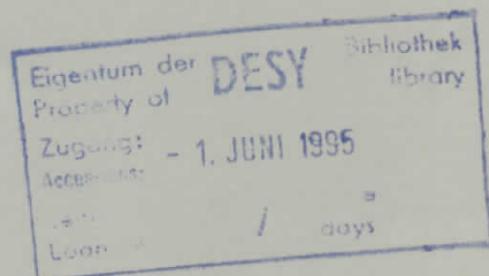


Interner Bericht
DESY F35D-95-03
Mai 1995

Akzeptanzberechnungen für das ZEUS-Strahlrohrkalorimeter

von

B. Ruhm



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Akzeptanzberechnungen für das ZEUS-Strahlrohrkalorimeter

Experimentelle Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

Bernd Ruhm ✓

19. Mai 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Der ZEUS-Detektor bei HERA	5
2.2	Das Strahlrohrkalorimeter	7
2.3	Auslese des Strahlrohrkalorimeters	8
2.4	Kalorimetrie	10
3	Monte-Carlo-Simulation	12
3.1	Wirkungsquerschnitte	12
3.2	Ereignis-Generatoren	15
3.3	Detektorsimulation	21
3.4	Lage des Strahlrohrkalorimeters in der Simulation	22
3.5	Eichung des Strahlrohrkalorimeters	23
4	Bestimmung der Akzeptanz des Strahlrohrkalorimeters	26
4.1	Selektion der Ereignisse	26
4.2	Energieauflösung des Strahlrohrkalorimeters	28
4.3	Q^2 -Auflösung	29
4.4	Ergebnisse	31
4.4.1	Akzeptanz für Vektormesonproduktion	34
4.4.2	Akzeptanz für diffraktive Ereignisse	35
4.4.3	Akzeptanz für nicht-diffraktive Ereignisse $\gamma p \rightarrow X$	35
4.5	Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$	40
4.6	Invariante Masse und Zerfallswinkelverteilung	41
4.7	Akzeptanz für $\gamma p \rightarrow \rho p$	43
5	Zusammenfassung	46

A Trigger-Logik	47
A.1 Subtriggernummer 32	48
A.2 Subtriggernummer 54	49
A.3 Zuordnung der Trigger zu den Runs	49

Kapitel 1

Einleitung

Bisher wurden mit dem ZEUS-Detektor Reaktionen gemessen, die zwei verschiedenen kinematischen Bereichen angehören: tiefinelastische Streuung (DIS) beim Quadrat des Viererimpulsübertrags $Q^2 \geq 4\text{GeV}^2$ und Photoproduktion bei $Q^2 \approx 0\text{GeV}^2$. Der Übergangsbereich zwischen tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion ist aus zwei Gründen interessant. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion $\sigma(W)$ ist nur schwach abhängig von der Schwerpunktenergie W . Die Wirkungsquerschnitte mit virtuellem Photon im Bereich der DIS steigen dagegen etwa linear mit W an, wie aus Messungen an HERA hervorgeht, d.h., das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts als Funktion von W in den beiden Regimes ist grundverschieden. Deshalb ist es sehr wichtig, das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts im Übergangsbereich $0\text{GeV}^2 < Q^2 < 4\text{GeV}^2$ zu messen. Weiterhin hat sich bei Messungen an HERA herausgestellt, daß die Proton-Strukturfunktion F_2 bei sehr kleinen Werten von x besonders interessant ist. Aufgrund von $x = Q^2/sy$ werden dadurch Messungen bei sehr kleinen Werten von Q^2 erforderlich.

Die Bestimmung so kleiner Werte von Q^2 erfordert die Messung von Energien der Elektronen, die unter kleinem Winkel ($20 - 30\text{mrad}$) gestreut werden. Für diesen Zweck wurde ein Silizium-Wolfram-Kalorimeter gebaut und im ZEUS-Detektor 306cm vom Wechselwirkungspunkt und direkt am Strahlrohr eingesetzt: *das Strahlrohrkalorimeter*.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Monte-Carlo-Simulation des Strahlrohrkalorimeters innerhalb des ZEUS-Detektors. Die Detektor-Simulationen wurde durchgeführt, um die Akzeptanz für die verschiedenen Reaktionsklassen als Funktion von Q^2 zu erhalten. Es wurden folgende Klassen von

Reaktionen im geeigneten kinematischen Bereich mit Ereignisgeneratoren erzeugt: elastische Vektormesonproduktion, einfach und doppelt-diffraktive Prozesse, nicht-diffraktive zentrale Ereignisse. Besonderen Wert wurde auf die Simulation der bei der Datennahme 1994 verwendeten Triggerkonfigurationen der ersten Triggerstufe (GFLT) gelegt. Des weiteren wurde zur Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$ die Akzeptanz hierfür bestimmt.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Der ZEUS-Detektor bei HERA

Die Abbildung 2.1 zeigt einen Längsschnitt durch den ZEUS Detektor. Die wichtigsten der für die Rekonstruktion der Ereignisse verwendeten Komponenten sind [1]:

- Der Vertexdetektor **VXD** ist die innerste Detektorkomponente. Er ist eine zylindrische, gasgefüllte Driftkammer, die aus 120 radialen Zellen besteht und einen Durchmesser von $32,4\text{cm}$ hat. Als Driftgas wird Dimethyläther verwendet, und es wird eine maximale Auflösung von $50\mu\text{m}$ erreicht. Der Vertexdetektor arbeitet in einem axialen magnetischen Feld von $1,43\text{T}$. Mit dem Vertexdetektor können kurzlebige geladene Teilchen erfaßt und die Orts- und Impulsauflösung der zentralen Spurkammer verbessert werden.
- Die zentrale Spurkammer **CTD** ist eine zylindrische Drahtkammer, die der Bestimmung der Spuren von geladenen Teilchen dient. Sie ist unterteilt in 9 Lagen und erreicht eine räumliche Auflösung von $\text{ca.}260\mu\text{m}$. Der Durchmesser der CTD beträgt 170cm . Das Magnetfeld, in dem VXD und CTD liegen, wird von einer dünnen supraleitenden Spule (Solenoiden) geliefert, die die CTD umschließt.
- Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter **CAL** gliedert sich in Vorwärts(**FCAL**)-, Rückwärts(**RCAL**)- und Barrel-**(BCAL)**-Kalorimeter. Jede der drei Teilkomponenten besteht aus einem elektromagnetischen und einem oder zwei (FCAL,BCAL) hadronischen De-

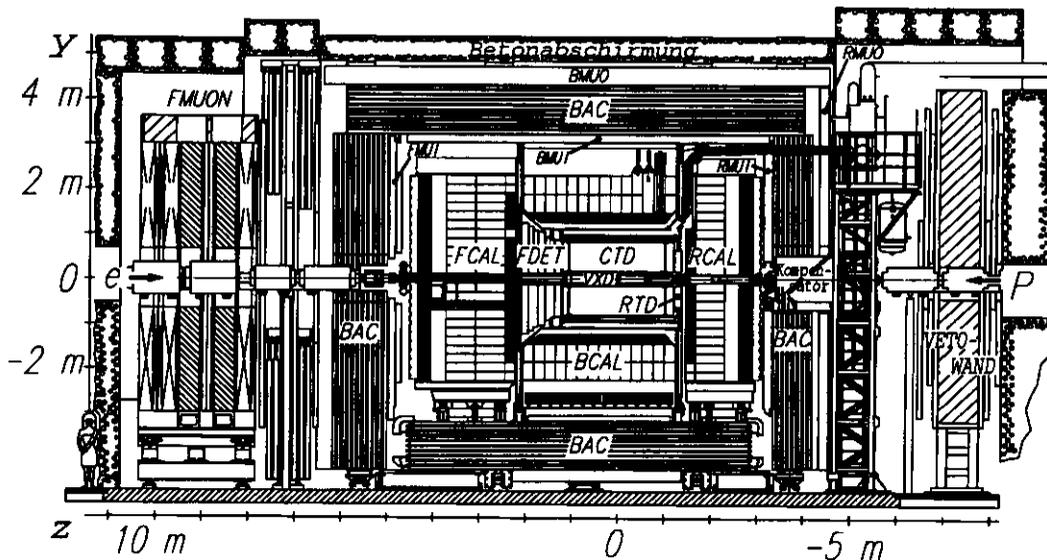


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Zeus-Detektors (Längsschnitt)

tektorteilen. Das Kalorimeter ist ein kompensierendes Uran-Szintillator-Samplingkalorimeter. Es wird mit Hilfe von Wellenlängenschiebern und Photomultipliern ausgelesen. Unter Teststrahlbedingungen hat es eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 0,18/\sqrt{E(\text{GeV})}$ für Elektronen und $\sigma_E/E = 0,35/\sqrt{E(\text{GeV})}$ für Hadronen.

Das FCAL bedeckt einen Winkel von $2,6^\circ < \theta < 36,7^\circ$.

Das BCAL bedeckt einen Winkel von $36,7^\circ < \theta < 129,1^\circ$.

Das RCAL in Rückwärtsrichtung bedeckt einen Winkel von $129,1^\circ < \theta < 176,6^\circ$.

Das rechtshändige ZEUS-Koordinatensystem zeigt mit der z-Achse in die Protonstrahlrichtung (Vorwärtsrichtung). Die x-Achse ist horizontal und zeigt in die Mitte des HERA-Speicherings.

An der Vorderseite des Strahlrohrkalorimeters — in Richtung des Wechselwirkungspunktes — befindet sich der Streifenzähler (siehe nächster Abschnitt). Die Mitte des Streifenzählers liegt im ZEUS-System an den Koordinaten¹: (81,28mm , -2,833mm , -3055,9mm)

¹Bei der oben genannten Definition des ZEUS-Koordinatensystems muß beachtet werden, daß genaue Messungen ergeben haben, daß der Verlauf des Hera-Protonenstrahls bei $z = -300\text{cm}$ etwa 0,3cm von der nominellen z-Achse entfernt ist.

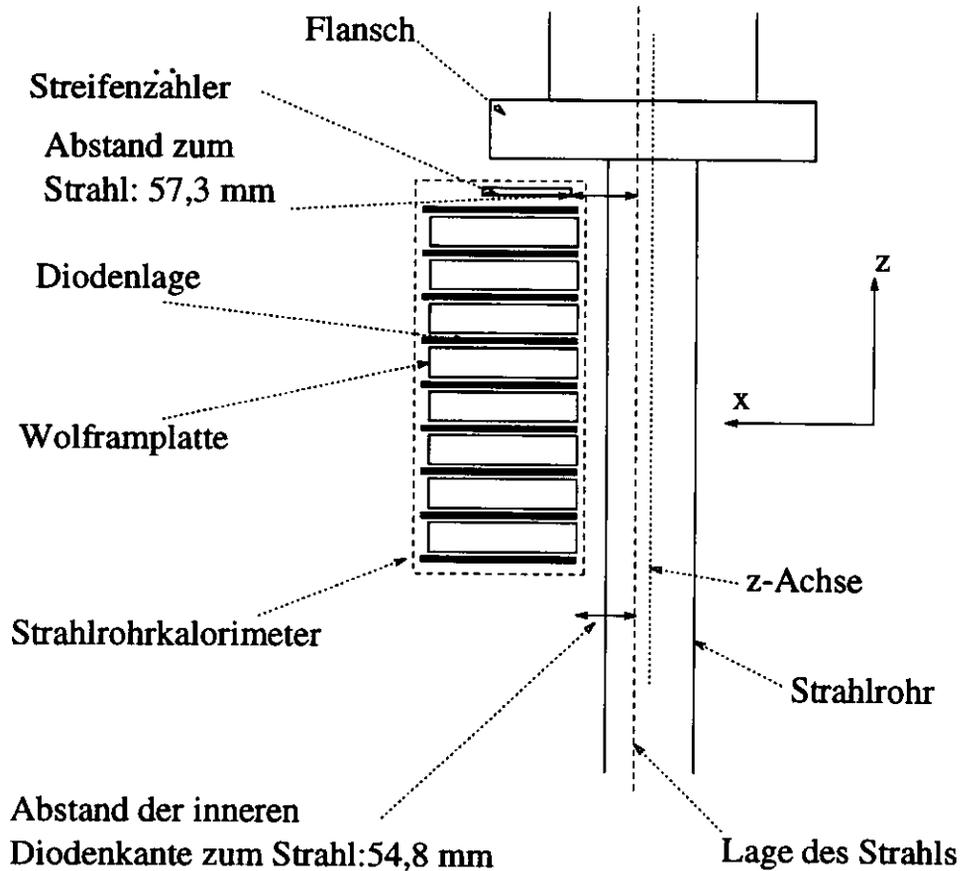


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des Strahlrohrkalorimeters mit Lage zum Strahl im eingebauten Zustand (Draufsicht). Strahl und z-Achse haben einen Winkel von 1mrad zueinander und schneiden sich in der Nähe des Wechselwirkungspunktes.

2.2 Das Strahlrohrkalorimeter

Das Strahlrohrkalorimeter ist ein Silizium-Wolfram-Kalorimeter, dessen äußere Abmessung $240 \times 112 \times 80 \text{ mm}^3$ beträgt. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Das Strahlrohrkalorimeter befindet sich im

ZEUS-Detektor in Rückwärtsrichtung 310cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Die innere Kante hat einen Abstand von $54,8\text{mm}$ vom Strahl. Es besteht aus 2 Teilkomponenten:

- dem Kalorimeterteil, bestehend aus abwechselnden Lagen von Siliziumdioden und Wolframplatten. Die Siliziumdioden bilden das aktive Material. Jede Diodenlage besteht aus 4 Dioden, die eine Fläche von je $3,0 \times 3,4\text{cm}^2$ haben und $430\mu\text{m}$ dick sind (siehe Abb. 2.3). Acht Wolframplatten ($6 \times 9\text{cm}^2$ Fläche und $0,7\text{cm}$ dick) sind Absorbermaterial. Eine Länge von $0,7\text{cm}$ in Wolfram entspricht 2 Strahlungslängen X_0 . Vor dem Kalorimeter befindet sich ein Flansch des Strahlrohrs (er dient der Zusammenfügung von 2 Strahlrohrteilen). Dieser Flansch ist ebenfalls $2X_0$ dick.
- Eine Ortsbestimmung des eintreffenden Teilchens kann mit dem Siliziumstreifen-zähler vorgenommen werden, der sich noch vor der ersten Diodenlage, d.h. auf der Seite zum Wechselwirkungspunkt, befindet (siehe Abb. 2.4). Der Streifen-zähler besteht aus zwei Lagen von 48 jeweils 1mm breiten Siliziumstreifen. Jeweils 4 Streifen sind zusammengefaßt worden. Die zweite Diodenlage ist um 90° gedreht zur ersten angebracht. Die Ortsauflösung des Streifen-zählers ist im Teststrahl zu $\sigma_x = \sigma_y = 2,5\text{mm}$ gemessen worden.

2.3 Auslese des Strahlrohrkalorimeters

Für die Auslese des Strahlrohrkalorimeters werden die Dioden zu Segmenten zusammengefaßt. Die Segmente 1a -1d setzen sich zusammen aus jeweils zwei hintereinander liegende Dioden der ersten und zweiten Diodenlage. Segment 2 besteht aus den Diodenlagen 3 bis 7 und Segment aus den Diodenlagen 8 und 9. Die analogen Signale der einzelnen Segmente werden über die Ausleseelektronik in digitale Signale verwandelt. Beschrieben wird diese Ausleseelektronik in der ZEUS-Note 94-032 [2].

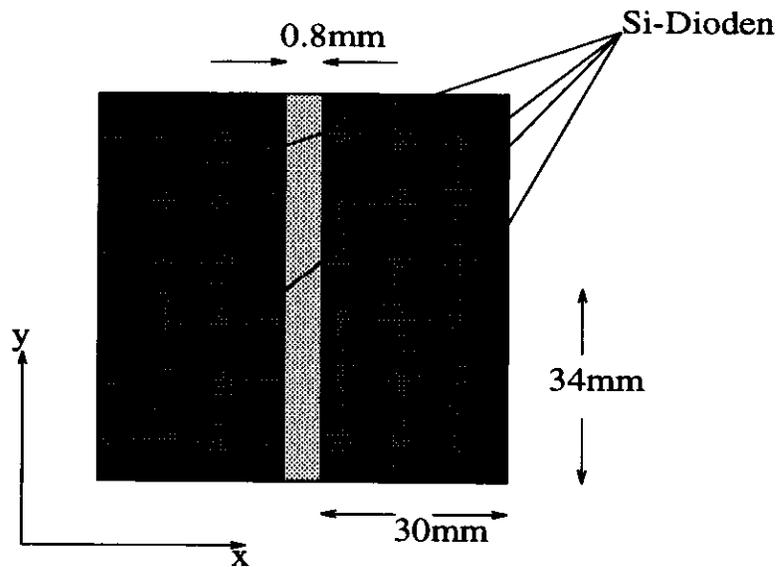


Abbildung 2.3: Anordnung der Siliziumdioden zu 4 Dioden in einer Lage

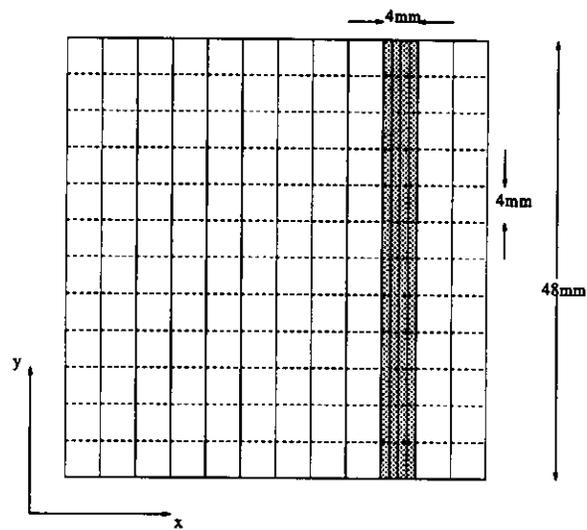


Abbildung 2.4: Streifenzähler des Strahlrohrkalorimeters. Ein Siliziumstreifen besteht aus vier 1mm breiten Teil-Streifen. Gestrichelt dargestellt ist die zweite Ebene mit ebenfalls 12 Streifenzählern.

