	1038	0.8	150	770		
83	1	2	1.14	4	1082	5.4	150	770		
84	1	2	0.93	4	680	1.0	150	770		

54	1	2	1.23	4	2637	36.0	150	770	1.94	50	500
55	1	1	0.81	4	1116	2.9	150	770	1.4	f	f
56	1	1	1.01	4	647	15.2	150	770			
57	1	2	0.81	4	276	2.0	150	770			
61	1	2	1.47	4	843	8.8	150	770			
62	1	1	1.09	4	2024	1.4	150	770			
63	1	2	1.10	4	1759	3.8	150	770			
64	1	2	0.99	4	1683	1.0	150	770			
65	1	1	0.91	4	1085	11.5	150	770	1.7	50	500
66	1	1	1.02	4	408	1.7	150	770	0.9	f	f
67	1	1	1.10	4	236	27.6	150	770			
71	1	2	1.06	4	600	2.4	150	770	0.5	50	500
72	1	2	1.26	4	1164	2.7	150	770	1.3	f	f
73	1	1	0.91	4	1533	22.9	150	770	0.9	50	500
74	1	2	1.33	4	1379	2.3	150	770	1.1	f	f
75	1	2	1.13	4	607	14.8	150	770			
76	1	1	0.92	4	348	1.8	150	770			
77	1	2	1.21	4	156	8.3	150	770	0.3	50	500
81	1	2	0.86	4	397	1.3	150	770	0.6	f	f
82	1	2	0.91	4	1038	4.7	150	770			
83	1	2	1.14	4	1082	0.8	150	770			
84	1	2	0.93	4	680	2.0	150	770	0.5	100	1217
85	1	2	0.86	4	397	0.6	150	770	0.3	f	39
86	1	2	0.91	4	1038	5.4	150	770	1.2	50	500
87	1	2	1.14	4	1082	1.0	150	770	0.5	f	f
88	1	2	0.93	4	680	14.2	150	770	1.0	50	500
89	1	2	0.86	4	397	1.5	150	770	0.7	f	f
90	1	2	1.14	4	1082	14.8	150	770	0.3	50	500
91	1	2	0.93	4	680	1.6	150	770	0.7	f	f
92	1	2	0.86	4	397	9.3	150	770	0.3	50	500
93	1	2	0.91	4	1038	1.3	150	770	0.5	f	f

85	1	2	1.26	4	446	6.1	150	770	0.3	50	500
86	1	1	0.99	4	232	3.2	150	770	0.4	f	f
87	1	2	1.12	4	138	0.7	f	f			
						1.8	150	770	0.3	50	500
						0.4	f	f	0.2	f	f
91	1	1	1.09	4	320	4.4	150	770			
						0.8	f	f			
92	1	2	1.03	4	831	11.3	150	770	0.4	50	500
						1.2	f	f	0.5	f	f
93	1	2	0.96	4	1045	14.3	150	770	0.7	50	500
						1.2	f	f	0.5	f	f
94	1	2	1.22	4	611	8.3	150	770	0.6	50	500
						1.0	f	f	0.4	f	f
95	1	2	1.19	4	275	3.8	150	770	0.4	100	1279
						0.6	f	f	0.4	f	51
96	1	2	1.24	4	233	3.2	150	770	0.5	100	1214
						0.5	f	f	0.3	f	29
97*					716						
101	1	1	1.21	4	421	5.7	150	770			
						0.6	f	f			
102	1	1	0.86	4	1201	16.4	150	770			
						1.0	f	f			
103	1	2	1.33	4	1103	15.0	150	770	1.4	100	1271
						0.9	f	f	0.4	f	15
104	1	2	0.96	2	680	9.8	150	770	1.0	100	1296
						0.7	f	f	0.3	f	18
105	1	2	1.44	2	260	3.8	150	770	0.4	100	1213
						0.4	f	f	0.3	f	32
106	1	2	1.36	4	184	2.5	150	770	0.2	100	1275
						0.3	f	f	0.2	f	25
107	1	2	1.21	0	136	1.8	150	770	0.5	100	1136
						0.3	f	f	0.2	f	18
111	1	2	0.84	4	883	12.0	150	770	0.6	100	1066
						0.8	f	f	0.3	f	21
112	1	2	1.51	4	3067	41.8	150	770	0.3	100	1317
						1.1	f	f	0.2	f	33
113	1	2	1.07	3	2484	35.5	150	770	0.7	100	1312
						1.0	f	f	0.0	f	17
114	1	1	1.25	1	898	12.6	150	770			
						0.6	f	f			
115	1	2	0.87	0	385	5.0	150	770	0.3	100	1175
						0.4	f	f	0.2	f	30
116	1	2	0.72	0	180	2.4	150	770	0.1	100	1194
						0.3	f	f	0.1	f	52

