



RHEINISCH  
WESTFÄLISCHE  
TECHNISCHE  
HOCHSCHULE  
AACHEN

PITHA 96/6

---

November 1995

Produktionsmechanismen schwerer Quarks  
am H1-Experiment bei HERA

Michael Wins

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
52056 AACHEN, GERMANY

Produktionsmechanismen  
schwerer Quarks  
am H1-Experiment  
bei HERA

von  
Michael Wins

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im November 1995

angefertigt am  
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

---

## Kurzfassung

Am Speicherring HERA bei DESY werden in Kollisionen hochenergetischer Protonen und Elektronen u.a. große Mengen schwerer Quarks erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion charmtragender Hadronen liegt in der Größenordnung von  $1 \mu\text{b}$ . Man erwartet, daß die Gamma-Gluon-Fusion der dominierende Produktionsmechanismus ist. Dieser Prozeß ermöglicht die Bestimmung der Gluondichtefunktion des Protons in bisher nicht vermessenen  $x_P$ -Regionen.  $x_P$  ist der Anteil des Protonimpulses, den ein Parton trägt. Dabei ist es wichtig, die Wirkungsquerschnitte sowohl der Gamma-Gluon-Fusion als auch konkurrierender Prozesse zu kennen. In der vorliegenden Arbeit werden insbesondere *Next-to-Leading-Order* -Wirkungsquerschnitte differentiell in  $x_P$  berechnet, und die Abhängigkeit von QCD-Skalen und Quarkmassen wird gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte werden sowohl für *Direct-Photon*- als auch für *Resolved-Photon*-Produktion berechnet. Es wird auf Generatorebene untersucht, inwiefern *Resolved-Photon*-Ereignisse als solche erkennbar und separierbar sind. Ferner wird das  $D^*$ -Signal der H1-Daten von 1994 auf einen *Resolved-Photon*-Anteil hin untersucht.

## Abstract

At HERA high energy electron proton collisions provide a prolific source of heavy quarks. The cross section for the production of charmed hadrons is about  $1 \mu\text{b}$ . The dominating production mechanism is expected to be the gamma gluon fusion. This process makes it possible to determine the gluon density function of the proton in so far unexamined  $x_P$ -regions.  $x_P$  is the fraction of the proton momentum carried by a parton. It is important to have estimations on the cross sections of both the gamma-gluon-fusion and competing processes. In particular *Next-to-Leading Order* cross sections are calculated differentiell in  $x_P$ , and the dependance on QCD scales and quark masses is shown. Cross sections are calculated for *direct photon* and *resolved photon* production. It is investigated on generator level, how far it is possible to identify and separate resolved photon events. Finally the  $D^*$ -signal in 1994 H1-data is examined as for *resolved photon* contributions.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Das Supermikroskop HERA und das Nachweisgerät H1</b>	<b>5</b>
1.1 Der Teilchenbeschleuniger HERA	5
1.2 Der H1-Detektor	8
1.2.1 Überblick	8
1.2.2 Das Spurkammersystem	10
1.2.3 Die Kalorimeter	14
1.2.4 Das Luminositätssystem	14
<b>2. Physik bei HERA</b>	<b>17</b>
2.1 Die wichtigen Prozesse	17
2.1.1 Tiefeinelastische Streuung	17
2.1.2 Photoproduktion	17
2.1.3 Physik jenseits des Standardmodells	18
2.1.4 Produktion schwerer Quarks	18
2.2 Grundlegende Größen der Lepton-Nukleon-Streuung	19
2.3 Physik schwerer Quarks	21
2.3.1 Die Kinematik des harten Prozesses	21
2.3.2 Erkennung von Ereignissen mit Charm	24
<b>3. Exkurs in die Theorie</b>	<b>26</b>
3.1 UV-Divergenz und Renormierung	26
3.2 Faktorisierung in der QCD	29
3.3 Die Weizsäcker-Williams-Approximation	32

<b>4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien</b>	<b>34</b>
4.1 Gamma-Gluon-Fusion in führender Ordnung . . . . .	34
4.2 Beiträge höherer Ordnungen . . . . .	35
4.2.1 Die Partonschauerentwicklung . . . . .	35
4.2.2 Matrixelemente höherer Ordnung . . . . .	36
4.2.3 Vergleich: NLO-Matrixelemente und Partonschauer . . . . .	40
4.2.4 Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten . . . . .	41
4.2.5 Bemerkungen zur Bestimmung der Gluondichte des Protons bei H1	48
4.3 Resolved-Photon-Beiträge . . . . .	51
4.3.1 Vergleich: NLO-Matrixelemente und Partonschauer . . . . .	54
4.3.2 Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten . . . . .	55
4.4 Diffraktive Prozesse mit Pomeronaustausch . . . . .	59
<b>5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen</b>	<b>61</b>
5.1 Überlegungen auf Generatorebene . . . . .	61
5.1.1 Die Suche nach dem Photon-Remnant . . . . .	61
5.1.2 Die $\Theta$ -Verteilungen der $D$ - und $B$ -Mesonen . . . . .	63
5.1.3 Rekonstruktion von $z$ . . . . .	64
5.2 Ein Blick in die H1-Daten von 1994 . . . . .	68
5.2.1 Rekonstruktion der $D^*$ -Mesonen . . . . .	68
5.2.2 Rekonstruktion von $z$ und $z'$ . . . . .	74
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>79</b>



# 1. Das Supermikroskop HERA und das Nachweisgerät H1

## 1.1 Der Teilchenbeschleuniger HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA ging im Mai 1992 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg in Betrieb und lieferte seitdem in drei Laufperioden Daten. Bei HERA<sup>1</sup> treffen Elektronen und Protonen mit der höchsten je erreichten Schwerpunktsenergie aufeinander. Abbildung 1.1 zeigt eine Aufsicht von HERA und den Vorbeschleunigern. Die annähernd kreisförmige Speicherringanlage besteht aus dem Protonenring *Hera-p* und dem Elektronenring *Hera-e*. Sie hat einen Umfang von 6336 m und liegt in einem Tunnel in einer Tiefe von 10 - 25 Metern unter Hamburg. Die Sollenergien der beschleunigten Partikel betragen 820 GeV für die Protonen und 30 GeV für die Elektronen. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV, die um etwa einen Faktor 10 höher liegt als die Schwerpunktsenergien bei bisherigen Experimenten der Lepton-Nukleon-Streuung mit stationärem Target. Wollte man die HERA-Schwerpunktsenergie in einem solchen *Fixed-Target*-Experiment erreichen, so benötigte man einen Elektronenstrahl der Energie 52 TeV. Der Designwert für die Luminosität, einem Maß für die Anzahl der stattfindenden Teilchenkollisionen, beträgt  $\mathcal{L} = 1,6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Sowohl *Hera-p* als auch *Hera-e* erhalten ihre Teilchen aus dem umgebauten PETRA<sup>2</sup>-Ring, der wiederum von anderen Vorbeschleunigern gespeist wird. PETRA ist in der Lage, Elektronen und Positronen von 7 auf 14 GeV und Protonen von 7 auf 40 GeV zu beschleunigen. Die weitere Beschleunigung und Speicherung der Teilchen geschieht dann nach der Injektion in den HERA-Ring.