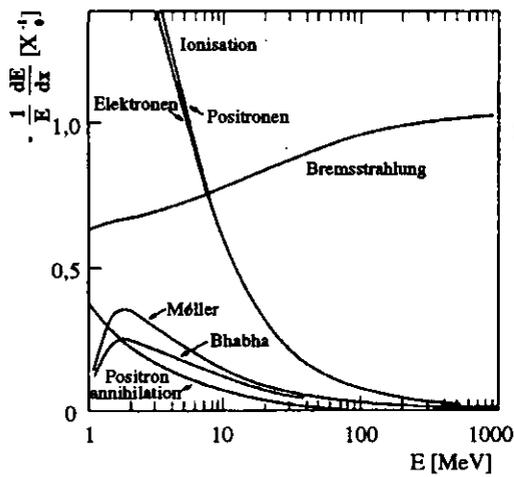


Abbildung 2.5: Energieverlust für verschiedene Prozesse von Elektronen in Blei [3]

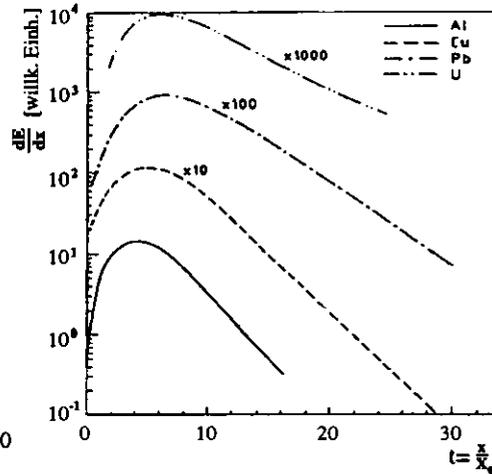


Abbildung 2.6: Longitudinale Schauerprofile für 6GeV -Elektronen in Blei, Kupfer, Uran und Aluminium nach [4]

2.4 Kalorimetrie

Beim Durchgang von Teilchen durch Materie erfolgen verschiedene Arten von Wechselwirkungen (Bremsstrahlung, Paarbildung, Compton-Streuung) zwischen dem Teilchen und dem Material. Dabei wird das Teilchen abgebremst und die kinetische Energie dort deponiert. Der Energieverlust wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Gleichung [5]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right]$$

mit $\beta = v/c$, wobei m die Elektronmasse, z die Ladung des Teilchens und v seine Geschwindigkeit ist. N_0 ist die Avogadro-Zahl und Z und A sind Kernladungszahl und Nukleonenzahl des Stoffes. Die Weglänge x wird in Einheiten der Strahlungslänge $X_0[\frac{g}{cm^2}] \simeq \frac{180A}{Z^2}$ gemessen und $I = 10eVZ$. Die Abbildung 2.5 zeigt den Energieverlust für verschiedenen Prozesse in Blei. In dem für das Strahlrohrkalorimeter relevanten Energiebereich zwischen 10GeV und 30GeV ist Bremsstrahlung als Energieverlustprozeß dominierend. Das bei der Bremsstrahlung emittierte Photon kann Elektron-Proton-Paare erzeugen, die wiederum Bremsstrahlung erzeugen. Dadurch entwickelt sich eine Kaskade (oder ein Schauer) von Teilchen, der erst abbricht, wenn

die Energie der einzelnen Teilchen für Paarbildung zu gering wird. Das laterale Profil des Schauers läßt sich charakterisieren durch den Molière-Radius R_M . Innerhalb eines Radius von $2R_M$ in transversaler Richtung befinden sich 95% der gesamten Energie und 99% der Energie in einem Radius von $3R_M$ 99% (siehe [6]). Der Molière-Radius ergibt sich zu

$$R_M \simeq 7 \cdot \frac{A}{Z} \cdot \frac{g}{\text{cm}^2}.$$

Der Molière-Radius beträgt für Wolfram ungefähr 1cm .

Die longitudinalen Schauerverteilungen liefern Monte-Carlo-Simulationen. Für Elektronen in Blei, Kupfer, Uran und Aluminium sind die longitudinalen Schauerprofile in Abb. 2.6 zu sehen. Es gibt ein Ort an dem die Energiedeposition $\frac{dE}{dx}$ ein Maximum hat. Er kann parametrisiert werden mit

$$t_{max} = \ln \frac{E_0}{E_c} - a$$

mit $a = 1$ für Elektronen und $E_c \simeq \frac{550\text{MeV}}{Z}$ (kritische Energie). Das Maximum liegt bei t_{max} Strahlungslängen. Das Strahlrohrkalorimeter hat pro Wolframblock $2X_0$ Strahlungslängen, zusätzlich $2X_0$ durch den Flansch, der sich davor befindet. Dadurch kann mit insgesamt $18X_0$ nahezu die gesamte Schauerenergie eingeschlossen werden, wenn der Treffer nicht in der Nähe des Randes erfolgt.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulation

3.1 Wirkungsquerschnitte

Am HERA-Speicherring werden Ereignisse betrachtet, bei denen Elektronen (oder Positronen) an Protonen gestreut werden. Im Jahre 1994 betrug die Energie des Positronenstrahls $27,52\text{GeV}$ und die des Protonenstrahls 820GeV . Die Wechselwirkung wird über ein Austauschteilchen (Boson) vermittelt, welches ein γ -Quant, Z^0 - oder W^\pm -Boson sein kann. Die Elektron-Proton-Reaktionen am HERA-Speicherring können als 2-Körperreaktionen der Art $t_1 t_2 \rightarrow t_3 t_4$ beschrieben werden. Dabei wird das Teilchen t_1 mit dem einlaufenden Elektron identifiziert, t_2 ist das einlaufende Proton, t_3 das gestreute Lepton und t_4 die zusammengefaßten auslaufenden hadronischen Fragmente. Die Teilchen $t_1 - t_4$ sollen die 4er-Impulse $P_1 - P_4$ und das Boson den 4er-Impuls q haben (siehe Abbildung 3.1). Zur Beschreibung einer 4-Körperreaktion sind zwei der folgenden Variablen ausreichend:

- Das Quadrat des Impulsübertrages $-Q^2$ vom einlaufenden Lepton auf das Austauschteilchen: $-Q^2 = (P_1 - P_3)^2$
- Die Björkensche Skalenvariable x_{bj}

$$x_{bj} = \frac{Q^2}{2P_2 q}$$

hat die anschauliche Bedeutung des Anteils des Gesamtimpulses des Protons, den das getroffene Quark trägt.

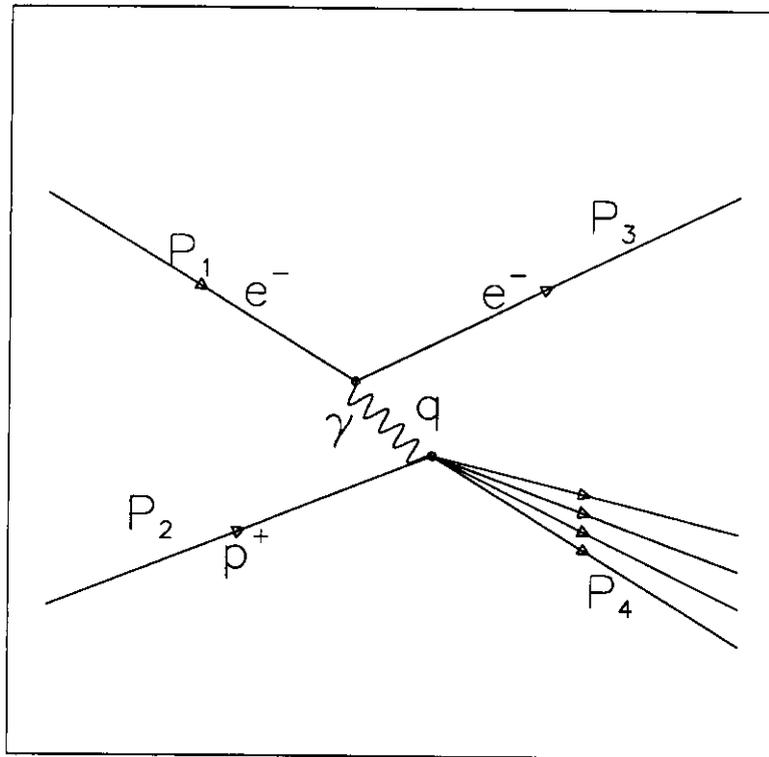


Abbildung 3.1: Feynmangraph zur ep-Wechselwirkung in erster Ordnung

- Der Inelastizitätsparameter y ist definiert als:

$$y = \frac{P_2 q}{P_2 P_1}$$

Er ist anschaulich als relativer Energieübertrag anzusehen.

- Winkel und Energie des gestreuten Leptons

Da Schwerpunktsystem und Laborsystem nicht identisch sind, ist es sinnvoll, lorentzinvariante Größen zu verwenden. Diese sind Q^2 , x_{bj} und y . Im folgenden sollen hauptsächlich das Impulsübertragsquadrat Q^2 und die Variable y benutzt werden.

Im Strahlrohrkalorimeter soll die Energie des gestreuten Elektrons gemessen werden. Aus seiner Lage ergibt sich ein Winkel θ von 15mrad –

35mrad gesehen vom Wechselwirkungspunkt im ZEUS-Detektor. Die zu messende Energie des Elektrons E_e liegt zwischen 10GeV und 27,5GeV. Die obere Grenze ist durch die Strahlenergie gesetzt, die untere durch die Trigger bedingt. Mit

$$Q^2 = 2E_0E_e(1 - \cos \theta)$$

und

$$y = 1 - \frac{E_e}{2E_0}(1 + \cos \theta)$$

ergibt sich

$$0,065GeV^2 < Q^2 < 0,745GeV^2$$

und

$$2,56 \cdot 10^{-4} < y < 0,63,$$

wobei E_0 die Energie des ungestreuten Elektronen ist. Diese Werte geben Hinweise auf die Grenzwerte der zu generierenden Ereignisse. Dabei muß beachtet werden, daß es zu Migrationseffekten kommen kann, weshalb die Grenzen bei der Generierung etwas weiter gesetzt werden müssen.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{ep} einer Elektron-Proton-Reaktion ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y, Q^2)}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \left[\begin{array}{l} \left(\frac{1+(1-y)^2}{y} - 2\frac{(1-y)}{y} \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right) \sigma_T(y, Q^2) \\ + 2\frac{(1-y)}{y} \sigma_L(y, Q^2) \end{array} \right],$$

wobei σ_T der γp -Wirkungsquerschnitt eines transversal polarisierten Photons und σ_L der γp -Wirkungsquerschnitt eines longitudinal polarisiertem Photons und α die elektromagnetische Kopplungskonstante ist. Für Q_{min}^2 gilt

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y},$$

mit m_e als Masse des Elektrons. Durch Einsetzen erkennt man, daß der Term mit Q_{min}^2 vernachlässigt werden kann. Unter Beachtung von $y \leq 0,1$ und $\sigma_T + \sigma_L = \sigma_{\gamma p}$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt vereinfachen zu

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y, Q^2)}{dydQ^2} \cong \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{Q^2} \frac{1}{y} \sigma_{\gamma p}.$$

Damit ist eine Beziehung zwischen dem ep-Wirkungsquerschnitt und dem γp -Wirkungsquerschnitt hergestellt.

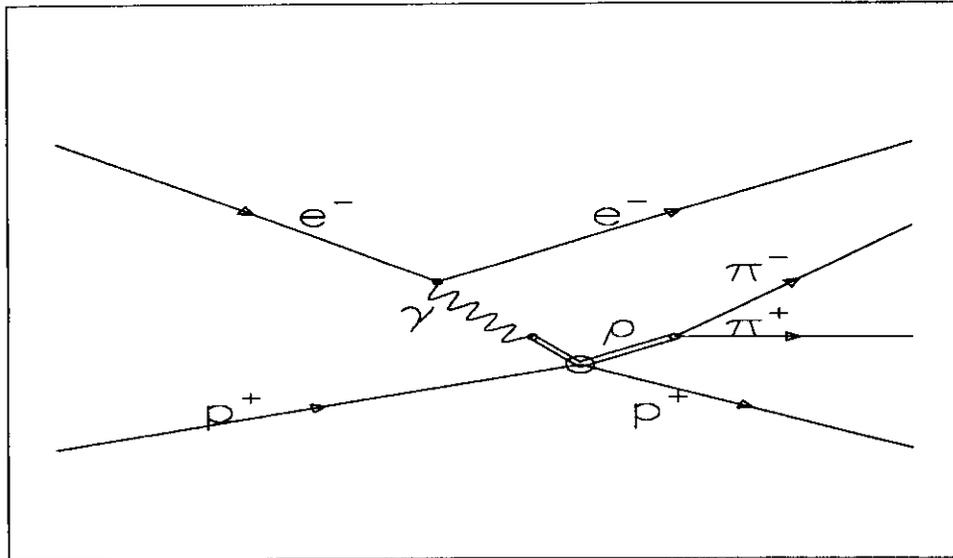


Abbildung 3.2: Feynmangraph für elastische ρ -Produktion entsprechend $ep \rightarrow \rho p$

3.2 Ereignis-Generatoren

Die Monte-Carlo-Simulation des Strahlrohrkalorimeters erfolgt in zwei Schritten. Der erste ist die Ereignisgenerierung; hier werden die physikalischen Prozesse separat betrachtet und die bei der Reaktion entstehenden Teilchen erzeugt. Der Benutzer kann die freien Parameter einer Reaktion spezifizieren. Der zweite Schritt ist die Detektorsimulation, bei der die Detektorgeometrie, die Schauerbildung, die elektronische Auslese und Triggersimulation eingeht.

Die Abbildung 3.1 oben zeigt den allgemeinen Fall einer elektromagnetischen Wechselwirkung erster Ordnung bei einer Elektron-Proton-Streuung. Hier erfolgt die Wechselwirkung über den Austausch eines virtuellen Photons.

Man unterscheidet folgende Klassen von Reaktionen:

- elastische Vektormesonproduktion $\gamma p \rightarrow V p$, wobei $V = \rho^0, \omega, \phi$ die Vektormesonen mit geringer Masse und den Quantenzahlen des Photons sind (siehe Abbildung 3.2)
- Proton-diffraktive Prozesse $\gamma p \rightarrow V X$ (Abb. 3.3)

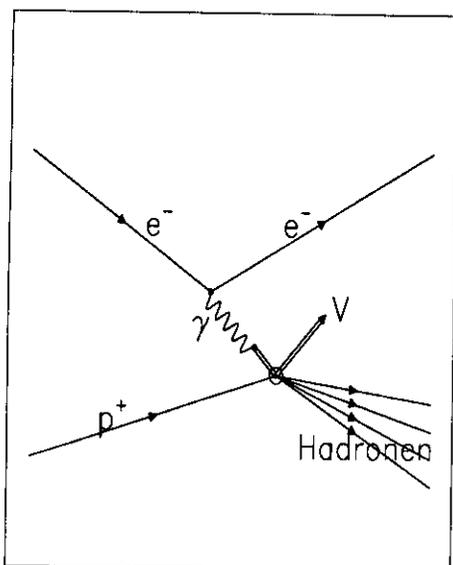


Abbildung 3.3: Feynmangraph erster Ordnung für Proton-diffraktive Ereignisse; das Proton fragmentiert in einen Jet.

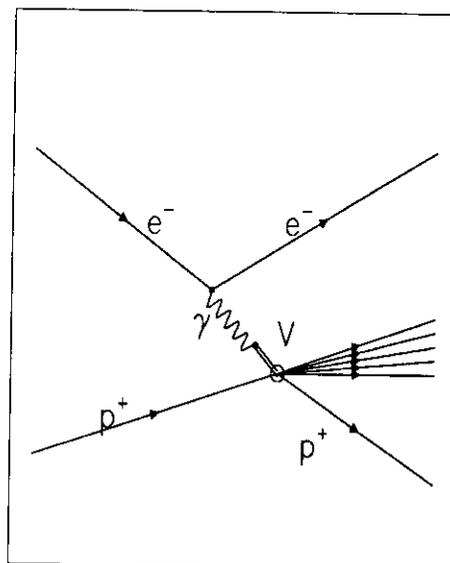


Abbildung 3.4: Feynmangraph erster Ordnung für γ -diffraktive Ereignisse.