Tab. 28 : Die Fitparameter für Photonen $E_\gamma = 110 - 175$ GeV

Nr	B	F	X/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
11	2	1	0.91	4	778	10.6	150	770			
						5.0	f	f			
12	2	1	1.15	4	3436	46.8	150	770			
						7.4	f	f			
13	2	1	1.10	4	2893	39.4	150	770			
						7.2	f	f			
14	2	1	1.31	4	2542	34.7	150	770			
						6.8	f	f			
15	2	1	0.85	4	1201	16.4	150	770			
						3.5	f	f			
16	2	1	1.03	4	616	8.4	150	770			
						2.7	f	f			
17	1	2	1.35	4	601	8.1	150	770	1.1	50	510
						1.5	f	f	0.8	f	f
21	2	1	0.74	4	1891	25.8	150	770			
						8.8	f	f			
22	2	1	1.24	4	4994	68.1	150	770			
						11.9	f	f			
23	2	1	0.83	4	4493	61.3	150	770			
						10.5	f	f			
24	2	1	1.53	4	3379	46.1	150	770			
						9.4	f	f			
25	2	1	1.32	4	2637	36.0	150	770			
						6.2	f	f			
26	1	1	1.37	4	1302	17.8	150	770			
						2.6	f	f			
27	1	2	1.16	4	515	7.0	150	770			
						1.8	f	f			
31	2	1	0.73	4	1775	24.2	150	770			
						5.5	f	f			
32	2	1	1.27	4	3975	54.2	150	770			
						8.2	f	f			
33	2	1	1.21	4	3881	52.9	150	770			
						7.5	f	f			
34	2	1	1.11	4	2844	38.8	150	770			
						5.9	f	f			

35	1	1	1.44	4	1745	23.8	150	770			
36	1	1	1.02	4	806	11.0	150	770			
37	1	2	1.13	4	387	2.2	150	770	0.4	50	530
						1.6	f	f	0.7	f	46
41	2	1	0.85	4	1495	20.4	150	770			
						3.0	f	f			
42	2	1	1.09	4	2649	36.1	150	770			
						5.2	f	f			
43	2	1	1.22	4	3545	48.3	150	770			
						5.1	f	f			
44	1	1	1.16	4	2041	27.8	150	770			
						3.3	f	f			
45	1	2	1.09	4	992	13.5	150	770	2.4	50	945
						2.5	f	f	1.0	f	50
46	1	1	1.84	4	698	9.5	150	770			
						1.7	f	f			
47	1	1	0.99	4	362	4.9	150	770			
						1.1	f	f			
51	1	2	0.85	4	988	13.5	150	770	1.6	50	500
						2.0	f	f	1.1	f	f
52	1	2	1.04	4	2322	31.7	150	770	0.6	50	500
						3.1	f	f	1.6	f	f
53	1	1	0.91	4	2371	32.3	150	770			
						2.9	f	f			
54	1	1	1.12	4	1552	21.2	150	770			
						2.4	f	f			
55	1	1	0.79	4	1111	15.2	150	770			
						1.9	f	f			
56	1	1	1.15	4	459	6.25	150	770			
						1.3	f	f			
57	1	1	1.27	4	259	3.5	150	770			
						0.9	f	f			
61	1	2	0.89	4	389	5.3	150	770	1.2	50	500
						1.5	f	f	0.7	f	f
62	1	2	1.11	4	1304	17.8	150	770	2.4	50	500
						2.2	f	f	1.1	f	f
63 *					1402						
64	1	1	1.05	4	1019	13.9	150	770			
						1.8	f	f			
65	1	1	1.08	4	499	6.8	150	770			
						1.4	f	f			
66	1	1	1.25	4	443	6.0	150	770			
						1.1	f	f			

67	1	1	1.01	4	125	1.7	150	770			
						0.7	f	f			
71	1	2	1.07	4	400	5.5	150	770	1.3	50	500
						1.1	f	f	0.5	f	f
72	1	2	0.84	4	944	12.9	150	770	2.2	50	514
						1.7	f	f	0.8	f	f
73	1	2	1.13	4	1125	14.8	150	770	0.2	100	526
						1.8	f	f	0.5	f	347
74	1	2	0.95	4	703	9.6	150	770	0.4	50	511
						1.5	f	f	0.7	f	50
75	1	2	0.87	4	542	7.4	150	770	0.6	50	508
						1.2	f	f	0.5	f	25
76	1	2	1.17	4	324	4.4	150	770	0.5	100	1216
						0.8	f	f	0.5	f	47
77	1	2	0.85	4	104	1.4	150	770	0.3	100	1233
						0.6	f	f	0.4	f	65
81	1	2	1.22	4	218	3.0	150	770	0.5	100	539
						0.9	f	f	0.7	f	52
82	1	2	1.39	4	688	9.4	150	770	3.2	100	534
						1.4	f	f	1.0	f	14
83	1	2	0.93	4	689	9.4	150	770	0.8	100	630
						1.3	f	f	0.9	f	61
84	1	2	0.90	4	584	8.0	150	770	1.2	100	515
						1.2	f	f	0.9	f	29
85	1	2	1.15	4	250	3.4	150	770	2.5	100	150
						0.8	f	f	∞	f	∞
86	1	1	1.08	1	179	2.5	150	770			
						0.6	f	f			
87	1	2	1.08	1	97	1.4	150	770	0.4	100	1254
						0.4	f	f	0.3	f	32
91	1	2	1.00	1	259	3.6	150	770	0.9	70	527
						0.6	f	f	0.4	f	13
92	1	2	1.34	1	644	9.1	150	770	0.3	70	494
						1.0	f	f	0.5	f	55
93	1	2	1.45	1	594	8.4	150	770	1.1	100	1439
						0.9	f	f	0.4	f	21
94	1	2	0.89	1	464	6.5	150	770	1.3	100	1274
						0.8	f	f	0.4	f	19
95	1	2	1.12	1	213	3.0	150	770	0.1	100	1210
						0.6	f	f	0.3	f	129
96	1	2	1.30	1	113	1.6	150	770	0.3	100	1175
						0.4	f	f	0.3	f	58
97	1	2	1.37	1	67	1.0	150	770	0.5	100	994
						0.2	f	f	0.2	f	21

