



X1997-00969

Interner Bericht
DESY F35D-97-05
Juni 1997

Messung der $D^{*\pm}$ Erzeugung in Diffraktiver tiefunelastischer Elektron Proton Streuung

by

S. Stonjek

... der	DESY	Bibliothek
... der		library
Zugang:	3. AUG. 1997	
Accession:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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"**

Messung der $D^{*\pm}$ Erzeugung in diffraktiver tiefunelastischer Elektron Proton Streuung

von

Stefan Stonjek

Diplomarbeit

II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Hamburg, im Mai 1997

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	2
1.1 Lepton Nukleon Streuung	2
1.1.1 Tiefunelastische ep Streuung in der QCD	4
1.1.1.1 Quark Parton Modell	4
1.1.1.2 Höhere Ordnungen der Quantenchromodynamik	5
1.1.2 Diffraktion	6
1.2 Der $D^{*\pm}$ - Zerfall	11
2 Der Aufbau des ZEUS-Experiments	13
2.1 HERA	13
2.2 Der ZEUS-Detektor	14
2.2.1 Spur- und Vertexrekonstruktion	16
2.2.1.1 Vertexdetektor	16
2.2.1.2 Zentrale Spurkammer	16
2.2.1.3 Weitere Bestandteile des Spurrekonstruktionssystems	18
2.2.2 Energiemessung	18
2.2.2.1 Uran-Kalorimeter	18
2.2.2.2 Weitere Elemente zur Energiemessung	21
2.3 Datennahme	21
3 Modelle für D^* Erzeugung und Detektorsimulation	23

4 Ereignisauswahl	25
4.1 Bestimmung der Kinematischen Variablen	25
4.2 Auswahlkriterien	28
4.2.1 Tiefunelastische Ereignisse	28
4.2.2 Spurauswahl	30
4.2.3 D* - Auswahl	30
4.2.4 Diffraktive D* Erzeugung	31
5 Ergebnisse	32
5.0.1 Auswahl der Ereignisse	32
5.1 Tiefunelastische D* Erzeugung	33
5.1.1 Bestimmung der Anzahl der D* Ereignisse	36
5.1.2 Signalanpassung und Untergrundbestimmung	36
5.1.2.1 Meßeffizienz / Akzeptanz	42
5.1.2.2 Systematische Fehler	49
5.1.3 Wirkungsquerschnitt	49
5.1.4 Vergleich mit anderen Messungen	51
5.1.5 Vergleich mit Modell Vorhersagen	51
5.2 Diffraktive D* Erzeugung	52
5.2.1 Anzahl der Ereignisse	53
5.2.1.1 Untergrundbestimmung und Signalanpassung	54
5.2.1.2 Ereigniszahlen	55
5.2.2 Meßeffizienz / Akzeptanz	55
5.2.3 Fehlerabschätzung	56
5.2.4 Wirkungsquerschnitt	60
5.2.5 Modellrechnungen	61
5.3 Vergleich diffraktiver und nichtdiffraktiver Streuung	61
Zusammenfassung	65

A Diplompraktikumsbericht	66
A.1 Datennahme / Datenerzeugung	66
A.2 Datenanalyse	66
A.2.1 EAZE-Job	68
A.2.1.1 Jobverwaltung	68
A.2.1.2 Kontrollkarten	69
A.2.2 Fortran	69
A.2.3 PHANTOM	70
A.2.4 ZEBRA	71
A.2.5 Patchy / CMZ	71
A.2.6 ADAMO	72
A.2.7 HBOOK	73
A.3 Datenauswertung	75
A.3.1 PAW	75
A.3.2 LAZE	76
B Ablaufskizze des Analyseprogramms	77
C Parameter	79

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman Diagramm des Quark-Parton-Modells	4
1.2	Feynman Diagramm des Boson Gluon Fusion	5
1.3	Feynman Diagramm der Gluonbremsstrahlung in der QCD $O(\alpha_s^2)$	5
1.4	Ereignis Bild für DIS	7
1.5	Ereignis Bild für DIFF	7
1.6	Diagramm für tiefunelastische diffraktive Streuung	8
1.7	Feynman Diagramme für verschiedene partonische Modelle zur Diffraktion	9
1.8	Der untersuchte D^* Zerfallskanal	11
2.1	Der HERA Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern	13
2.2	Der ZEUS Detektor (Längsschnitt)	15
2.3	Der ZEUS Detektor (Querschnitt)	15
2.4	Aufbau der zentralen Spurkammer	17
2.5	Aufbau des Uran Kalorimeters	19
3.1	ZEUS Datenfluß	24
4.1	Isolinien	26
4.2	Rapiditätstücker	31
5.1	Verteilung der Ereignisse in der $x - Q^2$ Ebene	34
5.2	Impulse aller Spuren	35
5.3	Transversalimpulse aller Spuren	35
5.4	Pseudorapiditäten aller Spuren	36
5.5	Ereignisse in der $\Delta M - M_{K\pi}$ Ebene	37
5.6	Wirkung der ΔM und $M_{K\pi}$ Schnitte	38

5.7	Transversalimpuls und Pseudorapidität der Kaonen	39
5.8	Transversalimpuls und Pseudorapidität der Pionen	39
5.9	Transversalimpuls und Pseudorapidität der langsamen Pionen	40
5.10	Impuls des D^*	40
5.11	Transversalimpuls des D^*	41
5.12	Pseudorapidität des D^*	41
5.13	ΔM Verteilung mit falscher Ladungskombination	43
5.14	$M_{K\pi}$ Verteilung mit falscher Ladungskombination	43
5.15	ΔM für tiefunelastische D^* in 1994	45
5.16	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische D^* in 1994	45
5.17	ΔM für tiefunelastische D^* in 1995	46
5.18	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische D^* in 1995	46
5.19	ΔM für tiefunelastische D^* in 1994+1995	47
5.20	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische D^* in 1994+1995	47
5.21	Winkelverteilung der generierten D^* Ereignisse	48
5.22	Anzahl der gut rekonstruierten Spuren pro Ereignis	48
5.23	$\Delta\eta$ Verteilung	52
5.24	η_{max} Verteilung für diffraktive und nicht diffraktive Streuung	53
5.25	Diffraktive Ereignisse in der $\Delta M - M_{K\pi}$ Ebene	54
5.26	ΔM für tiefunelastische diffraktive D^* 94	57
5.27	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische diffraktive D^* 94	57
5.28	ΔM für tiefunelastische diffraktive D^* 95	58
5.29	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische diffraktive D^* 95	58
5.30	ΔM für tiefunelastische diffraktive D^* 94+95	59
5.31	$M_{K\pi}$ für tiefunelastische diffraktive D^* 94+95	59
5.32	Modell der $\Delta\eta$ Verteilung	60
5.33	D^* Ereignisse in der $x - Q^2$ Ebene	63
5.34	Ereignisbild	64
A.1	ZEUS Datenfluß	67
A.2	EAZE Job	68
A.3	ADAMO Entity-Relationship Diagram	72

Tabellenverzeichnis

1.1	Kinematische Variablen	3
1.2	Variablen zur Beschreibung der diffraktiven Streuung	10
2.1	Technische Daten von HERA	14
2.2	Technische Daten der CTD	18
2.3	Technische Daten des Kalorimeters	20
5.1	Zahl der Ereignisse, die durch die verschiedenen Schnitte verworfen wurden	33
5.2	Zerfallskanäle des D^0	42
5.3	Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle	42
5.4	Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle (Untergrund durch falsche Ladungskombination)	42
5.5	Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle (Untergrund durch Signalregion)	44
5.6	Effizienz	49
5.7	Verwendete Akzeptanzen	50
5.8	Wirkungsquerschnitte für die tiefunelastische Streuung	51
5.9	Wirkungsquerschnitte für die tiefunelastische Streuung	51
5.10	Monte Carlo Vorhersage für tiefunelastische Prozesse	52
5.11	Anzahl der tiefunelastischen diffraktiven D^* Zerfälle (Untergrund durch falsche Ladungskombination)	55
5.12	Anzahl der tiefunelastischen diffraktiven D^* Zerfälle (Untergrund durch Signalregion)	56
5.13	Effizienzen und Akzeptanzen für Diffraktive Ereignisse	56
5.14	Wirkungsquerschnitte für die tiefunelastische diffraktive Streuung	60
5.15	extrapolierte Wirkungsquerschnitte für die tiefunelastische diffraktive Streuung	61
5.16	Monte Carlo Vorhersage für diffraktive Prozesse	61

A.1	ADAMO Beispiel Tabelle aus den ZEUS DDL	73
C.1	Fitparameter für die nichtdiffraktive Streuung	80
C.2	Fitparameter für die diffraktive Streuung	81
C.3	Fitparameter für die nichtdiffraktive Streuung	82
C.4	Fitparameter für die diffraktive Streuung	83

Einleitung

Streuexperimente haben sich als sehr erfolgreich bei der Aufklärung der Struktur der Materie erwiesen. Beispiele dafür sind die Beobachtung von Atomstrukturen und die Entdeckung der Quarks als Bausteine der Nukleonen. Mit HERA können die Strukturmessungen wesentlich verbessert werden, da die Gesamtschwerpunktsenergie um eine Größenordnung höher ist und die Auflösung um einen Faktor 10 kleiner als bei bisherigen Experimenten ist.

Die tiefunelastische Streuung von Elektronen an Protonen kann als Streuung eines virtuellen Photons (γ^*) am Proton (p) beschrieben werden. Die HERA Experimente H1 und ZEUS haben gezeigt, daß bei großer Virtualität (Q^2) mit wachsender Schwerpunktsenergie des Photon-Protonsystems die Dichte von Quarks und Partonen und damit der γ^*p Wirkungsquerschnitt rasch ansteigt. ZEUS und H1 haben bei diesen Messungen überraschenderweise einen erheblichen Anteil von diffraktiv erzeugten Ereignissen beobachtet.

In dieser Arbeit wird die tiefunelastische diffraktive Streuung für eine ausgewählte Quarksorte, den Charmquarks (c) im Q^2 Bereich zwischen 5 und 100 GeV² untersucht. Die Erzeugung von Charmquarks wird über den Übergang $c \rightarrow D^{*\pm}$ und den Zerfall $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$ nachgewiesen. Zunächst wird gezeigt, daß D^* Mesonen in der tiefunelastischen Streuung erzeugt werden. Dann wird die Untersuchung auf diffraktive Ereignisse eingeschränkt, der Anteil von D^* Mesonen bestimmt und die Wirkungsquerschnitte für $ep \rightarrow eD^*X$ und $ep \rightarrow e\bar{c}X$ ermittelt.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Lepton Nukleon Streuung

In der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung¹ trifft ein Elektron auf ein Proton. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton erfolgt durch den Austausch eines neutralen (γ, Z^0) (siehe Abbildung 1.1) oder geladenen Eichbosons (W^\pm). Man spricht daher von Ereignissen mit neutralem (NC = neutral current) bzw. geladenem Strom (CC = charged current):

$$\begin{aligned} e p \rightarrow e' X & \quad \text{NC Prozess} \\ e p \rightarrow \nu X & \quad \text{CC Prozess} \end{aligned}$$

NC und CC Ereignisse können aufgrund der verschiedenen Endzustände getrennt werden: NC Ereignisse haben im Endzustand ein Elektron, während bei CC Ereignissen ein Neutrino ausgesandt wird.

Da Elektronen nach heutigem Kenntnisstand punktförmig sind, stellt die tiefunelastische Streuung einen Prozeß dar, bei dem das ausgedehnte Proton mit einer Sonde (Elektron) abgetastet wird. Die Auflösung hängt dabei vom Quadrat der Masse des ausgetauschten Eichbosons, $q^2 = (\mathbf{e} - \mathbf{e}')^2 = -Q^2$, ab. Entsprechend der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta X \Delta p_x \geq \hbar$ ist das kleinste im Proton noch auflösbare Objekt von der Größe $\Delta X \approx \hbar/Q = 1/Q$ für $\hbar = 1$.

In der vorliegenden Arbeit werden NC Prozesse untersucht. Da für die untersuchten Ereignisse Q immer sehr viel kleiner als die Masse des Z^0 Bosons ist, $Q \ll m_Z$, kann der Beitrag des Z^0 Austausches gegenüber dem des Photonaustausches vernachlässigt werden.

Die maßgeblichen kinematischen Größen sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

¹Im folgenden wird kein Unterschied zwischen Elektron-Proton und Positron-Proton-Streuung gemacht.

$\mathbf{e} = (0, 0, -p_e, E_e),$ $\mathbf{e}' = (p'_e \sin \theta_e, 0, p'_e \cos \theta_e, E'_e)$	4-Vektor des Elektrons vor / nach dem Streuprozeß
E_e, E'_e	Energie des Elektrons vor / nach dem Streuprozeß
$\mathbf{p} = (0, 0, p_p, E_p), \mathbf{p}'$	4-Vektor des Protons vor / nach dem Streuprozeß
E_p	Energie des Protons vor dem Streuprozeß
$s = (\mathbf{e} + \mathbf{p})^2 \approx 4E_e E_p$	Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem
$\mathbf{q} = \mathbf{e} - \mathbf{e}'$	4-Vektor des virtuellen Photons
$q^2 = (\mathbf{e} - \mathbf{e}')^2 = -Q^2$	Quadrat des 4-Vektor Impulsübertrags ($Q_{max}^2 = s$)
$\nu = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{m_p} = E_e^* - E_e'^*$	Energieübertrag des virtuellen Photons im Protonruhesystem
$\nu_{max} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}}{m_p} = E_e^*$	maximaler Energieübertrag im Protonruhesystem
$y = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}} = \frac{\nu}{\nu_{max}}$	Bruchteil des Energieübertrags
$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}} = \frac{Q^2}{y s} = \frac{Q^2}{2m_p \nu}$	Bjorken-Skalenvariable; im QPM ist x gleich dem Bruchteil des Protonimpulses des getroffenen Quarks
$W^2 = (\mathbf{p} + \mathbf{q})^2$ $= m_p^2 - Q^2 + 2m_p \nu$ $= m_p^2 + Q^2(\frac{1}{x} - 1)$ $\approx \frac{Q^2}{x}$ für $x \ll 1$	Massenquadrat des hadronischen Systems im Endzustand
$\delta = E - p_z = \sum_i E_i(1 - \cos \theta_i)$	kinematische Größe zur Unterdrückung des Untergrunds (z.B. aus Photoproduktion)

Tabelle 1.1: Kinematische Variablen

Bei festen Schwerpunktsenergien \sqrt{s} wird der inklusive Streuprozeß durch zwei der in Tabelle 1.1 definierten Variablen x, y, Q^2, ν, W vollständig beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt ist eine Funktion von zwei unabhängigen Variablen:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)]. \quad (1.1)$$

F_1 und F_2 sind Strukturfunktionen, die die innere Struktur des Protons beschreiben. Die

experimentelle Beobachtung [Blo63] [Bre63], daß F_1 und F_2 fast ausschließlich von der dimensionslosen skalaren Variablen x abhängen (Skaleninvarianz) [Bjo69], ist ein Hinweis darauf, daß das Elektron an geladenen punktförmigen Konstituenten des Protons streut. Diese Konstituenten nennt man Partonen [Fey72]. Sie tragen den Impulsbruchteil $\xi_i = p_i/p$ des Protons. Durch die experimentelle Bestätigung der Callan-Gross-Relation $2xF_1(x) = F_2(x)$ wurde der Spin der Partonen zu $S = \frac{1}{2}$ bestimmt. Aufgrund dieses Ergebnisses ist es naheliegend, die geladenen Partonen mit den aus der Hadronenspektroskopie geforderten Quarks zu identifizieren [GM64] [Zwe64].

1.1.1 Tiefinelastische Elektron Proton Streuung in der Quantenchromodynamik

1.1.1.1 Quark Parton Modell

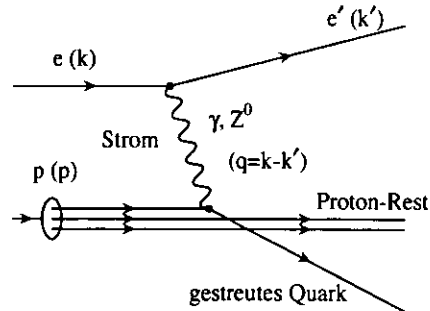


Abbildung 1.1: Feynman Diagramm für Elektron Proton Streuung mit neutralem Strom im Quark Parton Modell. In der Quantenchromodynamik entspricht dies dem Prozeß der Ordnung $O(\alpha_s^0)$.

Im Quark-Parton-Modell (QPM) wird die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung als elastische Streuung des Elektrons an einem Quark des Protons beschrieben. Das getroffene Quark trägt den Impulsanteil ξ_i des Protonimpulses. Im QPM entspricht dies der Bjorkenschen SkalenvARIABLEN: $\xi_i \hat{=} x$. Für $Q^2 \gg m_p^2$ kann das an der Wechselwirkung beteiligte Quark als frei angesehen werden. Es wird durch den Impulsübertrag $q^2 = (e - e')^2$ des virtuellen Photons aus dem Proton herausgelöst, während sich der Protonrest ungestört weiterbewegt. Die Skaleninvarianz gilt in diesem Modell streng.

Untersuchungen der Protonstrukturfunktion in Abhängigkeit von x ergaben, daß die Quarks nur ca. 50 % des Protonenimpulses tragen. Diese Beobachtung führte zu der Annahme, daß Nukleonen neben den geladenen Quarks auch neutrale Partonen enthalten und schließlich zur Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung.

In ihr stellen die neutralen Partonen die Binde- bzw. Austauscheteilchen zwischen den Quarks dar und werden daher Gluonen² genannt.

1.1.1.2 Höhere Ordnungen der Quantenchromodynamik

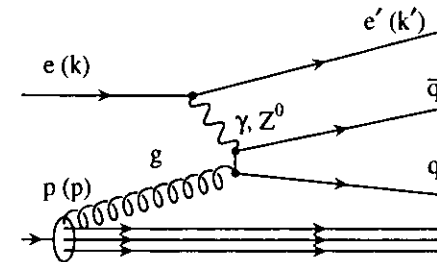


Abbildung 1.2: Beispiel für einen Beitrag höherer Ordnung in QCD zur tiefinelastischen Streuung: Erzeugung eines Quark-Aniquark-Paares durch Photon-Gluon-Fusion (PGF). Dieser Prozeß der QCD ist von der Ordnung $O(\alpha_s^1)$. In [DRH⁺96] wird gezeigt, daß ca. 95 % der Charmquarks über diesen Prozeß erzeugt werden.

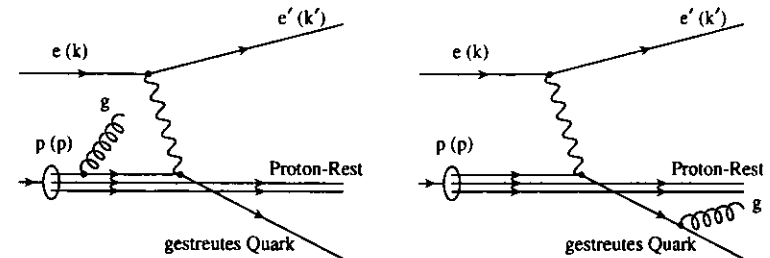


Abbildung 1.3: Weitere QCD Prozesse der Ordnung $O(\alpha_s^1)$. Sie unterscheiden sich vom Prozeß in niedrigster Ordnung durch die Abstrahlung eines Gluons im Anfangszustand (links) bzw. Endzustand (rechts).

Die Quantenchromodynamik beschreibt die starke Wechselwirkung als den Austausch von farbgeladenen Gluonen zwischen den ebenfalls Farbe tragenden Quarks [FGML73], ähnlich der Quantenelektrodynamik, die die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen beschreibt. Wie Photonen haben auch Gluonen Spin und Parität $J^P = 1^-$. Im Gegensatz zu den Photonen sind die Gluonen Ladungsträger, sie tragen wie

²engl.: glue = Leim

die Quarks Farbladung. Daher sind sie auch in der Lage untereinander wechselzuwirken. Die Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen Beispiele für den Beitrag gluonischer Prozesse zur tiefunelastischen Streuung. Diese Prozesse führen zu einer logarithmischen Q^2 Abhängigkeit der Strukturfunktionen und damit zur Brechung der Skaleninvarianz.

Aufgrund der Interaktion zwischen Quarks und Gluonen mit dem räumlichen Abstand ($Q^2 \rightarrow 0$). Deshalb kommen Quarks und Gluonen nicht frei vor (confinement). Zu kleinen Abständen ($Q^2 \rightarrow \infty$) hin wird die Kopplung schwächer. Dieses Verhalten der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n) \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.2)$$

wird als asymptotische Freiheit bezeichnet, da für kleine Abstände die Quarks im Proton als quasifrei angesehen werden können. In Gleichung 1.2 steht n für die Anzahl der beitragenden Quarkflavors und Λ_{QCD} ist ein Parameter der QCD.

Aufgrund der Quark- und Gluonwechselwirkung können Quark, Antiquarks und Gluonen farblose, gebundene Zustände, nämlich die beobachtbaren Hadronen, z.B. Nukleonen, Pionen, bilden. Die Bildung von Hadronen aus Quarks und Gluonen ist theoretisch noch nicht voll verstanden [FF78]. In den Modellen zur Beschreibung der Hadronisierung wird unter anderem angenommen, daß bei dem Überschreiten einer bestimmten Entfernung zwischen zwei Quarks in ihrem Farbfeld Quark-Antiquarkpaare entstehen, die wiederum Hadronen bilden. Der Transversalimpuls der so entstandenen Hadronen relativ zum erzeugenden Farbfeld ist relativ gering (in der Größenordnung von 0.3 GeV). Daher entstehen enge Teilchenbündel, sogenannte Jets. In der tiefunelastischen Streuung entstehen im allgemeinen je ein Jet in Richtung des Stromquarks und in Richtung des Protonenrests. Auch zwischen diesen beiden Jets kommt es aufgrund des dort vorhandenen Farbfeldes oft zur Bildung weiterer hadronischer Teilchen (siehe Abbildung 1.4).

1.1.2 Diffraktion

Bei der Untersuchung der tiefunelastischen Streuung wurden am ZEUS Detektor [ZEU93b] (und später auch am H1 Detektor [H194]) Ereignisse beobachtet, bei denen keine Teilchen nahe der Vorwärtsrichtung nachgewiesen werden konnten (siehe Abbildung 1.5). Diese Ereignisse weisen die gleichen Charakteristika auf wie die in Hadron-Hadron Stößen beobachtete diffraktive Streuung. Ihr Anteil an der tiefunelastischen Streuung beträgt etwa 5 - 15 %.

In der Optik bezeichnet Diffraktion die Beugung von elektromagnetischen Wellen $\psi = A \cdot e^{ikz}$ (Wellenlänge λ und Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$) an massiven Objekten. Durch Interferenz zwischen der einlaufenden ebenen Welle (ψ) und der vom Streuobjekt ausgehenden Kugelwelle entstehen Intensitätsmaxima und Minima. Zum Beispiel tritt das Diffraktionsminimum der ersten Ordnung bei

$$\sin \theta_{\min(1)} = \frac{\lambda}{D} \quad (1.3)$$

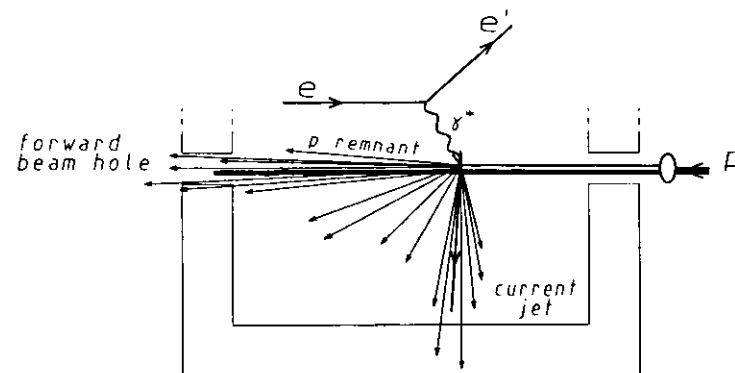


Abbildung 1.4: Schematisches Bild eines tiefunelastischen nicht diffraktiven Ereignisses im Detektor.

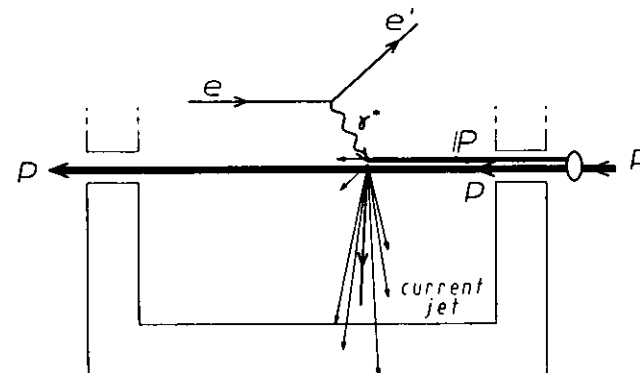


Abbildung 1.5: Schematisches Bild eines tiefunelastischen diffraktiven Ereignisses im Detektor.

auf. Hierbei beschreibt D die Größe der Öffnung bzw. den Durchmesser der Scheibe an der gestreut wird.

Entsprechend der Dualität von Teilchenbild und Wellenbild können Elementarteilchen auch als Welle beschrieben werden. Daher erwartet man auch bei der elastischen Streuung zweier Elementarteilchen das Auftreten von Interferenzerscheinungen. Ersetzt man k durch den Teilchenimpuls p und $\sin \theta$ durch das Verhältnis p_T/p so erhält man für die Position des ersten Minimums:

$$p_T \min(t) = \alpha \frac{2\pi}{R} \tag{1.4}$$

Man sieht, daß die Lage des ersten Minimums nur von p_T aber nicht vom Gesamtimpuls abhängt. Für relativistische Systeme tritt das Quadrat des Viererimpulsübertrages $t = (p - p')^2$ zwischen den Streupartnern an die Stelle von p_T^2 .