- γ -diffraktive Prozesse $\gamma p \rightarrow Xp$ (Abb. 3.4)
- doppelt-diffraktive Prozesse $\gamma p \rightarrow X_1 X_2$ (Abb. 3.5)
- nichtdiffraktive zentrale Ereignisse $\gamma p \rightarrow X$

In Anlehnung an die Bestimmung des totalen und partiellen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts [7] mit dem ZEUS-Detektor wurde für alle Reaktionen — außer den nichtdiffraktiven zentralen Prozessen — der Ereignisgenerator PYTHIA 5.6 verwendet. Näheres zum Generator PYTHIA ist in [8] zu finden. Alle Ereignisse wurden mit einer Protonenenergie von 820GeV und Elektronenenergie von $27,0\text{GeV}$ generiert und, um Rechenzeit zu sparen, in einem Azimutwinkel von $\pm 45\text{Grad}$ um die x-Achse für das gestreute Elektron beschränkt (siehe Abb. 3.6). Die Intervalle der kinematischen Variablen Q^2 und y sind Tabelle 3.1 aufgeführt und deren Spektren in Abbildung 3.7 zu sehen.

Die Reaktionsklassen sind im einzelnen:
Die Generierung der Ereignisse der elastischen Vektormesonproduktion $\gamma p \rightarrow$

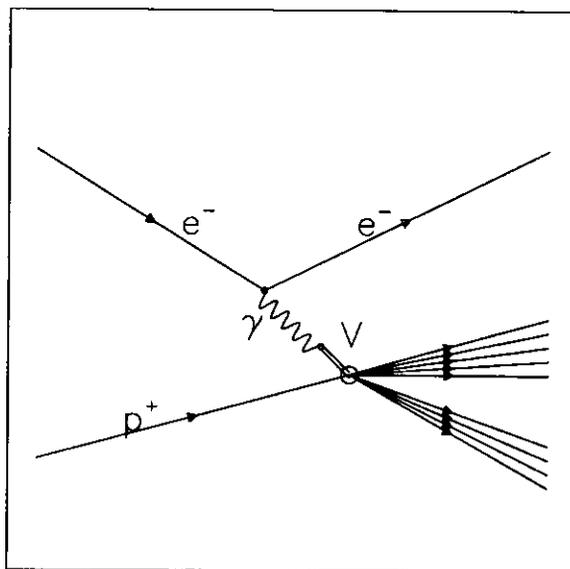


Abbildung 3.5: Feynmangraph erster Ordnung für doppelt-diffraktive Ereignisse nach dem Vektordominanz-Modell

Q_{min}^2	Q_{max}^2	y_{min}	y_{max}	E_e	E_p
$0,05 GeV^2$	$1,0 GeV^2$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	0,82	$27 GeV$	$820 GeV$

Tabelle 3.1: Kinematischer Bereich, der von PYTHIA erzeugten Ereignisse

Vp erfolgte mit dem Generator PYTHIA 5.6, wobei der Unterprozess *elastic scattering*¹ verwendet wurde. Das Verhältnis der Anteile der verschiedenen Vektormesonen ρ^0 , ω , ϕ kann frei gewählt werden. Für die hier behandelte Simulation wurde das von PYTHIA standardmäßig vorgegebene Verhältnis $\rho : \omega : \phi = 17,2 : 1,5 : 1$ gewählt.

Zur Bestimmung der Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$ entstanden Ereignisse nur mit ρ^0 -Mesonen. Eine Södingverteilung wurde verwendet, um die Massenverteilung zu beschreiben. Die Södingverteilung geht davon aus, daß die ρ -Proton-Reaktion mit einer π -Proton-Reaktion interferiert, wobei es zu einer asymmetrischen Verschiebung der Massenverteilung zu größeren Massenwerten im Vergleich zur Breit-Wigner-Verteilung kommt. Die PYTHIA-Parameter für die Södingkurve wurden nicht geändert. Das Mas-

¹die PYTHIA-Unterprozessnummer ISUB=91

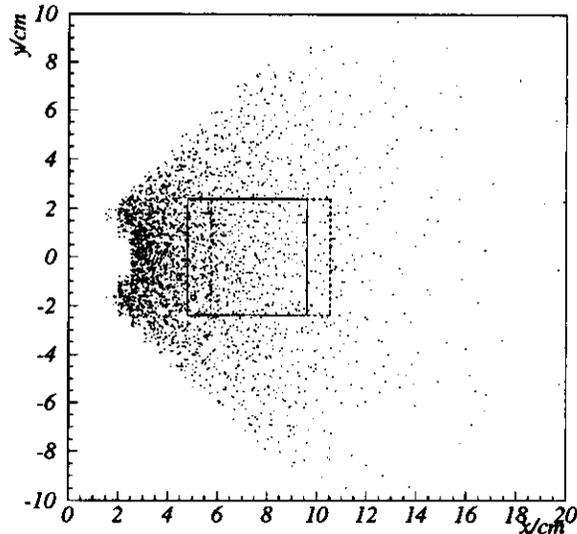


Abbildung 3.6: Auftreffpositionen der gestreuten Elektronen in der Ebene $z = -310\text{cm}$ in der PYTHIA-Generierung. Das durchgezogene Rechteck gibt die Lage des Strahlrohrkalorimeters in der Monte-Carlo-Simulation wieder, die gestrichelte Linie ist die Lage im realen Detektor.

senspektrum ist in Abb. 3.8 zu sehen, eine Beschreibung der Södingverteilung ist in [9] zu finden. Ein Fit der Södingverteilung an die generierten Ereignisse ergibt eine Masse von $M_\rho = 786,6\text{MeV}/c^2 \pm 10,5\text{MeV}/c^2$ mit einer Breite von $\Gamma_\rho = 158,3\text{MeV}/c^2 \pm 25,1\text{MeV}/c^2$. Ein Vergleich mit dem Literaturwert aus [10] zeigt gute Übereinstimmung.

Das ρ -Meson zerfällt in zwei Pionen ($\pi^+\pi^-$). Die Abbildung 3.9 zeigt die Verteilung des Winkels zwischen dem positiven Pion und dem auslaufenden Proton gemessen im Ruhesystem des ρ -Mesons. Man erwartet keine isotrope Verteilung in alle Raumrichtungen, sondern aufgrund der bei niedrigeren Energien gefundenen Helizitätserhaltung eine Verteilung proportional zu $\sim \sin^2\theta$ (gemäß einem $J^P = 1^-$ -Zustandes). Weitere Informationen sind zu finden in [11]. Das zweite Pion entfernt sich im ρ -Ruhesystem in exakt entgegengesetzter Richtung.

Die diffraktiven Ereignisse wurden ebenfalls mit PYTHIA 5.6 generiert. Die Reaktionen $\gamma p \rightarrow Xp$ und $\gamma p \rightarrow VX$ entsprechen dem PYTHIA-Unterprozess *single diffraction*². Ein Selektionsprogramm wurde hierbei

²PYTHIA-Unterprozessnummer ISUB=92

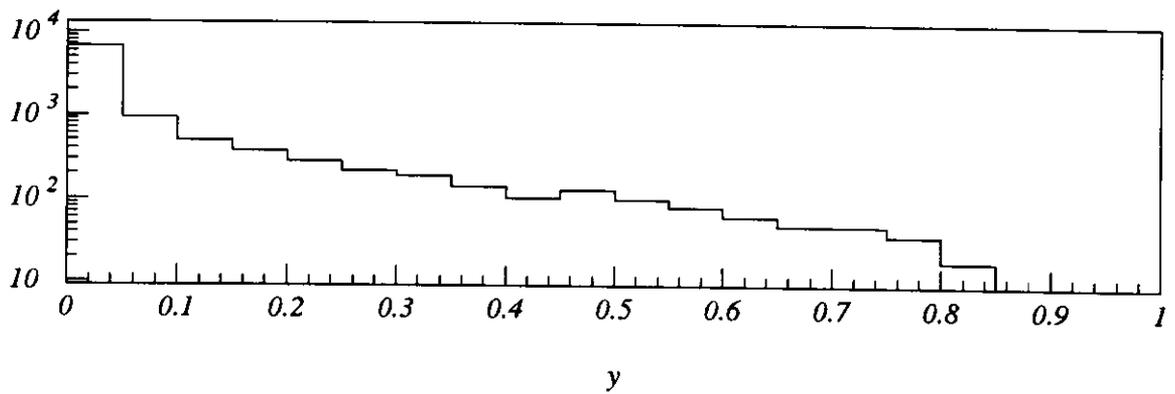
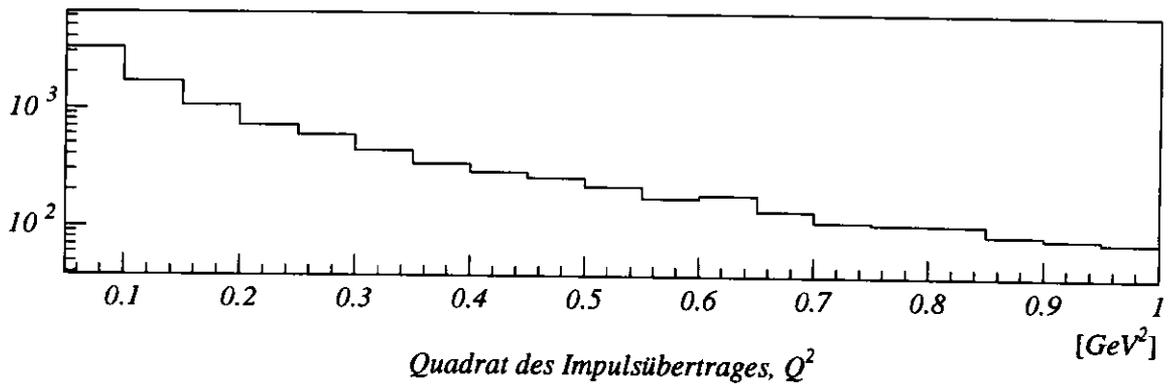
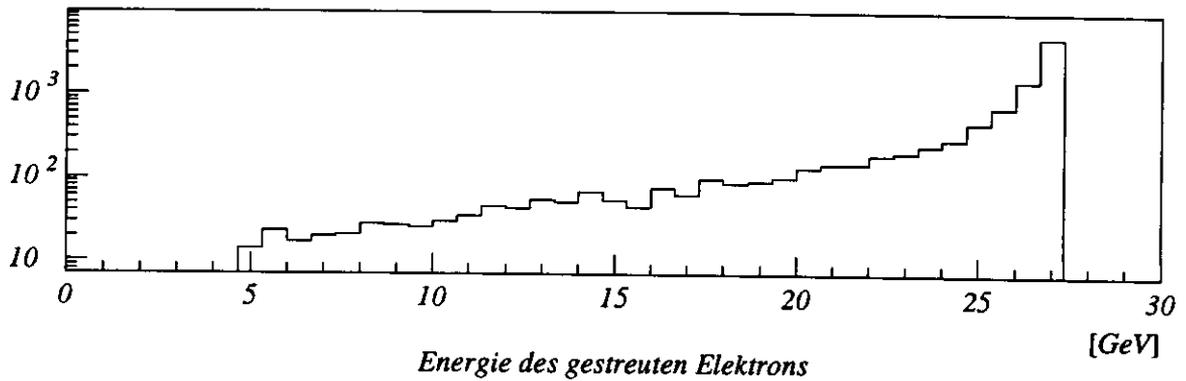


Abbildung 3.7: Energiespektrum der gestreuten Elektronen auf Generator-niveau (oberes Teilbild); Verteilung von Q^2 im Generator (Mitte); Verteilung von y , Kurve: $\sim 1/(y - 0.018)$ (unten)

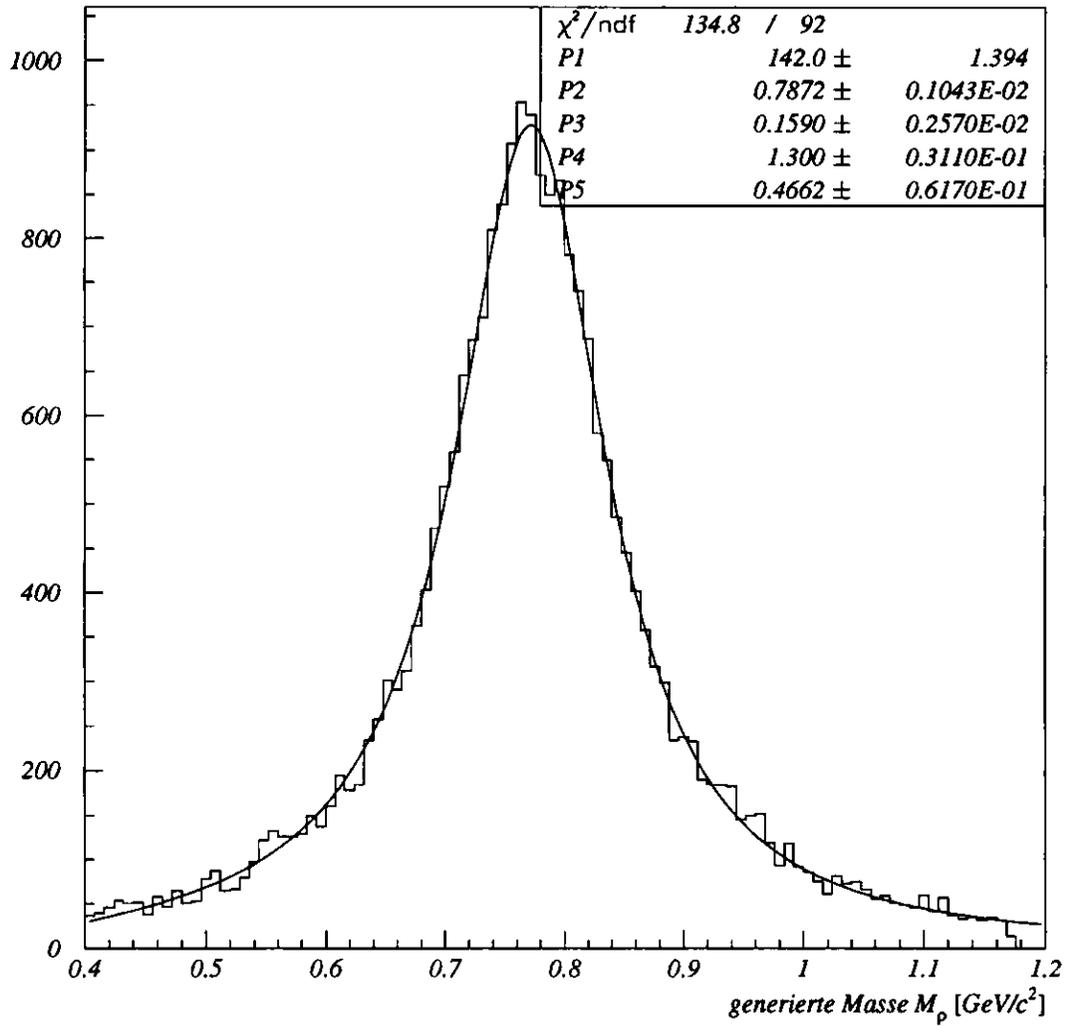


Abbildung 3.8: Massenspektrum des ρ -Mesons. Die Kurve ist eine Anpassung mit der Södingverteilung; P2 ist der Wert für die ρ -Masse mit einer Breite P3.

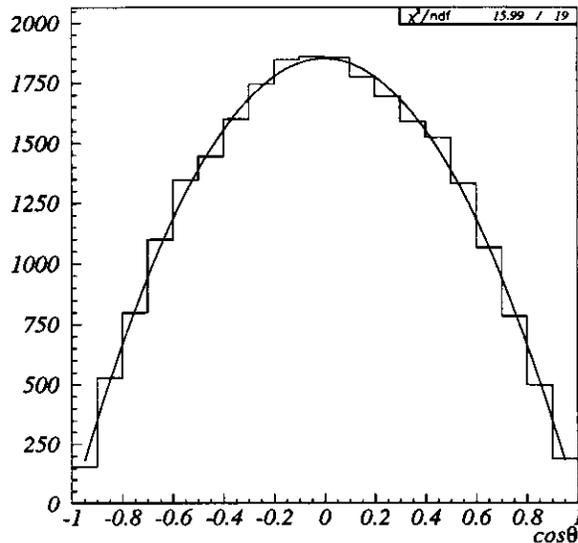


Abbildung 3.9: Verteilung der Winkel zwischen der Richtung des positiven Pions und des auslaufenden Protons im Ruhesystem des ρ -Meson auf Generatorniveau; aufgetragen ist der Cosinus des Winkels; die Linie ist das Ergebnis einer Kurvenanpassung mit einer Parabel proportional zu $(1 - \cos^2 \theta)$.

eingebaut, das dafür sorgte, beide Prozesse separat betrachten zu können. Die doppelt-diffraktiven Prozesse $\gamma p \rightarrow X_1 X_2$ wurden mit dem PYTHIA-Unterprozess *double diffraction*³ generiert.

Die zentralen Ereignisse $\gamma p \rightarrow X$ entstanden mit einem Ereignisgenerator, der auf HERWIG 5.8 basiert. Die ALLM-Parametrisierung des totalen γp -Wirkungsquerschnittes und die nicht-diffraktive Option wurde benutzt, bei der die Wechselwirkung zum größten Teil als eine Wechselwirkung zwischen einem Vektormeson und einem Proton betrachtet wird.

