

Messung der Wirkungsquerschnitte  
für den tiefinelastischen, inklusiven  
Prozess  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$   
an der Speicherring-Anlage HERA  
mit ZEUS-Daten aus den Jahren 1999 und 2000.

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Holger Wessoleck

aus

Bonn

Bonn 2002

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. E. Paul  
2. Referent: Prof. Dr. W. J. Schulle  
Tag der Promotion: 28.01.2002

*Um es einmal herauszusagen,  
der Mensch spielt nur,  
wo er in voller Bedeutung des Wortes Mensch ist,  
und er ist nur da ganz Mensch,  
wo er spielt.*

**Friedrich Schiller**



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Die tiefinelastische Streuung</b>	<b>7</b>
2.1	Geladener Strom <b>CC</b> . . . . .	8
2.1.1	Die kinematischen Variablen . . . . .	9
2.1.2	CC-Wirkungsquerschnitt . . . . .	10
2.1.3	Partondichteverteilungen . . . . .	11
2.1.4	Korrekturen . . . . .	11
2.1.5	Reduzierter Wirkungsquerschnitt . . . . .	12
2.2	Ungeladener Strom <b>NC</b> . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>17</b>
3.1	DESY . . . . .	17
3.2	HERA . . . . .	18
3.3	Das ZEUS-Experiment . . . . .	20
3.3.1	Uran-Szintillator-Kalorimeter . . . . .	21
3.3.2	Zentrale Driftkammer (CTD) . . . . .	22
3.3.3	Der Vorwärtsdetektor (FDET) . . . . .	23
3.3.4	Müon-Identifizierung . . . . .	25
3.3.5	Luminositätsmonitor LUMI . . . . .	25
3.3.6	Weitere ZEUS-Detektor-Komponenten . . . . .	25
3.3.7	Datenauslese des ZEUS-Experiments . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Daten und Simulation</b>	<b>29</b>
4.1	Die Datennahmeperiode 1999/2000 . . . . .	29
4.1.1	RUN Selektion . . . . .	30
4.2	Die Ereignis-Simulation (MC) . . . . .	30
4.2.1	Signal Monte Carlo . . . . .	30
4.2.2	Untergrund Monte Carlo . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Die kinematische Rekonstruktion</b>	<b>33</b>
5.1	Elektronmethode . . . . .	34
5.2	Doppelwinkelmethode . . . . .	34
5.3	Jacquet-Blondel-Methode . . . . .	34
5.3.1	Hadronische Korrekturen . . . . .	35
5.4	Ereignisse in der kinematischen Ebene . . . . .	36

<b>6</b>	<b>Vertex-Messung</b>	<b>37</b>
6.1	Vertex-Messung mit der zentralen Driftkammer . . . . .	38
6.2	Vertex-Messung mit den planaren Driftkammern (FTDs) . . . . .	39
6.3	Vertex-Messung mit dem Kalorimeter . . . . .	45
6.4	Vertexmessung für <b>CC</b> -Ereignisse im Überblick . . . . .	47
<b>7</b>	<b>Die Ereignisselektion</b>	<b>51</b>
7.1	Der <b>CC</b> -Trigger . . . . .	51
7.1.1	GFLT . . . . .	52
7.1.2	SLT . . . . .	52
7.1.3	TLT . . . . .	52
7.2	Kinematische Einschränkung . . . . .	53
7.3	Weitere Unterdrückung von Untergrund . . . . .	53
7.3.1	Unterdrückung von Restgas-Ereignissen . . . . .	54
7.3.2	Unterdrückung von Photoproduktions-Ereignissen . . . . .	55
7.3.3	Unterdrückung von Ereignissen mit neutralem Strom . . . . .	55
7.3.4	Unterdrückung von Halo-Müon und kosmischen Ereignissen . . . . .	56
7.3.5	Weitere Schnitte . . . . .	56
7.4	Zusammenfassung der angewendeten Schnitte . . . . .	56
7.5	Kontrollgrößen . . . . .	57
<b>8</b>	<b>Die Entfaltung der Wirkungsquerschnitte</b>	<b>59</b>
8.1	Auflösung, Effizienz, Reinheit, und Akzeptanz . . . . .	59
8.1.1	Auflösung . . . . .	59
8.1.2	Effizienz . . . . .	59
8.1.3	Reinheit . . . . .	60
8.1.4	Akzeptanz . . . . .	60
8.2	Bin-Definitionen . . . . .	60
8.2.1	Auflösung der kinematischen Rekonstruktion . . . . .	61
8.2.2	Reinheitsbestimmung und Effizienzbestimmung . . . . .	65
8.3	Entfaltung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	66
<b>9</b>	<b>Abschätzung von Untergrund und systematischen Abhängigkeiten</b>	<b>69</b>
9.1	Abschätzung des Untergrundes . . . . .	69
9.1.1	Untergrund aus Photoproduktion . . . . .	69
9.1.2	Untergrund aus <b>NC</b> -Ereignissen . . . . .	69
9.1.3	Untergrund aus Restgas-Ereignissen . . . . .	70
9.1.4	Abschätzung des Gesamt-Untergrundes . . . . .	70
9.2	Bestimmung des experimentellen Fehlers . . . . .	71
9.2.1	Statistischer Fehler . . . . .	71
9.2.2	Systematischer Fehler . . . . .	72
9.2.3	Gesamter Fehler . . . . .	78
9.3	Unsicherheit der theoretischen Vorhersagen . . . . .	78
<b>10</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>81</b>
10.1	Einfach-differentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	81
10.2	Doppelt-differentielle, reduzierte Wirkungsquerschnitte . . . . .	85
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>

<b>12 Danksagung</b>	<b>93</b>
<b>A Messwerte der Wirkungsquerschnitte und Bingrenzen</b>	<b>95</b>
A.1 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ . . . . .	95
A.2 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ . . . . .	96
A.3 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ . . . . .	96
A.4 Ergebnistabelle: reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$ . . . . .	96
<b>B RUN-Selektion</b>	<b>99</b>
<b>C Von MUFFIN unterdrückte Ereignisse</b>	<b>100</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>101</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>103</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>104</b>
<b>Index</b>	<b>107</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

Die Teilchenphysik am Ende des zweiten Jahrtausends fußt auf einer Theorie, die allgemein “Das Standard-Modell” genannt wird [1]. In dieser Theorie besteht Materie aus je sechs Leptonen und sechs Quarks, die sich in drei sogenannte Familien einteilen lassen und die auf vier verschiedene, fundamentale Arten miteinander und untereinander wechselwirken können.

Leptonen	$e$ $\nu_e$	$\mu$ $\nu_\mu$	$\tau$ $\nu_\tau$
Quarks	up down	charm strange	top bottom

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Teilchen im Standardmodell: sechs Leptonen und sechs Quarks in drei Familien.

Die Wechselwirkungen werden durch eichinvariante Feldtheorien beschrieben, deren Quanten die eigentlichen Träger der Kräfte sind. Diese Wechselwirkungen sind namentlich die Gravitation, die bei den in der Teilchenphysik üblicherweise sehr hohen Energien vernachlässigt werden kann, die elektromagnetische Wechselwirkung, die mit der schwachen Kraft von Glashow, Salam und Weinberg zu der elektroschwachen Kraft zusammengefaßt wurden [2] und die starke Kraft, die nur auf Quarks und nicht auf Leptonen wirkt.

Kraftvermittler der elektroschwachen Wechselwirkung sind das Photon, das  $Z$ -Boson, sowie die geladenen  $W$ -Bosonen. Die Gültigkeit der diese Prozesse beschreibende Theorie wurde bislang in einer Reihe von Experimenten mit immer größerer Genauigkeit bestätigt.

Die starke Kraft wird durch die Gluonen übertragen. Auch Gluonen besitzen eine Ladungsquantenzahl, die aber im Gegensatz zu der elektromagnetischen Ladung nicht nur einen Wert, sondern drei Werte annehmen kann. Diese Ladungen werden nach Farben benannt, weswegen die die starke Wechselwirkung beschreibende Theorie auch Quantenchromodynamik (QCD) genannt wird.

Im Gegensatz zu der elektroschwachen Kraft gibt die starke Kraft auch heute noch den Theoretikern Rätsel auf. Offene Fragen sind zum Beispiel: Wie hängt die starke Kraft vom Abstand der wechselwirkenden Teilchen ab? Warum gibt es keine freien Quarks? Und nicht zuletzt die Frage: Wie sieht das Proton aus?

Solche Fragen werden von der Theorie der Quantenchromodynamik nur störungstheoretisch, also näherungsweise behandelt. Um diese Fragen beantworten zu können, eventuell auch nur teilweise, kann man zwei unterschiedliche Ansätze wählen: entweder mit neuen theoretischen Konstrukten den Experimenten Anregungen geben, nach neuen Effekten zu suchen, oder

zweitens mit Präzisionsmessungen die theoretische Beschreibung im Rahmen des Standardmodells zu testen beziehungsweise die Grenzen der Beschreibung aufzuzeigen.

Als ein Beitrag zu dem letztgenannten Ansatz ist der Hadron-Lepton-Collider HERA zu verstehen. Hier wird die tiefinelastische Streuung von Elektronen mit Protonen untersucht.

Das Proton ist kein fundamentales Teilchen, sondern setzt sich aus Partonen, den Quarks zusammen [3]. Spezielles Thema dieser Arbeit ist die Präzisionsmessung der Wechselwirkung von Elektronen mit Quarks unter Austausch eines geladenen Eichbosons, dem  $W$ -Boson.

Dazu gliedert sich die Arbeit in folgende Teile:

- Zuerst wird eine kurze Einführung in die tiefinelastische Streuung bei HERA gegeben (Kapitel 2). Schwerpunkt der Darstellung liegt hierbei auf dem inklusiven Prozeß mit der Signatur  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$  (Unterkapitel 2.1), der Einführung der Observablen, sowie der theoretischen Beschreibung. Für den Vergleich mit diesem inklusiven Prozeß werden auch inklusive Ereignisse der Signatur  $e^+p \rightarrow e^+X$  einbezogen, bei denen auch im leptonen Endzustand ein Elektron vorliegt und damit ein ungeladenes Boson Träger der Kraft ist (Unterkapitel 2.2).
- Anschließend wird das ZEUS-Experiment (Kapitel 3) an der Hadron-Elektron-Ringanlage mit den in der vorliegenden Analyse verwendeten Detektorkomponenten vorgestellt. Die für die Analyse wichtigsten Meßgeräte sind das Kalorimeter und die zentrale Driftkammer. Erstmals wurde in einer Analyse von Ereignissen des geladenen Stroms auch der ZEUS-Vorwärtsdetektor (Unterkapitel 3.3.3) mit einbezogen.
- Die vorliegende Analyse beruht auf Daten, die in den Jahren 1999 und 2000 gemessen wurden (Kapitel 4). Erstmals wurden Daten aus einer Positron-Proton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{318}$  GeV aufgezeichnet. Die zum Vergleich mit den experimentell gemessenen und für Akzeptanz-Bestimmungen simulierten Daten werden ebenfalls in diesem Kapitel vorgestellt (Unterkapitel 4.2).
- Die Rekonstruktion von Ereignissen mit geladenem Strom (Kapitel 5) wird durch Vermessung des hadronischen Endzustandes durchgeführt (Unterkapitel 5.3). Dazu muß der Jet-Winkel möglichst genau bekannt sein, der seinerseits auf einer genauen Kenntnis des Ereignisvertex beruht.
- Diese Vertexmessung wird in Kapitel 6 beschrieben. Besondere Berücksichtigung wird dabei in Unterkapitel 6.2 einer neu entwickelten Methode der Vertexmessung mit den planaren Driftkammern eingeräumt. Bei kleinen hadronischen Winkeln wird diese Methode gesondert diskutiert (Unterkapitel 6.4).
- In Kapitel 7 werden die Ereignisselektion und die Untergrund-Unterdrückung vorgestellt. Diese Selektion wird in Abhängigkeit von dem hadronischen Winkel vorgenommen.
- Anschließend werden die einfach- und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte entfaltet (Kapitel 8). Dazu wird eine Definition der Bins (Unterkapitel 8.2), in denen die Wirkungsquerschnitte gemessen werden, gegeben.
- In Kapitel 9 werden Abschätzungen zu dem im finalen Datensatz verbleibenden Untergrund sowie Abschätzungen zu systematischen Fehler vorgestellt.
- In Kapitel 10 werden die Ergebnisse zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten präsentiert, mit Berechnungen basierend auf dem Standardmodell verglichen und diskutiert.

## Kapitel 2

# Die tiefinelastische Streuung

In diesem Kapitel wird eine kurze Einführung in die Physik der tiefinelastischen Streuung gegeben. Bei der tiefinelastischen Streuung dringt das Lepton  $e$  tief in das Proton  $p$  ein und schlägt ein Quark aus diesem heraus: Das Proton bricht auseinander und bildet zusammen mit dem gestreuten Quark durch Fragmentation ein hadronisches System  $X$ . Das eingehende Lepton  $e$  kann dabei durch neutrale Bosonen mit dem Quark wechselwirken und liegt dann auch im leptonischen Endzustand vor (Gleichung 2.1). Oder das Lepton  $e$  vermittelt die Kraft über ein geladenes Boson; in diesem Fall ist der leptonische Endzustand ein Neutrino  $\nu$  beziehungsweise ein Antineutrino  $\bar{\nu}$  (2.2.a/b).

$$e^\pm p \rightarrow e^\pm X \quad (2.1)$$

$$e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X \quad (2.2.a) \quad e^- p \rightarrow \nu_e X \quad (2.2.b)$$

Die tiefinelastische Streuung (DIS<sup>1</sup>) von Leptonen an Nukleonen ist das wichtigste experimentelle Instrument, um die Substruktur der Nukleonen und die in dieser Größenordnung herrschenden Kräfte zu erforschen. Die tiefinelastische Streuung ist der wichtigste Streuprozess bei HERA und wird über viele Größenordnungen in den kinematischen Variablen gemessen. Die räumliche Auflösung eines Streuprozesses wird bestimmt durch den Viererimpulsübertrag  $q$  oder genauer durch die de-Broglie-Wellenlänge des Trägerteilchens der Wechselwirkung:

$$\Delta \sim \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0.197}{\sqrt{Q^2}} \text{ GeV fm} \quad \text{mit } Q^2 = -q^2$$

Aus der Atomphysik weiß man, daß das Proton als Wasserstoffkern in etwa einen Durchmesser von  $10^{-15}$  m hat. Möchte man die Struktur des Proton drei Größenordnungen genauer untersuchen, dann muß der Viererimpulsübertrag entsprechend groß sein. Es läßt sich leicht berechnen, daß mindestens eine Schwerpunktsenergie von 300 GeV vorliegen muß, damit Viererimpulsüberträge  $Q^2$  von über  $20.000 \text{ GeV}^2$  ermöglicht werden und somit das Proton auf bis zu  $10^{-18}$  m studiert werden kann.

Abhängig von der Teilchenart, die an dem Proton, oder seinen Bestandteilen streuen, ist man auch auf unterschiedliche Arten von Physik, also auf unterschiedliche Wechselwirkungen sensitiv. Bei HERA hat man die Möglichkeit, mit Elektronen sowie mit Positronen als leptonischen Streupartner zu experimentieren<sup>2</sup>. Folglich können hier elektroschwache Wechselwirkungsprozesse, gemäß den Reaktionen, wie in den Gleichungen 2.1 beziehungsweise 2.2.a und 2.2.b untersucht werden. Sie lassen sich nach der Ladung des Austauschteilchens klassifizieren:

---

<sup>1</sup>Deep Inelastic Scattering

<sup>2</sup>zu HERA siehe Kapitel 3.2

- nach ungeladenen  $\gamma$ - und  $Z$ -Bosonen (Gleichung 2.1),
- sowie nach geladenen  $W^\pm$ -Bosonen (Gleichung 2.2.a/b).

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Streuprozess gemäß Gleichung 2.2.a, bei dem ein geladenes  $W^+$ -Boson die Wechselwirkung zwischen dem Positron und einem Quark vermittelt.

## 2.1 Geladener Strom CC

Bei den Prozessen der Art  $ep \rightarrow \nu_e X$  streut das einlaufende Elektron oder Positron an einem Quark des Protons unter Austausch eines geladenen  $W$ -Bosons. In Abbildung 2.1 ist dieser Prozess schematisch dargestellt.

Ereignisse vom Typ der Gleichungen 2.2.a/b werden als Ereignisse mit geladenem Strom, oder auf Englisch als “Charged-Current”-Ereignisse (**CC**) bezeichnet. Die Benennung nach dem Strom (“Current”) leitet sich aus dem Ansatz ab, bei dem man die Wechselwirkung analog zu elektromagnetischen Prozessen über die Kopplung von Strömen beschreibt. Geladen (“Charged”) zeigt an, daß beim  $W$ -Austausch auch elektromagnetische Ladung übertragen wird.

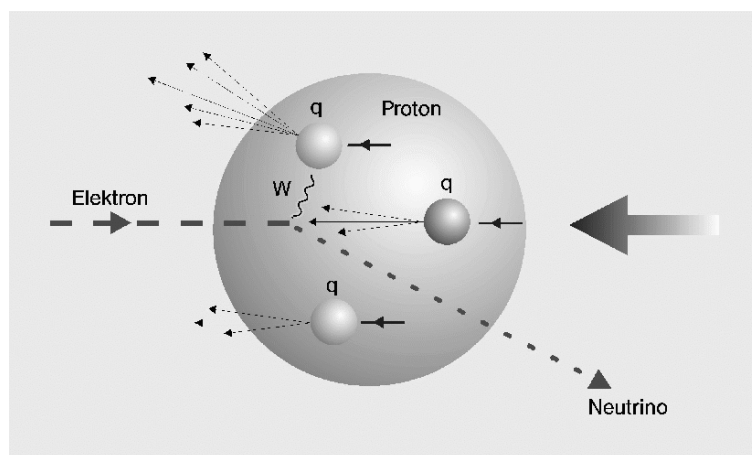


Abbildung 2.1: Ereignisse mit geladenem Strom (**CC**): ein Elektron wechselwirkt mit einem Quark des Protons durch Austausch eines geladenen  $W$ -Bosons. Das Quark wird aus dem Proton herausgestreut und hadronisiert zu einem Jet.

Bei dieser Art von Wechselwirkung liegt zum einen wegen des  $W$ -Austausches eine rein schwache Wechselwirkung vor, das heißt, daß keine elektromagnetische Amplitude und kein elektromagnetisch-schwacher Interferenzterm zu dem Wirkungsquerschnitt des Prozesses beitragen. (Siehe dazu im Vergleich Kapitel 2.2). Zum anderen ist der Streuprozess dadurch, daß eine elektromagnetische Ladung vermittelt wird, sensitiv auf die Ladung des beteiligten Quarks und damit direkt auf verschiedene Quarkflavour im Proton.

Streut zum Beispiel ein Positron an dem Proton, so ist der vermittelnde Kraftträger ein positiv geladenes  $W$ -Boson. Dieses kann aufgrund seiner Ladung nur an negativ geladene Quarks, also vor allem an  $d$ -Quarks, aber auch an Seequarks wie zum Beispiel das  $\bar{u}$ -Quarks koppeln. Analog hierzu überlegt man sich leicht, daß bei einer Elektron-Proton-Streuung über die Ladung nur positiv geladene Quarks selektiert werden (Tabelle 2.1).

$$\begin{aligned}
 e^+ p (W^+): & \quad \mathbf{d}, s \text{ und } \bar{u}, \bar{c} \text{ (negative)} \\
 e^- p (W^-): & \quad \mathbf{u}, c \text{ und } \bar{d}, \bar{s} \text{ (positive)}
 \end{aligned}$$

Tabelle 2.1: Sensitivität des **CC**-Prozesses auf Quarkladungen: positiv geladene  $W^+$ -Bosonen wechselwirken nur mit negativ geladenen Quarks respektive umgekehrt bei  $W^-$ -Austausch. Die Valenzquarks des Protons,  $\mathbf{u}$  und  $\mathbf{d}$  sind fett gedruckt. Die schwereren Quarks,  $s$  und  $c$  werden als See-Quarks erwartet, wobei die  $t$ - und  $b$ -Quarks aufgrund ihrer sehr großen Massen nicht mit aufgeführt worden sind.

### 2.1.1 Die kinematischen Variablen

Bevor auf die Physik der Ereignisse mit geladenem Strom eingegangen und der Wechselwirkungsquerschnitt physikalisch motiviert werden kann, müssen zunächst die zur Beschreibung des Prozesses benötigten kinematischen Variablen definiert werden. Dies wird in diesem Abschnitt kurz skizziert; für eine detailliertere Einführung in die Physik bei HERA sei auf [4] verwiesen.

In dem allgemeinen Fall einer Lepton-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung streut ein Lepton  $e$  mit einem Viererimpuls  $k$  unter Austausch eines  $W$ -Bosons an einem Proton  $p$  mit einem Viererimpuls  $P$ . Der Viererimpuls des ausgehenden Leptons sei  $k'$ . Ein Quark wird aus dem Proton heraus gestreut und hadronisiert zu einem Jet. Der Protonrest hadronisiert ebenfalls und bildet zusammen mit dem Jet das hadronische Gesamtsystem  $X$ . Der Impuls dieses gesamten hadronischen Streuzustandes sei  $P_h$ . Der Prozeß wird als Feynman-Diagramm in der Abbildung 2.2 gezeigt.

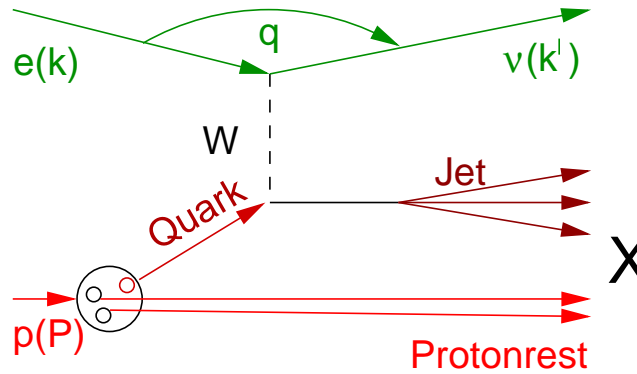


Abbildung 2.2: **CC**-Feynman-Diagramm in niedrigster Ordnung. Die in die Streuung eingehende Teilchen,  $e$  und  $p$ , kommen in dem Diagramm von links. Die ausgehenden Teilchen mit Jet und Protonrests als hadronischem Endzustand sind rechts zu sehen.

N.B: die Zeitachse hat sich gegenüber der Abbildung 2.1 geändert.

Die Wechselwirkung wird von einem  $W$ -Boson vermittelt, dessen Impuls  $q$  sei und sich über die Viererimpulse zum Beispiel des Leptons berechnet:  $q \equiv k - k'$ . Der negative, quadrierte Viererimpulsübertrag,  $Q^2$ , wird zur Beschreibung des Ereignisses herangezogen:

$$Q^2 = -(k' - k)^2 = -q^2 \quad (2.3)$$

Eine weitere wichtige Größe bei dem Streuprozeß ist der Streuwinkel des Leptons in dem Lepton-Quark-Schwerpunktsystems. Jedoch wird zur Beschreibung des Ereignisses meistens nicht der Streuwinkel selbst, sondern eine abgeleitete Größe herangezogen:

$$y = \sin^2 \frac{\theta^*}{2} \quad (2.4.a)$$

Der Winkel  $\theta^*$  ist hierbei definiert als ( $180^\circ -$  Streuwinkel) in dem Lepton-Quark-Schwerpunktssystem.

In dem Ruhesystem des Protons kommt  $y$  noch eine weitere Bedeutung zu: diese Variable entspricht dem relativen Energieübertrag  $\nu/\nu_{max}$  auf das Proton:

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \quad (2.4.b)$$

In diesem Bild ist  $y$  aus lorentz-invarianten Größen berechnet. Gemäß seiner Definition nimmt  $y$  nur Werte zwischen 0 und 1 an.

Eine weitere wichtige Observable des Streuprozesses ist die Bjorken-Skalenvariable  $x$ :

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (2.5)$$

Bei HERA ist die Masse des Protons gegenüber dem Protonimpuls vernachlässigbar klein. In diesem sogenannten "infinite-momentum-frame" beschreibt  $x$  den von dem gestreuten Quark getragenen Anteil des Protonimpulses vor der Streuung [4]. Mit  $s$  wird das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet:

$$s = (p + k)^2 \approx m_p^2 + 2p \cdot k \approx 4E_e E_p \quad (2.6)$$

Häufig wird bei HERA-Physik allerdings einer anderen Energieskala der Vorzug gegeben. Man verwendet die Schwerpunktsenergie des Proton-Jet-Systems, genauer das Quadrat der invariante Masse  $W$  des hadronischen Endzustands  $X$  [4]:

$$W^2 = (P')^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2 \quad (2.7)$$

Die kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y$  sind nicht von einander unabhängig. Über das Quadrat der Schwerpunktsenergie  $s$  gilt die Beziehung:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y \quad (2.8)$$

Der Wirkungsquerschnitt wird bei fester Schwerpunktsenergie  $s$  durch beliebige zwei von diesen Variablen ausgedrückt. Es liegen also zwei differentielle Abhängigkeiten vor.

### 2.1.2 CC-Wirkungsquerschnitt

Die Physik des inklusivem **CC**-Streuprozesses wird durch den Wirkungsquerschnitt beschrieben. Dieser soll hier kurz motivieren werden. Für eine genaue Herleitung der Berechnung des Wirkungsquerschnittes siehe [1].

Der elektroschwache Born-Wirkungsquerschnitt für den Charged-Current-Prozeß ist durch

$$\frac{d\sigma_{e^\pm p}^{CC}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{4\pi x} \cdot \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 (Y_+ W_2^\pm(x, Q^2) - y^2 W_L^\pm(x, Q^2) \mp Y_- x W_3^\pm(x, Q^2)) \quad (2.9)$$

$$\text{mit } Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$$

gegeben.

Unter Vernachlässigung von elektroschwachen, radiativen Korrekturen läßt sich die Fermi-Konstante  $G_F$  über den Weinberg-Winkel  $\Theta_w$  ausdrücken:

$$\frac{G_F^2}{2\pi} M_W^4 = \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4 \Theta_w} \Rightarrow G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\sin^2 \Theta_w M_W^2} \quad (2.10)$$

$$G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \text{ mit } \sin^2 \Theta_w = 0.231$$

Das Proton geht dabei in den Wirkungsquerschnitt nicht als Punktteilchen ein, sondern wird durch die Strukturfunktionen  $W_i^\pm(x, Q^2)$  beschrieben. Im Quark-Parton-Modell (QPM) lassen sich diese durch eine Summation über die im Proton vorhandenen Quarkdichten ausdrücken:

$$W_2^+(x, Q^2) = \sum_{q=d,s,b} xq(x, Q^2) + \sum_{q=u,c,t} x\bar{q}(x, Q^2) \quad (2.11.a)$$

$$xW_3^+(x, Q^2) = \sum_{q=d,s,b} xq(x, Q^2) - \sum_{q=u,c,t} x\bar{q}(x, Q^2) \quad (2.11.b)$$

$$W_2^-(x, Q^2) = \sum_{q=u,c,t} xq(x, Q^2) + \sum_{q=d,s,b} x\bar{q}(x, Q^2) \quad (2.11.c)$$

$$xW_3^-(x, Q^2) = \sum_{q=u,c,t} xq(x, Q^2) - \sum_{q=d,s,b} x\bar{q}(x, Q^2) \quad (2.11.d)$$

$$W_L^\pm(x, Q^2) \stackrel{\text{QPM}}{=} 0 \quad (2.11.e)$$

Die Funktionen  $q(x, Q^2)$  sind hierbei die Partondichtefunktionen der verschiedenen Quark-flavour  $q$  im Proton.

### 2.1.3 Partondichteverteilungen

Die Entwicklung der Partondichteverteilungen mit der Variablen  $Q^2$  wird durch die DGLAP-Gleichungen der perturbativen QCD beschrieben. Wenn die Dichteverteilungen bei einem  $Q_0^2$  bekannt sind, dann können sie daher für höhere  $Q^2$  mittels DGLAP entwickelt werden [5, 6, 7]. Als Ausgangspunkt wird die  $x$ -Abhängigkeit der Dichteverteilungen empirisch als Funktion der Variablen  $x$  bei kleinen  $Q_0^2$ -Werten durch Anpassung an experimentelle Daten aus sogenannten "Fixed-Target"-Experimenten und früheren HERA-Daten parametrisiert. Diese Anpassung wird unter anderem von der CTEQ-Kollaboration durchgeführt.

### 2.1.4 Korrekturen

Für die Berechnungen in erster Näherung, Next-to-Leading-Order (NLO), werden elektroschwache, radiative Korrekturen berücksichtigt. Die Feynman-Diagramme dieser Korrekturen sind in Abbildung 2.3 zu sehen.

Die Beiträge stammen aus den Prozessen der Initial State Radiation<sup>3</sup> sowohl des leptonischen als auch des hadronischen Eingangszustandes. Außerdem aus Final State Radiation-Prozessen und bosonischer Abstrahlung. Die größte Korrektur stammt von der Abstrahlung des eingehenden Elektrons [8].

<sup>3</sup>Initial State Radiation (ISR), englisch für Abstrahlung in dem Eingangszustand.

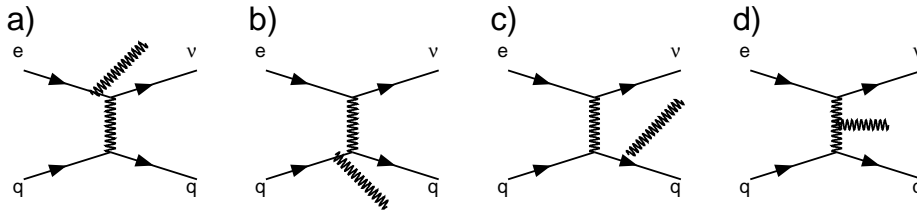


Abbildung 2.3: Radiative Korrekturen in der Größenordnung  $\mathcal{O}(\alpha)$ . Die Abbildungen a) und b) zeigen dabei die Feynman-Diagramme der “Initial-State”-Radiation des Leptons und des Quarks. Abbildung d) zeigt die “Final-State”-Radiation des ausgehenden Quarks. In Abbildung c) ist die Photonemission des ausgetauschten  $W$ -Bosons zu sehen. Eine “Final-State”-Radiation des Neutrinos  $\nu$  im Endzustand kann in  $\mathcal{O}(\alpha)$  nicht vorliegen, da das Photon nicht an ein Neutrino koppelt.

Weitere Korrekturen stammen von der  $W$ -Boson-Selbstenergie, Lepton-Vertex-Schleifen und zwei Boson-Austausch. Wichtigster Beitrag ist hier der der  $W$ -Boson-Selbstenergie. Eventuelle weitere Korrekturen für Beiträge der starken Wechselwirkung in höheren Ordnungen der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bezüglich der DGLAP-Entwicklung werden zur Zeit diskutiert [9].

### 2.1.5 Reduzierter Wirkungsquerschnitt

Für eine andere Darstellung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts kann man den kinematischen Term herausziehen und erhält den reduzierten Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$ :

$$\tilde{\sigma}_{e\pm p}^{CC} = \frac{2\pi x}{G_F^2} \left( \frac{Q^2 + M_W^2}{M_W^2} \right)^2 \cdot \frac{d^2\sigma_{e\pm p}^{CC}}{dx dQ^2} \quad (2.12)$$

Um den reduzierten Wirkungsquerschnitt physikalisch interpretieren zu können, schauen wir uns die Elektron-Quark-Streuung in einem vereinfachten Bild an. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Streupartnern geschieht durch Austausch von Vektorbosonen. Dabei muß die Helizität, also die Projektion des Spins auf die Impulsrichtung, näherungsweise erhalten bleiben. Im eigentlichen Sinne ist die Helizität nur für masselose Teilchen eine lorentzinvariante Größe. Bei HERA sind die Massen von Elektron und Proton gegenüber der Schwerpunktsenergie vernachlässigbar klein. Somit ist die Helizitätserhaltung gut erfüllt.

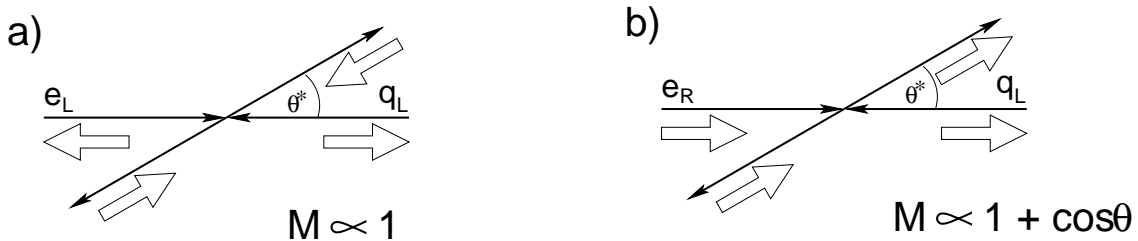


Abbildung 2.4: Helizitätsbetrachtung des  $ep$ -Streuprozesses: die Spins der an der Streuung beteiligten Teilchen sind als offene Pfeile dargestellt. In a) streut ein linkshändiges Elektron an einem linkshändigen Quark. In b) wechselwirkt ein rechtshändiges Elektron mit einem linkshändigen Quark.



Wenn ein linkshändiges Elektron mit einem linkshändigen Quark wechselwirkt (Abbildung 2.4.a), dann liegt im Gesamtsystem kein Spin vor und es gibt in diesem Fall keine ausgezeichnete Streurichtung. Deshalb ist die Verteilung der Streuwinkel im Schwerpunktsystem auch flach und das Matrix-Element proportional zu 1, also ohne Winkelabhängigkeit.

Wenn ein rechtshändiges Elektron an einem linkshändigen Quark streut (Abbildung 2.4.b), liegt netto ein Spin von 1 entlang der Impulsrichtung und damit eine bevorzugte Streurichtung vor. Das Matrixelement der Streuung wird mit wachsendem Streuwinkel unterdrückt und ist proportional zu  $1 + \cos \theta^*$ . Ein Streuwinkel von  $180^\circ$  bei dem eine maximale Verletzung der Helizitätserhaltung vorliegen würde, trägt damit nicht zu dem Wirkungsquerschnitt bei.

Um den Wirkungsquerschnitt zu berechnen, müssen die Amplituden quadriert und aufaddiert werden:

$$\begin{aligned} |M(e_L + q_L)|^2 &= |M(e_R + q_R)|^2 \propto 1 \\ |M(e_L + q_R)|^2 &= |M(e_R + q_L)|^2 \propto (1 + \cos \theta^*)^2 \\ &= (1 - \sin^2 \frac{\theta^*}{2})^2 \\ &= (1 - y)^2 \end{aligned}$$

Mit der Definition von  $y$  wie in Gleichung 2.4.a gegeben.

Unter Berücksichtigung dieser Winkelabhängigkeiten und zusätzlich der Tatsache, daß das positiv geladene  $W$ -Boson nur an negativ geladene Quarks ( $\bar{u}, \bar{c}, d, s$ ) koppelt, läßt sich damit der reduzierte Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$  einzig als Summe seiner winkelabhängigen Partondichten beschreiben:

$$\tilde{\sigma}_{e^+p}^{CC} = 1 \cdot (\bar{u}(x) + \bar{c}(x)) + (1 - y)^2 \cdot (d(x) + s(x)) \quad (2.13.a)$$

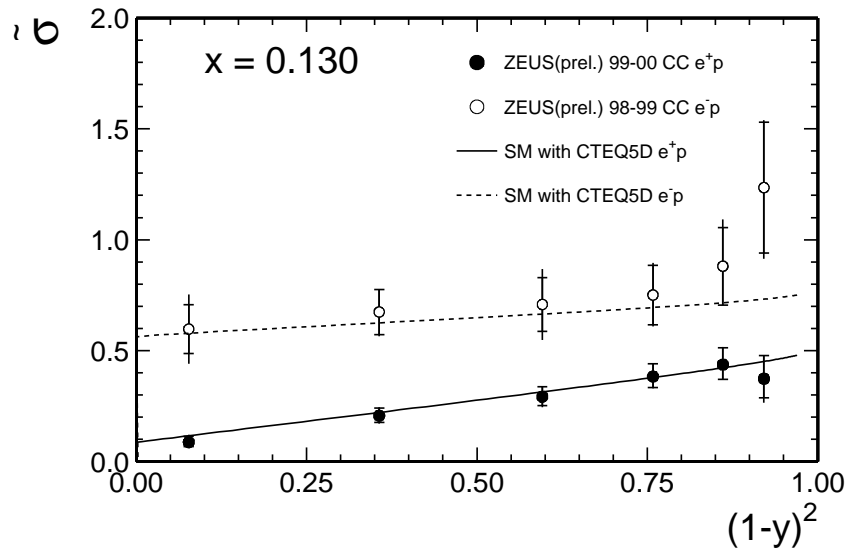


Abbildung 2.5: Hier ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}_{e^+p}^{CC}$  aufgetragen gegen die Helizitätsgröße  $(1 - y)^2$ . Die schwarzen Punkte stammen hierbei aus der vorliegenden Analyse, also aus einer Positron-Proton-Streuung. Die offenen Punkte sind aus einer Elektron-Messung zitiert. Der erwartete, theoretische Verlauf in erster Näherung (CTEQ5D) ist als durchgezogene beziehungsweise als gestrichelte Linie zu sehen.

Analog gilt für die Elektron-Proton-Streuung unter Austausch eines negativ geladenen  $W$ -Bosons:

$$\tilde{\sigma}_{e^-p}^{CC} = 1 \cdot (u(x) + c(x)) + (1 - y)^2 \cdot (\bar{d}(x) + \bar{s}(x)) \quad (2.13.b)$$

Die Beiträge zu dem Wirkungsquerschnitt von den Partondichten der schweren  $b$ - und  $t$ -Quarks können bei den bei HERA vorliegenden Schwerpunktsenergien vernachlässigt werden. Man sieht leicht, daß dann diese physikalische Motivation des reduzierten Wirkungsquerschnitts der Gleichung 2.13.a/b mit den Gleichungen 2.9, 2.11.a-d und 2.12 konsistent ist. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts sei an dieser Stelle auf das Ergebniskapitel vorgegriffen: In Abbildung 2.5 ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt gegen den winkelabhängigen Faktor  $(1 - y)^2$  aufgetragen. Dabei sind die geschlossenen, schwarzen Punkte die Messpunkte dieser Analyse, also Messpunkte aus einer  $e^+p$ -Streuung. Die offenen Punkte sind Messpunkte aus einer vorangegangenen Analyse [10] aus einer Elektron-Proton-Streuung. Gemäß obigen Gleichungen wird für ein festes  $x$  eine lineare Beziehung erwartet. Der theoretische Verlauf (schwarze, respektive gestrichelte Linie) berücksichtigt elektromagnetische Korrekturen und ist daher nur nahezu linear.

Anhand der Steigung im Falle der Positron-Proton-Streuung und des Achsenabschnitts im Fall der Elektron-Proton-Streuung kann die Proton-Quarkverteilung des  $d$ -Quarks ( $e^+p$ ) und der  $u$ -Quarks ( $e^-p$ ) bei festem  $x$  in nullter Näherung abgelesen werden. An dieser Stelle soll das auf das Ergebnis nicht zu weit vorgegriffen werden. Eine weiterführende Diskussion dieses Helizitätsdiagramms findet sich im Ergebniskapitel, Abschnitt 10.1.

## 2.2 Ungeladener Strom NC

Der Austausch von ungeladenen Bosonen in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung ist in Bild 2.6 dargestellt. Das Elektron wechselwirkt mit einem Quark des Protons unter Austausch von einem Photon  $\gamma$  oder einem  $Z$ -Boson und ist als Elektron im Endzustand nachweisbar. Das gestreute Quark bildet zusammen mit dem Protonrest ein hadronisches System  $X$ . Analog zu den Prozessen mit geladenem Strom wird dieser Ereignistyp als ungeladener Strom oder auf Englisch als Neutral-Current-Ereignis (**NC**) bezeichnet.

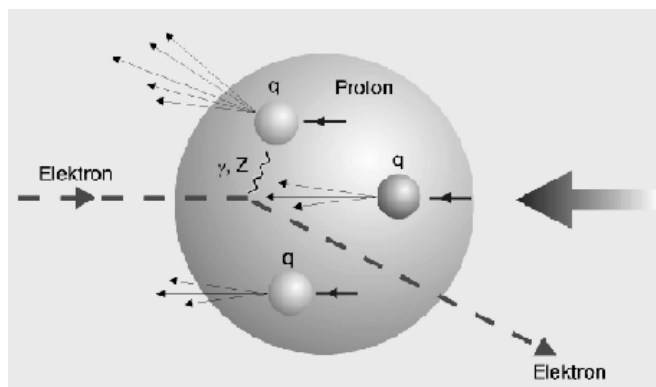


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramm von Ereignissen mit ungeladenem Strom (**NC**).

Der elektroschwache Born-Wirkungsquerschnitt für den Neutral-Strom-Prozeß wird durch

$$\frac{d\sigma^{NC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (Y_+ F_2^\pm(x, Q^2) - y^2 F_L^\pm(x, Q^2) \mp Y_- x F_3^\pm(x, Q^2)) \quad \text{mit } Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2 \quad (2.14)$$

beschrieben.

Auch hier geht das Proton in den Wirkungsquerschnitt als komplexes Gebilde ein, welches durch die entsprechenden drei Strukturfunktionen  $F_i$  beschrieben wird. Im Quark-Parton-Modell lassen sich diese ausdrücken durch:

$$F_2^\pm(x, Q^2) = \sum_{\text{Quarkflavour } q} A_q(Q^2) (xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)) \quad (2.15)$$

$$xF_3^\pm(x, Q^2) = \sum_{\text{Quarkflavour } q} B_q(Q^2) (xq(x, Q^2) - x\bar{q}(x, Q^2)) \quad (2.16)$$

$$F_L^\pm(x, Q^2) = 0 \quad (2.17)$$

Die Funktionen  $q(x, Q^2)$  sind auch hier wieder die Dichtefunktionen der verschiedenen Quarkflavour  $q$  im Proton. Die Koeffizienten  $A_q$  und  $B_q$  beschreiben die Abhängigkeit von der Vektor- und der Axialvektorkopplung des Photons und des  $Z$ -Bosons:

$$A_q(Q^2) = e_q^2 - 2e_q v_e v_q \left( \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right) + (v_e^2 + a_e^2)(v_q^2 + a_q^2) \left( \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \quad (2.18)$$

$$B_q(Q^2) = -2e_q a_e a_q \left( \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right) + 4v_e v_q a_e a_q \left( \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \quad (2.19)$$

Bei dem Neutral-Strom-Prozeß liegt immer eine Mischung aus der elektromagnetischen Wechselwirkung und der schwachen Wechselwirkung vor. Das Proton kann also weder ausschließlich mit Photonen noch ausschließlich nur mit  $Z$ -Bosonen abgetastet werden. In den Wechselwirkungsquerschnitt gehen beide Wechselwirkungen, sowie ein Interferenzterm dieser Wechselwirkung ein (Gleichungen 2.18 und 2.19).