---

<sup>1</sup>Hadron-Elektron-Ring-Anlage

<sup>2</sup>Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

1. Das Supermikroskop HERA und das Nachweisgerät H1

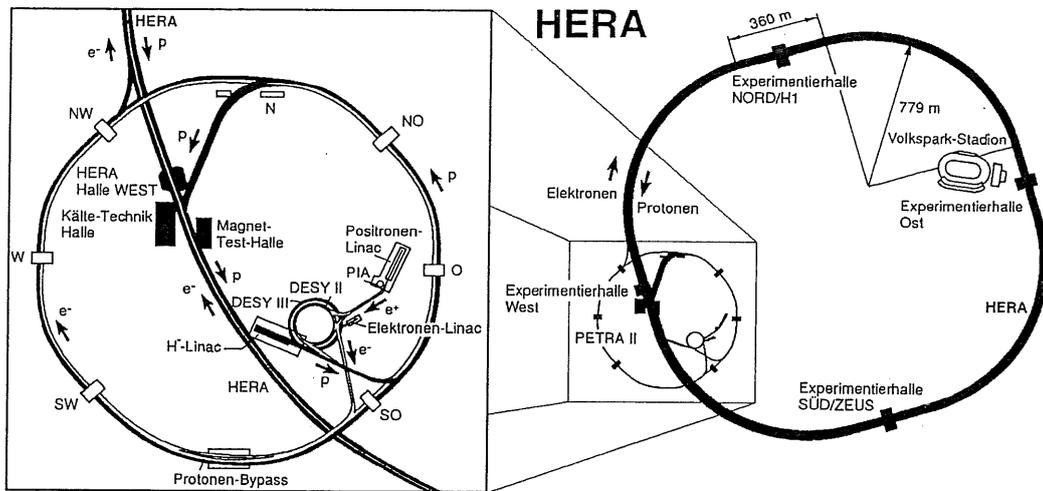


Abbildung 1.1: Aufsicht des HERA-Speicherrings

HERA Parameter		Elektronen	Protonen
Sollenergie	[GeV]	30	820
Einschußenergie	[GeV]	14	40
Magnetfeldstärke	[T]	0,165	4,68
Strahlstrom	[mA]	58	160
Strahlquerschnitt	[ $\mu\text{m}$ ]	$260 \times 20$	$290 \times 70$
Paketlänge	[mm]	8	110
Anzahl der Teilchenpakete		210	210
Energieverlust pro Umlauf	[MeV]	127	$6,2 \cdot 10^{-6}$
Umfang		6336 m	
Luminosität		$1,6 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
max. Impulsübertrag		$\approx 4 \cdot 10^4 \text{GeV}^2$	
Kollisionsrate		10,4 MHz	
e-p-Schwerpunktsenergie		314 GeV	

Tabelle 1.1: Designparameter des Speicherrings HERA

## 1.1 Der Teilchenbeschleuniger HERA

Für *Hera-e* sind herkömmliche nichtsupraleitende Ablenkmagnete ausreichend, die ein Magnetfeld von 0,165 T erzeugen. *Hera-p* benötigt hingegen wegen der wesentlich höheren Teilchenimpulse eine Magnetfeldstärke von 4,65 T. Deshalb wurde *Hera-p* – nach dem *Tevatron* am Fermilab bei Chicago als zweite Maschine überhaupt – mit supraleitenden Magnetspulen ausgestattet. Die Spulen werden auf einer Temperatur von 4,4 K gehalten – durch flüssiges Helium, das von einer 1987 in Betrieb gegangenen Kälteanlage geliefert wird. Diese Anlage ist eine der größten der Welt und hat, bedingt durch ihre Größe, auch den besten je erreichten Wirkungsgrad. Der Bau von Speicherringen, in denen stundenlang Teilchen kreisen sollen, ohne an Molekülen von Restgasen gestreut zu werden, erfordert eine besonders gute Ultrahochvakuumtechnik. Das Vakuum in den Strahlrohren muß besser als  $10^{-8}$  mbar sein, selbst wenn die Strahlwände durch Synchrotronstrahlung stark erhitzt werden (Entgasung der Oberflächen). An den kalten Rohren

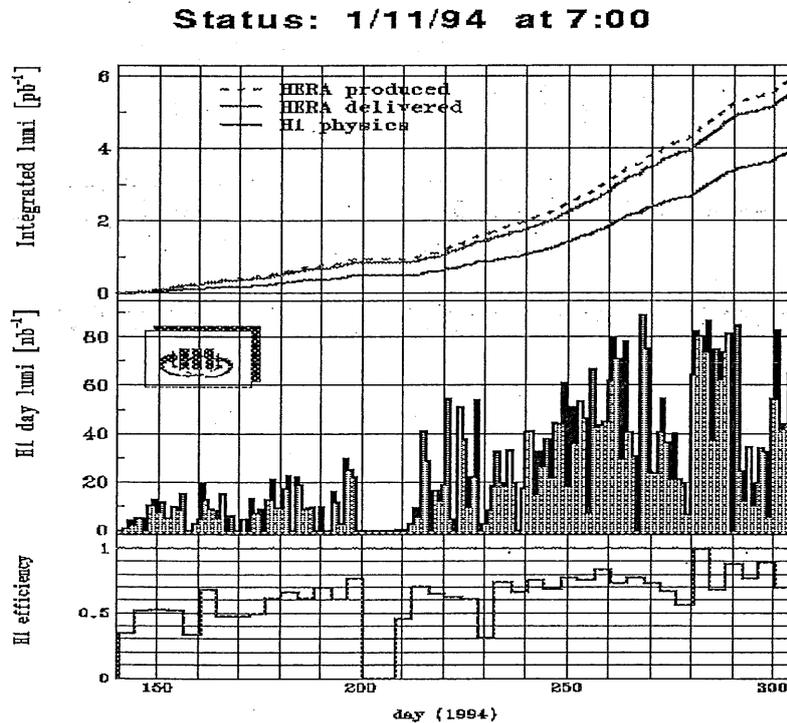


Abbildung 1.2: Von HERA gelieferte und von H1 aufgezeichnete Luminosität

von *Hera-p* kondensieren die Restgase, so daß hier ein nicht mehr meßbares Vakuum entsteht.