3.3 Detektorsimulation

An den Ereignisgenerator schließt sich eine Simulation des Detektors an. Dies geschieht in dem Programmpaket MOZART (MONte Carlo for Zeus Analysis, Reconstruction and Trigger). Die Übergabe der Daten von den Ereignisgeneratoren zur Detektorsimulation erfolgt im ADAMO-Format in Tabellenform. Es enthält im wesentlichen die Arten der entstehenden Teil-

³PYTHIA-Unterprozessnummer ISUB=93

chen, deren 4-er-Impulse und deren Ortskoordinaten. Die Detektorsimulation MOZART berechnet daraus für jedes Teilchen die Wechselwirkung mit der Detektormaterie. Die daraus entstehenden Folgeteilchen (Schauerbildung, Streuung oder Zerfall) werden weiterverfolgt, bis sie den Detektor verlassen oder dort keine Energie mehr deponieren. Weiterhin wird aus der im aktiven Material deponierten Energie mit Hilfe von Eichkonstanten errechnet, welche Energie die einzelne Detektorkomponente messen würde, um so die Messungen zu simulieren.

Im Programm MOZART wird der Trigger in der Triggersimulation ZGANA simuliert, um die Ergebnisse mit den realen Daten vergleichen zu können. Es wurden verschiedene Versionen der ersten Stufe des ZEUS-Triggers (FLT-first level Trigger) betrachtet. Die erste Stufe ist eine Verknüpfung von 64 Subtriggern mit einem logischen Oder. Die Subtrigger ihrerseits bestehen aus logischen Entscheidungen, bezogen auf skalierte Daten einzelner Komponenten. Anschließend durchläuft das Programm die Rekonstruktionsroutine ZEPHYR, die ebenfalls auch von den Daten durchlaufen wird, so daß reale Daten und Simulation wieder im selben ADAMO-Format bereitstehen. Die benutzte MOZART-Version ist num12v1. Als Detektorkonfiguration wurde die Elektron94-Konfiguration mit normaler Vertexverteilung verwendet.

3.4 Lage des Strahlrohrkalorimeters in der Simulation

Die Berechnung von Q^2 ist empfindlich abhängig von dem Abstand des Siliziumstreifenzählers von der Strahlachse. Die Lage des Strahlrohrkalorimeters in der Detektorsimulation MOZART (Version 11) ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Die Strahlachse wird in dem MOZART-Programm entlang der z -Koordinate angenommen. Die innere Kante des Siliziumstreifenzählers befindet sich $4,8\text{cm}$ von der z -Achse entfernt (minimaler Abstand). Er ist quadratisch mit einer Kantenlänge von $4,8\text{cm}$ und $0,025\text{cm}$ dick. Der Mittelpunkt des Siliziumstreifenzählers liegt bei $z = -309,3\text{cm}$. Bei einem Abstand zum nominellen Strahlverlauf von $4,8\text{cm}$ (Punkt mit geringstem Abstand zum Strahlrohr) und einer gemessenen Energie von 10GeV ergibt sich ein minimaler Impulsübertrag von $Q_{min,MC}^2 = 0,065\text{GeV}^2$ und $Q_{max,MC}^2 = 0,745\text{GeV}^2$ ergibt sich aus einem Abstand von $9,6\text{cm}$ (weitester Punkt vom Strahlrohr entfernt) und einer Energie von 27GeV .

Im realen ZEUS-Detektor ist die Lage des Strahlrohrkalorimeters etwas ver-

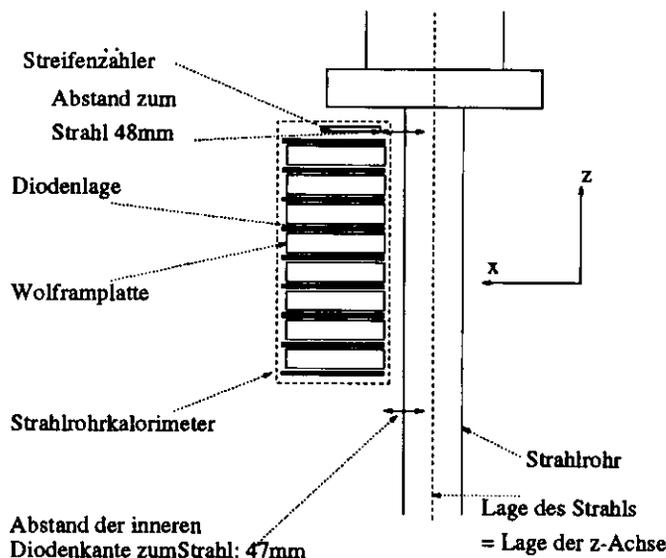


Abbildung 3.10: Lage des Strahlrohrkalorimeters in der Detektorsimulation

schoben. Der Streifenzähler (quadratisch, Kantenlänge $4,8\text{cm}$) befindet sich bei $z = -305,6\text{cm}$. Seine innere Kante hat einen Abstand von $5,7\text{cm}$ von der z -Achse, und damit ist $Q_{min}^2 = 0,097\text{GeV}^2$ und $Q_{max}^2 = 0,945\text{GeV}^2$. In Tabelle 3.2 sind die äußersten Auftreffpositionen und die daraus resultierenden 4er-Impulsüberträge und Inelastizitätsparameter als Vergleich zwischen Simulation und Realität aufgeführt. Die Akzeptanzen werden durch Anwendung der Schnitte letztendlich innerhalb eines kleineren Überlapp-Bereiches bestimmt. Dadurch fallen die Differenzen zwischen Realität und Simulation nicht sehr ins Gewicht.

Der Abstand der Dioden vom Strahl ist minimal $4,7\text{cm}$. Jede Diode hat in der Simulation eine Fläche $3,0\text{cm} \times 3,4\text{cm}$ und ist $0,2\text{cm}$ dick. Die Schichtdicke der Dioden ist in der Simulation um das 20-fache erhöht. Die Energiedeposition wird um diesen Faktor am Ende der Detektorsimulation wieder verringert. Dies erfolgte aus rechnerischen Gründen.

3.5 Eichung des Strahlrohrkalorimeters

Anhand der Abbildung 3.11 zeigt sich, daß die Eichung des Strahlrohrkalorimeters im MOZART-Programm nicht korrekt durchgeführt wurde. Die Energie des gestreuten Elektrons, dessen Wert in der ADAMO-Tabelle

	Monte-Carlo		Daten	
x [cm]	4,8	9,6	5,7	10,5
y [cm]	0,0	2,4	0,0	2,4
z [cm]	309,3	309,3	305,6	305,6
θ [Grad]	0,8889	1,832	1,074	2,024
E_e [GeV]	10	27	10	27,52
E_0 [GeV]	27	27	27,52	27,52
$\Rightarrow Q^2$ [GeV ²]	0,065	0,745	0,097	0,945
$\Rightarrow y$	0,63	$2,6 \cdot 10^{-4}$	0,6	$3,1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.2: Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulation und Realität: Die aus der Geometrie des Strahlrohrkalorimeters folgenden extremen Q^2 und y und die zugehörigen Auftreffpositionen und Energien

FMCKin zu finden ist, sollte innerhalb der Fehler mit der Simulation des Strahlrohrkalorimeters übereinstimmen, wenn dieses in der Mitte der Dioden getroffen wurde. Das Strahlrohrkalorimeter liefert jedoch überwiegend zu kleine Energien. Durch Vergleich jener Energie (E_d), die im Strahlrohrkalorimeter durch das Elektron deponiert wird, und der Energie des Elektrons ist man nicht auf die Eichung, wie sie im MOZART-Programm implementiert ist, angewiesen, sondern kann sich direkt auf die Berechnung der deponierten Energie E_d beziehen.

Die Korrelation zwischen Energie der gestreuten Elektronen und E_d zeigt die Abbildung 3.12. Die Gerade ergibt sich durch lineare Regression, wobei die folgende Beziehung entsteht:

$$E_g[\text{GeV}] = 224,17 \cdot E_d[\text{GeV}] - 0,0477\text{GeV}$$

E_g ist die Energie der gestreuten Elektronen auf Generatorniveau und ist der Tabelle FMCKin entnommen. E_d ist die durch Energieverlust der Schauerteilchen beim Durchgang durch das Strahlrohrkalorimeter in den Dioden hinterlassene Energie. Der Wert E_d ist in der Tabelle C5SHGH zu finden.

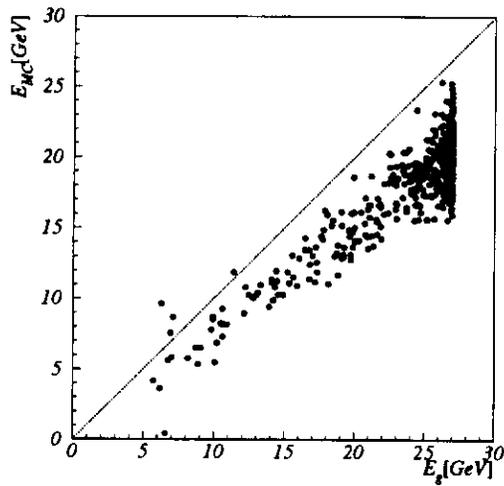


Abbildung 3.11: Vergleich der Energien der gestreuten Elektronen (Generatorniveau, waagrecht) mit der gemessenen Energie der Detektorsimulation (Monte-Carlo); die Gerade ist die 45-Grad-Linie durch den Ursprung

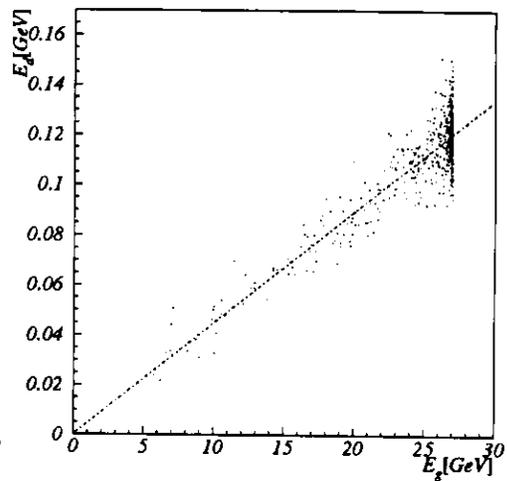


Abbildung 3.12: In der Abzisse ist die Energie des gestreuten Elektrons (Generatorniveau), in der Ordinate die in den Diodenlagen durch Schauerbildung deponierte Energie (entsprechend dem Monte-Carlo) aufgetragen; die Gerade ergibt sich aus einer linearen Regression der Punkte; sie wird zur Eichung verwendet (siehe Abschnitt 3.5).

Kapitel 4

Bestimmung der Akzeptanz des Strahlrohrkalorimeters

Die Akzeptanz ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der selektierten Ereignisse durch die Anzahl der generierten Ereignisse einer Ereignisklasse in einem bestimmten kinematischen Bereich:

$$A_i = \frac{\text{Anzahl der selektierten Ereignisse}}{\text{Anzahl der generierten Ereignisse einer Ereignisart}_i}$$

Es sollen Akzeptanzen der in Kapitel 3 aufgeführten Ereignisklassen angegeben werden.

4.1 Selektion der Ereignisse

Folgende Selektionskriterien wurden angewendet:

- Inelastizitätsparameter y :

$$0,03 < y < 0,6$$

für die diffraktiven und die elastischen $\rho\omega\phi$ -Ereignisse und

$$0,2 < y < 0,51$$

für die nicht-diffraktiven Ereignisse; die untere Grenze ergibt sich aus der Rechenungenauigkeit des Ereignisgenerators PYTHIA bei der Bestimmung von Energie und Impuls, die obere Grenze aus der Akzeptanz in y .

- Energie: Im Strahlrohrkalorimeter soll eine minimale Energie von

$$\Rightarrow E > 10\text{GeV}$$

gemessen werden, wobei die Eichung entsprechend Abschnitt 3.5 verwendet wird.

- Strahlrohrschatten: Das Ansprechverhalten des Strahlrohrkalorimeters ändert sich in Abhängigkeit vom Auftreffort des einfallenden Teilchens. Elektronen, die bei $x > 7,5\text{cm}$ (entnommen der Ortsmessung des Streifenzählers, in ZEUS-Koordinaten) auftreffen, passieren das 2mm dicke Strahlrohr unter kleinem Winkel ($\approx 25\text{mrad}$), was ungefähr 5 Strahlungslängen entspricht, und werden dort teilweise aufgeschauert. Deshalb werden nur Ereignisse akzeptiert mit

$$x < 7,5\text{cm}.$$

Näheres zum Ansprechverhalten findet sich bei [12].

- Transversale Schauerausbreitung: Die endliche Ausdehnung des Strahlrohrkalorimeters bildet einen Grund für eine Einschränkung der geometrischen Akzeptanz. Die transversale Ausbreitung eines Schauers im Kalorimeter läßt sich beschreiben durch den Molièreradius. Die Kanten von Wolfram, Diodenlage und Streifenzähler sind in x-Richtung zum Strahlrohr fast miteinander bündig(siehe Abb. 2.2). Ein Treffer an der Kante bildet deshalb nur einen Teilschauer. Damit sich der Schauer möglichst vollständig ausbildet, werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen der Streifenzähler einen Auftreffort mit

$$x > 6,0122\text{cm}$$

mißt. Eine Einschränkung in der y-Koordinate ist nicht nötig, da sich hier Diodenlage und Wolframplatten weiter ausdehnen als die Streifenzähler. Es wird die vollständige Breite

$$-2,4\text{cm} < y < 2.4\text{cm}$$

akzeptiert.

- Trigger: Die Triggerbedingungen der ersten Triggerstufe der ZEUS-Datenauslese müssen erfüllt sein, wobei sich diese Analyse auf Subtrigger 32 und 54 beschränkt hat.

Der Schnitt auf den Inelastizitätsparameter y wurde sowohl auf die generierten als auch auf die akzeptierten Ereignisse angewendet. Die Rekonstruktion von y erfolgt aus der Auftreffposition im Streifenzähler und der Energie des Strahlrohrkalorimeters.

Der Subtrigger 32 wurde zur Selektion von Ereignissen für das Strahlrohrkalorimeter während der Datenahme eingerichtet. Die bei der Datenahme 1994 hauptsächlich verwendete Triggerkonfiguration mit der Identifikationsnummer (ID) 595 verlangt Energie in der elektromagnetischen Sektion des RCAL $\geq 464\text{MeV}$ oder Energie im RCAL $\geq 1250\text{MeV}$ oder Energie im FCAL $\geq 1250\text{MeV}$ oder Gesamtenergie im Urankalorimeter $\geq 464\text{MeV}$ und zwei oder drei Spuren. Alle fünf Triggerkonfigurationen des Subtriggers 32 fordern einen Treffer im Strahlrohrkalorimeter zu einem Zeitpunkt, der ausschließen soll, das keine Restgaswechselwirkung gemessen wird, und Energiedeposition im Hauptkalorimeter sowie zum Teil (als „Oder-Bedingung“) Spuren in der Spurkammer.

Der Subtrigger 54 verlangt Energie im elektromagnetischen Teil des RCAL $\geq 464\text{MeV}$ und Energie im FCAL $< 1250\text{MeV}$ und Spurkriterien. In der zweiten und dritten Triggerstufe wird an den Daten lediglich ein sogenannter Prescale-Faktor angewandt, der angibt, welcher Anteil der genommenen Daten aufgezeichnet wird. Deshalb erfordern die zweite und dritte Triggerstufe keine Schnitte in den Monte-Carlo-Daten.

Die Abbildung 4.1 zeigt die örtliche Verteilung der Auftrefforte der gestreuten Elektronen nach der Anwendung des Energieschnittes und des Schnittes auf den rekonstruierten Ort. Die Auftrefforte auf Generatorniveau sind der ADAMO-Tabelle FMCFte entnommen, in der die Koordinaten abgelegt sind, bei denen die Teilchen ihre Identität verlieren. Das Rechteck gibt die Lage des Streifenzählers wieder. Durch Streuung an toter Materie im Detektor sind die Punkte außerhalb des Rechtecks zu erklären. In diesen Fällen treffen Folgeteilchen das Strahlrohrkalorimeter.

4.2 Energieauflösung des Strahlrohrkalorimeters

Die Bestimmung der Energieauflösung $\Delta E/E$ des Strahlrohrkalorimeters wurde bereits in früheren Arbeiten durchgeführt (siehe [12] und [13]) und zu $30\%/\sqrt{E}$ ermittelt. Dies soll hier verglichen werden mit den neu simulierten Ereignissen. Die Abbildung 4.2 zeigt die simulierte Energieverteilung im Strahlrohrkalorimeter für Elektronen mit 27GeV Energie. Es wurden die

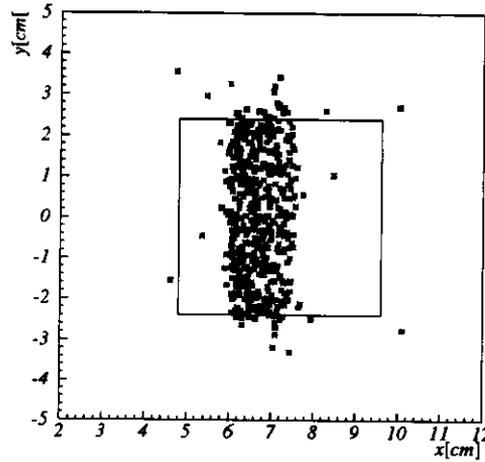


Abbildung 4.1: Auftreffort des gestreuten Elektrons nach der Anwendung der Selektionsschnitte auf Generatorniveau. Das Rechteck gibt die Lage des Strahlrohrkalorimeter wieder.