Die experimentellen Daten für die elastische Hadron-Hadron Streuung zeigen ein Verhalten der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = C \cdot e^{Bt}, \tag{1.5}$$

wobei C und B in erster Näherung vom Eingangsimpuls bzw. von der Schwerpunktsenergie unabhängig sind. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den in der Optik beobachteten Interferenzerscheinungen, wenn man für das Proton eine gaußförmige Materieverteilung annimmt.

Zur Beschreibung diffraktiver Streuprozesse im Teilchenbild wurde der Austausch eines fiktiven Teilchens, des Pomerons (\mathbb{P}) eingeführt. Dabei ist $t = (p - p')^2 = \mathbb{P}^2$ das Massenquadrat des Pomerons. Abgesehen vom Spin trägt das Pomeron keine Quantenzahlen.

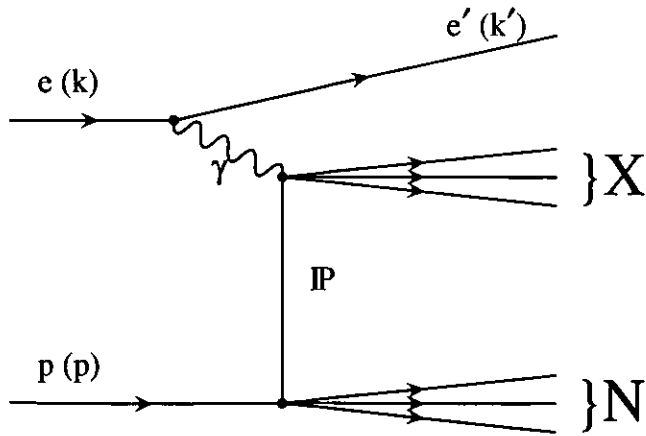


Abbildung 1.6: Diagramm für tiefunelastische diffraktive Streuung

Abbildung 1.6 zeigt ein Diagramm für diffraktive tiefunelastische Prozesse. Das Proton p und das virtuelle Photon γ^* tauschen ein Pomeron aus. Dabei dissoziiert das Proton in ein nukleonisches System N und das virtuelle Photon in das System X .

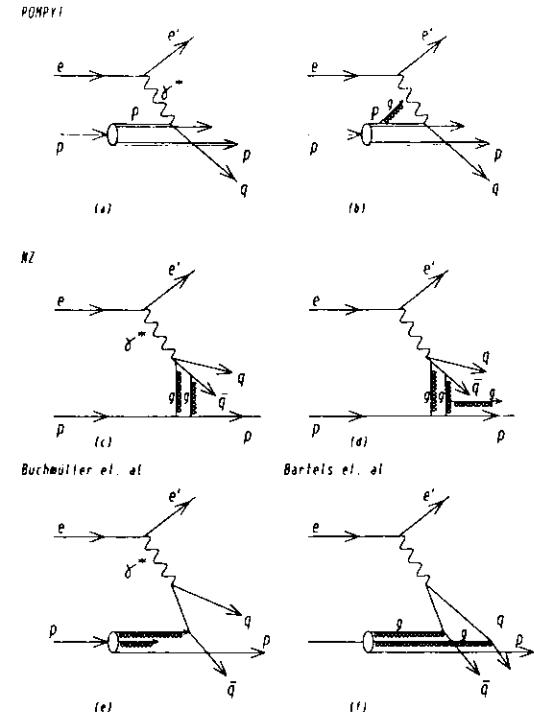


Abbildung 1.7: Feynman Diagramme für verschiedene partonische Modelle zur Diffraktion

In der Quantenchromodynamik gibt es bisher keine befriedigende Beschreibung für diffraktive Prozesse. Im einfachsten Fall wird der Pomeron Austausch durch den Austausch von zwei Gluonen, deren Farbladungen sich gegenseitig kompensieren, ersetzt. Abbildung 1.7 zeigt verschiedene Modelle zur diffraktiven tiefunelastischen Streuung (Abb. 1.7 a,b: [BI93]; Abb. 1.7 c,d: [NZ92]; Abb. 1.7 e: [Buc95]; Abb. 1.7 f: [BFG⁺94]).

Die tiefunelastische Streuung bietet die Möglichkeit, die Eigenschaften der diffraktiven Streuung durch eine Variation der räumlichen Auflösung (Q^2) und des Energieübertrags ($\nu = \frac{Q^2}{2m_p x}$) gezielt zu untersuchen.

Zur Beschreibung der diffraktiven Prozesse werden die in Tabelle 1.2 angegebenen Variablen eingeführt.

Der diffraktive Wirkungsquerschnitt wird in Anlehnung an den inklusiven Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Streuung geschrieben als $[\mathbb{P}93]$ [DGM96]

$$E_{\pi^{\pm}} = \frac{M_{D^{*\pm}}^2 + m_{\pi}^2 - M_{D^0}^2}{2M_{D^{*\pm}}} \quad (1.10)$$

$$p_{\pi^{\pm}} = \sqrt{E_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi}^2} = 42.6 \text{ MeV} . \quad (1.11)$$

- Bedingt durch die relativ großen Lebensdauern des $D^{*\pm}$ ($\tau(D^{*\pm}) > 6.58 \cdot 10^{-21} \text{ s}$) und des D^0 ($\tau(D^0) = (0.415 \pm 0.004) \cdot 10^{-12} \text{ s}$) sind die Breiten von $D^{*\pm}$ und D^0 sehr klein, so daß sich bei guter Massenaufösung $D^{*\pm}$ und D^0 sehr deutlich vom Untergrund abheben.

Aus der gemessenen Anzahl von $D^{*\pm}$ Zerfällen läßt sich auf die Anzahl der erzeugten Charmquarks zurückschließen. Die Wahrscheinlichkeit, daß aus einem c/\bar{c} Quark ein $D^{*\pm}$ entsteht, wurde von ALEPH bei LEP anhand des Übergangs $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ gemessen [ALE94] zu:

$$P_{c \rightarrow D^{*\pm}} = \frac{(6.5 \pm 0.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}}{BR(D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^{\pm}) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm})} = 0.24 \pm 0.02 . \quad (1.12)$$

Kapitel 2

Der Aufbau des ZEUS-Experiments

2.1 HERA

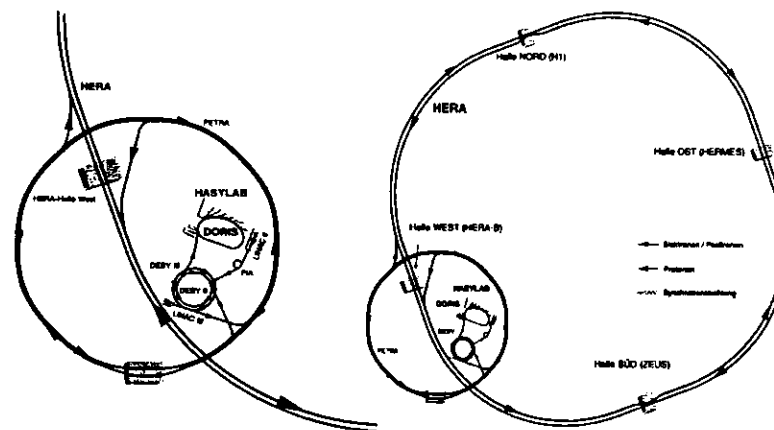


Abbildung 2.1: Der HERA Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern. Die Protonen (Elektronen bzw. Positronen) bewegen sich im HERA-Ring entgegen dem (im) Uhrzeigersinn.

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg wurde 1992 der weltweit erste Elektronen - Protonen Speicherring (HERA)¹ in Betrieb genommen. Elektronen (Positronen)² werden bei Energien bis 30 GeV und Protonen bis 820 GeV beschleunigt und gespeichert. Während der Elektronenring mit normalleitenden Elektromagneten ausgerüstet ist, werden

¹Hadronen Elektronen Ring Anlage

²In den Meßperioden 1992 und 1993 verwendete man Elektronen, seit Mitte 1994 Positronen.

aufgrund der hohen Energien im Protonring supraleitende Magnete verwendet. Zum Erreichen des supraleitenden Zustandes werden die Magnete mit flüssigem Helium auf 4.2 K abgekühlt. Die gespeicherten Elektronen- (Positronen-) sind im allgemeinen transversal polarisiert, mit einem mittleren Polarisierungsgrad von 50 - 65 %. Mit Hilfe einer Anordnung von horizontal und vertikal ablenkenden Magneten kann der Elektronen- (Positronen-) Spin in die Flugrichtung gedreht werden. In Tabelle 2.1 sind einige wichtige Daten von HERA zusammengestellt.

Teilchensorte	Nominalwerte		1994		1995	
	p	e^-/e^+	p	e^-/e^+	p	e^+
Strahlenergie [GeV]	820	30	820	27.5	820	27.5
Schwerpunktsenergie	314		300		300	
Umfang [m]	6336					
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	154	154	174	174
Anzahl ungepaarter Teilchenpakete	-	-	17	15	6	15
Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen [ns]	96		96		96	
integrierte Luminosität (pro Jahr) [pb^{-1}]	50		6.2		12.3	
Führungsmagnetfeld [T]	4.68	0.165	4.68	0.15	4.68	0.15
Strahlströme [mA]	163	58	52	31	73	34

Tabelle 2.1: Technische Daten von HERA

An HERA werden vier Experimente betrieben. H1 und ZEUS untersuchen die Stöße der gespeicherten Elektronen- (Positronen-) und Protonenstrahlen. Bei HERMES trifft der longitudinal polarisierte Elektronen- (Positronen-) Strahl auf einen Gasjet aus longitudinal polarisierten Protonen beziehungsweise schweren Ionen mit dem Ziel, die Spinstruktur der Nukleonen zu erforschen. Das Experiment HERA-B ist noch im Aufbau. HERA-B sucht nach der CP Verletzung im $b\bar{b}$ System. Das $b\bar{b}$ System wird durch Streuung des Protonenstrahls an einem festen Target erzeugt.

2.2 Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor ist ein Vielzweck-Detektor mit einem hochauflösenden Urkalendarimeter als wichtigster Detektorkomponente. Er erfährt den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt mit Ausnahme der Strahlrohrdurchführung. Um die beim Elektron-Proton-Stoß erzeugten Teilchen und ihre Eigenschaften möglichst vollständig zu erfassen, ist

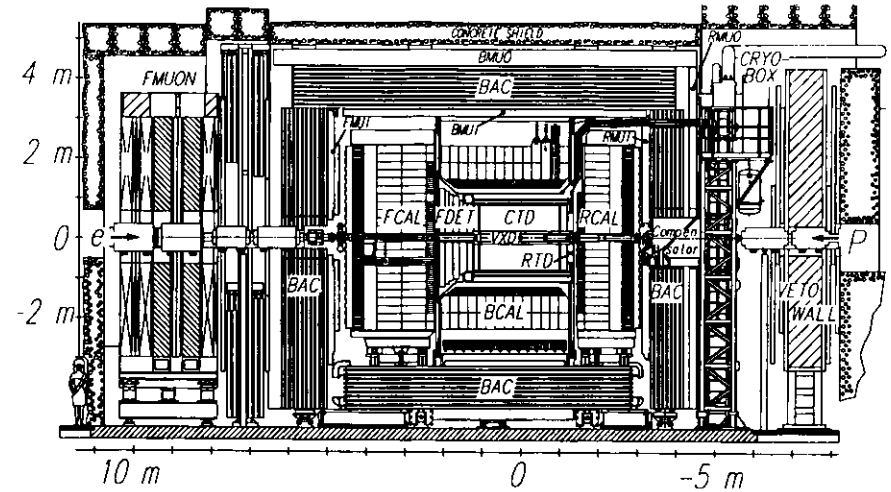


Abbildung 2.2: Der ZEUS Detektor (Längsschnitt).

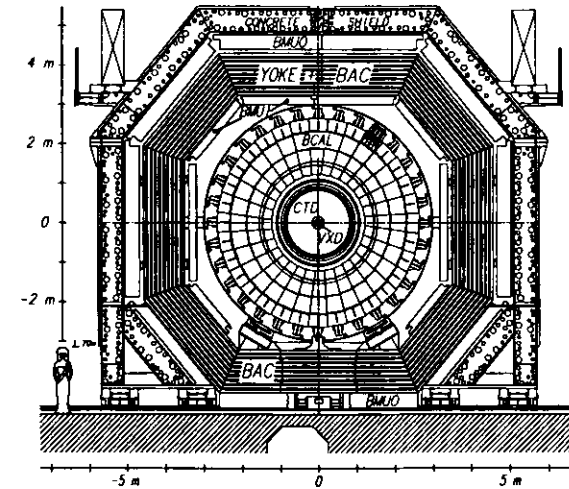


Abbildung 2.3: Der ZEUS Detektor (Querschnitt).

der Detektor aus Lagen verschiedenartiger Komponenten aufgebaut, die mehr oder weniger konzentrisch den Wechselwirkungspunkt umgeben.

Aufgrund der großen Energiedifferenz von Protonen und Elektronen ist das Schwerpunktsystem des Streuprozesses nicht identisch mit dem Laborsystem. Der Endzustand der Streuung weist im Laborsystem eine starke Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie (im Mittel größere Teilchenimpulse in Protonenrichtung) und eine Zylindersymmetrie um die Z-Achse³ auf. Die Konstruktion des Detektors trägt dieser Asymmetrie Rechnung.

Im folgenden werden die Detektorkomponenten näher beschrieben (siehe auch [ZEU93a]).

2.2.1 Spur- und Vertexrekonstruktion

Die Bahnen geladener Teilchen werden mit Hilfe von Spurkammern festgehalten. Diese Kammern sind von einem dünnwandigen supraleitenden Solenoid umgeben, das entlang der Strahlachse ein Magnetfeld von 1.43 T erzeugt. Aus der Krümmung der Teilchenbahn kann der Teilchenimpuls bestimmt werden [HLIM96]. Der Einfluß des Solenoids auf die Strahlen wird durch den Kompensator, ein supraleitendes Solenoid mit max. 5.0 T Magnetfeld, ausgeglichen.

2.2.1.1 Vertexdetektor

Direkt um den Wechselwirkungspunkt herum befindet sich der hohlzylinderförmige Vertexdetektor (VXD). Er dient zur Rekonstruktion des Primärvertex sowie eventuell vorhandener Sekundärvertices, z.B. aus dem Zerfall kurzlebiger Teilchen, und liefert Informationen zur Spurrekonstruktion.

Durch die Unterteilung in 120 Zellen mit je 12 Signaldrähten parallel zur Strahlachse kann der VXD, dessen Ortsauflösung 35 - 70 μm beträgt, dicht beieinanderliegende Spuren bis zu einem Mindestabstand von 2.5 mm als einzelne Spuren auflösen. Um die Streuverluste niederenergetischer Teilchen zu minimieren und um zu verhindern, daß die Teilchen durch Vielfachstreuung zu stark aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden, bestehen die zylindrischen Kammerwände des VXD aus 1 mm starker Kohlefaser.

2.2.1.2 Zentrale Spurkammer

Die zentrale Spurkammer (CTD)⁴ umgibt den VXD. Die CTD ist eine Driftkammer mit einer Länge von 2.4 m und einem Durchmesser von 1.65 m. Aufgrund der Aussparung für die Strahlrohrdurchführung erfaßt sie Spuren aus dem Nominalvertex in einem Polarwinkelbereich von etwa $15^\circ < \theta < 165^\circ$. Sie ist eingeteilt in neun konzentrische Superlagen

³Die Strahlachse bezeichnet man im rechtshändigen ZEUS-Koordinatensystem als Z-Achse, die in Richtung des Protonenstrahls zeigt, im folgenden Vorwärtsrichtung genannt. Die X-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigers und die Y-Achse dementsprechend nach oben. Die Polarkoordinaten werden mit $r =$ Radius, $\theta =$ Polarwinkel und $\phi =$ Azimuth bezeichnet.

⁴Central Track Detector

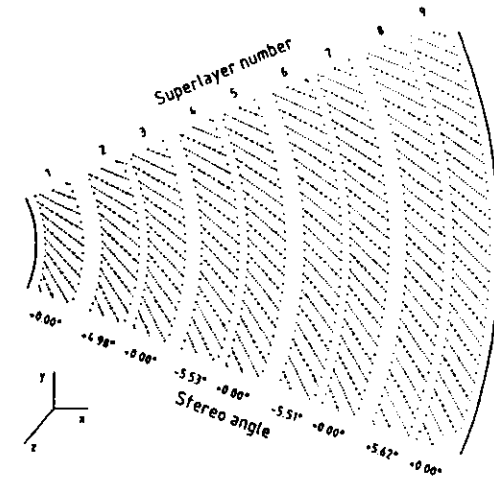


Abbildung 2.4: Drahtanordnung der zentralen Spurkammer (CTD). An diesem Segment sind unten die Winkel (stereo angle) der Signaldrähte relativ zur Strahlachse angegeben.

mit je acht Drahtlagen. Jede Superlage ist in Zellen unterteilt. Ihre Anzahl nimmt von der innersten zur äußersten Superlage zu. So besteht Superlage 1 aus 32 Zellen, während Superlage 9 aus 96 Zellen aufgebaut ist. Insgesamt befinden sich in der CTD 576 Zellen mit 4608 Signaldrähten und 24192 Felddrähten. Der gesamte Innenraum der CTD ist mit einer Mischung aus Argon und Ethan gefüllt. Die Gasfüllung wird von den sie durchlaufenden, geladenen Teilchen partiell ionisiert. Die freigesetzten Elektronen bewegen sich in der Kammer auf dem von den Felddrähten erzeugten elektrischen Feld zu den Signaldrähten. Auf ihrem Weg setzen sie durch Stoßionisation weitere Elektronen und Ionen frei. Mit Hilfe der auf die Signaldrähte treffenden elektrischen Ladung und durch die Messung ihrer Ankunftszeit werden die Teilchenbahnen bestimmt. Anhand der Lage der Signaldrähte in der X-Y Ebene lassen sich die X und Y Koordinaten der Spurpunkte bestimmen. Die Ortsauflösung in der X-Y Ebene beträgt ca. 190 μm . Zur Messung der Z-Koordinate des Spurpunktes werden zwei Methoden verwendet. Bei der „Z-by-Timing Methode“ wird die zeitliche Differenz zwischen dem Eintreffen des Signals an beiden Drahtenden zur Ermittlung der Z-Koordinate benutzt. Die Z-Auflösung beträgt hierbei etwa 3 cm je Meßpunkt. Für die „Stereo Methode“ sind die Drähte der geradzahigen Superlagen um etwa $\pm 5^\circ$ gegenüber der Strahlachse geneigt. Aus dem Vergleich der Meßpunkte aus geradzahigen und ungeradzahigen Superlagen wird eine Z-Auflösung von 1.0 - 1.4 mm erreicht.

Winkelabdeckung	15° – 165°
maximale Driftzeit	≈ 500 ns
Auflösung (X-Y Ebene)	190 μm
Z-Auflösung (timing)	< 4.5 cm
Z-Auflösung (stereo)	1.0 - 1.4 mm
Doppelspurauflösung	< 2.5 mm
Vertex Auflösung (X-Y Ebene)	1 mm
Vertex Auflösung (Z - Richtung)	4 mm
Magnetfeld	1.4 Tesla
$\sigma(p)/p$ für $\theta = 90^\circ$	0.0021p(GeV/c) ⊕ 0.0029
dE/dx Auflösung	< 6 %

Tabelle 2.2: Technische Daten der CTD. Die Werte für Impulsauflösung und dE/dx gelten für Spuren, die in allen 9 Superlagen gemessen werden. ⊕ steht für quadratische Addition.

2.2.1.3 Weitere Bestandteile des Spurrekonstruktionssystems

Zur Verbesserung der Spurrekonstruktion sind in Rückwärtsrichtung (RTD)⁵ und in Vorwärtsrichtung (FTD)⁶ Driftkammern installiert. Da alle senkrecht zum Strahlrohr liegenden Detektorkomponenten Lücken für die Strahlrohrdurchführungen aufweisen müssen, ist das Gesamtsystem zur Spurrekonstruktion auf einen Polarwinkelbereich von 6° bis 170° beschränkt.

Zur Identifikation von Elektronen, die in Vorwärtsrichtung gestreut werden, ist im θ -Bereich von 7° bis 26° der Übergangstrahlungsdetektor (TRD)⁷ installiert.

In Rückwärtsrichtung ist direkt vor dem Rückwärtigen Kalorimeter (RCAL) um das Strahlrohr der SRTD⁸ angebracht [Ng93] [NV95]. Dieser aus Szintillatorstreifen bestehende Detektor bedeckt den inneren Ring des RCAL's und verbessert die Spurrekonstruktion für die unter kleinem Winkel in rückwärtige Richtung gestreuten Teilchen, wie z.B. bei kleinem Q^2 gestreute Elektronen.

2.2.2 Energiemessung

2.2.2.1 Uran-Kalorimeter

⁵Rear Track Detector

⁶Forward Track Detector

⁷Transition Radiation Detector

⁸Small angle Rear Track Detector

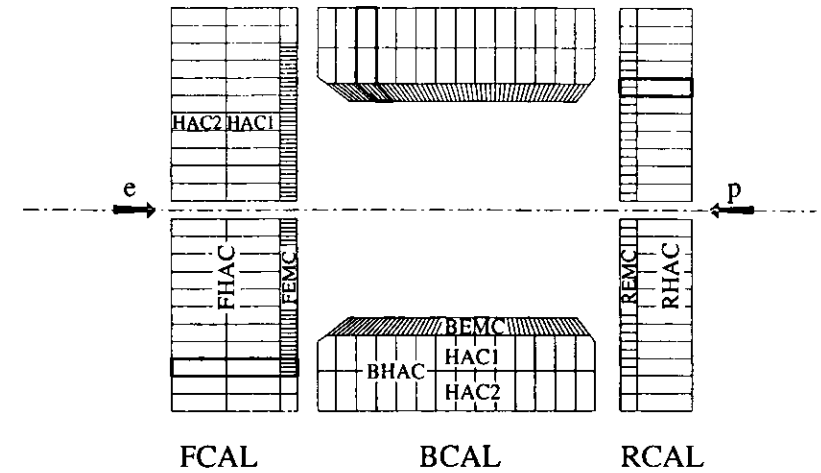


Abbildung 2.5: Aufbau des Uran Kalorimeters. Die stark umrandeten Felder markieren die zu einem Turm gehörigen Zellen.

Die Spurrkammern und der Magnet werden von einem hochauflösenden Uran-Kalorimeter umschlossen. Es gliedert sich in ein zylinderförmiges, zentrales Kalorimeter (BCAL)⁹ sowie in ein vorwärtiges (FCAL)¹⁰ und ein rückwärtiges (RCAL)¹¹, scheibenförmiges Kalorimeter. Alle drei Komponenten sind in gleicher Weise als kompensierendes Sampling-Kalorimeter ausgeführt. Ein Sampling-Kalorimeter beobachtet die Schauerbildung nicht kontinuierlich, sondern stichprobenartig. Es enthält abwechselnd Lagen aus Absorber und Szintillatormaterial. Die Schichtdicken von Absorber und Szintillator sind hier so gewählt, daß Hadronen und Elektronen gleicher Energie annähernd gleich große Signale liefern (Absorber: 3.3 mm; Szintillator 2.6 mm). Ein solches Kalorimeter bezeichnet man als kompensierend. Das Absorbermaterial besteht aus abgereichertem¹² Uran¹³, da bei Uran-Absorbern die erreichbare Energieauflösung für Hadronen besser als bei anderen Materialien (z.B. Blei) ist [KW89].

Als Szintillator wird SCSN-38 verwendet, ein organisches Material (Polystyrol), das bei Durchgang von geladenen Teilchen Photonen im blauen Frequenzbereich emittiert und so deren Nachweis ermöglicht. Diese Photonen werden mit Hilfe von Wellenlängenschiebern in grünes Licht umgewandelt, mit Lichtwellenleitern auf Photomultiplier geleitet und dort als elektrische Signale erfaßt. Viele Lagen Uran und Szintillator werden zu einer Zelle zusammengefaßt. Jede Zelle wird grundsätzlich von zwei Photomultipliern ausgelesen, deren

⁹Barrel Calorimeter

¹⁰Forward Calorimeter

¹¹Rear Calorimeter

¹²Das Kalorimeter wird auch als DU-Kalorimeter bezeichnet, hergeleitet von „Depleted Uranium“

¹³bei ZEUS: 98.1% ²³⁸U ; 1.7% Nb ; 0.2% ²³⁵U

Lichtsignale aus den beiden einander gegenüberliegenden Wellenlängenschiebern kommen. Aus der Signaldifferenz der beiden Photomultiplier wird eine Verbesserung der Ortsmessung erreicht.

Zur Unterscheidung zwischen elektromagnetischen (e, γ) und hadronischen (z.B. π^\pm, p, n) Teilchen ist das Kalorimeter longitudinal in drei (FCAL, BCAL), bzw. zwei (RCAL) Abschnitte unterteilt, die getrennt ausgelesen werden. Den ersten Abschnitt bildet das elektromagnetische Kalorimeter (EMC); dahinter folgen die hadronischen Abschnitte HAC1 und HAC2 (im RCAL nur HAC1) mit $2 \cdot 3\lambda$ im FCAL, $2 \cdot 2\lambda$ im BCAL und $1 \cdot 3\lambda$ im RCAL. Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie praktisch vollständig im EMC (Dicke: 25 Strahlungslängen; $25X_0 \approx 1\lambda$)¹⁴, während Hadronen im allgemeinen nur einen Bruchteil im EMC und den Rest in den beiden HAC Komponenten deponieren. Außerdem sind elektromagnetische Schauer in ihrer transversalen Ausdehnung wesentlich enger begrenzt als hadronische. Deshalb ist die typische transversale Größe von EMC Zellen $5 \times 20 \text{ cm}^2$ ($10 \times 20 \text{ cm}^2$ im RCAL) und von HAC1 / HAC2 Zellen $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Jeweils vier (im RCAL zwei) EMC Zellen bilden zusammen mit je einer HAC1 und HAC2 Zelle (im RCAL nur HAC1) einen Kalorimeterturm (FCAL: 460 Türme, BCAL: 448 Türme, RCAL: 452 Türme). Die insgesamt 5918 Zellen des ZEUS Detektors werden von 11836 Photovervielfachern ausgelesen.