Die wichtigsten Parameter der HERA-Maschine sind gesammelt in Tabelle 1.1 zu finden. Abbildung 1.2 zeigt die während der Strahlperiode 1994 von HERA produzierte Luminosität, welche ein Maß für die Anzahl der Strahlkollisionen darstellt. Im oberen Teil ist die seit Beginn der Strahlperiode aufsummierte Luminosität gezeigt, im mittleren Teil die pro Tag produzierte Luminosität. Insgesamt wurden knapp  $6 \text{ pb}^{-1}$  von HERA produziert, die H1-Datennahme erstreckte sich über etwa  $4 \text{ pb}^{-1}$ . Im unteren Drittel ist die Effektivität des H1-Betriebs bezüglich der gelieferten Luminosität dargestellt. In der Zeit um Tag 205 lieferte HERA *keine* Luminosität, da während dieses Zeitraums von Elektronen- auf Positronenbetrieb umgestellt wurde.

## 1.2 Der H1-Detektor

### 1.2.1 Überblick

Bei HERA können die Teilchenstrahlen in vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden. In der Experimentierhalle Süd befindet sich der Zeus-Detektor, in der Halle Nord der Detektor H1. In Zukunft werden in den Hallen Ost und West zusätzlich Experimente (Hermes und HERA-B) mit stationärem Target durchgeführt. Hermes hat 1995 mit der Datennahme begonnen, HERA-B wird voraussichtlich 1998 beginnen.

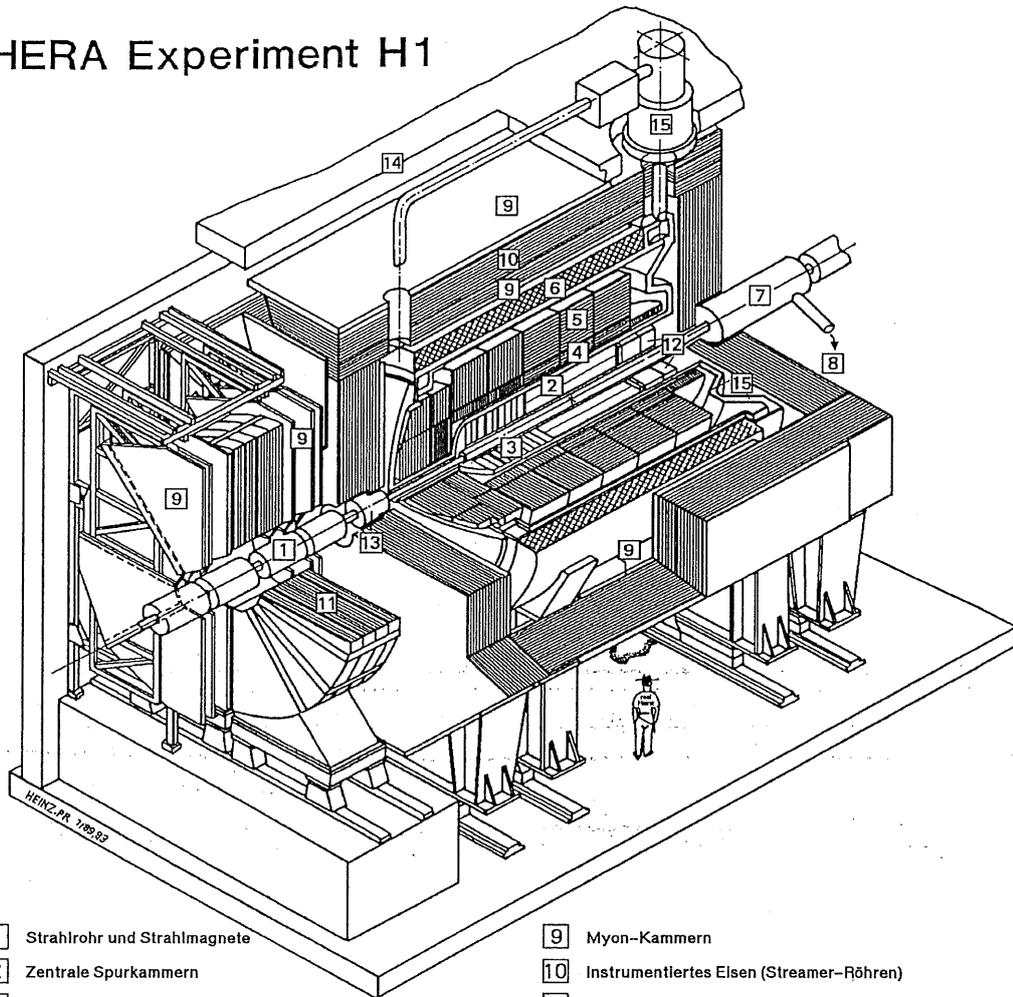
Das große Ungleichgewicht der Impulse der kollidierenden Teilchen bewirkt eine Konzentration der auslaufenden Teilchen in Vorwärtsrichtung, also in Richtung des Protonimpulses. Dem wird Rechnung getragen durch den asymmetrischen Aufbau des H1-Detektors, der in Vorwärtsrichtung wesentlich stärker instrumentiert ist. Fernerhin liegt es im Interesse eines jeden Konstrukteurs, dem Detektor die bestmögliche *Hermetizität* zu geben; H1 deckt Polarwinkel<sup>3</sup> von  $4^\circ$  bis  $176^\circ$  ab. Abbildung 1.3 zeigt eine isometrische Ansicht des H1-Detektors.

Die Elektronen kommen in der Darstellung 1.3 von links durch das Strahlrohr [1] und treffen am Wechselwirkungspunkt, der umgeben ist von den zentralen Spurkammern [2], auf die Protonen. Ebenso wie bei den Vorwärtsspurkammern [3] handelt es sich dabei um Driftkammern, die der Spurrekonstruktion dienen. Zur Energiemessung schließen sich außen die Flüssigargonkalorimeter an, zuerst das elektromagnetische Kalorimeter [4] mit Bleiabsorbern, dann das hadronische Kalorimeter [5] mit Edelstahlabsorbern.

---

<sup>3</sup>Der Polarwinkel  $\Theta$  bezeichnet den mit der Protonstrahlrichtung eingeschlossenen Winkel. Der Azimutalwinkel  $\phi$  wird in der zum Strahl senkrechten Ebene angegeben.