Selektionsschnitte auf die Auftreffposition und die Energie angewendet. Die Gaußkurve in Abbildung 4.2 ist ein Fit mit einer Breite $\sigma = 2,25\text{GeV}$. Daraus folgt eine Energieauflösung von $43\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Die Abweichung vom oben angegebenen Wert erklärt sich durch die Anwendung der sogenannten Schauerterminatoren in der MOZART-Detektorsimulation. Die Schauerterminatoren sorgen für eine Reduzierung der Rechenzeit, indem die Schauersimulation unterhalb einer Schwellenenergie (bei elektromagnetischen Schauer 200MeV) abgebrochen wird, wobei die Energie lokal deponiert wird.

4.3 Q^2 -Auflösung

Der Vergleich von generierten Impulsübertragsquadraten Q_{gen}^2 mit den Werten für Q_{rek}^2 aus der Orts- und Energierekonstruktion des Strahlrohrkalorimeters (Abbildung 4.3, oben) zeigt eine Streuung der Werte um die 45 Grad-Linie. Die Breite der Streuung um einen Mittelwert soll bestimmt werden. Sie ist ein Maß für die Auflösung bei der Bestimmung von Q^2 . Der Bereich von $0,2\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,475\text{GeV}^2$ (der generierten Werte) wurde eingeteilt in Intervalle entsprechend Abb. 4.3, oben. Die Streuungen innerhalb der Intervalle der rekonstruierten Q_{gen}^2 sind in Abbildung 4.4 zu sehen. An die einzelnen Verteilungen wurden Gaußkurven angepaßt, die eine Breite lieferten, die in Abb. 4.3 unten zu sehen ist. Es ergibt sich ein

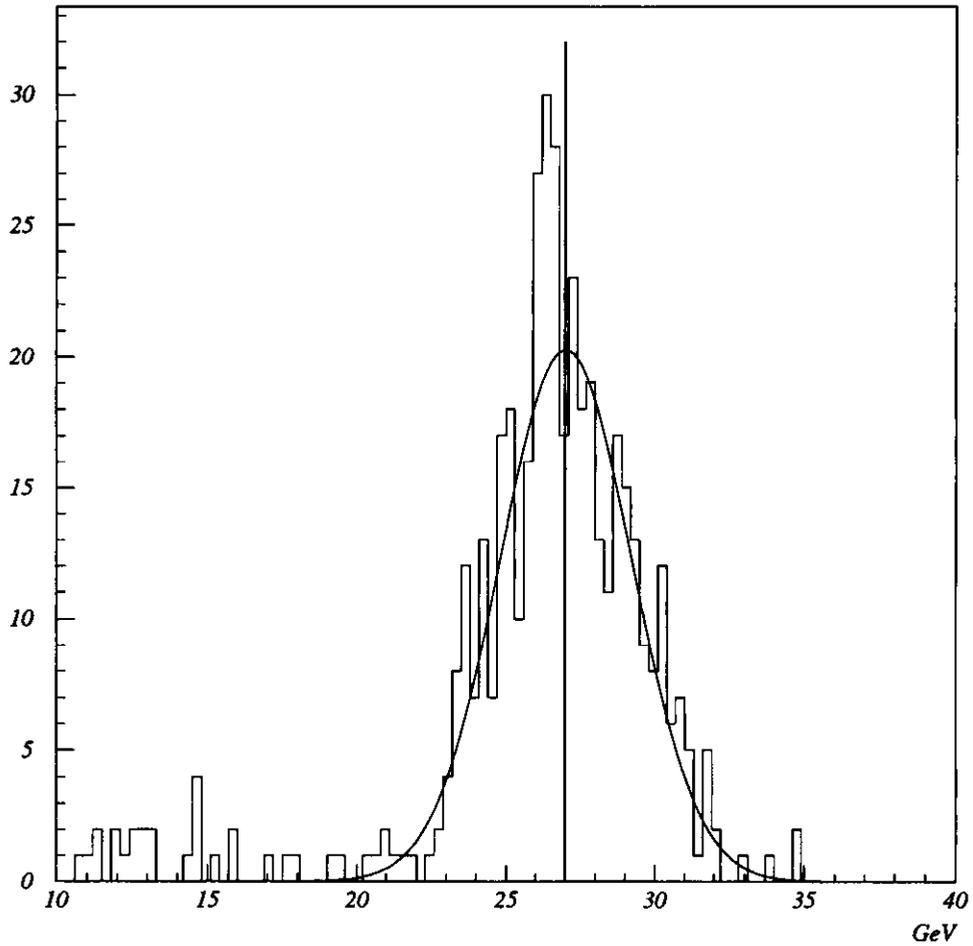


Abbildung 4.2: Energieauflösung des Strahlrohrkalorimeters: Die Gaußkurve gibt die Verteilung der im Strahlrohrkalorimeter gemessenen Energien an für Elektronen mit 27GeV Energie auf Generatorniveau (senkrechte Linie).

Wert $\sigma(Q^2)$ zwischen $0,3\text{GeV}^2$ und $0,05\text{GeV}^2$. Der erste Meßpunkt bei $Q^2 = 0,2125\text{GeV}^2$ hat eine zu geringe Anzahl von Ereignissen im Intervall, so daß er ausgenommen werden muß.

Aus Überlegungen der Fehlerfortpflanzung läßt sich der Fehler im Impulsübertrag ebenfalls entnehmen. Mit einem Auftreffort bei $x = 6\text{cm}$ und $y = 0\text{cm}$ und $z = -314\text{cm}$ und einer Energie von 27GeV beträgt der Impulsübertrag $Q^2 = 0,266\text{GeV}^2$. Mit $\sigma_x = \sigma_y = 0,3\text{cm}$ und $\sigma_L = 1,558\text{GeV}^2$ ($30\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$) ergibt sich $\sigma(Q^2) = 0,03\text{GeV}^2$, was ungefähr 12% entspricht. Dies stimmt mit den Messungen überein. Die Akzeptanzen in Abhängigkeit vom Quadrat des Impulsübertrages werden in Intervallen von jeweils $6/\sigma(Q^2)$ von $0,106\text{GeV}^2 < Q_{rek}^2 < 0,334\text{GeV}^2$ und $0,334\text{GeV}^2 < Q_{rek}^2 < 0,561\text{GeV}^2$ aufgeführt.

4.4 Ergebnisse

Eine rein geometrische Akzeptanz des Strahlrohrkalorimeters kann durch die Berechnung des Raumwinkels Ω , den der Streifenzähler einnimmt, angegeben werden. Die Elektronen im entsprechenden Q^2 - und y -Bereich treffen nur zu einem Bruchteil das Strahlrohrkalorimeter, weil es das Strahlrohr nicht vollständig umschließt. Die aktive Fläche nach Anwendung der Schnitte hat die Größe von $1,49\text{cm} \times 4,8\text{cm} = 7,14\text{cm}$. Diese Fläche, im Verhältnis zu einem Ring um das Strahlrohr der Breite $\Delta x = 1,49\text{cm}$, liefert die geometrische Akzeptanz zu 11,3%.

Die Akzeptanzen der Ereignisklassen sind nach Q^2 aufgeschlüsselt worden. Dabei wurden die verschiedenen Versionen des GFLT der Datennahmepériode 1994 (ab der Umstellung von Elektronen auf Positronen) separat berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 4.1, 4.2 und 4.3 zu sehen. Dabei sind „ID“ die Identifikationsnummern der Triggerdefinitionen, die im oben genannten Zeitraum verwendet wurden. Die IDs 595, 478, 512, 559 und 583 gehören zum Subtrigger 32.

Die Akzeptanzen sind nicht allein entscheidend, wenn es um die Häufigkeit der *Aufzeichnung* einer Ereignisklasse geht. Entscheidend ist vielmehr auch der sog. Prescale-Faktor (siehe Anhang). Er gibt an, welcher Bruchteil der Ereignisse, die die Triggerbedingungen erfüllen, während des Datennahmepetrieb aufgezeichnet werden. Die Akzeptanzen für Subtrigger 54 sind in Regel geringer als für Subtrigger 32. Der oft höhere Prescale-Faktor bei Subtrigger 32 sorgt dafür, daß trotz geringer Akzeptanz mehr Ereignisse

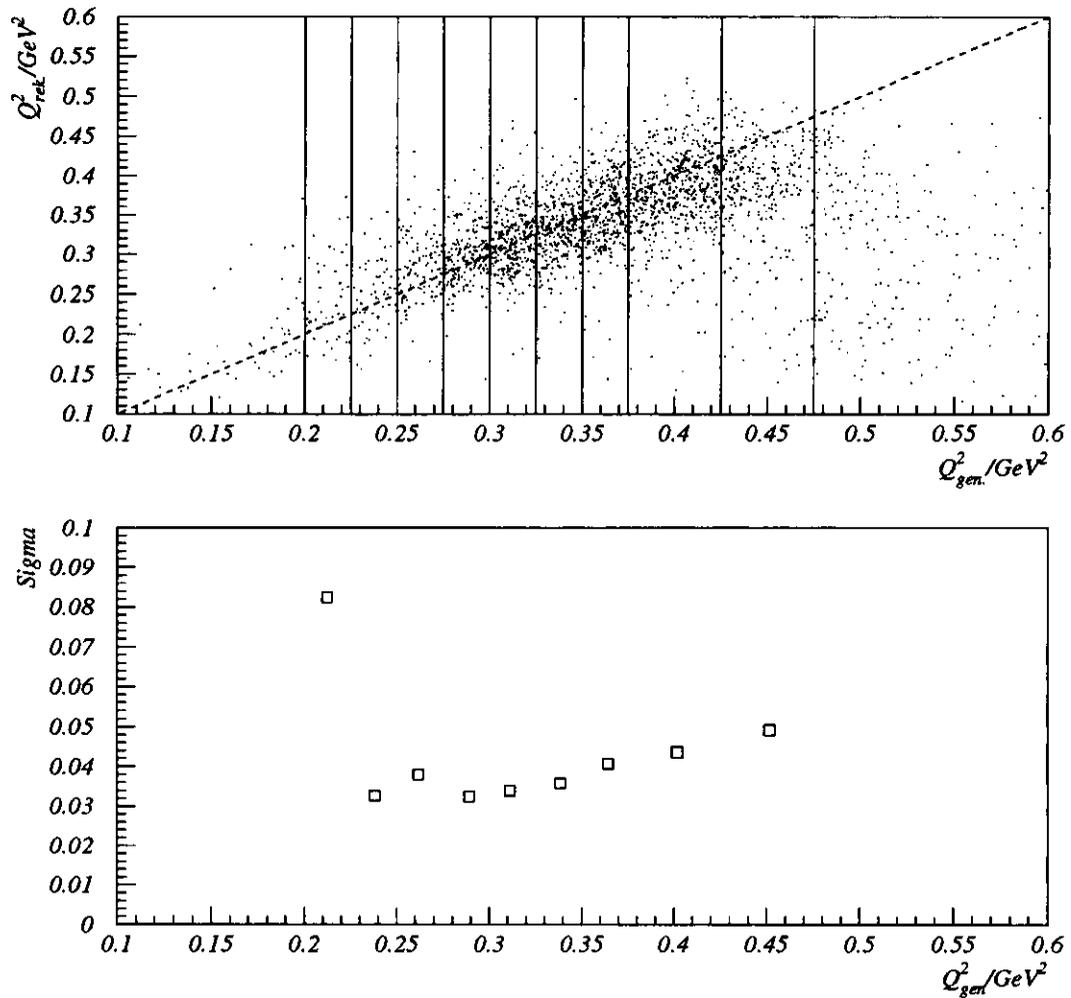
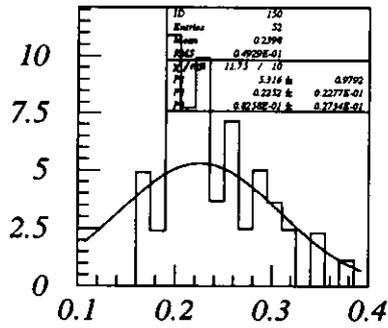
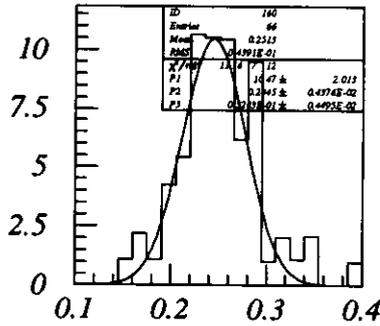


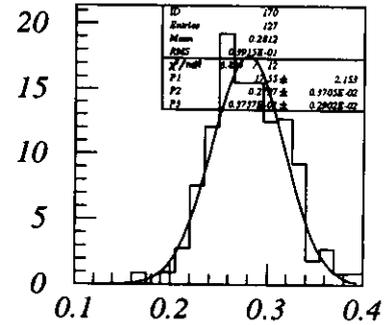
Abbildung 4.3: Im oberen Bild ist das rekonstruierte Q_{rek}^2 gegen das generierte Q_{gen}^2 aufgetragen. Die gestrichelte Linie ist die 45 Grad Linie, die senkrechten Linien begrenzen die Intervalle, für die eine Gaußanpassung an Q_{rek}^2 gemacht wurde. Die Breiten der Gaußkurven sind im unteren Teilbild zu sehen. Es ergibt sich eine relative Q^2 -Auflösung von $\sigma(Q^2)/Q^2 = 12\%$.



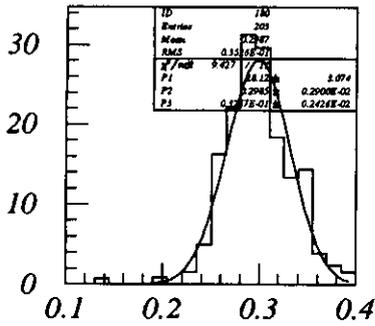
$$0,2\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,225\text{GeV}^2$$



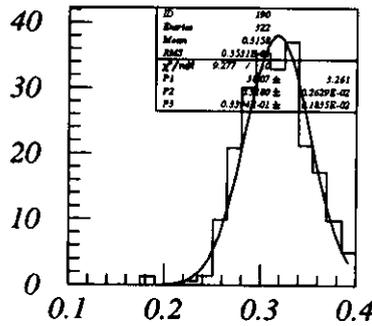
$$0,225\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,25\text{GeV}^2$$



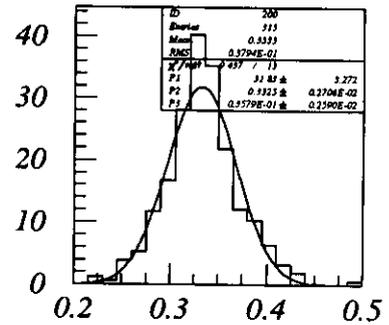
$$0,25\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,275\text{GeV}^2$$



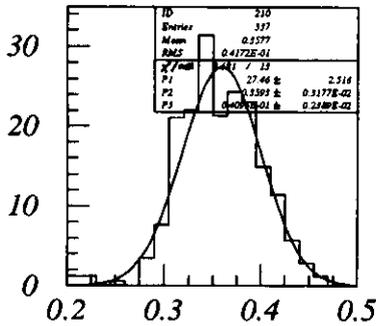
$$0,275\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,3\text{GeV}^2$$



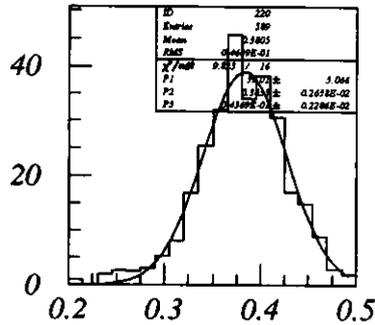
$$0,3\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,325\text{GeV}^2$$



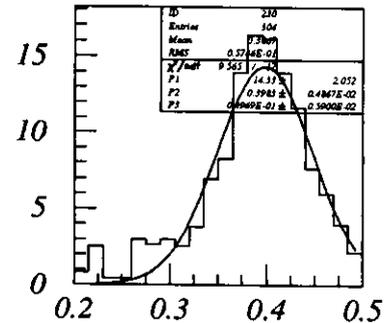
$$0,325\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,35\text{GeV}^2$$



$$0,35\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,375\text{GeV}^2$$



$$0,375\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,425\text{GeV}^2$$



$$0,425\text{GeV}^2 < Q_{gen}^2 < 0,475\text{GeV}^2$$

Abbildung 4.4: Aufgetragen ist das rekonstruierte Quadrat des Impulsübertrages aus den Intervallen der Abbildung 4.3. Durch eine Kurvenanpassung mit einer Gaußkurve erhält man eine Breite, die in Abbildung 4.3 unten zu sehen sind.