Die paritätsverletzenden Anteile des Wechselwirkungsquerschnitts, die durch  $xW_3$  beziehungsweise  $xF_3$  repräsentiert werden, spielen nur bei großen  $Q^2$  eine Rolle. Für die Elektronstreuung wird der Wirkungsquerschnitt dabei erhöht, für die Positronstreuung verkleinert.

In Abbildung 2.7 ist der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt von **NC**- und **CC**-Prozessen sowohl in der Positron-Proton- als auch in der Elektron-Proton-Streuung gegen den negativen, quadratischen Impulsübertrag  $Q^2$  dargestellt und mit Standardmodellvorhersagen verglichen. Es werden Impulsüberträge  $Q^2 \geq M_Z^2 \approx M_W^2$  bei HERA erreicht, bei denen die Beiträge der schwachen Wechselwirkung in der gleichen Größenordnung liegen wie die Beiträge der elektromagnetischen. Dort sind, wie es nach der Vereinigung der Theorien für die elektromagnetische und der schwachen Wechselwirkung erwartet wird, die Wirkungsquerschnitte der geladenen und der ungeladenen Ströme in der gleichen Größenordnung.

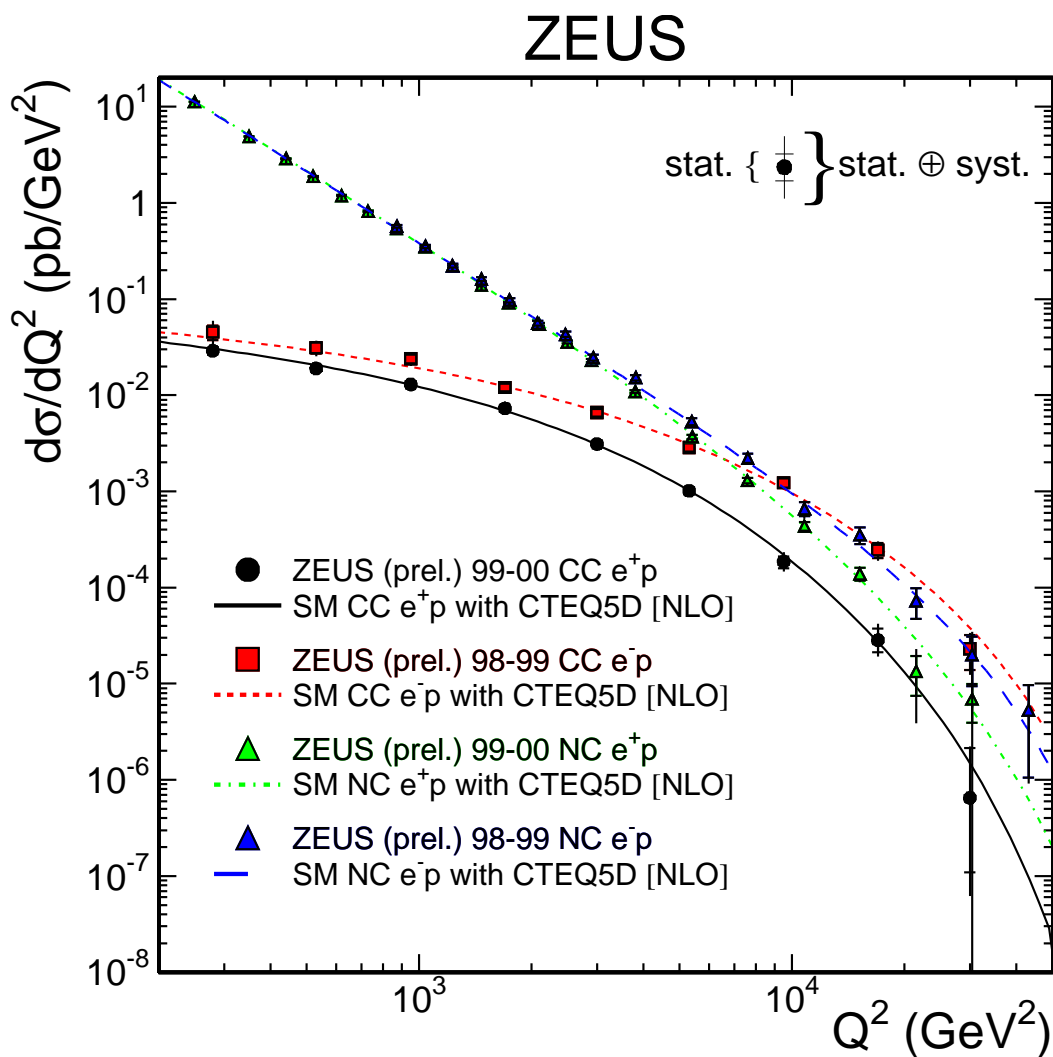


Abbildung 2.7: Differentielle NC- und CC-Wirkungsquerschnitte für Positronen und Elektronen im Vergleich. Die Wirkungsquerschnitte sind gegen das negative Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  aufgetragen. Die Messungen aus den Jahren 1998 bis 2000 werden mit den Vorhersagen des Standardmodells verglichen. Zur Interpretation siehe Text und insbesondere Ergebniskapitel 10.

## Kapitel 3

# Das Experiment

### 3.1 DESY

Das deutsche **Elektronen-Synchrotron** DESY liegt im Nordwesten von Hamburg, im Stadtteil Bahrenfeld. Das Gelände ist ungefähr 47 Hektar groß und wird in etwa von dem Ringbeschleuniger PETRA umschlossen (siehe Abbildung 3.1).

Das DESY ist ein Zentrum der physikalischen Grundlagenforschung mit dem Zweck, große Beschleunigeranlagen zur Erforschung der Teilchenphysik einer internationalen Gemeinschaft



Abbildung 3.1: Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage bei DESY in Hamburg-Bahrenfeld ist ein über sechs Kilometer Umfang messender Lepton-Proton-Collider, der den Volkspark umfassend in etwa 20 m Tiefe gebaut wurde. Auf dem Photo sieht man neben der großen Beschleunigeranlage noch das DESY-Gelände, den zu HERA gehörigen Vorbeschleuniger PETRA, die Trabrennbahn Bahrenfeld und im Hintergrund den Flughafen Fuhlsbüttel.

aus über 3400 Forschern von 280 Instituten aus 35 Ländern zur Verfügung zu stellen. DESY wurde 1959 als selbstständige Stiftung bürgerlichen Rechts gegründet.

DESY-Hamburg wird aus öffentlichen Mitteln finanziert und zu 90% vom Bund und zu 10% von der Stadt Hamburg getragen. Der Jahresetat beläuft sich auf etwa 270 Mio. DM bei etwa 1400 DESY-Mitarbeiter. DESY ist Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren (HGF).

### 3.2 HERA

Eine Basis für das Forschungsprogramm von DESY ist die große **H**adron-**E**lektron-Speicher-**R**inganlage HERA, welche als erster und einziger Collider-Speicherring, in dem Protonen gegen Leptonen<sup>1</sup> beschleunigt werden, eine weltweit einzigartige Experimentieranlage darstellt.

Der HERA-Tunnel hat einen Umfang von 6336 m und wurde im August 1987 fertiggestellt. Im Herbst 1990 wurde der HERA-Speicherring selbst eingeweiht und am 19. Oktober 1991 erstmals Luminosität beobachtet.

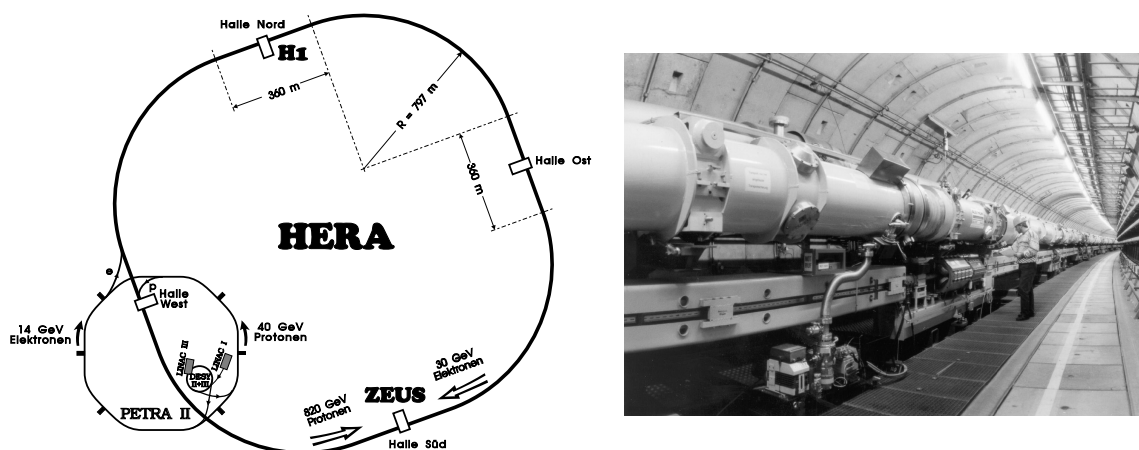


Abbildung 3.2: Skizze der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA mit seinen Vorbeschleunigern und ein Blick in den HERA-Tunnel. Im Bild gut zu sehen sind die beiden getrennten Strahlführungen. Bei dem oberen, dickeren Strahlrohr ist die Isolierummantelung für die Heliumkühlung gut zu sehen.

Die Protonen, beziehungsweise die Elektronen umrunden in dem Tunnel der Speicherringanlage etwa 47.000 Mal in der Sekunde den Hamburger Volkspark in einer Tiefe von 10 – 25 m unter der Erde (siehe Bild 3.1).

Bei den hohen Energien des Protonstrahls und den deswegen notwendigen hohen magnetischen Flußdichten von etwa 4.6T für die Ablenkmagnete wurde erstmals im großindustriellen Maßstab supraleitende Technik eingesetzt. Der Elektronenring verwendet konventionelle, normaleitende Ablenkmagnete.

Um die gewünschten Teilchenenergien zu erreichen, benötigt man ein System aus mehreren Vorbeschleunigern. Über die Linearbeschleuniger LINAC I und LINAC III und den kleinen

<sup>1</sup>HERA ermöglicht das Betreiben der Experimente mit Elektronen und Positronen, wovon in verschiedenen Strahlperioden auch Gebrauch gemacht wurde. Im folgenden werden Positronen und Elektronen synonym mit Elektronen bezeichnet.

Speicherring DESY II und DESY III werden die Teilchen in PETRA auf eine Energie von 14 GeV respektive 40 GeV beschleunigt (siehe Bild 3.2).

Mit dieser Energie werden die Teilchen in Bündeln, sogenannten “Bunches” in den HERA-Ring injiziert. HERA kann in jedem der beiden Ringe 220 Teilchenbündel in gleichen Abständen unterbringen. Durch diese Anzahl wird die maximale Wechselwirkungsrate über den Zeitabstand zwischen zwei aufeinander folgenden Durchdringungen von Elektron- und Proton-Paketen festgelegt. Diese Zeit beträgt 96 ns, was einer maximalen Rate möglicher Streuprozesse von 10.4MHz entspricht. Aus experimentellen Gründen werden allerdings nicht alle Bündel gefüllt. So bleiben einige Teilchenpakete unbesetzt. Mit diesen nur teilweise besetzten Strahlkreuzungen lassen sich Untergrundabschätzungen durchführen.

Diese Teilchenbündel haben – vor allen Dingen in longitudinaler Richtung – eine räumliche Ausdehnung. Die Elektronen-Pakete sind verglichen mit den Proton-Bündeln nicht gut kollimiert: In longitudinaler Richtung verteilen sich die Elektronen über eine Breite von 20 cm, die Protonen respektive über 1 cm. Damit ergibt sich ein Bereich von etwa  $\pm 50$  cm um den nominellen Vertex für eine ep-Wechselwirkung. Auf diese Besonderheit des HERA-Beschleunigers wird in Kapitel 6 gesondert eingegangen.

Nachdem alle Teilchenbündel gefüllt sind, werden diese auf die nominelle Energie beschleunigt und erst dann anschließend die Strahlen in der Wechselwirkungszone gekreuzt, als die Strahlführung auf Luminosität eingerichtet. Da HERA nicht nur ein Beschleuniger sondern auch ein Speicherring ist, stehen die Protonen oder Elektronen in den einzelnen Bündeln für mehrere Wechselwirkungen zur Verfügung. Die Lebensdauer des Protonstrahls beträgt mehrere hundert Stunden, die des Elektronstrahls wenige Stunden. Da allerdings die Untergrundbedingungen sich auch für die Protonen in dieser Größenordnung verschlechtern, wird von HERA Luminosität geliefert, indem auf eine Protonenfüllung zweimal bis maximal dreimal Elektronen injiziert werden.

Die wesentlichen Parameter von dem Ringbeschleuniger HERA sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

HERA			
		Elektronring	Protonring
Umfang	[m]	6336	
Energie	[GeV]	27.5	920 (820)
Schwerpunktsenergie	[GeV]	$\approx 318$ (300)	
magnetisches Ablenkkfeld	[T]	0.165	4.65
Anzahl Teilchenbündel		220	220
$\sigma_{\text{longitudinal}}$ der Teilchenbündel	[cm]	$\approx 20$	$\approx 1$
Wechselwirkungsrate	[MHz]	10.4	
Strahlstrom	[mA]	$\approx 40$	$\approx 80$
Luminosität	$[1/(\text{pbs}) \times 10^{10}]$	$\approx 4.0\text{--}8.0$	
Strahl-Lebensdauer	[h]	3	999

Tabelle 3.1: Die wichtigsten HERA Parameter. Angaben in Klammern beziehen sich auf die Datennahmeperioden vor 1998.

An HERA werden vier zum Teil sehr verschiedene Experimente betrieben, die in den nach den Himmelsrichtungen benannten Experimentierzonen aufgebaut sind (Bild 3.2). Nur zwei der Experimente, ZEUS und H1 in Halle Süd, beziehungsweise Halle Nord, nutzen beide Teilchenstrahlen. In den Wechselwirkungszone dieser Experimente werden die Strahlen zur

Kollision gebracht. Die anderen beiden Experimente nutzen jeweils nur den Proton- beziehungsweise des Elektronenstrahls für  $b$ -Physik (HERA-B) respektive zur Untersuchung der Protonenspinstruktur (HERMES).

### 3.3 Das ZEUS-Experiment

Am 31. Mai 1992 wurden im das ZEUS-Experiment zum erstmalig Elektron-Proton-Stöße beobachtet.

Im Vergleich zu HERA ist das ZEUS-Experiment nicht minder beeindruckend. Der ZEUS-Detektor ist ein ungefähr 20 Meter langes, 10 Meter hohes und mehrere tausend Tonnen schweres, multifunktionales Nachweisgerät zum minutiösen Aufzeichnen der Teilchenspuren und Teilchenenergien der einzelnen Streueignisse. Dafür werden etwa 250000 Signale aus zwei Dutzend verschiedenen Subdetektoren pro Ereignis verarbeitet.

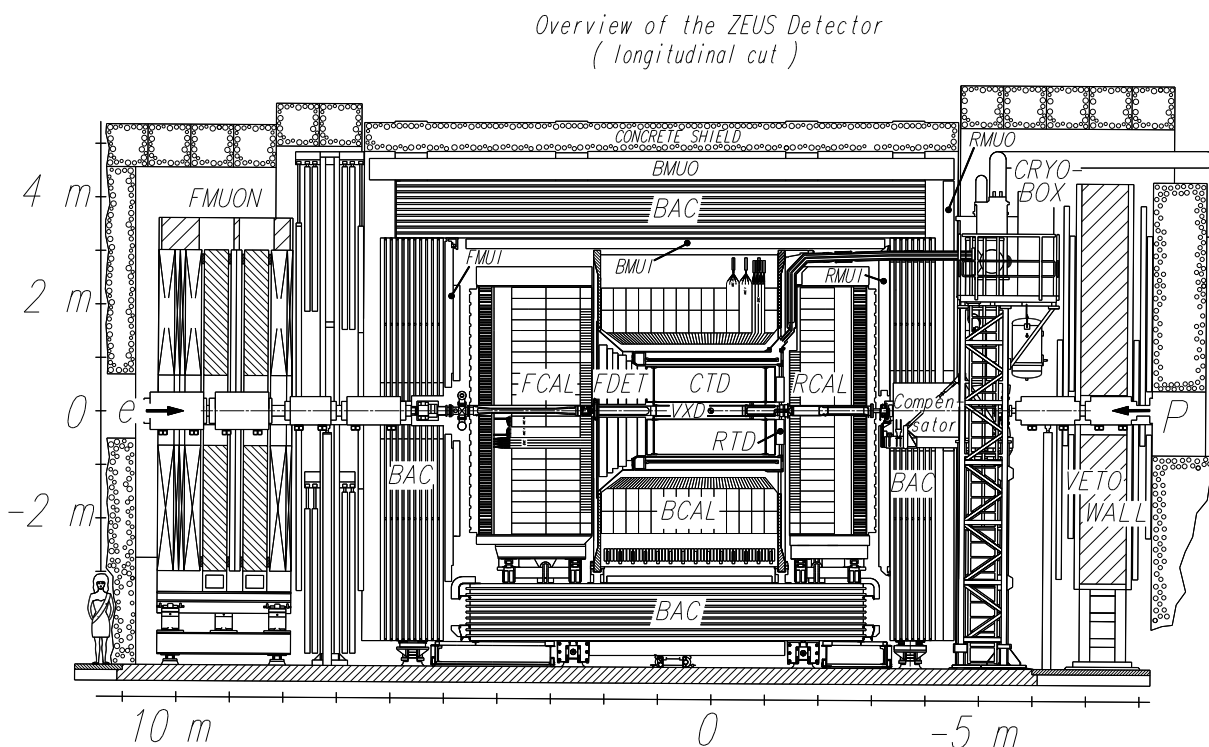


Abbildung 3.3: Das ZEUS-Experiment. In der Skizze gut zu sehen ist der schalenartige Gruppierung der Detektorkomponenten und der asymmetrische Aufbau.

Der ZEUS-Detektor deckt fast den gesamten Raumwinkelbereich – mit Ausnahme einer kleinen Region um das Strahlrohr – ab. Der Detektor besteht aus einer Reihe verschiedener Detektorkomponenten, die sich schalenartig um den Wechselwirkungspunkt gruppieren. Wie bei Messgeräten in der Hochenergiephysik üblich sind im zentralen, inneren Teil überwiegend Spurvermessungskammern angebracht, welche ihrerseits von Kalorimetrie umgeben sind. Die äußerste Schicht des Detektors wird von Müonkammern gebildet.

Auffällig an dem Detektor ist, daß er nicht symmetrisch aufgebaut ist. Bedingt durch den sich in Protonrichtung bewegenden Schwerpunkt des Lepton-Proton-Systems (Lorentzboost:  $\beta = 0.93$ ) ist die Protonrichtung, im folgenden auch häufig Vorwärtsrichtung genannt, verstärkt



instrumentiert.

Das ZEUS-Koordinatensystem ist rechtshändig; die z-Achse wird dabei in Richtung des Protonstrahls, also in Vorwärtsrichtung gelegt. Die x-Achse zeigt horizontal auf den HERA-Mittelpunkt. Als Koordinatenursprung wird der nominelle Wechselwirkungspunkt festgelegt. In der folgenden Beschreibung des Detektors wird der Schwerpunkt auf diejenigen Komponenten gelegt, die in der vorliegenden Analyse eine besondere Rolle spielen. Dies sind im einzelnen das hochauflösende Urankalorimeter, die zentrale Driftkammer, die Vorwärtsdriftkammern, sowie der Luminositätsmonitor. Für eine vollständige Beschreibung des ZEUS-Detektors wird auf [11] verwiesen.

### 3.3.1 Uran-Szintillator-Kalorimeter

Die primäre Aufgabe des Kalorimeters liegt in der präzisen Energiemessung möglichst aller aus dem Ereignis hervorgehenden elektromagnetisch oder stark wechselwirkender Teilchen. Um dieser Anforderung gerecht zu werden ist das Uran-Kalorimeter ein sogenanntes hochauflösendes Sampling-Kalorimeter: Absorber und Nachweisschichten wechseln sich getrennt voneinander in einem Kalorimetermodul ab. Die Nachweisschicht besteht aus einem gewöhnlichen Plastiksintillator, dessen Licht über Wellenlängenschieber von Photomultipliern detektiert wird. Die Absorberschicht besteht aus abgereichertem Uran. Dieses Material hat den Vorteil, daß die Signalhöhe für Teilchen der gleichen Energie unabhängig von der Teilchenart ist. Aufgrund dieser Eigenschaft wird das Kalorimeter als kompensierend bezeichnet.

Das Kalorimeter deckt nahezu den gesamten Raumwinkel hermetisch ab. Es umschließt den Polarwinkelbereich von  $2.2^\circ$  bis  $176.5^\circ$ , wobei es in drei verschiedene Komponenten aufgeteilt ist (FCAL, BCAL, RCAL):

FCAL	$2.2^\circ$	-	$39.9^\circ$
BCAL	$36.7^\circ$	-	$129.1^\circ$
RCAL	$128.1^\circ$	-	$176.5^\circ$

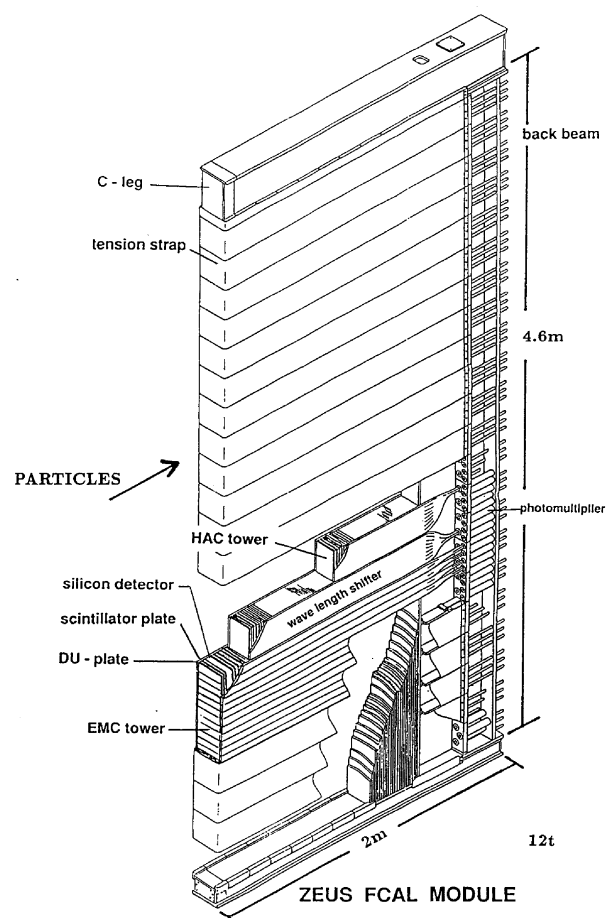


Abbildung 3.4: Aufbau eines FCAL-Moduls.

Das Kalorimeter ist modular aufgebaut: Die Abbildung 3.4 zeigt einen Querschnitt eines solchen Moduls. Jedes Modul ist in eine elektromagnetische (EMC) und eine hadronische (HAC) Sektion unterteilt. Jede dieser Sektionen ist aus Kalorimeter-Zellen aufgebaut, deren Granularität  $5 \times 20 \text{ cm}^2$  im FCAL und BCAL beziehungsweise  $10 \times 20 \text{ cm}^2$  im EMC beträgt. Im HAC haben die Zelle in allen drei Winkelbereichen eine Größe von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Im rückwärtigen Bereich ist das HAC drei, im zylindrischen Teil (BCAL) fünf und im Vorwärtsbereich (FCAL) mehr als sechs Strahlungslängen tief. Die elektromagnetische Sektion hat eine Strahlungslänge

von  $25X_0$ . Die unter Teststrahlbedingungen erreichte Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen beträgt  $18\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  und  $35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  für Hadronen[12].

Das Kalorimeter ermöglicht außerdem eine sehr präzise Zeitmessung mit einer Auflösung von  $\Delta t = 1.5/\sqrt{E[\text{GeV}]} \times 0.5\text{ns}$ . Diese Zeitmessung wird in Kapitel 6.3 gesondert diskutiert.

Die Teilchenidentifikation mit dem ZEUS-Detektor wird zu einem wesentlichen Teil von dem Uran-Szintillator-Kalorimeter geleistet. Die Unterscheidung findet zum einen im hadronischen, zum anderen im elektromagnetischen Sektor dieser Komponente anhand des longitudinalen Schauerprofils statt.

Für weitergehende Beschreibung des Kalorimeters sei auf [13] verwiesen.

### 3.3.2 Zentrale Driftkammer (CTD)

Die CTD<sup>2</sup> ist eine zylindrische Driftkammer mit einem äußeren Radius von 85 cm und einer Länge von 240 cm. In radialer Richtung ist die Kammer in sogenannte Superlagen unterteilt, die ihrerseits aus acht Lagen Signaldrähten zusammengesetzt sind. (Siehe dazu Abbildung 3.5 und für einen Detailausschnitt aus dem inneren Bereich ZEUS-Detektor auch Abbildung 6.1 auf Seite 37.). Fünf der insgesamt neun Superlagen benutzen für die z-Koordinatenmessung die beidseitige Auslese der Signaldrähte (z-by-timing-Information); die anderen vier Lagen, die sogenannten Stereo-Lagen liefern hier durch eine leichte, tangentiale Verkippung der Signaldrähte gegen die Symmetrieachse eine qualitativ bessere Messung der z-Koordinaten. Die Ortsauflösung der zentralen Driftkammer liegt bei  $260\mu\text{m}$  für Spuren mit einem transversalen Impuls von  $P_T > 5\text{ GeV}$ .

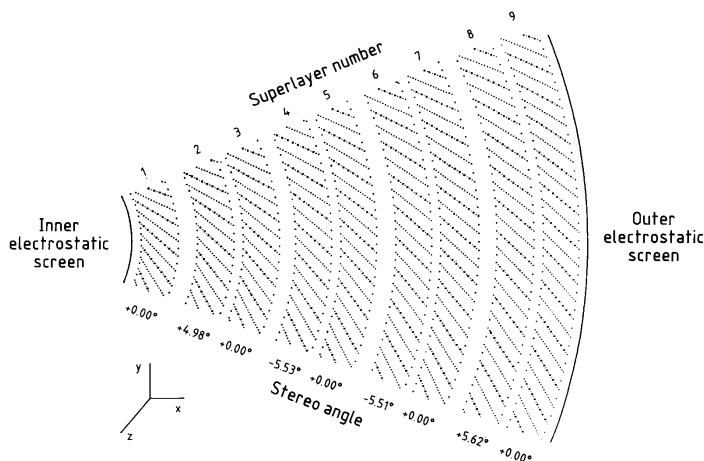


Abbildung 3.5: Querschnitt eines Oktants der zentralen Driftkammer. Gut zu erkennen sind die Superlagen der Kammer mit der Anordnung der Signaldrähte.

Die CTD wird in einem starken, homogenen Magnetfeld von 1.43 T betrieben. Dadurch kann zusätzlich zu den Spurinformatoren von geladenen Teilchen noch deren Impuls durch die Spurkrümmung gewonnen werden. Durch das sehr starke Magnetfeld kann eine hohe Impulsauflösung von  $\sigma(P_T)/P_T = 0.005P_T \oplus 0.016$  mit  $P_T$  in  $[\text{GeV}/c]$  erzielt werden.

<sup>2</sup>Central Tracking Detector

### 3.3.3 Der Vorwärtsdetektor (FDET)

Der FDET<sup>3</sup> besteht aus zwei unterschiedlichen Detektoren mit sehr verschiedener Zielsetzung. Dies sind namentlich die planaren Driftkammern F/RTD und der Übergangsstrahlungsdetektor TRD. Der FDET wurde von der Universität Bonn entwickelt, unter Bonner Führung in Zusammenarbeit mit Madrid, Glasgow und Siegen gebaut und wird seit 1995 auch von der Bonner Gruppe im ZEUS-Experiment betrieben.

#### 3.3.3.1 Die Planaren Driftkammern (F/RTD)

Die planaren Driftkammern F/RTD<sup>4</sup> unterstützen die Spurmessung geladener Teilchen im Vorwärtsbereich des ZEUS-Detektors, also solcher Teilchen, die unter einem flachen Polarwinkel die zentrale Driftkammer passieren.

Die F/RTD besteht aus vier baugleichen, sich nur in der Größe unterscheidenden Driftkammern. Jede der vier Kammern besteht ihrerseits aus drei baugleichen, lediglich gegeneinander um 120° gedrehten Lagen (Abbildung 3.6).

Jede Lage ist aus quaderförmigen Zellen aufgebaut, die sich sehnenartig durch die Lage ziehen. Die Länge der Zellen ergibt sich deshalb aus der angenäherten Kreisform. In der Mitte der Kammer sind die Zellen allerdings geteilt, um die Durchführung des Strahlrohrs zu ermöglichen.

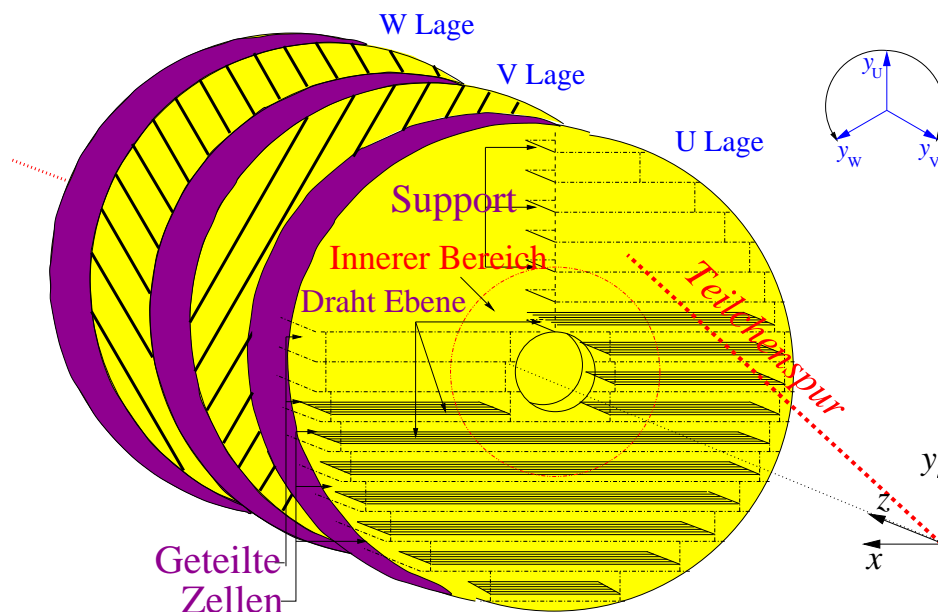


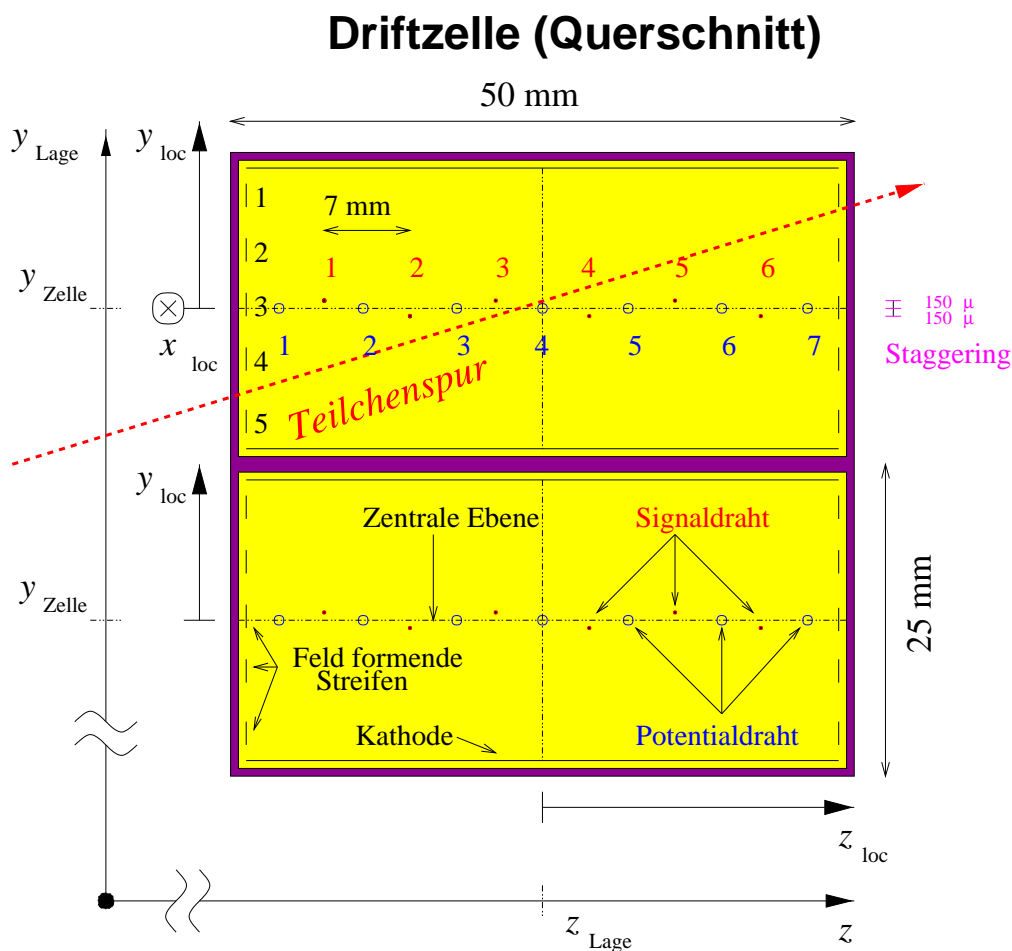
Abbildung 3.6: Die drei Lagen U, V, W einer FTD-Kammer. In der vordersten Kammer ist schematisch die Zellstruktur mit dem Verlauf der Signaldrähte gezeigt. Der in der U-Lage eingezeichnete Kreis zeigt den "inneren Bereich" einer Kammer um die Öffnung des Strahlrohrs.

In jeder Zelle befinden sich sechs Signaldrähte, feldformende Potentialdrähte und Potentialstreifen, sowie Kathodenflächen (Abbildung 3.7). Die Signaldrähte werden einseitig am Zellende kapazitiv ausgelesen. Die Kathodenflächen und einige der feldformenden Streifen sind in einem Abstand von 34.4 cm unterbrochen, damit an sie separat Hochspannung angelegt

<sup>3</sup>Forward DETector

<sup>4</sup>Foward and Rear Tracking Detector

werden kann. Dadurch läßt sich die Sensitivität der Kammern in diesem inneren Bereich um das Strahlrohr den Untergrundbedingungen anpassen.



Für eine weitere Beschreibung der Kammergeometrie und der verwendeten Materialien sei auf [14] und [15] verwiesen. Die wichtigsten Kenngrößen sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Die Spurrekonstruktion erfolgt in mehreren, aufeinander folgenden Schritten, die die Information der Signaldrähte zu so genannten lokalen Spurstücken (*LTEs* – **L**ocal **T**rack **E**lement) auf Zellebene zu der Spurinformaton auf Kammerebene als Segment verarbeitet. Der Rekonstruktionsalgorithmus der FTDs ist in Detail bei [16] zu finden.

### 3.3.3.2 Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Im Vorwärtsbereich befinden sich zwischen den drei planaren Driftkammern insgesamt vier Module des Übergangsstrahlungsdetektors (TRD<sup>5</sup>), der eine Teilchenidentifikation, genauer: eine Hadron-Elektron-Separation leisten soll. Je zwei Module befinden sich zwischen zwei Driftkammern (siehe für den inneren Detektor auch Bild 6.1).

Jedes Modul des TRD besteht aus zwei funktional verschiedenen Kammern:

<sup>5</sup>Transition Radiation Detector

	FTD1	FTD2	FTD3	RTD
Radius [cm]	12.4 - 82.0	12.4 - 103.0	14.4 - 121.0	16.4 - 62.0
Winkelakzeptanz [mrad]	134 - 495	105 - 496	98 - 487	3301 - 3475
[o]	7.7 - 28.3	6.0 - 28.4	5.6 - 27.9	159.9 - 170.2
z-Position [cm]	122.0 - 137.4	158.6 - 174.0	195.2 - 210.6	-121.8 - -137.2
Zellen	204	252	300	156
Signaldrähte	1224	1512	1800	936
Potentialdrähte	1428	1764	2100	1092
HV Signaldrähte [V]	1850	1850	1850	1875
Volumen [l]	250	400	600	140
Gewicht [kg]	80	120	165	70

Tabelle 3.2: Wichtige FRTD Kenngrößen.

- In der Radiatorkammer erzeugen Elektronen aufgrund des sehr hohen  $\gamma \approx 1000$  beim Durchqueren eines Polypropylenfließes Übergangsstrahlung im keV-Bereich.
- In der sich direkt anschließenden Driftkammer werden diese Photonen durch Ionisation des Xenon-Driftgasgemisches nachgewiesen.

Für eine genauere Beschreibung des Detektors wird auf [17] verwiesen. Erste Auswertungen der TRD -Daten finden sich in [18] und [19].

Diese Detektorkomponente wurde für das HERA-Luminositäts-Upgrade im Sommer 2001 gegen eine weitere Spurkammer, den sogenannten **Straw-Tube-Tracker** (STT), ausgetauscht.

### 3.3.4 Müon-Identifizierung

Für die Müonenidentifizierung ist der ZEUS-Detektor mit mehreren "Streamer-Tube"-Kammer ausgestattet, die innerhalb und außerhalb des Rückflußjochs montiert sind. Innerhalb des Eisenjochs finden sich die Detektoren BMUI , RMUI , FMUI <sup>6</sup>. Die entsprechenden Komponenten außerhalb des Jochs heißen BMUO , RMUO und FMUO .

### 3.3.5 Luminositätsmonitor LUMI

Die Luminosität wird über den sehr genau bekannten Wirkungsquerschnitt der Bethe-Heitler-Reaktion  $ep \rightarrow ep\gamma$  gemessen [20]. Die unter kleinem Winkel abgestrahlten Photonen werden dabei von dem Luminositätsmonitor nachgewiesen. Der Luminositätsmonitor ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, welches in dem HERA-Tunnel in einer Entfernung von 107m vom nominellen Wechselwirkungspunkt in Lepton-Richtung aufgebaut ist.

### 3.3.6 Weitere ZEUS-Detektor-Komponenten

Der ZEUS-Detektor hat noch ein Reihe weiterer Komponenten, die in der hier vorliegenden Analyse aber keine direkte Verwendung finden. Die wichtigsten sollen trotzdem aus Gründen der Vollständigkeit an dieser Stelle kurz Erwähnung finden.

<sup>6</sup>Barrel/Rear/Forward MUon Inner

### 3.3.6.1 Der Solenoid

Der supraleitende Solenoid umschließt direkt die zentrale Driftkammer<sup>7</sup>. Dieser Magnet liefert das für die Impulsmessung in der CTD benötigte homogene Magnetfeld. Um den Einfluß dieses Feldes auf die Teilchenstrahlen außerhalb des ZEUS-Detektors zu kompensieren, befindet sich in dem rückwärtigen Teil von ZEUS der sogenannte Kompensator (COMPENSATOR), der eine maximale magnetische Feldstärke von fünf Tesla erzielen kann.

### 3.3.6.2 Hadron-Elektron-Separator HES

Der **Hadron-Elektron-Separator** (HES) besteht aus 10406 Silizium-Dioden-Detektoren im rückwärtigen Kalorimeter (RHES) und noch einmal 5216 im FCAL. Die Dioden haben eine Größe von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  und ermöglichen die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen durch das unterschiedliche Schauerprofil [21].

### 3.3.6.3 Restenergie-Kalorimeter BAC

Spät aufschauende Teilchen können durch das Restenergie-Kalorimeter BAC<sup>8</sup> nachgewiesen werden. Dazu sind die Eisenplatten des magnetischen Rückflußjochs mit Proportionalzählern instrumentiert. (Siehe [22] und [23] sowie [24].)

### 3.3.6.4 Vorwärts-Proton-Spektrometer LPS

Das Vorwärts-Proton-Spektrometer<sup>9</sup> mißt mittels nahe an dem Protonstrahl positionierten Siliziumstreifen-Detektoren Protonen, welche mit einem sehr kleinen Winkel aus dem Streuprozeß hervorgehen.

### 3.3.6.5 C5-Zähler

Der C5 -Zähler ist ein Szintillatorkähler, der bei dem Kollimator C5 bei  $z = -3.15 \text{ m}$  angebracht ist. Hier werden Teilchen aus dem Elektron- und Protonstrahl gemessen. Über die Zeitdifferenz kann die mittlere Vertexposition in  $z$ -Richtung bestimmt werden.

### 3.3.6.6 VETO-Wand

Die VETO-Wand ist eine  $8 \times 8 \text{ m}^2$  große Eisenplatte, die bei  $z = -7.4 \text{ m}$  angebracht ist. Auf beiden Seiten der Wand befinden sich Szintillatorkähler, mit denen Untergrundereignisse unterdrückt werden.

### 3.3.6.7 Strahlrohrkalorimeter BPC und Tracker BPT

Das Strahlrohrkalorimeter<sup>10</sup> und die zugehörige Spurkammer<sup>11</sup> sind in rückwärtiger Richtung in einer Entfernung von etwa  $z = -3 \text{ m}$  direkt um das Strahlrohr herum angebracht. Mit diesen Detektoren werden die Energie und die Spur des gestreuten Elektrons unter sehr kleinem Winkel gemessen.

---

<sup>7</sup>Der Solenoid ist in der Abbildung 3.3 nicht beschriftet.

<sup>8</sup>**BA**cking Calorimeter

<sup>9</sup>**L**eading **P**roton **S**pectrometer

<sup>10</sup>**B**eam **P**ipe Calorimeter

<sup>11</sup>**B**eam **P**ipe **T**racker

### 3.3.7 Datenauslese des ZEUS-Experiments

Wenn der Collider HERA Luminosität liefert, werden mit dem ZEUS-Experiment rund um die Uhr im Schichtbetrieb Daten aufgezeichnet und in sogenannten RUNs zusammengestellt. Ein RUN ist eine Ansammlung von Ereignissen, die eine gemeinsame RUN-Nummer zugeteilt bekommen. Eine neue RUN-Nummer wird immer dann vergeben, wenn die Datennahme unterbrochen wird. Eine solche Unterbrechung kann vielerlei Gründe haben. Ein offensichtlicher Grund ist zum Beispiel eine neue Befüllung von HERA oder ein Wechsel der Auswahlkriterien für Ereignisse (Triggerwechsel). Sehr häufig sind aber auch technische Probleme ein Grund für den Start eines neuen RUNs.