# HERA Experiment H1



- |   |   |
|---|---|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete                      | 9 Myon-Kammern                              |
| 2 Zentrale Spurkammern                              | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet                       |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)            | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter   |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)              | 13 Vorwärts-Kalorimeter                     |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T)                        | 14 Betonabschirmung                         |
| 7 Kompensationsmagnet                               | 15 Flüssig-Argon-Kryostat                   |
| 8 Helium-Kälteanlage                                |   |

Abbildung 1.3: Der H1-Detektor

Die Kalorimeter befinden sich innerhalb des Flüssigargonkryostaten [15], der eine Temperatur von 90 K aufrechterhält. Die Kalorimetrie wird in Rückwärtsrichtung ergänzt durch das warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC<sup>4</sup> [12] und in Vorwärtsrichtung durch das Plug-Kalorimeter [13]. Die supraleitende Spule [6] erzeugt in ihrem Inneren ein Magnetfeld von 1,2 Tesla, so daß in den Spurkammern eine Rekonstruktion der Teilchenimpulse anhand der Bahnkrümmungen möglich ist. Das Myonsystem besteht aus den Komponenten [9], [10] und [11]. Das instrumentierte Eisen [10] besteht aus zehn 7,5 cm dicken Eisenplatten und zehn Lagen Streamerröhren, die sich in den Zwischenräumen befinden. Desweiteren sind vor und hinter dem instrumentierten Eisen zusätzlich jeweils drei Lagen Streamerröhren angebracht, die in Myonkammern [9] zusammengefasst sind, so daß insgesamt 16 Lagen eingebaut sind. Neben der Rekonstruktion von Myonenspuren dient das instrumentierte Eisen als „tailcatcher“ für Überreste aus dem LAC<sup>5</sup> herausleckender hadronischer Schauer, und es führt auch den magnetischen Fluß der Spule zurück. Zur Messung hochenergetischer Myonen im Polarwinkelbereich 3° – 17° wurde das Vorwärtsmyonsystem mit mehreren Lagen Driftkammern und seinem Toroidmagneten [11] installiert. In Rückwärtsrichtung befinden sich weiterhin zwei Wände von Szintillationszählern. Untergründereignisse, die durch den Protonenstrahl vor dem Detektor ausgelöst wurden, werden anhand der „falschen“ Flugrichtung der Teilchen erkannt und durch ein Flugzeitveto von der Datennahme ausgeschlossen. Eine sehr ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet man in [H1C93].

## 1.2.2 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem spielt in der Physik schwerer Quarks eine besonders wichtige Rolle. Denn die Zerfallsprodukte der schweren Hadronen, durch die man Ereignisse mit schweren Quarks überhaupt erst identifizieren kann, sind in der Regel zu niederenergetisch, als daß mit dem Kalorimeter eine Energiemessung durchgeführt werden kann. Abbildung 1.4 zeigt eine Seitenansicht der H1-Spurkammersysteme. In Vorwärtsrichtung befindet sich das Vorwärtsspurkammersystem FTD<sup>6</sup>, das aus drei identischen Modulen aufgebaut ist. Jedes dieser Module besteht aus drei um jeweils 60° gegeneinander verdrehten Driftkammern mit planar gespannten Drähten, einer Vieldrahtproportionalkammer als Trigger, Polypropylenfolien, die eine Unterscheidung von Elektronen und Pionen anhand ihrer Übergangsstrahlung ermöglichen, und schließlich einer Driftkammer mit radial gespannten Drähten. Letztere detektiert auch die Übergangsstrahlung.

---

<sup>4</sup>Backward ElectroMagnetic Calorimeter

<sup>5</sup>Liquid Argon Calorimeter

<sup>6</sup>Forward Tracking Detector

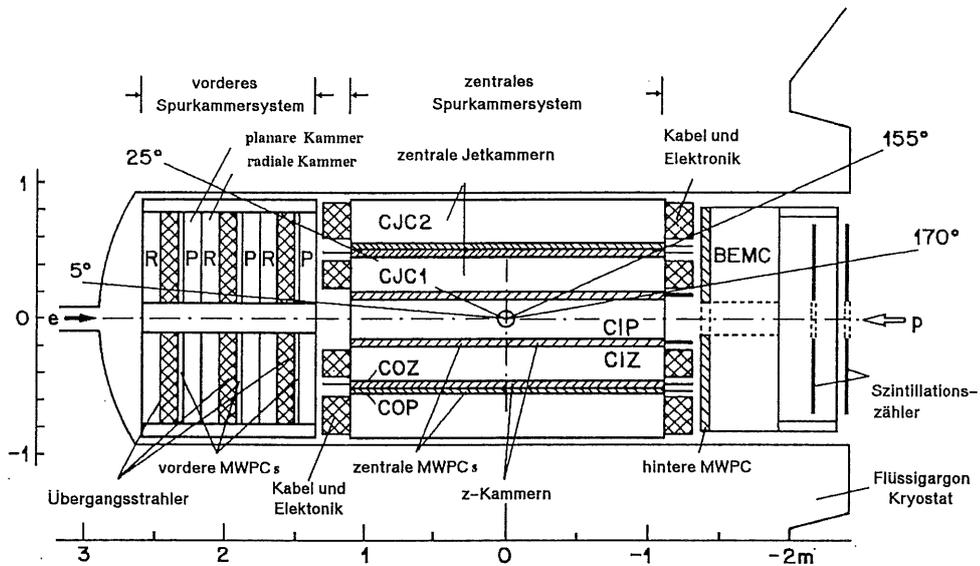


Abbildung 1.4: Seitenansicht des inneren Bereiches des H1-Detektors mit vorderem und zentralem Spurkammersystem

Das Herzstück des H1-Detektors, das zentrale Spurkammersystem CTD<sup>7</sup> erstreckt sich über den Bereich  $z = -1,1$  m bis  $z = 1,1$  m. Abbildung 1.5 zeigt eine Querschnittsansicht. Von innen nach außen folgen nacheinander sechs Komponenten:

- CIP (Central Inner Proportional Chamber)
- CIZ (Central Inner  $z$ -Chamber)
- CJC1 (Central Jet Chamber 1)
- COP (Central Outer Proportional Chamber)
- COZ (Central Outer  $z$ -Chamber)
- CJC2 (Central Jet Chamber 2)

Die wichtigsten Detektorkomponenten für die Spurrekonstruktion in der Zentralregion sind die beiden großen konzentrischen Driftkammern CJC1 und CJC2. Die Kammern bestehen aus 30 (CJC1) bzw. 60(CJC2) Zellen, in denen jeweils 24 (CJC1) bzw. 32

<sup>7</sup>Central Tracking Detector

(CJC2) Signaldrähte in  $z$ -Richtung, also parallel zur Strahlrichtung gespannt sind. Wie Abbildung 1.5 zeigt, sind die Zellen um  $30^\circ$ , den sogenannten Lorentzwinkel, geneigt. Dadurch wird erreicht, daß die – vom Magnetfeld beeinflusste – Driftrichtung der Elektronen senkrecht zu den Signaldrahtebenen ist. In der  $r\phi$ -Ebene erreichen die Spurkammern eine Auflösung von  $170\ \mu\text{m}$ , die Ladungsteilungsmethode [Pre92] ermöglicht eine Bestimmung der  $z$ -Koordinate. Dabei werden die an beiden Enden des Anodendrahtes gemessenen Ladungsmengen verglichen und aus deren Verhältnis auf die  $z$ -Koordinate deren Ursprungs geschlossen. Die Genauigkeit beträgt etwa  $2,2\ \text{cm}$ .