ID	Akzeptanz in [%]	
	$0,106\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,334\text{GeV}^2$	$0,334\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,561\text{GeV}^2$
595	$1,36 \pm 0,16$	$2,58 \pm 0,14$
478	$1,83 \pm 0,18$	$2,89 \pm 0,15$
512	$1,14 \pm 0,13$	$0,95 \pm 0,08$
559	$0,85 \pm 0,11$	$0,85 \pm 0,08$
583	$1,67 \pm 0,17$	$2,72 \pm 0,15$
608	$0,48 \pm 0,09$	$0,72 \pm 0,07$
570	$0,50 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,07$
504	$0,50 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,07$

Tabelle 4.1: Akzeptanzen für Vektormesonproduktion für $0,03 < y < 0,6$ (ID sind die Triggeridentifikationsnummern, siehe Anhang)

über Subtrigger 54 genommen wurden.

Die IDs 608, 570 und 504 wurden im Subtrigger 54 des GFLT angewendet. Dieser Subtrigger („untagged photoproduction trigger“) wurde für Photo-produktionsereignisse mit Vektormesonen konzipiert und wird zur ρ -Analyse benutzt. Hier werden eine oder mehrere Spuren in der Spurkammer und Energiedeposition in RCAL und FCAL verlangt. Die genauen Definitionen der Triggerkonfigurationen sind im Anhang zu finden.

4.4.1 Akzeptanz für Vektormesonproduktion

Die Akzeptanz für elastische Vektormesonproduktion ist in Abbildung 4.5 als Funktion von Q^2 zu sehen. Bei allen betrachteten Triggerkonfigurationen des Subtriggers 32 liegt die maximal erreichte Akzeptanz bei $Q^2 \approx 0,325\text{GeV}^2$. Hier wurde der höchste Wert mit der ID 478 erreicht. Sie liegt bei ca. 6,2%. Mit den Konfigurationen 595 und 583 liegen die Akzeptanzen bei 5,5% bzw. 5,8%. Alle drei Akzeptanzen bilden ein Plateau zwischen $0,25\text{GeV}^2$ und $0,4\text{GeV}^2$. Die Akzeptanzen mit den Konfigurationen 512 und 559 haben eine ähnliche Form und liegen maximal bei 4,1%. Mit dem Subtrigger 54 ist eine maximale Akzeptanz von 2,2% bei $Q^2 \approx 0,275\text{GeV}^2$ zu erreichen. Die geringere Akzeptanz ist durch die stärkeren Beschränkungen (Spuren) dieser Konfigurationen zu erklären. In Tabelle 4.1 sind die in 2 Q^2 -Bereichen integrierten Akzeptanzen aufgeführt. Die Triggerkonfiguration 595 erreicht in beiden Intervallen die maximale Akzeptanz von 1,83% und 2,89%. Die Akzeptanzen für Subtrigger 54 sind ausnahmslos kleiner 0,75%.

ID	Akzeptanz in [%]	
	$0,106\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,334\text{GeV}^2$	$0,334\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,561\text{GeV}^2$
595	$3,12 \pm 0,24$	$4,87 \pm 0,56$
478	$3,17 \pm 0,24$	$4,98 \pm 0,57$
512	$2,80 \pm 0,22$	$3,99 \pm 0,50$
559	$2,80 \pm 0,22$	$3,99 \pm 0,50$
583	$3,11 \pm 0,24$	$4,87 \pm 0,56$
608	$0,42 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,16$
570	$0,42 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,16$
504	$0,42 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,16$

Tabelle 4.2: Akzeptanzen für diffraktive Ereignisse mit $0,03 < y < 0,6$

4.4.2 Akzeptanz für diffraktive Ereignisse

Die in Kapitel 3 eingeführten Klassen von diffraktiven Reaktionen sind hier zusammengefaßt worden. Das Verhältnis der Reaktionen zueinander wurde gewählt als 40% γ -diffraktiv, 40% Proton-diffraktiv und 20% doppelt diffraktiv. Dieses Verhältnis wurde der ZEUS-Veröffentlichung [7] entnommen.

Die Akzeptanzen für diffraktive Ereignisse, nach den verschiedenen Triggerkonfigurationen aufgeschlüsselt, ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Wiederum sind die Akzeptanzen als Funktion von Q^2 aufgetragen. Dabei zeigt sich bei den Konfigurationen des Subtriggers 32 ein Maximum bei $Q^2 = 0,375\text{GeV}^2$. Seine Höhe beträgt maximal ca. 13% bei 478er Konfiguration. Nicht sehr viel geringer sind Maximalwerte für die anderen Konfigurationen des Subtriggers 32 ($> 10\%$). Sie zeigen auch die gleiche Form der Verteilung mit einem langsamen Anstieg und einem steilen Abfall bei $Q^2 > 0,4\text{GeV}^2$. Integriert über $0,334\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,561\text{GeV}^2$ beträgt die Akzeptanz zwischen 4,98% und 3,99% (siehe Tabelle 4.2). Eine 10fach geringere Akzeptanz von maximal ca. 1,3% ist mit dem Subtrigger 54 zu erreichen.

Für diffraktive Ereignisse erwartet man keine einzelnen Spuren in der Spurkammer. Dadurch ist verständlich, warum die Akzeptanz hier geringer ist.

4.4.3 Akzeptanz für nicht-diffraktive Ereignisse $\gamma p \rightarrow X$

Für die in Abbildung 4.7 und in Tabelle 4.3 gezeigten Akzeptanzen gilt ein y -Bereich zwischen 0,2 und 0,51. Eine Akzeptanz von 11% ist bei $Q^2 = 0,275$ und dem Subtrigger 32 gemessen worden. Alle fünf Konfigurationen des Subtriggers 32 zeigen die gleiche Q^2 -Abhängigkeit. Integriert

ID	Akzeptanz in [%]	
	$0,106\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,334\text{GeV}^2$	$0,334\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,561\text{GeV}^2$
595	$5,07 \pm 0,46$	$0,26 \pm 0,15$
478	$5,07 \pm 0,46$	$0,26 \pm 0,15$
512	$5,03 \pm 0,46$	$0,18 \pm 0,12$
559	$5,03 \pm 0,46$	$0,18 \pm 0,12$
583	$5,07 \pm 0,46$	$0,26 \pm 0,15$
608	$0,28 \pm 0,11$	0 ± 0
570	$0,32 \pm 0,11$	0 ± 0
504	$0,32 \pm 0,11$	0 ± 0

Tabelle 4.3: Akzeptanzen für nichtdiffraktive Ereignisse, integriert über y zwischen 0,2 und 0,51

über ein Q^2 -Intervall von $0,016\text{GeV}^2$ und $0,334\text{GeV}^2$ ergibt sich eine Akzeptanz zwischen $5,07\%$ und $5,03\% \pm 0,46\%$. Im Intervall $0,334\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,561\text{GeV}^2$ sinkt die Akzeptanz auf $\leq 0,26\%$. Durch die breite Streuung der Teilchen bei dieser Ereignisklasse ist es sehr wahrscheinlich, daß jeder Kalorimetererteil Energie über der Auslöseschwelle erhält. Die Spurbedingungen sind in diesem Fall der Grund, warum durch den Subtrigger 54 kaum Ereignisse akzeptiert werden. Hier liegt die höchste Akzeptanz bei ca. $0,6\%$. In den beiden Intervallen liegt die Akzeptanz für diesen Subtrigger kleiner $0,32\%$ bzw. bei 0%

Akzeptanz für ρ, ω, ϕ -Ereignisse

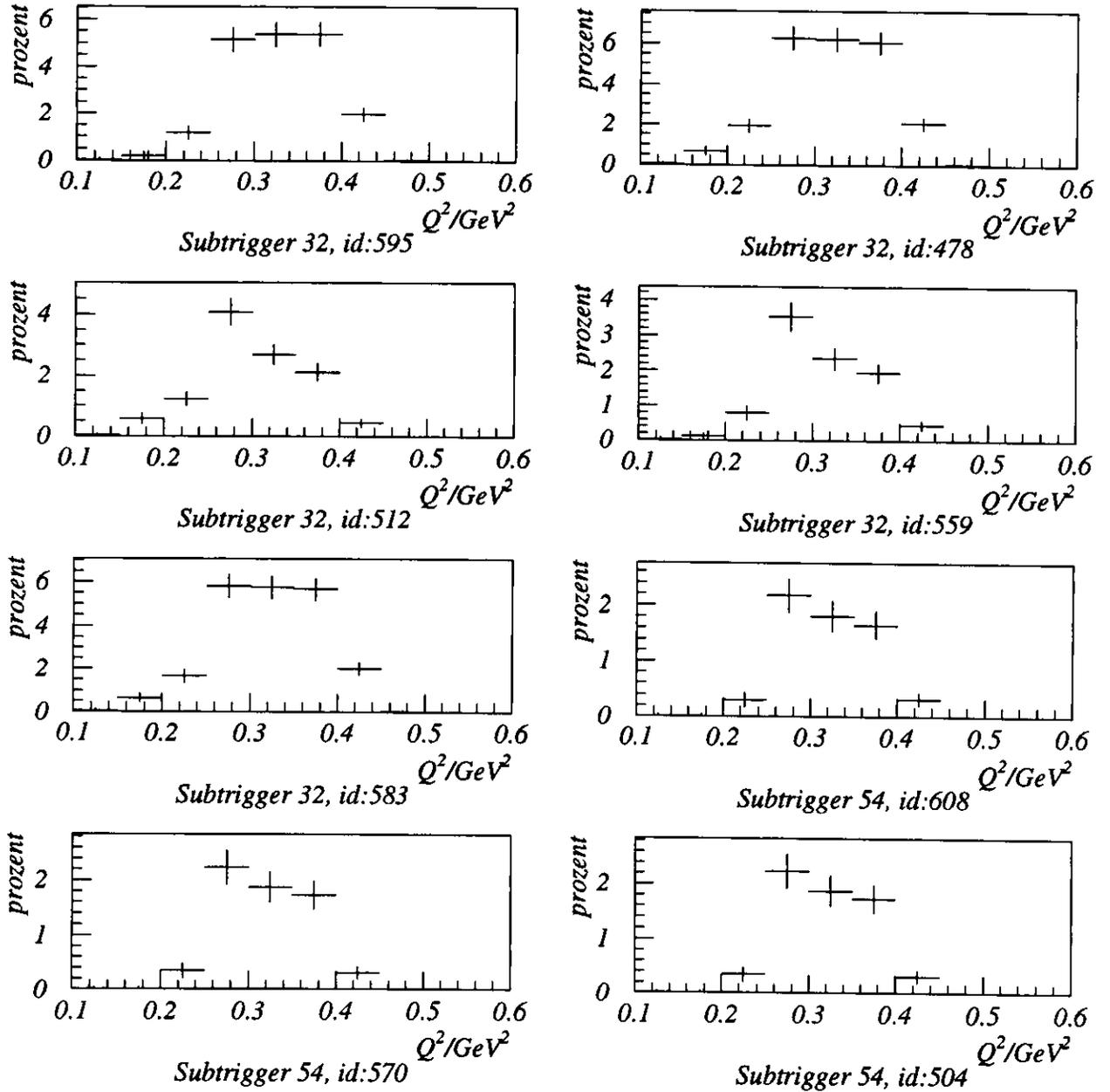


Abbildung 4.5: Akzeptanz für elastische Vektormeson-Ereignisse in den rekonstruierten Q^2 für $0,03 < y < 0,6$. Die verschiedenen Triggerlogiken sind im Anhang definiert.

Akzeptanz für diffraktive Ereignisse

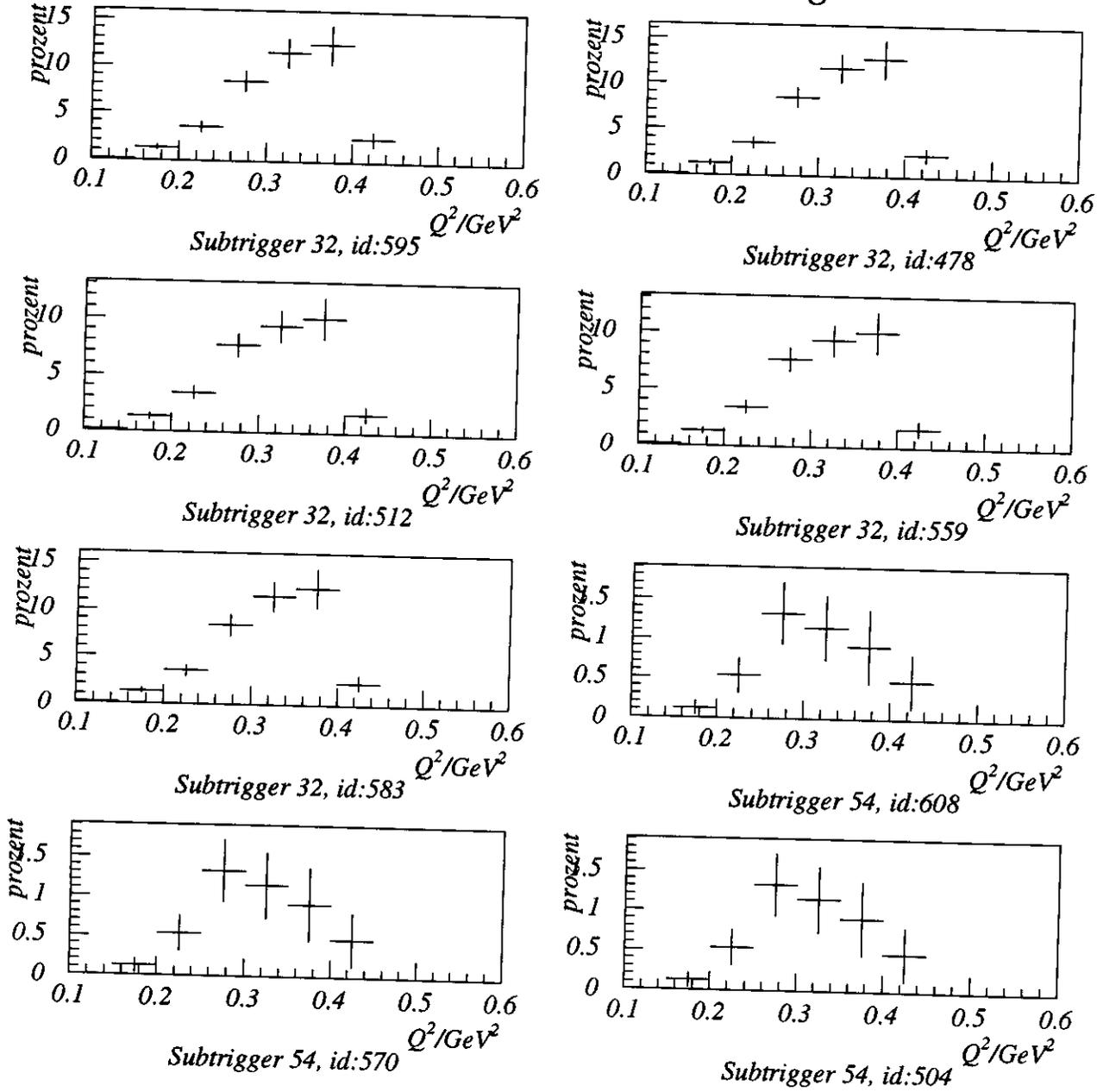


Abbildung 4.6: Akzeptanz für diffraktive Ereignisse in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedenen Triggerlogiken (siehe Anhang)