Die Anforderungen an die Datenauslese des ZEUS-Experiments sind extrem hoch. Sie ergeben sich im wesentlichen aus drei verschiedenen Randbedingungen:

- Die Ereignisrate aus  $ep$ -Wechselwirkungen macht nur einen kleinen Bruchteil im Vergleich zu der Untergrundereignisrate aus. Das Verhältnis liegt hierbei zwischen  $10^{-3}$  bis  $10^{-5}$ .

Physikalisch nicht relevanter Untergrund besteht im wesentlichen aus sogenannten Restgasereignissen, bei denen Protonen mit noch in dem Strahlrohr vorhandenen Gasmolekülen wechselwirken, sowie aus Halo-Müonen und aus kosmischer Strahlung (siehe dazu auch Kapitel 7.3).

- Bedingt durch die große Anzahl von Teilchenpaketen in den Speicherringen kann der Abstand zwischen physikalisch interessanten Ereignissen sehr kurz sein. Alle 96ns findet ein "Bunch-Crossing" statt.
- Der ZEUS-Detektor liefert mit seinen 250000 Auslesekanälen ein sehr großes Datenvolumen pro Ereignis.

Zusammengefaßt kann man daher sagen, daß aus einem sehr großen Datenvolumen in minimaler Zeit maximale physikalische Information gewonnen werden muß. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist die Datennahme durch drei aufeinander folgende Entscheidungsstufen, sogenannte Triggerstufen, gesteuert. Für eine detaillierte Beschreibung des ZEUS-Trigger-Systems sei auf [25] verwiesen.

#### 3.3.7.1 GFLT

Die Aufgabe der ersten Triggerstufe besteht darin, eine Selektion der tatsächlich eingetretenen  $e-p$ -Streuungen aus der großen Anzahl der maximal möglichen Streuprozesse vorzunehmen und dadurch die Ereignisrate von maximal möglichen 10.4MHz auf etwa 1kHz zu reduzieren.

Dazu muß die erste Triggerentscheidung sehr schnell getroffen werden. Sie erfolgt nach  $4.4\mu\text{s}$ . Bis zu dieser Zeit wird die Information aller Auslesekanäle von 46 hintereinander folgenden Strahlkreuzungen ohne Totzeit gespeichert und von den lokalen Triggersystemen der einzelnen Detektorkomponenten analysiert. Die wichtigsten Entscheidungskriterien auf dieser Triggerstufe sind die transversale Energie des Ereignisses im CAL und die Anzahl an Treffern in der CTD.

#### 3.3.7.2 GSLT

Auch der GSLT basiert auf einer Auswertung durch logische Verknüpfung von Information der lokalen Trigger der Detektorkomponenten. Auf dieser Entscheidungsstufe liegen die Daten in

digitalisierter Form vor. So können komplexere Auswertungsalgorithmen Anwendung finden. Zudem liegt hier auch zusätzliche Information vor, die dem GFLT nicht zur Verfügung standen. So wird auf dieser Triggerstufe auch die Zeitmessung des Kalorimeters berücksichtigt, die es gestattet, den Ereignisvertex zu bestimmen, so daß durch dessen Beschränkung eine gute Unterdrückung von gleichmäßig verteilten Restgas-Ereignissen gewährleistet wird. Der zweiten Triggerstufe steht eine Zeit von 5ms zur Verfügung; damit wird die Ausgangsrate auf etwa 100Hz reduziert.

### **3.3.7.3** TLT

Die Anforderung an den TLT besteht darin die Eingangsrate von 100 Hz nochmals auf 5 Hz zu reduzieren. Hier liegen alle Daten in digitaler Form vor und können so durch Bereitstellung einer großen Rechnerfarm von 50 Hochleistungsrechnern sehr umfangreich rekonstruiert werden.



# Kapitel 4

## Daten und Simulation

### 4.1 Die Datennahmeperiode 1999/2000

Die Daten der vorliegenden Analyse wurde in dem Zeitraum von Mitte 1999 bis Anfang 2000 genommen. Wie in Kapitel 3.2 schon erwähnt, wurde HERA in diesen Jahren mit einer Protonstrahlenergie von 920 GeV, also bei einer Schwerpunktsenergie von 318 GeV betrieben. In dieser Periode entschied man sich für Positronen als leptonische Streupartner.

In diesem Zeitraum konnten fast  $70 \text{ pb}^{-1}$  an Daten aufgezeichnet werden. Abbildung 4.1 zeigt die integrierte Luminosität aufgetragen gegen die Anzahl der Datennahmetage [26]. Wie zu sehen ist, wurde HERA in dieser Zeit außerordentlich erfolgreich betrieben. In den etwa 300 Tagen wurde genauso viel Luminosität aufgezeichnet, wie in der Zeit von 1994 bis 1999.

Bei einem totalen **CC**-Wirkungsquerschnitt von etwa  $32 \text{ pb}$  in einer Positron-Proton-Streuung wird erwartet, daß maximal etwa 2000 **CC** -Ereignisse für die Analyse zur Verfügung stehen.

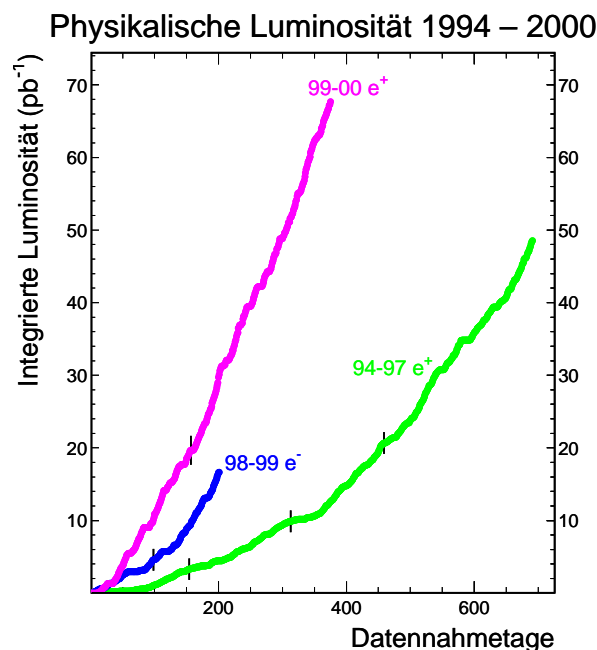


Abbildung 4.1: Die Datennahmeperiode 1999/2000. In den eineinhalb Jahren 1999 und 2000 wurden fast soviel Luminosität aufgezeichnet, wie in den fünf Jahren davor.

### 4.1.1 RUN Selektion

Die volle physikalische Luminosität ist der Analyse allerdings nicht zugänglich. Teilweise erfüllt die Qualität der Daten nicht die analysenspezifischen Erfordernisse. Es muß daher eine RUN-abhängige Auswahl der Daten getroffen werden (siehe dazu auch Anhang B). Dazu wird während der Datennahme die Qualität der Daten mit Hinblick auf die Analyse kontrolliert. Nach dieser RUN-Selektion stehen der Analyse insgesamt etwa 1350 RUNs mit einer integrierten Datenluminosität von  $\mathcal{L} = 60.4$  pb zur Verfügung (Tabelle 4.1).

	RUN	Datum	$\mathcal{L}[\text{pb}^{-1}]$
erster RUN 1999	33125	19.07.1999	$29.69 \cdot 10^{-3}$
letzter RUN 1999	34486	13.12.1999	$47.28 \cdot 10^{-3}$
erster RUN 2000	35031	22.01.2000	$62.01 \cdot 10^{-3}$
letzter RUN 2000	37715	23.08.2000	$26.24 \cdot 10^{-3}$
Gesamt:	$\approx 1350$ RUNs	1999-2000	60.4

Tabelle 4.1: Datennahmeperiode 1999–2000: in der Tabelle aufgeführt sind jeweils der erste und der letzte RUN aus einem Jahr mit Datum und Luminosität.

## 4.2 Die Ereignis-Simulation (MC)

Um aus der gemessenen Anzahl von Ereignissen Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, muß man die Detektor-Akzeptanz in allen kinematischen Bereichen des zu analysierenden physikalischen Prozesses sehr genau kennen. Diese Größe kann nur durch eine Simulation, ein sogenanntes Monte Carlo (MC) gewonnen werden. Dabei umfaßt die Simulation sowohl die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse, die Detektorhardware mitsamt der elektronischen Auslese<sup>1</sup>, sowie die angewandte Triggerlogik der einzelnen Triggerstufen. Die so gewonnen, simulierten Daten durchlaufen anschließend die gleiche Ereignisrekonstruktionssoftware, wie die real gemessenen Daten. Ist die Statistik der simulierten Daten groß genug, kann die Detektorakzeptanz des physikalischen Prozesses sehr genau angegeben werden (siehe dazu Kapitel 8 und insbesondere 8.1.4).

Zusätzlich kann mit einer solchen Simulation auch die Qualität der Analyse in Bezug auf die Unterdrückung von nicht relevanten physikalischen Prozessen untersucht werden. Hierzu muß lediglich ein anderer physikalischer Prozeß die Grundlage des Monte Carlo bilden.

### 4.2.1 Signal Monte Carlo

Das Programm HERACLES [28] simuliert die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung einschließlich elektroschwacher Korrekturen erster Ordnung (Initial State Radiation und Final State Radiation). In der Simulation nicht beinhaltet sind allerdings QCD-Effekte. Das hierfür benötigte Programm LEPTO [29] simuliert den harten Streuprozeß zwischen dem Lepton und dem partonischen Prozessen. DJANGO [30] bildet die Schnittstelle zwischen diesen beiden Paketen. Das Farb-Dipol-Modell ARIADNE [31] wird für den sich anschließenden Fragmentationsprozeß benutzt. Die zugrundeliegenden Partondichtefunktionen (PDFs) können aus einer Vielzahl von Parametrisierungen in der PDFLIB Bibliothek ausgewählt werden.

<sup>1</sup>Für die Detektorsimulation findet das in der Hochenergiephysik übliche Softwarepaket GEANT Anwendung [27].

Die in dieser Analyse verwendeten, theoretischen Vorhersagen kommen von der CTEQ-Kollaboration und werden mit CTEQ5D [32, 33] bezeichnet.

Um auch bei großen Impulsüberträgen ( $Q^2 \gg 0 \text{ GeV}^2$ ) eine hinreichend große Statistik in den simulierten Signal-Ereignissen zu gewährleisten, wurden für verschiedene  $Q^2$ -Werte eine unterschiedliche Anzahl von Ereignissen (bei verschiedenen großen Wirkungsquerschnitten – entsprechend einer unterschiedlich großen Luminosität) generiert. Bei kleinen  $Q^2$ -Werten liegt in etwa das zehnfache an simulierten Daten bezogen auf das gemessene Datenvolumen vor. Dadurch wird der statistische Fehler durch das MC sehr klein (siehe dazu Kapitel 9.2.1). Tabelle 4.2 gibt einen Überblick.

Prozeß	$Q^2$ [ $\text{GeV}^2$ ]	#(Ereignisse)	$\sigma$ [pb]	$\mathcal{L}$ [ $\text{pb}^{-1}$ ]	Gewicht
<b>CC</b>	10	3007	45.202	553.93	0.11264
<b>CC</b>	100	43234	39.774	1182.10	0.05278
<b>CC</b>	5000	14650	3.200	5820.51	0.01072
<b>CC</b>	10000	8284	0.683	13340.12	0.00468
<b>CC</b>	20000	5810	0.062	93924.04	0.00066
Total	74985				

Tabelle 4.2: Simulierte Signal-Ereignisse (MC). Um über die gesamte kinematische Ebene eine hinreichend große Statistik zu gewähren, wurden unterschiedlich viele Daten in verschiedenen  $Q^2$ -Bereichen simuliert.

## 4.2.2 Untergrund Monte Carlo

Für Untergrundstudien des vorliegenden Analyse wurden auch solche physikalischen Prozesse simuliert, die durch die Selektionskriterien (Kapitel 7) unterdrückt werden sollten. Solche Prozesse sind namentlich die Photoproduktion und Ereignisse des neutralen Stroms auf die speziell in Kapitel 7.3 näher eingegangen werden soll.

### 4.2.2.1 Photoproduktion

Photoproduktion nennt man solche Prozesse, bei denen das ausgetauschte Photon fast auf der Massenschale liegt, also beinahe reell ist. Dies ist immer dann der Fall, wenn das negative Quadrat des Impulsübertrages etwa  $0 \text{ GeV}^2$  ( $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ ) beträgt. Es handelt sich im Grunde um **NC**-Ereignisse bei sehr kleinen  $Q^2$ -Werten. Der Unterschied von Photoproduktion zu Ereignissen mit neutralem Strom ist daher im wesentlichen nur experimenteller Natur, da bei Photoproduktion das Elektron im Endzustand aufgrund des kleinen Streuwinkels im Strahlrohr entkommt und daher nicht nachgewiesen werden kann.

In erster Näherung QCD gibt es zwei verschiedene Arten Photoproduktion: direkt und aufgelöst. In der direkten Photoproduktion koppelt das Photon unmittelbar an das Quark; bei der aufgelösten Photoproduktion tritt der hadronische Gehalt des Photons, der durch eine Fluktuation in ein Quark-Antiquark-Paar entsteht, in die Wechselwirkung ein.

Photoproduktionsereignisse tragen dann zu dem **CC**-DIS-Untergrund bei, wenn ein Jet ganz oder auch nur zum Teil nicht nachgewiesen werden kann. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn der Jet teilweise im Strahlrohr, in totem Material, oder in einer Crack-Region des Kalorimeters verschwindet.

Photoproduktionsereignisse wurden mit dem Software-Paket **HERWIG** [34] simuliert. Um das Datenvolumen beschränkt zu halten, wurde ein Schnitt auf Generatorniveau auf die trans-

versale Energie,  $E_T$ , oder auf den transversalen Impuls  $P_T$  eingeführt. Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die generierten Photoproduktions-Ereignisse.

Prozeß	$Q^2$ -Schnitt	$E_T$ -Schnitt	$P_T$ -Schnitt	#(Ereignisse)	$\sigma$ [pb]	$\mathcal{L}$ [pb $^{-1}$ ]
Php direkt	$< 4$ [GeV $^2$ ]	$> 30$ [GeV]	$> 6$ [GeV]	520000	5.525	66.28
Php aufgelöst	$< 4$ [GeV $^2$ ]	$> 30$ [GeV]	$> 6$ [GeV]	200000	11.90	43.70

Tabelle 4.3: Generierte Photoproduktionsereignisse mit Schnitten auf Generator-Niveau.

#### 4.2.2.2 Ereignisse mit neutralem Strom

Auch harte Ereignisse mit neutralem Strom ( $Q^2 \gg 0$  GeV $^2$ ) können zum physikalischen Untergrund einer **CC**-Messung beitragen. Dies geschieht in aller Regel dann, wenn das Elektron in toten Bereichen des Detektors nicht nachgewiesen werden kann. Um solche **NC**-Ereignisse zu untersuchen, wurden diese mittels **DJANGO** generiert.

Prozeß	$Q^2$ [GeV $^2$ ]	#(Ereignisse)	$\sigma$ [pb]	$\mathcal{L}$ [pb $^{-1}$ ]
<b>NC</b>	$> 100$	1.000.000	8.122	123.1

Tabelle 4.4: Generierte Ereignisse des neutralen Stroms mit Schnitten auf Generator-Niveau.

#### 4.2.2.3 Anderer physikalischer Untergrund

Die Zwei-Lepton-Produktion,  $ep \rightarrow e'lp(X)$ , sowie die  $W$ -Boson-Produktion,  $ep \rightarrow e'W^\pm p(X)$ , als möglicher physikalischer Untergrund wurden nicht simuliert. Studien haben gezeigt [8, 10], daß bei der vorliegenden Art von Analyse diese Form des Untergrundes vernachlässigbar ist. Der Untergrund verursacht durch kosmische Strahlung und Halo-Müonen ließe sich nur unter erheblichen Aufwand simulieren. Da sich solche Ereignisse sehr gut durch Schnitte unterdrücken lassen (siehe Kapitel 7.3) wird dieser Aufwand nicht betrieben. Der verbleibende Untergrund dieser Art wird durch Studien an ungepaarten Proton-Paketen studiert (Kapitel 9.1.3).

## Kapitel 5

# Die kinematische Rekonstruktion

Die Observablen zur Beschreibung eines Ereignisses, also im wesentlichen die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$ , müssen aus gemessenen Detektor-Größen berechnet werden. Im wesentlichen sind die zur Verfügung stehenden Größen die CAL-Einträge der ortsbezogenen Energie. Darüber hinaus muß Kenntnis über den Ort der Wechselwirkung, den Ereignisvertex vorliegen, damit der Winkel des hadronischen Jets gemessen werden kann. Welche Methode zur Berechnung der kinematischen Variablen herangezogen wird, ist nicht kanonisch und hängt von den Anforderungen der Analyse ab. Durch die experimentelle Beschränkung der Nicht-Nachweisbarkeit des Neutrinos im leptonen Endzustand, kann in einer CC-Analyse nur auf die Messung des hadronischen Jets, der nach einer Methode vorgeschlagen von Jacquet und Blondel ausgewertet wird, zurückgegriffen werden. Der Vollständigkeit halber werden an dieser Stelle aber auch zwei weitere Methoden kurz skizziert.

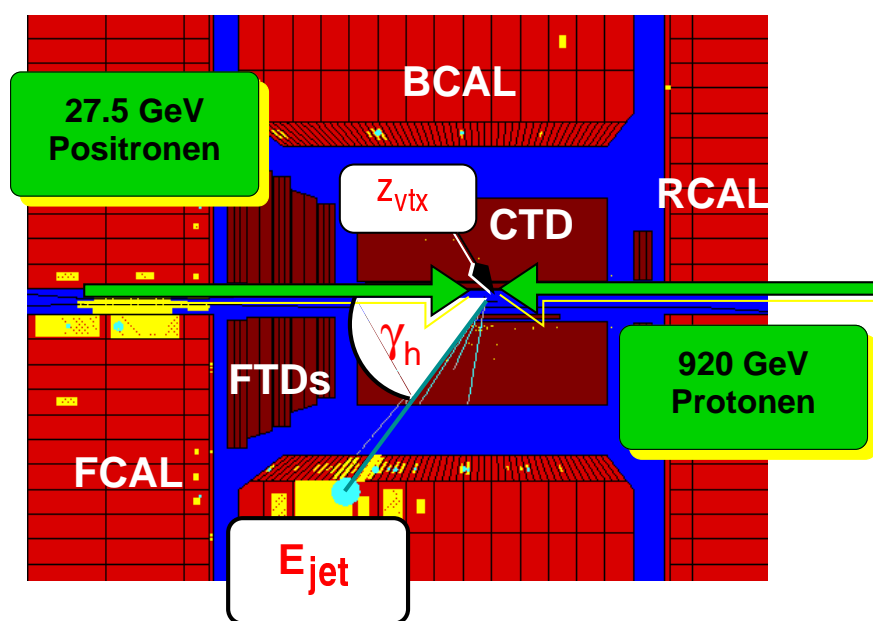


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des inneren Bereiches des ZEUS-Detektors mit den Spurkammern CTD, F/RTD, sowie der Kalorimetrie CAL. Die Darstellung ist ein Ausschnitt aus dem ZEUS-Ereignisdisplay. Die kinematischen Variablen werden aus dem Ereignisvertex und den Energiedepositionen berechnet.

## 5.1 Elektronmethode

Die Elektronmethode ist auf Ereignisse mit im Detektor gemessenen Elektron im Endzustand anwendbar[35]. Sie verwendet zur kinematischen Rekonstruktion den Streuwinkel  $\Theta'_e$  und die Energie  $E'_e$  des ausgehenden Elektrons:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \Theta'_e) \quad (5.1.a)$$

$$Q^2 = 2E_e E'_e (1 + \cos \Theta'_e) \quad (5.1.b)$$

$$x = \frac{E'_e(1 + \cos \Theta'_e)}{2yE_p} \quad (5.1.c)$$

Vorteil dieser Methode ist, daß sich der Streuwinkel des Elektrons sehr genau vermessen läßt. Der Nachteil liegt darin, ist, daß die elektromagnetische Energieskala des Kalorimeters sowie die Elektron tagging-Effizienz sehr genau bekannt sein müssen. Im ZEUS-Experiment ist die kinematische Rekonstruktion limitiert durch die Präzision der Energieskala. Eine zweite Methode, die Doppelwinkelmethode, hat sich als genauer erwiesen.

## 5.2 Doppelwinkelmethode

Die Doppelwinkelmethode ist ebenfalls auf Ereignisse mit im Detektor gemessenen Elektron im Endzustand und zusätzlich gemessenen hadronischen Jet anwendbar[35]. Sie vermeidet die hohen Anforderungen an die Energieskala dadurch, daß als zweite Variable nicht die Elektronenergie, sondern der Winkel des hadronischen Jets zur Beschreibung des Ereignisses herangezogen wird. Die kinematischen Variablen berechnen sich damit aus:

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.2.a)$$

$$x = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.2.b)$$

$$y = \frac{E_e \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p \sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.2.c)$$

Der Winkel des hadronischen Jets  $\gamma$  wird entsprechend der Elektronmessung über die gemessene Vertexposition und den Ort der Energiemessung im CAL bestimmt.

## 5.3 Jacquet-Blondel-Methode

Die kinematische Rekonstruktion von **CC**-Ereignissen muß ausschließlich über den hadronischen Endzustand erfolgen, da der leptonische Endzustand, das Neutrino, mit dem ZEUS-Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Jacquet und Blondel haben daher eine Rekonstruktionsmethode vorgeschlagen, die alleine auf dem hadronischen System beruht [36]: Unter der Annahme, daß die transversalen Impulse und Energien der Hadronen, die im Strahlrohr nicht

detektiert verschwinden, vernachlässigbar sind, können die kinematischen Variablen aus einer Summation über die hadronischen Energien  $E_h$  sowie der longitudinalen und transversalen Impulse  $p_{z,h}$  und  $p_{t,h}$  des im Kalorimeter gemessenen Endzustandes berechnet werden. Dabei werden die Teilchenenergien im Kalorimeter winkelabhängig gemessen.

In der Praxis berechnen sich die kinematischen Variablen damit über den nicht ausbalancierten, transversalen Impuls  $P_T$ , mit

$$P_T = \sqrt{\left(\sum_i p_x^i\right)^2 + \left(\sum_i p_y^i\right)^2}$$

und über die Größe  $\delta$ , mit

$$\delta = \sum_i (E^i - p_z^i)$$

Summiert wird dabei über alle Teilchen  $i$  im Endzustand mit der Energie  $E^i$  und den räumlichen Impulskomponenten  $p_{x,y,z}^i$ . Die kinematischen Variablen ergeben sich dann näherungsweise aus:

$$Q^2 = \frac{P_T^2}{1-y} \quad (5.3.a)$$

$$(5.3.b)$$

$$y = \frac{\delta}{2E_e} \quad (5.3.c)$$

$$x = \frac{P_T^2}{sy(1-y)}$$

Der hadronische Winkel  $\gamma_h$  berechnet sich aus:

$$\cos \gamma_h(E_h, z_{vtx}) = \frac{p_{t,h}^2 - (E_h - p_{z,h})^2}{p_{t,h}^2 + (E_h - p_{z,h})^2} \quad (5.4)$$

$$(5.5)$$

Die Qualität dieser Rekonstruktionsmethode ist offensichtlich von der Energieauflösung des CAL, also den Größen  $p_{t,h}$  und  $E_h$  und der hadronischen Winkelvermessung  $\gamma_h$  abhängig.

### 5.3.1 Hadronische Korrekturen

Um diese Rekonstruktionsmethode zu testen, wurden die kinematischen Variablen von **NC**-Ereignisse mit der Doppelwinkel-Methode berechnet. Anschließend wurde das Elektron aus dem Ereignis entfernt, um eine gute Simulation eines **CC**-Ereignisses zu erhalten. Das so präparierte Ereignis wurde erneut, diesmal mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruiert. Es zeigte sich, daß die Rekonstruktion systematisch von dem hadronischen Winkel  $\gamma_h$  abhängig ist. Vor allen Dingen bei kleinen  $y$  wird  $\gamma_h$  überschätzt. Der Grund für dieses Phänomen liegt in der Streuung von niederenergetischen Teilchen in Material zwischen Ereignisvertex und Kalorimeter, sowie vom Kalorimeter selbst in den Detektor zurückgestreuten Teilchen, welche dann unter einem falschen, größeren Streuwinkel rekonstruiert werden.

Mit dem Programm-Paket **CorAndCut** werden diese beiden Effekte durch Schnitte auf Minimalenergien und den maximalen Streuwinkel korrigiert. Für Details dieser Korrektur und einer darauf aufbauenden Analyse der kinematischen Rekonstruktion sei auf [37] und [8] verwiesen.

## 5.4 Ereignisse in der kinematischen Ebene

Nur zwei der drei kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  sind von einander unabhängig (Gleichung 2.8). Für eine graphische Darstellung werden daher üblicherweise entweder  $Q^2$  oder  $y$  gegen  $x$  aufgetragen. Abbildung 5.2 zeigt diese beiden kinematischen Ebenen. In die Ebenen eingetragen sind jeweils Iso- $\gamma$ -Linien, Iso- $Q^2$ -Linien und Iso- $P_T$ -Linien. Mit den Formeln der Jacquet-Blondel-Rekonstruktion (Gleichungen 5.3.a) erkennt man unmittelbar die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $P_T$ . Ebenfalls eingezeichnet sind die nach der Selektion (Kapitel 7) vorliegenden **CC**-Ereignisse. In Abbildung 5.2.a) sind darüber hinaus die für die Berechnung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt verwendeten  $Q^2$ - $x$ -Bins zu sehen.

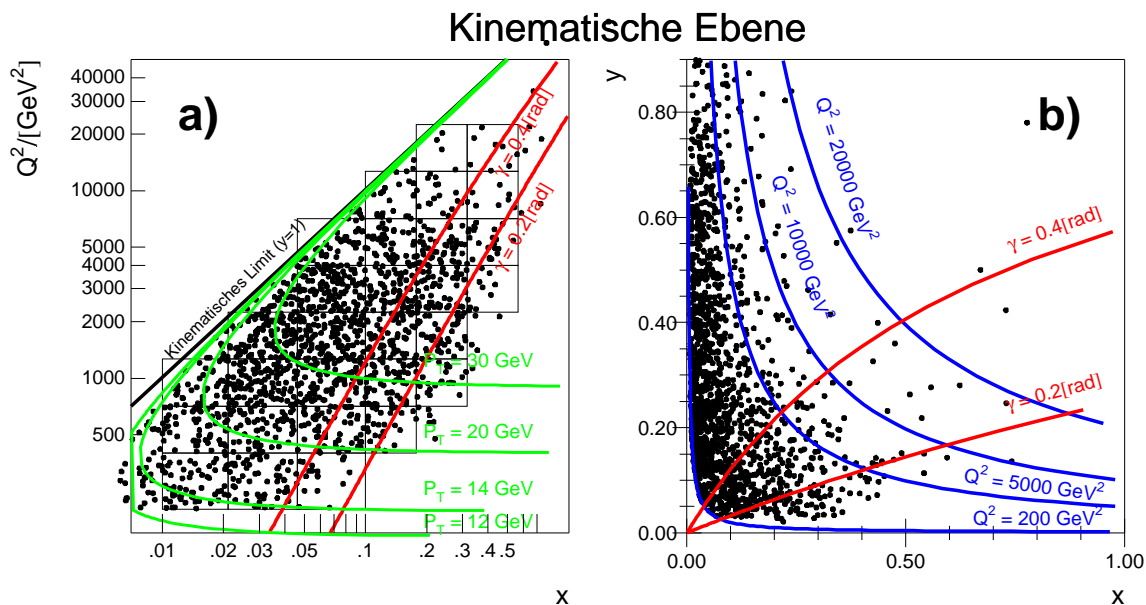


Abbildung 5.2: Die kinematischen Ebenen,  $Q^2$  gegen  $x$  sowie  $y$  gegen  $x$ . Als schwarze Punkte zu sehen sind die final selektierten **CC**-Ereignisse. In Abbildung a) sind darüber hinaus noch die für die Entfaltung der Wirkungsquerschnitte verwendeten doppelt-differentiellen Bins als viereckige Quadrate eingezeichnet. Der quadrierte Impulsübertrag  $Q^2$  zwischen dem Lepton und dem Quark ist direkt abhängig von dem gemessenen, nicht ausbalancierten Impuls  $P_T$ . Deswegen sind einige Iso- $P_T$ -Linien in die kinematische Ebene eingezeichnet. Die Ebene lässt sich auch in unterschiedliche Bereiche des hadronischen Winkels  $\gamma_h$  einteilen. Diese Abhängigkeit ist mit zwei Iso- $\gamma_h$ -Linien für  $\gamma_h = 0.4$ rad und  $\gamma_h = 0.2$ rad eingezeichnet. Diese Winkelabhängigkeit der kinematischen Variablen ist auch in der kinematischen  $x$ - $y$ -Ebene der Abbildung b) zu sehen. In dieser Ebene wurde statt der Iso- $P_T$ -Linien Iso- $Q^2$ -Linien dargestellt.



## Kapitel 6

# Vertex-Messung

Die präzise Kenntnis des Ereignisvertex ist, wie bereits in Kapitel 5.3 erläutert wurde, für die Messung des hadronischen Winkels und damit für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen von entscheidender Bedeutung. In der Datennahmeperiode 1999/2000 stand dem ZEUS-Experiment kein Vertexdetektor zur Vermessung des Wechselwirkungspunktes zur

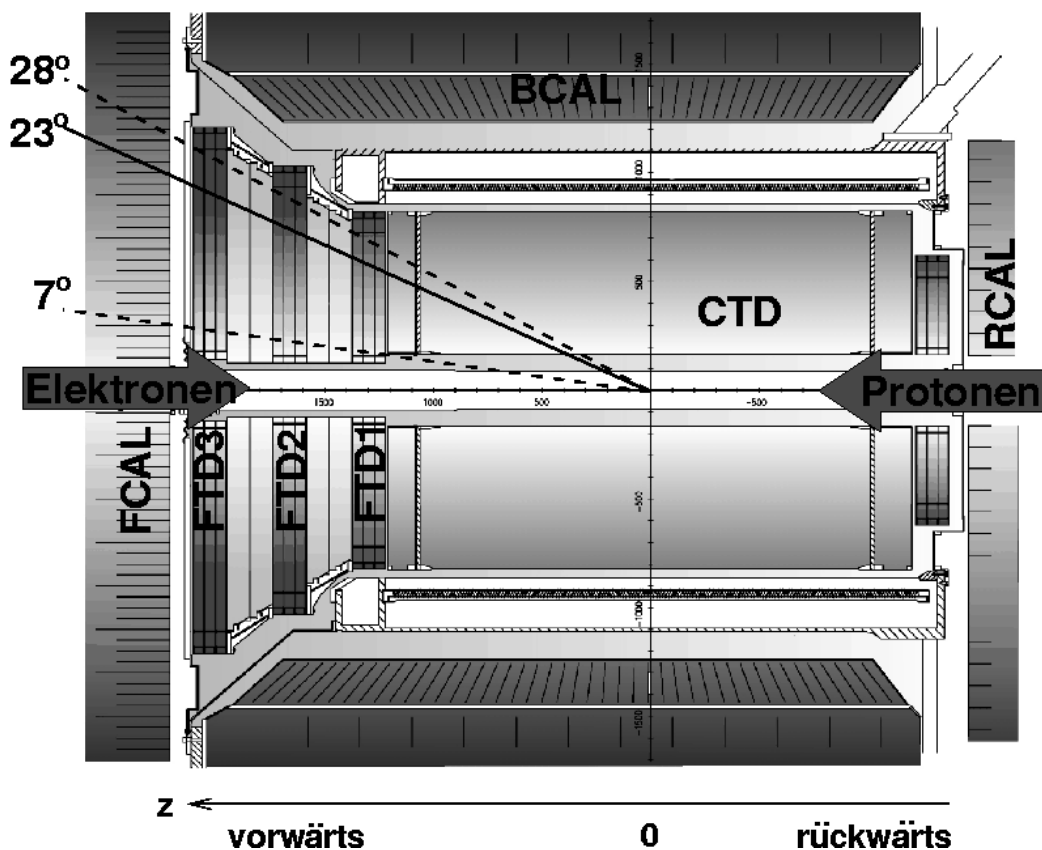


Abbildung 6.1: Der innere Bereich des ZEUS-Detektors. Zu sehen sind die Driftkammern zur Rekonstruktion von Spuren, die CTD und die FTDs, umgeben von der Kalorimetrie. Mit gestrichelten Linien eingezeichnet sind die Winkel der geometrischen Akzeptanz der Vorwärtsdriftkammern, FTDs, zwischen  $7^\circ$  und  $28^\circ$ , sowie mit einer durchgezogenen Linie die Klassifizierung von Ereignissen nach dem hadronischen Grenzwinkel von  $23^\circ$ .

Verfügung. Daher mußten andere Detektorkomponenten diese Aufgabe übernehmen. In der vorliegenden Analyse werden drei Detektoren zur Vertexmessung herangezogen:

- die zentrale Driftkammer CTD für die Vertexbestimmung durch Spurvermessung,
- die planaren Driftkammern FTDs für die Vertexbestimmung durch Spursegmentmessung und
- die vorwärtige Kalorimeterkomponente FCAL für die Bestimmung des Vertex durch eine Flugzeitmessung der auf das FCAL auftreffenden Teilchen.

Die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des Ereignisvertex werden für unterschiedliche hadronische Winkel  $\gamma_h$  herangezogen. Der zentrale Bereich des Jetwinkels, der von etwa  $23^\circ$  bis  $167^\circ$  reicht, wird von der CTD abgedeckt. Die kleinen hadronischen Winkel mit  $\gamma_h < 23^\circ$  werden von den FTDs und dem FCAL vermessen. In Abbildung 6.1 ist zu erkennen, daß sich die Klassifikation der Ereignisse nach dem hadronischen Winkel in etwa nach der geometrischen Akzeptanz der zur Vertexmessung verwendeten Detektorkomponenten richtet.

## 6.1 Vertex-Messung mit der zentralen Driftkammer

Mit der zentralen Driftkammer CTD kann der Wechselwirkungspunkt über die vermessenen Teilchenspuren bestimmt werden. Dazu gehen alle Teilchenspuren in einen Vertexfit ein, dessen Ergebnis einen Primärvertex aber auch Sekundärvertices liefern kann. Das Programm-Paket zur Vertexberechnung mit der CTD wird ausführlich in [38] beschrieben.

Zu kleineren hadronischen Winkeln hin wird die Vertexmessung mit der CTD zunehmend problematisch. Bei sehr kleinen Jetwinkeln kann es sogar vorkommen, daß in der CTD gar keine Spur gemessen wird und somit auch kein Vertex ermittelt werden kann<sup>1</sup>. Aber auch wenn Spuren bei einem kleinen hadronischen Winkel in der CTD gemessen werden können, basiert die Spurmessung in diesem Fall auf nur einigen wenigen Superlagen. Daraus resultiert eine gegen den hadronischen Winkel abfallende Effizienz in der CTD-Vertexmessung. Abbildung 6.2 zeigt diesen Zusammenhang für eine MC-Simulation, bei der der generierte Ereignisvertex bekannt ist. Bei einem hadronischen Winkel  $\gamma_h \approx 23^\circ$  fällt die Effizienz der Methode stark ab.

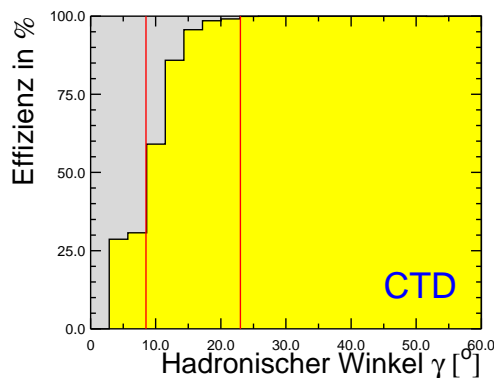


Abbildung 6.2: Effizienz der CTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel  $\gamma_h$ .

<sup>1</sup>Ein hierfür beispielhaftes Ereignis ist in Abbildung 7.1 zu sehen.

Auch die Auflösung in der Vertexbestimmung wird zu kleiner werdenden hadronischen Winkeln hin schlechter. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Ab einem Winkel von etwa  $20^\circ$  fällt die Auflösung stark ab.

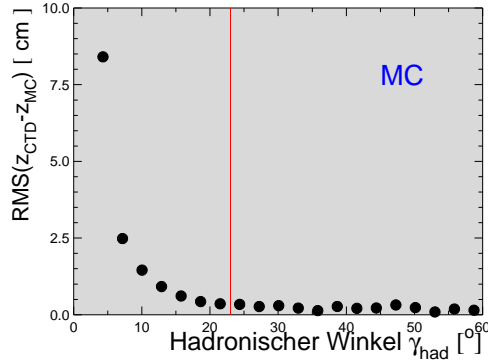


Abbildung 6.3: Auflösung der CTD-Vertexmessung in Abhängigkeit des hadronischen Winkels.

Darüber hinaus zeigt die Vertexrekonstruktion mit der CTD eine Tendenz, den Vertex zu größeren  $z$ -Werten hin zu verschieben, wenn die Jetspuren unter einem flachen Winkel gemessen werden. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.4 gezeigt.

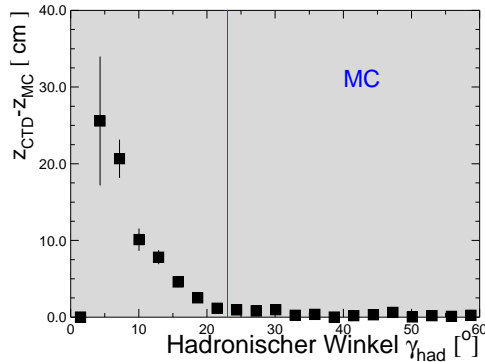


Abbildung 6.4: Verschiebung (Bias) der CTD-Vertexmessung in Abhängigkeit des hadronischen Winkels.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß eine Vertexmessung mit der zentralen Driftkammer CTD bei einem hadronischen Winkel von kleiner  $0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ$  aufgrund einer zu schlechten Effizienz und einem systematischen Verschiebung zu größeren  $z$ -Vertices hin nicht verwendet werden kann. Eine Ausweitung der Analyse zu kleineren Winkeln hin muß daher zur Vertexbestimmung andere Detektorkomponenten einbinden.

## 6.2 Vertex-Messung mit den planaren Driftkammern (FTDs)

Eine Methode zur Vertexmessung bei kleinen hadronischen Winkeln  $\gamma_h$  nutzt die Spuresegmentmessung mit F/RTD aus. In dieser Arbeit wurde ein Ansatz zur Vertexmessung weiter entwickelt, der auf E. Paul und M. Eckert zurückgeht und schon in [39] untersucht wurde. Diesem Ansatz für die Vertexmessung mit den FTDs liegt zugrunde, daß sich hochenergetische Teilchen im Vorwärtsbereich nahezu auf linearen Spuren in dem ZEUS-Magnetfeld

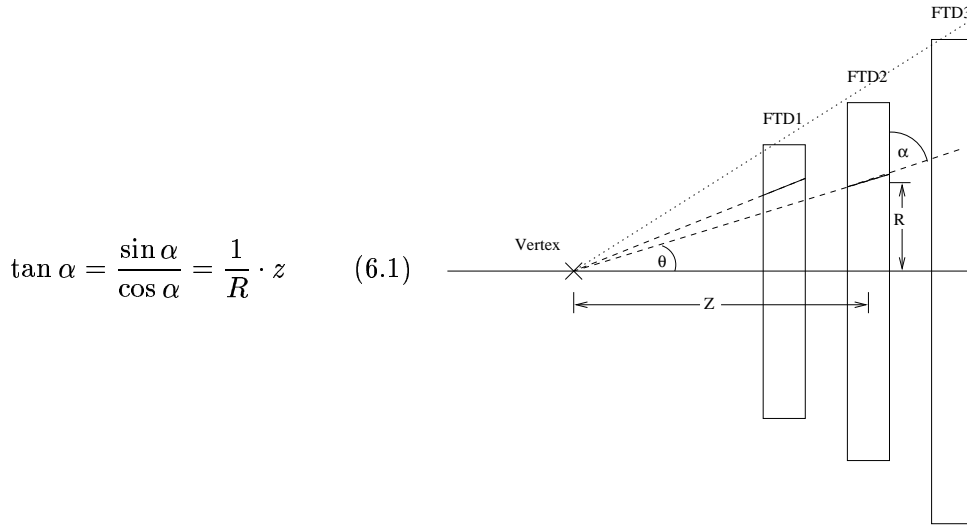


Abbildung 6.5: Vertexbestimmung basierend auf einer Segmentmessung in den FTDs. Zu sehen sind die drei planaren Driftkammern FTD1 bis FTD3, in denen Spursegmente gemessen werden. Stammen die Spursegmente von hochenergetischen Teilchen, so kann für jede Spur auf einen Vertex mit der Winkelbeziehung  $\tan \alpha = 1/R \cdot z$  zurückgerechnet werden.

N.B: Der Winkel  $\alpha$  ist hier nicht zu verwechseln mit dem Polarwinkel  $\theta$  der Teilchenspurspur. Es gilt:  $(\alpha = 90^\circ - \theta)$ .<sup>3</sup>

bewegen. Unter dieser Annahme gilt für die in den planaren Driftkammern FTDs gemessenen Spurenstücke, die sogenannten Segmente (siehe Abschnitte 3.3.3.1), eine lineare Korrelation zwischen  $\tan \alpha$ , dem Tangens des Winkels des lokalen Spurstücks in einer Kammer, eines sogenannten Segments, und dem reziproken Abstand des Segments von der Strahlachse  $1/R$ . Dieser Zusammenhang ist in der Skizze der Abbildung 6.5 graphisch dargestellt.