Polarwinkelabdeckung (FCAL)	$2.6^\circ - 36.7^\circ$
Polarwinkelabdeckung (BCAL)	$36.7^\circ - 129.1^\circ$
Polarwinkelabdeckung (RCAL)	$129.1^\circ - 176.2^\circ$
Energieauflösung (Hadronen)	$35/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 2 \%$
Energieauflösung (Elektronen)	$18/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 2 \%$
Ortsauflösung in X-Richtung (Hadronen)	$6.5/\sqrt{E[\text{GeV}]} \text{ cm}$
Ortsauflösung in X-Richtung (Elektronen)	$6.7/\sqrt{E[\text{GeV}]} \text{ cm}$
Ortsauflösung in Y-Richtung (Hadronen)	$5.4/\sqrt{E[\text{GeV}]} \text{ cm}$
Ortsauflösung in Y-Richtung (Elektronen)	$1.5/\sqrt{E[\text{GeV}]} \text{ cm}$

Tabelle 2.3: Technische Daten des Kalorimeters. Die Werte für Energieauflösung und Ortsauflösung wurden im Teststrahl gemessen. \oplus steht für quadratische Addition.

Die Energieeichung des Kalorimeters wurde am CERN und am Fermilab mit Elektron und Hadronstrahlen bekannter Energie durchgeführt. Im ZEUS Detektor wird die Eichung mit Hilfe der natürlichen Radioaktivität des Urans (^{238}U) überwacht.

Alle im RCAL bzw. FCAL senkrecht übereinander montierten Kalorimetertürme ergeben ein Modul. Das mittlere dieser Module besteht aus zwei Teilen, da in seiner Mitte das Strahlrohr

¹⁴ X_0 : Strahlungslänge, λ : Wechselwirkungslänge

verläuft. Vor Beginn der Meßperiode 1995 wurde der obere Teil dieses Moduls abgesenkt und der untere Teil angehoben. Hierdurch wurde das Loch für die Strahlrohrdurchführung in y -Richtung verkleinert und die Akzeptanz für Q^2 Werte im Bereich von $5 - 15 \text{ GeV}^2$ erhöht.

2.2.2.2 Weitere Elemente zur Energiemessung

In den EMC Sektionen der drei Uran-Kalorimeter-Teile wurde nach der vierten (im FCAL auch nach der siebten) Szintillatorplatte eine Lücke gelassen, in die der Hadronen Elektronen Separator (HES) eingebaut wird. Dieser besteht aus $3 \times 3 \text{ cm}$ großen Halbleiterdetektoren. Durch die Unterteilung der EMC-Sektion in mehrere HES-Zellen pro Turm wird die Elektronen-Erkennung und speziell ihre Ortsauflösung verbessert. Die HES Daten wurden in dieser Analyse nicht verwendet.

Das Uran-Kalorimeter wird umgeben vom einem mit Proportionalrohrkammern instrumentierten Eisenjoch, dem BAC¹⁵. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des Solenoidfeldes. Durch die Instrumentierung ist es möglich, auch diejenigen Teilchenschauer komplett zu erfassen, die aufgrund ihrer hohen Energie im Uran-Kalorimeter nicht vollständig absorbiert werden.

Die außenliegenden Komponenten des Detektors dienen zum Nachweis von Myonen. Da Myonen im Verhältnis zu Hadronen und Elektronen nur in geringem Maße mit Materie wechselwirken, sind sie in der Lage viele Detektorschichten praktisch ungestört zu durchdringen.

2.3 Datennahme

Die Teilchenpakete der Elektronen- und Protonenstrahlen kreuzen sich im Wechselwirkungspunkt mit einem zeitlich Abstand von 96 ns. Neben den physikalisch interessanten Ereignissen gibt es auch solche, bei denen Strahlprotonen mit dem Restgas wechselwirken oder von der Sollbahn abkommen und das Strahlrohr treffen. Solche unerwünschten Ereignisse bezeichnet man als Untergrund. Ihre Rate von $10^4 - 10^5$ je Sekunde übersteigt diejenige der physikalisch interessanten Ereignisse bei weitem. Daher werden die von den Detektorkomponenten kommenden Signale alle 96 ns in ein dreistufiges Triggersystem eingespeist, das die meisten der unerwünschten Signale herausfiltert.

- In der ersten Triggerstufe (FLT)¹⁶ werden in den einzelnen Detektorkomponenten die gemessenen Daten von schnellen Prozessoren analysiert und die Ergebnisse an den globalen Triggerprozessor GFLT¹⁷ weitergeleitet. Bis zur Entscheidung des GFLT werden

¹⁵Backing Calorimeter

¹⁶First Level Trigger

¹⁷General First Level Trigger

z.B. die Daten des Kalorimeters in einer Pipeline¹⁸ mit 58 Speichern zwischengespeichert. Im GFLT werden Meßwerte wie die in den verschiedenen Bereichen des Kalorimeters beobachteten Energien oder die Anzahl der Spurkandidaten in der CTD dazu benutzt, innerhalb von 4.4 μ s nach der Strahlkreuzung Untergrundereignisse auszuschließen. Die vom GFLT akzeptierten Ereignisse werden mit einer Rate von bis zu 600 Hz an die zweite Triggerstufe weitergegeben.

- Für alle vom GFLT akzeptierten Ereignisse werden die noch analogen Daten digitalisiert und an die zweite Triggerstufe weitergegeben. Die zweite Triggerstufe ist ähnlich wie die erste aufgebaut. Auch sie besitzt eine Pufferpipeline und ist in eine lokale (SLT)¹⁹ und eine globale (GSLT)²⁰ Komponente unterteilt. Aufgrund der geringeren Eingangsrate können komplexere Analysen durchgeführt und die Ereignisrate um eine Größenordnung auf etwa 70 Hz gesenkt werden.
- Die vom GSLT akzeptierten Ereignisse werden im „Eventbuilder“ rekonstruiert und an die dritte Triggerstufe (TLT)²¹ weitergegeben, die aus einer Farm von schnellen UNIX-Workstations mit einer Rechenleistung von 1000 - 2000 MIPS besteht. Zu diesem Zeitpunkt steht für jedes Ereignis die vollständige Signalinformation zur Verfügung. Die Rekonstruktion der Ereignisse erlaubt die Unterdrückung von Untergrundereignissen um eine weitere Größenordnung auf 5 - 15 Hz.

Die vom TLT akzeptierten Ereignisse werden im DESY-Rechenzentrum auf Datenträger (Platte, Magnetband) gespeichert.

Die geometrische und kinematische Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt mit dem Programmpaket ZEPHYR (siehe Anhang A).

¹⁸An einigen Komponenten wie z.B. dem Kalorimeter werden die Informationen in der Pipeline analog abgespeichert, während andere Komponenten wie z.B. die Zentrale Spurkammer die Daten in digitalisierter Form speichern.

¹⁹Second Level Trigger

²⁰General Second Level Trigger

²¹Third Level Trigger

Kapitel 3

Modelle für D* Erzeugung und Detektorsimulation

Um die Akzeptanz des Detektors für bestimmte Prozesse und die Meßgenauigkeit bestimmter Variablen wie Energie, Masse im Teilchensystem usw. zu bestimmen, werden mit Monte Carlo (MC) Verfahren Ereignisse erzeugt. Mit Hilfe des Programmpaketes MOZART werden anschließend die Detektoreinflüsse auf diese Ereignisse simuliert. Die so „gemessenen“ Ereignisse werden mit dem ZEPHYR Rekonstruktionsprogramm auf die gleiche Weise wie reale Ereignisse bearbeitet (siehe Abbildung 3.1).

Zur Erzeugung von Ereignissen der tiefunelastischen Streuung wurden die Generatoren AROMA und HERWIG verwendet.

AROMA [IRS96] simuliert die Produktion schwerer Quarks im Boson-Gluon-Fusionsmodell. Dabei wird die komplette elektroschwache Struktur der Elektron-Gluon Wechselwirkung berücksichtigt. Zur Hadronisierung wird das „LUND String fragmentation“ Modell benutzt, wie es in JETSET / PYTHIA [Sjö94] implementiert ist. Zusätzlich werden Partonschauer im Anfangs bzw. Endzustand simuliert.

Der Generator HERWIG [MWA⁺92] benutzt bei der Simulation der Ereignisse das Modell der Quantenkohärenz. Die QCD $O(\alpha_s)$ Matricelemente werden dabei nicht explizit betrachtet. Gluonen werden in einen Winkelbereich abgestrahlt, der von dem einlaufenden und dem auslaufenden Parton begrenzt wird.

Die Ereignisse der tiefunelastischen diffraktiven Streuung wurden mit dem Generator RAP-GAP [Jun93] erzeugt. Die diffraktive Streuung wird hier mit dem Modell von Ingelman und Schlein beschrieben [IS85]. Dabei koppelt das virtuelle Photon an geladene Partonen (=Quarks) des Pomerons. Bei der Erzeugung der Ereignisse wurde $\alpha_P = 0.25$ und $x_I = 0.9$ gewählt.

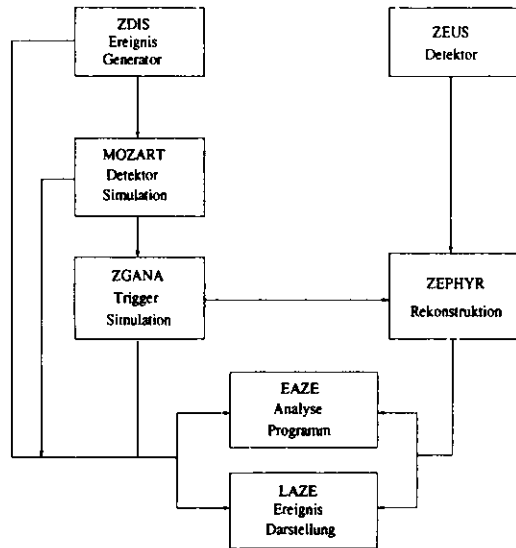


Abbildung 3.1: ZEUS Datenfluß

Kapitel 4

Ereignisauswahl

4.1 Bestimmung der Kinematischen Variablen

Um ein NC Ereignis bei festem s kinematisch vollständig zu beschreiben, müssen zwei der drei Variablen x, y, Q^2 bekannt sein. Diese Größen sind aber nicht direkt meßbar. Der Messung zugänglich sind: der Winkel des gestreuten Elektron (θ_e), die Energie des gestreuten Elektrons (E'_e), der Erzeugungswinkel des hadronischen Systems (γ_{had}) und die Energie des hadronischen Systems (E_{had}). Zur Bestimmung der für das Ereignis charakteristischen kinematischen Variablen x, y, Q^2 werden mindestens zwei dieser vier meßbaren Größen benötigt.

Bei der Rekonstruktion des Elektrons wird die Eigenschaft ausgenutzt, daß Elektronen praktisch vollständig in der EMC Sektion des Kalorimeters aufschauern, während hadronische Schauer sich im allgemeinen über die EMC und die HAC Komponente erstrecken, wobei der Schwerpunkt der hadronischen Schauerentwicklung mehr im HAC liegt. Für die Winkelmessung wird jeweils der geometrische Mittelpunkt einer Kalorimeterzelle verwendet. Befinden sich in mehr als einer Zelle zusammenhängende Einträge, so werden die Zellmittelpunkte mit dem jeweiligen Energieeintrag gewichtet und daraus der Mittelpunkt errechnet. Für die Suche nach Elektronenkandidaten und für die Rekonstruktion von Energie und Winkel der Kandidaten gibt es verschiedene Programme. In der vorliegende Analyse wurde „Sinistra95“ verwendet. Dies ist ein Elektronensuchprogramm, das mit einem Neuronalen Netzwerk die Elektronenkandidaten aufspürt und ihre Position und Energie bestimmt.

Die vom Elektronensuchprogramm nicht als zum Elektron gehörig markierten Zellen werden dem hadronischen System zugeordnet. Für jede dieser Zellen wird ein Impulsvektor berechnet, dessen Richtung dem des Vektors vom Vertex zum Zellmittelpunkt entspricht. Da die Energie der Teilchen so hoch ist, daß die Masse nur einen vernachlässigbar geringen Anteil an der Gesamtenergie hat, entspricht der Energieeintrag in der Kalorimeterzelle näherungsweise dem Betrag des Impulsvektors. Die gesammte hadronische Energie E_{had} ist die Summe der Energien E_h aller Zellen, die nicht zum Elektronschauer gehören.

$$E_{had} = \sum_h E_h. \quad (4.1)$$

Der Polarwinkel des Hadronischen Systems wird aus der hadronischen Energie- und Impuls-komponente bestimmt:

$$\cos \gamma_{had} = \frac{\sum_h p_x^2 + \sum_h p_y^2 - (E_{had} - \sum_h p_z)^2}{\sum_h p_x^2 + \sum_h p_y^2 + (E_{had} - \sum_h p_z)^2}. \quad (4.2)$$

Im naiven Quark-Parton-Modell entspricht dies dem Polarwinkel des Stromquarks.

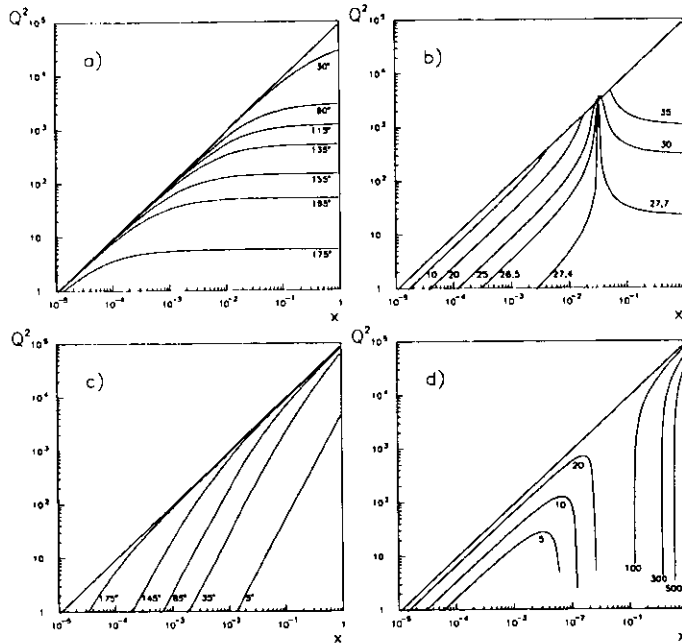


Abbildung 4.1: Linien für a) festen Winkel des gestreuten Elektrons b) feste Energie (in GeV) des gestreuten Elektrons c) festen Winkel des hadronischen Systems im Endzustand d) feste Energie (in GeV) des hadronischen Systems im Endzustand. Die angegebenen Zahlen gelten für Elektronen mit 27.5 GeV und Protonen mit 820 GeV.

Es gibt drei gebräuchliche Methoden, aus den Meßwerten die kinematischen Variablen zu bestimmen [BEK92] [Hoe92] [Ben94]:

- Bei der **Elektronen-Methode** werden der Winkel des gestreuten Elektrons sowie

dessen Energie verwendet:

$$x_{el} = \frac{E'_e(1 + \cos \theta'_e)}{2yE_p} \quad (4.3)$$

$$y_{el} = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \theta'_e) \quad (4.4)$$

$$Q_{el}^2 = 2E_e E'_e(1 + \cos \theta'_e). \quad (4.5)$$

Diese Methode liefert gute Ergebnisse für großes y , während sie für kleines y extrem stark von der Meßgenauigkeit von E'_e abhängt (siehe Abbildung 4.1.b).

- Bei der Methode von **Jacquet - Blondel** werden der Winkel und die Energie des hadronischen Systems verwendet:

$$y_{JB} = \frac{\sum_h E - p_z}{2E_e} \quad (4.6)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{\sum_h p_x^2 + \sum_h p_y^2}{1 - y_{JB}} \quad (4.7)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}}. \quad (4.8)$$

Die Genauigkeit dieser Methode ist im gesamten Q^2 Bereich und für $y > 0.04$ geringer als die der Elektron-Methode. Sie bietet aber die Möglichkeit, bei CC Ereignissen die kinematischen Variablen eines Ereignisses zu bestimmen.

Die JB-Methode ist relativ unempfindlich auf Teilchen, die in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verlorengehen, da hier nur der Transversalimpuls und die Differenz $(E - p_z)$ verwendet werden, wobei $(\sum E - p_z)$ für Einträge in Vorwärtsrichtung klein ist. Hingegen ist der Betrag der Differenz $(\sum E - p_z)$ für die in Rückwärtsrichtung unter großen Winkeln gestreuten Teilchen groß, so daß dort im Strahlrohr verlorengehende Teilchen die Resultate deutlich verfälschen.

- Bei der **Doppelwinkel-Methode** (double-angle) werden die Winkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Systems verwendet:

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin \gamma_{had} + \sin \theta'_e + \sin(\gamma_{had} + \theta'_e)}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta'_e - \sin(\gamma_{had} + \theta'_e)} \quad (4.9)$$

$$Q_{DA}^2 = \frac{4E_e^2 \sin \gamma_{had}(1 + \cos \theta'_e)}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta'_e - \sin(\gamma_{had} + \theta'_e)} \quad (4.10)$$

$$y_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{s x_{DA}}. \quad (4.11)$$

Die DA-Methode liefert über fast den gesamten Bereich genaue Resultate. Da die DA-Methode nur vom Verhältnis von Energien abhängt, ist sie weniger empfindlich auf Unsicherheiten in der Energie der Teilchen im Endzustand. Bei sehr hohem y ist die Elektronen-Methode allerdings genauer. Für kleines y und kleines Q^2 ist die

Doppelwinkel-Methode anfällig auf Kalorimeterrauschen, da hier schon kleine Kalorimetereinträge die Winkelberechnung beeinflussen. Das Kalorimeterrauschen wird beim ZEUS Detektor in erster Linie von der natürlichen Radioaktivität des Urans im Detektor erzeugt.

Die Doppelwinkel-Methode wird in dieser Arbeit zur Auswertung benutzt, da sie für einen großen kinematischen Bereich die besten Ergebnisse liefert [BEK92] [Ben94] [ZEU93c].

4.2 Auswahlkriterien

Zur Auswahl der Ereignisse werden Kriterien verwendet, die die zu untersuchenden Ereignisse mit hoher Effizienz auswählen und Untergrundereignisse nahezu vollständig unterdrücken. In einem ersten Schritt werden die tiefunelastischen Ereignisse mit neutralem Strom ausgewählt. Diese Ereignisse werden daraufhin überprüft, ob sie die für D^* Zerfälle nötige Anzahl von Spuren aufweisen. Außerdem wird verlangt, daß es mindestens eine Spurkombination gibt, die von einem D^* Zerfall stammen kann. Die so ausgewählten Ereignisse werden schließlich in diffraktive und nichtdiffraktive Ereignisse eingeteilt.

4.2.1 Tiefunelastische Ereignisse

Schon während der Datennahme werden die Ereignisse verschiedenen Klassen zugeordnet, wobei ein Ereignis mehreren Klassen angehören kann. Für die vorliegende Untersuchung wurden nur solche Ereignisse ausgewählt, die die Kriterien aller folgenden Klassen gleichzeitig erfüllen:

- DST Bit 9: Mindestens eines der Elektronensuchprogramme hat ein Elektron gefunden.
- DST Bit 10: Es konnten mehrere Spuren in der CTD und damit ein Vertex rekonstruiert werden. Diese Bedingung ist notwendig, da man zur Rekonstruktion des D^* im untersuchten Zerfallskanal die Spuren der drei Teilchen im Endzustand benötigt ($D^{*+} \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$ bzw. $D^{*-} \rightarrow \pi^- K^+ \pi^-$). Aufgrund der geringen Lebensdauer des D^* und des D^0 Mesons kommen, im Rahmen der Meßgenauigkeit, alle Spuren der Zerfallsprodukte dieser beiden Mesonen aus dem Primärvertex.
- DST Bit 11: Dieses Bit kennzeichnet die tiefunelastischen Ereignisse, die vom TLT als Ereignisse mit neutralem Strom erkannt worden sind.
- DST Bit 37: Zusammen mit Bit 10 wird durch dieses Kriterium erreicht, daß nur Ereignisse mit einem Eintrag in der Vertextabelle des VCTRAK-Paketes akzeptiert werden. Nur wenn ein Vertex rekonstruiert werden konnte, ist die Tabelle der Spurdaten des verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus gefüllt.

Die so ausgesuchten Ereignisse werden anschließend rekonstruiert. Dabei werden aus den Informationen über das Elektron und die Hadronen die kinematischen Variablen x und Q^2 berechnet und anhand der folgenden Schnitte die tiefunelastischen Ereignisse ausgewählt.

- $E'_e \geq 5$ GeV: Ein wichtiges Kennzeichen für tiefunelastische NC Ereignisse ist ein gestreutes Elektron im Endzustand. Zum Nachweis dieses Elektrons wurde in dieser Analyse Sinistra95 verwendet. Erst ab einer bestimmten Elektronenenergie ist das Programm in der Lage, die Elektronen mit einer ausreichenden Effizienz zu erkennen. Als untere Grenze für die Elektronenenergie wurde 5 GeV gewählt.
- Um eine möglichst genaue Messung des Elektrons zu gewährleisten, wurde gefordert, daß der Mittelpunkt des elektromagnetischen Schauers mindestens 3 cm vom Kalorimeterrand (insbesondere vom Ausschnitt für das Strahlrohr) entfernt ist. Dies bedeutet, daß nur Elektronen akzeptiert werden, die in x und y Richtung jeweils eine Entfernung von mindestens 13 cm von der Strahlachse aufweisen.
- Da beim D^* Zerfall aufgrund der geringen Lebensdauern von D^* und D^0 alle Spuren, innerhalb der Auflösung, aus dem gleichen Vertex kommen, wurde gefordert, daß ein Vertex rekonstruiert werden konnte, der der Ursprungsort von mindestens 3 Spuren ist.
- $y_d < 0.8$: Dieser Schnitt verwirft die meisten Photoproduktionsereignisse, bei denen z.B. ein hochenergetisches π^0 bzw. γ fälschlicherweise als Elektron erkannt wurde. Da die gestreuten Elektronen eine Mindestenergie von 5 GeV besitzen müssen, wird $y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \theta_e)$ durch $E'_e \geq 5$ GeV und die Detektorgeometrie auf $y < 0.82$ beschränkt.
- $5 < Q_{DA}^2 < 100$ GeV²: Aufgrund der Detektor-Geometrie besitzen Ereignisse deren Elektron im Kalorimeter nachgewiesen werden konnte im allgemeinen $Q^2 > 4$ GeV² (siehe Abbildung 4.1a). Bei $Q^2 > 100$ GeV² ist die Ereignisstatistik für eine Untersuchung nicht ausreichend.
- $y_B > 0.04$: Dieser Schnitt gewährleistet eine genaue Messung von γ_{had} und x . Da bei geringen Energieüberträgen y nur geringe hadronische Einträge im Kalorimeter zu erwarten sind, spielt in solchen Fällen das Rauschen, verursacht durch die natürliche Radioaktivität des Urans, eine wichtige Rolle.
- 35 GeV $< \delta < 60$ GeV: Dieser Schnitt dient zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen. Bei einem hermetischen Detektor und ohne Berücksichtigung von Meßfehlern beträgt die Differenz $\delta = E - p_x$ das Doppelte der Strahlenergie des Elektrons $\delta = 2E_e = 55$ GeV. Bei Photoproduktionsereignissen entkommt das Elektron durch das Strahlrohr (θ_e nahe 180°). Deshalb ist für diese Ereignisse die Differenz δ im allgemeinen klein. Bei Photonabstrahlung vom einlaufenden Elektron ist die Differenz δ ebenfalls wesentlich kleiner als $2E_e$. Daher unterdrückt der δ Schnitt nicht nur Photoproduktionsereignisse, sondern auch Ereignisse mit Photonabstrahlung im Eingangszustand.

4.2.2 Spurauswahl

Alle tiefinelastischen Ereignisse müssen mindestens 3 Spuren enthalten, die die folgenden Eigenschaften besitzen:

- Transversalimpuls: $p_T > 100 \text{ MeV}$
- Pseudorapidität: $|\eta| < 1.75$ (dies entspricht $19.8^\circ < \theta < 160.3^\circ$)
- Die Spur muß mindestens 20 Messpunkte in der CTD besitzen.

Diese Schnitte dienen dazu, nur diejenigen Spuren für die weitere Analyse zu akzeptieren, für die die Rekonstruktion mit ausreichender Genauigkeit möglich ist.