Akzeptanz für nicht-dif. Ereignisse

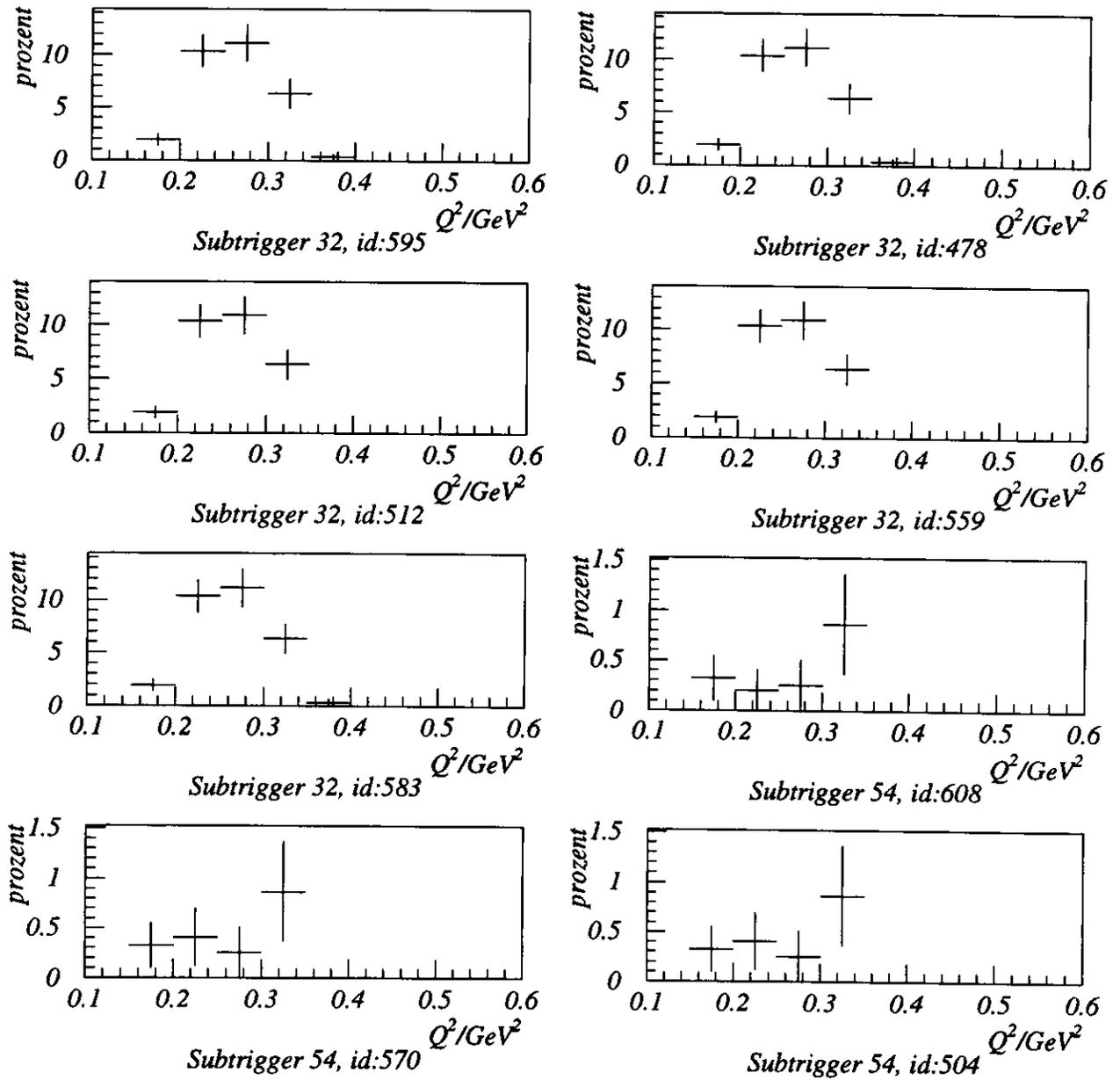


Abbildung 4.7: Akzeptanz für nicht-diffraktive Ereignisse in Abhängigkeit von Q^2 (mit $0,2 < y < 0,51$) für verschieden Triggerlogiken (siehe Anhang)

4.5 Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p$ ist die weitaus häufigste der in der Vektormesonproduktion auftretenden Reaktionen. Zudem läßt sich das ρ -Meson relativ leicht anhand seiner Zerfallsprodukte, der zwei Pionen, erkennen. Zur Selektion der Ereignisse werden die Schnitte aus Abschnitt 4.1 sowie weitere Kriterien verwendet:

- 2 Spuren: Es wurde die Spur-Rekonstruktionsroutine VCTRAK verwendet. Sie erkennt Trajektorien in der CTD und rekonstruiert Spuren und Vertizes. In der Tabelle VCTPAR stehen die Parameter der Spuren, die zu einem oder mehreren Vertizes gefittet wurden. In VCTRHL sind die Spuren nicht zum Wechselwirkungspunkt hin angepaßt (siehe [14]). Man verlangt zwei und nur zwei Spuren in beiden Tabellen zu finden.
- Unterschiedliche Ladungen: Die Zerfallspionen des ρ -Mesons haben unterschiedliche Ladungsvorzeichen. Die Spuren der Pionen (aus VCTRAK) sollen deshalb unterschiedliche Krümmungen im Magnetfeld der CTD und der Vertexkammer zeigen.
- Die invariante Masse $M_{\pi\pi}$, die sich aus den Spuren (VCTRAK) bestimmen läßt:

$$0,4\text{GeV}/c^2 < M_{\pi\pi} < 1,1\text{GeV}/c^2$$

- „Fosterschnitt“: Der sogenannte Fosterschnitt gibt an, bei welchen Impulsen und Azimutwinkeln eine Spur in der Spurkammer noch verläßlich gemessen werden kann. Der Winkel kann durch die Rapidität $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ mit θ als Azimutwinkel der Pionenspuren ausgedrückt werden. Bei sehr kleinen und sehr großen Winkeln schneidet eine Spur nicht genug Lagen in der CTD, so daß die Messung ungenau wird. Man verlangt, daß die Spuren in der CTD einen Mindesttransversalimpuls p_t haben. Für die 1994er Daten gilt als Fosterschnitt:

$$|\eta| < 1,75 \wedge p_t > 0,15\text{GeV}$$

- Energiedeposition am Ende der Spuren: Die Verlängerung der Spuren aus der CTD führt zu einem Punkt im Urankalorimeter. Ein Kreis mit Radius 30cm wird um diese Punkte gelegt, und es wird verlangt, daß die gemessenen Energien (in der elektromagnetischen und in der

hadronischen Sektion) des Uran-Kalorimeters außerhalb der Radien kleiner als 200MeV ist. Diese Bedingung soll Untergrundereignisse und Ereignisse mit schlechter Spurrekonstruktion unterdrücken. Sie ist in Monte-Carlo-Daten von geringer Bedeutung, aber für gemessene Daten wichtig.

- Vertexschnitt: Der Wechselwirkungspunkt soll innerhalb eines Intervalls von $-36,5\text{cm} < z_{\text{vert}} < 43,5\text{cm}$ entlang der z -Achse liegen.
- Einschränkung im Inelastizitätsparameter

$$0,03 < y < 0,1$$

und 4er-Impulsübertrag

$$0,25\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,45\text{GeV}^2$$

Um die Vergleichbarkeit der Monte-Carlo-Simulation mit den Daten zu gewährleisten, sind Schnitte verwendet worden, die auch an den 1994 genommenen Daten angewandt wurden.

4.6 Invariante Masse und Zerfallswinkelverteilung

Aus den rekonstruierten Spuren kann mit der Annahme, daß es sich um Pionenspuren handelt, auf das Massenspektrum des ρ -Mesons geschlossen werden. Das Spektrum ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Die rekonstruierte invariante Masse $M_{\pi\pi} = 776,7\text{MeV} \pm 7,2\text{MeV}$ und die Breite $143,5\text{MeV} \pm 20,4\text{MeV}$ stimmt gut mit den generierten Werten überein.

Die Verteilung der Winkel zwischen Pionen und auslaufenden Protonen im Ruhesystem des ρ -Mesons der selektierten Ereignisse ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Der Viererimpuls des auslaufenden Protons wurde aus dem Impulsübertrag des Austauschbosons errechnet, das wiederum aus der Auftreffposition und Energie des Elektrons im Strahlrohrkalorimeter bestimmt wurde. Der Impuls und die Energie der beiden Pionen ist dem Spurrekonstruktionsalgorithmus VCTRAK entnommen und daraus wurde das ρ -System ermittelt. In dieses System wurde der Pionen- und der Proton-Viererimpuls lorentztransformiert. Die Verteilung zeigt eine Abweichung von der Verteilung $\sim \sin^2 \theta$, jedoch ist ein Abfall hin zu $\theta = 0$ bzw. $\theta = 180$ Grad und ein Maximum bei $\cos \theta \approx 0$ zu erkennen. Die angegebenen Fehlerbalken geben statistische Fehler, resultierend aus der Anzahl der Ereignisse,

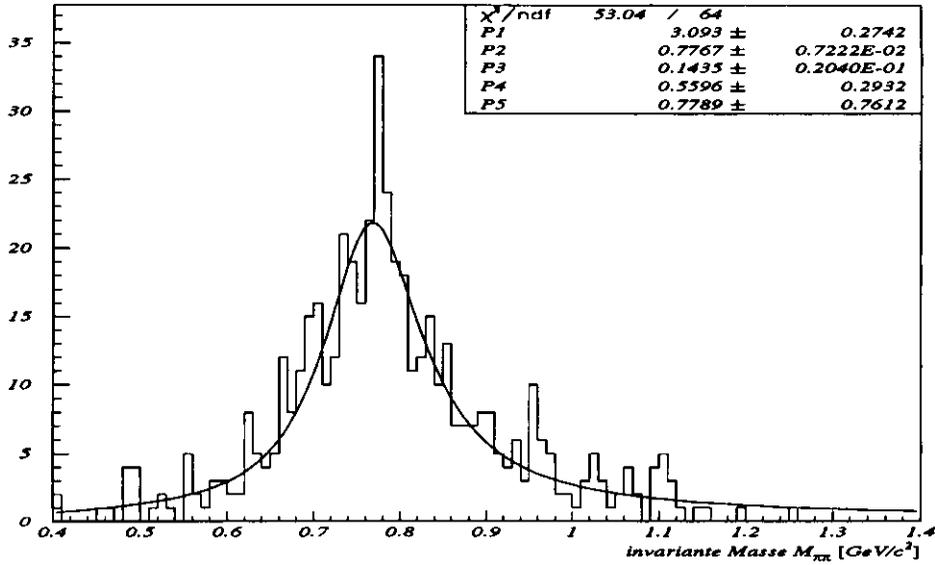


Abbildung 4.8: Rekonstruierte ρ -Masse aus 2 Pionen-Spuren mit Söding-Fit; P_2 gibt die invariante Masse zu $776,7 \text{ GeV}/c^2$ an.

wieder. Die Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich zwischen generierten und rekonstruierten Werten. Es zeigt sich, daß der Zerfallswinkel für die selektierten Ereignisse gut rekonstruiert werden kann.

4.7 Akzeptanz für $\gamma p \rightarrow \rho p$

Der Schnitt auf den Inelastizitätsparameter y wurde sowohl auf die generierten als auch auf die akzeptierten Ereignisse angewendet. In Tabelle 4.4 sind die Akzeptanzen jeweils integriert über $0,25 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 0,45 \text{ GeV}^2$ und $0,03 < y < 0,1$. Dabei bedeuten „ID“ die Identifikationsnummern der Subtriggerkonfigurationen (siehe Anhang). Die Akzeptanzen sind nach Konfigurationen der Subtrigger 32 und 54 aufgeschlüsselt. In Abbildung 4.11 ist die Akzeptanz als Funktion von Q^2 aufgetragen.

Das Maximum aller Verteilungen liegt bei $Q^2 \approx 0,375 \text{ GeV}^2$. Der Subtrigger 32 liefert mit den Konfigurationen 595, 478 und 583 eine maximale Akzeptanz von 3% zwischen $0,35 \text{ GeV}^2$ und $0,4 \text{ GeV}^2$. Im Intervall zwischen $0,25 \text{ GeV}^2$ und $0,45 \text{ GeV}^2$ beträgt die Akzeptanz hier 2,29% (ID=478) bzw. 2,2%(595 und 583). Mit dem Subtrigger 54 liegt sie maximal bei 1,5%. Da auf jeden Fall zwei Spuren in der Spurkammer und VXD gefordert werden,

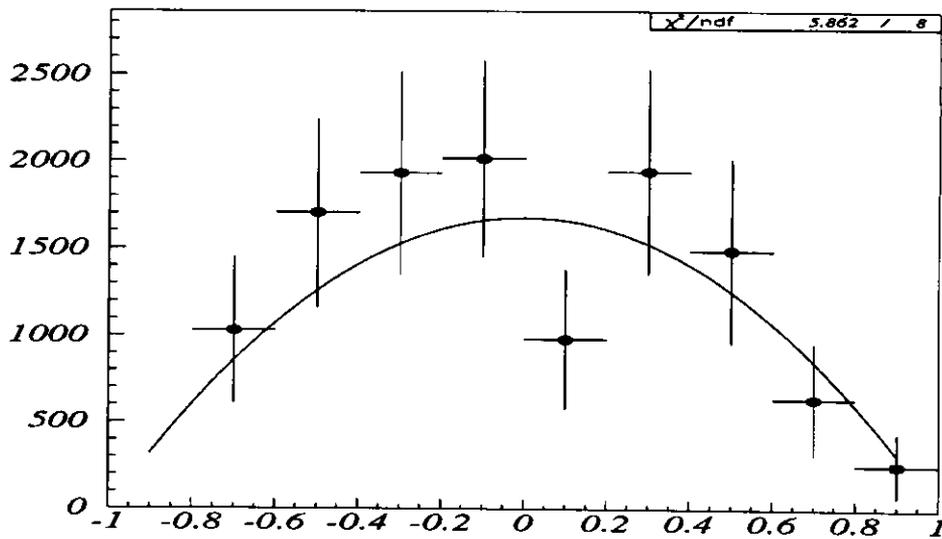


Abbildung 4.9: Verteilung der Winkel zwischen dem positiven Pion und dem auslaufenden Proton im Ruhesystem des ρ auf Detektorniveau. Waagrecht aufgetragen ist der Cosinus des Winkels. Die Fehlerbalken geben statistische Fehler an. Die Kurve ist eine an die Meßpunkte angepasste Parabel. Senkrecht aufgetragen sind willkürliche Einheiten.

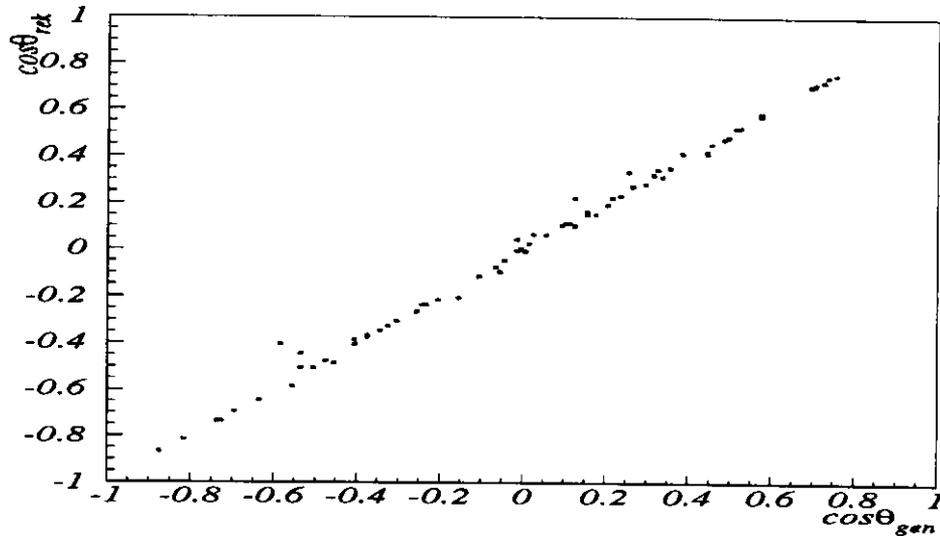


Abbildung 4.10: Vergleich der generierten Zerfallswinkelverteilung (waagrecht, siehe Abb. 3.9) mit der rekonstruierten Verteilung (senkrecht).

ID	Akzeptanz in [%] $0,25\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,45\text{GeV}^2$
595	$2,22 \pm 0,30$
478	$2,29 \pm 0,30$
512	$1,14 \pm 0,21$
559	$1,14 \pm 0,21$
583	$2,25 \pm 0,30$
608	$1,11 \pm 0,20$
570	$1,11 \pm 0,20$
504	$1,11 \pm 0,20$

Tabelle 4.4: Akzeptanzen für elastische ρ -Ereignisse, $0,03 < y < 0,1$; statistische Fehler sind angegeben.

sind die Unterschiede zwischen den Subtriggern 32 und 54 nicht durch die Spurforderungen in den Triggerlogiken zu erklären. Andererseits haben die 512er und die 559er Konfiguration eine ähnlich niedrige Akzeptanz wie die Subtrigger 54. Integriert über das Intervall $0,25\text{GeV}^2 < Q^2 < 0,45\text{GeV}^2$ ergibt sich eine Akzeptanz zu 1,1%. Diese haben die schwächere Bedingung, daß sie im gesamten Uran-Kalorimeter Energiedeposition über einer Schwelle ($CAL_E \geq 464\text{MeV}$) fordern. Es zeigt sich, daß die Spuren der selektierten Ereignisse auch zum Teil ins BCAL und FCAL führen. Deshalb haben die oben genannten Triggerkonfigurationen erhöhte Akzeptanzwerte.