101	1	2	1.08	4	321	4.4 0.4	150 f	770 f	0.3 0.3	70 f	500 f
102	1	2	0.87	4	826	11.3 0.8	150 f	770 f	0.6 0.4	70 f	500 f
103	1	1	0.94	3	713	10.2 0.7	150 f	770 f			
104	1	1	0.97	3	442	6.3 0.6	150 f	770 f			
105	1	1	1.53	3	223	3.2 0.4	150 f	770 f			
106	1	1	1.24	1	117	1.6 0.4	150 f	770 f			
107	1	2	1.07	0	112	1.5 0.3	150 f	770 f			
111	1	1	1.54	4	706	9.6 0.5	150 f	770 f			
112	1	1	1.23	3	1924	27.5 0.9	150 f	770 f			
113	1	2	1.34	3	1692	24.2 0.8	150 f	770 f	0.6 0.2	100 f	1179 19
114	1	2	1.21	1	772	10.9 0.6	150 f	770 f	0.1 0.2	100 f	1312 162
115	1	2	0.98	0	337	4.4 0.4	150 f	770 f	0.3 0.2	100 f	1219 27
116	1	1	0.99	0	95	1.2 0.2	150 f	770 f			

Tab. 29 Die Fitparameter für die Hadronen 80 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(§)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
11	2	1	1.45	4	6418	87.5 9.1	150 f	770 f			
12	2	1	1.57	4	18915	257.9 12.4	150 f	770 f			
13	2	1	1.67	4	16557	225.7 12.0	150 f	770 f			
14	2	1	1.44	4	8370	114.1 12.6	150 f	770 f			
15	2	1	1.29	4	4734	64.6 9.0	150 f	770 f			
16	1	1	1.18	4	2778	37.9 4.1	150 f	770 f			

17	4				1023						
21	2	1	1.29	4	7834	106.8 15.9	150 f	770 f			
22	2	1	1.25	4	16750	228.4 20.0	150 f	770 f			
23	2	1	1.28	4	16705	227.7 19.3	150 f	770 f			
24	2	1	1.52	4	8899	121.3 11.7	150 f	770 f			
25	2	1	1.4	4	5746	78.3 8.6	150 f	770 f			
26	1	1	1.22	4	3829	52.2 4.5	150 f	770 f			
27	1	1	1.27	4	1505	20.5 2.8	150 f	770 f			
31	2	1	0.73	4	7283	99.3 11.7	150 f	770 f			
32	2	1	1.54	4	1680	229.9 16.9	150 f	770 f			
33	2	1	1.58	4	17184	234.3 15.6	150 f	770 f			
34	1	1			10696						
35	1	2	1.72	4	6466	88.2 6.5	150 f	770 f	1.8 3.5	50 f	506
36	1	1	1.56	4	3257	44.4 4.0	150 f	770 f			
37	1	1	1.21	4	1128	15.4 2.6	150 f	770 f			
41	2	1	1.23	4	6824	93.0 7.5	150 f	770 f			
42	2	1	0.96	4	12426	169.4 11.3	150 f	770 f			
43	1	1	2.16	4	14674	200.1 8.8	150 f	770 f			
44	1	1	1.89	4	9834	134.1 6.7	150 f	770 f			
45	1	1	1.20	4	4928	67.2 4.9	150 f	770 f			
46	1	1	1.19	4	2411	32.9 3.3	150 f	770 f			
47	1	1	0.96	4	1363	18.6 2.2	150 f	770 f			