4.2.3 D^* - Auswahl

Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$ (entsprechendes gilt für den ladungskonjugierten Zerfall $D^{*-} \rightarrow \pi^- K^+ \pi^-$) liefert drei geladene Teilchen im Endzustand, von denen das π^+ aus dem $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ Übergang einen geringen Impuls hat und die beiden anderen Teilchen entgegengesetzte Ladungsvorzeichen besitzen. Dementsprechend wurden für alle Ereignisse alle möglichen 3-Spurkombinationen gebildet und solche Ereignisse ausgewählt, die mindestens eine Kombination mit folgenden Eigenschaften aufweisen:

- 2 positive und eine negative Spur (bzw. zwei negative und eine positive Spur): Da die geladenen Teilchen nicht identifiziert werden, wird jedem geladenem Teilchen einmal die Kaonenmasse und einmal die Pionenmasse zugeordnet. Das Kaon und das schnelle Pion müssen hierbei entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben. Die Ladung des langsamen Pions muß der des schnellen Pions entsprechen.
- $p_T(K) > 400 \text{ MeV}$ und $p_T(\pi) > 400 \text{ MeV}$: Spuren mit einem höheren Transversalimpuls können erheblich besser rekonstruiert werden. Dies verbessert die Genauigkeit bei der Bestimmung der D^0 Masse. Außerdem zeigen MC Untersuchungen, daß bei mehr als 90 % der $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Zerfälle die Spuren von K und π einen größeren Transversalimpuls besitzen.
- $p_T(D^*) > 1.3 \text{ GeV}$: In MC Untersuchungen wurde festgestellt, daß dieses Kriterium von mehr als 95 % der $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Zerfälle erfüllt wird. Ein hoher Transversalimpuls verbessert die Rekonstruktion der Kaonen- und Pionen-Spuren.
- $|\eta(D^*)| < 1.5$: MC Studien zeigen, daß sich das π_{slow} in die gleiche Richtung bewegt wie das D^* . Dieser Schnitt läßt also für die Spur des langsamen Pions nur einen verringerten Winkelbereich zu. $\eta(D^*)$ ist genauer meßbar als $\eta(\pi_s)$.

D^* Kandidaten müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- $1.8 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.93 \text{ GeV}$: $M(D^0) = 1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$ [PDG96]
- $0.142 \text{ GeV} < M(D^*) - M(D^0) = \Delta M < 0.148 \text{ GeV}$: $\Delta M = 145.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$ [PDG96]

4.2.4 Diffraktive D^* Erzeugung

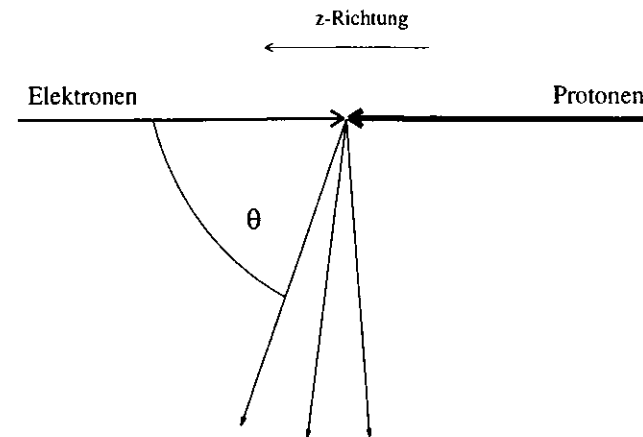


Abbildung 4.2: η_{max} ist definiert durch den Winkel θ zwischen Strahlachse und dem am weitesten nach vorne gestreuten Teilchen, $\eta_{max} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$.

Wie bereits in Abschnitt 1.1.2 ausgeführt, zeichnen sich diffraktive Ereignisse der tiefinelastischen Streuung durch eine Lücke in der Teilchenerzeugung in Vorwärtsrichtung aus. Die Größe der Lücke wird mit Hilfe der Lücke $\Delta\eta$ in der Pseudorapiditätsverteilung gemessen.

$$\Delta\eta = \eta_{limit} - \eta_{max} \quad (4.12)$$

Hierbei bezeichnet η_{limit} die Grenze des Kalorimeters in Vorwärtsrichtung und η_{max} wird durch das am weitesten in Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen bestimmt (siehe Abbildung 4.2).

$$\eta_{max} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (4.13)$$

Der Wert von η_{max} wurde mit dem Uran-Kalorimeter bestimmt. Benutzt wurde die Position des am weitesten in Vorwärtsrichtung liegenden Kondensats¹ mit einer Energie größer als 400 MeV. Mit Hilfe des so bestimmten Wertes von η_{max} wurden die Ereignisse in diffraktive ($\eta_{max} < 1.8$) und nichtdiffraktive ($\eta_{max} > 1.8$) unterteilt.

¹Direkt benachbarte Zellen mit Energieeintrag bilden ein Kondensat [dJ92]

Kapitel 5

Ergebnisse

5.0.1 Auswahl der Ereignisse

Für die vorliegende Analyse wurden die Daten des ZEUS Detektors der Meßperioden 1994 und 1995 verwendet. Ausgenommen waren die Meßläufe und Ereignisse, die „EVTAKE“¹ als fehlerhaft eingestuft hat sowie die Meßläufe 9587, 9846, 12497. Es standen als integrierte Luminosität 1994 $\mathcal{L}_{94} = 3.28 \text{ pb}^{-1}$ und 1995 $\mathcal{L}_{95} = 6.50 \text{ pb}^{-1}$ und damit insgesamt $\mathcal{L}_{94+95} = 9.79 \text{ pb}^{-1}$ für die Untersuchung zur Verfügung².

Nach Abfrage der DST-Bits's verbleiben noch ca. 4.2 Millionen Ereignisse in der Analyse. Durch den Einsatz des „Sinistra95 Electronfinders“ wurden etwa 1 Million Ereignisse zurückgewiesen, in denen kein Elektron gefunden worden war. Die gesamten Ergebnisse der Schnitte sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Insgesamt erfüllen ca. 1.1 Millionen Ereignisse die Auswahlbedingungen.

Die x - Q^2 Verteilung der Ereignisse, mit einem Elektron von $E'_e > 5 \text{ GeV}$ und einem Vertex mit mindestens drei Spuren ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Ereignisse mit D* Kandidaten sind als große schwarze Punkte eingezeichnet. Sie liegen alle in dem durch die kinematischen Schnitte eingegrenzten Bereich.

Für die nach den Schnitten von Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 verbliebenen Ereignisse stimmen die Verteilungen der Impulse, Transversalimpulse und Pseudorapiditäten für alle Ereignisse und summiert über alle Teilchenarten gut mit den Vorhersagen überein (siehe Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4). Für den Vergleich wurden die MC Verteilungen auf gleiche Teilchenzahlen wie in den Daten normiert. Die Kaonen und Pionen Verteilungen (Quadrate) sowie die Verteilungen für langsame Pionen (Dreiecke) der D* Zerfälle weichen deutlich von denjenigen für alle Teilchen aus allen Ereignissen ab. Die langsamen Pionen aus dem D* Zerfall dominieren bei kleinen Impulsen und kleinen Transversalimpulsen. Die Verteilungen für Kaonen und Pionen aus dem D⁰ Zerfall besitzen ein Maximum bei höheren Impulsen bzw. Transversalimpulsen.

¹Die Programmroutine „EVTAKE“ verwirft alle Ereignisse und Meßläufe, bei denen wichtige Komponenten des Detektors nicht ordnungsgemäß funktionierten.

²Die Luminosität der Daten von 1994 verteilt sich auf etwa 8% Elektron-Proton Stöße und 92% Positron-Proton Stöße.

	94	95
Luminosität	3284 nb ⁻¹	6502 nb ⁻¹
Anzahl der Ereignisse nach DST-Bits	1489249	2700749
kein Elektron gefunden	32.5 %	19.4 %
Verluste durch Boxcut	7.5 %	24.7 %
$E_e < 5.0 \text{ GeV}$	2.2 %	1.6 %
$y_{el} > 0.8$	0.2 %	0.2 %
$y_{JB} < 0.04$	7.9 %	7.4 %
$Q_{DA}^2 < 5.0 \text{ GeV}^2$	5.0 %	3.4 %
$\delta < 35 \text{ GeV}$ oder $\delta > 60 \text{ GeV}$	2.0 %	0.7 %
Anzahl der verbleibenden DIS Ereignisse	387859	646808
davon mit weniger als 3 guten Spuren	4.4 %	6.0 %

Tabelle 5.1: Integrierte Luminosität und Anteil der „Ereignisse nach DST-Bits“, die die geforderten Bedingungen nicht erfüllen. Die Zahlen für die Schnitte y_{el} , y_{JB} und Q_{DA}^2 sind nicht additiv. In den anderen Fällen wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, die die vorhergehende Stufe passieren konnten.

Auch bei den Winkelverteilung weichen sowohl Kaonen und Pionen als auch die langsamen Pionen von den Verteilungen für alle Teilchen ab.

5.1 Tiefunelastische D* Erzeugung

Die Verteilung der Ereignisse in der $\Delta M - M_{K\pi}$ - Ebene (siehe Abbildung 5.5, bzw die Projektionen in Abbildung 5.6), zeigen ein deutliches Signal für D* Erzeugung bei $\Delta M \approx 0.145$ und für D⁰ Erzeugung bei $M_{K\pi} \approx 1.86$. Die Signale bei $0.142 \text{ GeV} < \Delta M < 0.148 \text{ GeV}$ und $1.80 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.93 \text{ GeV}$ liegen genau in dem für D* Zerfälle erwarteten Bereich.

Ein Vergleich der ermittelten Daten mit den Vorhersagen der Modellrechnungen (siehe Abbildung 5.7, 5.8 und 5.9) ergibt in weiten Bereichen eine gute Übereinstimmung. Allerdings zeigt die Verteilung der Transversalimpulse für Kaonen bei sehr kleinen Werten eine Abweichung zwischen der gemessenen und der vorhergesagten Verteilung (siehe Abbildung 5.7). Dies kann dadurch erklärt werden, daß nicht alle ausgewählten D* Kandidaten aus D* Zerfällen stammen (siehe Abbildung 5.15 bis 5.20). Da die Kaonen aus dem D* Zerfall im Vergleich zu den anderen Teilchen einen größeren Transversalimpuls besitzen, dominieren sie den Bereich großer Transversalimpulse, während die Untergrundereignisse im Bereich kleiner Transversa-

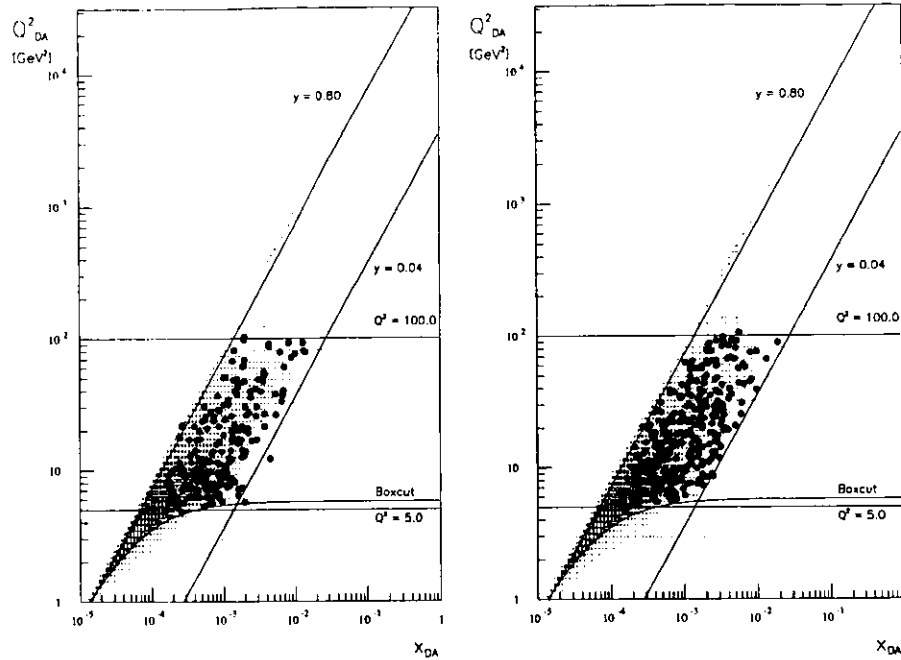


Abbildung 5.1: Verteilung aller Ereignisse und der Ereignisse mit D^* Kandidaten (durch große Punkte gekennzeichnet) in der $x - Q^2$ Ebene. Links: Daten von 1994; rechts Daten von 1995.

Impulse zu finden sind. Die Vorhersage für die Verteilung der Pseudorapidität für Teilchen aus dem D^* Zerfall weicht geringfügig von den Daten ab. Entsprechende Aussagen gelten auch für die Pionen (siehe Abbildung 5.8). Bei den langsamen Pionen ist die gleiche Abweichung in der Pseudorapidität zu sehen, während die Vorhersage für die Transversalimpulse gut mit den Daten übereinstimmt (siehe Abbildung 5.9).

Die Modell-Vorhersage für die Verteilungen der Impulse und Transversalimpulse von D^* stimmen bis auf den Bereich kleiner Impulse verhältnismäßig gut mit denjenigen der in den Daten ausgewählten Kandidaten überein (siehe Abbildung 5.10 und 5.11). Die Daten bevorzugen größere $\eta(D^*)$ Werte als das Modell (siehe Abbildung 5.12). Im folgenden wird die Analyse auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$ beschränkt.

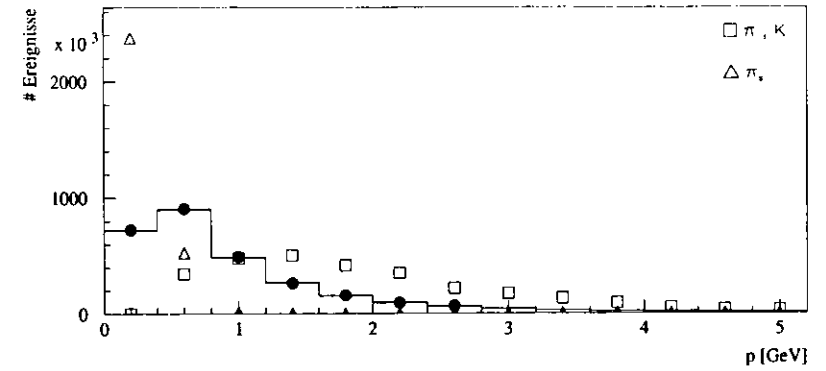


Abbildung 5.2: Verteilung der Impulse aller Spuren in der CTD. Die Datenpunkte sind als schwarze Punkte, die Vorhersage als Histogramm dargestellt. Außerdem sind die Vorhersagen für die Impulse der Kaonen und Pionen (Quadrate) aus dem D^0 Zerfall sowie der langsamen Pionen (Dreiecke) angegeben.

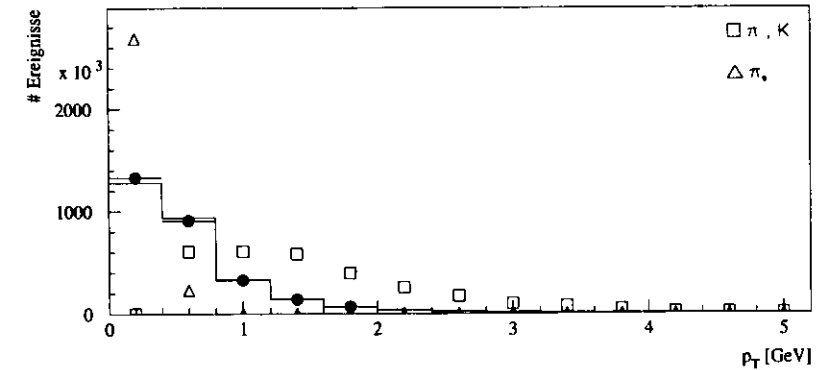


Abbildung 5.3: Verteilung der Transversalimpulse aller Spuren in der CTD. Die Datenpunkte sind als schwarze Punkte, die Vorhersage als Histogramm dargestellt. Außerdem sind die Vorhersagen für die Transversalimpulse der Kaonen und Pionen (Quadrate) aus dem D^0 Zerfall sowie der langsamen Pionen (Dreiecke) angegeben.

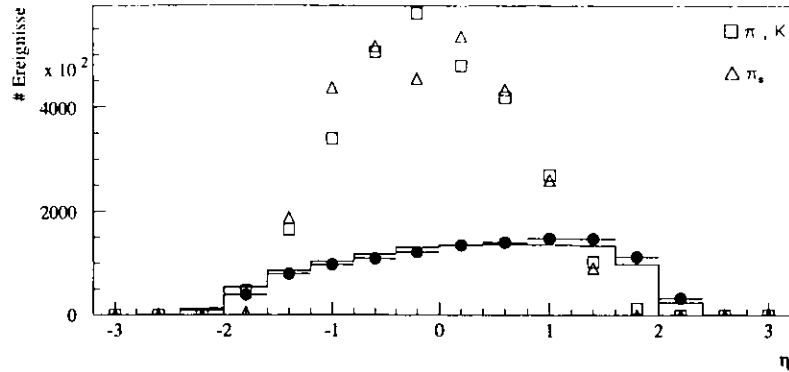


Abbildung 5.4: Verteilung der Pseudorapiditäten aller Spuren in der CTD. Die Datenpunkte sind als schwarze Punkte, die Vorhersage als Histogramm dargestellt. Außerdem sind die Vorhersagen für die Pseudorapiditäten der Kaonen und Pionen (Quadrate) aus dem D^0 Zerfall sowie der langsamen Pionen (Dreiecke) angegeben.

5.1.1 Bestimmung der Anzahl der D^* Ereignisse

Die Auswahlbedingungen für D^* Kandidaten sind:

$$\begin{aligned}
 \Delta M \text{ Schnitt} &: 0.142 < \Delta M < 0.148 \text{ GeV} \\
 M_{K\pi} \text{ Schnitt} &: 1.80 < M_{K\pi} < 1.93 \text{ GeV} \\
 p_T(D^*) \text{ Schnitt} &: 1.3 < p_T < 9.0 \text{ GeV} \\
 |\eta(D^*)| \text{ Schnitt} &: |\eta(D^*)| < 1.5
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

5.1.2 Signalanpassung und Untergrundbestimmung

Zur Ermittlung der Form des Untergrundes werden drei Verfahren angewendet:

- **Untergrundbestimmung durch Anpassen eines Polynoms**

Die Summenfunktion aus Signal- und Untergrundfunktion wird an die ermittelten Verteilungen angepaßt (Ergebnisse siehe Tabelle 5.3).

Die ΔM Verteilung nach Ausführung aller Schritte ($M_{K\pi}$, $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$) (siehe Abbildung 5.15, 5.17 und 5.19) kann durch eine Gaußfunktion für das eigentliche Signal

$$S(\Delta M) = E e^{-\frac{(\Delta M - F)^2}{2\sigma^2}} \tag{5.2}$$

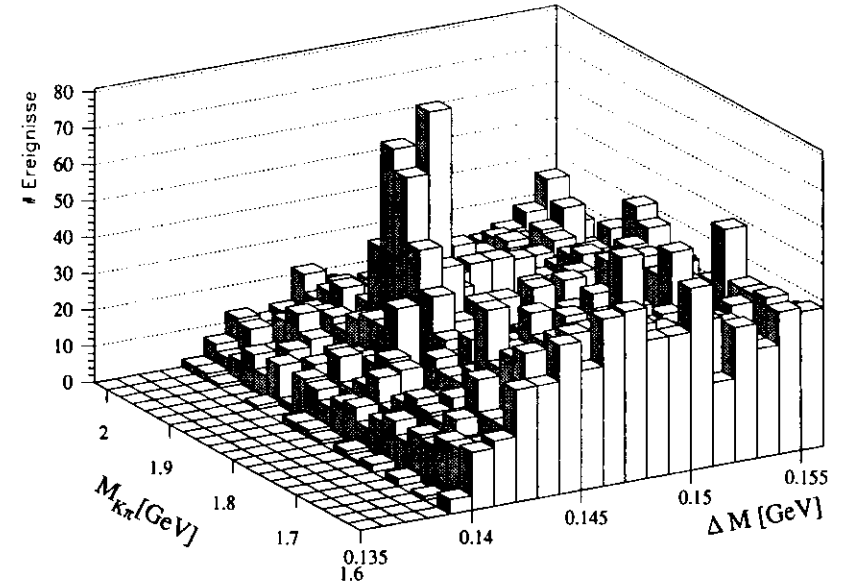


Abbildung 5.5: Anzahl der Ereignisse in der $\Delta M - M_{K\pi}$ Ebene

und einem Polynom für den Untergrund beschrieben werden:

$$U(\Delta M) = A(\Delta M - m_{\pi^\pm})^B. \tag{5.3}$$

Die Parameter A bis F werden durch einen Log-Likelihood Fit numerisch bestimmt (siehe Abschnitt 5.2.1.1). Die Anzahl der gemessenen D^* Mesonen ergibt sich durch Integration

$$N_{\Delta M}(D^*) = \int S(\Delta M) d\Delta M. \tag{5.4}$$

Die Anzahl der D^0 Mesonen wurde auf analoge Weise aus der $M_{K\pi}$ Verteilung bestimmt (siehe Abbildung 5.16, 5.18 und 5.20). Der Untergrund für diese Verteilung kann mit einem Polynom 3. Grades,

$$U(M_{K\pi}) = A + BM_{K\pi} + CM_{K\pi}^2 + DM_{K\pi}^3. \tag{5.5}$$

beschrieben werden. Zusätzlich zum kombinatorischen Untergrund enthält die $M_{K\pi}$ Verteilung ein Signal aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \pi^0$ (siehe Tabelle 5.2).

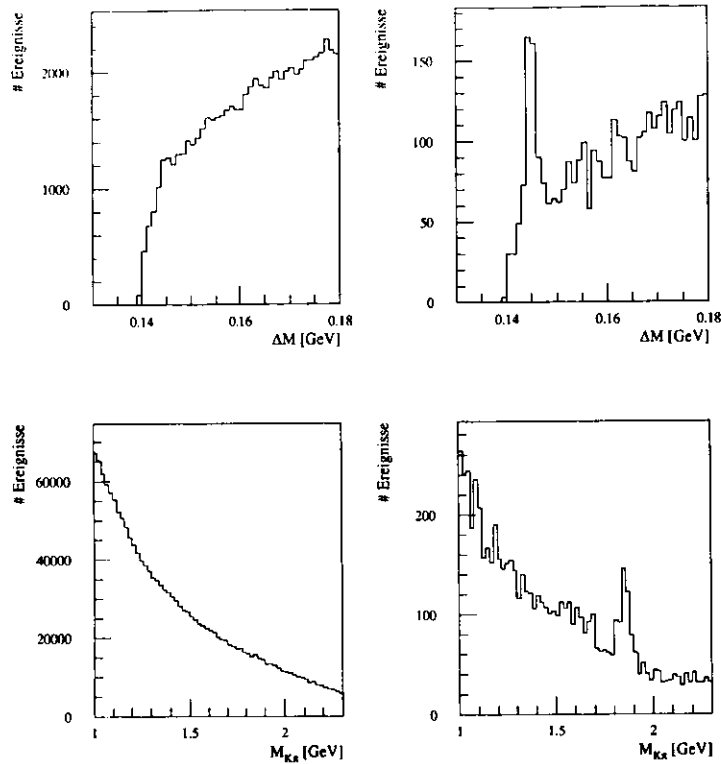


Abbildung 5.6: ΔM Verteilung vor (oben links) und nach (oben rechts) dem $M_{K\pi}$ Schnitt. $M_{K\pi}$ Verteilung vor (unten links) und nach (unten rechts) dem ΔM Schnitt.

Dieser Zerfall liefert einen Beitrag zur $M_{K\pi}$ Verteilung im Bereich $M_{K\pi} < 1.7$ GeV (besonders deutlich in Abbildung 5.20 zu sehen). Aus diesem Grund wurde zum Ermitteln der Fitparameter nur der Bereich $1.75 < M_{K\pi} < 2.3$ GeV verwendet.

Es wurde nicht die reine Gaußfunktion, sondern eine auf die Binbreite normierte Gaußfunktion verwendet. Durch die Normierung entspricht der Parameter E der Anzahl der Ereignisse und sein Fehler beinhaltet die Korrelation zwischen den Parametern E und F.

$$S(\Delta M) \text{ bzw. } S(M_{K\pi}) : S(x) = E \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-F}{\sigma}\right)^2} \cdot \frac{\text{Binbreite}}{\sqrt{2\pi}G} \quad (5.6)$$

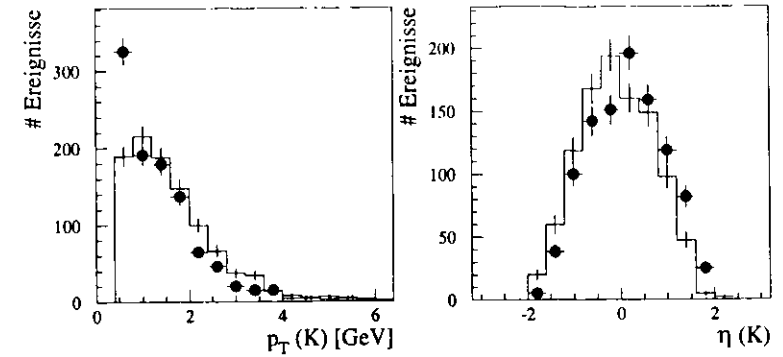


Abbildung 5.7: Verteilung von Transversalimpuls und Pseudorapazität der Kaonen für D^* Kandidaten (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

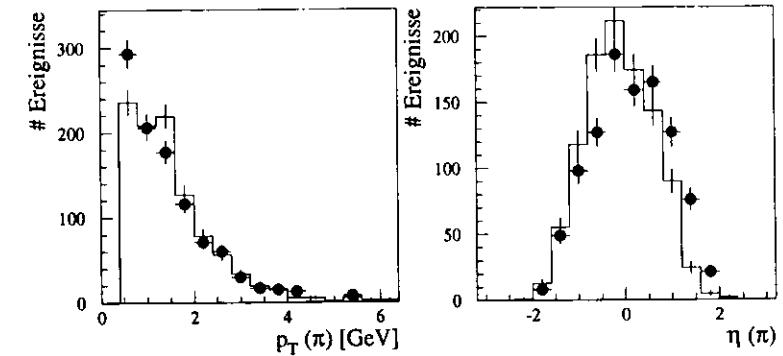


Abbildung 5.8: Verteilung von Transversalimpuls und Pseudorapazität der Pionen aus dem D^0 Zerfall für D^* Kandidaten (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

• Untergrundbestimmung durch falsche Ladungskombination

D^0 Mesonen können nicht in die Ladungskombinationen $K^- \pi^-$ bzw. $K^+ \pi^+$ zerfallen. Deshalb enthalten die Kombinationen $K^- \pi^- \pi_s^+$ und $K^+ \pi^+ \pi_s^-$ kein D^0 Signal. Die Form des kombinatorischen Untergrund für die Zerfälle $D^* \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_s^\pm$ wird von der Verteilung für Ereignisse mit falscher Ladungskombination gut beschrieben (siehe Abbildung 5.13 und 5.14) (Ergebnisse siehe Tabelle 5.4).