Akzeptanz für ρ -Ereignisse

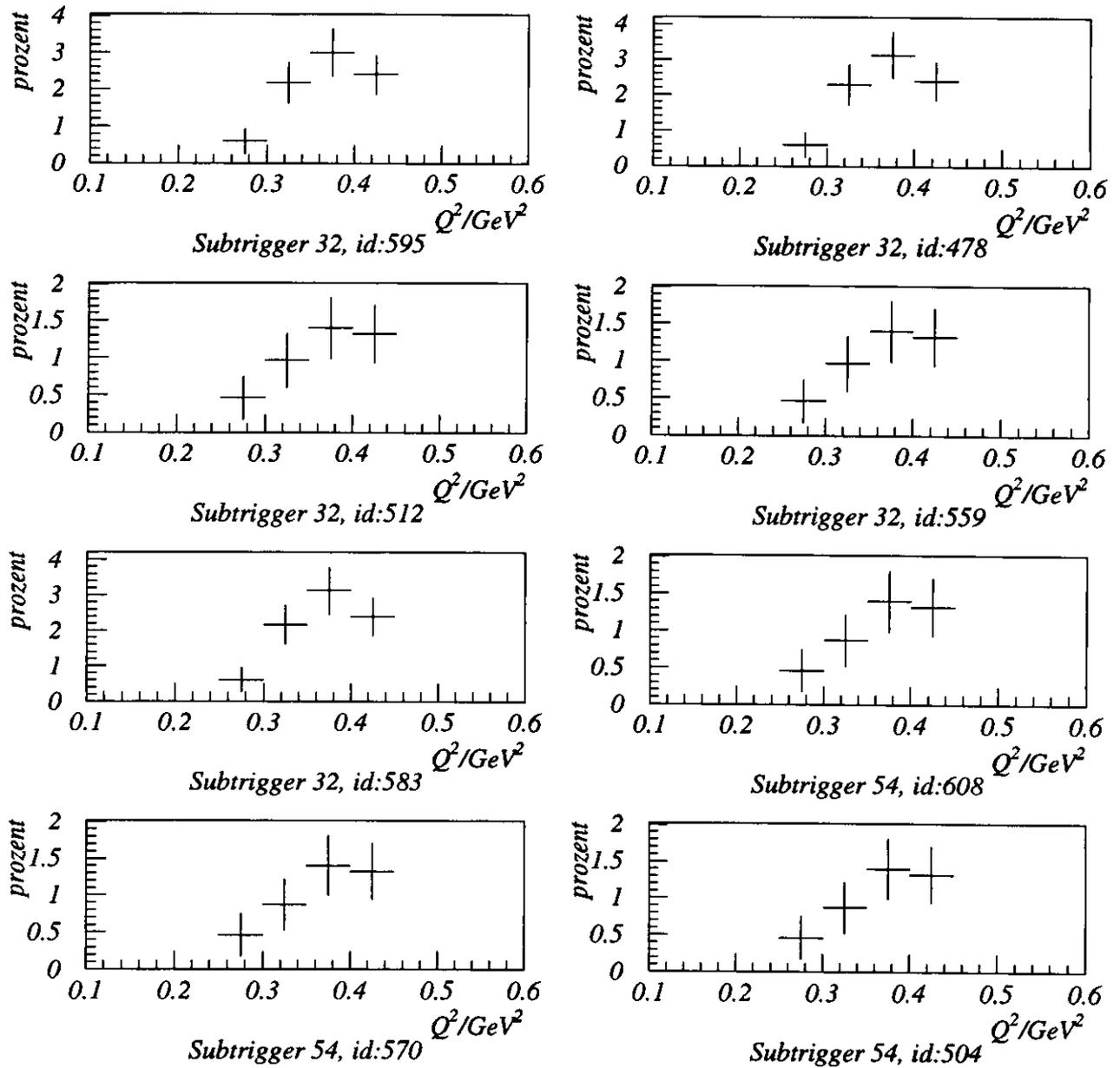


Abbildung 4.11: Akzeptanz für elastische ρ -Ereignisse als Funktion von Q^2 ; $0,03 < y < 0,1$

Kapitel 5

Zusammenfassung

Der ZEUS-Detektor hat zum Nachweis von Elektron-Proton-Reaktionen bei kleinen Werten von Q^2 unmittelbar an der Strahlachse ein Wolfram-Silizium-Kalorimeter. Mit Hilfe der Ereignisgeneratoren PYTHIA und HERWIG wurden ep-Reaktionen aus verschiedenen Ereignisklassen generiert. Der für das Strahlrohrkalorimeter relevante kinematische Bereich der Generierung ist zwischen $Q_{min}^2 = 0,05 GeV^2$ und $Q_{max}^2 = 1,0 GeV^2$ und $y_{min} = 2,1 \cdot 10^{-4}$ und $y_{max} = 0,75$. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen konnte eine Akzeptanzbestimmung für das Strahlrohrkalorimeter durchgeführt werden. Die Akzeptanzen konnten in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene während der Datennahme 1994 verwendete Triggerkonfigurationen der ersten ZEUS-Triggerstufe bestimmt werden.

Im größeren Detail wurde die Reaktion $ep \rightarrow epp$ simuliert. Die Akzeptanz dieser Reaktion ergibt sich maximal zu $2,3\% \pm 0,3\%$ mit $0,275 GeV^2 < Q^2 < 0,45 GeV^2$ und $0,03 < y < 0,1$. Es konnte gezeigt werden, daß die Masse des ρ mit den Selektionsschnitten rekonstruiert werden kann und die Zerfallswinkelverteilung der Zerfallspionen gemessen werden kann.

Anhang A

Trigger-Logik

Im folgenden Absatz sind die Definitionen der Subtrigger 32 und 54 des „global first level trigger (GFLT)“ aufgeführt. Die Subtrigger des GFLT (insgesamt 64) sind mit einem logischen „oder“ verbunden. Jedoch sind einzelne Subtrigger im Laufe der Datennahmeperiode 1994 geändert worden. BEAMLINe_good_timing ist das Zeitsignal des Strahlrohrkalorimeters (in ns), das zur Unterdrückung von Untergründereignissen sorgt (Wechselwirkung des Stahls mit Restgas im Strahlrohr).

RCAL EMC - Energie der elektromagnetischen Sektion des RCAL

RCAL E_th - Energie im RCAL

FCAL th_LUMI - Energie im FCAL

CAL E - Gesamte Energien im CAL

TRK_quality - Spurqualität

TRK_multiplicity - Anzahl der Spuren

C5v, VWiv, BPCemptyv, VWov, SRTDv - Veto-Zähler dienen der Unterdrückung von Restgaswechselwirkung; falls einer der Komponenten entsprechendes meldet, wird das Ereignis verworfen. In den Monte-Carlo-Daten sind die Veto-Werte so gesetzt, daß kein Veto-Zähler anspricht. Triggerkonfigurationen, die sich nur durch die Veto-Zähler unterscheiden, liefern die gleichen Akzeptanzen.

Alle Energien werden in MeV angegeben. Das Zeichen && bedeutet ein logisches „und“, und das Zeichen || ist ein logisches „oder“.

A.1 Subtriggernummer 32

Name: BPCt*CALetcgTRK*vvv

id: 595

Logik: BEAMLINe_good_timing < 13 &&

((RCAL_EMC ≥ 464 || RCAL_E.th ≥ 1250 || FCALth_LUMI ≥ 1250)

|| ((CAL_E ≥ 464)

&& (TRK_quality = 2 || TRK_quality = 3))

Veto: C5v, VWiv, BPCemptyv, VWov, SRTDv

Name: BPCt*CAL_E_or_Rth_or_Fth*v

id: 478

Logik : BEAMLINe_good_timing < 13 && (CAL_E ≥ 464 || RCAL_E.th

≥ 1250 || FCALth_LUMI ≥ 1250)

Veto : C5v, VWiv, BPCemptyv

Name : BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v

id: 512

logic : BEAMLINe_good_timing < 13 && (RCAL_EMC_E ≥ 464 || RCAL_E.th

≥ 1250 || FCALth_LUMI ≥ 1250)

Veto : C5v, VWiv, BPCemptyv

Name : BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v

id: 559

Logik : BEAMLINe_good_timing < 13 && (RCAL_EMC_E ≥ 464 || RCAL_E.th

≥ 1250 || FCALth_LUMI ≥ 1250)

Veto : C5v, VWiv, BPCemptyv, SRTDv

Name : BPCt*CALetc*v

id: 583

Logik: BEAMLINe_good_timing < 13 &&

((RCAL_EMC_E ≥ 464 || RCAL_E.th ≥ 1250 || FCALth_LUMI ≥ 1250)

|| ((CAL_E ≥ 464)

&& TRK_multiplicity ≥ 1))

Veto: C5v, VWiv, BPCemptyv, SRTDv

Name : BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v

id: 649

Logik : BEAMLINe_good_timing < 13 && (RCAL_EMC_E ≥ 464 || RCAL_E.th

$\geq 1250 \parallel \text{FCALth_LUMI} \geq 1250$)
Veto : C5v, VWiv, BPCemptyv, VWov, SRTDv

A.2 Subtriggernummer 54

Name : REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv
id : 608
Logik : (RCAL.EMC.E ≥ 464) && (FCAL.Ebp < 1250)
&& (TRK_quality = 2 \parallel TRK_quality = 3)
Veto : C5v, VWiv, VWov, SRTDv

Name : REMC_E*aTRK*Fbpv*v
id : 504
Logik : (RCAL.EMC.E ≥ 464) && (FCAL.Ebp < 1250) && TRK_multiplicity
 ≥ 1
Veto: C5v, VWiv

Name : REMC_E*aTRK*Fbpv*vv
id : 570
Logik : (RCAL.EMC.E ≥ 464) && (FCAL.Ebp < 1250) && TRK_multiplicity
 ≥ 1
Veto : C5v, VWiv, SRTDv

Name : REMC_E*aTRK*Fbpv*vvv
id : 607
Logik : (RCAL.EMC.E ≥ 464) && (FCAL.Ebp < 1250) && TRK_multiplicity
 ≥ 1
Veto : C5v, VWiv, VWov, SRTDv

A.3 Zuordnung der Trigger zu den Runs

„Run“ sind Nummern der Datennahmeperioden seit der Umstellung auf Positronen 1994 bis zum Ende der Datennahme 1994. ID ist die jeweilige Nummer der Triggerkonfiguration, die letzten 3 Ziffern sind die id aus dem Kapitel 4, die 2 Ziffern davor sind Subtriggernummern (hier: 32 und

54). Die Werte in den Klammern hinter dem Namen sind die Schwellenwerte. Prescale gibt an, welcher Bruchteil der getriggerten Ereignisse letztendlich aufgezeichnet wird, beispielsweise bedeutet Prescale=4: nur jedes vierte getriggerte Ereignis wird aufgezeichnet; Prescale=0 heißt: Trigger ist abgeschaltet, kein Ereignis wird durch diesen Subtrigger akzeptiert.

Run	Id	Name	Prescale
9251 - 9256	909032512	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v(13,464,1250,1250)	1
9257	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	1
9270 - 9311	909032512	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v(13,464,1250,1250)	1
9312	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	1
9314	909032512	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*v(13,464,1250,1250)	1
9316 - 9382	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	1
9383	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	0
9385 - 9457	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	1
9458	909032583	BPCt*CALetc*vv(13,464,1250,1250,464)	4
9459 - 9465	909032559	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vv(13,464,1250,1250)	1
9466 - 9627	909032583	BPCt*CALetc*vv(13,464,1250,1250,464)	4
9628	909032595	BPCt*CALetcgTRK*vvv(13,464,1250,1250,464)	4
9631 - 9689	909032583	BPCt*CALetc*vv(13,464,1250,1250,464)	4
9693 - 10149	909032595	BPCt*CALetcgTRK*vvv(13,464,1250,1250,464)	4
10150	909032595	BPCt*CALetcgTRK*vvv(13,464,1250,1250,464)	0
10154	909032595	BPCt*CALetcgTRK*vvv(13,464,1250,1250,464)	4
10157 - 10172	909032649	BPCt*REMC_or_Rth_or_Fth*vvv(13,464,1250,1250)	1
10197 - 10263	909032595	BPCt*CALetcgTRK*vvv(13,464,1250,1250,464)	4
9251 - 9256	909054504	REMC_E*aTRK*Fbpv*v(464,1250)	1
9257	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	1
9270 - 9311	909054504	REMC_E*aTRK*Fbpv*v(464,1250)	1
9312	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	1
9314	909054504	REMC_E*aTRK*Fbpv*v(464,1250)	1
9316 - 9382	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	1
9383	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	0
9385 - 9627	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	1
9628	909054608	REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	1
9631 - 9689	909054570	REMC_E*aTRK*Fbpv*vv(464,1250)	1
9693 - 10149	909054608	REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	1
10150	909054608	REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	0
10154	909054608	REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	1
10157 - 10172	909054607	REMC_E*aTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	1
10197 - 10263	909054608	REMC_E*gTRK*Fbpv*vvv(464,1250)	1

Tabelle A.1: Liste der Triggerlogiken für Subtrigger 32 und 54 und deren Run-Nummern.

Tabellenverzeichnis

3.1	Kinematischer Bereich, der von PYTHIA erzeugten Ereignisse	17
3.2	Extreme Q^2 und y in Simulation und Realität	24
4.1	Akzeptanzen für Vektormesonproduktion für $0,03 < y < 0,6$ (ID sind die Triggeridentifikationsnummern, siehe Anhang) .	34
4.2	Akzeptanzen für diffraktive Ereignisse mit $0,03 < y < 0,6$. .	35
4.3	Akzeptanz für nichtdiffraktive Ereignisse	36
4.4	Akzeptanzen für elastische ρ -Ereignisse, $0,03 < y < 0,1$; statistische Fehler sind angegeben.	44
A.1	Liste der Triggerlogiken für Subtrigger 32 und 54 und deren Run-Nummern.	51

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau des Zeus-Detektors	6
2.2	Schematischer Aufbau des Strahlrohrkalorimeters (Draufsicht)	7
2.3	Anordnung der Siliziumdioden zu 4 Dioden in einer Lage . .	9
2.4	Streifenzähler des Strahlrohrkalorimeters	9
2.5	Energieverlust für verschiedene Prozesse von Elektronen in Blei	10
2.6	Longitudinale Schauerprofile für 6GeV -Elektronen in Blei, Kupfer, Uran und Aluminium	10
3.1	Feynmangraph zur ep-Wechselwirkung in erster Ordnung . .	13
3.2	Feynmangraph für elastische ρ -Produktion	15
3.3	Feynmangraphen für Proton-diffraktive Ereignisse	16
3.4	Feynmangraph für γ -diffraktive Ereignisse	16
3.5	Feynmangraphen erster Ordnung für doppelt diffraktive Pro- zesse	17
3.6	Auftreffpositionen der gestreuten Elektronen bei $z = -310\text{cm}$	18
3.7	Generatorniveau: Energiespektrum, Q^2 -Verteilung, y_{bj}	19
3.8	Massenspektrum des ρ -Mesons	20
3.9	Winkelverteilung der Zerfallspionen auf Generatorniveau . . .	21
3.10	Lage des Strahlrohrkalorimeter in der Detektorsimulation . .	23
3.11	Energieeichung: Vergleich von Generatorniveau mit Detek- torsimulation	25
3.12	Energieeichung mit deponierter Energie	25
4.1	Auftreffort des gestreuten Elektrons	29
4.2	Energieauflösung des Strahlrohrkalorimeters	30
4.3	Diagramm mit Q_{rek}^2 gegen Q_{gen}^2 ; Q^2 -Auflösung	32
4.4	Q^2 -Auflösung: Gaußfits	33
4.5	Akzeptanzen für elastische Vektormeson-Ereignisse	37
4.6	Akzeptanz für diffraktive Ereignisse	38

4.7	Akzeptanz für nicht-diffraktive Ereignisse	39
4.8	Rekonstruierte ρ -Masse aus 2 Pionen-Spuren mit Söding-Fit .	42
4.9	Zerfallswinkelverteilung der rekonstruierten Zerfallswinkel . .	42
4.10	Vergleich der generierten und rekonstruierten Zerfallswinkel- verteilung	43
4.11	Akzeptanz für elastische ρ -Ereignisse	45

Literaturverzeichnis

- [1] *The ZEUS Detector*,
Status Report 1993, DESY 1993
- [2] M. Löwe,
The Hard- and Software of the Beampipe Calorimeter,
ZEUS-Note 94-032, März 1994
- [3] C. W. Fabjan
Calorimetry in High-Energy Physics,
CERN-EP/85-54, April 1985
- [4] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters 111B (1982)
- [5] D. H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
1987 Oxford
- [6] U. Amaldi,
Fluctuations in Calorimetric Measurements,
Physica Scripta 23 (1981) 409
- [7] ZEUS-Kollaboration, M. Derrick et al.,
Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180 GeV Center of Mass Energy,
Zeitschrift für Physik C63 (1994) 361-408
- [8] T. Sjöstrand,
PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual,
Theory Division, CERN-TH.6488/92

- [9] P. Söding,
On the Apparent Shift of the Rho Meson Mass in Photoproduction,
Phys. Lett 19 (1965) 702-704
- [10] *Particles and Fields,*
Physical Review D, Part I, August 1994
- [11] K. Schilling, G. Wolf, *How to analyse Vector-Meson Production in Inelastic Lepton Scattering,*
Nucl. Phys. B61 (1973) 381
- [12] J. Große-Knetter,
Messungen mit dem Strahlrohrkalorimeter am ZEUS-Detektor,
exp. Diplomarbeit, Univers. Hamburg, Mai 1994
- [13] I. Baur,
Ein Strahlrohrkalorimeter für das ZEUS-Experiment ,
exp. Diplomarbeit, Univers. Hamburg, August 1992
- [14] D. Bandyopadhyay et al.,
VCTRAK: Offline Output Information,
ZEUS-Note 93-122, November 1993

Danksagung

Ohne die Unterstützung von vielen Freunden, Mitstudenten und Kollegen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. E. Lohrmann für die Aufgabenstellung und die Betreuung.

Für seine freundschaftliche und geduldige Betreuung während des letzten Jahres bedanke ich mich bei M. Löwe und natürlich bei allen Diplomanden und Doktoranden der ZEUS-Kollaboration.

Herzlichen Dank gilt außerdem meinen Eltern und meiner Freundin Britta, ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht entstanden wäre.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmitteln selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, im Mai 1995

(Bernd Ruhm)