51	1	2	1.28	4	4102	55.9	150	770	7.7	50	503
						4.1	f	f	2.2	f	7
52	1	2	1.68	4	8831	120.4	150	770	5.5	50	558
						6.2	f	f	3.2	f	14
53	1	2	1.62	4	10333	140.9	150	770	7.8	50	550
						6.1	f	f	2.9	f	12
54	1	1	1.61	4	7762	105.8	150	770			
						5.0	f	f			
55	1	1	1.20	4	3347	45.6	150	770			
						3.7	f	f			
56	1	1	0.85	4	1882	25.7	150	770			
						2.6	f	f			
57	1	2	1.24	4	844	11.5	150	770	0.5	50	539
						1.8	f	f	0.8	f	42
61	1	2	1.16	4	3003	40.9	150	770	2.7	50	547
						2.9	f	f	1.4	f	14
62	1	2	1.40	4	6728	91.7	150	770	5.8	50	557
						4.5	f	f	2.1	f	9
63	1	1	1.56	4	7008	95.5	150	770			
						4.4	f	f			
64	1	1	1.43	4	4936	67.3	150	770			
						3.7	f	f			
65	1	2	1.53	4	2913	39.7	150	770	1.36	50	519
						3.1	f	f	1.35	f	24
66	1	2	1.14	4	1202	16.4	150	770	0.42	50	461
						2.1	f	f	0.9	f	53
67	1	1	1.04	4	520	7.1	150	770			
						1.3	f	f			
71	1	2	1.17	4	2203	30.0	150	770	1.4	50	514
						2.2	f	f	1.0	f	19
72	1	2	1.08	4	4976	67.8	150	770	1.0	50	529
						3.4	f	f	1.5	f	39
73	1	1	1.22	4	4549	62.0	150	770			
						3.2	f	f			
74	1	2	1.31	4	3679	50.2	150	770	3.8	100	1208
						2.8	f	f	1.6	f	22
75	1	2	1.52	4	1986	27.1	150	770	2.0	100	1220
						2.2	f	f	1.2	f	33
76	1	2	1.01	4	1123	15.3	150	770	1.8	100	1324
						1.5	f	f	0.8	f	26
77	1	2	1.28	4	413	5.6	150	770	1.4	100	1232
						1.0	f	f	0.6	f	24
81	1	2	0.98	4	2531	34.5	150	770	3.0	100	1250
						1.7	f	f	0.8	f	15

82	1	2	1.33	4	3911	53.3	150	770	6.2	100	1228
						2.5	f	f	1.3	f	11
83	1	2	0.97	4	3529	48.1	150	770	5.0	100	1239
						2.4	f	f	1.3	f	15
84	1	2	1.18	4	2296	38.1	150	770	6.5	100	1220
						2.1	f	f	1.2	f	10
85	1	2	1.03	4	1375	18.8	150	770	3.6	100	1214
						1.6	f	f	0.9	f	14
86	1	2	1.09	4	673	9.2	150	770	2.2	100	1257
						1.1	f	f	0.6	f	16
87	1	2	1.06	4	285	3.9	150	770	0.3	100	1229
						0.7	f	f	0.4	f	89
91	1	2	1.35	4	2477	33.8	150	770	1.5	100	1225
						1.5	f	f	0.7	f	24
92	1	2	1.30	4	3952	53.9	150	770	5.3	100	1254
						2.0	f	f	1.0	f	10
93	1	2	1.18	4	2723	37.1	150	770	5.3	100	1267
						1.9	f	f	1.0	f	11
94	1	2	1.46	4	1762	23.5	150	770	3.8	100	1225
						1.5	f	f	0.9	f	13
95	1	2	1.24	4	1015	13.8	150	770	2.1	100	1166
						1.2	f	f	0.7	f	17
96	1	2	1.37	4	416	5.7	150	770	1.1	100	1225
						0.8	f	f	0.5	f	24
97	1	1	1.00	4	141	1.9	150	770			
						0.5	f	f			
101	1	2	1.25	4	2512	34.2	150	770	2.1	100	1232
						1.2	f	f	0.5	f	14
102	1	2	1.59	4	3619	49.3	150	770	4.4	100	1246
						1.7	f	f	0.8	f	10
103	1	2	1.66	4	2009	29.0	150	770	5.5	100	1254
						1.4	f	f	0.8	f	8
104	1	2	1.65	2	1095	15.8	150	770	4.2	100	1256
						1.1	f	f	0.6	f	9
105	1	2	0.92	2	615	8.9	150	770	2.3	100	1239
						0.8	f	f	0.4	f	11
106	1	2	1.11	2	180	2.6	150	770	0.1	100	1163
						0.5	f	f	0.3	f	135
107	1	2	1.37	2	102	1.4	150	770	0.4	100	1163
117						0.3	f	f	0.2	f	35
111	1	2	2.60	2	1765	25.5	150	770	1.5	100	1274
						1.0	f	f	0.5	f	19
112	1	2	1.28	1	1765	24.8	150	770	2.2	100	1222
						1.1	f	f	0.6	f	15

113	1	2	1.24	1	798	11.2	150	770	2.3	100	1275
						0.9	f	f	0.5	f	12
114	1	2	1.09	1	382	5.4	150	770	0.7	100	1197
						0.6	f	f	0.3	f	24
115	1	2	0.97	1	135	1.9	150	770	0.7	100	1240
						0.4	f	f	0.2	f	20
116	1	2	0.85	1	67	1.0	150	770	0.5	100	1267
						0.2	f	f	0.2	f	17