Zwei dünne Driftkammern, die  $z$ -Kammern CIZ und COZ, komplettieren die Impulsmesung geladener Teilchen. Die CIZ befindet sich innerhalb der CJC1, die COZ zwischen CJC1 und CJC2. Die Signaldrähte sind senkrecht zur Strahlrichtung gespannt, die Zellen sind also ringförmig um die Strahlachse angeordnet. Dadurch erhält man Spurstücke mit sehr guter  $z$ -Auflösung von  $330\ \mu\text{m}$ , der Azimutalwinkel  $\phi$  ist mit einer Genauigkeit von etwa  $5^\circ$  meßbar. Tabelle 1.2 faßt noch einmal einige wichtige Größen der Driftkammern zusammen. Bei CIP und COP handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern. Diese dienen wegen ihrer Schnelligkeit als Trigger. Derartige *MWPC's*<sup>8</sup> befinden sich auch im Rückwärtsbereich vor der BEMC ab.

Im Frühjahr 1995 wurde das Spurkammersystem im Rückwärtsbereich ergänzt durch die BDC<sup>9</sup> [H1N243]. Die Driftkammer besteht aus fünf Doppellagen zu je acht Sektoren. Testmessungen ergaben, daß die benötigten Ortsauflösungen von etwa  $400\ \mu\text{m}$  in radialer und etwa  $1\ \text{mm}$  in azimuthaler Richtung sicher erreicht werden. Außerdem wurde mit dem Einbau von Siliziumvertexdetektoren in unmittelbarer Nähe des Strahlrohres mit insgesamt etwa 200.000 Auslesekanälen begonnen [H1N226]. Der zentrale Detektor CST<sup>10</sup> besteht aus zwei Lagen zylindrisch angeordneter Mikrostreifendetektoren soll das Auffinden sekundärer Vertices aus Zerfällen schwerer Hadronen ermöglichen. Der rückwärtige Detektor BST<sup>11</sup> besteht aus vier Lagen tortenstückförmig angeordneter Streifendetektoren und aus sogenannten „Pad“-Detektoren zum Triggern. Er wird die Akzeptanz für unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektronen verbessern.

---

<sup>8</sup>Multi Wire Proportional Chamber

<sup>9</sup>Backward Drift Chamber

<sup>10</sup>Central Silicon Tracker

<sup>11</sup>Backward Silicon Tracker

Parameter		CJC1	CJC2	CIZ	COZ
Aktive Länge	[cm]	220,0	220,0	180,0	216,0
Innerer Radius	[cm]	20,3	52,7	17,3	46,0
Äußerer Radius	[cm]	45,4	84,3	20,0	48,5
Anzahl der Zellen		30	60	15	24
Anzahl der Signaldrähte pro Zelle		24	32	4	4
Anzahl der Kathodendrähte pro Zelle		49	65		
Anzahl der Potentialdrähte pro Zelle		50	66	3	6
Auflösung in $r\phi$	[ $\mu\text{m}$ ]	150		28000	58000
Auflösung in $z$	[ $\mu\text{m}$ ]	22000		260	200

Tabelle 1.2: Parameter der Driftkammern im H1-Detektor

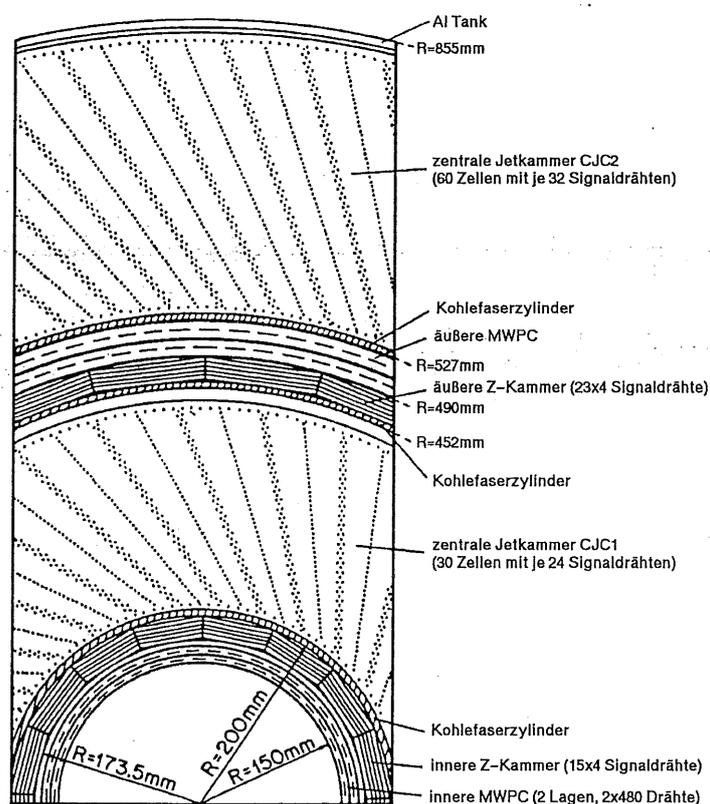


Abbildung 1.5: Ausschnitt einer Querschnittsansicht des zentralen Spurkammersystems bei H1

### 1.2.3 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter spielen in der Physik schwerer Quarks eine geringe Rolle. Deshalb soll hier nur kurz auf sie eingegangen werden. Herzstück der Kalorimetrie bei H1 ist das Flüssigargonkalorimeter LAC, welches sich komplett innerhalb der Magnetspule befindet, um die Menge toten Materials vor dem Kalorimeter zu minimieren. Die Flüssigargontechnologie garantiert hohe Betriebsstabilität und einfache Kalibration. Die feine Granularität ermöglicht Teilchenidentifikationen selbst in Jets mit hohen Teilchendichten. Das Kalorimeter ist in Sandwichbauweise konstruiert worden, d.h. es folgen von innen nach außen abwechselnd Schichten aus passivem Absorbermaterial und dem flüssigen Argon. Die Unterbringung in einem Kryostaten gewährleistet eine Betriebstemperatur von 90 K. Im inneren elektromagnetischen Teil des Kalorimeters dienen 2,4 mm starke Bleiplatten als Absorber, zwischen denen sich 2,35 mm dicke Flüssig-Argon-Schichten befinden. Die hadronische Sektion besteht aus Edelstahlabsorbern von 19 mm Stärke pro Zelle, zwischen denen sich Doppellagen Argon der Dicke 2,4 mm befinden. Durchläuft ein geladenes Teilchen das Argon, so bildet sich eine Spur von positiven Argonionen und freien Elektronen, die auf Ausleseelektroden gesammelt werden. Die Energieauflösungen betragen im elektromagnetischen Teil  $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E}$  und im hadronischen Teil  $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E}$ . Das LAC deckt einen Polarwinkelbereich von  $4^\circ < \Theta < 153^\circ$  ab.