Die für hochenergetische Teilchen lineare Beziehung zwischen  $\tan \alpha$  und  $1/R$  wird für alle gemessenen Spursegmente in einem iterativen Verfahren zur Vertexmessung ausgenutzt. Der Algorithmus ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Er verfährt nach folgendem Verfahren:

- **Schritt 1:**

Der erste Schritt führt eine grobe Selektion von Spursegmenten aus einer eventuell sehr großen Anzahl von Spurstücken durch. Eine erste Qualitätsanforderung an die Spursegmente liegt in der Bedingung, daß

$$\chi^2(\text{Seg}) < 1.8$$

gelten muß. Darüber hinaus werden Segmente, die aus einer Fehlkombination von Zellspurstücken (*LTEs*) hervorgegangen sind, sogenannte Geister, und weiche Spuren, für die die lineare Beziehung der Gleichung 6.1 nicht gilt, herausgefiltert. Dazu wird für jedes Segment der drei FTDs die  $z$ -Position  $z_{DCA}$  der größten Annäherung  $d_{DCA}$  an die Strahlachse berechnet<sup>4</sup>:

$$d^2 = (x_{Seg} + x'_{Seg}(z - z_{Seg}))^2 + (y_{Seg} + y'_{Seg}(z - z_{Seg}))^2 \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial d^2}{\partial z} = x'_{Seg}{}^2(z - z_{Seg}) + y'_{Seg}{}^2(z - z_{Seg}) + x_{Seg}x'_{Seg} + y_{Seg}y'_{Seg} \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.3)$$

$$z_{DCA} = \frac{x_{Seg}x'_{Seg} + y_{Seg}y'_{Seg}}{x'_{Seg}{}^2 + y'_{Seg}{}^2} + z_{Seg} \quad (6.4)$$

<sup>4</sup>*DCA* englisch: **D**istance of **C**losest **A**pproach

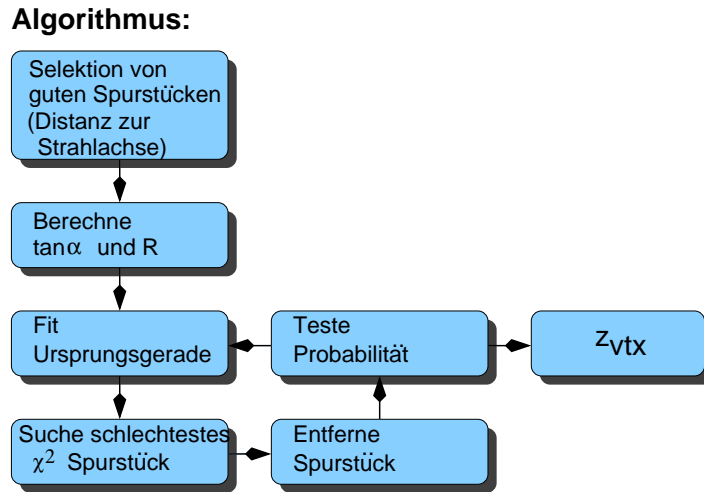


Abbildung 6.6: Iterativer Algorithmus zur Messung des Ereignisvertex mit den FTDs. Zur Erläuterung siehe Text.

Als Bedingung an die Segmente wird gefordert, daß für die größte Annäherung der Extrapolation an die Strahlachse gilt:

$$d_{DCA} < 8 \text{ cm}$$

Dieser Schnitt ist implizit also nicht nur ein Schnitt gegen Geister-Segmente, sondern auch ein Schnitt auf den Impuls des Teilchens. Für ein Teilchen in einem homogenen Magnetfeld gilt für die Annäherung  $d_{DCA}$  näherungsweise:

$$d_{DCA} \approx \frac{eB}{2P} \cdot z \cdot R$$

mit der Elementarladung  $e$ , dem homogenen Magnetfeld  $B$ , dem Impuls des Teilchens  $P$ , dem Abstand  $z$  des Segments vom Vertex und dem Abstand  $R$  des Segments von der Strahlachse. Ein Schnitt von 8 cm auf  $d_{DCA}$  entspricht dabei etwa einer Teilchenspur mit einem Impuls von über 500 MeV. Für eine ausführliche Herleitung dieses Zusammenhangs sei auf [40] verwiesen.

- **Schritt 2:**

Im zweiten Schritt werden die Werte von  $\tan \alpha$  und  $1/R$  der verbleibenden Spursegmente in Feldern abgelegt. Dabei müssen die unterschiedlichen  $z$ -Positionen der drei FTDs berücksichtigt werden. Dies geschieht, indem  $\tan \alpha$  für die Spursegmente der Kammern FTD2 und FTD3 um die relative Verschiebung von FTD2 und FTD3 zu FTD1,  $\Delta z$ , korrigiert wird:

$$\begin{aligned} \tan \alpha &= \frac{z + \Delta z}{R} \\ \Rightarrow \tan \alpha - \frac{\Delta z}{R} &= \frac{1}{R} \cdot z \end{aligned} \quad (6.5)$$

Anschaulich kann man sich die von mehreren Segmenten stammenden linearen Beziehungen (Gleichung 6.1) für ein Ereignis in einem  $\tan \alpha$ - $1/R$ -Diagramm, wie in Abbildung 6.7 gezeigt, darstellen.

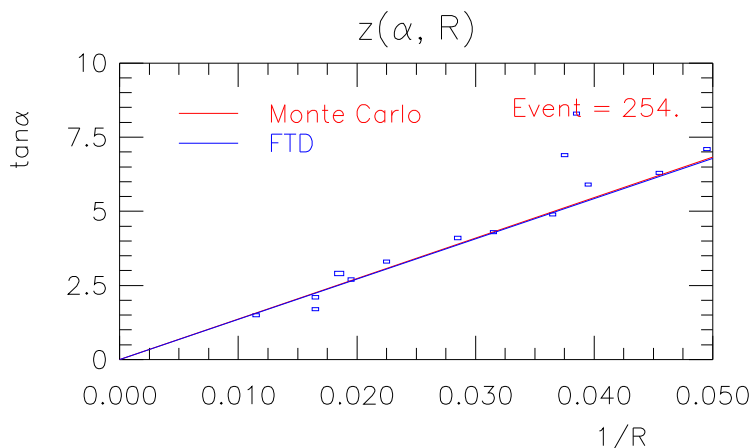


Abbildung 6.7: Beispiel einer Vertexmessung mit den FTDs in der  $\tan \alpha$ -vs- $\frac{1}{R}$ -Ebene für ein simuliertes Ereignis (MC-Ereignis Nr. 254). Jedes Segment ist als Viereck in der Ebene für das Ereignis eingezeichnet. Der  $z$ -Vertex entspricht der Steigung der an die Segmente angepaßten Ursprungsgeraden. Eingezeichnet sind die angepaßte Gerade und die Gerade, der dem bekannten MC-Vertex entspricht. Bei diesem Beispiel wurde der Vertex mit den FTDs so genau vermessen, daß beide Geraden fast übereinander zu liegen kommen und daher nur als eine Gerade erscheinen. (Für ein weiteres Beispiel siehe Abbildung 6.11)

- **Schritt 3:**

Die Abbildung 6.7 stellt ein MC-Ereignis dar, bei dem für alle Segmente  $\tan \alpha$  gegen  $1/R$  aufgetragen ist. Wie man direkt aus der Gleichung 6.1 abliest, ergibt sich die  $z$ -Koordinate des Vertex aus der Steigung der an die Segmente angepaßten Ursprungsgeraden. Der dritte Schritt besteht daher in einer linearen Regression für alle verbliebenen Segmente.

In der Abbildung findet man einige Segmente, die nicht zu der Geraden passen, das heißt, das einige Segmente nicht auf den Vertex zeigen. Dies erfordert

- **Schritt 4:**

Das Spursegment, welches in der linearen Regression das schlechteste  $\chi^2$  aufweist, wird aus den Feldern herausgesucht und in

- **Schritt 5:**

entfernt.

- **Schritt 6:**

Wenn die Probabilität der Anpassung einen Grenzwert überschreitet, oder die Anzahl der in der Anpassung verbleibenden Segmente unter drei sinkt, wird die Iteration gestoppt. Und der Vertex kann in

- **Schritt 7:**

in Bezug auf das ZEUS-Koordinatensystem und nicht in Bezug auf die Driftkammer FTD1,  $z_{FTD1}^{ref}$  berechnet werden:

$$z_{vertex}^{ZEUS} = z_{FTD1}^{ref} - z \quad (6.6)$$

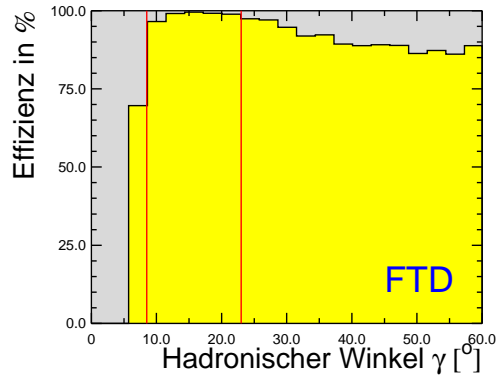


Abbildung 6.8: Effizienz der FTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel  $\gamma_h$ . Vergleiche dazu die Abbildung 6.2

Mit wenigen Worten kann man den Algorithmus so beschreiben, daß durch das iterative Verfahren automatische nur solche Segmente zur Vertexbestimmung herangezogen werden, die auch wirklich auf den Ereignisvertex zeigen. Die Leistungsfähigkeit dieses Algorithmus ist in den Abbildungen 6.8 bis 6.11 zusammengestellt.

Analog der CTD-Vertexmessung wurde auch für die FTD-Vertexmessung eine Effizienz gemessen. Die Abbildung 6.8 zeigt die Effizienz der Vertexmessung mit den FTDs gegen den hadronischen Winkel  $\gamma_h$ . Geht der Jet voll durch den geometrischen Akzeptanzbereich der FTDs, liegt die Effizienz für eine Vertexbestimmung bei fast 100%. Insbesondere ist die Effizienz in dem Winkelbereich von  $0.2 \text{ rad} \approx 11.5^\circ < \gamma_h < 0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ$  flach, also konstant hoch. Zu größeren hadronischen Winkeln hin hängt es davon ab, ob nun Randspuren des Jets in den FTDs gemessen werden. Daher fällt die Effizienz für hadronische Winkel von  $\gamma_h > 0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ$  langsam ab. Bei kleineren hadronischen Winkeln ( $\gamma_h \approx 0.15 \text{ rad} \approx 8.5^\circ$ ) fällt die Effizienz stark ab, weil der Jet nicht mehr im geometrischen Akzeptanzbereich liegt. Die Breite als RMS (RMS engl. **R**oot **M**ean **S**quare) der Differenzenverteilung der  $z$ -Komponente von wahren MC-Vertex und dem von den FTDs gemessenen Vertex ist in Abbildung 6.9 gegen

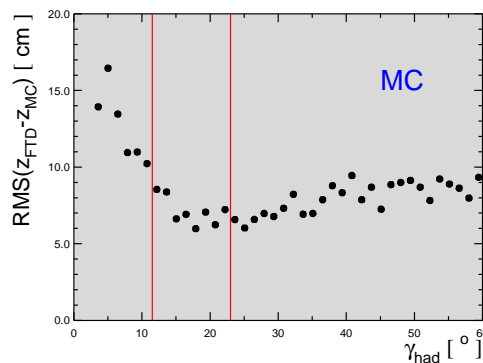


Abbildung 6.9: RMS der Differenzenverteilung von MC-Vertex und Vertex der FTD-Messung aufgetragen gegen den hadronischen Winkel  $\gamma_h$ . Die Breite der Differenzenverteilungen wird vor allen Dingen zu sehr kleinen hadronischen Winkeln größer. Dies hängt im wesentlichen damit zusammen, daß bei diesen Winkeln häufig ein zu positiven  $z$ -Werten verschobener Vertex gefunden wird. (Siehe dazu auch die Abbildung 6.10 oben.)

den hadronischen Winkel  $\gamma_h$  dargestellt. In dem Winkelbereich von  $0.2 \text{ rad} \approx 11.5^\circ < \gamma_h < 0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ$  liegt der RMS in der Größenordnung von etwa  $7 - 8 \text{ cm}$ . Der RMS ist dabei eine obere Abschätzung der Vertexpfaltung. Die in Tabelle 6.1 angegebene Auflösung entspricht, wie in Abbildung 6.10 gezeigt, einer gauß'schen Anpassung an die Differenzverteilung. Als Auflösung wird dann die  $1\sigma$ -Breite der Gaußkurve gegeben.

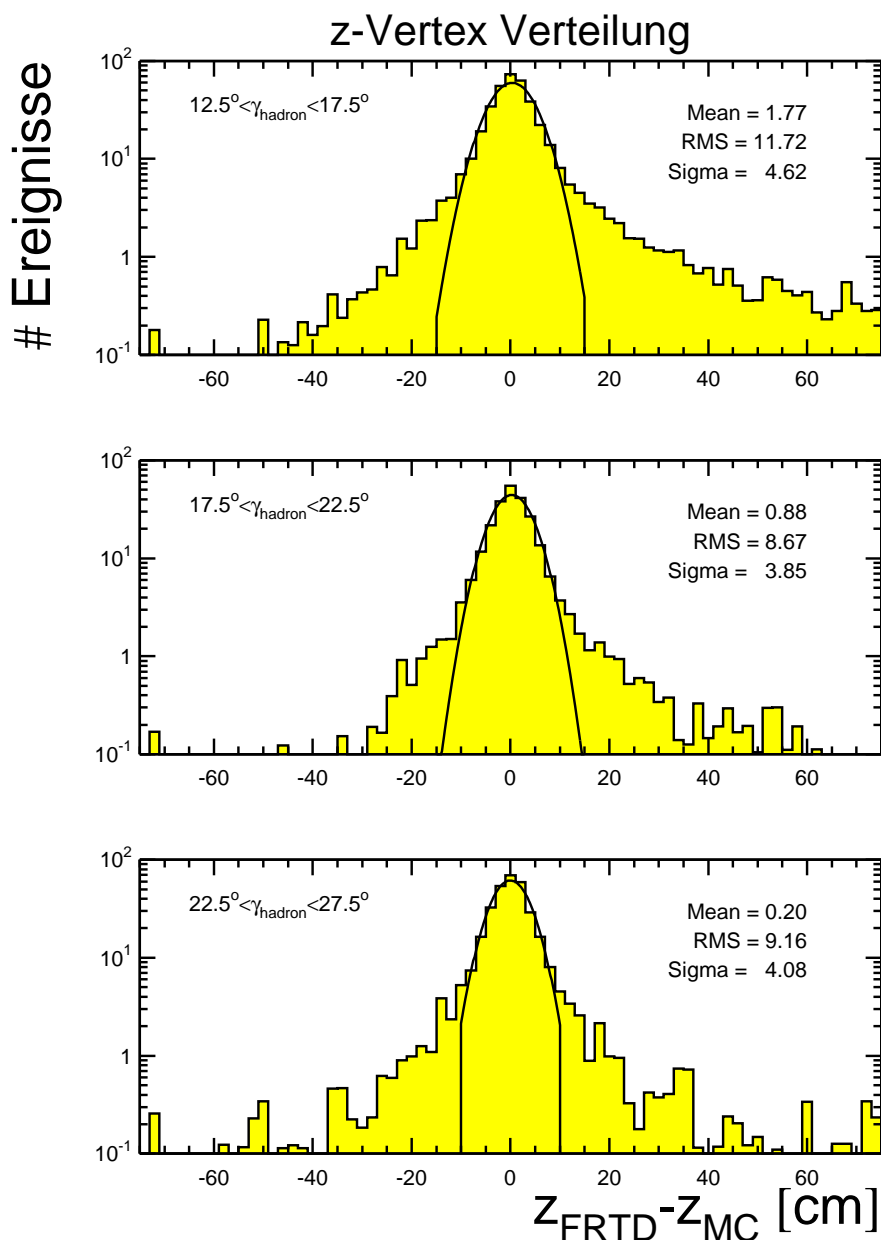


Abbildung 6.10: Auflösung der FTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel  $\gamma_h$ . In dem hadronischen Winkelbereich, bei dem der Jet voll durch die FTDs geht läßt sich der Vertex sehr gut aus den Spursegmenten der Kammern rekonstruieren. Die Auflösung  $\sigma$  beträgt hier in etwa  $4 \text{ cm}$ . Zu kleineren hadronischen Winkeln hin wird die Verteilung breiter und es zeigt sich ein leichter Bias zu positiv verschobenen Vertices hin. Zur Begründung hierfür siehe Text.



Die Abbildung 6.10 zeigt beispielhaft drei solcher Differenzverteilungen von wahren MC-Vertex und FTD-Vertex für drei Winkelbereiche um  $\gamma_h = 15^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $25^\circ$ . Sowohl aus Abbildung 6.9 als auch in den Beispielen aus Abbildung 6.10 kann man erkennen, daß auch die FTDs zu kleineren hadronischen Winkeln hin die Tendenz aufweisen, den Vertex zu positiven  $z$ -Werten zu verschieben.

Ein Beispiel eines MC-Ereignisses, bei dem die  $z$ -Vertex-Bestimmung Probleme bereitet, ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Der Grund dafür ist eine sekundäre Streuung im Vorwärtsbereich des ZEUS-Detektors. Dieser zweite Ereignisvertex wird von den FTDs gemessen.

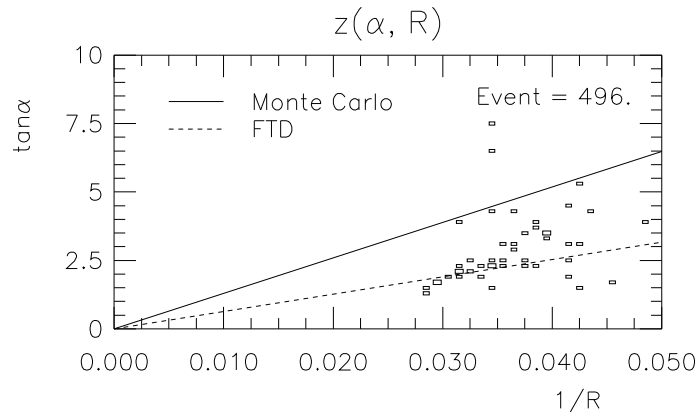


Abbildung 6.11: Weiteres Beispiel einer Vertexmessung mit den FTDs in der  $\tan \alpha$ -vs- $\frac{1}{R}$ -Ebene (MC-Ereignis Nr. 496), bei dem die Vertexmessung mit den FTDs nicht wunschgemäß funktioniert. Für dieses Ereignis wurde bei einem hadronischen Winkel von  $\gamma_h \approx 14^\circ$  ein  $z^{FTD}$ -Vertex bei  $z = +47$  cm im Vergleich zum wahren MC-Vertex bei  $z = +12$  cm, also bei einem um  $+35$  cm verschobenen  $z$  gemessen. Dies zeigt sich in einer flacheren Steigung der angepaßten Gerade. Für dieses Ereignis finden sich auch Segmente, die auf den wahren MC-Vertex zeigen, aber der Großteil der Segmente liegt in der  $\tan \alpha$ - $1/R$ -Ebene unterhalb. Diese Segmente zeigen auf einen Sekundärvertex, der aus einer Streuung im Vorwärtsbereich des Detektors hervorgegangen ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Vertexmessung mit den FTDs für einen hadronischen Winkelbereich von  $0.2 < \gamma_h < 0.4$ , entsprechend  $11.5^\circ < \gamma_h < 23^\circ$ , eine gute Effizienz verbunden mit einer guten Auflösung hat. Die Bestimmung des Vertex mit den FTDs wurde in diesem Winkelbereich Grundlage der Analyse.

### 6.3 Vertex-Messung mit dem Kalorimeter

Eine weitere Methode zur Vertexmessung bei kleinen hadronischen Winkeln greift auf die vorwärtige Komponente FCAL des Kalorimeters zurück. Die Methode wurde von R. Pawlak entwickelt und in dem Programmpaket FCALTIMING umgesetzt. Eine ausführliche Dokumentation findet sich in [41]. Bei dieser Methode wird über die Messung der Zeitdifferenzen zwischen dem Zeitpunkt des Ereignisses und dem Eintreffens des Jets im FCAL der Vertex bestimmt. Wegen der hohen Zeitauflösung des Kalorimeters von  $\Delta t = 1.5/\sqrt{E[\text{GeV}]} \times 0.5$  ns läßt sich die Zeitmessung für diese Aufgabe erfolgreich verwenden. Es lassen sich räumliche Auflösungen der  $z$ -Komponente des Vertex von  $\sigma \approx 9$  cm für Energieeinträge im FCAL von größer 10 GeV im FCAL und bis zu  $\sigma \approx 7$  cm für Energiedepositionen von größer 100 GeV erreichen. Das Kalorimeter FCAL wurde über diese Zeitmessung schon in vorangegangenen Analysen zur Vertexmessung herangezogen. Ausführliche Studien hierzu sind unter [41] zu

finden.

Die Bestimmung des Vertex über die Zeitmessung mit dem FCAL zeigt sich sehr empfindlich auf unterschiedliche Füllungen des HERA-Colliders, so daß eine Kalibration dieser Methode in Abhängigkeit von RUNs durchgeführt werden mußte.

Der FCAL-Zeitmessungs-Vertex wurde dazu an NC-Ereignissen mit einer verlässlichen CTD-Vertexmessung kalibriert. Die CTD liefert eine verlässliche Vertexmessung, wenn eine gute Elektronspur in mindestens fünf CTD-Superlagen vorliegt und das Elektron mit einer hohen Elektron-Probabilität von  $> 0.9$  im BCAL nachgewiesen wird. Zur Kalibration wurde dieser CTD-Vertex als Referenzvertex verwendet.

Die Abbildung 6.12 zeigt die Differenzen von den mit den Komponenten CTD und FCAL vermessenen Vertices  $z_{vtx}^{CTD} - z_{vtx}^{FCAL}$  sowohl vor, als auch nach der Kalibration aufgetragen gegen die RUN-Nummer aus den beiden Jahren 1999 und 2000. Die offenen Dreiecke geben dabei die mittlere Differenz der Vertices vor der Kalibration der Methode pro RUN in cm an. Diese mittlere Differenz wurde in eine Zeitdifferenz  $\Delta t$  in [ns] umgerechnet und dem Programmpaket FCALTIMING als RUN-abhängige Kalibrationskonstanten zugeführt. Ebenfalls in

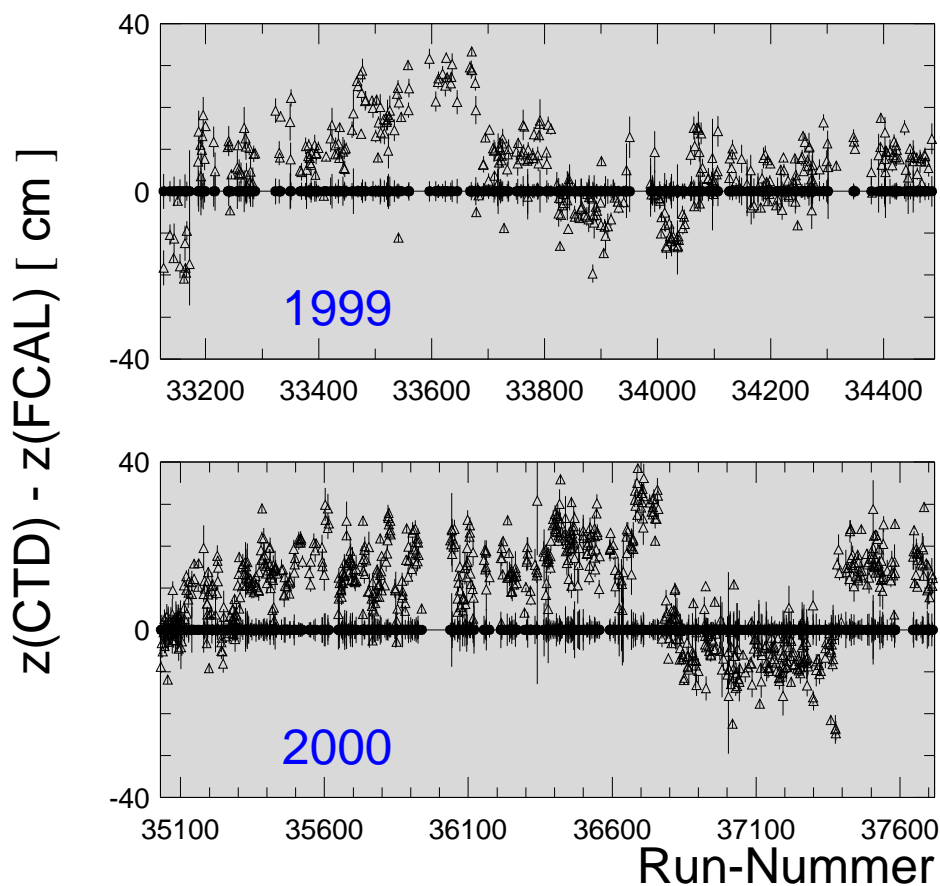


Abbildung 6.12: Runabhängige Korrekturen der FCAL-Vertexmessung in den Jahren 1999 und 2000 als Differenz von  $z_{vtx}^{FCAL}$  und Referenzvertex (offene Dreiecke). Die Korrekturen liegen in der Größenordnung von einigen Zentimetern oder umgerechnet von einigen Nanosekunden. Nach der Kalibration der Methode zeigen sich erwartungsgemäß keine RUN-Abhängigkeiten (geschlossene schwarze Punkte).

der Abbildung zu sehen sind die nach der so erfolgten Eichung der Methode gemessenen Differenzen von Vertices. Diese Differenzen sind in der Abbildung als geschlossene schwarze Punkte dargestellt. Die RUN-Abhängigkeiten in der Meßmethode wurden so unterdrückt.

## 6.4 Vertexmessung für CC-Ereignisse im Überblick

In der hier durchgeführten Analyse wird die  $z$ -Komponente des Ereignisvertex in Abhängigkeit von dem hadronischen Winkel  $\gamma_h$  mit drei unterschiedlichen Verfahren bestimmt. Die CTD wird zur Vertexmessung eingesetzt, wenn der Jetwinkel  $\gamma_h > 0.4$  rad beträgt. Zu großen hadronischen Winkeln ist die CTD-Methode aufgrund der Jettopologie nicht beschränkt: Für CC-Ereignisse gibt es keine stark kollimierten Jets bei großen Polarwinkeln. Ist der Winkel im Bereich  $0.2 \text{ rad} \approx 11.5^\circ < \gamma_h < 0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ$ , wird der Vertex über die FTD-Spuren gemessen. Mit der FCAL-Zeitmessungsmethode wird der Winkelbereich ab einem Winkel von  $\gamma_h < 0.2 \text{ rad} \approx 11.5^\circ$  nach unten ergänzt. Jedes Verfahren verwendet dabei in diejenige Detektorkomponente, in deren geometrischer Akzeptanz der Jet in etwa liegt. Eine Zusammenfassung der unterschiedlichen Auflösungen der drei Methoden liefert Tabelle 6.1.

Vorangegangene Analysen [8, 10] verwendeten zur Vertexmessung nur die Methoden unter Benutzung der CTD und des FCALs. Die Bestimmung des Vertex mittels der FTDs und die Einbindung in eine CC-Analyse ist neu.

In dem Winkelbereich zwischen  $0.2 \text{ rad}$  und  $0.4 \text{ rad}$  konnte mit der Einbindung der FTDs zur Vertexmessung die Auflösung verbessert werden. Positiv zu bewerten ist auch die Tatsache,

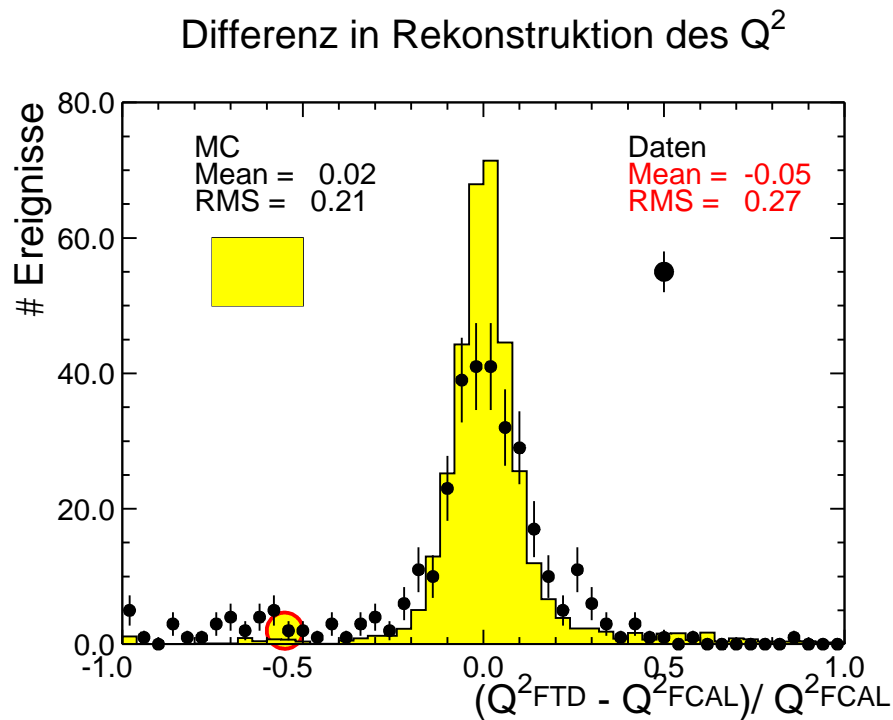


Abbildung 6.13: Differenz in der Rekonstruktion des  $Q^2$  für die Meßmethoden FCAL und FTD bei kleinen hadronischen Winkeln für Daten und MC. Ein Beispiel für eine große Abweichung von 50% ist in der Verteilung mit einem Kreis markiert und als Ereignisdisplay in Abbildung 6.14 gezeigt.

Methode	Winkelbereich	Auflösung
CTD	$0.4 \text{ rad} < \gamma_h$	$< 1 \text{ cm}$
FTD	$0.2 \text{ rad} < \gamma_h < 0.4 \text{ rad}$	$\approx 5 \text{ cm}$
FCAL	$\gamma_h < 0.2 \text{ rad}$	$\approx 8 \text{ cm}$

Tabelle 6.1: Methoden der Vertexmessung für verschiedene hadronische Winkelbereiche und ihre Auflösungen der  $z$ -Komponente des Ereignisvertex.

daß es sich bei der Vertexmessung mit den FTDs um eine direkte Messung handelt und die Methode nicht mit im Vergleich zur Auflösung großen Korrekturen, wie dies bei der FCAL-Methode der Fall ist, kalibriert werden muß.

Da in den vorangegangenen Analysen das FCAL im gleichen Winkelbereich wie die FTDs in dieser Analyse benutzt wurden, wurden detaillierte Vergleiche der beiden Methoden durchgeführt.

Diese Vergleiche bezogen sich zuerst auf die Betrachtung von Einzelereignissen. Dazu wurde eine Differenzverteilung von der für ein Ereignis mit FCAL-Vertex und FTD-Vertex rekonstruierten kinematischen Variable  $Q^2$  gemessen. Diese Verteilung ist in Abbildung 6.13 zu sehen. Bei einigen wenigen Ereignissen gibt es vor allen Dingen in den Daten Abweichungen von 50% in der Rekonstruktion der kinematischen Variablen. Solche Ereignisse wurden unter anderem in Einzeluntersuchungen aufgeklärt.

Ein solches Beispiel eines Ereignisses mit großen Unterschieden in der kinematischen Rekonstruktion ist in der Abbildung 6.13 mit einem Kreis markiert und in dem ZEUS-Ereignisdisplay in Abbildung 6.14 gezeigt. Die von den drei Komponenten vermessenen Vertices zusammen mit den rekonstruierten  $Q^2$ -Werten lauten:

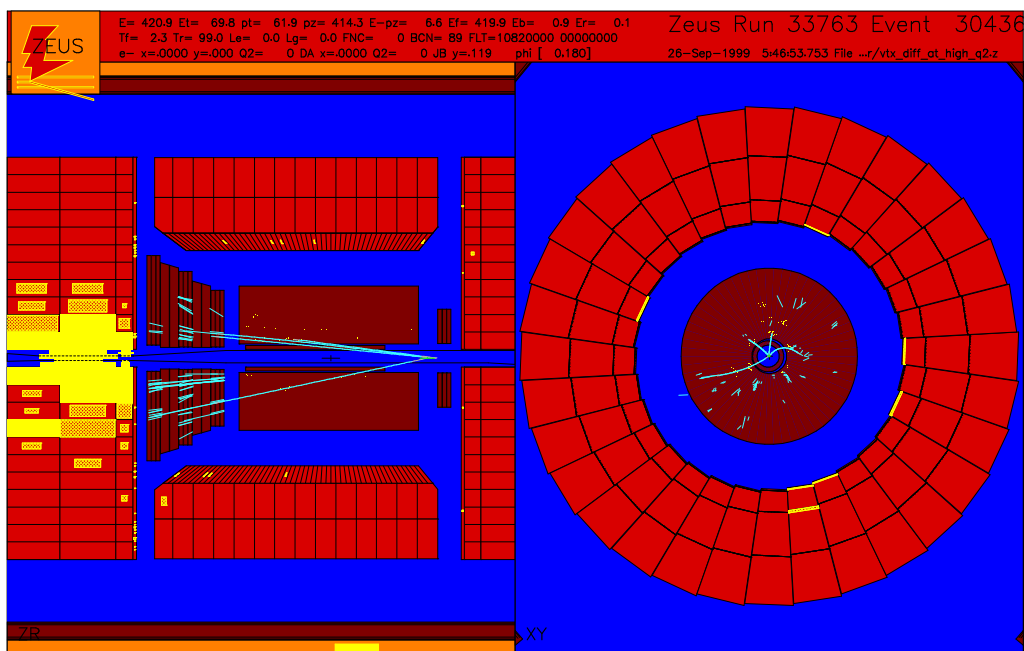


Abbildung 6.14: Beispiel-Ereignis 30436 aus RUN 33763 für fehlerhafte FCAL-Vertexmessung.

RUN	Ereignis	$Q_{FCAL}^2$	$Q_{FTD}^2$	CTD	FCAL	FTD
33763	30436	10758	4816	-110.7	23.3	-133.8

Die CTD-Vertexmessung ist in diese Tabelle mit aufgenommen worden, obwohl es sich bei diesem Ereignis um ein Ereignis mit kleinem hadronischen Winkel handelt. Auf dem Ereignisdisplay erkennt man, daß der Ereignisvertex nicht im Vorwärtsbereich des Detektors, sondern deutlich im Rückwärtsbereich bei negativen  $z$  liegt. Die CTD-Messung bestätigt hier den  $z$ -Wert des FTD-Vertex. Das FCAL hätte für dieses Ereignis einen falschen Vertex geliefert. Durch die Rekonstruktion mit den FTDs bei einem Wert von  $z = -133.8$  cm wurde dieses Ereignis darüber hinaus als Untergrund aus einem Restgasereignis klassifiziert und nicht in den **CC**-Datensatz mit aufgenommen. (Siehe Kapitel 7.)

Die Verschiebungen zwischen FTD- und FCAL-Vertex wurden systematisch untersucht. Dazu zeigt die Abbildung 6.15 die kinematische Migration von Ereignissen in den kinematischen Variablen. Obwohl einige Ereignisse zwischen den Bins migrieren, zeigt sich keine systematische Verschiebung.

Über die Studien an Einzelereignissen hinaus wurde auch die Auflösung der kinematischen Variablen für beide Methoden verglichen. Der Vergleich wird in Kapitel 5 gegeben, wenn die kinematische Rekonstruktion für **CC**-Ereignisse eingeführt ist.

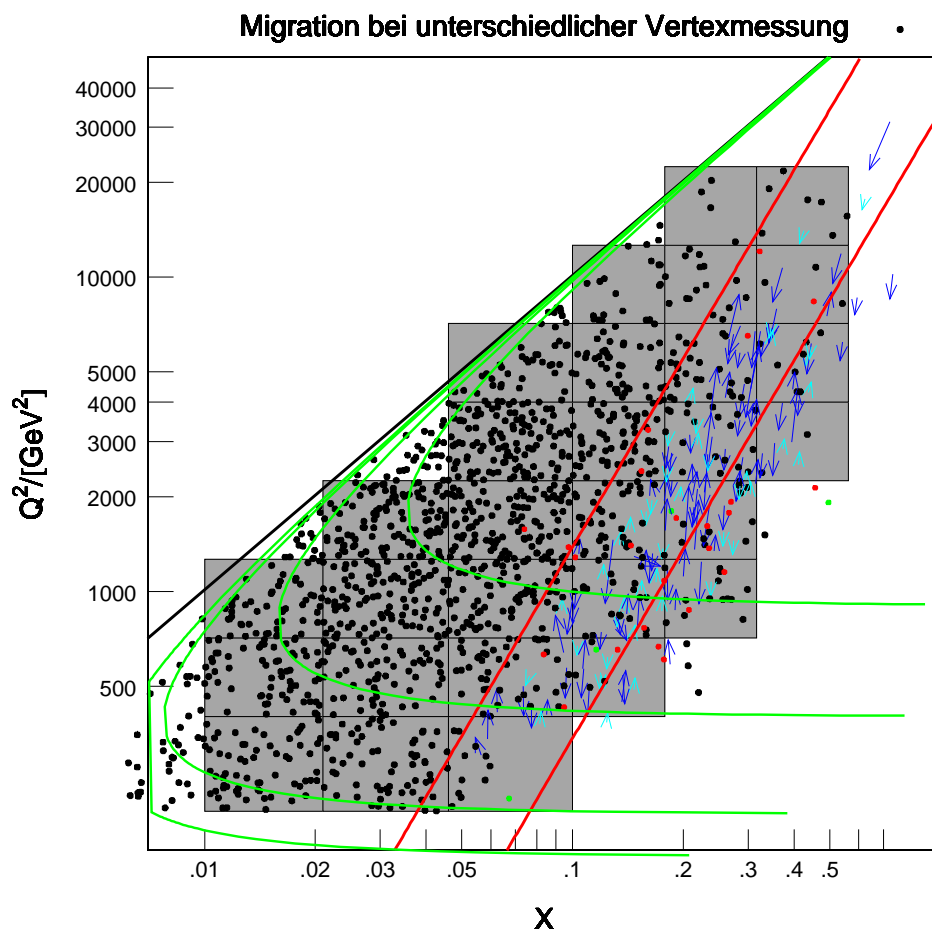


Abbildung 6.15: Migrationsstudien: Zu sehen sind die **CC**-Ereignisse in den doppelt-differentiellen Bins der  $x$ - $Q^2$ -Ebene. Mit Pfeilen sind solche Ereignisse, bei denen die Vertexrekonstruktion von FCAL und FTD unterschiedliche Vertices liefert, gekennzeichnet. Die Richtung der Pfeile geht dabei von den kinematischen Variablen, vermessen mit den FTDs, zu den kinematischen Variablen, vermessen durch das FCAL. In dem markierten Bereich zwischen 0.2rad und 0.4rad zeigen sich Migrationen solcher Ereignisse, die aber keine Systematik aufweisen.

# Kapitel 7

## Die Ereignisselektion

Die Anforderung an die Ereignisselektion sind geprägt durch die relativ schwache Signatur des Prozesses  $e^+p \rightarrow \bar{\nu} + X_{had}$  und den relativ kleinen **CC**-Wirkungsquerschnitt. Die Ursache für die schwache Signatur liegt darin begründet, daß das Neutrino in dem ZEUS-Detektor nicht nachweisbar ist und so dieser Prozeß lediglich über den nicht ausbalancierten, transversalen Impuls  $P_T$  selektiert werden kann. Die Abbildung 7.1 zeigt als Ereignisdisplay zwei Beispiele von **CC**-Ereignissen des finalen **CC**-Datensatzes, eines bei dem der Jet einen kleinen hadronischen Winkel aufweist und der Ereignis-Vertex mit den FTDs vermessen worden ist und eines mit Jet unter größerem hadronischen Winkel mit von der CTD gemessenen Vertex.

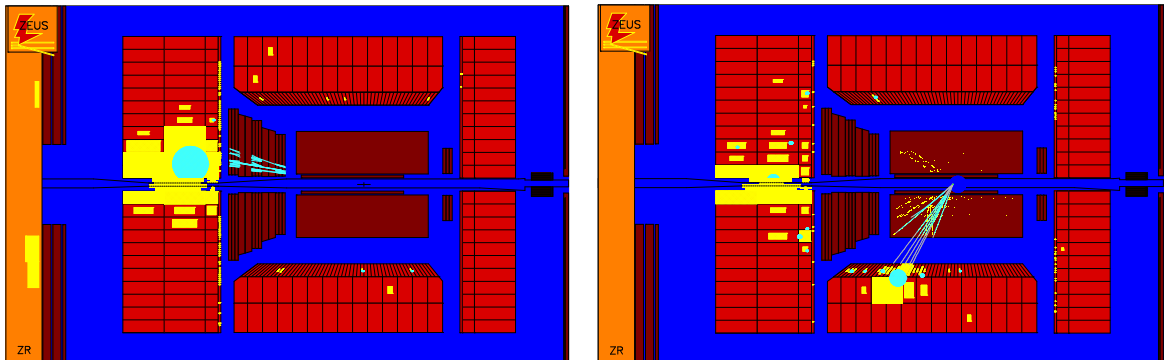


Abbildung 7.1: Darstellung des **CC**-Ereignis 37654 aus RUN 34760 als Beispiel für ein Ereignis mit kleinem hadronischen Winkel (links) und Darstellung des **CC**-Ereignis 14250 aus RUN 33940 als Beispiel für ein Ereignis mit großem hadronischen Winkel (rechts) als Ausschnitt im ZEUS-Ereignisdisplay. In beiden Ereignissen ist der nicht ausbalancierte, transversale Impuls gut zu erkennen.

Die Selektion von **CC**-Ereignissen erfolgt in mehreren, aufeinander folgenden und aufbauenden Schritten, die zum Teil schon während der Datennahme erfolgen.

### 7.1 Der **CC**-Trigger

Eine spezielle Implementation des in 3.3.7 skizzierten ZEUS-Triggersystems ist der Trigger für Ereignisse des geladenen Stroms.

### 7.1.1 GFLT

Auf FLT-Ebene dominiert der Subtrigger SLOT60 die CC-Selektion. Dieser Subtrigger verlangt entweder

$$P_T^{FLT} > 5 \text{ GeV} \wedge E_T^{FLT} > 5 \text{ GeV} \wedge \text{CTD-Spuren}$$

oder

$$P_T^{FLT} > 8 \text{ GeV} \wedge (\text{CTD-Spuren} \vee E_{FCAL}^{FLT} > 10 \text{ GeV})$$

Der Index *FLT* soll verdeutlichen, daß die Schnittgrößen auf FLT-Ebene berechnet worden sind und daher im Vergleich zu den später offline in der Analyse berechneten Größen eine schlechtere Auflösung haben.