Tab. 30 : Die Fitparameter für die Hadronen 140 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
11	2	1	1.45	4	8403	114.6	150	770			
						12.8	f	f			
12	2	1	1.92	4	26548	361.9	150	770			
						25.4	f	f			
13	2	1	1.13	4	23263	317.1	150	770			
						23.2	f	f			
14	2	1	1.06	4	13650	186.1	150	770			
						17.4	f	f			
15	2	1	1.30	4	6220	84.8	150	770			
						11.8	f	f			
16	2	1	1.08	4	4425	60.3	150	770			
						7.0	f	f			
17	1	1	1.02	4	2300	31.1	150	770			
						3.4	f	f			
21	2	1	1.50	4	11182	152.4	150	770			
						21.7	f	f			
22	2	1	1.49	4	29297	399.4	150	770			
						29.7	f	f			
23 *	2	1		4	30509						
24	2	1	1.50	4	19124	260.7	150	770			
						16.2	f	f			
25	2	1	1.71	4	10748	146.5	150	770			
						12.6	f	f			
26	1	1	1.66	4	6528	89.0	150	770			
						6.3	f	f			
27	1	1	1.37	4	2563	34.7	150	770			
						3.6	f	f			

31	2	1	1.34	4	10261	139.9	150	770			
						13.3	f	f			
32	2	1	1.76	4	24685	336.5	150	770			
						19.0	f	f			
33	2	1	1.32	4	21680	290.1	150	770			
						18.1	f	f			
34	2	1	1.17	4	12851	176.4	150	759			
						15.1	f	5			
35	1	1	1.76	4	10168	138.8	150	766			
						7.8	f	4			
36	1	1	1.14	4	4644	63.5	150	763			
						5.4	f	6			
37	1	1	1.02	4	2147	29.1	150	762			
						3.1	f	4			
41	2	1	1.34	4	7030	95.8	150	770			
						8.0	f	f			
42	2	1	1.61	4	16388	224.9	150	749			
						12.5	f	3			
43	1	1	1.76	4	19155	262.5	150	752			
						9.6	f	3			
44	1	1	1.27	4	11322	164.3	150	748			
						10.6	f	3			
45	1	1	1.72	2	6005	84.7	150	752			
						6.0	f	5			
46	1	1	1.40	2	3403	48.0	150	755			
						4.2	f	6			
47	1	1	0.87	1	1171	16.7	150	751			
						3.4	f	9			
51	1	2	1.16	4	4243	55.9	150	767	14.3	100	561
						4.7	f	5	4.1	f	12
52	1	2	1.49	2	11876	167.3	150	758	30.2	100	555
						7.8	f	3	6.6	f	9
53 *					11976						
54 *					7622						
55	1	1	1.34	4	4839	66.0	150	770			
						4.3	f	f			
56	1	1	1.06	2	1726	25.0	150	770			
						f	f	f			
57	1	1	0.74	2	902	13.0	150	770			
						f	f	f			
61	1	2	1.15	4	3109	42.4	150	770	2.1	70	519
						3.2	f	f	1.9	f	30

62	1	1	1.52	4	6003	81.8 4.5	150 f	770 f		
63	1	1	1.84	4	6819	93.0 4.7	150 f	770 f		
64	1	1	1.79	4	4757	65.0 f	150 f	762 4		
65	1	1	1.61	4	2873	39.1 3.2	150 f	774 5		
66	1	1	1.01	4	1599	22.5 2.4	150 f	753 7		
67	1	1	1.22	4	683	9.3 1.4	150 f	766 9		
71	1	1	1.00	4	2156	29.4 4.4	154 24	773 7		
72	1	2	1.66	4	4699	64.2 3.4	150 f	763 3	6.6 4.0	117 74
73	1	2	1.23	4	4967	67.9 4.1	150 f	761 3	20.9 4.9	100 47
74	1	1	1.24	2	3648	52.8 3.1	150 f	759 4		
75	1	2	1.08	2	2283	33.1 2.9	150 f	752 5	0.6 2.0	100 f
76	1	1	1.23	4	1103	15.0 1.7	150 f	781 8		
77	1	1	1.21	4	510	6.9 1.2	150 f	788 12		
81	1	2	1.19	1	2063	29.1 1.9	150 f	751 5	4.8 3.8	198 140
82	1	2	1.16	4	3995	54.5 2.6	150 f	770 f	4.5 1.4	100 f
83	*				3458					
84	1	2	1.05	2	2724	39.4 2.3	150 f	757 4	3.2 1.2	46 24
85	1	2	1.08	2	1373	19.6 1.7	150 f	756 5	1.7 1.7	86 98
86	1	2	1.15	2	821	11.9 1.3	150 f	761 8	1.0 f	100 f
87	1	1	1.20	2	305	4.4 0.9	150 f	781 13		
91	1	2	1.14	2	2206	32.0 1.5	150 f	756 3	1.6 0.7	51 28
92	1	2	1.18	2	3921	56.8 1.8	150 f	754 3	3.27 1.0	100 f