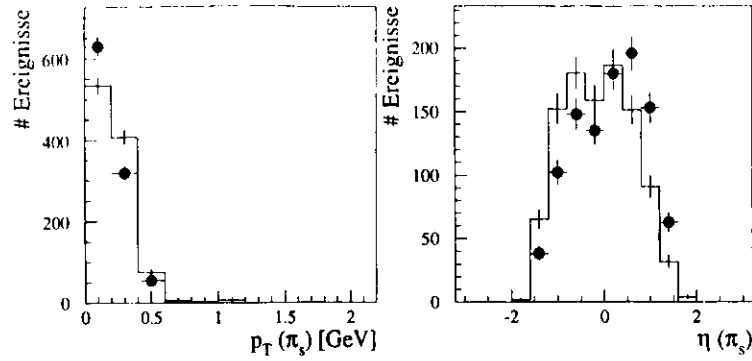


Abbildung 5.9: Verteilung von Transversalimpuls und Pseudorapidität der langsamen Pionen für D^* Kandidaten (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

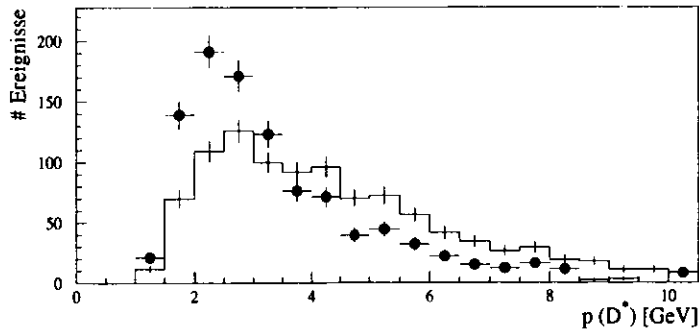


Abbildung 5.10: Impulsverteilung des D^* (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

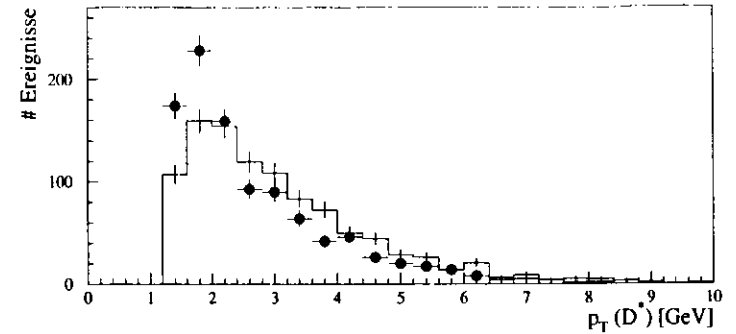


Abbildung 5.11: Transversalimpulsverteilung des D^* (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

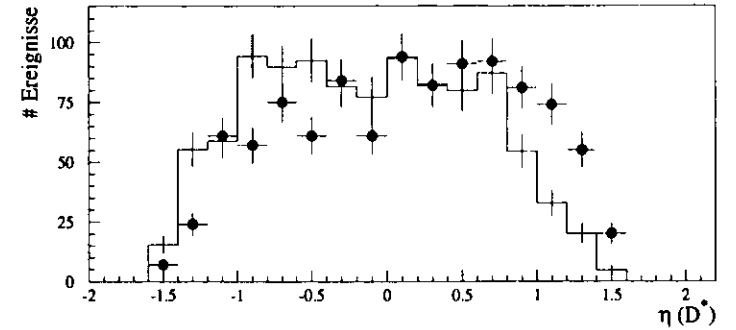


Abbildung 5.12: Pseudorapiditätsverteilung des D^* (Punkte: Daten; Histogramm: Modellvorhersage).

• Untergrundbestimmung durch Seitenbänder

Es werden Ereignisse untersucht, für die ΔM innerhalb der Signalregion und $M_{K\pi}$ außerhalb der Signalregion in einem Seitenband liegt bzw. umgekehrt. Diese Daten enthalten keine $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm$ Zerfälle. Auch dieses Verfahren beschreibt die Verteilung des kombinatorischen Untergrunds (Ergebnisse siehe Tabelle 5.5).

Durch die Verwendung dieser Methoden ist es möglich, die Form der Untergrundfunktion zu bestimmen. Die Form der Signalfunktion wurde sowohl für die ΔM als auch für die $M_{K\pi}$

Verteilung aus den Daten für alle tiefunelastischen D^* Ereignisse von 1994+1995 ermittelt. Mit je einem linearen Faktor wurden dann die Signal- und die Untergrundfunktion an die zu untersuchenden Daten angepaßt (siehe Anhang C). Aus dem Faktor zur Anpassung der Signalfunktion ergeben sich die Ereignisanzahlen, sowohl für die Untergrundabschätzung durch die Seitenbänder (Daten: Tabelle 5.5) als auch für die Untergrundabschätzung durch die Ereignisse mit falscher Ladungskombination (Daten: Tabelle 5.4). Für die Grafiken 5.15 bis 5.20 sowie 5.26 bis 5.31 wurde die Methode der Untergrundabschätzung durch Ereignisse mit falscher Ladungskombination verwendet. Zur Ermittlung der numerischen Ergebnisse

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$D^0 \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm}$	$(3.83 \pm 0.12)\%$
$D^0 \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm} \pi^0$	$(13.9 \pm 0.9)\%$
$D^0 \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm} \pi^0 \pi^0$	$(15 \pm 5)\%$

Tabelle 5.2: Einige Zerfallskanäle des D^0 ; Quelle: [PDG96]

wurden beide Verfahren kombiniert. In den Daten von 1994+1995 ergaben sich hierbei in der ΔM Verteilung 406.1 ± 32.3 und in der $M_{K\pi}$ Verteilung 388.4 ± 38.8 D^* Zerfälle.

	ΔM Verteilung	$M_{K\pi}$ Verteilung
1994	147.4 ± 20.0	121.0 ± 17.3
1995	254.7 ± 26.4	261.8 ± 24.8
1994 + 1995	391.9 ± 36.0	384.0 ± 42.4

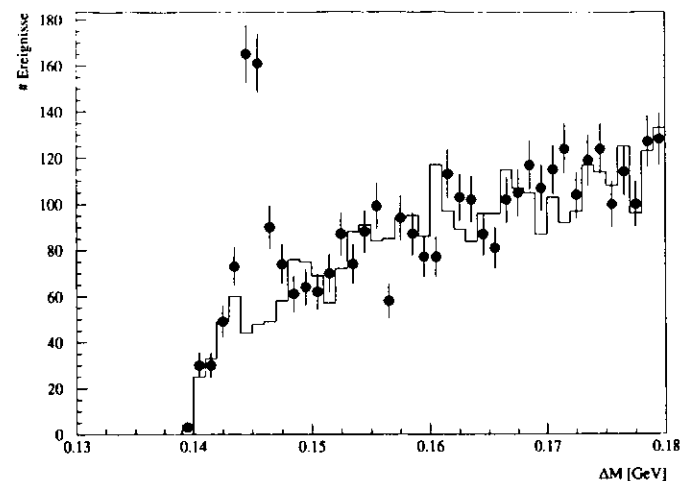
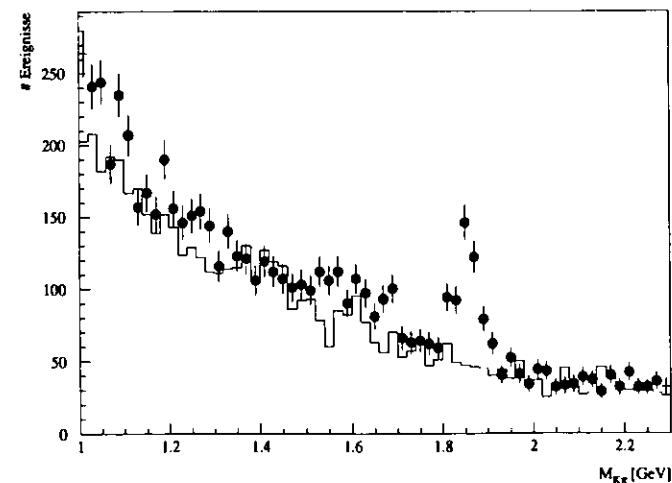
Tabelle 5.3: Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle mit statistischem Fehler. Der Untergrund wurde direkt aus den Daten bestimmt. Die Ereignisse sind beschränkt auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

	ΔM Verteilung	$M_{K\pi}$ Verteilung
1994	130.5 ± 16.7	135.0 ± 19.5
1995	275.3 ± 23.5	253.2 ± 26.7
1994 + 1995	406.1 ± 32.3	388.4 ± 38.8

Tabelle 5.4: Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle mit statistischem Fehler. Der Untergrund wurde hier mit der Methode der falschen Ladungskombination bestimmt. Die Ereignisse sind beschränkt auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

5.1.2.1 Meßeffizienz / Akzeptanz

Aufgrund von geometrischen und physikalischen Einschränkungen ist der Detektor nicht in der Lage alle erzeugten Teilchen nachzuweisen. Außerdem wird nur ein bestimmter Zerfallskanal zur Bestimmung der D^* Erzeugung untersucht. Dies führt dazu, daß viele D^* Ereignisse

Abbildung 5.13: ΔM Verteilung der Daten (schwarze Punkte) und ΔM Verteilung der Ereignisse mit falscher Ladungskombination (Histogramm).Abbildung 5.14: $M_{K\pi}$ Verteilung der Daten (schwarze Punkte) und $M_{K\pi}$ Verteilung der Ereignisse mit falscher Ladungskombination (Histogramm).

	ΔM Verteilung	$M_{K\pi}$ Verteilung
1994	121.4 ± 16.3	152.8 ± 20.3
1995	257.6 ± 23.1	286.3 ± 27.8
1994 + 1995	379.6 ± 31.7	439.3 ± 41.3

Tabelle 5.5: Anzahl der tiefunelastischen D^* Zerfälle mit statistischem Fehler. Der Untergrund wurde hier mit der Methode der Seitenbänder bestimmt. Als Seitenbänder wurde hierbei gewählt: $0.15 < \Delta M < 0.18$ für die $M_{K\pi}$ Verteilung beziehungsweise $1.75 < M_{K\pi} < 1.8$ für die ΔM Verteilung. Die Ereignisse sind beschränkt auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

nicht als solche erkannt werden. Die Verluste werden mit Hilfe der Effizienz \mathcal{E} und der Akzeptanz A quantifiziert:

$$\mathcal{E} = \frac{N \text{ in einer Region } (Q^2, y, \eta, p_T) \text{ nachgewiesene Ereignisse mit min. einem } D^* \rightarrow D^0 \pi_{\pm} \rightarrow K \pi \pi_{\pm}}{N \text{ in einer Region } (Q^2, y, \eta, p_T) \text{ erzeugte Ereignisse mit min. einem } D^* \rightarrow D^0 \pi_{\pm} \rightarrow K \pi \pi_{\pm}} \quad (5.7)$$

$$A = \frac{1}{\mathcal{E}} \cdot \frac{N \text{ in einer Region } (Q^2, y, \eta, p_T) \text{ nachgewiesene Ereignisse mit min. einem } D^* \rightarrow D^0 \pi_{\pm} \rightarrow K \pi \pi_{\pm}}{N \text{ in einer Region } (Q^2, y) \text{ erzeugte Ereignisse mit min. einem } D^* \rightarrow D^0 \pi_{\pm} \rightarrow K \pi \pi_{\pm}} \quad (5.8)$$

Da die Gesamtzahl der D^* Zerfälle nicht bekannt ist, werden die Reaktion $ep \rightarrow eD^{*\pm} \rightarrow eK^{\mp} \pi^{\pm} \pi^{\pm}$ und ihr Nachweis im Rechner nachgebildet und damit Akzeptanz und Effizienz bestimmt.

Zur Messung der Effizienz wurden mit den Generatoren Herwig und Aroma für den tiefunelastischen, nichtdiffraktiven Fall, und mit RAPGAP für den diffraktiven Fall Ereignisse mit $c\bar{c}$ Paar Produktion erzeugt, bei denen mindestens ein D^* entsteht, das über den Kanal $D^{*\pm} \rightarrow D^0 + \pi_{\pm}^{\pm} \rightarrow (K^{\mp} + \pi^{\pm}) + \pi_{\pm}^{\pm}$ zerfällt. Zur Bestimmung der Effizienz wurden diejenigen Ereignisse ausgewählt, die in dem geforderten kinematischen Bereich (Q^2, y, η, p_T) erzeugt wurden. Dabei wurde nicht auf elektromagnetische Abstrahlung im Anfangs- und/oder Endzustand korrigiert.

Bei der Bestimmung der Effizienz wurde berücksichtigt, daß für die Spuranalyse von 1994 Daten aus CTD, VXD, RTD und SRTD genutzt wurden, während für 1995 nur Daten aus CTD und RTD verwendet wurden [HLIM96]. Ebenso wurde der Anteil diffraktiver Zerfälle berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2). Die Akzeptanz dieser Ereignisse unterscheidet sich von denen der nichtdiffraktiven Streuung. Dies liegt an der unterschiedlichen Winkelverteilung der D^* Mesonen (siehe Abbildung 5.21). Die Effizienz hingegen ist in beiden Fällen nahezu identisch, da in dem vom Detektor erfaßten Winkelbereich das Verhältnis zwischen diffraktiver und nichtdiffraktiver D^* Produktion nahezu gleichbleibend ist. Weiterhin unterscheiden

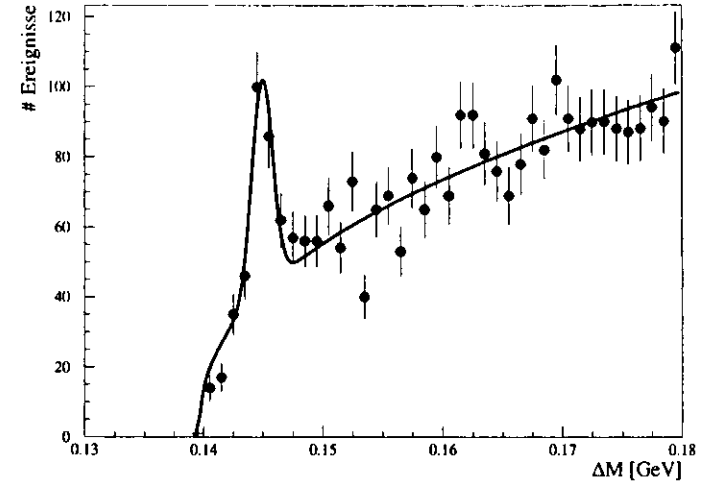


Abbildung 5.15: ΔM Verteilung nach den $M_{K\pi}, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1994).

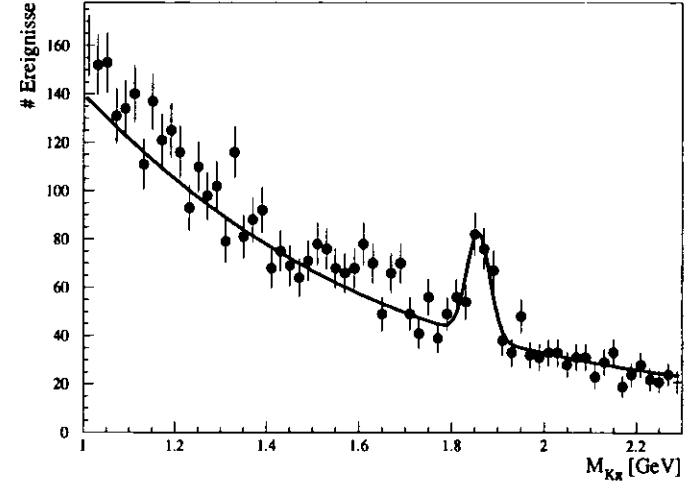
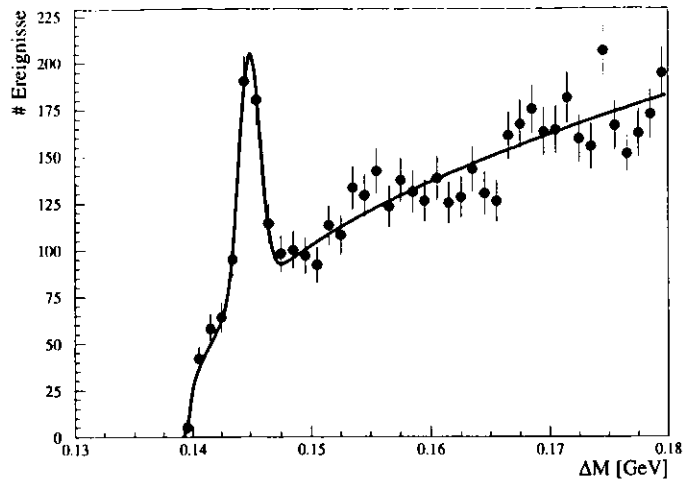
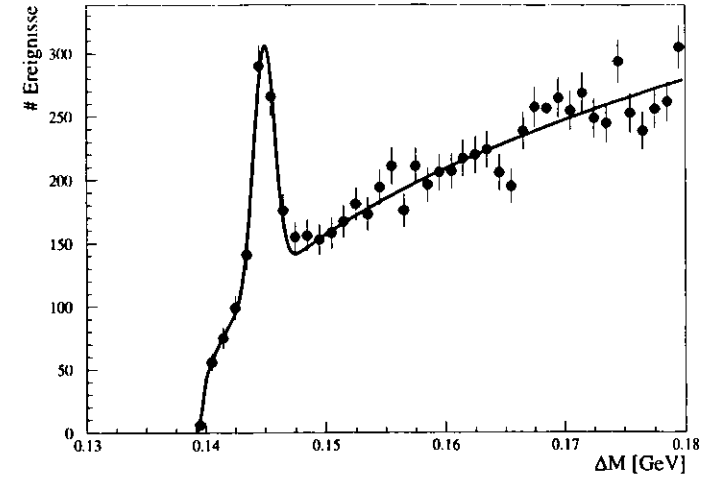
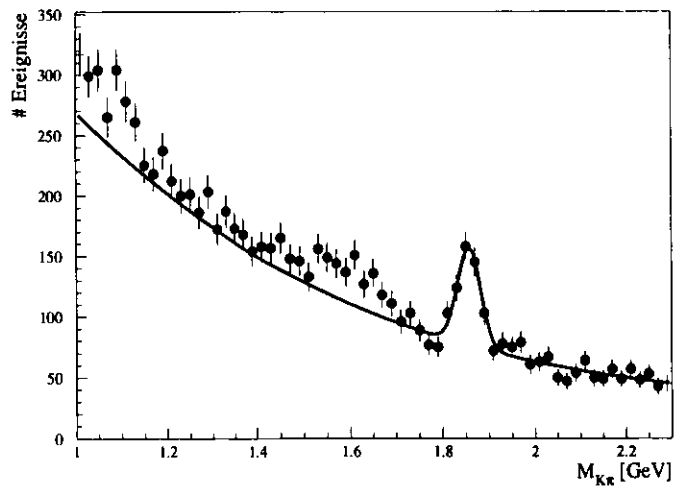
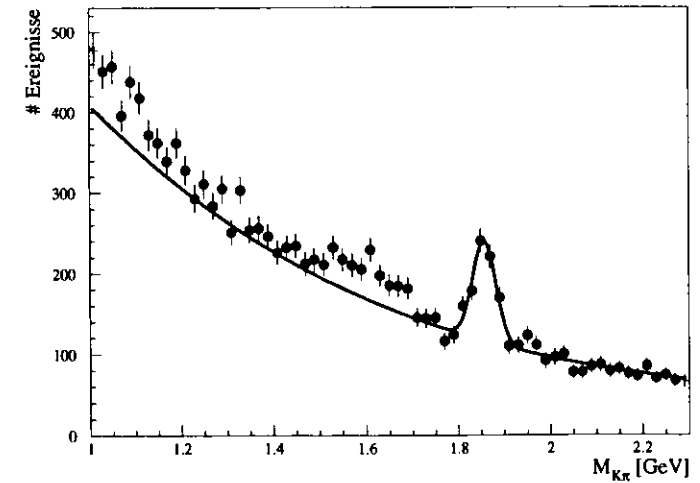


Abbildung 5.16: $M_{K\pi}$ Verteilung nach den $\Delta M, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1994).

Abbildung 5.17: ΔM Verteilung nach den $M_{K\pi}, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1995).Abbildung 5.19: ΔM Verteilung nach den $M_{K\pi}, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1994+1995).Abbildung 5.18: $M_{K\pi}$ Verteilung nach den $\Delta M, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1995).Abbildung 5.20: $M_{K\pi}$ Verteilung nach den $\Delta M, p_T, \eta$ Schnitten (Daten von 1994+1995).

sich diffraktive und nichtdiffraktive Streuung durch die mittlere Gesamtzahl der Spuren je Ereignis (siehe Abbildung 5.22). Durch die Hadronisierung weisen nichtdiffraktive Ereignisse mehr Spuren auf als diffraktive.

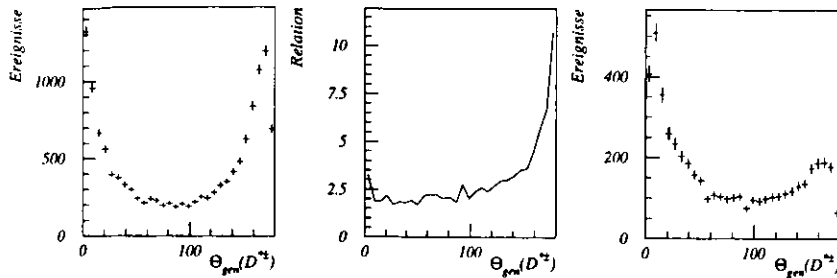


Abbildung 5.21: In der linken Grafik ist die Winkelverteilung der nichtdiffraktiv erzeugten $D^{*\pm}$ Mesonen zu sehen (AROMA) und die rechte Grafik gibt die Verteilung in der diffraktiven Streuung wieder (RAPGAP). Die mittlere Grafik zeigt die Winkelverteilung des Quotienten aus nicht-diffraktiver / diffraktiver D^* Erzeugung. Die absolute Anzahl der Ereignisse ist willkürlich gewählt.

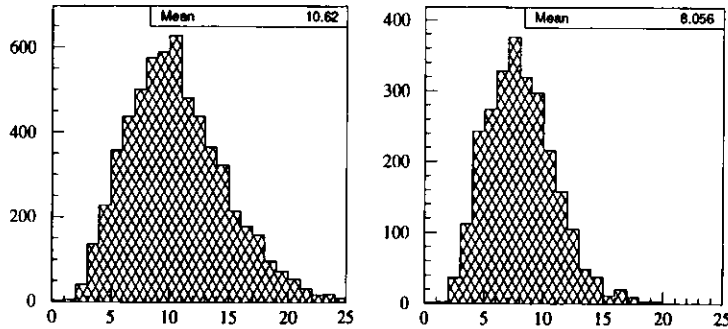


Abbildung 5.22: In dieser Grafik ist die Anzahl der Spuren pro Ereignis, die die Kriterien von Abschnitt 4.2.2 erfüllen, gezeigt. Links ist das Ergebnis für nichtdiffraktive, rechts für diffraktive Streuung dargestellt. Die Zahlen oben rechts geben jeweils den Mittelwert für die Anzahl der Spuren an. Die Ereigniszahlen sind nicht normiert.

	ΔM	$M_{K\pi}$
Herwig (94)	$(30.8 \pm 0.9)\%$	$(29.8 \pm 0.9)\%$
Aroma (94)	$(29.7 \pm 0.9)\%$	$(28.9 \pm 0.9)\%$
Aroma (95)	$(31.7 \pm 1.1)\%$	$(30.8 \pm 1.0)\%$
Rapgap (94)	$(28.4 \pm 1.8)\%$	$(28.1 \pm 1.2)\%$
Rapgap (95)	$(30.4 \pm 1.4)\%$	$(29.9 \pm 1.4)\%$

Tabelle 5.6: Effizienz: Bruchteile an den vom simulierten Detektor und dem Analyseprogramm gefundenen D^* Ereignissen, die im angegebenen Bereich (Q^2, y, η, p_T) erzeugt worden sind. Die Generatoren Herwig und Aroma beruhen auf Modellen für die tiefunelastische, nichtdiffraktive Streuung. Rapgap simuliert Ereignisse der diffraktiven Streuung. Hierbei wurden die Ereignisse aus dem gesamten η_{\max} Spektrum berücksichtigt.

5.1.2.2 Systematische Fehler

Neben den statistischen Fehlern bei der Auswertung von Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter kommt es bei der Auswertung des Experiments auch zu systematischen Fehlern. Systematische Fehler entstehen z.B. wenn die Detektorsimulation eine andere Spureffizienz vorhersagt als sie das Experiment liefert oder wenn der Energieverlust von Teilchen in dem Material vor dem Kalorimeter nicht richtig simuliert wird.

Die systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl der erzeugten D^* Mesonen wurde durch zwei Verfahren abgeschätzt:

- Die durch die verschiedenen Verfahren der Untergrundsubtraktion erhaltenen Ergebnisse werden verglichen.
- Die unterschiedlichen Ergebnisse der Ereignisanzahlbestimmung durch ΔM bzw. $M_{K\pi}$ werden verglichen.

Zwischen den beiden Generatoren, die die tiefunelastische, nichtdiffraktive Streuung beschreiben, ist keine Differenz zu erwarten. Die beobachteten Unterschiede werden daher als systematische Fehler der Effizienz bewertet.