Das den Rückwärtsbereich ( $151^\circ < \Theta < 177^\circ$ ) abdeckende elektromagnetische warme Kalorimeter BEMC wurde im Frühjahr 1995 ausgemustert und durch das SPACAL<sup>12</sup> [H1N243] ersetzt, welches auch eine hadronische Sektion besitzt. Beide Sektionen sind aus einer Matrix aus speziellen bei DESY produzierten Bleiprofilen und Szintillationsfasern aufgebaut.

### 1.2.4 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem besteht aus zwei Čerenkovkalorimetern, dem Elektrondetektor bei  $z = -33,4$  m und dem Photondetektor bei  $z = -102,9$  m. Abbildung 1.6 zeigt einen Bildschirmausdruck des „H1 Event Display“ [Blo92][BLN94]. Das untere Halbbild zeigt schematisch das gesamte Luminositätssystem, das obere die beiden Kalorimeter mit ihren Zellen und deren Energiedepositionen. Es handelt sich dabei um ein simuliertes Ereignis der Photoproduktion, bei dem das gestreute Elektron 18 GeV im Elektrondetektor deponiert.

---

<sup>12</sup>Spaghetti Calorimeter

Das System erfüllt mehrere Aufgaben, u.a. :

- Es ermöglicht eine schnelle relative Luminositätsmessung und eine absolute Luminositätsmessung am Wechselwirkungspunkt mit einer Genauigkeit von 5%. Die Luminosität wird bestimmt aus der Rate der Bethe-Heitler-Reaktion (Bremsstrahlung)

$$ep \rightarrow ep\gamma, \quad (1.1)$$

deren Wirkungsquerschnitt groß und exakt berechenbar ist<sup>13</sup>[BH34]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 4\alpha_{em}r_e^2 \frac{E'}{kE} \left( \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \frac{2}{3} \right) \left( \ln \frac{4E_p E E'}{Mmk} - \frac{1}{2} \right) \quad (1.2)$$

Es ist:

$k$  = Photonenergie

$E, E'$  = Energie des einlaufenden/auslaufenden Elektrons

$E_p$  = Protonenergie

$M, m$  = Proton- und Elektronmasse

$\alpha_{em}$  = Feinstrukturkonstante

$r_e$  = klassischer Elektronenradius

Die abgebremsten Elektronen werden im Bereich  $5,8 \text{ m} < -z < 23,8 \text{ m}$  von der Sollflugbahn des Strahls abgelenkt, durchqueren bei  $-z = 27,3 \text{ m}$  ein Austrittsfenster, bevor sie bei  $-z = 33,4 \text{ m}$  auf den Elektronendetektor treffen. Die Photonen verlassen das Strahlrohr durch ein Austrittsfenster bei  $-z = 92,3 \text{ m}$ , wo das Strahlrohr abknickt, und treffen bei  $-z = 102,9 \text{ m}$  auf den Photondetektor. Diese Reaktion ermöglicht auch eine ständige genaue Kalibration der Kalorimeter, da die Summe beider gemessenen Energien immer die Energie der Strahlelektronen sein muß.

- Der Elektronendetektor ermöglicht Energiemessung von unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Elektronen in Ereignissen der Photoproduktion. Die Energieauflösung beträgt etwa  $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E}$ . Im kinematischen Bereich  $0,2 < y < 0,8$  und  $Q^2 < 0,02 \text{ GeV}^2$  beträgt die mittlere Akzeptanz 36%. Diese Funktion des Elektronendetektors ist auch in der Physik schwerer Quarks von großer Bedeutung.

<sup>13</sup>Wie in der Hochenergiephysik üblich ist hier und in allen folgenden Formeln  $\hbar = c = 1$  gesetzt.

1. Das Supermikroskop HERA und das Nachweisgerät H1

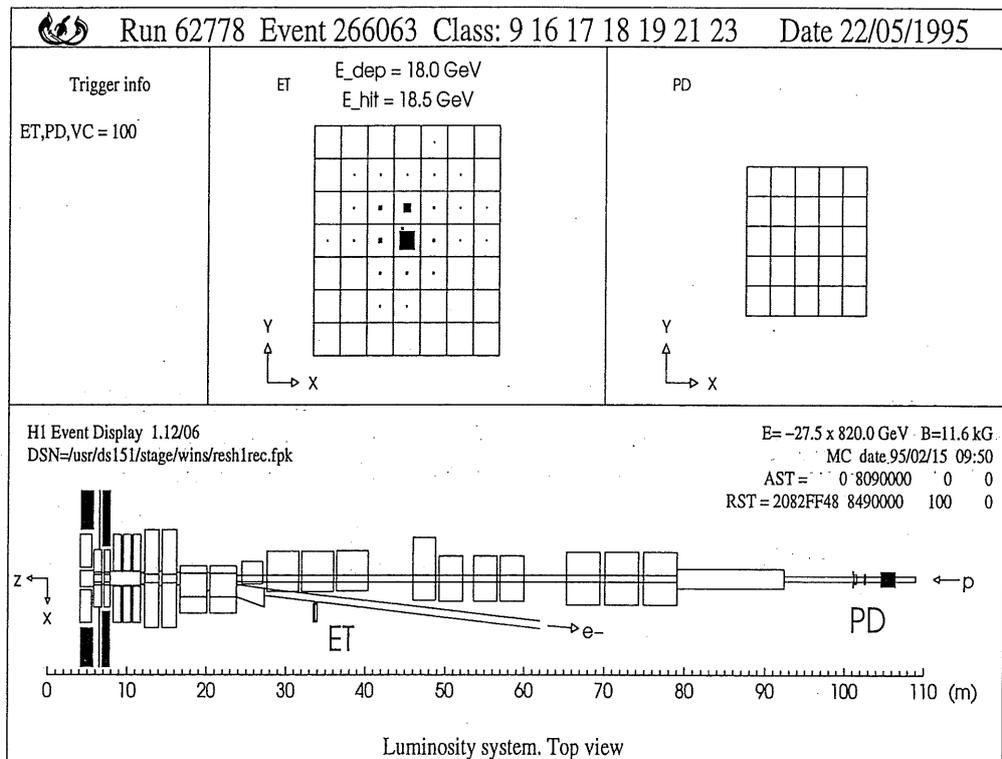


Abbildung 1.6: Das Luminositätssystem bei H1, Energiedepositionen in Elektron- und Photondetektor