93	1	2	0.90	2	2864	41.5 2.1	150 f	755 3	11.4 5.8	229 97
94	1	2	1.55	2	1953	28.3 1.7	150 f	758 4	5.2 1.0	100 f
95	1	2	1.05	2	1085	15.7 1.3	150 f	767 6	2.9 0.8	100 f
96	1	2	0.80	2	498	7.2 0.9	150 f	750 9	0.7 0.6	100 f
97	1	2	0.96	2	246	3.6 0.7	150 f	765 12	0.4 1.3	12 86
101	1	2	1.47	2	2241	32.4 1.2	150 f	765 3	2.7 0.6	100 f
102	1	2	1.25	2	3644	52.7 1.5	150 f	770 2	4.6 0.9	100 f
103	1	2	1.35	2	2351	34.0 1.2	150 f	760 3	6.0 0.8	100 f
104	1	2	1.30	2	1108	16.1 1.0	150 f	754 5	1.9 0.7	100 f
105	1	2	1.00	2	717	10.4 0.9	150 f	755 6	1.4 0.5	100 f
106	1	2	0.80	1	405	5.7 0.7	150 f	759 8	4.3 2.5	100 f
107	1	2	1.04	1	134	1.9 0.3	150 f	770 f	0.8 0.1	100 f
111	1	1	1.25	1	1996	26.5 1.0	150 f	759 3		
112	1	2	1.46	1	2762	38.9 1.2	150 f	766 3	3.1 0.7	100 f
113	1	2	1.34	1	1223	17.2 0.9	150 f	765 4	3.1 0.6	100 f
114	1	2	1.32	1	513	7.2 0.7	150 f	748 7	1.5 0.5	100 f
115	1	1	1.06	4	263	3.6 0.8	150 f	770 f		
116	1	2	1.07	1	109	1.5 0.3	150 f	750 16	0.6 0.3	100 f

Tab. 31 : Die Fitparameter für die pt Projektion $\frac{d\sigma}{dp_t}$
Photonen $E_\gamma = 60 - 175$ GeV

die pt Intervalle sind von 1 - 10 in aufsteigender Folge nummeriert

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.80	4	47100	644.0	150	760			
						23.3	f	f			
2	2	1	3.34	4	137584	1875.7	150	770			
						40.8	f	f			
3	2	1	2.49	4	121480	1656.2	150	770			
						37.9	f	f			
4	2	2	2.36	4	77600	1059.4	150	765	64.0	100	1257
						29.1	f	f	10.3	f	9
5	2	2	1.06	4	39959	545.5	150	765	19.9	100	1255
						18.6	f	f	7.5	f	21
6	1	1	3.41	4	24053	327.9	150	770			
						10.4	f	f			
7	1	1	2.05	4	11068	150.9	150	770			
						6.8	f	f			
8	1	2	1.24	4	4445	60.6	150	770	0.8	100	1168
						4.5	f	f	2.7	f	184
9	1	1	1.50	4	2357	32.1	150	770			
						2.9	f	f			
10	1	2	1.08	4	1366	18.6	150	770	0.7	100	1227
						2.0	f	f	1.3	f	100

Tab. 32 Die Fitparameter für die pt Projektion $\frac{d\sigma}{dp_t}$
Photonen $E_\gamma = 60 - 110$ GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.27	4	9789	133.5	150	770			
						10.0	f	f			
2	2	1	1.30	4	30678	418.8	150	765			
						18.3	f	f			
3	2	1	1.06	4	27951	338.6	150	765			
						17.3	f	f			
4	2	1	1.26	4	17621	240.6	150	765			
						13.2	f	f			
5	1	1	1.86	4	10205	139.3	150	765			
						6.9	f	f			
6	1	1	1.73	4	5177	70.7	150	765			
						4.6	f	f			
7	1	2	1.20	4	2608	35.6	150	770	2.0	100	1218
						3.0	f	f	1.7	f	46
8	1	2	1.17	4	1048	14.3	150	770	2.5	100	1197
						1.9	f	f	1.1	f	24
9	1	2	1.07	4	515	7.0	150	770	1.3	100	1238
						1.3	f	f	0.7	f	32
10	1	2	1.20	4	230	3.1	150	770	0.4	100	1448
						0.8	f	f	0.4	f	61

Tab. 33 : Die Fitparameter für die p_t Projektion $\frac{d\sigma}{dp_t}$
Photonen $E_\gamma = 110 - 175$ GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.15	4	8101	110.4	150	770			
2	2	1	1.10	4	25973	354.6	150	760			
3	2	1	0.96	4	22946	18.7	f	f			
4	1	2	1.61	4	17474	313.3	150	760			
5	1	1	1.74	4	9260	17.3	f	f			
6	1	1	2.02	4	5289	238.2	150	770	11.1	50	534
7	1	2	1.41	4	2725	10.8	f	f	6.0	f	11
8	1	1	1.21	4	942	126.2	150	770			
9	1	2	1.10	4	512	7.1	f	f			
10	1	1	1.08	4	215	72.1	150	770	5.2	100	1193
						4.9	f	f	1.9	f	19
						37.1	150	770			
						3.3	f	f			
						12.9	150	770			
						2.1	f	f			
						7.0	150	770	1.5	100	1161
						1.5	f	f	0.9	f	33
						2.9	150	770			
						1.0	f	f			