Da die Masse des Charmquarks nicht genau bekannt ist, wurde ein mittlerer Wert von $m_c = 1.5$ GeV angenommen.

5.1.3 Wirkungsquerschnitt

Der D^* Wirkungsquerschnitt wird bestimmt durch

$$\sigma(ep \rightarrow eD^*X) = \frac{N_{D^*}}{\mathcal{L} \cdot BR \cdot A \cdot \mathcal{E}} \quad (5.9)$$

wobei N_{D^*} die Anzahl der akzeptierten D^* Mesonen, \mathcal{L} die integrierte Luminosität und, BR das Produkt aus den Verzweigungsverhältnissen, $BR = B(D^{*\pm} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, A die Akzeptanz und \mathcal{E} die Effizienz angibt.

		ΔM	$M_{K\pi}$
1994	\mathcal{E}	$(29.5 \pm 1.0 \pm 0.6)\%$	$(28.9 \pm 1.0 \pm 0.4)\%$
	A	$(41.5 \pm 1.4 \pm 0.8)\%$	
1995	\mathcal{E}	$(31.6 \pm 1.1 \pm 0.6)\%$	$(30.7 \pm 1.0 \pm 0.5)\%$
	A	$(41.1 \pm 1.4 \pm 0.8)\%$	
1994 + 1995	\mathcal{E}	$(30.9 \pm 1.1 \pm 0.6)\%$	$(30.1 \pm 1.0 \pm 0.5)\%$
	A	$(41.2 \pm 1.4 \pm 0.8)\%$	

Tabelle 5.7: In dieser Tabelle sind die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für D^* Erzeugung in der tiefunelastischen ep Streuung verwendeten Akzeptanzen (A) und Effizienzen (\mathcal{E}) zusammengefaßt. Dabei wurde angenommen, daß 85 - 95 % der Ereignisse nichtdiffraktiv (AROMA) und 5 - 15 % diffraktiv (RAPGAP) erzeugt werden. Der erste Fehler ist jeweils der statistische und der zweite der systematische. Die Werte von A und \mathcal{E} gelten für Ereignisse mit den Einschränkungen: $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

Von den ca. 1.1 Millionen tiefunelastischen Ereignissen im angegebenen Q^2 , y Bereich weisen 416.9 ± 36.0 ($\pm 0.04\%$) Ereignisse mindestens einen $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ (+c.c.) Zerfall auf.

Legt man die in Tabelle 5.7 angegebenen Werte für \mathcal{E} und A zugrunde, so erhält man die in Tabelle 5.8 dargestellten Wirkungsquerschnitte für inklusive D^* Erzeugung in dem angegebenen kinematischen Bereich.

Unter der Annahme, daß das AROMA-Modell die Ereignisse und ihre Verteilung auch im nicht gemessenen Bereich von $p_T(D^*)$ und $\eta(D^*)$ richtig beschreibt, ergeben sich die in Tabelle 5.9 gezeigten extrapolierten Wirkungsquerschnitte.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Streuung beträgt im angegebenen Q^2 , y Bereich $(0.51 \pm 0.03)\mu\text{b}$. Von den tiefunelastischen Ereignissen in diesem Bereich enthalten mindestens $(1.0 \pm 0.1)\%$ ein D^* im angegebenen $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ Bereich. Extrapoliert man auf den gesamten $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ Bereich, so besitzen $(2.6 \pm 0.4)\%$ der Ereignisse mindestens einen D^* Zerfall und bei $(5.8 \pm 0.8)\%$ der Ereignisse wurde ein $c\bar{c}$ System erzeugt.

	$\sigma_{ep \rightarrow eD^*X}$
1994	$(5.4 \pm 1.0 \pm 0.6) \text{ nb}$
1995	$(5.1 \pm 0.7 \pm 0.5) \text{ nb}$
1994 + 1995	$(5.2 \pm 0.7 \pm 0.5) \text{ nb}$

Tabelle 5.8: Wirkungsquerschnitt für $ep \rightarrow eD^*X$. Der erste Fehler ist der statistische und der zweite der systematische. Dieser Wirkungsquerschnitt gilt für den Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$, $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

	$\sigma_{ep \rightarrow eD^{\pm}X}$	$\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X}$
1994	$(13.7 \pm 2.6 \pm 1.4) \text{ nb}$	$(30.7 \pm 5.8 \pm 4.3) \text{ nb}$
1995	$(13.0 \pm 1.7 \pm 1.0) \text{ nb}$	$(29.2 \pm 3.9 \pm 3.6) \text{ nb}$
1994 + 1995	$(13.2 \pm 1.7 \pm 1.1) \text{ nb}$	$(29.7 \pm 3.8 \pm 3.7) \text{ nb}$

Tabelle 5.9: In dieser Tabelle sind die extrapolierten Ergebnisse für $\sigma_{ep \rightarrow eD^{\pm}X}$ und $\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X}$ angegeben. Der erste Fehler ist der statistische und der zweite der systematische. Die Werte gelten für $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$.

5.1.4 Vergleich mit anderen Messungen

Die D^{\pm} Erzeugung in der tiefunelastischen Elektron Proton Streuung wurde 1996 von der H1 Kollaboration untersucht [H196b]. Sie beobachteten im Bereich $10 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ und $0.01 \leq y \leq 0.7$ einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(ep \rightarrow ec\bar{c}X) = (17.4 \pm 1.6 \pm 1.7 \pm 1.4) \text{ nb}. \quad (5.10)$$

In der H1 Messung wurden andere kinematische Bereiche verwendet als in der vorliegenden Analyse. Daher ist ein direkter Vergleich der Ergebnisse nicht möglich. Aufgrund des größeren Q^2 Bereiches der vorliegenden Analyse ($Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$) erwartet man hier einen größeren Wirkungsquerschnitt. Dies ist in Übereinstimmung mit den Daten.

5.1.5 Vergleich mit Modell Vorhersagen

Die Vorhersagen der Modelle Herwig und AROMA für $\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X}$ in dem kinematischen Bereich dieser Messung sind in Tabelle 5.10 zusammengestellt. Die Vorhersage des AROMA Modells ist, innerhalb der Fehler, mit der extrapolierten Messung verträglich. Wie bereits erwähnt berücksichtigt Herwig - im Gegensatz zu AROMA - nicht explizit die QCD $O(\alpha_s)$ Matrixelemente, insbesondere nicht die Boson-Gluon Fusion, die in AROMA für D^* Erzeugung

Generator	PDF	$\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X}$
Herwig	MRS-A	12.6 nb
AROMA	MRS-DMP	25.7 nb

Tabelle 5.10: Vorhersagen von Herwig und AROMA (mit $m_c = 1.5$ GeV) für den Wirkungsquerschnitt $ep \rightarrow ec\bar{c}X$.

hauptsächlich verantwortlich ist. Der Vergleich mit den Daten legt die Vermutung nahe, daß dies der Grund für die Diskrepanz zwischen der Herwig Vorhersage und den Daten ist.

5.2 Diffraktive D^* Erzeugung

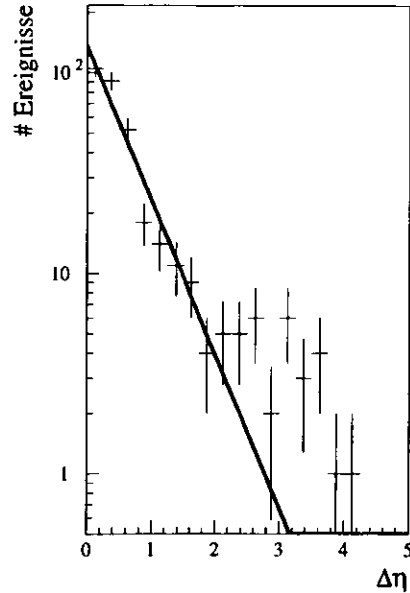


Abbildung 5.23: Gemessene $\Delta\eta$ Verteilung für Ereignisse mit D^* Kandidat, wobei $\Delta\eta = \eta_{edge} - \eta_{max}$ ($\eta_{edge} = 3.7$)

Diffraktive tiefunelastische Streuung kann durch die Beobachtung einer großen Rapiditylücke $\Delta\eta = \eta_{limit} - \eta_{max}$ ausgewählt werden (siehe Abschnitt 4.2.4). In Abbildung 5.23 ist die $\Delta\eta$

Verteilung für Ereignisse mit D^* Kandidaten (Schnitte 5.1) dargestellt. Die überwiegende Mehrheit der Ereignisse besitzt eine kleine Rapiditylücke: für sie fällt die $\Delta\eta$ Verteilung etwa exponentiell ab. Diese Ereignisse stammen zum größten Teil aus nichtdiffraktiver Erzeugung. Bei großem $\Delta\eta$ ($\Delta\eta > 2$) beobachtet man eine zweite Gruppe von Ereignissen mit etwa konstanter $\Delta\eta$ Verteilung, die aus diffraktiver Erzeugung stammen.

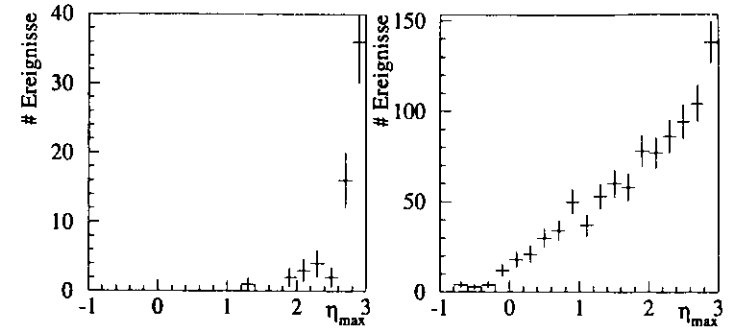


Abbildung 5.24: Auf der linken Seite ist die nach Herwig zu erwartende η_{max} Verteilung für nichtdiffraktive D^* Erzeugung dargestellt. Rechts ist die entsprechende Verteilung für diffraktive Erzeugung dargestellt, hier simuliert mit dem Generator Rapgap

D^* Kandidaten aus der diffraktiven Streuung werden mit der Bedingung $\Delta\eta > 1.9$ (d.h. $\eta_{max} < 1.8$) ausgewählt. In diesem Bereich werden weniger als 4 Ereignisse aus nichtdiffraktiver Erzeugung erwartet, wenn man die exponentielle Verteilung in den Bereich $\Delta\eta > 1.9$ extrapoliert. Abbildung 5.24 zeigt eine Modellrechnung mit Herwig. Von 4000 nichtdiffraktiven D^* Ereignissen hat nur ein Ereignis $\Delta\eta > 1.9$, in Übereinstimmung mit der Extrapolation.

5.2.1 Anzahl der Ereignisse

Auch nach dem $\Delta\eta$ Schnitt ist in der $\Delta M - M_{K^*}$ Ebene ein klares D^* Signal zu erkennen (siehe Abbildung 5.25). Während in den Daten von 1994 kein Signal zu sehen ist, liefern die Daten von 1995 einen klaren Hinweis auf D^* Erzeugung. Die ΔM und M_{K^*} Verteilungen für Ereignisse mit $\Delta\eta > 1.9$ der Daten von 1994 und 1995 sowie ihre Summe sind in den Abbildungen 5.26 - 5.31 gezeigt. Abbildung 5.34 zeigt ein diffraktives Ereignis bei $Q^2 = 27$ GeV² mit einem D^* Kandidaten. Das Ereignis besitzt eine Rapiditylücke von $\Delta\eta = 3.7$. Die Abbildungen 5.25, 5.30 und 5.31 zeigen, daß diffraktive D^* Erzeugung beobachtet wurde. Die $Q^2 - x$ Verteilung der diffraktiven D^* Kandidaten ist in Abbildung 5.33 zu sehen.

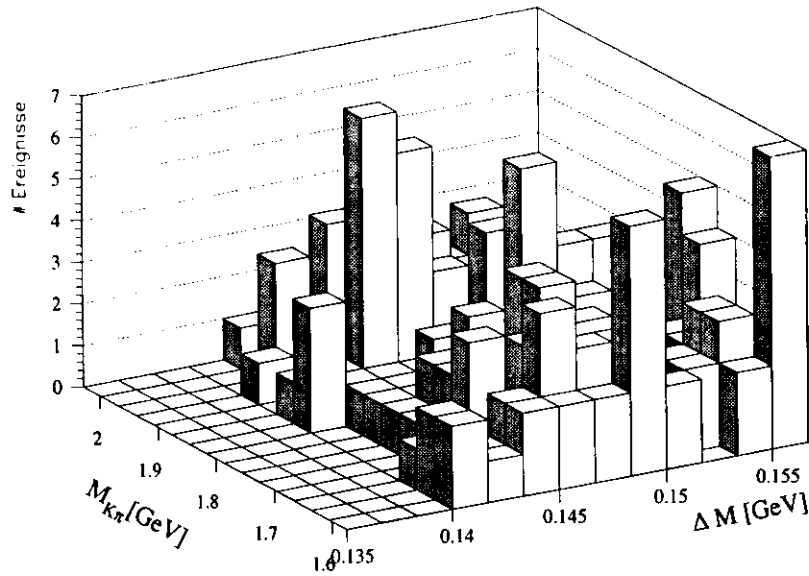


Abbildung 5.25: Anzahl der Ereignisse mit $\Delta\eta > 1.9$ in der $\Delta M - M_{K^*}$ Ebene

5.2.1.1 Untergrundbestimmung und Signalanpassung

Aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen in der diffraktiven Streuung wird in den ΔM und M_{K^*} Verteilungen der statistische Fehler durch \sqrt{n} nicht richtig beschrieben. Die Näherung $\sigma = \sqrt{n}$ gilt nur für ausreichend große Ereigniszahlen, wenn die Poissonverteilung durch die Normalverteilung angenähert werden kann. Im Falle kleiner Ereigniszahlen ist die Form der Poissonverteilung

$$P(r) = \frac{m^r \cdot e^{-m}}{r!} \quad (5.11)$$

asymmetrisch. Diese Asymmetrie findet sich wieder in den statistischen Fehlern der Einträge in den einzelnen Bins. Mit der Maximum Likelihood Methode

$$\frac{dL(a)}{da} = 0 \quad (5.12)$$

wobei

$$L(a) = \prod_{i=1}^n P(x_i, a) \quad (5.13)$$

das Produkt der Poissonwahrscheinlichkeiten ist, wurde der Satz von Parametern bestimmt, durch den die vorgegebene Funktion die Daten am besten beschreibt. Die Maximum Likelihood Methode ist für asymmetrische Fehler besser geeignet als die χ^2 Methode [Bra92] [BL93]. Um die Vergleichbarkeit zwischen diffraktiver und nichtdiffraktiver Messung zu gewährleisten, wurde das beschriebene Verfahren auch für die nicht-diffraktive Streuung verwendet.

Zur Analyse der diffraktiven Verteilungen wurde eine größere Binbreite als für die nicht-diffraktiven verwendet, da die Ereigniszahlen sehr klein sind. Breitere Bins bedeuten zwar geringere statistische Fehler, aber auch eine schlechtere Auflösung des Funktionsverlaufes. Da die Form des Untergrundes und des Signals aus der nicht-diffraktiven Streuung bekannt ist, ist hier eine größere Binbreite gewählt worden. Der Fehler der durch die Wahl der Binbreite entsteht, wurde durch eine Variation der Binbreiten ermittelt. Gegenüber dem statistischen Fehler kann er vernachlässigt werden.

5.2.1.2 Ereigniszahlen

In den Tabellen 5.11 und 5.12 sind die Anzahl der diffraktiven D^* Ereignisse angegeben, wobei der Untergrund mit Hilfe der falschen Ladungskombination bzw. mit Hilfe der Seitenbänder bestimmt wurde. Der Verlauf des Untergrundes und die Form des Signals wurden aus den entsprechenden Verteilungen für alle Ereignisse übernommen. Als Mittelwert aus den verschiedenen Meßverfahren ergibt sich als Zahl der beobachteten diffraktiv erzeugten D^* Ereignisse: 14.6 ± 5.3 . Damit wurde erstmals in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung die Erzeugung von Charm-Teilchen beobachtet.

	ΔM Verteilung	M_{K^*} Verteilung
1994	0.0 ± 1.3	0.5 ± 2.5
1995	15.9 ± 4.8	13.9 ± 5.0
1994 + 1995	14.5 ± 5.0	14.8 ± 5.5

Tabelle 5.11: Anzahl der tiefunelastischen diffraktiven D^* Zerfälle ($\Delta\eta > 1.9$) mit statistischem Fehler, die im jeweiligen Zeitraum gemessen wurden. Der Untergrund wurde durch die Methode der falschen Ladungskombination ermittelt. Die Ereignisse sind beschränkt auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

5.2.2 Meßeffizienz / Akzeptanz

	ΔM Verteilung	M_{K^*} Verteilung
1994	0.0 ± 1.2	0.5 ± 2.5
1995	15.6 ± 4.8	14.5 ± 5.2
1994 + 1995	14.1 ± 5.0	14.9 ± 5.7

Tabelle 5.12: Anzahl der tiefunelastischen diffraktiven D^* Zerfälle ($\Delta\eta > 1.9$) mit statistischem Fehler, die im jeweiligen Zeitraum gemessen wurden. Der Untergrund wurde durch die Methode der Seitenbänder ermittelt. Die Ereignisse sind beschränkt auf den Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

Die Effizienz für die Untersuchung der diffraktiven Streuung ist wegen des Schnittes $\Delta\eta > 1.9$ deutlich geringer (siehe Tabelle 5.13) als die in Abschnitt 5.1.2.2 für nichtdiffraktive Streuung ermittelte. Dies liegt daran, daß nach RAPGAP eine große Anzahl von diffraktiv erzeugten Ereignissen mit D^* im Bereich $\Delta\eta < 1.9$ liegen (siehe Abbildung 5.32). Das Verfahren zur Bestimmung der Effizienzen ist das gleiche, das auch für die nichtdiffraktive Streuung angewendet wird. Allerdings wird jetzt für die gemessenen Ereignisse zusätzlich $\Delta\eta > 1.9$ gefordert.

		ΔM Verteilung	M_{K^*} Verteilung
1994	\mathcal{E}	$(8.0 \pm 1.2)\%$	$(7.3 \pm 0.6)\%$
	A	$(52.2 \pm 2.3)\%$	
1995	\mathcal{E}	$(7.3 \pm 1.1)\%$	$(7.0 \pm 0.5)\%$
	A	$(51.7 \pm 2.1)\%$	
1994 + 1995	\mathcal{E}	$(7.6 \pm 1.1)\%$	$(7.1 \pm 0.6)\%$
	A	$(51.9 \pm 2.2)\%$	

Tabelle 5.13: In dieser Tabelle sind die Effizienzen und Akzeptanzen für diffraktiv erzeugte Ereignisse mit $D^{*\pm}$ in dem Bereich $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$ angegeben. Der angegebene Fehler ist der statistische.

5.2.3 Fehlerabschätzung

Der systematische Fehler wird analog zur nichtdiffraktiven Streuung abgeschätzt durch:

- die Ergebnisse der unterschiedlichen Verfahren zur Untergrundsubtraktion

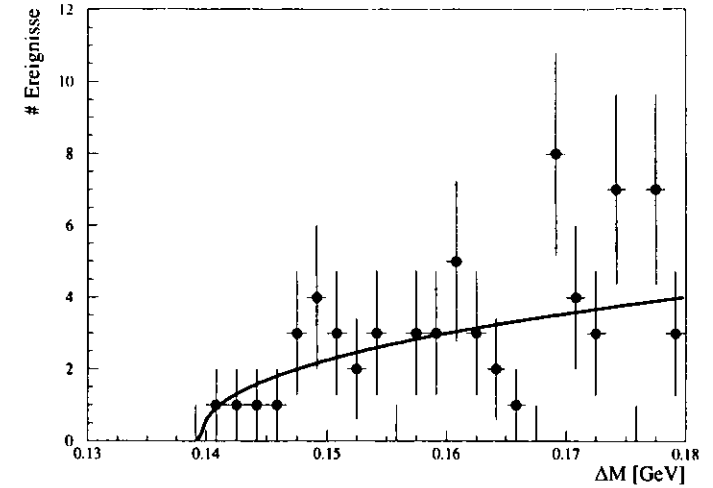


Abbildung 5.26: ΔM Verteilung nach M_{K^*} , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1994)

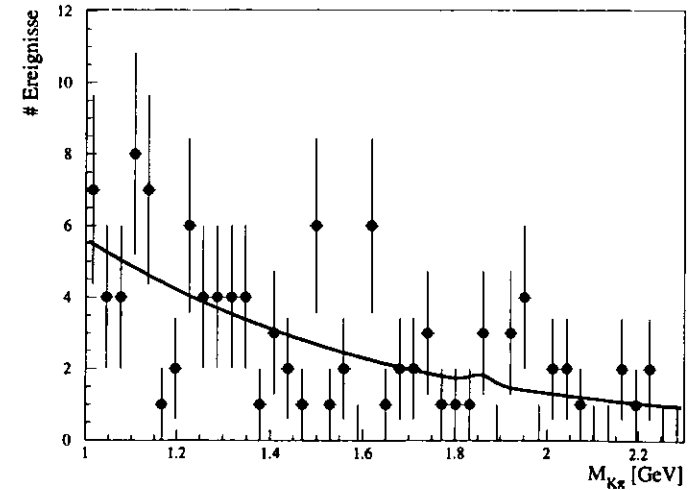


Abbildung 5.27: M_{K^*} Verteilung nach ΔM , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1994)

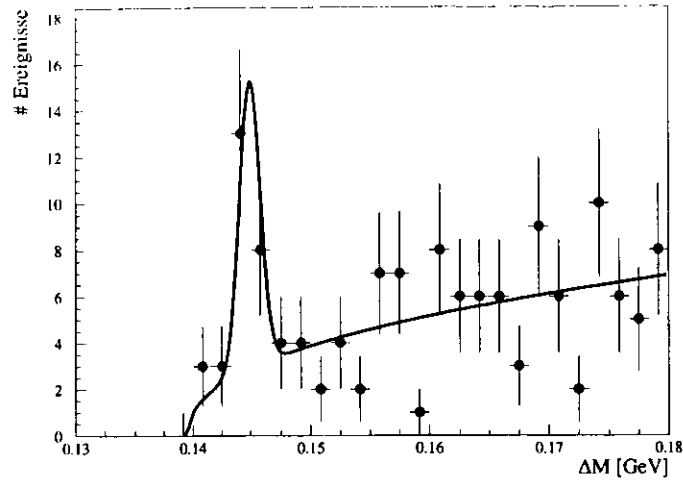


Abbildung 5.28: ΔM Verteilung nach M_{K^*} , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1995)

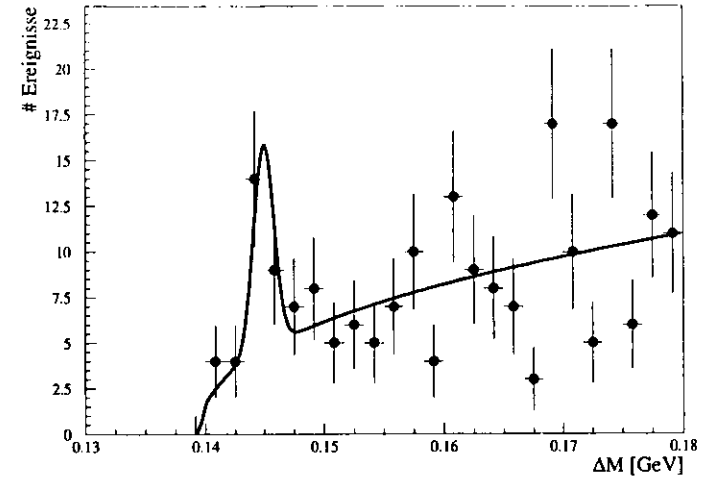


Abbildung 5.30: ΔM Verteilung nach M_{K^*} , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1994+1995)

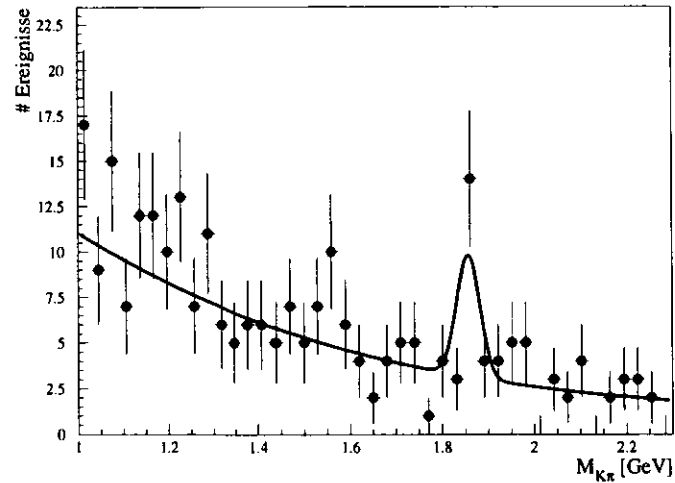


Abbildung 5.29: M_{K^*} Verteilung nach ΔM , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1995)

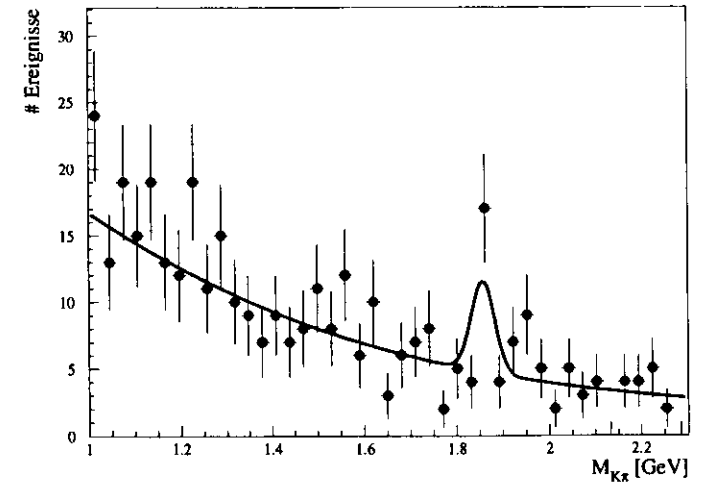


Abbildung 5.31: M_{K^*} Verteilung nach ΔM , $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$ und $\Delta\eta$ Schnitten (Daten von 1994+1995)

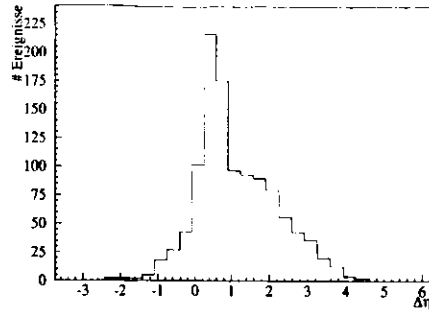


Abbildung 5.32: $\Delta\eta$ Verteilung der Ereignisse mit mindestens einem D^* Meson, simuliert mit dem Generator RAPGAP.