### 7.1.2 SLT

Auf SLT-Ebene werden neben einer Verschärfung der Schnitte auf die nun besser rekonstruierten Größen  $P_T$  und  $E_T$  auch eine zeitliche Einschränkung  $t_G$ , die Zeitmarke von Energiedeposition im Kalorimeter, angewendet. Neben einer verbesserten Selektion von CC-Ereignissen können so vor allen Dingen Untergrundereignisse reduziert werden, die nicht aus dem Bereich der ep-Wechselwirkungen hervorgegangen sein können. Die Größe  $t_G$  steht dem Trigger erstmals auf SLT-Ebene zur Verfügung. Die auf SLT-Ebene angewendeten Schnitte sind im einzelnen:

$$|t_G| < 7 \text{ ns} \wedge P_T^{SLT} > 6 \text{ GeV} \wedge E_T^{SLT}(-2ir) > 6 \text{ GeV} \wedge \text{gute CTD-Spuren} \leq 1$$

oder

$$|t_G| < 7 \text{ ns} \wedge P_T^{SLT} > 9 \text{ GeV} \wedge E_T^{SLT}(-1ir) > 8 \text{ GeV} \wedge E_{FCAL}^{SLT} > 20 \text{ GeV}$$

oder

$$|t_G| < 7 \text{ ns} \wedge P_T^{SLT} > 9 \text{ GeV} \text{ and } P_T^{SLT}(-1ir) > 8 \text{ GeV} \wedge E_{FCAL}^{SLT} > 20 \text{ GeV}$$

oder

$$|t_G| < 7 \text{ ns} \wedge \delta^{SLT} > 6 \text{ GeV} \text{ and } (P_T^{SLT})^2 > 2.25 \cdot E_T^{SLT} \text{ GeV}^2 \wedge \text{gute CTD Spuren}$$

Die Einschränkung der Größen  $P_T$  und  $E_T$  auf zum Beispiel  $P_T(-1ir)$  bedeutet dabei, daß die bei der Berechnung dieser Größe die FCAL-Zellen des ersten Rings um das Strahlrohr nicht berücksichtigt werden. Bei  $E_T(-2ir)$  werden bei der Berechnung von  $E_T$  dann dem entsprechend die FCAL-Zellen der ersten beiden Ringe um das Strahlrohr nicht verwendet. Der Index *SLT* verdeutlicht, daß die Größen auf SLT-Ebene berechnet werden, daß also insbesondere der nominelle Vertex für die Berechnung der transversalen Größen verwendet wird. Mit  $\delta$  wird hier die Größe  $(E - P_z)$  bezeichnet.

### 7.1.3 TLT

Auf TLT-Ebene werden die Bedingungen weiter verschärft. Es wird ein weiterer Schnitt auf eine Zeitmessung im oberen ( $t_{oben}$ ) und unteren ( $t_{unten}$ ) Kalorimeter eingeführt. Damit läßt sich kosmischer Untergrund, der den Detektor in der Regel von oben nach unten passiert, unterdrücken. Die Schnitte sind entweder

$$|t_{oben} - t_{unten}| < 8 \text{ ns} \wedge P_T^{TLT} > 6 \text{ GeV} \wedge \text{gute CTD - Spur}$$

oder

$$|t_{oben} - t_{unten}| < 8 \text{ ns} \wedge P_T^{TLT} > 6 \text{ GeV} \wedge E^{FCAL} > 10 \text{ GeV}$$



## 7.2 Kinematische Einschränkung

Mit der Jacquet-Blondel-Rekonstruktion der Gleichungen 5.3.a sieht man direkt, daß der transversale Impuls  $P_T$  unmittelbar mit den kinematischen Variablen verknüpft ist. Insbesondere ist ein Schnitt auf den transversalen Impuls auch ein Schnitt auf  $Q^2$  bei kleinen  $y$ . In Abbildung 5.2 wurde dieser Sachverhalt auch anschaulich dargestellt.

Die weitere **CC**-Selektion wurde über den nicht ausbalancierten, transversalen Impuls  $P_T$  in Abhängigkeit von dem hadronischen Winkel  $\gamma_h$  durchgeführt. Für den Bereich großer hadronischer Winkel ( $\gamma_h > 0.4$  rad) wurde für die **CC**-Selektion folgender minimaler transversaler Impuls verlangt:

- $P_T > 12$  GeV und
- $P_T(-ir) > 10$  GeV

Für kleine hadronische Winkel ( $\gamma_h < 0.4$  rad) wurde das Selektionskriterium verschärft:

- $P_T > 14$  GeV und
- $P_T(-ir) > 12$  GeV

Mit  $P_T(-ir)$  wird dabei der transversale Impuls bezeichnet, bei dem die direkt um das vorwärtige Strahlrohr herum angrenzenden Kalorimeterzellen von der Berechnung von  $P_T$  ausgeschlossen sind. Diese Anforderung an die Charakteristik des transversalen Impulses ist die erste Unterdrückung von Restgas-Ereignissen, die häufig große Energiedepositionen in diesen das Strahlrohr direkt umschließenden Kalorimeterzellen hinterlassen.

Mit einem Selektionskriterium von  $P_T > 12$  GeV, beziehungsweise  $P_T > 14$  GeV für den nicht ausbalancierten Transversalimpuls wurde der Kompromiß getroffen zwischen möglichst großem kinematischen Bereich und guter Selektierbarkeit. Der  $Q^2$ -Schnitt wurde damit auf  $Q^2 > 200$  GeV<sup>2</sup> festgelegt.

Die zweite kinematische Einschränkung wird durch die Rekonstruktion geliefert. Mit Gleichung 5.3.a kann man die  $Q^2$ -Auflösung zu

$$\frac{\Delta(Q^2)}{Q^2} = \sqrt{4 \left( \frac{\Delta P_T}{P_T} \right)^2 + \left( \frac{\Delta y}{1-y} \right)^2}$$

berechnen. Offensichtlich wird die  $Q^2$ -Auflösung für  $y \rightarrow 1$  sehr schlecht. Die Analyse wird daher auf  $y < 0.9$  beschränkt.

## 7.3 Weitere Unterdrückung von Untergrund

Die während der Datennahme erfolgende Selektion durch den Trigger und die kinematische Einschränkung reichen nicht aus, einen hinreichend reinen **CC**-Datensatz zu produzieren. Weiterer Schritte zur Unterdrückung von Untergrund müssen angebracht werden. Dieser bis hierher noch im Ereignissatz verbleibende Untergrund besteht im wesentlichen aus:

- Restgas-Ereignissen

Diese Ereignisse gehen aus einer starken Wechselwirkung von Strahlprotonen mit noch in dem Hochvakuum des Strahlrohrs enthaltenen Restgas unmittelbar in der Nähe, meist sogar innerhalb des Vertexbereiches der  $ep$ -Streuung hervor. Diese Ereignisklasse hat eine hohe Spurmultiplicität.

- Photoproduktions-Ereignissen

In welcher Form Photoproduktionsereignisse zum Untergrund beitragen wurde schon in Kapitel 4.2.2.1 diskutiert.

- Ereignissen des neutralen Stroms

Der Untergrundbeitrag von Ereignissen mit neutralem Strom wurde schon in Kapitel 4.2.2.2 erläutert.

- Halo-Müonen

Halo-Müonen werden Müonen genannt, die in dem Halo des Protonstrahls den Detektor parallel zu der Strahlrichtung passieren. Sie besitzen etwa gleiches Timing wie die Protonpakete da sie aus einer Wechselwirkung des Protonstrahls mit Teilen des Beschleunigers stammen.

- Kosmische Strahlung

Der Untergrund der kosmischen Strahlung besteht im wesentlichen ebenfalls aus Müonen. Im Unterschied zu Halo-Müonen durchlaufen diese Müonen den Detektor von oben nach unten. Dabei deponieren sie Energie im CAL, so daß ein nicht ausbalancierter Transversalimpuls gemessen wird.

Die physikalischen Untergrundprozesse der Photoproduktion und der Ereignisse des neutralen Stroms wurden durch Simulation (siehe dazu Kapitel 4.2.2) untersucht, um dann den Grad der Kontamination des nach Anbringung aller Schnitte verbleibenden Untergrundes im finalen **CC**-Datensatzes abschätzen zu können (Kapitel 9.1).

Schwieriger verhält sich der nicht-physikalische, also nicht aus einer  $ep$ -Wechselwirkung stammende und daher auch nicht ohne erheblichen Aufwand simulierbare Untergrund aus Halo-Müonen, kosmischer Strahlung und Restgas-Ereignissen. Für sie sind zusätzlich weitere Schnitte zur sorgfältigen Unterdrückung des Untergrundes angebracht worden.

Die hier in der Analyse angebrachten Schnitte sind bis auf wenige Ausnahmen konzeptionell stark an vorangegangene **CC**-Analysen in [8] oder [10] angelehnt. Für eine weiterführende Diskussion der Klassifikation von **CC**-Ereignissen nach dem hadronischen Winkel  $\gamma_h$  sowie einer ausführlicheren Beschreibung der folgenden Aufzählung der Schnitte sei auf die gerade erwähnten Analysen verwiesen.

### 7.3.1 Unterdrückung von Restgas-Ereignissen

#### 7.3.1.1 Einschränkung des Ereignisvertex

Ein guter Hebel um Restgasereignisse zu unterdrücken, liegt in einer Beschränkung der  $z$ -Vertexposition des Ereignisses. Der Ereignisvertex wird auf eine Region von  $\pm 50$  cm um den nominellen Vertex eingeschränkt:

- $|vt_z| < 50\text{cm}$

Dabei ist der Vertex in Abhängigkeit des hadronischen Winkels  $\gamma_h$  von den Spurkammern, CTD und F/RTD, oder mit dem Kalorimeter CAL vermessen worden (siehe dazu Kapitel 6).

#### 7.3.1.2 Schnitte auf Spurqualitäten

Weitere gute Schnitte gegen Restgasereignisse sind Schnitte auf von der zentralen Driftkammer CTD gemessenen Spurqualitäten. Von den Ereignissen mit in der zentralen Driftkammer gemessenen Spuren wird für Ereignisse mit einem hadronischen Winkel  $\gamma_h > 0.4\text{rad}$  verlangt, daß sie folgende Anforderungen erfüllen:

- $N_{\text{CTD-Spuren}}^{\text{gut}} \geq 1$  und
- $N_{\text{CTD-Spuren}}^{\text{gut}} > 0.25 \cdot (N_{\text{CTD-Spuren}}^{\text{gesamt}} - 20)$

Eine “gute” CTD-Spur ist dabei als eine Spur definiert, die auf den Ereignisvertex zeigt und in einem Polarwinkelbereich von  $15^\circ < \theta^{\text{Spur}} < 164^\circ$  liegt.

Wie schon erwähnt, weisen Restgasereignisse eine hohe Spurmultiplicität auf, jedoch lassen sich weniger Spuren dem Ereignisvertex zuordnen. Dies ist vor allen Dingen dann der Fall, wenn es sich um eine Überlagerung von Restgasereignissen mit Ereignissen aus einer  $ep$ -Kollision handelt. Um solche Ereignisse zu unterdrücken wurde der zweite Schnitt auf Spurgrößen eingeführt.

Ein weiterer Schnitt auf Spurgrößen erzwingt die Übereinstimmung des von der CTD durch Spuren und von dem CAL durch Energieeinträge gemessenen Azimutwinkels  $\phi$  des Jets. Die maximale Differenz  $\Delta\phi$  der Winkel wird in Abhängigkeit von dem transversalen Impuls  $P_T$  wie folgt beschränkt:

- $\Delta\phi \leq 2.0$ , wenn  $P_T \geq 20$  GeV
- $\Delta\phi \leq 0.5$ , wenn  $P_T < 20$  GeV

### 7.3.2 Unterdrückung von Photoproduktions-Ereignissen

Photoproduktionsereignisse weisen in der Regel einen im Vergleich zu **CC**-Ereignissen kleinen transversalen Impuls von maximal bis zu 20 GeV auf und das Verhältnis von transversalem Impuls zu transversaler Energie für Photoproduktion ist kleiner als eins. Bei **CC**-Ereignissen sollten dahingegen transversaler Impuls und transversale Energie in etwa gleich groß sein, denn **CC**-Ereignisse weisen vorwiegend größere  $P_T$ -Werte und damit auch größere  $P_T/E_T$ -Werte auf, so daß ein Schnitt auf dieses Verhältnis zur Eliminierung von Photoproduktion gesetzt wird. Nur bei kleinen  $P_T$  kann das Verhältnis  $P_T/E_T$  in den Bereich für **CC**-Ereignisse kommen. Der Schnitt auf diese Größe erfolgte daher in Abhängigkeit von dem transversalen Impuls  $P_T$ . Der Schnitt wird so gesetzt, daß:

- für  $P_T < 30$  GeV Ereignisse ein  $P_T/E_T > 0.55$  verlangt wird und
- für  $P_T \geq 30$  GeV kein  $P_T/E_T$ -Schnitt vorliegt.

Für Ereignisse mit kleinem hadronischen Winkel  $\gamma_h < 0.4$  rad wird dieser Schnitt verschärft. Solche Ereignisse werden unabhängig von dem transversalen Impuls  $P_T$  eliminiert, wenn:

- $P_T/E_T < 0.6$

### 7.3.3 Unterdrückung von Ereignissen mit neutralem Strom

Die Größe  $\delta = (E - P_Z) = 2 \cdot E_e$  ist für Ereignisse mit neutralem Strom eine Erhaltungsgröße, die bei 55 GeV ihren Mittelwert hat. Für **CC**-Ereignisse liegt diese Größe aufgrund des im leptonenischen Endzustandes nicht nachgewiesenen Neutrinos etwa bei null. Eine spezielle Unterdrückung von Ereignissen mit neutralem Strom erfolgt, wenn  $\delta > 20$  GeV vorliegt. In diesem Fall wird eine Routine<sup>1</sup> abgearbeitet, die **NC**-Ereignisse über das Aufsuchen eines im Ereignis vorhandenen Elektrons und Abgleichens von Kalorimeterinformation und Spurinformaton der CTD unterdrückt.

<sup>1</sup>NC\_REJECT von A. D. Tapper

### 7.3.4 Unterdrückung von Halo-Müon und kosmischen Ereignissen

Zur Unterdrückung von Halo-Müonen und kosmischen Untergründereignissen wird auf das Verhältnis von der im BCAL gemessenen hadronischen Energie,  $E_{\text{BHAC}}$ , zu der Gesamtenergie im BCAL,  $E_{\text{BCAL}}$ , geschnitten. Ereignisse werden unterdrückt, wenn

- wenn  $E_{\text{BCAL}} > 2 \text{ GeV}$  und  $E_{\text{BHAC}}/E_{\text{BCAL}} > 0.9$

Mit diesem Schnitt werden Halo-Müonen und kosmische Strahlung von den **CC**-Ereignissen getrennt, die nicht mittig den Detektor passieren und so keine Energie in den elektromagnetischen Sektoren des Kalorimeters deponieren können.

Nicht alle Untergrund-Müonen können mittels dieses einfachen Schnitts unterdrückt werden. Zusätzlich mußten die **CC**-Ereignisse eine komplexe Filtersoftware, das sogenannte **MUFFIN**-Programmpaket<sup>2</sup>, passieren. Dieses Programmpaket benutzt dabei zum detektieren von Müonen die Topologie der Energiedepositionen im Kalorimeter und Spurgrößen in der zentralen Driftkammer. Außerdem greift diese Software auf Informationen anderer Detektor-komponenten, wie zum Beispiel das Restenergiekalorimeter BAC und die Müonenkammern zurück.

Mit **MUFFIN** wurden insgesamt etwa 50 Untergründereignisse aus dem **CC**-Datensatz nach Anwendung aller anderen Schnitte herausgefiltert. Eine vollständige Liste dieser Ereignisse findet sich in Anhang C in Tabelle C.1.

### 7.3.5 Weitere Schnitte

Über die gezielt gegen eine spezifische Art von Untergrund angesetzten Schnitte hinaus wurden noch weitere Säuberungsschnitte angebracht. Dazu zählt eine weitere Einschränkung der schon während der Datennahme auf Triggerniveau vorgenommenen Zeitmessung von Energieeinträgen im Kalorimeter sowie eine Unterdrückung von Ereignissen, bei denen eine zufällige Entladung einzelner Photomultiplier stattgefunden hat. Da eine Kalorimeterzelle durch zwei Photomultiplier gleichzeitig ausgelesen wird, kann dabei die Zufälligkeit einer solchen Entladung über eine Energiedifferenz beider Multiplier nachgewiesen werden.

## 7.4 Zusammenfassung der angewendeten Schnitte

Eine Zusammenfassung der angewendeten Schnitte gibt Abbildung 7.2. Abgebildet ist der prozentuale Anteil an Ereignissen, die von den einzeln betrachteten Schnitten entfernt werden, gegen den auf der  $x$ -Achse aufgetragenen Schnitt. Der obere Teil der Abbildung gibt dabei das Verhalten der Schnitte auf Daten wieder, der unter das auf simulierten Ereignissen. In dem ersten Bin ist jeweils der Anteil von Ereignissen eingetragen, der alle Schnitte passiert. Erwartungsgemäß ist die Vorselektion bei Daten nur sehr schwach, so daß nur ein sehr kleiner Anteil von Ereignissen in den finalen **CC**-Datensatz gelangt. Bei dem Signal-MC dahingegen ist der Anteil sehr hoch, und es werden im wesentlichen Ereignisse nur aufgrund der kinematischen Einschränkungen unterdrückt. Die schraffierten Histogramme zeigen die Ereignisse, die ausschließlich von einem Schnitt herausgefiltert werden. Dies betrifft für Daten-Ereignisse und MC-Ereignisse nur wenige, das heißt, daß eine Zusammenstellung von mehreren Schnitten für die Entfernung von Untergrund notwendig ist.

---

<sup>2</sup>Software von A. Kruse und A. v. Sighem, Dokumentation in [42].

## 7.5 Kontrollgrößen

Damit auf einer bestimmten Größe überhaupt ein Schnitt angebracht werden kann, muß die Verteilung der Größe gut im MC simuliert sein. Um dies zu prüfen ist in Abbildung 7.3 eine Zusammenstellung der für die Analyse wichtigsten Größen gegeben. Die Punkte in den Histogrammen zeigen dabei die Verteilung der Datenereignisse des finalen **CC**-Datensatzes, das heißt nach der Anwendung aller Selektionskriterien. Die Datenverteilung werden verglichen mit dem luminositätsgewichteten MC-Ereignissen (hellgraues Histogramm). Dabei ist das MC hier die Summe aus dem Signal-MC und dem in Kapitel 9.1 abgeschätzten Untergrund aus Photoproduktionsprozessen und Prozessen mit ungeladenem Strom (**NC**). Der Anteil des Untergrundes in den Verteilungen ist durch das dunkelgraue Histogramm dargestellt. Dabei ist anzumerken, daß die Darstellung in  $y$  logarithmisch ist und der relativ kleine Untergrundanteil optisch überproportional zur Geltung kommt. Die Verteilungen von Daten und MC zeigen eine gute Übereinstimmung.

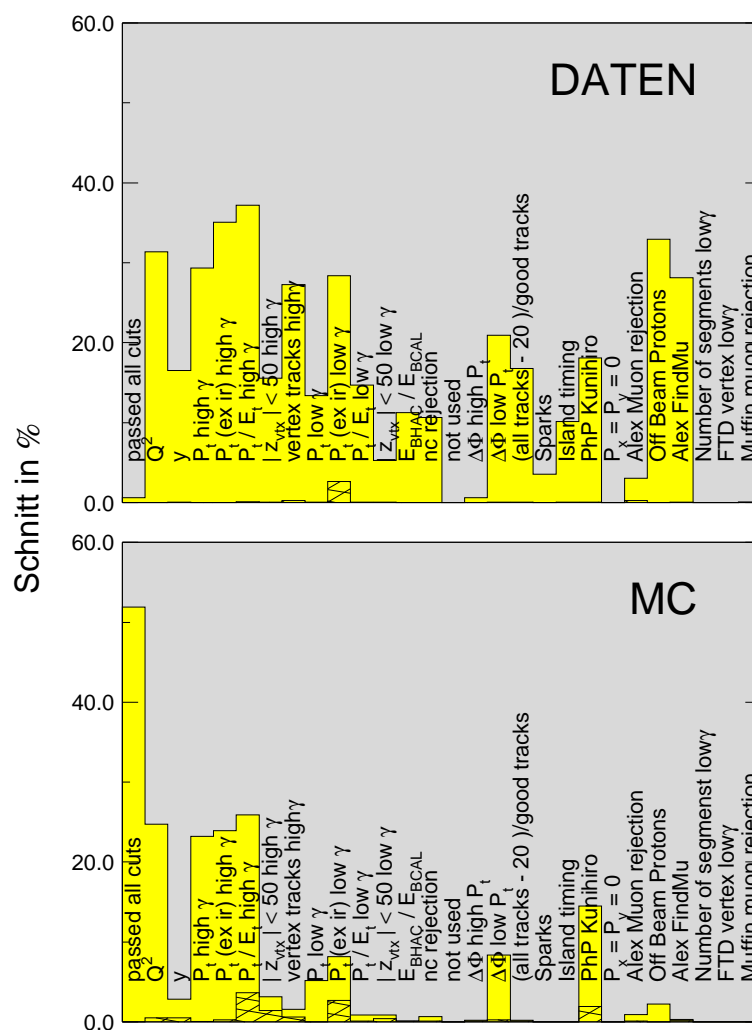


Abbildung 7.2: Zusammenfassung der angewendeten Schnitte. Erläuterung siehe Text.

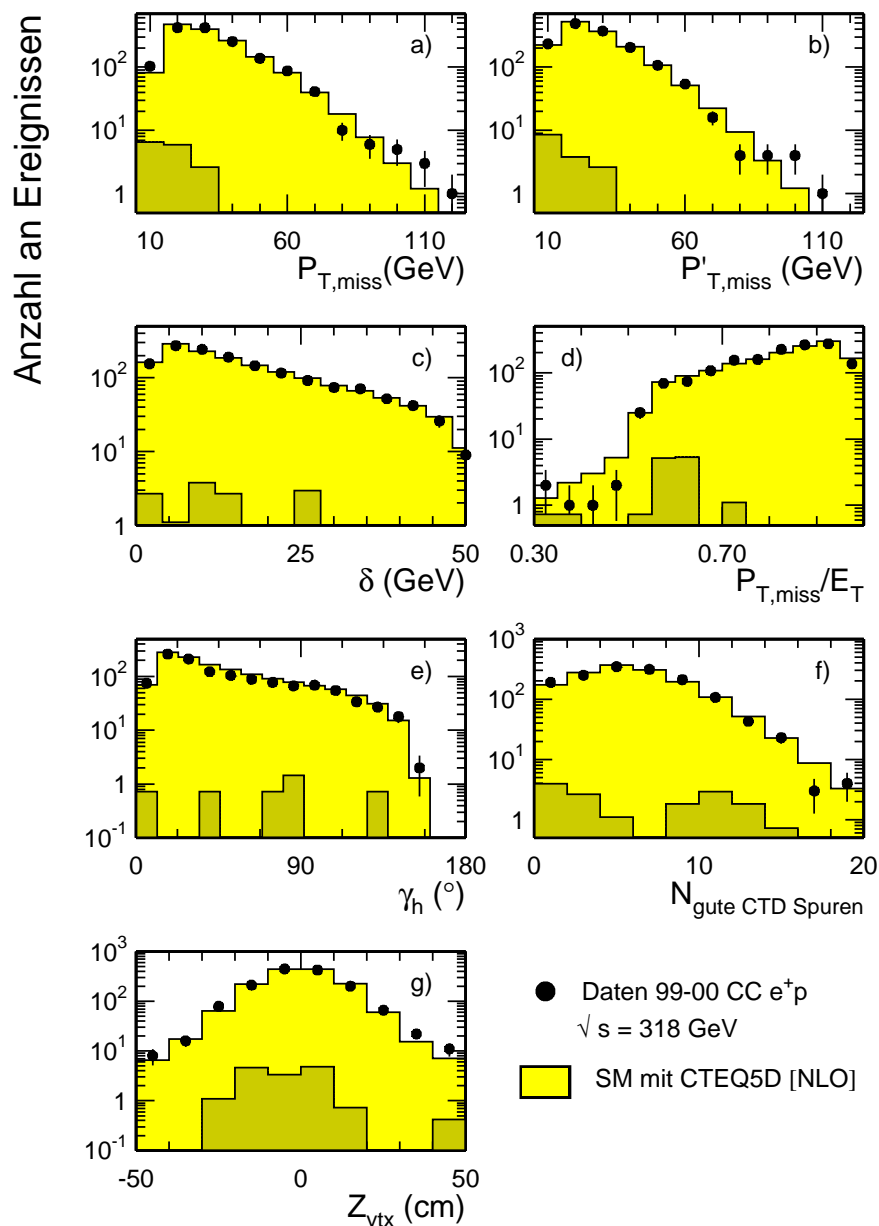


Abbildung 7.3: Zusammenstellung von Kontrollverteilungen der wichtigsten kinematischen Größen und anderer Variablen des finalen **CC**-Datensatzes (Punkte) und der luminositätsgewichteten Monte Carlo-Simulation basierend auf der ARIADNE-Fragmentation. Als dunkelgraues Histogramm ist die Verteilung des im finalen Datensatz verbleibenden Untergrundes aus Photoproduktion und Ereignissen mit neutralem Strom eingezeichnet. Zu sehen sind Kontrollverteilungen für den transversalen Impuls (a), den transversalen Impuls ausschließlich erster FCAL-Ring um das Strahlrohr (b), die Größe  $\delta = E - P_z$  (c), transversaler Impuls über transversaler Energie (d), hadronischer Winkel (e), gute CTD-Spuren (f) und Vertex (g).

## Kapitel 8

# Die Entfaltung der Wirkungsquerschnitte

Um Wirkungsquerschnitte messen zu können, müssen die kinematischen Variablen in Bins eingeteilt werden. Das Binning ist dabei so zu wählen, daß bei größtmöglicher Reinheit, Effizienz und Akzeptanz in den Bins auch eine hinreichend große Statistik gewährleistet wird. Außerdem müssen die Bingenzen die Auflösung der Rekonstruktion der zu binnenden Variablen berücksichtigen.

### 8.1 Auflösung, Effizienz, Reinheit, und Akzeptanz

Bei einer statistischen Analyse sind neben der Auflösung die Reinheit-, Effizienz und Akzeptanzbestimmung der kinematischen Variablen von entscheidender Bedeutung für die Qualität der Analyse. Die Bestimmung dieser Größen muß mittels der simulierten Daten vorgenommen werden, da nur hier das benötigte Wissen über die wahren Werte und die rekonstruierten Werte einer kinematischen Größe vorliegt.

Für die folgenden Studien werden Ereignisse dann als in einem Bin rekonstruiert angesehen, wenn Sie nach der kinematischen Rekonstruktion zusätzlich noch alle Schnittbedingungen aus Kapitel 7 genügen. Ein Ereignis wird als in einem Bin generiert angesehen, wenn es lediglich nach Anwendung der kinematischen Einschränkung (Abschnitt 7.2) der Analyse in diesem Bin generiert wurde.

#### 8.1.1 Auflösung

Die Auflösung der kinematischen Rekonstruktion ist definiert als:

$$\text{Auflösung} = \frac{(\text{Variable}_{\text{rekonstruiert}} - \text{Variable}_{\text{wahr}})}{\text{Variable}_{\text{wahr}}} \quad (8.1)$$

#### 8.1.2 Effizienz

Die Effizienz in einem Bin gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis in diesem Bin auch gemessen wird:

$$\text{Effizienz} = \frac{N_{\text{gemessen}}}{N_{\text{generiert}}} \quad (8.2)$$

### 8.1.3 Reinheit

Die Reinheit in einem Bin ist definiert als der Bruchteil der Ereignisse, die in das Bin gehören, zu den in diesem Bin gemessenen:

$$Reinheit = \frac{N_{\text{gemessen}}^{\text{generiert}}}{N_{\text{gemessen}}} \quad (8.3)$$

In aller Regel geht eine hohe Reinheit auf Kosten der Effizienz: Ist die Effizienz in dem betrachteten Bin hoch, werden wahrscheinlich nicht nur dort generierte Ereignisse gemessen, sondern es migrieren auch andere Ereignisse in dieses Bin.

Idealerweise liegt die Reinheit bei 60%. Liegt die Reinheit deutlich darunter, verliert die Messung in diesem Bin an Aussagekraft.

### 8.1.4 Akzeptanz

Die vierte Größe ist die Akzeptanz in einem Bin, die jedoch lediglich eine andere Betrachtung ermöglicht, da sie sich aus der Reinheit und der Effizienz berechnen läßt. Die Akzeptanz ist definiert als Bruchteil aller in einem Bin gemessenen Ereignisse zu den in dem Bin generierten:

$$Akzeptanz = \frac{N_{\text{gemessen}}}{N_{\text{generiert}}} \quad (8.4)$$

$$Akzeptanz = \frac{Effizienz}{Reinheit} \quad (8.5)$$

Die Akzeptanz kann Werte größer eins annehmen, wenn bei einer hohen Effizienz eine niedrige Reinheit vorliegt.

## 8.2 Bin-Definitionen

Die Bingenzen wurden unter Optimierung der Effizienz, Reinheit und Auflösung der kinematischen Rekonstruktion und statistischem Fehler bestimmt. Die Variable  $Q^2$  wurde in neun einfach-differentielle Bins eingeteilt, die beiden SkalenvARIABLEN  $x$  und  $y$  in jeweils sieben.

Die Bingenzen für die kinematischen Variablen wurden für die Entfaltung der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte, wie im Anhang A in den Ergebnis-Tabellen A.1 bis A.1 gezeigt, festgelegt.

Dabei wurden die einzelnen Binbreiten in  $Q^2$  logarithmisch gleich breit gewählt. Lediglich das Bin für die höchsten  $Q^2$ -Werte wird aufgrund der eingeschränkten Statistik größer gewählt. Die Wirkungsquerschnitte werden an den Schwerpunkten der Bins, also in etwa an der logarithmischen Mitte der Bins entfaltet.

Gleiches gilt für die Einteilung der SkalenvARIABLE  $x$ . Es wurden für den gesamten  $x$ -Bereich nur zwei logarithmische Binbreiten gewählt. Dabei wurde wegen der schlechteren Rekonstruktion, bedingt durch die Jacquet-Blondel-Methode, für sehr kleine  $x$  größere Binbreiten gewählt (siehe dazu Abbildung 8.2 oder die kinematische  $Q^2$ - $x$ -Ebene der Abbildung 5.2 mit den eingezeichneten doppelt-differentiellen Bins).

Die Bin-Breiten für die kinematische Variable  $y$  wurde für die beiden kleinsten Bins etwas kleiner gewählt als für den Rest. In diesen beiden Bins ändert sich der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt besonders stark. Für  $y$  wurden nicht wie für  $Q^2$  und  $x$  logarithmisch



gleiche Binbreiten gewählt, sondern lineare und der Wirkungsquerschnitt wird in der geometrischen Bin-Mitte entfaltet.

Für die Entfaltung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde die kinematische Ebene in  $x$  und  $Q^2$ , wie in der im Anhang A zu findenden Tabelle A.4 angegeben ist, in Bins eingeteilt.

Die Grenzen sowohl der einfach-differentiellen, als auch der doppelt-differentiellen Bins sind mit denen der vorangegangenen **CC**-Analysen aus den Jahren 1994-1997 (Positronen) und 1998-1999 (Elektronen) und 1998-1999 (Elektronen) weitgehend identisch.

Die Ergebnisse der Effizienz- und Reinheitsstudien, sowie der kinematischen Auflösung mit Hinblick auf die Bindefinitionen werden in den folgenden beiden Abschnitten 8.2.1 und 8.2.2 gezeigt.

### 8.2.1 Auflösung der kinematischen Rekonstruktion

Die Auflösung der kinematischen Rekonstruktion wurde aus einer MC-Studie bestimmt. In den Histogrammen der Abbildungen 8.1 bis 8.3 aufgetragen liest man zum Beispiel für die Auflösung der Variablen  $Q^2$  den Wert  $(Q^2_{rekonstruiert} - Q^2_{wahr})/Q^2_{wahr}$  ab. Analog wurde diese Größe für alle Bins auch der anderen beiden kinematischen Variablen  $x$  und  $y$  gemessen. Die in die einzelnen Bins eingezeichneten Linien zeigen qualitativ die Binbreiten im Vergleich zu der kinematischen Rekonstruktion. Mit diesem Vergleich ist zu erkennen, daß die Binbreiten in jedem Bin weiter gewählt wurden als einer Standardabweichung der kinematischen Auflösung entspricht.

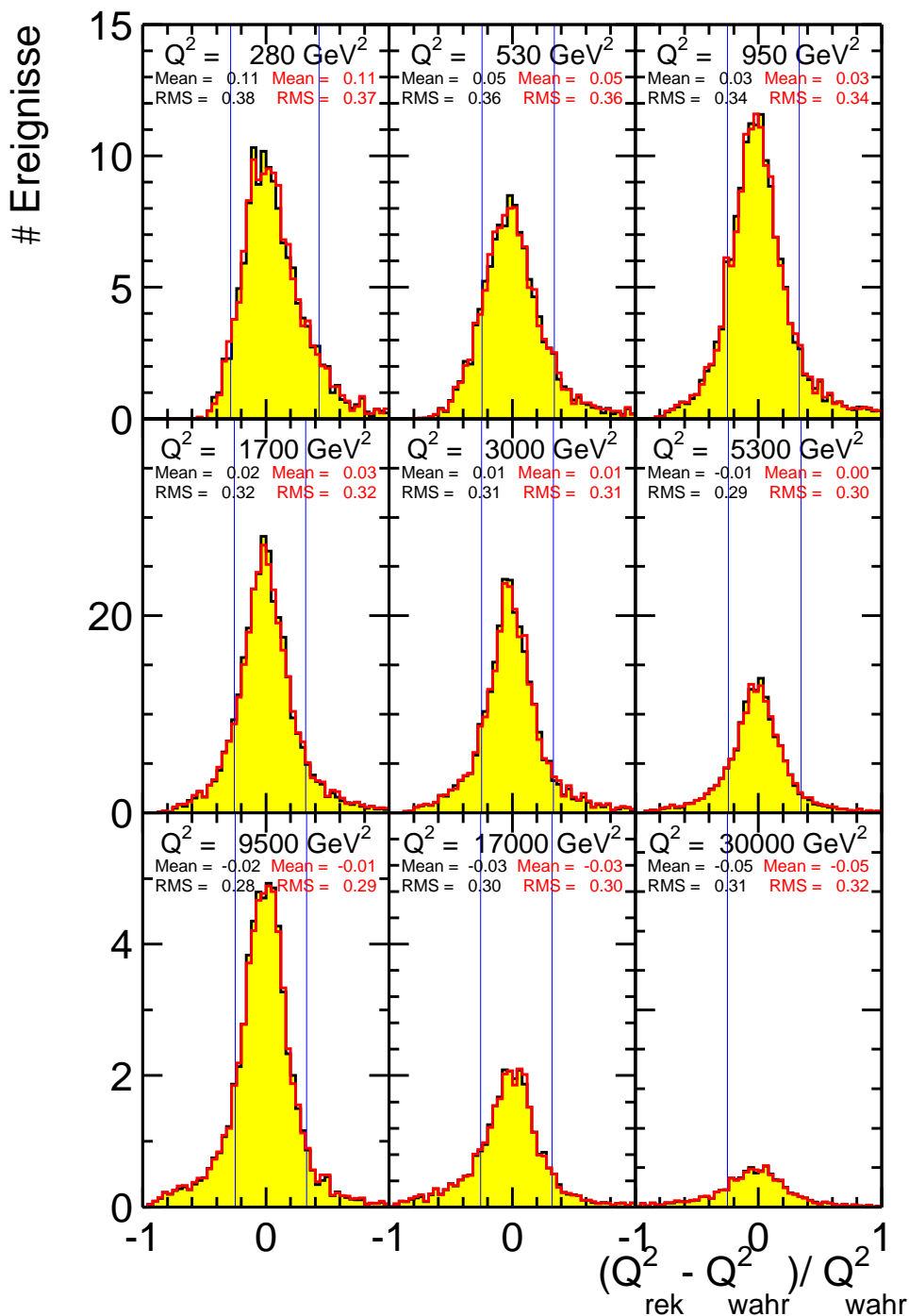
MC Auflösung in  $Q^2$  alle  $\gamma$ 

Abbildung 8.1: Auflösung der kinematischen Rekonstruktion der Variablen  $Q^2$  in den einzelnen Bins für den finalen MC-Ereignissatz. Die in die Bins eingezeichneten Linien zeigen dabei qualitativ die Bingrenzen im Vergleich zu der kinematischen Rekonstruktion. Das Bin mit dem höchsten  $Q^2$ -Wert ist nach oben hin offen; hier ist nur die untere Bingrenze eingezeichnet.

# MC Auflösung in $x$ alle $\gamma$

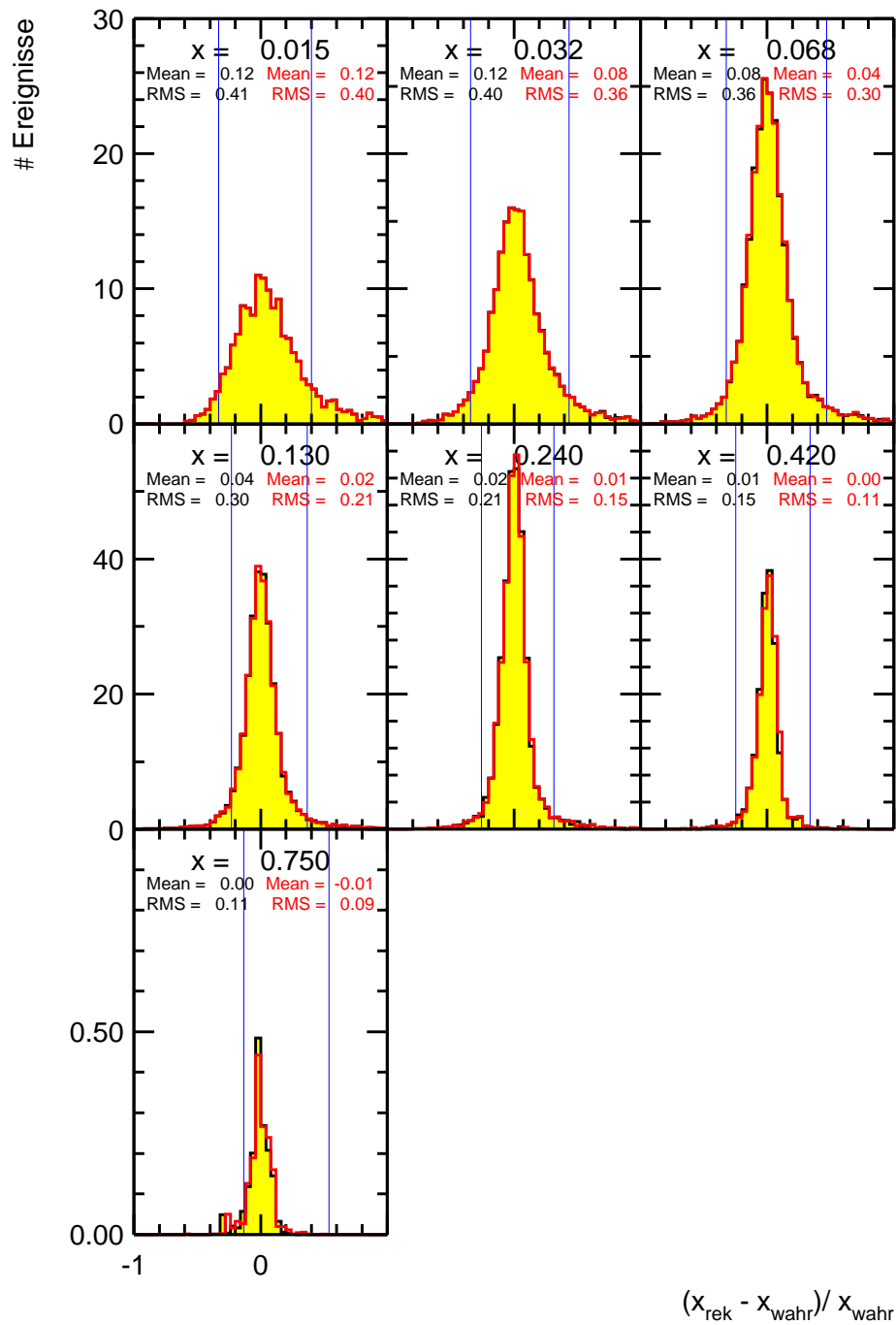


Abbildung 8.2: Auflösung der kinematischen Rekonstruktion in  $x$  im Vergleich zu den Bin-grenzen.

## MC Auflösung in $y$ alle $\gamma$

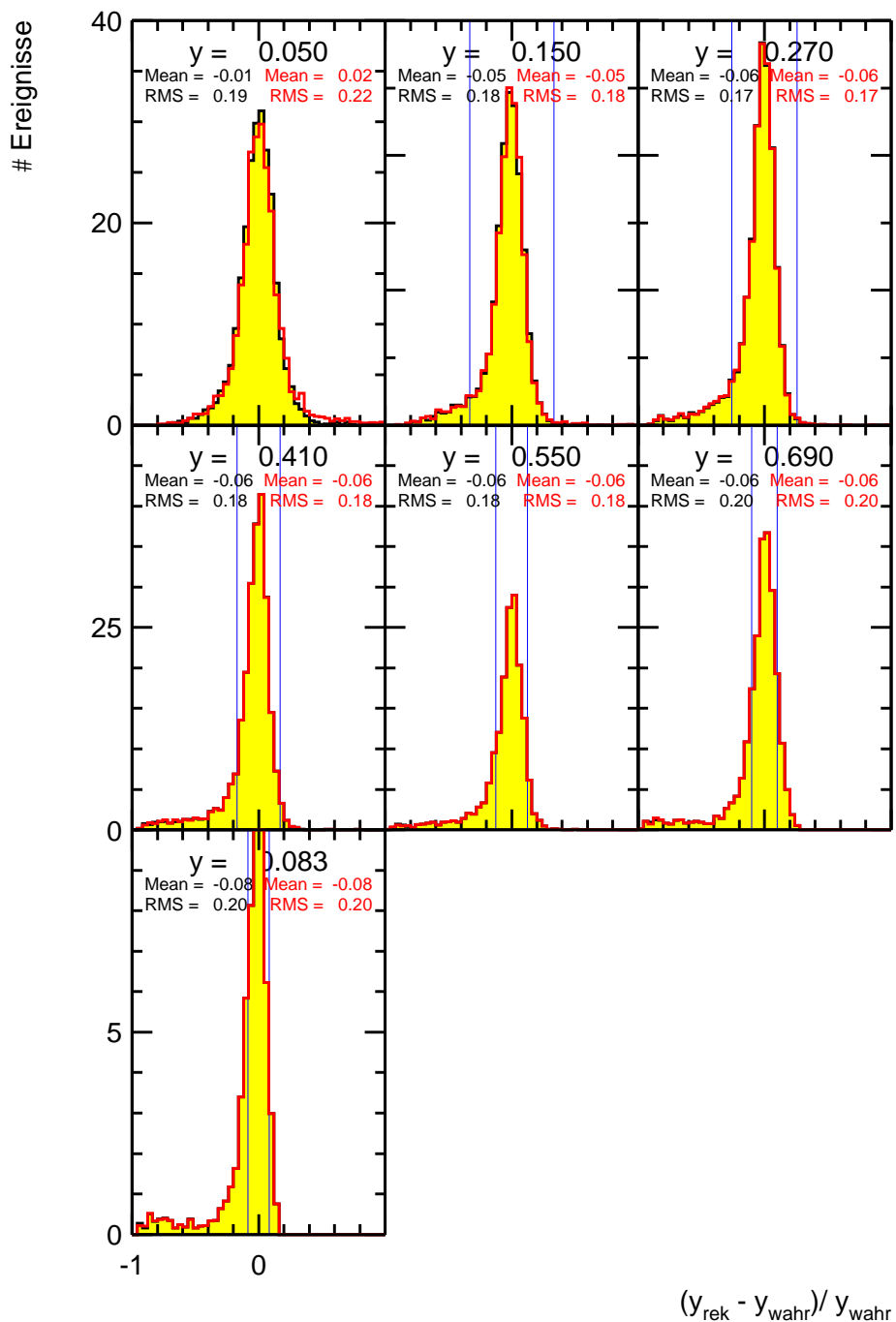


Abbildung 8.3: Auflösung der kinematischen Rekonstruktion in  $y$  im Vergleich zu den Bin-grenzen.