Tab. 34 : Die Fitparameter für die p_t Projektionen $\frac{d\sigma}{dp_t}$
Hadronen 80 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.32	4	46345	633.6	150	760			
2	2	1	1.85	4	98014	20.0	f	f			
3	2	1	2.76	4	95718	1340.0	150	760			
4	2	1	4.00	4	56484	36.3	f	f			
5	1	1	3.72	4	35351	1308.6	150	760			
6	1	1	2.12	4	17545	33.6	f	f			
7	1	1	2.03	4	7217	770.1	150	770			
8	1	1	1.34	4	3246	25.1	f	f			
9	1	2	1.11	4	1386	481.9	150	770			
10	1	2	0.77	4	413	13.3	f	f			
						239.2	150	770			
						8.9	f	f			
						98.4	150	770			
						5.7	f	f			
						44.3	150	770			
						3.6	f	f			
						18.9	150	770	4.8	100	1185
						2.3	f	f	1.4	f	16
						5.6	150	770	1.4	100	1182
						1.5	f	f	0.9	f	36

Tab. 35 : Die Fitparameter für die p_t Projektion $\frac{d\sigma}{dp_t}$
Hadronen 140 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.70	4	53167	727.0	150	760			
2	2	1	2.46	4	134849	1843.6	150	760			
3	2	1	2.65	4	121127	46.0	f	f			
4	2	1	2.06	4	75522	1032.5	150	760			
5	1	1	5.63	4	53017	32.7	f	f			
6	1	1	3.37	4	26935	17.4	f	f			
7	1	1	1.93	4	12525	367.2	150	770			
8	1	2	1.78	4	5582	15.0	f	f			
9	1	2	1.26	4	1944	7.8	f	f			
10	1	2	1.10	4	1113	76.1	150	770	10.3	100	1245
						5.2	f	f	3.0	f	16
						26.5	150	770	3.5	100	1243
						3.4	f	f	2.1	f	33
						15.7	150	770	2.3	100	1146
						2.4	f	f	1.6	f	36

Tab. 36 : Die Fitparameter für die X_F Projektion $\frac{d\sigma}{dX_F}$
Photonen $E_T = 60 - 175$ GeV

die X_F Intervalle werden von 1 bis 11 in aufsteigender Folge nummeriert

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	3.70	4	61962	847.1	150	760			
2	2	1	1.42	4	82205	30.2	f	f			
3	2	1	2.38	4	79469	1123.9	150	760			
4	1	2	3.71	4	69947	43.6	f	f			
5	1	1	3.05	4	48459	1086.5	150	760			
6	1	2	2.55	4	32887	33.3	f	f			
7	1	2	2.23	4	22248	956.3	150	760	63.3	50	558
8	1	2	1.28	4	16063	19.2	f	f	10.1	f	4
9	1	2	1.40	2	12863	660.7	150	770			
10	1	2	2.13	3	14862	13.2	f	f			
11	1	1	3.06	4	32571	448.4	150	770	7.4	50	514
						10.9	f	f	5.1	f	18
						303.3	150	770	24.0	100	1254
						7.7	f	f	4.1	f	9
						232.0	150	770	25.0	100	1265
						5.9	f	f	3.2	f	7
						185.8	150	770	20.0	100	1288
						4.5	f	f	2.3	f	6
						212.3	150	770	8.1	100	1294
						3.6	f	f	1.5	f	10
						444.1	150	770			
						3.9	f	f			

Tab. 37 Die Fitparameter für die XF Projektionen $\frac{d\sigma}{dX_F}$ Photonen $E_\gamma = 60 - 110$ GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	2.11	4	12681	173.4	150	760			
2	2	1	1.00	4	14200	194.1	150	760			
3	2	1	1.03	4	15993	218.7	150	760			
4	1	2	1.99	4	15634	213.1	150	770	24.4	50	626
5	1	2	1.36	4	12833	175.0	150	770	5.6	50	535
6	1	2	1.29	4	8109	110.5	150	770	2.5	50	524
7	1	1	1.29	4	5773	78.7	150	770	2.5	f	26
8	1	2	1.17	4	4123	56.2	150	770	2.9	50	493
9	1	2	1.07	4	3376	46.0	150	770	5.3	100	1284
10	1	2	0.90	4	4072	55.5	150	770	2.8	100	1284
11	1	2	1.14	4	7767	105.9	150	770	0.2	100	1296
						2.0	f	f	0.5	f	127