- den Unterschied der sich aus der Analyse der ΔM und M_{K^*} Verteilungen ergibt.

Die Tatsache, daß RAPGAP nur eines von vielen Modellen zur Beschreibung der diffraktiven Streuung ist wurde in der Berechnung der systematischen Unsicherheit nicht berücksichtigt.

5.2.4 Wirkungsquerschnitt

Mit den oben angegebenen Effizienzen ergeben sich die in Tabelle 5.14 aufgeführten Wirkungsquerschnitte.

	$\sigma_{ep \rightarrow eD^* X}^{diff.}$
1994	$(0.1 \pm 0.4) \text{ nb}$
1995	$(1.2 \pm 0.6) \text{ nb}$
1994 + 1995	$(0.8 \pm 0.4) \text{ nb}$

Tabelle 5.14: In dieser Tabelle sind die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt in der diffraktiven tiefinelastischen ep Streuung angegeben. Der angegebene Fehler ist der statistische. Der systematische Fehler ist eine Größenordnung kleiner und ist deshalb hier nicht angegeben. Die Wirkungsquerschnitte sind beschränkt auf den Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$, $1.3 \text{ GeV} < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$.

Die Extrapolation in den nicht gemessenen $p_T(D^*)$ und $\eta(D^*)$ Bereich ergibt die Wirkungsquerschnitte von Tabelle: 5.15.

	$\sigma_{ep \rightarrow eD^* X}$	$\sigma_{ep \rightarrow ecX}$
1994	$(0.1 \pm 0.8) \text{ nb}$	$(0.2 \pm 1.5) \text{ nb}$
1995	$(2.5 \pm 1.2) \text{ nb}$	$(5.6 \pm 2.7) \text{ nb}$
1994 + 1995	$(1.6 \pm 0.8) \text{ nb}$	$(3.5 \pm 1.8) \text{ nb}$

Tabelle 5.15: In dieser Tabelle sind die extrapolierten Ergebnisse für die beiden angegebenen Wirkungsquerschnitte in der diffraktiven tiefinelastischen ep Streuung im Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$ angegeben. Der angegebene Fehler ist der statistische. Der systematische Fehler ist eine Größenordnung kleiner und ist deshalb hier nicht angegeben.

5.2.5 Modellrechnungen

In Tabelle 5.16 ist die Vorhersage von RAPGAP für den Wirkungsquerschnitt der diffraktiven tiefinelastischen $c\bar{c}$ Erzeugung angegeben. Der angegebene Fehler wurde durch die Variation von m_c zwischen 1.35 GeV und 1.8 GeV ermittelt. Ein Vergleich zwischen den Vorhersagen unterschiedlicher Generatoren war nicht möglich, da nur ein Generator zur Verfügung stand.

Generator	$\sigma_{ep \rightarrow ecX}^{diff.}$
Rapgap	$3.9 \pm 0.9 \text{ nb}^{-1}$

Tabelle 5.16: Dies ist die Vorhersage für den diffraktiven Wirkungsquerschnitt, bezogen auf den Prozeß $ep \rightarrow ecX$ (mit $m_c = 1.5 \text{ GeV}$).

Es wurde hierbei von einer Pomeronstrukturfunktion ausgegangen, bei der das Pomeron ausschließlich aus Gluonen besteht.

Die Modellvorhersage ist innerhalb einer Standardabweichung mit den Meßergebnissen verträglich.

5.3 Vergleich diffraktiver und nichtdiffraktiver Streuung

Die in dieser Analyse vorgestellten Messungen liefern einen klaren Hinweis auf die Existenz von tiefinelastischer diffraktiver ep Streuung mit D^* Erzeugung. Der Wirkungsquerschnitt für die diffraktive Erzeugung von D^* Mesonen im Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$ beträgt

$$\sigma_{ep \rightarrow eD^* X}^{diff.} = 0.8 \pm 0.4 \text{ nb} \quad (5.14)$$

für $1.3 < p_t(D^*) < 9.0$ GeV und $|\eta(D^*)| < 1.5$ und

$$\sigma_{ep \rightarrow e D^* X}^{diff.} = 1.5 \pm 0.8 \text{ nb} \quad (5.15)$$

für alle $p_t(D^*)$ und alle $\eta(D^*)$.

Von allen tiefunelastisch produzierten D^* Mesonen sind im angegebenen Bereich

$$\frac{\sigma(D^* \text{ diff. DIS})}{\sigma(D^* \text{ DIS})} = \frac{\sigma(c\bar{c} \text{ diff. DIS})}{\sigma(c\bar{c} \text{ DIS})} = (11.8 \pm 6.4)\% \quad (5.16)$$

diffraktiv erzeugt worden.

Von allen tiefunelastischen Ereignissen enthalten somit

$$\frac{\sigma(D^* \text{ diff. DIS})}{\sigma(DIS)} = (0.3 \pm 0.2)\% \quad (5.17)$$

mindestens ein in diffraktiver Streuung erzeugtes D^* Meson. Dementsprechend werden bei

$$\frac{\sigma(c\bar{c} \text{ diff. DIS})}{\sigma(DIS)} = (0.7 \pm 0.4)\% \quad (5.18)$$

der diffraktiven Ereignisse Charmquarks erzeugt.

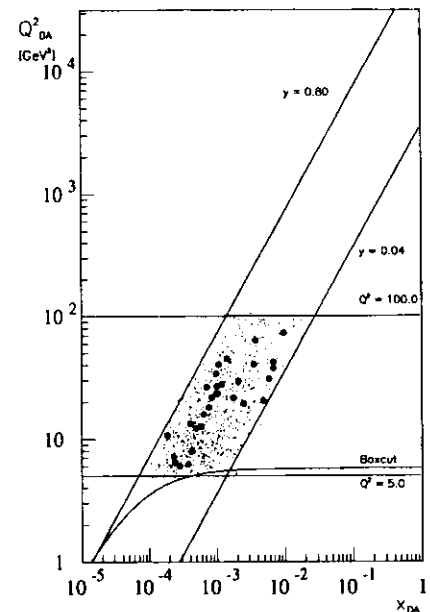


Abbildung 5.33: Die Verteilung der nichtdiffraktiven D^* Ereignisse (kleine Punkte) und der diffraktiven D^* Ereignisse (große Punkte) in der $x - Q^2$ Ebene

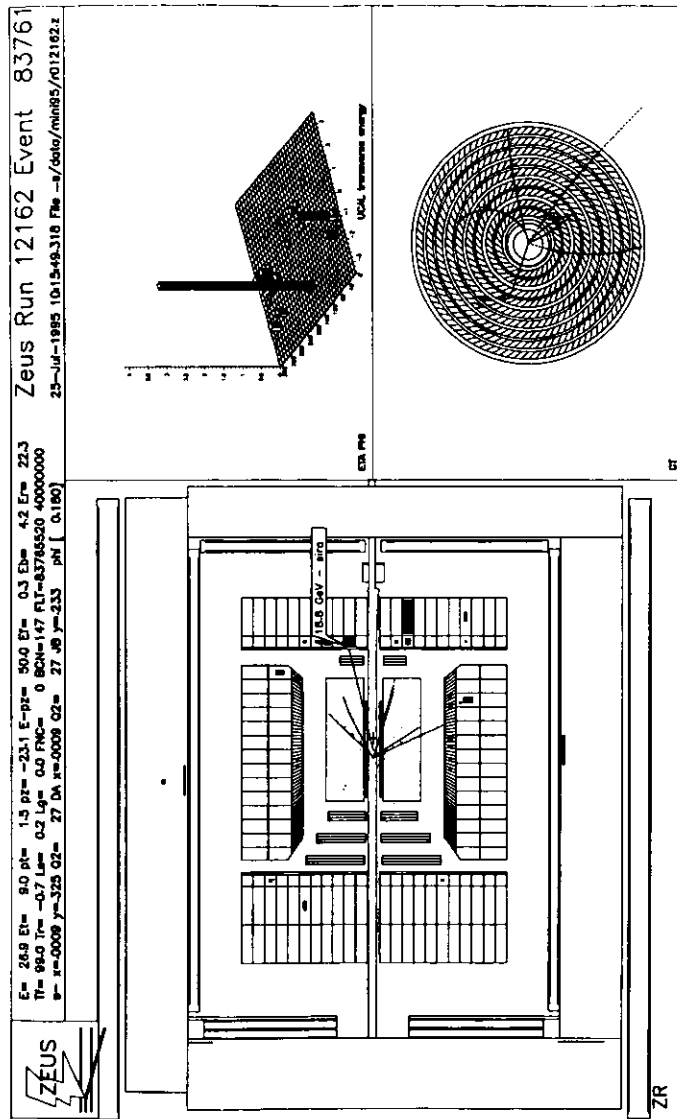


Abbildung 5.34: Ereigniskandidat für tiefunelastische diffraktive D^* Erzeugung. Die große Lücke in der Pseudorapiditätsverteilung ist gut zu erkennen. Die am stärksten gekrümmte Spur stammt vom langsamen Pion des $D^* \rightarrow D^0\pi$ Zerfalls.

Zusammenfassung

Die Erzeugung von Charm-Teilchen in der tiefunelastischen Elektron-Proton Streuung mit neutralem Strom wurde im Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$ untersucht. Es wurde ein klares D^* Signal im Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0\pi^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$ beobachtet. Für die inklusive D^* Erzeugung, $ep \rightarrow eD^{*\pm}X$, wurde im Bereich $1.3 < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$ ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{ep \rightarrow eD^{*\pm}X} = (5.2 \pm 0.7 \pm 0.4) \text{ nb}$ gemessen. Die Extrapolation auf den gesamten $p_T(D^*)$ und $\eta(D^*)$ Bereich ergab $\sigma_{ep \rightarrow eD^{*\pm}X} = (13.2 \pm 1.7 \pm 1.1) \text{ nb}$. Eine Abschätzung liefert für Endzustände mit $c\bar{c}$ Erzeugung den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X} = (29.7 \pm 3.8 \pm 3.7) \text{ nb}$.

Aus dem Vergleich mit dem Gesamtwirkungsquerschnitt für tiefunelastische Streuung ergibt sich, daß in $2.5 \pm 0.3 \%$ aller Ereignisse mindestens ein $D^{*\pm}$ und in $5.8 \pm 0.8 \%$ ein $c\bar{c}$ System erzeugt wurde.

Der Vergleich mit Modellvorhersagen ergab, daß Photon-Gluon Fusion (PGF) nach dem AROMA Modell den beobachteten Wirkungsquerschnitt gut beschreibt, während das Herwig Modell in dem das PGF Matrixelement nicht explizit betrachtet wird, den Wirkungsquerschnitt um etwa einen Faktor 2 unterschätzt.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde untersucht, ob Charm-Teilchen auch in der tiefunelastischen Streuung erzeugt werden. Diffraktive Ereignisse im Bereich $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.04 < y < 0.8$ wurden mit der Forderung nach einer großen Rapiditätslücke, $\Delta\eta > 1.9$, ausgewählt. Es wurde erstmals ein deutliches Signal für D^* Erzeugung (14.7 ± 5.3 Ereignisse) in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung beobachtet.

Für diffraktive D^* Erzeugung im Bereich $1.3 < p_T(D^*) < 9.0 \text{ GeV}$ und $|\eta(D^*)| < 1.5$ wurde ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{ep \rightarrow eD^{*\pm}X}^{\text{diff.}} = (0.8 \pm 0.4) \text{ nb}$ gemessen. Die Extrapolation auf den gesamten $p_T(D^*)$ und $\eta(D^*)$ Bereich ergab $\sigma_{ep \rightarrow eD^{*\pm}X}^{\text{diff.}} = (1.6 \pm 0.8) \text{ nb}$, und für die $c\bar{c}$ Erzeugung wurde ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{ep \rightarrow ec\bar{c}X}^{\text{diff.}} = (3.5 \pm 1.8) \text{ nb}$ ermittelt. Der Vergleich mit der gesamten Erzeugung von D^* Mesonen ergab, daß $11.8 \pm 6.4 \%$ der D^* Mesonen aus diffraktiver Streuung stammen.

Anhang A

Diplompraktikumsbericht

A.1 Datennahme / Datenerzeugung

Die Daten, die für die Auswertung zur Verfügung stehen, kommen aus zwei Quellen. Einmal gibt es die Daten der Ereignisse, die mit dem ZEUS Detektor gemessen werden. Diese Daten werden im DESY Rechenzentrum gespeichert. Mit dem Programmpaket ZEPHYR werden die Ereignisse geometrisch und kinematisch rekonstruiert und stehen zur weiteren Analyse für die Arbeitsgruppen zur Verfügung. Neben diesen physikalischen Daten gibt es noch Ereignisse, die mit Monte Carlo (MC) Programmen erzeugt werden (Monte Carlo Ereignisse). Dazu werden in einem Rechner Ereignisse nach bestimmten physikalischen Modellen simuliert. Diese Daten durchlaufen die Detektorsimulation „MOZART“ und die Triggersimulation „ZGANA“. Danach durchlaufen sie wie reale Daten die „ZEPHYR“ Rekonstruktion und können anschließend analysiert werden.

Die MC Dateien beinhalten abgesehen von den simulierten Detektordaten die Vierervektoren der erzeugten Teilchen. Durch die Parallelität von Ist- und Solldaten ist es möglich, die Analyseprogramme auf mögliche Fehler zu testen. Die Relation der Daten vor und nach der Detektor/Triggersimulation liefert Informationen über die Detektorakzeptanz.

A.2 Datenanalyse

Die gemessenen bzw. MC erzeugten Ereignisse können zur Ereignisanalyse aus dem Datenbestand abgerufen werden. Zur einfachen Bearbeitung der einzelnen Ereignisse steht das Programmgerüst „EAZE“ zur Verfügung. Der Zugriff auf die Daten wird von dem relationalen Datenbanksystem „ADAMO“ verwaltet. Die so gewonnenen Informationen werden dann mit Hilfe von „HBOOK“ in Histogrammen und NTupeln zur Auswertung abgespeichert. Mit „PAW“ kann man die so gespeicherten Daten weiterbearbeiten und grafisch darstellen.

Bei einem EAZE-Job wird auf dem Rechner ZARAH ¹ ein Shell-Script gestartet. Diesem Shell-Script werden ein Fortran Programm im Patchy Format sowie eine Datei mit Kon-

¹Silicon Graphics Challenge

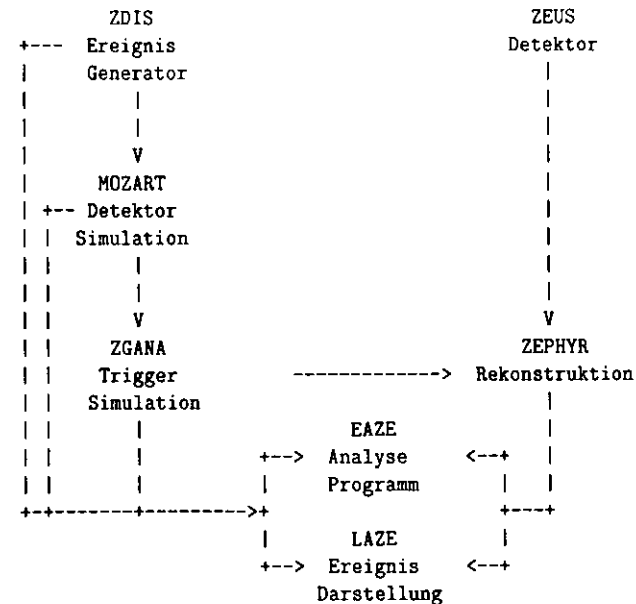


Abbildung A.1: ZEUS Datenfluß

trollkarten mitgegeben. Bei der Übergabe an ZARAH wird außerdem festgelegt, in welcher Warteschlange (Queue) der Job abläuft. Auf ZARAH werden dann die vom Benutzer geschriebenen Routinen in Maschinensprache übersetzt (compiliert) und mit dem Grundgerüst des EAZE Jobs verknüpft (linken). Wurde das Programm fehlerfrei übersetzt, so läuft es anschließend in der entsprechenden Warteschlange. Ist auch der Lauf des Programms fehlerfrei, stehen am Ende des Laufes die Protokolldatei (Log File) und die Datendatei zur weiteren Auswertung zur Verfügung.

Zur Erstellung eines EAZE-Jobs ist es notwendig, daß der Benutzer drei Routinen bereitstellt:

1. **ZUINIT:** Diese Routine wird zu Beginn des Programmlaufs einmal aufgerufen. Hierin werden zum Beispiel Histogramme und NTupel gebucht, sowie Konstanten definiert.
2. **ZUANAL:** Diese Routine wird einmal für jedes zu bearbeitende Ereignis aufgerufen. Hier wird die eigentliche Ereignisanalyse durchgeführt. Zuerst werden die Daten aus den ADAMO Tabellen ausgelesen. Damit lassen sich dann weitere Daten berechnen, und Ereignisse auswählen. Daten der ausgewählten Ereignisse können mit Hilfe von HBOOK rausgeschrieben werden.

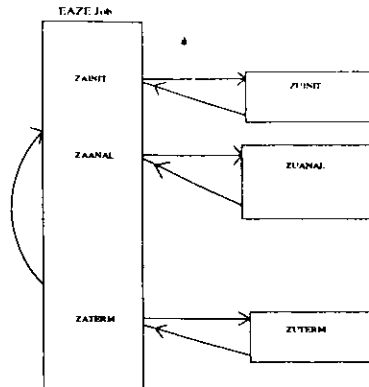


Abbildung A.2: EAZE Job

3. **ZUTERM:** Diese Routine wird am Ende des Programmlaufs einmal aufgerufen. Hierin werden unter anderem die gebuchten Histogramme und NTupel auf Platte abgespeichert.

A.2.1 EAZE-Job

A.2.1.1 Jobverwaltung

Da EAZE Jobs aus Rechenkapazitätsgründen nicht auf dem ZOW-Cluster laufen können, werden sie im Stapel-Betrieb auf den ZARAH Rechnern abgearbeitet. Um diese Batchjobs zu verwalten, sind die **jobXXX** Kommandos zu benutzen.

jobinfo Damit läßt sich erfahren, wieviel Rechenzeit einem Job in den verschiedenen Warteschlangen zur Verfügung steht, wieviele Jobs gleichzeitig rechnen dürfen und wieviele schon bearbeitet werden.

jobsubmit Dient dazu, einen Job mit Hilfsdateien an ZARAH zu übergeben.

jobq Hiermit kann man herausfinden, wie lange der Job schon läuft.

jobkill Zum abbrechen eines laufenden Jobs.

jobs Zeigt eine Liste aller eigenen Jobs bzw. die zu einem Job gehörenden Dateien.

jobget Überträgt Dateien aus dem Job-Spool Bereich auf die eigene Platte.

jobpurge Löscht die zu einem Job gehörenden Dateien im Spool Bereich.

A.2.1.2 Kontrollkarten

Außer dem eigentlichen Programm gehört zu einem EAZE Job noch eine Kontrollkartendatei. In dieser werden auf Kontrollkarten bestimmte Voreinstellungen getroffen. So wird zum Beispiel vorgegeben, wieviele Ereignisse bearbeitet werden sollen und wieviel Rechenzeit am Ende noch übrigbleiben soll, um die Daten noch schreiben zu können. Durch die Angabe bestimmter Auswahlkriterien, sogenannter Bits, wird die Bearbeitung beschleunigt, da nur solche Ereignisse zur Bearbeitung kommen, die die Kriterien erfüllen.

Beispiele:

ZeusIO-INFI *dateiname* Diese Kontrollkarte gibt an, welche Ereignisdateien eingelesen werden sollen. Für jede Datei ist eine eigene Kontrollkarte notwendig.

ZeusIO-IOPT Mit dieser Kontrollkarte werden die Optionen für die Eingabedateien eingestellt.

ZRLIMIT-NEVT # Nach der angegebenen Anzahl von Ereignissen bricht das Programm in jedem Fall ab.

ZRLIMIT-TLFT # Bei der angegebenen Anzahl von Sekunden vor Ende der erlaubten Zeit beginnt das Programm mit der Ausführung von ZUTERM.

A.2.2 Fortran

Die Programme, die innerhalb des EAZE Jobs laufen, müssen in Fortran geschrieben werden. Bei Fortran ist es – im Gegensatz zu anderen Programmiersprachen – nicht möglich, die ganze Zeile zu benutzen. Da Fortran in einer Zeit entwickelt wurde, als man die Programme noch auf Lochkarten schrieb, gibt es hier eine etwas ungewohnte Zeileneinteilung.

- Die ersten 5 Spalten sind für die Sprungmarken (Label) reserviert. Hier stehen dann bis zu 5 stellige Zahlen, so daß diese Zeile mit Hilfe des GOTO Befehles angesprungen werden kann.
- Steht in der ersten Spalte ein „C“, „c“ oder „*“, so ignoriert der Compiler diese Zeile. Hier ist dann Raum für Kommentare.
- Ein in der 6. Spalte stehender beliebiger Buchstabe oder ein Sonderzeichen kennzeichnet, daß es sich hierbei um eine Fortsetzungszeile handelt. Dabei müssen die ersten 5 Spalten leer bleiben. Erlaubt sind bis zu 19 Fortsetzungszeilen einer Zeile.
- Von Spalte 7 bis Spalte 72 steht der eigentliche Fortran-Befehl oder -Befehlsteil. Dabei ist zu beachten, daß jede Anweisung auf einer neuen Zeile beginnen muß.
- Die Spalten 73 bis 80 werden vom Fortran-Compiler ignoriert. Sie wurden früher dazu benutzt, die Lochkarten durchzunummerieren.

Ein Fortran Programm beginnt mit der PROGRAM Anweisung.

```

01      PROGRAM Programm_name
02 C Dies ist eine Kommentarzeile
03 * Wenn eine Zeile mit C oder * beginnt, so ist es eine
04 * Kommentarzeile

05 C So deklariert man Variablen
06      Implicit NONE
07      Integer I,J,K,INDEX,sonst_noch
08      REAL Pi,e,Bruch,Var

09 C und so weist man zu
10      Var=13
11      Var=Var+1

12 C So gibt man Text und Variablen aus
13      PRINT*,'Variable Pi und Var: ',Pi,Var

14 C Will man Unterprogramme aufrufen, so benutzt man CALL
15      CALL MEINPROG

16 C Auch Schleifen und Abfragen sind wichtig
17      IF (Var.gt.13) THEN
18          PRINT*,'Addition erfolgreich'
19      ELSE
20          PRINT*,'Ich kann nicht rechnen'
21      ENDIF

22      DO I=1,Var
23          PRINT*,Var
24      ENDDO

25 C und so beginnt man ein Unterprogramm
26      SUBROUTINE MEINPROG

```

A.2.3 PHANTOM

In der Programmbibliothek „PHANTOM“ werden Unterprogramme verwaltet und zur Verfügung gestellt, die in Analyseprogrammen verwendet werden können. Das EAZE-Job Programmgerüst ist soweit vorbereitet, daß man die Routinen nur noch wie selbstgeschriebene Unterprogramme aufrufen muß. Welche Routinen es schon gibt und wie sie aufgerufen werden, steht in: /zeus/pro/car/phantom30618.car.

A.2.4 ZEBRA

ZEBRA ist ein Speicherverwaltungssystem. Mit ZEBRA ist es insbesondere möglich, unter Fortran große dynamische Datenmengen zu handhaben.

A.2.5 Patchy / CMZ

Patchy dient dazu, schon geschriebene Programme oder Programmteile an anderer Stelle noch einmal zu verwenden. Auf diese Weise wird zum Beispiel erreicht, daß physikalische Konstanten nur einmal definiert werden müssen. Desweiteren kann man mit Patchy die für den Einsatz von Programmbibliotheken notwendigen Variablen aus den Bibliotheken übernehmen.

Ganz besonders wichtig ist Patchy für die Benutzung von ADAMO Tabellen. Hierbei ist es erforderlich, daß die Variablen einer Tabelle am Anfang einer Routine mit Hilfe von Patchy eingebaut werden.

+TITLE. In der folgenden Zeile steht der Name des Programmes

+PATCH, name. Beginn eines Blocks zusammengehörender DECKs

+DECK, name. Beginn eines DECKs

+KEEP, name. Hier folgt ein Block von Anweisungen, den man an anderer Stelle benutzen kann.

+SELF. Beendet den Block

+CDE, name. Setzt hier einen mit +KEEP definierten Block ein.

+SEQ, name. Setzt hier einen mit +KEEP definierten Block ein.

+USE, name. Hier wird angegeben, welche PATCHes, DECKs und KEEP's dazugelinkt werden sollen.

+SELF, IF=switch. Der folgende Block wird nur bei switch=TRUE compiliert.