### 8.2.2 Reinheitsbestimmung und Effizienzbestimmung

In Abbildung 8.4 sowie 8.5 sind die MC-Studien zu den Akzeptanz- und Reinheits- und Effizienzbestimmungen in den einfach-differentiellen und den doppelt-differentiellen Bins dargestellt.

Für die einfach-differentiellen Bins ist die Reinheit in allen drei kinematischen Variablen in fast allen Bins deutlich über 60%. Lediglich in  $Q^2$  liegt die Reinheit in dem höchsten Bin bei 50%. Effizienz und Akzeptanz weisen ebenfalls befriedigende Werte auf.

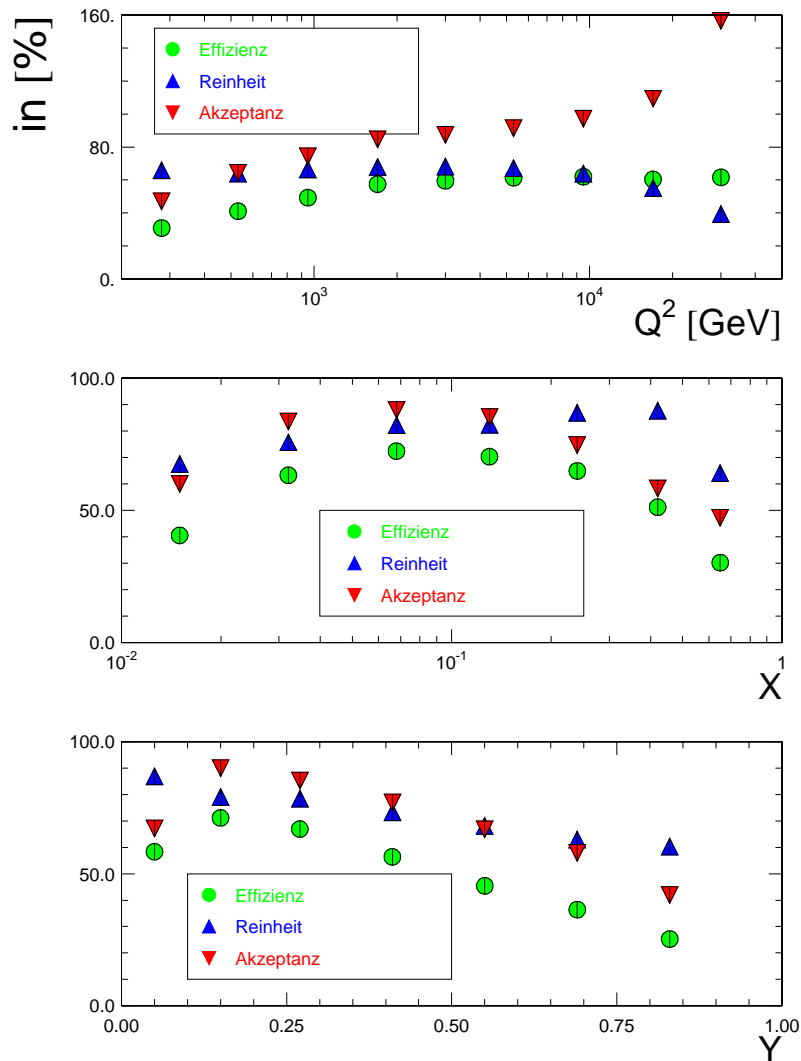


Abbildung 8.4: Effizienz-, Reinheits- und Akzeptanz-Bestimmung in den einfach-differentiellen  $Q^2$ -,  $x$ - und  $y$ -Bins.

Abbildung 8.5 gibt Aufschluß über die drei diskutierten Werte in einem Diagramm. Zu sehen ist die kinematische  $x$ - $Q^2$ -Ebene. Als Kasten eingezeichnet finden sich die doppelt-differentiellen Bins. Die Gerade gibt das kinematische Limit von  $y = 0.9$  an. In jedem Bin finden sich vier Zahlen: In der oberen Reihe eines Bins ist die Anzahl der **CC**-Ereignisse in Daten und MC aufgeführt. In der unteren, linken Ecke wird die Akzeptanz in diesem Bin angegeben und in der unteren, rechten der Wert für die Reinheit. Diese beiden Werte sind als Prozentzahlen gegeben. Sinkt die Reinheit unter 50% und die Effizienz unter 30% so wird

dieses Bin nicht grau unterlegt, sondern bleibt weiß.

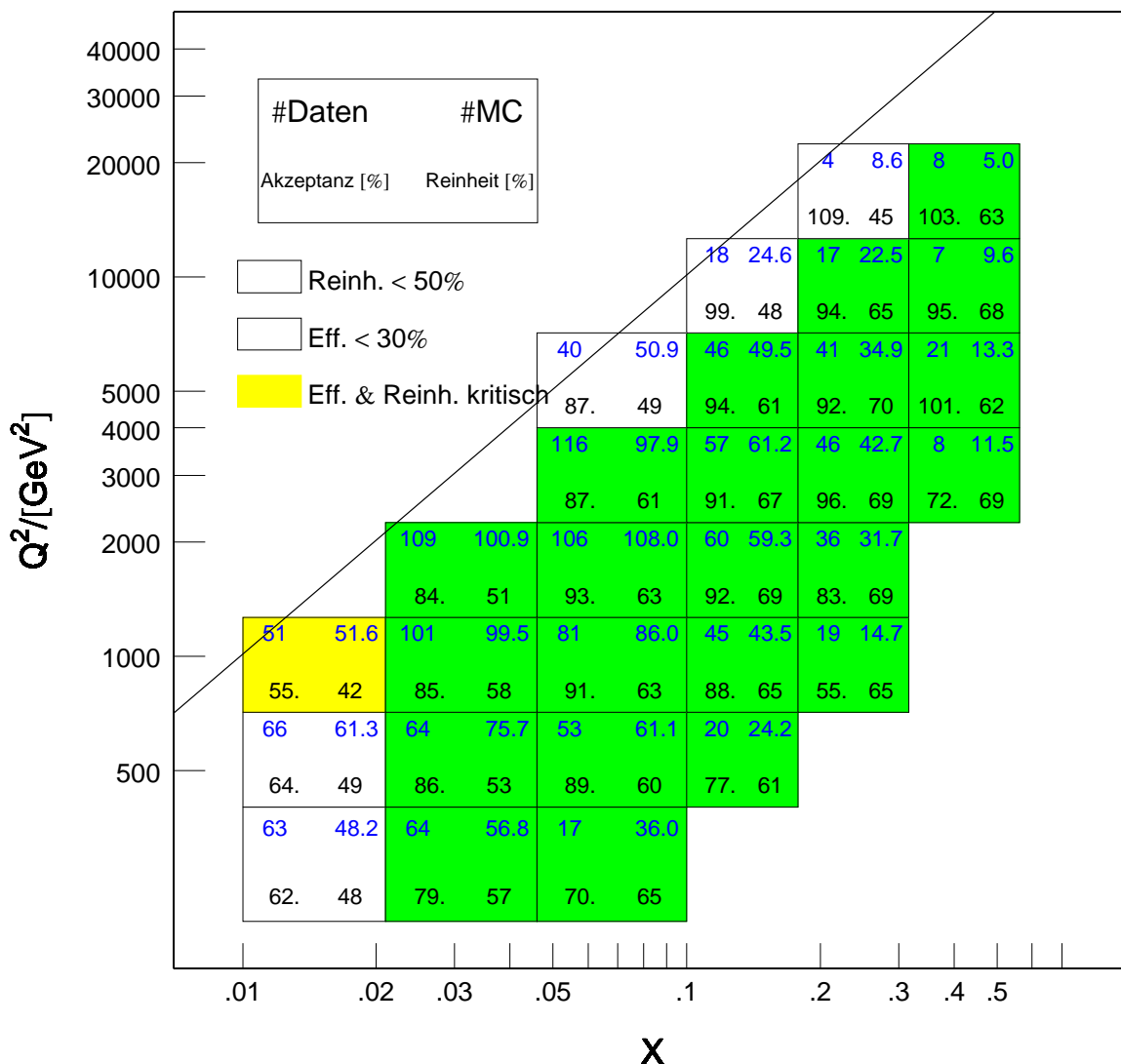


Abbildung 8.5: Reinheits- und Akzeptanz-Bestimmung in den doppelt-differentiellen  $xQ^2$ -Bins. Zur Interpretation des Diagramms siehe Text.

### 8.3 Entfaltung der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte werden binweise entfaltet. (Zur Entfaltung der Wirkungsquerschnitte sei auch auf [10] verwiesen, wo sich eine schöne Darstellung finden läßt.) Zur Entfaltung wird aus der Anzahl der in dem Bin nach Verwendung aller Selektionskriterien und Schnitten gemessenen **CC**-Ereignisse der abgeschätzten Anzahl von Untergrundeignissen und der gemessenen Detektorakzeptanz sowie der Luminosität der Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnet:

$$\sigma_{gemessen} = \frac{(N_{Daten} - N_{Untergrund})}{Acc \cdot \mathcal{L}_{Daten}} \quad (8.6)$$

Soll das Ziel der Messung ein Bornscher Wirkungsquerschnitt sein, so müssen an dieser Stelle noch Strahlungskorrekturen angebracht werden (siehe Abschnitt 2.1.4), die sich aus MC-Studien berechnen lassen:

$$\sigma_{Born} = \mathcal{C}_{Strahlung} \cdot \sigma_{gemessen} \quad (8.7)$$

mit der Strahlungskorrektur

$$\mathcal{C}_{Strahlung} = \frac{\sigma_{Born}^{Theorie}}{\sigma_{gemessen}^{MC}} \quad (8.8)$$

Unter Berücksichtigung von  $N_{MC} = \text{Acc} \cdot \mathcal{L}_{MC} \cdot \sigma_{gemessen}^{MC}$  kann man den Bornschen Wirkungsquerschnitt aus Gleichungen 8.6 und 8.7 direkt bestimmen:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{(N_{\text{Daten}} - N_{\text{Untergrund}})}{N_{MC}^{\text{Exp}}} \cdot \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}_{\text{Daten}}} \cdot \left. \frac{d\sigma_{Born}^{Theorie}}{dQ^2} \right|_{Q_{\text{Bin}}} \quad (8.9)$$

Dabei ist die Anzahl  $N_{MC}^{\text{Exp}} \cdot \mathcal{L}_{MC} / \mathcal{L}_{\text{Daten}}$  die Anzahl der luminositätsgewichteten MC-CC-Ereignisse.





## Kapitel 9

# Abschätzung von Untergrund und systematischen Abhängigkeiten

Bevor die Ergebnisse in Kapitel 10 vorgestellt werden, werden in diesem Kapitel die wichtigen Punkte der Abschätzung des verbleibenden Untergrundes sowie die systematischen Abhängigkeiten der Analyse diskutiert. Zum einen muß für eine Messung der Wirkungsquerschnitte gemäß Gleichung 8.9 der in dem finalen **CC**-Datensatz noch enthaltene Untergrund abgeschätzt werden. Zum anderen gilt es, für den Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen neben dem statistischen Fehler auch den systematischen Fehler sowohl in Bezug auf die Messung als auch für die theoretische Vorhersage zu berücksichtigen.

### 9.1 Abschätzung des Untergrundes

Der Untergrund wird auf zwei verschiedenen Arten abgeschätzt: durch MC-Studien an Ereignissen, die die Selektionskriterien in Kapitel 7 passiert haben und durch Studien an ungepaarten Strahlpaketen.

#### 9.1.1 Untergrund aus Photoproduktion

Zur Abschätzung des Photoproduktionsuntergrundes wurde auf den in Kapitel 4.2.2 Abschnitt 4.2.2.1 vorgestellten MC-Datensatz von direkten und aufgelösten Photoproduktionsergebnissen zurückgegriffen. Dabei lag die Luminosität sowohl des direkten als auch des aufgelösten Prozesses in der Größenordnung der Datenluminosität:

$$\mathcal{L}_{\text{direkt Php}}^{\text{MC}} \approx \mathcal{L}_{\text{aufgelöst Php}}^{\text{MC}} \approx \mathcal{L}^{\text{Daten}}$$

Auf diesen Datensatz wurden die gleichen Schnitte angewendet wie für die Selektion der **CC**-Ereignisse. Die verbleibenden Ereignisse wurden luminositätsgewichtet in den Bins gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.1 gezeigt.

#### 9.1.2 Untergrund aus NC-Ereignissen

Zur Abschätzung des **NC**-Untergrundes wurde vergleichbar vorgegangen: Insgesamt wurde etwa die doppelte Daten-Luminosität an **NC**-Ereignissen generiert ( $\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{MC}} \approx 2 \cdot \mathcal{L}^{\text{Daten}}$ , siehe dazu Kapitel 4.2.2, Abschnitt 4.2.2.2). Die luminositätsgewichtete Anzahl von Ereignissen, die alle Schnitte passierten sind ebenfalls in Abbildung 9.1 eingezeichnet.

### 9.1.3 Untergrund aus Restgas-Ereignissen

Der Untergrund aus Restgas-Ereignissen, der nach der Selektion der Ereignisse (Kapitel 7.3) noch verblieben ist, wurde nicht durch eine Simulation bestimmt. Um diesen Untergrund abzuschätzen, wurden Ereignisse aus ungepaarten Protonpaketen, also Protonpaketen ohne zugehöriges Positronpaket, des HERA-Colliders, analysiert. Wird daher ein vermeintliches CC-Ereignis zu einem Zeitpunkt gemessen, an dem einer der Positron-Streupartner fehlt, so kann dieses Ereignis nur aus einer Restgas-Streuung hervorgegangen sein.

Zur Abschätzung des Untergrundes wurden solche ungepaarten Proton-Pakete, sogenannte Proton-Pilot-Bunches<sup>1</sup> betrachtet, die während der normalen Datennahme den Trigger passierten. In dem finalen CC-Datensatz konnte kein Ereignis aus einem solchen Proton-Pilot-Bunch nachgewiesen werden. Somit wurde der Untergrundanteil aus Restgas-Ereignissen in der Abschätzung des Gesamtuntergrundes vernachlässigt.

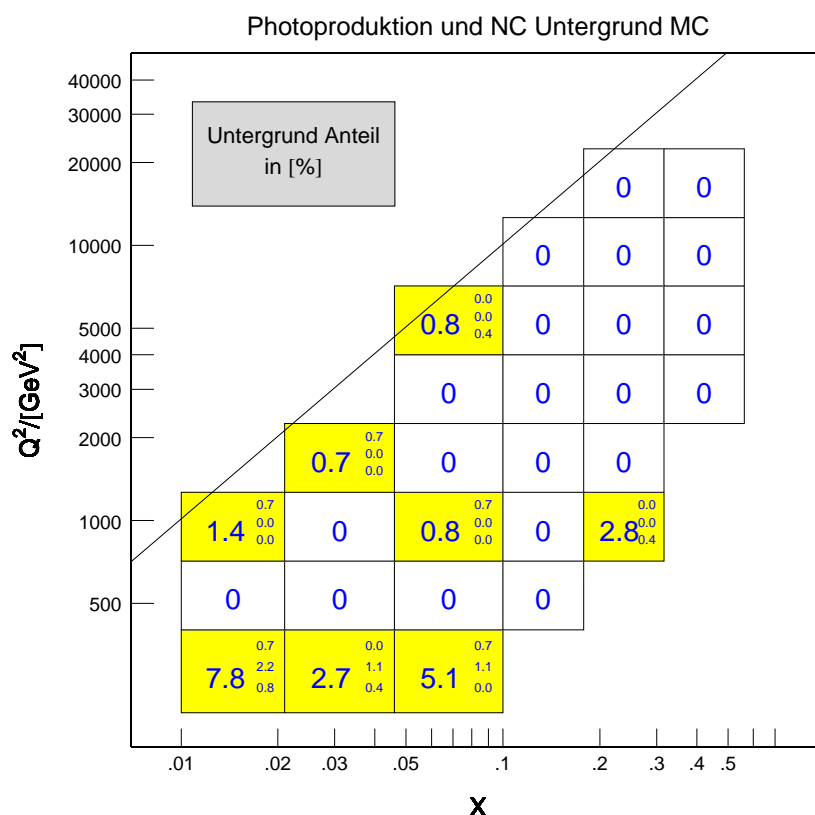


Abbildung 9.1: Verteilung des gesamten, abgeschätzten Untergrundes in der  $xQ^2$ -Ebene. Die große Zahl in der Mitte eines doppelt-differentiellen Bins gibt den prozentualen Untergrundanteil in dem entsprechenden Bin an. Die drei übereinander notierten Zahlen geben die luminositätsgewichtete Anzahl an Untergrundereignissen der direkten Photoproduktion, der aufgelösten Photoproduktion und der NC-Ereignisse (von oben nach unten) an.

### 9.1.4 Abschätzung des Gesamt-Untergrundes

Die Abschätzung des Gesamtuntergrundes und dessen kinematische Verteilung wird in Abbildung 9.1 als prozentualer Anteil der Ereigniszahl pro doppelt-differentiellen Bin der kine-

<sup>1</sup>Kriterium für ein Proton-Pilot-Bunch: .not.tstam11(6).and.tstam11(7).

matischen  $x$ - $Q^2$ -Ebene angegeben. Es wurde aus der Summe der ebenfalls in der Abbildung abzulesenden Einzelbeiträgen bestimmt.

## 9.2 Bestimmung des experimentellen Fehlers

Der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt setzt sich aus einem statistischen Fehler und einem auf der Systematik der Messung beruhenden Fehler zusammen. Diese Fehlerquellen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

### 9.2.1 Statistischer Fehler

Der statistische Fehler der Messung setzt sich seinerseits zusammen aus dem statistischen Fehler der gemessenen Daten-**CC**-Ereignisse, aber auch aus der Statistik der simulierten Daten. Zur Berechnung des gesamten statistischen Fehlers werden die beiden Beiträge quadratisch aufaddiert.

#### 9.2.1.1 Statistischer Fehler von $N^{\text{Daten}}$

Für eine hinreichend große Statistik gilt für den Fehler auf der gemessenen Anzahl an Daten-**CC**-Ereignissen:

$$\Delta N_{\text{gemessen}}^{\text{Daten}} = \sqrt{N_{\text{gemessen}}^{\text{Daten}}}$$

Bei einer gemessenen Anzahl von weniger als 25 Ereignissen, zum Beispiel für Ereignisse in Bins mit großem  $Q^2$ , kann die Gaußstatistik zur Fehlerermittlung nicht angewendet werden. Hier wird der Fehler gemäß einer Poisson-Statistik bestimmt. Dazu wird um den Meßwert ein Intervall gelegt, das zu 67%-Confidence mit der Messung übereinstimmt. Die obere und untere Grenze dieses Intervalls wird als statistische Unsicherheit auf dem Meßwert interpretiert. Dieses Verfahren resultiert in asymmetrischen, statistischen Fehlerbalken auf Meßpunkten in Bins mit schwacher Statistik.

#### 9.2.1.2 Statistischer Fehler von $N^{\text{MC}}$

Während der statistische Fehler auf der Anzahl der gemessenen **CC**-Ereignissen von der Dauer der Messung abhängig ist, kann man den Fehler auf den MC-Ereignissen durch die Anzahl der simulierten Ereignisse praktisch selber bestimmen. Damit dieser Fehler vernachlässigbar klein ist, wird die Luminosität des MC-Datensatzes als ein Vielfaches von der Datenluminosität gewählt: Für kleine  $Q^2$ -**CC**-Ereignisse wurde fast das zehnfache der Datenluminosität generiert, für größere  $Q^2$ -Ereignisse sogar entsprechend mehr (siehe Tabelle 4.2). Obwohl der MC-Beitrag zu dem statistischen Fehler relativ klein ist, wurde dieser Beitrag in der vorliegenden Analyse berücksichtigt.

Die Anzahl der gemessenen MC-Ereignisse  $N_{\text{gemessen}}^{\text{MC}}$  ist die Summe über die luminositätsgewichteten Ereignisse:

$$N_{\text{gemessen}}^{\text{MC}} = \sum_{i \in \text{MC}} w_i(\mathcal{L})$$

Damit ergibt sich für  $\Delta N_{\text{gemessen}}^{\text{MC}}$ :

$$\Delta N_{\text{gemessen}}^{\text{MC}} = \sqrt{\sum_{i \in \text{MC}} w_i^2(\mathcal{L})}$$

### 9.2.2 Systematischer Fehler

Der systematische Fehler wurde im wesentlichen als, aus drei Ursachen heraus stammend, angenommen:

- durch eine Abhängigkeit der Analyse von den angewendeten Schnitten,
- durch die Modellabhängigkeit der Fragmentation des simulierten Datensatzes und
- durch eine Unsicherheit in der Energieskala des Kalorimeters CAL.

Die Bestimmung des systematischen Fehlers wurde so vorgenommen, daß die Änderung des Wirkungsquerschnittes einer jeden Fehlerursache auf den nominellen Wirkungsquerschnitt untersucht wurde. Die prozentuale Änderung des Wirkungsquerschnittes wurde als systematischer Fehler definiert:

$$\delta_n(\text{Systematischer Test}) = \frac{\frac{d\sigma}{dn}(\text{Systematischer Test}) - \frac{d\sigma}{dn}(\text{nominell})}{\frac{d\sigma}{dn}(\text{nominell})} \quad (9.1)$$

Auf diese Art wurde der systematische Fehler in allen einfach- und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten ( $dn = dx, dy, dQ^2$  und  $dxQ^2$ ) bestimmt. Die drei Quellen systematischer Abhängigkeiten werden in den folgenden Abschnitten ausführlicher diskutiert.

#	Schnittgröße	Wert	Variation	Bedingung
1	$Vertex(z)$	< 50.0cm	< 75.0cm	
2	$P_T$	> 12.0 GeV	> 13.2 GeV	$\gamma_h > 0.4$
	$P_T(-1r)$	> 10.0 GeV	> 11.0 GeV	
3	$\#(\text{Vertex-Spur})$	> 1	> 2	
4	Verhältnis Vertex-Spur zu allen Spuren			
	Steigung	0.25	0.30	
	Abschnitt	20	15	
5	$E_{BHAC}/E_{HAC}$	0.9	0.8	
6	$P_T/E_T$	> 0.50	> 0.45	$20 \text{ GeV} < P_T < 30 \text{ GeV}$
	$P_T/E_T$	> 0.60	> 0.54	$20 \text{ GeV} < P_T < 30 \text{ GeV}$
7	$\delta$	> 20 GeV	> 15 GeV	
8	$P_T$	> 14.0 GeV	> 15.4 GeV	$\gamma_h < 0.4$
	$P_T(-1r)$	> 12.0 GeV	> 13.2 GeV	
9	$\Delta\Phi$	< 0.5	< 0.6	$P_T > 20 \text{ GeV}$
	$\Delta\Phi$	< 2.0	< 1.8	$P_T < 20 \text{ GeV}$

Tabelle 9.1: Zu Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Messung von den wichtigsten Schnitten zur Unterdrückung des Untergrundes werden die Schnittgrenzen der in Kapitel 7 beschriebenen Schnitte in den wichtigsten Variablen variiert. Die Variation entspricht dabei typischerweise 10%. Der Vertexschnitt (1) wurde einseitig um 25 cm auf +75 cm geöffnet, wodurch getestet wird, inwieweit die Analyse auf Ereignisse aus Satellitenpaketen im Vorwärtsbereich ist. Die Schnittgrößen auf CTD-Spuren wurden stärker variiert, da die Schnitte auf Spursimulationen sehr stark von der genauen Beschreibung des MC abhängig sind.

### 9.2.2.1 Abhängigkeit von den angewendeten Schnitten

Mögliche Quelle systematischer Fehler ist das Anbringen von Schnitten auf den Datensätzen, vor allen Dingen dann, wenn der simulierte Datensatz die gemessenen Daten in der Schnittgröße nicht befriedigend beschreibt. Deswegen wurden die Grenzwerte der wichtigsten Schnitte um  $\pm 10\%$  verschoben, was typischerweise etwa der Auflösung der zu betrachtenden Variablen entspricht. Die Schnittvariationen sind in Tabelle 9.1 zusammengefaßt. Die Ergebnisse werden in den Abbildungen 9.2 bis 9.4 gezeigt.

### 9.2.2.2 Abhängigkeit des in der MC-Simulation verwendeten Fragmentation-Modells.

Eine unvermeidliche Unsicherheit liegt in der Simulation der Fragmentation, also des Aufschauerns des Partons. Es zeigt sich, daß eine gute Beschreibung der Daten von dem Farb-Dipol-Modell ARIADNE geliefert wird. (Für Kontrollverteilungen siehe noch einmal Abbildung 7.3.) Ein alternatives Modell zur Beschreibung des hadronischen Endzustands ist das MEPS-Modell<sup>2</sup> des Aufschauerns, welches auch QCD-Effekte größerer Ordnung mit einschließt. Ein Vergleich von Daten und ein auf dem MEPS-Modell basierendes Monte-Carlo in einigen Kontrollgrößen ist in Abbildung 9.5 zu sehen. Vor allen Dingen in der Beschreibung von Spurgrößen ist eine deutlich schlechtere Beschreibung der Daten durch diese Simulation zu erkennen (Vergleiche hierzu die Kontrollverteilungen 7.3).

Trotz dieser schlechteren Beschreibung wurde das MEPS-Modell zur oberen Abschätzung der Unsicherheit aufgrund des Parton-Schauer-Modells gewählt. Dazu wurden die Wirkungsquerschnitte wie schon beschrieben mit diesem Monte-Carlo entfaltet und die prozentualen Abweichungen als systematischer Fehler notiert. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 9.2 bis 9.4 sowie für die doppelt-differentiellen Bins in Abbildung 9.7 zu sehen.

Vor allen Dingen in den Bins mit hohem  $Q^2$  und mit hohen  $x$  wird mittels dieser Methode die systematische Unsicherheit mit bis zu 30% sehr groß.

### 9.2.2.3 Abhängigkeit von der hadronischen Energieskala des Kalorimeters

Eine weitere systematische Unsicherheit liegt in der absoluten Energieskala des Kalorimeters und liefert für Ereignisse mit hohen  $Q^2$ - und  $x$ -Werten Beiträge zu dem systematischen Fehler. Hinzu kommt, daß in dieser Region die Wirkungsquerschnitte besonders stark abfallen.

Zur Abschätzung der Unsicherheit aus der Energieskala wurden NC-Messungen herangezogen. Wie in Kapitel 5 beschrieben kann man für die Rekonstruktion der Kinematik dieser Ereignisse unterschiedliche Verfahren verwenden. Die Rekonstruktion mittels der Doppelwinkelmethode (siehe Abschnitt 5.2) ist dabei unabhängig von der hadronischen Energieskala des CALs während die Rekonstruktion über den hadronischen Jet von dieser abhängt. Durch Vergleich kann die Unsicherheit in der Energieskala bestimmt werden. Weitere Details zu diesem Verfahren finden sich in [43].

Eine solche Auswertung des Datensatzes aus den Jahren 1999 und 2000 führte zu einer konservativen Abschätzung von 3%.

Um die Auswirkung dieser Unkenntnis auf die Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, müßten die Energieskala des gesamten Kalorimeters (FCAL, BCAL, RCAL) um diese  $\pm 3$  Prozent bei der Rekonstruktion der Daten korrigiert werden. Es zeigt sich aber, daß die Statistik der Daten für ein solches Vorgehen nicht groß genug ist. Aus diesem Grund wurde die Energieskala des Kalorimeters in der MC-Simulation variiert.

---

<sup>2</sup>Matrix Element Parton Shower

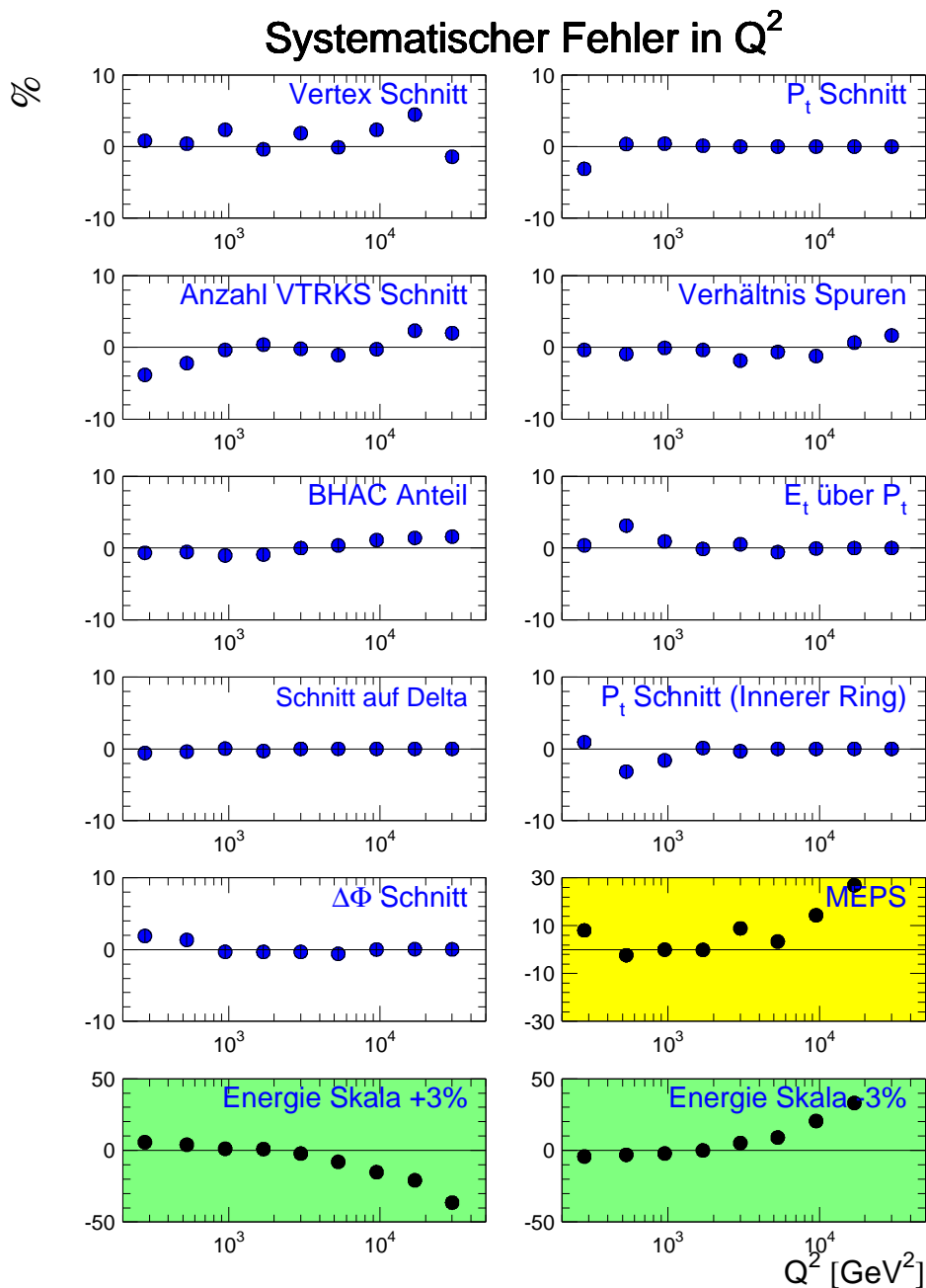


Abbildung 9.2: Systematische Abhängigkeiten der Analyse für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt in  $Q^2$ . Die Abbildungen zeigen die systematischen Fehler, die aus Variationen der Schnitte gemäß Tabelle 9.1 bestehen (weiße Histogramme mit y-Skala bis 10%). , In dem hellgrau hinterlegten Histogramm mit y-Skala bis 30% ist der systematischen Fehler aus der Simulation der Fragmentation dargestellt. Der Beitrag der Unsicherheit in der Energieskala des Kalorimeters zu dem systematischen Fehler ist in den dunkelgrauen Histogramme mit y-Skala bis 50% dargestellt.

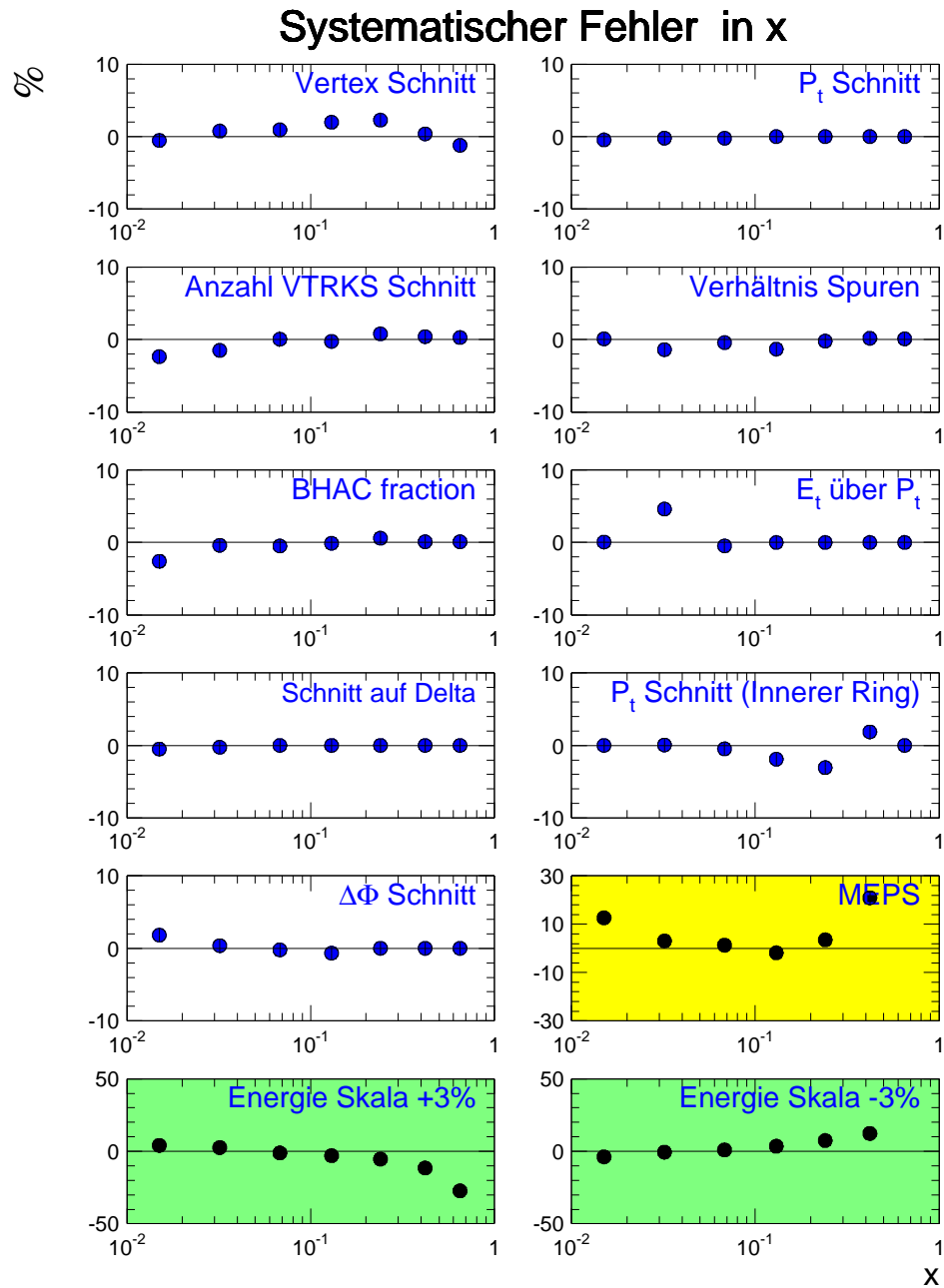


Abbildung 9.3: Systematische Abhängigkeiten der Analyse von Schnittgrößen, von dem Fragmentationsmodell und der Unsicherheit der hadronischen Energieskala für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt in  $x$ . Die Histogramme haben die gleiche Anordnung wie in Abbildung 9.2 beschrieben.

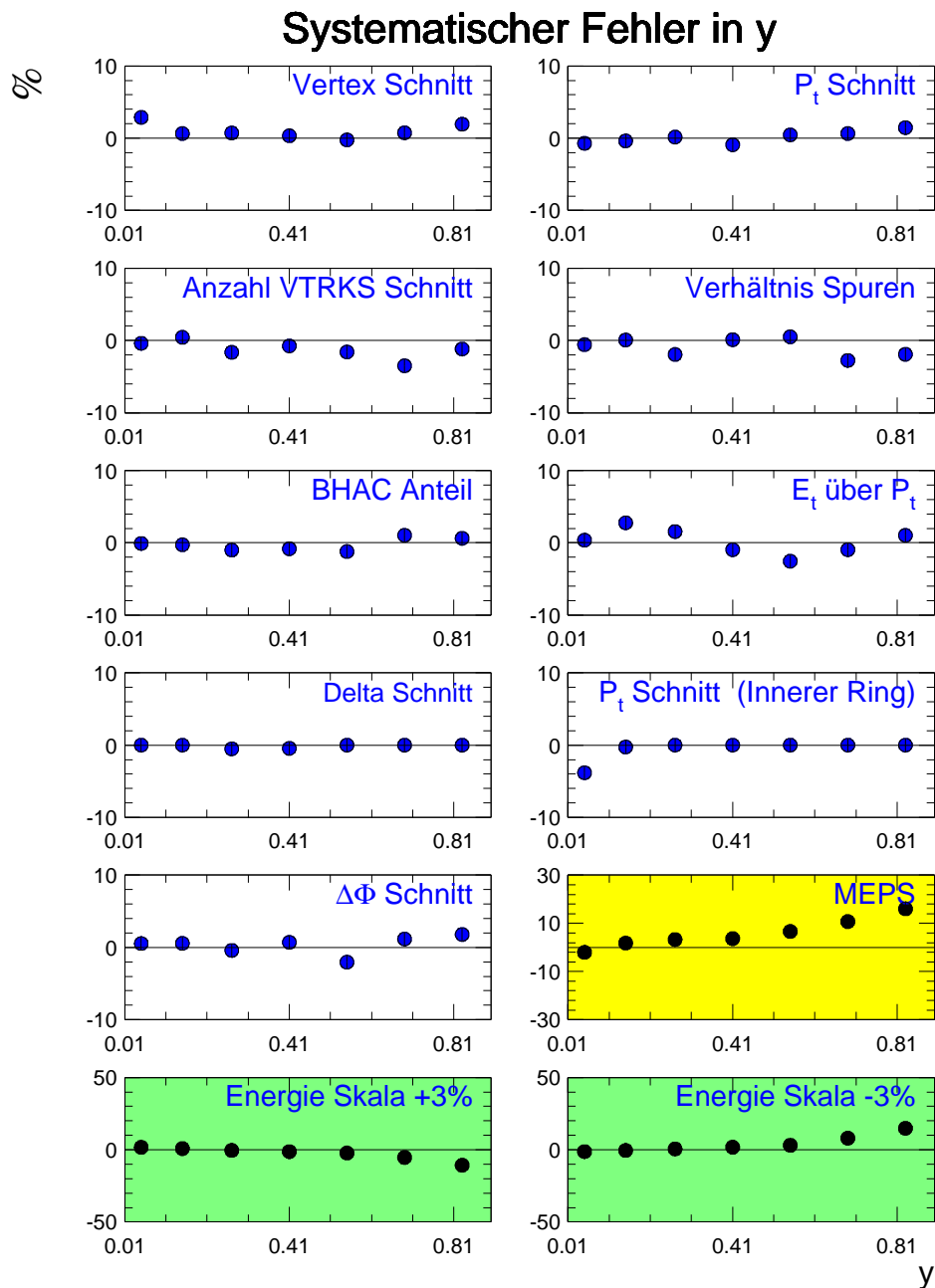


Abbildung 9.4: Systematische Abhängigkeiten der Analyse von Schnittgrößen, von dem Fragmentationsmodell und der Unsicherheit der hadronischen Energieskala für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt in  $y$ . Die Histogramme haben die gleiche Anordnung wie in Abbildung 9.2 beschrieben.



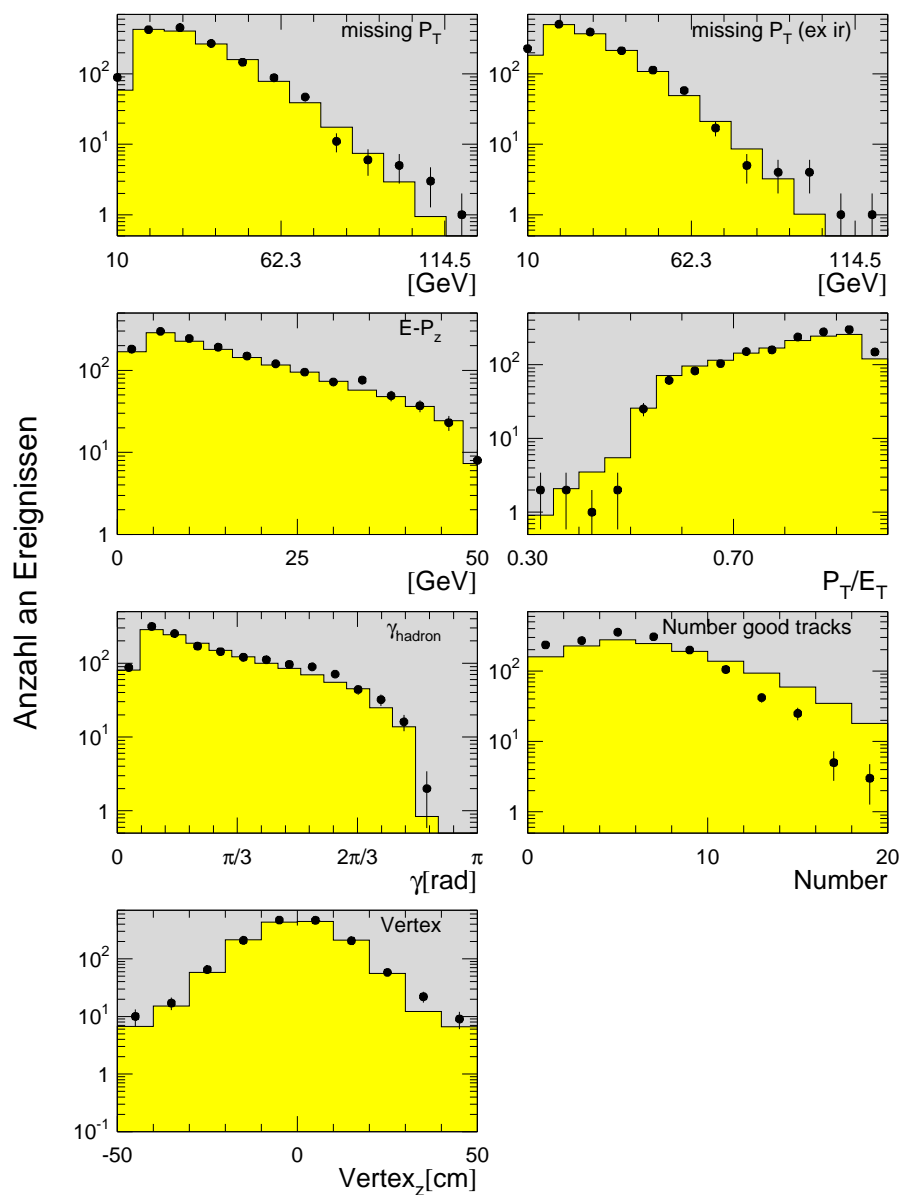


Abbildung 9.5: Vergleich von Daten und MC mit MEPS-Parton-Schauer-Modell. Die gezeigten Histogramme entsprechen denen aus Abbildung 7.3. Die im Vergleich zu der ARIADNE-Simulation schlechtere Beschreibung der Daten durch die Fragmentationssimulation durch MEPS zeigt sich vor allen Dingen in der Kontrollverteilung für die Anzahl von Vertexspuren.