Tab. 38 : Die Fitparameter für die XF Projektion $\frac{d\sigma}{dX_F}$ Photonen $E_\gamma = 110 - 175$ GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	1.51	4	12942	177.0	150	760			
2	2	1	0.92	4	18213	249.0	150	760			
3	2	1	1.47	4	14705	201.0	150	760			
4	2	1	1.49	4	12764	174.0	150	760			
5	1	1	1.19	4	8989	122.5	150	760			
6	1	2	1.32	4	5244	71.5	150	770	4.3	50	484
7	1	2	0.79	4	4174	56.9	150	770	2.1	f	13
8	1	2	1.46	4	2638	36.0	150	770	1.6	f	8
9	1	2	1.00	4	2427	33.1	150	770	2.8	50	540
10	1	1	0.86	4	2662	36.3	150	770	1.2	f	10
11	1	1	1.77	4	5504	75.0	150	770	0.8	f	28
						1.5	f	f	0.8		

Tab. 39 : Die Fitparameter für die XF Projektion $\frac{d\sigma}{dXF}$
Hadronen 80 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	2.22	4	62298	849.3	150	760			
						24.9	f	f			
2	2	1	2.05	4	59802	815.3	150	760			
						37.3	f	f			
3	2	1	0.98	4	59223	809.7	150	760			
						30.3	f	f			
4	1	2	3.77	4	56980	779.0	150	770	59.9	50	545
						17.4	f	f	9.2	f	4
5	1	2	3.05	4	38398	525.0	150	770	19.7	50	556
						12.6	f	f	6.2	f	8
6	1	2	3.21	4	26585	363.5	150	770	3.9	50	537
						9.3	f	f	4.2	f	26
7	1	1	2.86	4	18825	257.4	150	770			
						6.5	f	f			
8	1	1	3.19	4	14642	200.2	150	770			
						4.9	f	f			
9	1	2	2.37	4	12553	171.1	150	770	18.0	100	1248
						3.8	f	f	2.0	f	6
10	1	2	2.22	3	9840	140.6	150	770	18.4	100	1255
						2.9	f	f	1.5	f	5
11	1	2	2.23	1	4754	66.8	150	770	7.2	100	1233
						1.8	f	f	1.1	f	8

Tab. 40 : Die Fitparameter für die XF Projektion $\frac{d\sigma}{dXF}$
Hadronen 140 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	1	2.21	4	90148	1229.0	150	770			
						44.8	f	f			
2	2	1	2.45	4	103586	1412.2	150	770			
						50.7	f	f			
3	1	2	4.44	4	90634	1239.1	150	760	191.9	50	537
						28.6	f	f	16.2	f	2
4 *			3.70		66014						
5	1	1	3.63	4	42247	576.0	150	770			
						13.0	f	f			
6	1	1	3.89	4	26719	364.3	150	770			
						9.4	f	f			
7	1	2	2.17	4	19681	268.3	150	770	26.3	100	1236
						7.0	f	f	3.9	f	8
8	1	2	1.81	4	15549	212.0	150	770	22.9	100	1215
						5.3	f	f	3.0	f	7
9	1	2	2.67	4	13226	180.3	150	770	16.3	100	1229
						4.1	f	f	2.3	f	8
10 *					10835						
11	1	2	2.45	4	6727	94.6	150	770	8.4	100	1279
						2.1	f	f	1.3	f	8

Tab. 41 Die Fitparameter für die absoluten Wirkungsquerschnitte

5.8 Mio. Photontrigger

1 $E_T = 60 - 175$ GeV2 $E_T = 60 - 90$ GeV3 $E_T = 90 - 120$ GeV4 $E_T = 120 - 150$ GeV5 $E_T = 150 - 175$ GeV

2.4 Mio. Trigger

6 $E_T = 60 - 110$ GeV7 $E_T = 110 - 175$ GeV

Hadronen

8

80 GeV

9

140 GeV

Nr	B	F	χ^2/N	n(t)	Events	A_p	Γ_p [MeV]	m_p [MeV]	A_2	Γ_2 [MeV]	m_2 [MeV]
1	2	2	4.98	4	480468	6550.3	150	770	342.6	100	1247
						78.0	f	f	25.9	f	4
2	2	2	2.14	4	160376	2186.4	150	770	116.9	100	1244
						42.9	f	f	13.7	f	6
3	2	2	2.94	4	137985	1881.2	150	770	105.1	100	1244
						42.4	f	f	14.0	f	7
4	2	2	2.15	4	121283	1653.5	150	770	82.3	100	1248
						39.9	f	f	13.5	f	9
5	2	2	1.49	4	60796	828.8	150	770	36.7	100	1257
						29.8	f	f	10.14	f	15
6	2	2	1.60	4	104564	1425.5	150	770	76.5	100	1241
						35.5	f	f	11.5	f	8
7	2	2	1.56	4	89046	1214.0	150	770	69.5	100	1268
						35.6	f	f	11.9	f	9
8	2	2	1.76	4	359273	4911.9	150	760	312.0	100	1243
						69.3	f	f	22.1	f	4
9	2	2	3.0	4	485442	6636.9	150	760	330.7	100	1258
						88.2	f	f	29.2	f	5