## 2. Physik bei HERA

### 2.1 Die wichtigen Prozesse

#### 2.1.1 Tiefinelastische Streuung

Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung spielt eine große Rolle bei der Untersuchung der Struktur des Nukleons. Sie gibt uns Einblick in das Wesen der fundamentalen Naturkräfte und ließ uns erstmals die Konstituenten des Protons, die *Quarks* sehen [Brei69]. Die für das „Auflösungsvermögen“ entscheidende Größe, der Viererimpulsübertrag  $Q^2$ , erreicht bei HERA bis zu  $4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ , mindestens zwei Größenordnungen mehr als je zuvor. Über den gesamten zugänglichen  $Q^2$ -Bereich verringert sich die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  um den Faktor 2, und es ist möglich, Quantenchromodynamik in einem Bereich zu testen, wo nicht-perturbative Effekte zu vernachlässigen sind. Die Partondichtefunktionen des Protons können in bisher unerforschten  $Q^2$ - und  $x$ -Regionen gemessen werden [H1C952]. Diese Funktionen beschreiben die Wahrscheinlichkeit, im Proton ein Parton zu finden, welches den Impulsbruchteil  $x$  des Protons trägt.

#### 2.1.2 Photoproduktion

Als Photoproduktion bezeichnet man die Klasse von Ereignissen, bei denen im Gegensatz zur tiefinelastischen Streuung das vom Elektron abgestrahlte Photon nur einen geringen Viererimpulsübertrag besitzt. Es handelt sich also um quasireelle Photonen mit  $Q^2 \approx 0$ . Das Elektron wird dementsprechend auch nur um einen kleinen Winkel abgelenkt, verläßt den Detektor durch das Strahlrohr und kann nur noch im Elektronendetektor des Luminositätssystems nachgewiesen werden. Photon-Nukleon-Streuung war vor HERA eine Domäne von Experimenten mit stationärem Target. Bei HERA-Energien koppelt das Photon erstmals bei der Mehrzahl der Ereignisse nicht direkt an das Proton, sondern es „löst“ sich vorher in hadronische Komponenten auf, von denen dann eine mit dem Proton wechselwirkt. Diesen Typ von Ereignissen mit „aufgelöstem Photon“ nennt

man *Resolved-Photon*-Ereignisse. Man kann dem Photon also hadronische Eigenschaften zuordnen, die durch Quark- und Gluonichtefunktionen beschreibbar sind. HERA ermöglicht insbesondere eine direkte Messung der Gluondichte im Photon bis hinab zu  $x = 10^{-1,4}$  [H1C951].

### 2.1.3 Physik jenseits des Standardmodells

Wie jede Beschleunigeranlage, die in unerforschte Energieregionen vorstößt, so bietet auch HERA Möglichkeiten, neue exotische Teilchen zu entdecken oder zumindest neue Massengrenzen für diese anzugeben. Zwar stützen alle bisherigen Experimente, besonders die Präzisionsmessungen bei LEP<sup>1</sup>, in beeindruckender Weise das Standardmodell, es bleiben aber dennoch Fragen offen. Es ist äußerst unbefriedigend, wie viele freie Parameter (Massen, Anzahl der Fermionengenerationen ...) das Modell besitzt, die vom Experimentator *gemessen* werden müssen, für deren Herkunft aber kein tieferes Verständnis existiert. Deshalb gibt es viele Ansätze, ein - dem Standardmodell übergeordnetes - universelleres Modell zu finden, das diese freien Parameter erklärt. Die meisten dieser Theorien führen neue schwere Teilchen ein. In Publikationen wimmelt es nur so von neuen Bosonen, Quarks, Leptonen, Leptoquarks (Teilchen, die sowohl Leptonzahl als auch Farbe besitzen), angeregten Bosonen, Leptonen und Quarks. Ein angeregtes Elektron  $e^*$  z.B., das die Existenz von Elektronkonstituenten bewiese, könnte unter günstigsten Bedingungen bis zu einer Masse von  $m_{e^*} = 230$  GeV bei HERA nachgewiesen werden. Leptoquarks könnten durch Lepton-Quark-Fusion entstehen und würden bei HERA ein auffälliges Signal in den Daten hinterlassen, sofern deren Masse nicht zu groß ist. Selbst wenn die Massenskala  $\Lambda$  der „neuen Physik“ weit jenseits der maximalen HERA-Schwerpunktsenergie von 314 GeV läge, eine Produktion und direkte Beobachtung der neuen Teilchen also unmöglich wäre, so könnten doch indirekte Effekte eine Abweichung von Vorhersagen des Standardmodells bewirken. Eine Entdeckung würde die Theorie der Elementarteilchen sehr befruchten, könnten doch endlich Theorien aus dem Reich der Spekulation ins Licht der Beobachtbarkeit gezerrt werden und andere Ideen endgültig falsifiziert werden [H1C94].

### 2.1.4 Produktion schwerer Quarks

Anfängliche Hoffnungen, man könne das Top-Quark bei HERA finden, wurden enttäuscht. Jüngst wurde es am Tevatron nachgewiesen mit einer Masse von  $176 \pm 16$  GeV

---

<sup>1</sup>Large Electron Positron Collider

[CDF94], was weit außerhalb des sensitiven Bereiches der HERA-Anlage liegt. Nichtsdestotrotz ist HERA eine reiche Quelle von Bottom- und besonders Charm-Quarks. Man erwartet, daß die Wirkungsquerschnitte von der Gamma-Gluon-Fusion dominiert werden und etwa  $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}) = 1 \mu\text{b}$  bzw.  $\sigma(ep \rightarrow b\bar{b}) = 10 \text{ nb}$  betragen. Bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  erhielte man demnach  $10^8$  Charm- und  $10^6$  Bottomereignisse. Die Analyse von Ereignissen mit Charm ermöglicht die Messung der Gluondichte des Protons bis hinab zu  $x_P \approx 10^{-4}$ . Weiterhin sollte es möglich sein, Charm- und Bottom-Oszillationen in den Systemen  $D^0 - \bar{D}^0$  bzw.  $B^0 - \bar{B}^0$  zu beobachten, analog zu den gut untersuchten Strangeness-Oszillationen im  $K^0 - \bar{K}^0$ -System. „Verbotene“ FCNC<sup>2</sup>-Prozesse wie z.B.  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  gäben einen Hinweis auf „neue Physik“.