Die Ergebnisse dieser Variation sind in den Abbildungen 9.2 bis 9.4 in der untersten Reihe zu sehen. Ins Auge springt der erwartete starke Anstieg der systematischen Unsicherheit bei Ereignissen mit hohen  $Q^2$  und  $x$ .

#### 9.2.2.4 Totaler systematischer Fehler der Analyse

Die einzelnen Abschätzungen der systematischen Unsicherheit wurden getrennt nach solchen Beiträgen, die den Wirkungsquerschnitt verringern ( $\delta_i^-$ ) und solchen die den Wirkungsquerschnitt erhöhen ( $\delta_i^+$ ), quadratisch aufaddiert. Durch diese Summation der einzelnen Beiträge ergibt sich der asymmetrische, totale systematische Fehler:

$$\delta^+(\text{Gesamt}) = \sqrt{\sum_{\text{Sys. Fehler } i} (\delta_i^+)^2} \quad (9.2.a)$$

$$\delta^-(\text{Gesamt}) = \sqrt{\sum_{\text{Sys. Fehler } i} (\delta_i^-)^2} \quad (9.2.b)$$

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 9.6 und 9.7 zu sehen. Der größte Beitrag des systematischen Fehlers stammt von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala. (Man beachte die unterschiedliche Skalierung der letzten beiden Histogramme!)

#### 9.2.3 Gesamter Fehler

Der gesamte Fehler der Messung wird trotz des teilweise großen systematischen Fehlers der hadronischen Energieskala auch bei hohen  $Q^2$ -Ereignissen von der Statistik dominiert.

### 9.3 Unsicherheit der theoretischen Vorhersagen

Die dominierenden Unsicherheiten in den theoretischen Vorhersagen liegen darin, daß die in Kapitel 2.1.3 eingeführten Partondichteverteilungen nicht genau genug bekannt sind. Die Parton-Dichte-Funktionen werden durch QCD-Fits an experimentelle Daten gewonnen. Die Parametrisierung ist daher durch die experimentelle Genauigkeit bedingt. Um die Unsicherheit durch die experimentellen Fehler abschätzen zu können, wurden ein NLO-QCD-Fits bei kleinen  $Q^2$ -Daten an Fixed-Target-Experimenten und ZEUS- $F_2$ -Messungen bei HERA durchgeführt, bei denen die Parameter im Rahmen ihrer Fehler variiert wurden. Der theoretische Fehler wird dann mit Hilfe der NLO-QCD-DGLAP-Entwicklung zu höheren  $Q^2$  extrapoliert. Für weitere Einzelheiten sei auf [44] verwiesen.

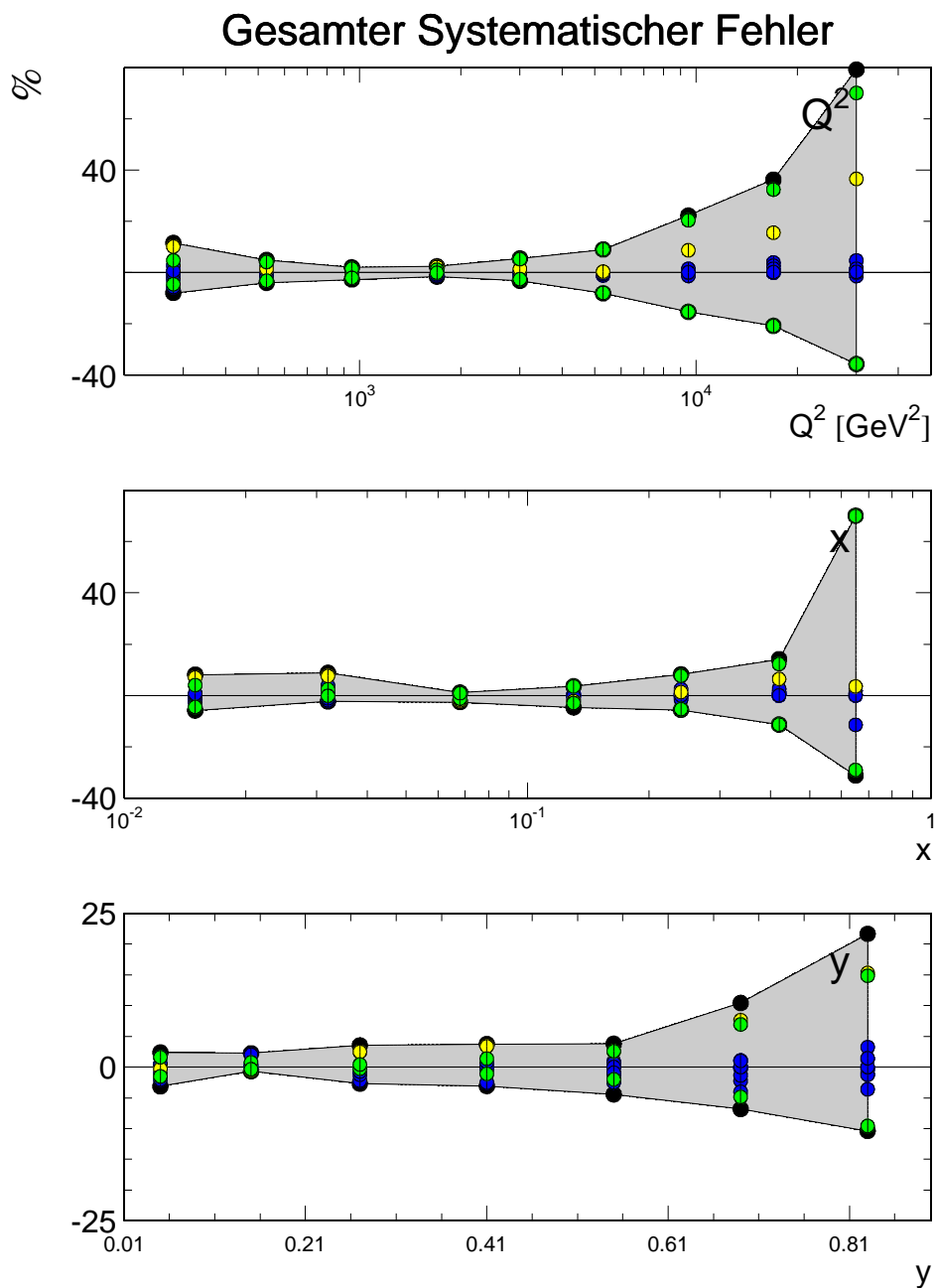


Abbildung 9.6: Die gesamte (quadratisch-kumulierte) systematische Abhängigkeit der Analyse für die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte ist hier gezeigt durch den grau hinterlegten Bereich, beziehungsweise durch die großen schwarzen Punkte. Von oben nach unten ist der Fehler in  $d\sigma/dQ^2$ , in  $d\sigma/dx$  und  $d\sigma/dy$  zu sehen. Die einzelnen Beiträge dieses Fehlers sind ebenfalls durch kleinere Punkte in unterschiedlichen Graustufen markiert. Dies sind die Beiträge der Variation der Schnittgrößen (fast schwarze Punkte), der Beitrag des Fragmentations-Modells in der Simulation (hellgraue Punkte) und die der hadronischen Energieskala (mittelgraue Punkte).

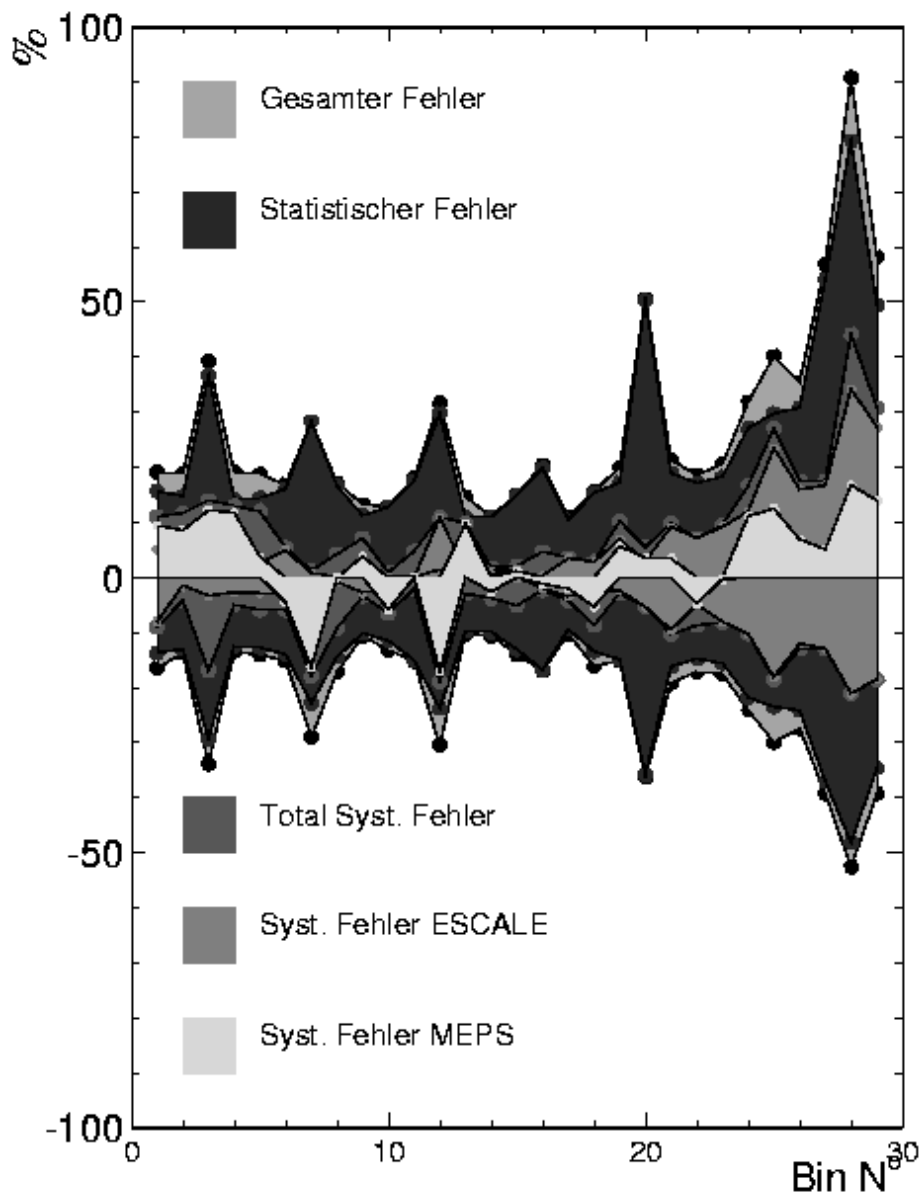


Abbildung 9.7: Die gesamte (quadratisch-kumulierte) systematische Abhängigkeit der Analyse für die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte ist in dieser Abbildung dargestellt. Der prozentuale Fehler ist hierbei aufgetragen gegen die doppelt-differentielle Binnummer. Die Binnummern sind gemäß der Tabelle A.4 im Anhang A durchnummeriert. In der Abbildung zu sehen sind der totale Fehler als quadratische Addition von statistischem und systematischem Fehler. Zusätzlich sind die beiden größten systematischen Beiträge, resultierend aus der Energieskala des Kalorimeters und des Fragmentationsmodells der Simulation, mit eingetragen. Man erkennt, daß der totale Fehler (einhüllendes Hellgrau mit begrenzenden schwarzen Punkten) im wesentlichen durch den statistischen Fehler (dunkelgrau) gegeben ist.

# Kapitel 10

## Ergebnisse

### 10.1 Einfach-differentielle Wirkungsquerschnitte

Die gemessenen einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte nach  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  sind in den Abbildungen 10.1 bis 10.3 dargestellt. Die zu den Abbildungen gehörenden Werte der Meßpunkte sind in den Tabellen A.1 bis A.3 im Anhang A zu finden.

Jede Messung wird mit den Erwartungswerten des Standardmodells gemäß der Parametrisierung der Parton-Dichte-Funktionen nach CTEQ5D verglichen. Für die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.9 numerisch integriert [45]. Die Vorhersage des Standardmodells wird in allen Abbildungen durch die durchgezogene schwarze Linie dargestellt.

Die Meßpunkte sind als Punkte mit Fehlerbalken, die die statistischen und quadratisch addiert, auch die systematischen Fehler angeben, eingetragen. Der innere, mit einer kleinen horizontalen Linie begrenzte Fehlerbalken entspricht in dieser Darstellung dem statistischen Fehler.

Die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte sind jeweils auf zwei verschiedene Arten dargestellt. Der obere Teil der Abbildungen zeigt die Wirkungsquerschnitte in pb gegen die kinematische Variable. Aufgrund des Meßbereichs über fast sechs Größenordnungen hinweg, zeigt der untere Teil zur besseren Quantifizierung eine sogenannte Verhältnis-Abbildung, bei der der gemessene Wirkungsquerschnitt auf den theoretischen Wert normiert ist: Bei dieser Art der Darstellung sollten die Meßpunkte um den dimensionslosen Wert 1 herum liegen. Abweichungen von der theoretischen Vorhersage sind so besser sichtbar und ein Vergleich im Rahmen der Fehler fällt leichter. In diesem unteren Teil der Abbildung ist die Unsicherheit bei der Parametrisierung der Parton-Dichte-Funktionen als graues Band dargestellt. Wie in Kapitel 9.3 beschrieben, wurde ist diese Unsicherheit der dominierende Fehler in der theoretischen Beschreibung.

Bei den gemessenen einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitten zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Vorhersagen des Standardmodells.

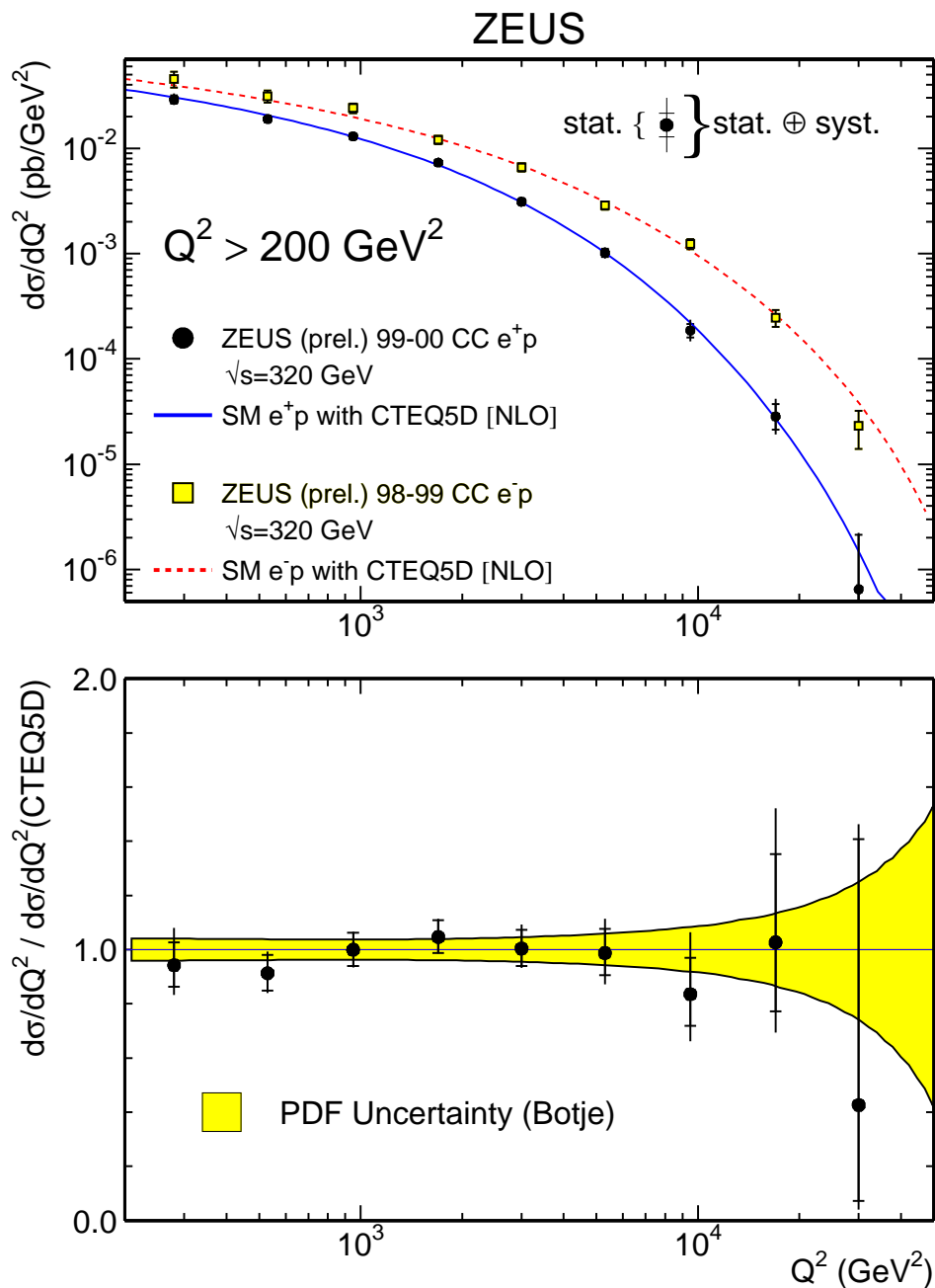


Abbildung 10.1: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt in  $Q^2$  und Verhältnis zwischen Meßpunkt (schwarze Punkte) und Theoriewert (durchgezogene Linie) basierend auf der CTEQ5D-Parametrisierung der Parton-Dichte-Funktion. Im oberen Teil der Abbildung ist zum Vergleich auch eine **CC**-Messung aus einer Elektron-Proton-Streuung (graue Vierecke) mit theoretischer Vorhersage (gestrichelte Linie) gegeben. In der Verhältnisdarstellung von Meßwert zu theoretischer Vorhersage ist in grau die Unsicherheit in der Parametrisierung der Parton-Dichte-Funktion unterlegt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Meßpunkte mit dem Standardmodell. Der statistische Fehler der Messung beträgt außer in den Bins der größten  $Q^2$  und  $x$  weniger als 10%; der systematische Fehler ist in den meisten Bins erheblich kleiner.

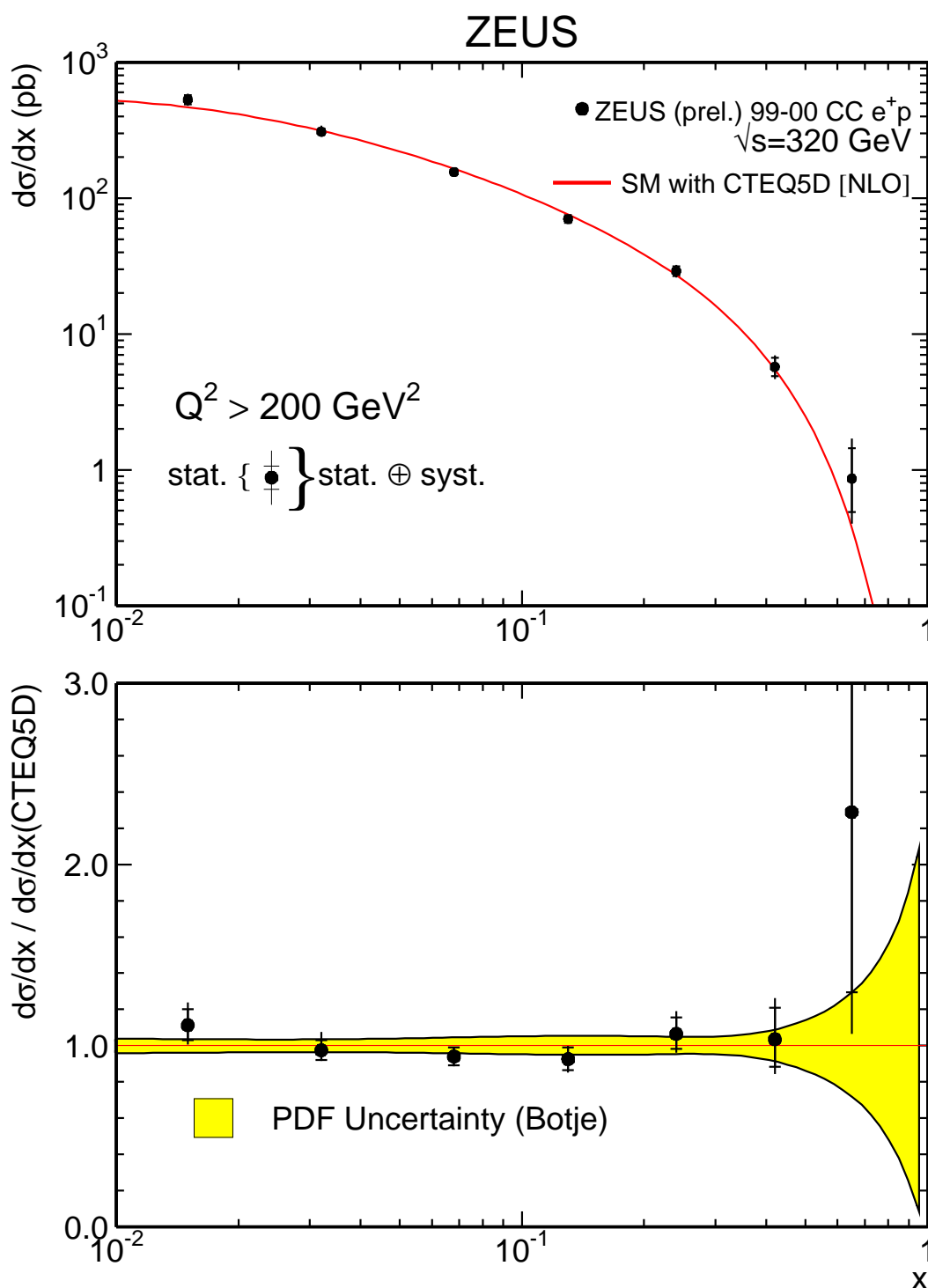


Abbildung 10.2: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt in  $x$  und Verhältnis zwischen Meßpunkt und Theoriewert. In grau: Unsicherheit in der Parton-Dichte-Funktion. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Meßpunkte mit dem Standardmodell.

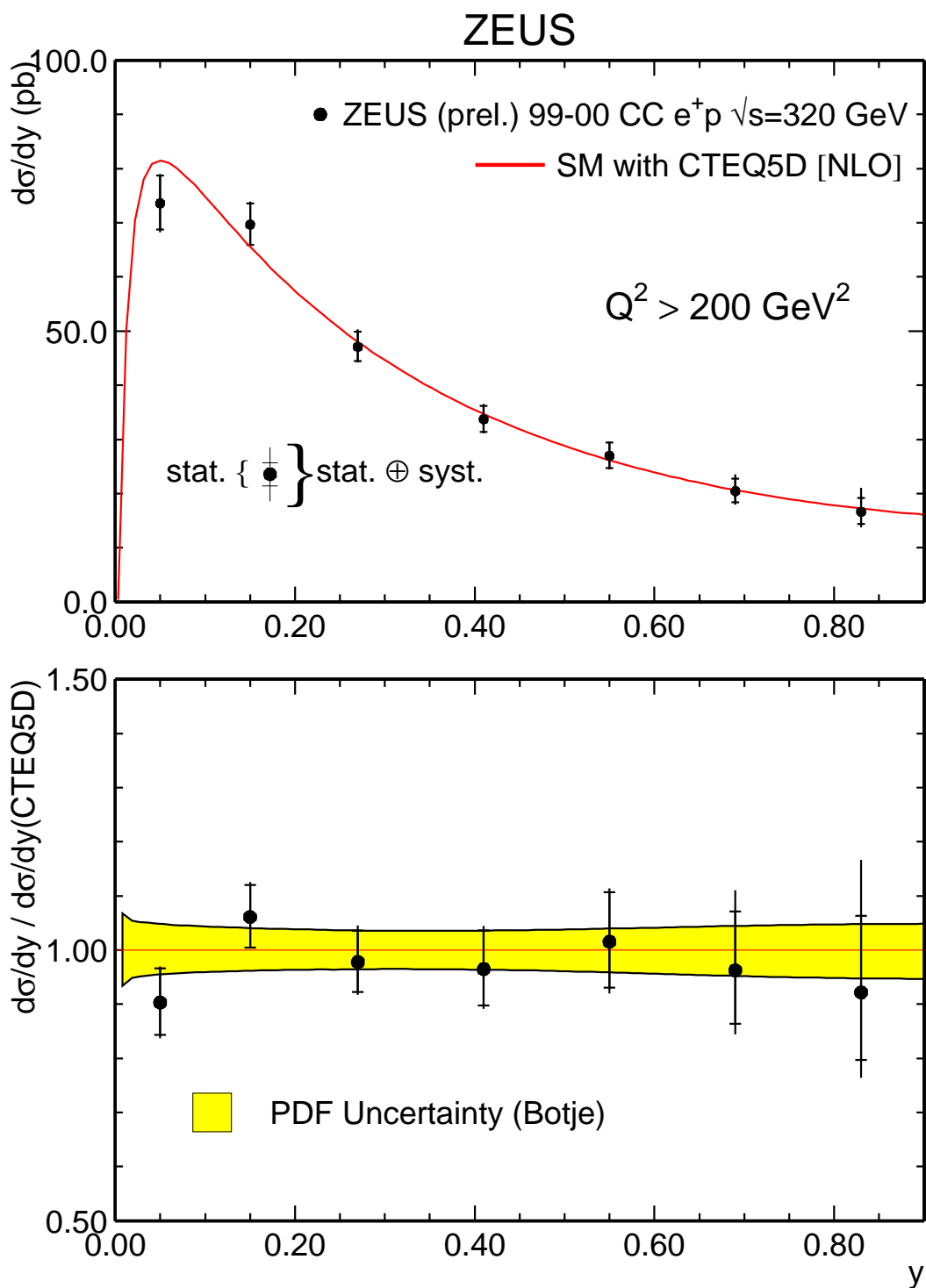


Abbildung 10.3: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt in  $y$  und Verhältnis zwischen Meßpunkt und Theoriewert. In grau: Unsicherheit in der Parton-Dichte-Funktion. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Meßpunkte mit dem Standardmodell.



## 10.2 Doppelt-differentielle, reduzierte Wirkungsquerschnitte

Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte wurden in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $x$  untersucht. Die Messung wird als als reduzierter Wirkungsquerschnitte dargestellt:

$$\tilde{\sigma}_{e^\pm p}^{CC} = \frac{2\pi x}{G_F^2} \left( \frac{Q^2 + M_W^2}{M_W^2} \right)^2 \cdot \frac{d^2\sigma_{e^\pm p}^{CC}}{dx dQ^2}$$

Grund für diese Form der Darstellung ist, wie in dem einleitenden Abschnitt 2.1.5 schon ausführlicher beschrieben wurde, daß der reduzierte Wirkungsquerschnitt sich auf diese Art als Summe über seine Parton-Dichten beschreiben läßt<sup>1</sup>:

$$\tilde{\sigma}_{e^+p}^{CC} = 1 \cdot (\bar{u}(x) + \bar{c}(x)) + (1-y)^2 \cdot (d(x) + s(x)) \quad (10.1)$$

Die Abbildung 10.4 zeigt den reduzierten Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$  als Funktion von  $x$  in festen  $Q^2$ -Bins. Auch hier sind die schwarzen Meßpunkte wieder mit Fehlerbalken versehen, die den statistischen Fehler und die den gesamten Fehler zeigen. Die theoretische Vorhersage – basierend auf einer CTEQ5D-Parametrisierung der Parton-Dichte-Funktion – ist durch die durchgezogene Linie gegeben. Die gestrichelte und die gepunktete-gestrichelte Linie geben dabei getrennt die einzelnen  $(\bar{u} + \bar{c})$ -, beziehungsweise die  $(1-y)^2 \cdot (d+s)$ -Beiträge der Parton-Dichten aus dem LO-QCD-CTEQ5L-Fit an. In dieser Darstellung sieht man, daß bei kleinen  $Q^2$  der Beitrag der See-Quark einen nicht zu vernachlässigenden Bruchteil ausmacht und daß beide Beiträge zur Beschreibung des reduzierten Wirkungsquerschnitts nötig sind. Bei hohen  $Q^2$ -Werten wird der Wirkungsquerschnitt dahingegen von der Verteilung der Valenz-Quarks dominiert.

<sup>1</sup>Bei der Entfaltung des reduzierten Wirkungsquerschnitts wurde für die Fermi-Konstante  $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5}$  und für die Masse des  $W$ -Bosons  $M_W = 80.419 \text{ GeV}$  gemäß der Particle-Data-Group (PDG) [46] verwendet.

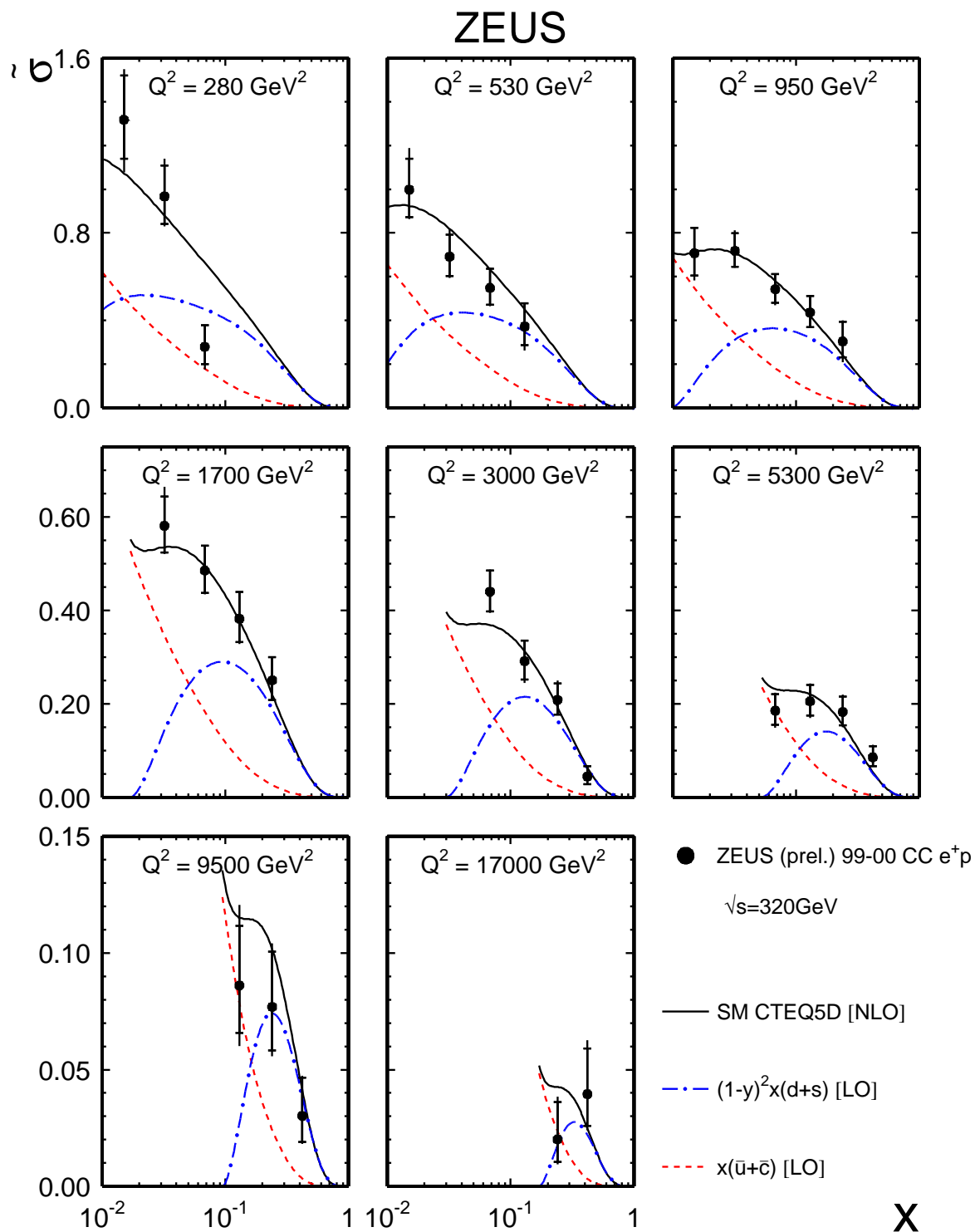


Abbildung 10.4: Doppelt-differentieller, reduzierter Wirkungsquerschnitt in  $xQ^2$  bei festen  $Q^2$ -Werten gegen  $x$ . Für die Definitionen der Bingrenzen siehe Kapitel 8.2 oder auch direkt die Ergebnistabellen im Anhang A. Die Meßpunkte sind auch hier wieder mit statistischem und gesamten Fehler versehen. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretischen Vorhersage, wobei die gestrichelten Linien den einzelnen Beiträgen der Parton-Dichten entspricht.

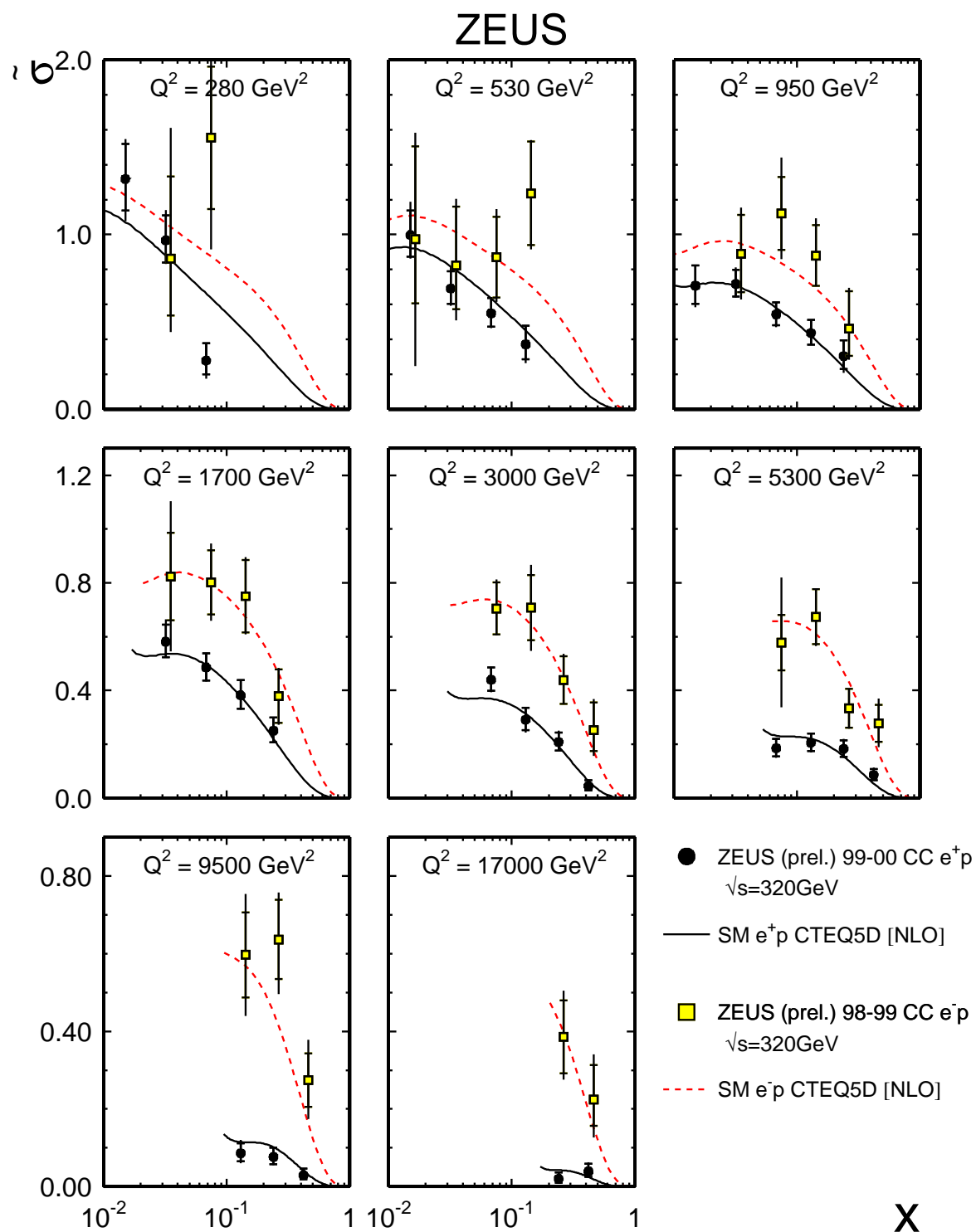


Abbildung 10.5: Doppelt-differentieller, reduzierter Wirkungsquerschnitt in  $xQ^2$  bei festen  $Q^2$ -Werten gegen  $x$ . In dieser Abbildung sind zu den Meßpunkten dieser Analyse (schwarze Punkte) noch die Meßpunkte einer vorläufigen ZEUS-Messung aus einer Elektron-Proton-Streuung (graue Vierecke) im Vergleich zu sehen.

Abbildung 10.6 zeigt den reduzierten Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $Q^2$  in festen  $x$ -Bins. Auch in dieser Abbildung werden die Ergebnisse mit den Vorhersagen des Standardmodells verglichen und in guter Übereinstimmung gefunden.

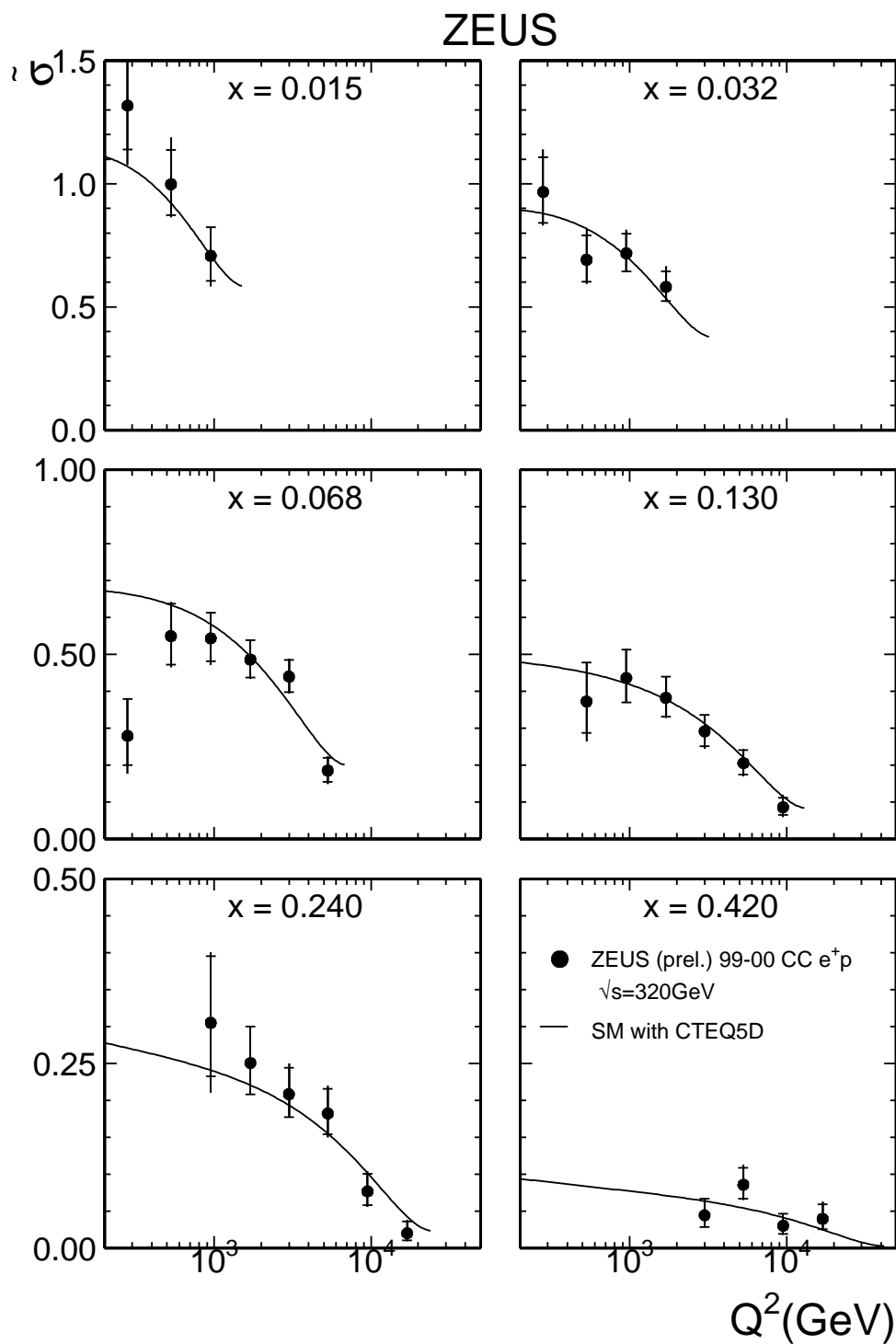


Abbildung 10.6: Doppelt-differentieller, reduzierter Wirkungsquerschnitt in  $xQ^2$  bei festen  $x$ -Werten gegen  $Q^2$ .

In Abbildung 10.7 ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt bei drei festen  $x$ -Werten um  $x \approx 0.1$  herum als Funktion von  $(1 - y)^2$  zur Illustration der näherungsweise linearen Abhängigkeit des reduzierten Wirkungsquerschnitts  $\tilde{\sigma}$  von der Helizitätsgröße  $(1 - y)^2$  in der **CC**-Wechselwirkung (Kapitel 2.1.5) aufgetragen.