+SELF. Beendet den Block

Der Codemanager CMZ ist der Nachfolger von PATCHY. CMZ besitzt aus Kompatibilitätsgründen alle Funktionen seines Vorgängers. Zudem ist CMZ in der Lage, bei jeder Änderung das Datum und die Versionsnummer mitzuspeichern. Dadurch kann man später auf alte Versionen zurückgreifen, um die Ergebnisse der verschiedenen Versionen zu vergleichen. CMZ verwaltet das Programm wie einen Verzeichnisbaum. Jeder Patch wird als eigener Unterbaum und jedes Deck als eigene Datei angesprochen. Die Bearbeitung eines Programmes ist so mit den von UNIX her bekannten Befehlen für die Datei- und Verzeichnisverwaltung möglich.

A.2.6 ADAMO

ADAMO ist das Datenbanksystem, das die Ereignisdaten hält und auf Anfrage ausgibt. Hierbei werden zusammengehörende Informationen als Gesamtheit (Entität) aufgefasst und in einer Tabelle gespeichert. Auch die zwischen den Entitäten bestehenden Relationen werden mit abgespeichert. Mit Hilfe der ADAMO DATA DEFINITION LANGUAGE (ADAMO DDL) wird das Format der abgespeicherten Daten festgelegt. So gibt es zum Beispiel Tabellen über Spurpunkte, Kalorimetereinträge, Teilchenvektoren usw. Für Monte Carlo Ereignisse werden außerdem noch die Informationen über die Teilchenart und die Viervektoren gespeichert. Wie die Tabellen heißen und welche Informationen sie beinhalten, kann man im „ZEUS ADAMO DDL LISTING“ nachlesen.

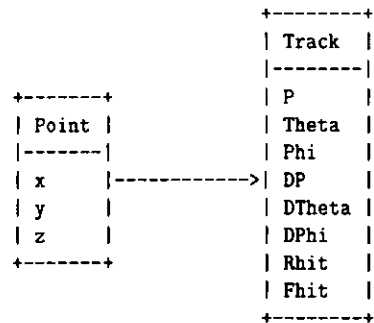


Abbildung A.3: ADAMO Entity-Relationship Diagram

`COUTAB(name)` liefert die Anzahl der Tabellen des Namens *name* für dieses Ereignis

`FetTab(name, ID, I)` ermöglicht den Zugriff auf die Tabelle

`NatRel(name, relation, name, return code)` ermöglicht den Zugriff auf die Tabelle, auf die der Verweis zeigt.

Beispieltabelle

Beispiel für die Einbindung von ADAMO:

+CDE, FMCKin. Hiermit wird die Tabelle FMCKin eingebunden.

+CDE, PARTAB. Dies wird benötigt um ADAMO benutzen zu können.

```

DO I=1,Coutab(FMCKin)
  FetTab(FMCKin, ID, I)

```

Table	Column	Type	Range	I	Comment	Subschema
FMCKin	ID	NUM	REAL		Record of the tracks created by both the PHYSICS generator and the DETECTOR SIMULATION. The tree is established by the relation of FMCKin to itself. The particle type is established by the relationship to FMCKPrt Reference : Zeus-Note-91-13	FMCKEvt
	P(1)	LOGI			Four Momentum (GeV) and Mass (GeV) of particle P(1) = Px, P(2) = Py, P(3) = Pz, P(4) = E, P(5) = Mass For spacelike particles P(5) = -Sqrt(-(E**2 - p**2))	
	P(5)	LOGI			TRUE if particle has decayed or fragmented - false otherwise	
	Decay	LOGI			ISTHEP code from ZEDIS Generator an from MOZART see full description a start of subschema FMCEvt	
	ISTHEP	INTE			Some particles are generated by other particles	P
	DaughterOf	REL			Every four-momentum is of a given particle type	P
	FMCKPrt	REL			Each four-momentum is produced in a Vertex, or is external (beam)	P
	ProducedAt	REL				P

Tabelle A.1: ADAMO Beispiel Tabelle aus den ZEUS DDL

```

P(I,1)=FMCKIN_P(1)
P(I,2)=FMCKIN_P(2)
P(I,3)=FMCKIN_P(3)
P(I,4)=FMCKIN_P(4)

```

EndDo

A.2.7 HBOOK

Mit Hilfe des Programms HBOOK werden die im Programm berechneten und gefilterten Daten in NTupeln und Histogrammen abgespeichert. Histogramme haben den Vorteil, daß sie im Verhältniss zu NTupeln deutlich weniger Platz benötigen. Aber bei der Benutzung von Histogrammen geht die Information über den genauen Wert und über den Zusammenhang der Daten verloren, da hier nur der Wert ausgelesen wird, und das passende Bin hochgezählt wird.

- Histogramme

HBOOK1 bucht ein eindimensionales Histogramm

HF1 füllt ein eindimensionales Histogramm

HRPUT gibt ein Histogramm aus

Beispiel:

```

* In ZUINIT
  Call hbook1(1001,'(real) invariant Mass from MC',200,1.8,2.3,0.0)
* In ZUANAL
  Call HF1(1001,calcmass,1.0)
* In ZUTERM
  Call HRPut(0,'control.his','n')

```

- Row-Wise-NTupel (RWN) ²

HBOOK bucht ein RWN

HFN füllt ein RWN

- Column-Wise-NTuple (CWN) ³

HROPEN eröffnet ein CWN

HBNT benennt das CWN

HBNAME benennt die Variablen in einem CWN

HFNT füllt ein CWN

Beispiel:

```
* In ZUINIT
  Integer run,event
  Integer permc
  Real p_trak(maxtrak), invmass(maxperm)
  Common /NTuple1/ run,event
  Common /NTuple2/ permc,invmass(maxperm)
  Call HLIMIT(-Nwds_HBOOK)
  Call Hropen(11,'ntpl','ntupl1.tpl','N',1024,istat)
  Call Hbnt(1,'NTuple1',' ')
  Call Hbname(1,'Info',run,'Run:I,Event:I')
  Call Hbname(1,'Track',permc,'PermC[0,2500]:I,InvMass(PermC):R')
* In ZUAANAL
  IF ((hioffset.eq.0).and.(permc.lt.2499)) THEN
    permc=permc+1
    invmass(permc)=calcmass
  EndIf
* In ZUTERM
  Call HRender('ntupl1')
```

Row-Wise-NTupel sind leichter zu buchen und in der Handhabung einfacher zu verstehen. Sie haben allerdings den Nachteil, daß jedes Feld Speicherplatz beansprucht. Column-Wise-NTuple sind hingegen in der Lage, die Informationen zu packen, da sie leere Felder nicht belegen. Zudem ist bei großen NTupeln bei der Benutzung von CWN die Zugriffszeit kürzer.

²Zeilenweise NTuple

³Spaltenweise NTuple: Dieses NTuple ist in der Lage bei vielen Leereinträgen das NTuple zu komprimieren.

A.3 Datenauswertung

A.3.1 PAW

PAW ist ein Programmpaket zur Analyse von Daten. Es liest die von HBOOK erzeugten Histogramme und Ntuple ein und gibt sie grafisch aus. Zudem ist PAW in der Lage, die eingelesenen Daten zu verknüpfen und zu manipulieren. So ist es bei in Ntupeln abgespeicherten Daten möglich, innerhalb von PAW verschiedene Auswahlbedingungen, sogenannte Schnitte, auszuprobieren. Die so gewonnenen Ergebnisse lassen sich dann mit Hilfe von PAW anschaulich darstellen.

Hier einige der wichtigen PAW Befehle:

`histogram/file Nr. dateiname` Hiermit wird eine bestimmte Datei geöffnet.

`h/plot histonummer` Dieser Befehl zeichnet das entsprechende Histogramm.

`nt/plot NTuplenummer` Dieser Befehl zeichnet das entsprechende NTuple.

`set XXX` Hiermit kann man Vorgaben einstellen.

`opt XXX` Hiermit lassen sich Optionen einstellen.

`h/list` Dieser Befehl gibt eine Liste aller Histogramme in der Datei aus.

`h/print XXX` Dieser Befehl gibt das Histogramm auf dem Textschirm aus.

Beispiel für eine Makrodatei `test1.kumac`:

```
macro test1
*
* ermöglicht 4 Graphiken pro Seite (2x2)
zone 2 2
* erzeugt einen Vektor und fuellt ihn mit Daten
ve/create VECT1(10) R 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10
*
* stellt den Vektor graphisch dar
ve/draw VECT1
VE/PLOT VECT1
*
* erzeugt ein 1-dimensionales Histogramm
* und fuellt es mit dem Vektorinhalt
* und zeichnet es anschliessend
CREATE/1DHISTO 100 'test vector/hfill' 5 1. 6.
max 100 2.5
VE/HFILL VECT1 100
histo/plot 100 b
```

```

hi/de 100
*
* erzeugt ein 1-dimensionales Histogramm
* und fuellt es mit dem Vektorinhalt
* und zeichnet es anschliessend zwischen 0.5 und 5.5
create/ldhisto 100 'test put/contents' 10 1. 11.
MAX 100 5.5
MIN 100 0.5
PUT/CONTENTS 100 VECT1
histo/plot 100

```

A.3.2 LAZE

LAZE ist ein Programm zur grafischen Darstellung der Ereignisse. Mit LAZE ist es möglich, das im Detektor beobachtete Ereignis zu visualisieren. Dabei sind verschiedene Schnittebenen durch den Detektor möglich. Es werden zum Beispiel die in der Spurkammer nachgewiesenen Spuren eingezeichnet. Für das Kalorimeter werden die Zellen entsprechend ihrem Energieeintrag gekennzeichnet. Mit „LEGO-Plots“ ist es möglich, zu zeigen, wieviel Energie in welcher Zelle deponiert wurde.

Anhang B

Ablaufskizze des Analyseprogramms

An dieser Stelle soll der Ablauf des Analyseprogramms für diese Arbeit vorgestellt werden. Der Benutzer muß dazu mindestens 3 Subroutinen schreiben. ZUINIT wird von dem EAZE Job einmal zu Beginn aufgerufen und bietet dem Benutzer die Möglichkeit Initialisierungen durchzuführen. ZUANAL ist die Analyseroutine und wird einmal pro zu analysierendem Ereignis aufgerufen. ZUTERM wird am Ende des Jobs aufgerufen und bietet so die Möglichkeit, Dateien zu schließen und Daten herauszuschreiben.

Im folgenden soll die Struktur der verwendeten Analyseroutine aufgezeigt werden.

1. Mit Hilfe der Routine „EVTAKE“ wird abgefragt, ob die Daten des Ereignisses zu einem Zeitpunkt angefallen sind, als der Detektor ordnungsgemäß funktionierte. Falls dies der Fall ist, wird das Ereignis akzeptiert und pro Run die Luminosität berechnet.
2. Bei allen Monte Carlo Ereignissen wird festgestellt, ob sie z.B. den gewünschten D^{*} Zerfall enthalten. Ebenso werden die erzeugten kinematischen Variablen des Ereignisses ermittelt. Hat ein Zerfall stattgefunden und sind auch die kinematischen Variablen im gewünschten Bereich, so werden im weiteren die „wahren“ Impulse und Richtungen der relevanten Teilchen ermittelt.
3. Im weiteren Verlauf des Programmes werden nur Messdaten und Monte Carlo Daten betrachtet, die die obige Abfrage passiert haben. Monte Carlo Ereignisse werden im folgenden wie Messdaten behandelt. Die „wahren“ Daten dienen zum Vergleich zwischen gemessenen und erzeugten Werten.
4. Aus den Daten werden jetzt die Vertexinformation, die Position und die Energie des Elektrons sowie die Informationen über das hadronische System extrahiert. Aus diesen Informationen lassen sich die kinematischen Variablen des Ereignisses bestimmen. Auch alle anderen Parameter die das Ereignis als ganzes beschreiben werden hier berechnet.
5. Alle Spuren, die bestimmte Voraussetzungen erfüllen, werden mit jeweils zwei weiteren Spuren kombiniert, die die gleichen Voraussetzungen erfüllen. Hierbei wird die erste Spur als Kaon, die zweite als Pion und die dritte als langsames Pion betrachtet, so daß jede Spur mit jeder anderen Spur in jeder Permutation kombiniert wird.

- (a) Für jede Kombination wird der Impuls und Transversalimpuls der einzelnen Spuren berechnet.
- (b) Aus der Kombination der Spuren kann man außerdem die Masse des D^0 Mesons und die Massendifferenz ΔM bestimmen.
- (c) Jede interessante Kombination wird herausgeschrieben.
6. Jedes Ereignis mit mindestens einer interessanten Kombination wird komplett herausgeschrieben.

Anhang C

Parameter

Die folgenden Gleichungen wurden zum Fitten verwendet:

$$\Delta M = \frac{A(\Delta M - m_{\pi^+})^B}{+E \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau - \tau_0}{\sigma}\right)^2} \cdot \frac{\text{Binbreite}}{\sqrt{2\pi}G}} \quad (\text{C.1})$$

$$M_{K\pi} = \frac{(A + BM_{K\pi} + CM_{K\pi}^2 + DM_{K\pi}^3) \cdot H}{+E \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau - \tau_0}{\sigma}\right)^2} \cdot \frac{\text{Binbreite}}{\sqrt{2\pi}G}} \quad (\text{C.2})$$

		1994	1995	1994 + 1995
ΔM	A	387.9 ± 7.54	718.8 ± 10.27	1102.0 ± 12.87
	B	0.427	0.427	0.427
	E	130.5 ± 16.65	275.3 ± 23.48	406.3 ± 32.26
	F	0.145	0.145	$0.145 \pm 0.786 \cdot 10^{-4}$
	G	0.0009	0.0009	$0.0009 \pm 0.8 \cdot 10^{-4}$
$M_{K\pi}$	A	1367	1367	1367
	B	-1447	-1447	-1447
	C	542.1	542.1	542.1
	D	-70.83	-70.83	-70.83
	E	135.0 ± 19.46	253.2 ± 26.72	388.4 ± 38.78
	F	1.86	1.86	1.86 ± 0.003
	G	0.03	0.03	0.03 ± 0.003
	H	0.35 ± 0.01	0.67 ± 0.02	1.02 ± 0.02

Tabelle C.1: Fitparameter für die nichtdiffraktive Streuung (Untergrundabschätzung durch die Methode der falschen Ladungskombinationen)

		1994	1995	1994 + 1995
ΔM	A	15.78 ± 1.9	27.2 ± 2.6	43.3 ± 3.26
	B	0.427	0.427	0.427
	E	0.0 ± 1.3	15.93 ± 4.8	14.49 ± 5.0
	F	0.145	0.145	0.145
	G	0.0009	0.0009	0.0009
$M_{K\pi}$	A	1367	1367	1367
	B	-1447	-1447	-1447
	C	542.1	542.1	542.1
	D	-70.83	-70.83	-70.83
	E	0.49 ± 2.6	13.86 ± 5.0	14.08 ± 5.5
	F	1.86	1.86	1.86
	G	0.03	0.03	0.03
	H	0.014 ± 0.002	0.02 ± 0.004	0.05 ± 0.005

Tabelle C.2: Fitparameter für die diffraktive Streuung (Untergrundabschätzung durch die Methode der falschen Ladungskombinationen)

		1994	1995	1994 + 1995
ΔM	A	343.7 ± 6.66	636.9 ± 9.1	975.9 ± 11.4
	B	0.395	0.395	0.395
	E	121.4 ± 16.3	257.6 ± 23.0	379.6 ± 31.7
	F	0.145	0.145	$0.145 \pm 0.8 \cdot 10^{-4}$
	G	0.0008	0.0008	$0.0008 \pm 0.8 \cdot 10^{-4}$
$M_{K\pi}$	A	21340	21340	21340
	B	-29420	-29420	-29420
	C	14330	14330	14330
	D	-2380	-2380	-2380
	E	152.8 ± 20.3	286.3 ± 27.8	439.3 ± 41.3
	F	1.86	1.86	1.86 ± 0.003
	G	0.03	0.03	0.03 ± 0.003
	H	0.04 ± 0.002	0.08 ± 0.002	0.12 ± 0.03

Tabelle C.3: Fitparameter für die nichtdiffraktive Streuung (Untergrundabschätzung durch die Methode der Seitenbänder)

		1994	1995	1994 + 1995
ΔM	A	13.93 ± 1.7	24.1 ± 2.3	38.4 ± 2.9
	B	0.395	0.395	0.395
	E	0.0 ± 1.2	15.61 ± 4.8	14.01 ± 5.0
	F	0.145	0.145	0.145
	G	0.0008	0.0008	0.0008
$M_{K\pi}$	A	21340	21340	21340
	B	-29420	-29420	-29420
	C	14330	14330	14330
	D	-2380	-2380	-2380
	E	0.49 ± 2.6	13.86 ± 5.0	14.08 ± 5.5
	F	1.86	1.86	1.86
	G	0.03	0.03	0.03
	H	0.0017 ± 0.0004	0.003 ± 0.0005	0.005 ± 0.0006

Tabelle C.4: Fitparameter für die diffraktive Streuung (Untergrundabschätzung durch die Methode der Seitenbänder)

Literaturverzeichnis

- [ACS95] H. Abramowicz, A. Caldwell und R. Sinkus. Neural network based elektron identification in the ZEUS calorimeter, 1995. DESY 95-054.
- [AG81] G. Alberi und G. Goggi. *Diffraction of subnuclear waves*. North-Holland Publishing Company, 1981.
- [ALE94] ALEPH Collaboration (D. Buskulic et al.). Production of charmed mesons in Z decays. *Zeitschrift für Physik C*, 62:1-14, 1994.
- [ASG95] CERN Application Software Group. *HBOOK Reference Manual*. CERN Computing and Networks Division, Januar 1995.
- [BEK92] Stan Bentvelsen, Jos Engelen und Paul Kooijmann. Reconstruction of (x, Q^2) an extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA. In *Physics at HERA*, volume 1, pages 23-41, 1992.
- [Ben94] Stan Bentvelsen. *Measurement of the proton structure function at HERA using the ZEUS detector*. Promotionsschrift, Universität Amsterdam, 1994.
- [BFG⁺94] Stanley J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller und M. Strikman. Diffractive leptonproduction of vector mesons in QCD. *Physical Review D*, 50:3134 - 3144, 1994.
- [BH95] W. Buchmüller und A. Hebecker. A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering. *Physics Letters B*, 355:573-578, 1995. DESY 95-077.
- [BI93] P. Bruni und G. Ingelman. Pompyt - a monte carlo to simulate diffractive hard scattering. Proc. Europhysics Conf. on HEP, Marseille 1993, 595.
- [Bjo69] J. D. Bjorken. Asymptotic sum rule at infinite momentum. *Physical Review*, 179:1547, 1969.
- [Bjo94] J. D. Bjorken. Hard diffraktion and deep inelastic scattering. SLAC-PUB-6477, April 1994.
- [BL93] V. Blobel und E. Lohrmann. Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung. Universität Hamburg, Vorlesungsscript WS 1993/94, 1993.
- [Blo63] E.D. Bloom et al.. High-energy inelastic scattering at 6° and 10°. *Physical Review Letters*, 23:930, 1963.
- [Bra92] Siegmund Brandt. *Datenanalyse*. Wissenschaftsverlag, 1992.
- [Bre63] M. Breidenbach et al.. Observed behavior of highly inelastic electron proton scattering. *Physical Review Letters*, 23:935, 1963.
- [Buc95] W. Buchmüller. Scaling and diffraction in deep inelastic scattering. *Physics Letters B*, 353:335-339, 1995.
- [DEL93] DELPHI Collaboration (P. Abreu et al.). A measurement of D meson production in Z⁰ hadronic decays. *Zeitschrift für Physik C*, 59:533-545, 1993.
- [DGM96] V. Del Duca, E. Gallo und P. Marage. Diffractive interactions, 1996. DESY 96-179.
- [dJ92] Paul de Jong. Status of the uranium calorimeter reconstruction software. ZEUS Note 92-019, 1992.
- [DL84] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Elastic scattering and diffraction dissociation. *Nuclear Physics B*, 244:322, 1984.
- [DL92] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Total cross sections. *Physics Letters B*, 296:227 - 232, 1992.
- [DRH⁺96] K. Daum, S. Riemersma, B.W. Harris, E. Laenen und J. Smith. The heavy-flavour contribution to proton structure. DESY 96-205, September 1996.
- [EIR96] A. Edin, G. Ingelman und J. Rathsman. Soft color interactions and the diffractive structure function. *Journal of Physics G*, 22:943-946, 1996. DESY 96-019.
- [Fey72] R. P. Feynman. *Photon - Hadron Interactions*. W. A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts, 1972.
- [FF78] R. D. Field und R. P. Feynman. A parametrization of the properties of quark jets. *Nuclear Physics B*, 136:1, 1978.
- [FGML73] H. Fritsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letters B*, 47:365, 1973.
- [FP94] S. M. Fisher und P. Palazzi. *ADAMO Reference Manual*. CERN Programming Techniques Group, ECP Division, Februar 1994.
- [GM64] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8:214, 1964.
- [Gou83] K. Goulianos. *Diffractive interactions of hadrons at high energies*. North-Holland Publishing Company, 1983.

- [H194] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.). Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. *Nuclear Physics B*, 429:477 – 502, 1994.
- [H196a] H1 Collaboration (S. Aid et al.). Photoproduction of $D^{*\pm}$ mesons in electron-proton collisions at HERA, 1996. DESY 96-055.
- [H196b] H1 Collaboration (C. Adloff et al.). Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ production in deep inelastic ep scattering at HERA, 1996. DESY 96-138.
- [HLIM96] G.F. Hartner, J.B. Lane Y. Iga und N.A. McCubbin. VCTRAK: offline output information. ZEUS-Note 96-013, 1996.
- [Hoe92] K. C. Hoeger. Measurement of (x, y, Q^2) in neutral current events. In *Physics at HERA*, volume 1, pages 43–55, 1992.
- [Ing93] G. Ingelman. Partons and QCD effects in the pomeron. DESY 93-109, 1993.
- [IP93] G. Ingelman und K. Prytz. The pomeron structure in DIS and gluon recombination effects. *Zeitschrift für Physik C*, 58:285–293, 1993. DESY 92-177.
- [IRS96] G. Ingelman, J. Rathsmann und G. A. Schuler. Aroma 2.2, April 1996. DESY 96-058.
- [IS85] G. Ingelman und P. E. Schlein. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Physics Letters B*, 152:256, 1985.
- [Jam] F. James. *Minuit Reference Manual*. CERN Computing and Networking Division.
- [Jun93] Hannes Jung. Hard diffractive scattering in high energy ep collisions and the monte carlo generator RAPGAP, 1993. DESY 93-182.
- [KW89] R. Klanner und G. Wolf. Das ZEUS Präzisionskalorimeter für HERA. *Physikalische Blätter*, 45(9):365, 1989.
- [Lö92] Leif Lönnblad. Ariadne. *Computer Physics Communication*, 71:15, 1992.
- [Loh90] Erich Lohrmann. *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Teubner Verlag, 1990.
- [Loh92] Erich Lohrmann. *Hochenergiephysik*. Teubner Verlag, 1992.
- [MK94] T. Meyer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner Verlag, 1994.
- [MWA⁺92] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour und L. Stanco. Herwig event generator. *Computer Physics Communication*, 67:465, 1992.
- [Ng93] J. Ng. Proposal for a small angle rear track detector for ZEUS. ZEUS Note 93-016, 1993.

- [NV95] J. Ng und W. Verkerke. An overview of SRTD analysis. ZEUS Note 95-037, 1995.
- [NZ92] Nikolai N. Nikolaev und Bronislav G. Zakharov. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. *Zeitschrift für Physik C*, 35:331 – 345, 1992.
- [OPA95] OPAL Collaboration (R. Akers et al.). A measurement of the production of $D^{*\pm}$ mesons on the Z^0 resonance. *Zeitschrift für Physik C*, 67:27–44, 1995.
- [PB] H. Plochow-Bensch. PDFLIB. CERN W5051 PDFLIB.
- [PDG96] Particle Data Group (R.M. Barnett et al.). Review of particle properties. *Physical Review D*, 54:1 – 720, 1996.
- [Prz95] M. Przybycień. *Measurement of the Proton Diffractive Structure Function at HERA Using the ZEUS Detector*. Promotionsschrift, Jagellonian Universität, Krakau, Polen, Juli 1995. Internal Report DESY F35D-95-4.
- [SA93] Ralph Sinkus und Halina Abramowicz. Elektron identification with neural networks at ZEUS. ZEUS-Note 93-117, 1993.
- [Sjö94] Torbjörn Sjöstrand. Pythia 5.7 and Jestsset 7.4. *Computer Physics Communication*, 82:74, 1994.
- [UA83] UA8 Experiment (R. Bonino et al.). Evidence for transverse jets in high-mass diffraction. *Physics Letters B*, 211:239 – 246, 1983.
- [WA94] WA91 Collaboration (S. Abatzis et al.). Observation of a narrow scalar meson at 1450 MeV in the reaction $pp \rightarrow p_f(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p_s$ at 450 GeV/c using the CERN Omega Spectrometer. *Physics Letter B*, 324:509–514, 1994.
- [Wol94] Günther Wolf. HERA Physics. DESY 94-022, Februar 1994.
- [ZEU93a] ZEUS Collaboration. The ZEUS detector, status report, Februar 1993.
- [ZEU93b] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.). Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Physics Letters B*, 315:481–493, Juli 1993. DESY 93-093.
- [ZEU93c] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.). Measurement of the proton structure function f_2 in ep scattering at hera. *Physics Letters B*, 316:412–426, 1993. DESY 93-110.
- [ZEU95a] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.). Measurement of the proton structure function F2 from the 1993 HERA data. *Zeitschrift für Physik C*, 65:379–398, 1995. DESY 94-143.
- [ZEU95b] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.). Study of $D^{*(2010)^\pm}$ production in ep collisions at HERA, 1995. DESY 95-013.

- [ZEU96] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.). Measurement of the diffractive cross section in deep inelastic scattering. *Zeitschrift für Physik C*, 70:391-412, 1996. DESY 96-018.
- [Zwe64] G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. CERN-TH-412 74 pp., 1964.