Diese Art der Darstellung beinhaltet im Vergleich zu der Abbildung 10.6 keine neue Information; sie läßt sich aber anschaulich schön interpretieren. Dazu seien an dieser Stelle die Gleichungen 2.13.a und 2.13.b wiederholt:

$$\tilde{\sigma}_{e^-p}^{CC} = 1 \cdot (u(x) + c(x)) + (1 - y)^2 \cdot (\bar{d}(x) + \bar{s}(x))$$

$$\tilde{\sigma}_{e^+p}^{CC} = 1 \cdot (\bar{u}(x) + \bar{c}(x)) + (1 - y)^2 \cdot (d(x) + s(x))$$

Im Falle einer Elektron-Proton-Streuung kann man aus dem Achsenabschnitte also direkt den  $u(x) + c(x)$  Anteil der Partondichtefunktionen an dem reduzierten Wirkungsquerschnitt ablesen. Im Falle einer Positron-Proton-Streuung koppelt das  $W^+$ -Boson nur an negative geladene Quarks und daher gibt hier der Achsenabschnitt den  $\bar{u}(x) + \bar{c}(x)$  Beitrag zu dem reduzierten Wirkungsquerschnitt wieder.

Dafür gibt die Steigung der angenäherten Gerade dann in der Positron-Proton-Streuung im wesentlichen den Beitrag des Valenzquarks  $d(x)$  (und den kleinen Anteil  $s(x)$ ) zum reduzierten Wirkungsquerschnitt an. Für die Elektron-Proton-Streuung liest man aus der Steigung den Anteil der Seequarks  $\bar{d}(x) + \bar{s}(x)$  ab.

Möchte man rein qualitativ den Beitrag der Valenzquarks im Proton an dem reduzierten Wirkungsquerschnitt bestimmen, so kann man die Messungen aus der Elektron-Proton-Streuung und der Positron-Proton-Streuung kombinieren. Dies ist beispielhaft in Abbildung 10.7 für einen festen  $x$ -Wert von 0.130 eingezeichnet. Der Achsenabschnitt liefert der Geraden aus der Elektron-Proton-Streuung (offene Meßpunkte) liefert im wesentlichen den Anteil der  $u$ -Valenzquarks. Man liest einen Wert von etwa 0.6 ab. Die Steigung der Positron-Proton-Streuungs-Geraden (schwarze Meßpunkte) gibt in etwa den Wert 0.3. Damit zeigt sich, daß das intuitive Bild bestätigt wird, daß der  $d$ -Anteil des reduzierten Wirkungsquerschnitts in etwa zweimal größer ist als der  $u$ -Anteil.

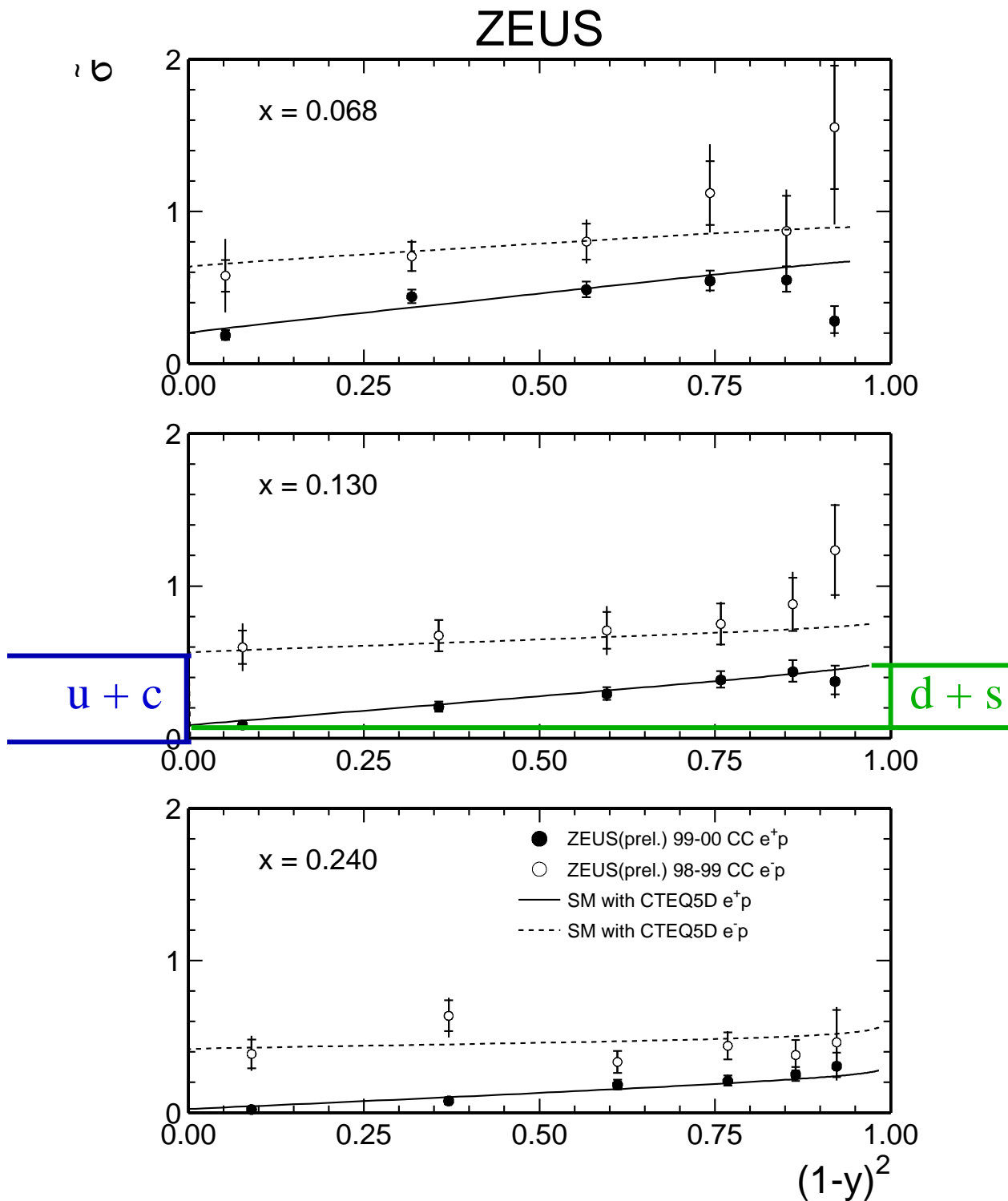


Abbildung 10.7: Der reduzierte Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$  bei festen  $x$ -Werten als Funktion von  $(1 - y)^2$ . Schwarze Punkte sind Messungen an  $e^+p$ -Daten aus den Jahren 1999 und 2000; offene Punkte stammen aus Messungen an  $e^-p$ -Daten der Jahre 1998 und 1999. Die Linien sind Erwartungswerte berechnet aus CTEQ5 Parton-Dichte-Funktionen.

# Kapitel 11

## Zusammenfassung

Es wurden Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische Streuung der inklusiven Reaktion  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}X$  mit den neuesten ZEUS-Daten aus den Jahren 1999 und 2000 bestimmt. Gegenüber einer ersten Analyse an früheren genommenen Daten (1994-1997) basiert die hier vorgestellte Messung auf einer höheren Ereignisstatistik aus einer Luminosität von insgesamt  $60.8 \text{ pb}^{-1}$  und einer vor allem im Bereich systematischer Fehler verbesserten Meßgenauigkeit. Vor allem gelang es zum ersten Mal, den Ereignisvertex für Jets in Vorwärtsrichtung aus den Spurmessungen in den Vorwärtsdriftkammern zu bestimmen. Durch den Vergleich mit einer bereits vorher entwickelten Vertexmeßmethode, die auf der Zeitmessung im Vorwärtskalorimeter aufbaut, wurde nun vor allem ermöglicht, fehlrekonstruierte Vertices zu erkennen und so falsch rekonstruierte, kinematische Variablen zu korrigieren.

Die differentiellen  $\text{CC}$ -Wirkungsquerschnitte des tiefinelastischen Streuprozesses  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}X$  sind in dem kinematischen Bereich  $Q^2 > 200 \text{ GeV}$  und  $y < 0.9$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 318 \text{ GeV}$  mit den auf (in anderen Experimenten gemessenen) Partondichteverteilungen (PDF) aufbauenden Vorhersagen des Standardmodells konsistent. Allerdings läßt die Präzision des Vergleichs für hohe  $Q^2$ -Werte und hohe  $x$ -Werte aufgrund des PDF-Unsicherheiten noch viel Raum für Spekulationen. Um hier weiter zu kommen sind bessere Messungen vor allem auch bei kleineren Energien unerläßlich. An HERA selbst wird in den nächsten Jahren durch das "Luminositätsupgrade" im Sommer 2001 eine Verbesserung der Statistik auf  $1 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden, so daß sich die statistischen und auch die nicht von den PDFs abhängigen systematischen Fehler weiter verringern lassen.





## Kapitel 12

# Danksagung

Für die kollegiale Zusammenarbeit und Unterstützung danke ich herzlich den Mitgliedern der Bonner ZEUS-Gruppe.

Besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Ewald Paul für den Ausgangsimpuls dieser Doktorarbeit. Die Zusammenarbeit mit ihm war sehr angenehm und die sehr gute Betreuung war gleichermaßen motivierend führend wie Freiheiten gewährend.

Danken möchte ich auch Herrn Professor Dr. Ian C. Brock, der mir in technischen Fragen immer hilfreich zur Seite stand und sein fantastisches Plotting-Package `mn_fit` häufig nach meinen Bedürfnissen geändert hat.

An dieser Stelle nicht vergessen werden darf das Analyse-Team der SFEW Physics Group von ZEUS unter Leitung von Dr. Ken Long. Viele Fragen wurden von Dr. Roger Walker, Dr. Alex D. Tapper, Dr. Kunihiro Nagano beantwortet.

In dieser Hinsicht bedanke ich mich auch bei Henning Schnurbusch und Joachim Tandler, mit denen ich zahlreiche anregende Diskussionen und Gespräche hatte.



# Anhang A

## Messwerte der Wirkungsquerschnitte und Bingrenzen

In diesem Anhang finden sich die Zusammenstellung der Meßwerte für die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie den doppelt-differentiellen, reduzierten Wirkungsquerschnitt.

### A.1 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

$Q^2_{min}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$Q^2_{mid}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$Q^2_{max}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$N_{Data}$	$N_{MC}$	$N_{UG}$	Acc [%]	$d\sigma/dQ^2$ [pb/GeV <sup>2</sup> ]	$^{+stat}$	$^{+tot}$	$^{-stat}$	$^{-tot}$	
200	280	400	171	169.5	11.30	47.0	2.899	+0.244	+0.414	-0.244	-0.336	$\cdot 10^{-2}$
400	530	711	219	239.9	0.00	64.4	1.894	+0.132	+0.161	-0.132	-0.152	$\cdot 10^{-2}$
711	950	1265	298	296.3	0.58	74.4	1.296	+0.078	+0.082	-0.078	-0.085	$\cdot 10^{-2}$
1265	1700	2249	330	314.7	0.73	84.6	7.295	+0.413	+0.449	-0.413	-0.429	$\cdot 10^{-3}$
2249	3000	4000	255	253.3	0.73	87.4	3.103	+0.200	+0.262	-0.200	-0.224	$\cdot 10^{-3}$
4000	5300	7113	148	149.5	0.42	91.5	1.014	+0.085	+0.125	-0.085	-0.118	$\cdot 10^{-4}$
7113	9500	12649	51	61.0	0.00	97.2	1.855	+0.261	+0.488	-0.261	-0.387	$\cdot 10^{-4}$
12649	17000	22494	16	15.6	0.00	109.3	2.833	+0.897	+1.364	-0.703	-0.918	$\cdot 10^{-5}$
22494	30000	50000	1	2.3	0.00	156.4	6.494	+14.94	+15.80	-5.400	-5.877	$\cdot 10^{-7}$

Tabelle A.1: Ergebnistabelle für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dQ^2$ . In der Tabelle angegeben sind zunächst die untere Bingrenze, der Schwerpunkt des Bins, an dem der Wirkungsquerschnitt entfaltet wird und die obere Bingrenze in der kinematischen Variable  $Q^2$ . Es folgen die in den Bins gemessenen Anzahlen von Datenereignissen, Monte-Carlo-Ereignissen (luminositätsgewichtet) und die Abschätzung der in dem finalen **CC**-Datensatz verbleibenden Untergrundereignisse. In der vorletzten Tabellenspalte ist die Akzeptanz (Acc) in dem jeweiligen Bin gegeben. Die letzte Spalte gibt den Meßwert mit unterem und oberem statistischen Fehler sowie mit unterem und oberem Gesamtfehler der Messung an.

## A.2 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$

$x_{min}$	$x_{mid}$	$x_{max}$	$N_{Data}$	$N_{MC}$	$N_{UG}$	Acc [%]	$d\sigma/dx$ [pb]	$^{+stat}$ $^{-stat}$	$^{+tot}$ $^{-tot}$
0.010	0.015	0.021	196	172.1	4.50	60.0	528.6	+39.5 -39.5	+58.3 -50.3
0.021	0.032	0.046	366	372.8	2.98	83.6	308.3	+16.7 -16.7	+31.9 -18.2
0.046	0.068	0.100	420	443.7	2.98	88.0	155.5	+7.8 -7.8	+8.0 -8.8
0.100	0.130	0.178	250	270.2	0.00	85.3	70.3	+4.5 -4.5	+5.2 -5.6
0.178	0.240	0.316	169	158.4	0.42	74.6	28.9	+2.27 -2.27	+3.3 -2.79
0.316	0.420	0.562	47	45.4	0.00	58.3	5.7	+0.85 -0.85	+1.17 -1.07
0.562	0.650	1.000	5	2.2	0.00	47.2	0.863	+0.59 -0.37	+0.84 -0.46

Tabelle A.2: Ergebnistabelle für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dx$ . Auch hier sind zunächst die Bingrenzen und der Schwerpunkt des Bins in der Variablen  $y$  gegeben. Es folgen die gemessenen Ereignisanzahlen für Daten, Monte-Carlo und Untergrund, sowie die Akzeptanz der Messung in dem jeweiligen Bin. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind auch hier mit oberem und unterem statistischen Fehler und oberem und unterem Gesamtfehler angegeben.

## A.3 Ergebnistabelle: einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$

$y_{min}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$y_{mid}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$y_{max}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$N_{Data}$	$N_{MC}$	$N_{UG}$	Acc [%]	$d\sigma/dy$ [pb/GeV <sup>2</sup> ]	$^{+stat}$ $^{-stat}$	$^{+tot}$ $^{-tot}$
0.00	0.05	0.10	250	272.7	3.78	67.2	73.60	+4.86 -4.86	+5.16 -5.38
0.10	0.15	0.20	371	347.2	2.67	89.9	69.67	+3.73 -3.73	+4.05 -3.76
0.20	0.27	0.34	339	342.8	3.78	85.3	47.09	+2.65 -2.65	+3.13 -2.94
0.34	0.41	0.48	219	225.1	0.83	76.9	33.72	+2.35 -2.35	+2.67 -2.57
0.48	0.55	0.62	154	149.9	0.83	66.8	26.97	+2.24 -2.24	+2.47 -2.55
0.62	0.69	0.76	100	103.1	0.73	57.9	20.45	+2.10 -2.10	+2.99 -2.53
0.76	0.83	0.90	57	61.4	0.42	42.0	16.64	+2.27 -2.27	+4.26 -2.85

Tabelle A.3: Ergebnistabelle für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dy$ . Für eine Beschreibung der Spalteninhalte siehe Tabelle A.1.

## A.4 Ergebnistabelle: reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$

A.4 Ergebnistabelle: reduzierter Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$ 

#	$x_{min}$	$x_{mid}$	$x_{max}$	$Q^2_{min}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$Q^2_{mid}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$Q^2_{max}$ [GeV <sup>2</sup> ]	$N_D$	$N_{MC}$	$N_{UG}$	Acc [%]	$\tilde{\sigma}$	$^{+stat}$ $^{-stat}$	$^{+tot}$ $^{-tot}$
1	0.010	0.015	0.021	200.	280.	400.	63	48.2	3.7	62.	1.32	0.18 0.21 0.18 0.24	
2	0.021	0.032	0.046	200.	280.	400.	64	56.8	1.5	79.	0.97	0.13 0.16 0.13 0.14	
3	0.046	0.068	0.100	200.	280.	400.	17	36.0	1.8	70.	0.28	0.10 0.10 0.08 0.10	
4	0.010	0.015	0.021	400.	530.	711.	66	61.3	0.0	64.	1.00	0.13 0.18 0.13 0.14	
5	0.021	0.032	0.046	400.	530.	711.	64	75.7	0.0	86.	0.69	0.09 0.12 0.09 0.10	
6	0.046	0.068	0.100	400.	530.	711.	53	61.1	0.0	89.	0.55	0.08 0.08 0.08 0.08	
7	0.100	0.130	0.178	400.	530.	711.	20	24.2	0.0	77.	0.37	0.10 0.11 0.09 0.11	
8	0.010	0.015	0.021	711.	950.	1265.	51	51.6	0.7	55.	0.71	0.10 0.11 0.10 0.12	
9	0.021	0.032	0.046	711.	950.	1265.	101	99.5	0.0	85.	0.72	0.07 0.09 0.07 0.08	
10	0.046	0.068	0.100	711.	950.	1265.	81	86.0	0.7	91.	0.54	0.06 0.06 0.06 0.07	
11	0.100	0.130	0.178	711.	950.	1265.	45	43.5	0.0	88.	0.43	0.07 0.07 0.07 0.07	
12	0.178	0.240	0.316	711.	950.	1265.	19	14.7	0.4	55.	0.30	0.09 0.10 0.07 0.09	
13	0.021	0.032	0.046	1265.	1700.	2249.	109	100.9	0.7	84.	0.58	0.06 0.08 0.06 0.06	
14	0.046	0.068	0.100	1265.	1700.	2249.	106	108.0	0.0	93.	0.49	0.05 0.05 0.05 0.05	
15	0.100	0.130	0.178	1265.	1700.	2249.	60	59.3	0.0	92.	0.38	0.05 0.05 0.05 0.05	
16	0.178	0.240	0.316	1265.	1700.	2249.	36	31.7	0.0	83.	0.25	0.04 0.04 0.04 0.04	
17	0.046	0.068	0.100	2249.	3000.	4000.	116	97.9	0.0	87.	0.44	0.042 0.045 0.042 0.046	
18	0.100	0.130	0.178	2249.	3000.	4000.	57	61.2	0.0	91.	0.29	0.040 0.040 0.040 0.047	
19	0.178	0.240	0.316	2249.	3000.	4000.	46	42.7	0.0	96.	0.21	0.031 0.038 0.031 0.032	
20	0.316	0.420	0.562	2249.	3000.	4000.	8	11.5	0.0	72.	0.044	0.022 0.022 0.016 0.016	
21	0.046	0.068	0.100	4000.	5300.	7113.	40	50.9	0.4	87.	0.185	0.030 0.035 0.030 0.036	
22	0.100	0.130	0.178	4000.	5300.	7113.	46	49.5	0.0	94.	0.205	0.031 0.034 0.031 0.036	
23	0.178	0.240	0.316	4000.	5300.	7113.	41	34.9	0.0	92.	0.182	0.029 0.033 0.029 0.032	
24	0.316	0.420	0.562	4000.	5300.	7113.	21	13.3	0.0	101.	0.085	0.023 0.027 0.019 0.021	
25	0.100	0.130	0.178	7113.	9500.	12649.	18	24.6	0.0	99.	0.086	0.026 0.035 0.020 0.026	
26	0.178	0.240	0.316	7113.	9500.	12649.	17	22.5	0.0	94.	0.077	0.024 0.027 0.019 0.021	
27	0.316	0.420	0.562	7113.	9500.	12649.	7	9.6	0.0	95.	0.030	0.016 0.017 0.011 0.012	
28	0.178	0.240	0.316	12649.	17000.	22494.	4	8.58	0.0	109.	0.020	0.016 0.018 0.010 0.010	
29	0.316	0.420	0.562	12649.	17000.	22494.	8	5.05	0.0	103.	0.040	0.020 0.022 0.014 0.016	

Tabelle A.4: Ergebnistabelle für den doppelt-differentiellen, reduzierten Wirkungsquerschnitt  $\tilde{\sigma}$ . Die Numerierung der Zeilen entspricht der Numerierung der doppelt-differentiellen Bins, wie sie zum Beispiel für die Abbildung 9.7 des totalen Fehlers verwendet wurde. Die kinematische  $x$ - $Q^2$ -Ebene ist in 29 Bins eingeteilt, deren oberen und unteren Grenzen in  $x$  und  $Q^2$  sowie die Binschwerpunkte in den ersten sechs Spalten der Tabelle angegeben sind. Es folgen die in den Bins gemessenen Ereignisanzahlen an Daten, Monte-Carlo und Untergrund sowie die Akzeptanz. Der Meßwert des reduzierten (dimensionslosen) Wirkungsquerschnitts ist mit oberem und unterem statistischen Fehler und oberem und unterem Gesamtfehler versehen.



# Anhang B

## RUN-Selektion

Folgende RUNs wurden gemäß der Qualitätskontrolle **SFEW DQM** nicht in der Analyse berücksichtigt. Für eine genaue Beschreibung der einzelnen RUNs und derer Probleme sei auf die ZEUS-interne Webseite [47] verwiesen.

33162, 33241, 33339, 33346, 33347, 33350, 33351, 33354, 33358, 33359, 33377, 33378, 33381, 33382, 33383, 33384, 33385, 33386, 33387, 33393, 33394, 33395, 33396, 33399, 33419, 33421, 33422, 33472, 33596, 33625, 33628, 33640, 33645, 33655, 33656, 33657, 33658, 33662, 33663, 33669, 33677, 33789, 33853, 33854, 33855, 34061, 34194, 35112, 35113, 35120, 35145, 35148, 35154, 35183, 35184, 35187, 35355, 35370, 35469, 35510, 35555, 35557, 35558, 35560, 35657, 35676, 35677, 35678, 35679, 35835, 35836, 35837, 35838, 35839, 35840, 35841, 35842, 35847, 36113, 36155, 36225, 36226, 36227, 36232, 36276, 36298, 36301, 36302, 36368, 36482, 36483, 36485, 36486, 36666, 36678, 36867, 36920, 36999, 37059, 37084, 37188, 37227, 37232, 37235, 37395, 37431, 37453, 37495, 37496, 37497, 37498, 37499, 37503, 37504, 37505, 37506, 37507, 37508, 37509, 37510, 37511, 37514, 37515, 37516, 37517, 37521, 37524, 37525, 37526, 37527, 37528, 37529, 37531, 37533, 37534, 37535, 37536, 37537, 37587, 37588, 37590, 37591, 37592, 37593, 37594, 37597, 37598, 37600, 37601, 37602, 37603, 37605, 37606, 37612, 37613, 37614, 37620, 37621, 37622, 37623, 37624, 37627, 37629, 37630, 37631, 37636, 37637, 37638, 37639

Tabelle B.1: Von der Qualitätskontrolle **SFEW DQM** ausgemusterte RUNs.

## Anhang C

# Von MUFFIN unterdrückte Ereignisse

Folgende Ereignisse wurden von dem Programmpaket MUFFIN als Halomuon-Ereignisse oder kosmische Müonen erkannt und ausschließlich aufgrund dieses Kriteriums aus dem finalen CC-Datensatz entfernt:

Run	Event	Run	Event	Run	Event
33187	19204	35074	80757	36405	161960
33198	13437	35078	103223	36556	27661
33268	17506	35100	60678	36623	82576
33277	41362	35127	55660	36702	6404
33285	21996	35132	61877	36730	39176
33474	41416	35146	35878	36947	72174
33506	12717	35238	5762	36975	53147
33542	26459	35290	64210	37028	92128
33612	26634	35328	9699	37036	12027
33780	96970	35342	71827	37093	97911
33803	15301	35516	69359	37191	47005
33875	39806	35829	40362	37231	17672
33884	75391	36086	140367	37243	25394
33923	169536	36250	52305	37248	13347
33930	112297	36364	671	37281	57858
34001	16050	36372	78073	37325	2244
34045	68259	36377	8462	37440	75426

Tabelle C.1: Von MUFFIN ausgefilterte Untergrundereignisse.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Ereignisse mit geladenem Strom(CC)	8
2.2	CC -Feynman-Diagramm.	9
2.3	Radiative Korrekturen in der Größenordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ . Die Abbildungen a) und b) zeigen dabei die Feynman-Diagramme der "Initial-State"-Radiation des Leptons und des Quarks. Abbildung d) zeigt die "Final-State"-Radiation des ausgehenden Quarks. In Abbildung c) ist die Photonemission des ausgetauschten $W$ -Bosons zu sehen. Eine "Final-State"-Radiation des Neutrinos $\nu$ im Endzustand kann in $\mathcal{O}(\alpha)$ nicht vorliegen, da das Photon nicht an ein Neutrino koppelt.	12
2.4	Helizitätsbetrachtung des $ep$ -Streuprozesses	12
2.5	Hier ist der reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{e+p}^{CC}$ aufgetragen gegen die Helizitätsgröße $(1 - y)^2$ . Die schwarzen Punkte stammen hierbei aus der vorliegenden Analyse, also aus einer Positron-Proton-Streuung. Die offenen Punkte sind aus einer Elektron-Messung zitiert. Der erwartete, theoretische Verlauf in erster Näherung (CTEQ5D) ist als durchgezogenen beziehungsweise als gestrichene Linie zu sehen.	13
2.6	NC-Feynman-Diagramm	14
2.7	NC- und CC-Wirkungsquerschnitte im Vergleich.	16
3.1	Luftbild von DESY	17
3.2	HERA mit ihren Vorbeschleunigern	18
3.3	Das ZEUS-Experiment	20
3.4	Aufbau eines FCAL-Moduls.	21
3.5	Querschnitt eines CTD-Oktants.	22
3.6	Lagen einer FTD-Kammer	23
3.7	Querschnitt einer FTD-Zelle	24
4.1	Datennahmeperiode 1999/2000	29
5.1	Die kinematische Rekonstruktion eines Ereignisses.	33
5.2	Ereignisse in der kinematischen Ebene.	36
6.1	Der Innenbereich des ZEUS-Detektors.	37
6.2	Effizienz der CTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel $\gamma_h$ .	38
6.3	Auflösung der CTD-Vertexmessung in Abhängigkeit des hadronischen Winkels.	39
6.4	Verschiebung (Bias) der CTD-Vertexmessung in Abhängigkeit des hadronischen Winkels.	39
6.5	Korrelation von $\tan \alpha$ und $1/R$ .	40
6.6	Algorithmus zur Messung des Ereignisvertex mit den FTDs	41
6.7	Vertexmessung mit den FTDs in der $\tan \alpha$ -vs- $1/R$ -Ebene.	42
6.8	Effizienz der FTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel $\gamma_{had}$ .	43

6.9	Auflösung der FTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel $\gamma_{had}$ . . .	43
6.10	Auflösung der FTD-Vertexmessung gegen den hadronischen Winkel $\gamma_{had}$ . . .	44
6.11	Fehlmessung des Vertex mit den FTDs in der $\tan \alpha$ -vs- $1/R$ -Ebene. . . . .	45
6.12	Korrekturen zur FCAL-Vertexmessung . . . . .	46
6.13	Differenz in der Rekonstruktion des $Q^2$ für die Meßmethoden bei kleinen hadronischen Winkeln. . . . .	47
6.14	Beispiel-Ereignis 30436 aus RUN 33763 für fehlerhafte FCAL-Vertexmessung.	48
6.15	Migrationsstudien: Zu sehen sind die CC-Ereignisse in den doppelt-differentiellen Bins der $x$ - $Q^2$ -Ebene. Mit Pfeilen sind solche Ereignisse, bei denen die Vertexrekonstruktion von FCAL und FTD unterschiedliche Vertices liefert, gekennzeichnet. Die Richtung der Pfeile geht dabei von den kinematischen Variablen, vermessen mit den FTDs, zu den kinematischen Variablen, vermessen durch das FCAL. In dem markierten Bereich zwischen 0.2 rad und 0.4 rad zeigen sich Migrationen solcher Ereignisse, die aber keine Systematik aufweisen. . . . .	50
7.1	Ereignisdisplay für Ereignisse mit großem und kleinen hadronischen Winkel .	51
7.2	Zusammenfassung der angewendeten Schnitte. . . . .	57
7.3	Kontrollverteilung der wichtigsten kinematischen Größen . . . . .	58
8.1	Auflösung der kinematischen Rekonstruktion in $Q^2$ . . . . .	62
8.2	Auflösung der kinematischen Rekonstruktion in $x$ . . . . .	63
8.3	Auflösung der kinematischen Rekonstruktion in $y$ . . . . .	64
8.4	Effizienz-, Reinheits- und Akzeptanz-Bestimmung in den einfach-differentiellen $Q^2$ -, $x$ - und $y$ -Bins. . . . .	65
8.5	Reinheits- und Akzeptanz-Bestimmung in den doppelt-differentiellen $xQ^2$ -Bins.	66
9.1	Verteilung des abgeschätzten Untergrundes in der $xQ^2$ -Ebene. . . . .	70
9.2	Systematische Abhängigkeiten von Schnittgrößen in $Q^2$ . . . . .	74
9.3	Systematische Abhängigkeiten von Schnittgrößen in $x$ . . . . .	75
9.4	Systematische Abhängigkeiten von Schnittgrößen in $y$ . . . . .	76
9.5	Vergleich von Daten und MC mit MEPS-Parton-Schauer-Modell. . . . .	77
9.6	Totaler systematischer Fehler der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte.	79
9.7	Totaler systematischer Fehler in den doppelt-differentiellen Bins . . . . .	80
10.1	$d\sigma/dQ^2$ . . . . .	82
10.2	$d\sigma/dx$ . . . . .	83
10.3	$d\sigma/dy$ . . . . .	84
10.4	$d^2\sigma/dxdQ^2(x)$ . . . . .	86
10.5	$d^2\sigma/dxdQ^2(x)$ im Vergleich mit CC $e^-p$ . . . . .	87
10.6	$d^2\sigma/dxdQ^2(Q^2)$ . . . . .	88
10.7	Helizitätsplot . . . . .	90

# Tabellenverzeichnis

1.1	Fundamentale Teilchen: Leptonen und Quarks . . . . .	5
2.1	Sensitivität des <b>CC</b> -Prozesses auf Quarkladungen . . . . .	9
3.1	Die wichtigsten HERA Parameter. . . . .	19
3.2	Wichtige FRTD Kenngrößen. . . . .	25
4.1	Datennahmeperiode 1999–2000 . . . . .	30
4.2	Simulierte Signal-Ereignisse (MC) . . . . .	31
4.3	Generierte Photoproduktionsereignisse. . . . .	32
4.4	Generierte Ereignisse mit neutralem Strom. . . . .	32
6.1	Auflösungen der Vertexrekonstruktion mit drei Methoden. . . . .	48
9.1	Variationen von Schnittgrößen zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten. . . . .	72
A.1	Ergebnistabelle $d\sigma/dQ^2$ . . . . .	95
A.2	Ergebnistabelle $d\sigma/dx$ . . . . .	96
A.3	Ergebnistabelle $d\sigma/dy$ . . . . .	96
A.4	Ergebnistabelle $d^2\sigma/dxdQ^2$ . . . . .	97
B.1	Ausgemusterte RUNs. . . . .	99
C.1	Von MUFFIN ausgefilterte Untergrundereignisse. . . . .	100

# Literaturverzeichnis

- [1] Francis Halzen, Alan D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* (John Wiley & Sons, Inc, 1984).
- [2] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [3] M. Gell–Mann, Y. Ne’eman, *The Eightfold Way* (Benjamin, New York, 1964).
- [4] H. Abramowicz, A. Caldwell, Report DESY–98–192, DESY (1998).
- [5] V.N.Gribov, L.N.Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438.
- [6] Yu.L.Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [7] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.
- [8] Kunihiro Nagano, University of Tokyo, *Measurement of Charged Current  $e^+p$  Deep Inelastic Scattering Cross Sections at  $\sqrt{s} = 300$  GeV*, Dissertation, Graduate School, University of Tokio, Dezember 1998, KEK Report 99-11.
- [9] Ken Long, *Private Mitteilung*.
- [10] Alex D. Tapper, *Measurement of charged current deep inelastic scattering cross sections using the ZEUS detector at HERA*, Dissertation, Imperial College of Science, Technology, Medicine, March 2001, xxxxxx.
- [11] ZEUS Collaboration, ed. U. Holm, *The ZEUS Detector*, Status Report, 1993.
- [12] ZEUS Collaboration, A.Bamberger et al., Nucl. Instrum. Methods **A 277** (1989) 46.
- [13] E. Hilger, Nucl. Instrum. Methods **A 257** (1987) 488.
- [14] Burkhard Gutjahr, *Entwicklung, Bau und Test der planaren Vorwärtsdriftkammern des ZEUS-Innendetektors sowie Untersuchungen zur optimalen Signalverarbeitung*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 1993, BONN-IR-93-17.
- [15] Stefan Kramarczyk, *Entwicklung, Bau und Test der planaren Vorwärtsdriftkammern des ZEUS-Innendetektors sowie Analysen zu Kammereigenschaften*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, August 1993, BONN-IR-93-45.
- [16] M. Eckert, TFRECON (3.07/02) for F/RTD in Data Reprocessing 1996: Chamber Condition, Reconstruction and Output Information, ZEUS Note 97-027, 23 April 1997.
- [17] Stefan Mengel, *Erste Bestimmung der  $e/\pi$ -Trennleistung des ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektors*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dezember 1995, BONN-IR-95-25.

- 
- [18] Christoph Rembser, *Identifikation geladener Teilchen mit dem ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektor*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Juli 1997, BONN-IR-97-10.
- [19] Oliver Maria Kind, *Elektron-Pion-Trennung mit dem ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektor*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2000, BONN-IB-00-22.
- [20] ZEUS Luminosity Monitor Group, J.Andruszków et al., Report DESY-92-066, DESY (1992).
- [21] J. I. Fleck, K. Ohrenberg, Electron Identification in the HES and a new way to determine the efficiency of electron finders, ZEUS Note 95-009, 3 February 1995.
- [22] ZEUS Collaboration, BAC group, H.Abramowicz et al., Nucl. Instrum. Methods **A 313** (1992) 126.
- [23] M.Bobrowski et al., Nucl. Instrum. Methods **A 323** (1992) 309.
- [24] B.Bednarek et al., Nucl. Instrum. Methods **A 348** (1994) 228.
- [25] W. H. Smith et al, The ZEUS Trigger System, ZEUS Note 89-084, 1989.
- [26] S. Schlenstedt, *Luminosity calculation and EVTAKÉ 1992-97*, WWW, <http://zedy00.desy.de/~schlenst/>.
- [27] R.Brun et al., Report CERN-DD/EE/84-1, CERN (1987).
- [28] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, Comp. Phys. Commun. **69** (1992) 155, also in *Proc. Workshop Physics at HERA*, 1991, Hamburg.
- [29] G.Engelman, LEPTO VERSION 6.1 — *The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, in *Proc. Workshop on Physics at HERA*, ed. W.Buchmüller, G.Engelman, Hamburg, Germany, 1991, p. 1366.
- [30] G.A. Schuler, H. Spiesberger, DJANGO: *The Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO*, in *Proc. Workshop on Physics at HERA*, ed. W.Buchmüller, G.Engelman, Hamburg, Germany, 1991, p. 1419.
- [31] L. Lönnblad, Comp. Phys. Commun. **71** (1992) 15.
- [32] CTEQ Collaboration, H.L. Lai et al., Phys. Rev. **D 51** (1995) 4763.
- [33] CTEQ Collaboration, H.L. Lai et al., Phys. Rev. **D 55** (1997) 1280.
- [34] G.Marchesini et al., Comp. Phys. Commun. **67** (1992) 465.
- [35] S.Bentvelsen, J.Engelen, P.Kooijman, *Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA*, in *Proc. Workshop on Physics at HERA*, ed. W.Buchmüller, G.Engelman, Hamburg, Germany, 1991, p. 23.
- [36] F. Jacquet, A. Blondel, *Detection of the Charged Current Event – Method II*, in *Proc. Study of an ep-facility for Europe, Hamburg, Germany*, ed. U.Amaldi, 1979, p. 393, DESY Report **79/48**.

- [37] A. I. van Sighem, NIKHEF Amsterdam, *Charged current deep-inelastic scattering at HERA*, Dissertation, Physikalisches Institut Nikhef, Februar 2000.
- [38] G.F. Hartner, VCTRAK(3.07/04): Offline Output Information, ZEUS-97-064, internal ZEUS-note, 1997.
- [39] M. Eckert, *Spurrekonstruktion in den planaren Driftkammern von ZEUS und Ereignisse der Reaktion  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$  bei kleinen hadronischen Winkeln*, Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, März 1999, BONN-IR-99-05.
- [40] Henning Schnurbusch, *Untersuchungen zu hochenergetischen Elektronen im ZEUS-Vorwärtsdetektor*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Juni 1998, BONN-IB-98-20.
- [41] R. Pawlak, Vertex reconstruction from FCAL timing, ZEUS Note 98-040, 25 June 1998.
- [42] A. Kruse, A. v. Sighem, MUFFINCUP - A Wrapper for MUFFIN, User Manual and Documentation, ZEUS Note 98-025, 1 April 1998.
- [43] Chris Cormack, *Private Mitteilung*.
- [44] M.A.J.Botje, Preprint NIKHEF-97-028, NIKHEF (1997), hep-ph/9707289.
- [45] Takahiro Fusayasu, *Private Mitteilung*.
- [46] Particle Data Group, R.M.Barnett et al., Eur. Phys. J. **3** (1998) 1, and 2001 off-year update for the 1998 edition available on the PDG WWW pages (<http://pdg.lbl.gov/>).
- [47] ZEUS SFEW Group, *SFEW DQM Documentation*, WWW, 1998-2000, [http://www-zeus.desy.de/~zeusan/sfew\\_dqm/dqm.html](http://www-zeus.desy.de/~zeusan/sfew_dqm/dqm.html).

# Index

- Akzeptanz
  - Definition, 60
  - doppelt-differentiell, 66
  - einfach-differentiell, 65
- ARIADNE, 30
- BAC, 26
- Bethe-Heitler, 25
- Bin-Definitionen, 60
  - Binbreite, 60
  - doppelt-differentiell
    - Tabelle, 96
  - Schwerpunkt, 60
- Bjorken-Skalenvariable, 10
- BPC, 26
- BPT, 26
- C5 -Zähler, 26
- CC-Wirkungsquerschnitt
  - Winkelabhängigkeit, 13
- CC-Wirkungsquerschnitt
  - Bin Definitionen, 60
  - doppelt-differentiell, 85
    - $d\sigma/dxQ^2$  bei festen  $Q^2$  Ergebnisplot, 85
    - $d\sigma/dxQ^2$  bei festen  $x$  Ergebnisplot, 88
  - Formel, 11
  - einfach-differentiell
    - $d\sigma/dQ^2$  Ergebnisplot, 81
    - $d\sigma/dx$  Ergebnisplot, 81
    - $d\sigma/dy$  Ergebnisplot, 81
    - Ergebnis-Plots, 81
    - Ergebnisse, 81
  - Entfaltung, 66
  - reduzierter, 12
  - Theorie, 10
- Collider, *siehe* Speicherring
- DIS, 7
- DJANGO, 30
- Doppelwinkelmethode, 34
- Effizienz
  - Definition, 59
  - doppelt-differentiell, 66
  - einfach-differentiell, 65
- Elektronmethode, 34
- FDET, 23
- Fehler
  - Statistischer, 71
    - Daten, 71
    - MC, 71
    - Poisson, 71
  - Systematischer
    - Definition, 72
    - in Abhängigkeit vom Partonschauer-Modell, 73
    - in Abhängigkeit von der Kalorimeter-Energieskala, 73
    - in Abhängigkeit von der MC-Fragmentation, 73
    - in Abhängigkeit von Schnittgrößen, 73
    - Totaler, 78
- Fragmentation
  - MEPS, 73
- F/RTD, 23–24
- GEANT, 30
- HERA, 18
  - Betriebsparameter, 19
- HERACLES, 30
- HERWIG, 31
- HES, 26
- Jacquet-Blondel-Methode, 34
- Kinematische Ebene, 36
  - $Q^2$ - $x$ , 36
  - $x$ - $y$ , 36
- Korrekturen
  - radiative, elektroschwache, 11
  - Strahlungskorrekturterm, 67

- LEPTO, 30
- LINAC I, 19
- LINAC III, 19
- LPS, 26
- Luminositätsmessung, 25
- Luminositätsmonitor, 25
  
- Müon-Kammern, 25
- MEPS, 73
- Monte Carlo (MC), 30
  - Neutral Strom, 32
  - Photoproduktion, 31
  - Signal, 30
  - Untergrund, 31
- MUFFIN-Unterdrückung, 100
  
- Parton-Schauer-Modell
  - MEPS, 73
- Partondichteverteilungen, 11
  - CTEQ, 11
- PETRA, 19
- Proton-Pilot-Bunch, 70
  
- $Q^2$ , 9
- $Q^2$ -Auflösung
  - Abhängigkeit von  $y$ , 53
  
- Reinheit
  - Definition, 60
  - doppelt-differentiell, 66
  - einfach-differentiell, 65
- Rekonstruktion, 33
  - Auflösung, 61
  - Definition, 59
  - Doppelwinkelmethode, 34
  - Elektronmethode, 34
  - Jacquet-Blondel-Methode, 34
- RUN, 27
- RUN-Auswahl, 99
  
- Schauerprofil
  - longitudinal, 22
- Simulation, *siehe* Monte Carlo
- SLOT 60, 52
- Speicherring
  - HERA, 18
  - PETRA, 19
- Streuung
  - tiefinelastische, 7–8
- Streuwinkel des Leptons, 9
  
- Strukturfunktion, 11, 15
  
- Teilchenbündel
  - longitudinale Ausdehnung, 19
- TRD, 24
- Trigger, 27, 51
  - GFLT, 27
  - CC, 52
  - GSLT, 27
  - CC, 52
  - TLT, 28
  - CC, 52
  
- Untergrund
  - Abschätzung des, 69
- Untergrundereignisse, 54
  - $W$ -Boson-Produktion
  - Simulation (MC), 32
  - Halo-Müonen, 54
  - Kosmische Strahlung, 54
  - Neutral-Strom, 54
  - Simulation (MC), 32
  - Neutraler Strom, 54
  - Photoproduktion, 54
  - Simulation (MC), 31
  - Restgas, 53
  
- Variable
  - kinematische, 9
- VETO-Wand, 26
- Viererimpulsübertrag
  - negativer, 9
  
- Wechselwirkungsrate
  - maximale, 19
- Wirkungsquerschnitt, *siehe* CC-Wirkungsquerschnitt
  
- $x$ , 10
  
- $y$ , 9