Die Physik schwerer Quarks könnte enorm gewinnen durch die erstmalige Verwendung eines Siliziumvertexdetektors ab der Strahlperiode 1995, da charmtragende Hadronen mittlere Lebensdauern von  $\tau_0 \approx 10^{-13} \text{ s}$  besitzen, was Zerfallslängen der Größenordnung von  $100 \mu\text{m}$  entspricht.

## 2.2 Grundlegende Größen der Lepton-Nukleon-Streuung

Abbildung 2.1 zeigt das Prinzip der Lepton-Nukleon-Streuung. Das Elektron emittiert entweder ein Photon, ein Z- oder ein W-Boson. Dieses Boson wechselwirkt dann mit einem Parton des Protons, indem es z.B. direkt an ein Quark koppelt oder mit einem Gluon zu einem  $q\bar{q}$ -System fusioniert. Bei der Beschreibung von Ereignissen der Lepton-Nukleon-Streuung hat es sich eingebürgert, einen Satz von Größen zu benutzen, die allesamt als Produkte von Vierervektoren darstellbar und damit lorentzinvariant sind (siehe Tabelle 2.1). Macht man die Näherung, daß alle beteiligten Teilchen masselos sind, was bei HERA-Energien gerechtfertigt ist, so gilt der Zusammenhang

$$Q^2 = xys. \tag{2.1}$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie  $s$  ist durch die Strahlenergien festgelegt. In der Strahlperiode 1994 war  $\sqrt{s} = 300,3 \text{ GeV}$ . Es bleiben also nur zwei unabhängige Größen übrig, die ein Ereignis kinematisch beschreiben. Oft werden  $Q^2$  und  $y$  gewählt. Wird das gestreute Lepton aufgefunden – entweder im elektromagnetischen Kalorimeter des Detektors oder im Elektronendetektor des Luminositätssystems, so lassen sich aus dessen

<sup>2</sup>Flavour Changing Neutral Current

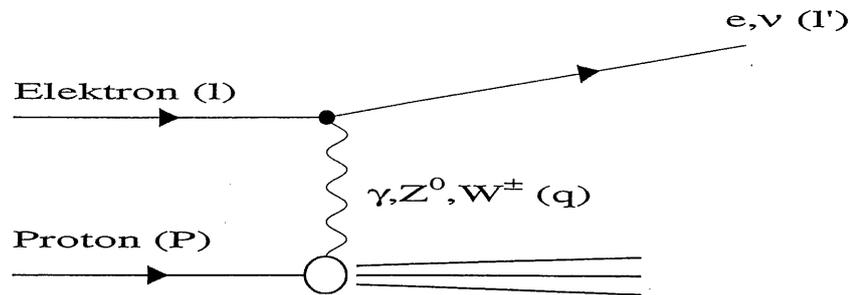


Abbildung 2.1: Lepton-Nukleon-Streuung

Bezeichnung	Definition	Bedeutung
$s$	$s = (l + P)^2$	Quadrat der Schwerpunktsenergie des Lepton-Nukleon-Systems
$Q^2$	$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2$	Virtualität des Vektorbosons, bzw. Viererimpulsübertrag auf das Proton
$x$	$x = \frac{Q^2}{2Pq}$	Bjorkens Skalenvariable $0 < x < 1$ entspricht bei tiefinelastischer Streuung dem Impulsbruchteil des Protons, den das gestreute Quark trägt.
$y$	$y = \frac{qp}{lp}$	Bjorkens Skalenvariable $0 < y < 1$ entspricht dem vom Boson fortgetragenen Impulsbruchteil des Elektrons, sofern $Q^2 \approx 0$ ist.

Tabelle 2.1: Kinematische Größen der Lepton-Nukleon-Streuung

Energie und Streuwinkel direkt  $Q^2$  und  $y$  rekonstruieren:

$$Q^2 = 4E_l E_{l'} \sin^2 \frac{\Theta_{l'}}{2}, \quad y = \frac{E_l - E_{l'} \cos^2 \frac{\Theta_{l'}}{2}}{E_l} \quad (2.2)$$

In der Photoproduktion ( $Q^2 \approx 0$ ) verläßt das gestreute Elektron den Detektor unter sehr kleinem Winkel  $\Theta_{l'}$  durch das Strahlrohr. Verfehlt dieses Elektron auch den Elektronendetektor des Luminositätssystems, welches nur im Bereich  $0,2 < y < 0,8$  eine von Null

verschiedene Akzeptanz besitzt, so gibt es noch eine Möglichkeit,  $y$  aus dem hadronischen Endzustand zu bestimmen:

$$y \approx \sum_i \frac{E^{(i)} - p_z^{(i)}}{2E_e} \quad (2.3)$$

Der Index  $i$  bezeichnet alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Diese sogenannte *Jacquet-Blondel-Methode* ist wegen der großen Zahl der involvierten Teilchen ungenauer. Besonders Teilchen, die den Detektor durch das Strahlrohr in Richtung des Elektronenstrahls verlassen, verursachen große Fehler, da hier  $E^{(i)} \approx -p_z^{(i)}$  ist.

Da sich die Benutzung des Polarwinkels  $\Theta$  als oft unpraktisch erwiesen hat, führte man die Rapidität  $\hat{y}$  ein. Diese hat den Vorteil, daß die Rapiditätsdifferenz  $\Delta\hat{y}$  zweier Teilchen lorentzinvariant ist gegenüber Transformationen in  $z$ -Richtung. Die Definition lautet

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (2.4)$$

Weil Teilchenenergien und -impulse nicht immer exakt bestimmbar sind, benutzt man häufig folgende Näherung, welche als Pseudorapidität bezeichnet wird und nur noch vom Polarwinkel abhängt. Insbesondere bei der Betrachtung von Teilchenjets ist die Verwendung dieser Größe zweckmäßiger.

$$\eta = -\ln \tan \frac{\Theta}{2} \quad (2.5)$$

## 2.3 Physik schwerer Quarks

### 2.3.1 Die Kinematik des harten Prozesses

Abbildung 2.2 zeigt typische Verteilungen einiger kinematischer Größen bei der Produktion schwerer Quarks, die durch ein Generatorprogramm produziert wurden. Der Impulsübertrag  $Q^2$  ist in der Regel sehr klein, d.h. bei der Produktion schwerer Quarks handelt es sich nicht um tiefinelastische Streuung, sondern um Photoproduktion. Das bedeutet auch, daß das gestreute Elektron *nicht* im elektromagnetischen Kalorimeter des Detektors gefunden werden kann, es verschwindet mit der Rapidität  $\hat{y}_e$  im Strahlrohr. Man ist also bei der  $y$ -Rekonstruktion auf die Jacquet-Blondel-Methode angewiesen oder auf den Elektronendetektor des Luminositätssystems, der aber nur eine begrenzte Akzeptanz besitzt.

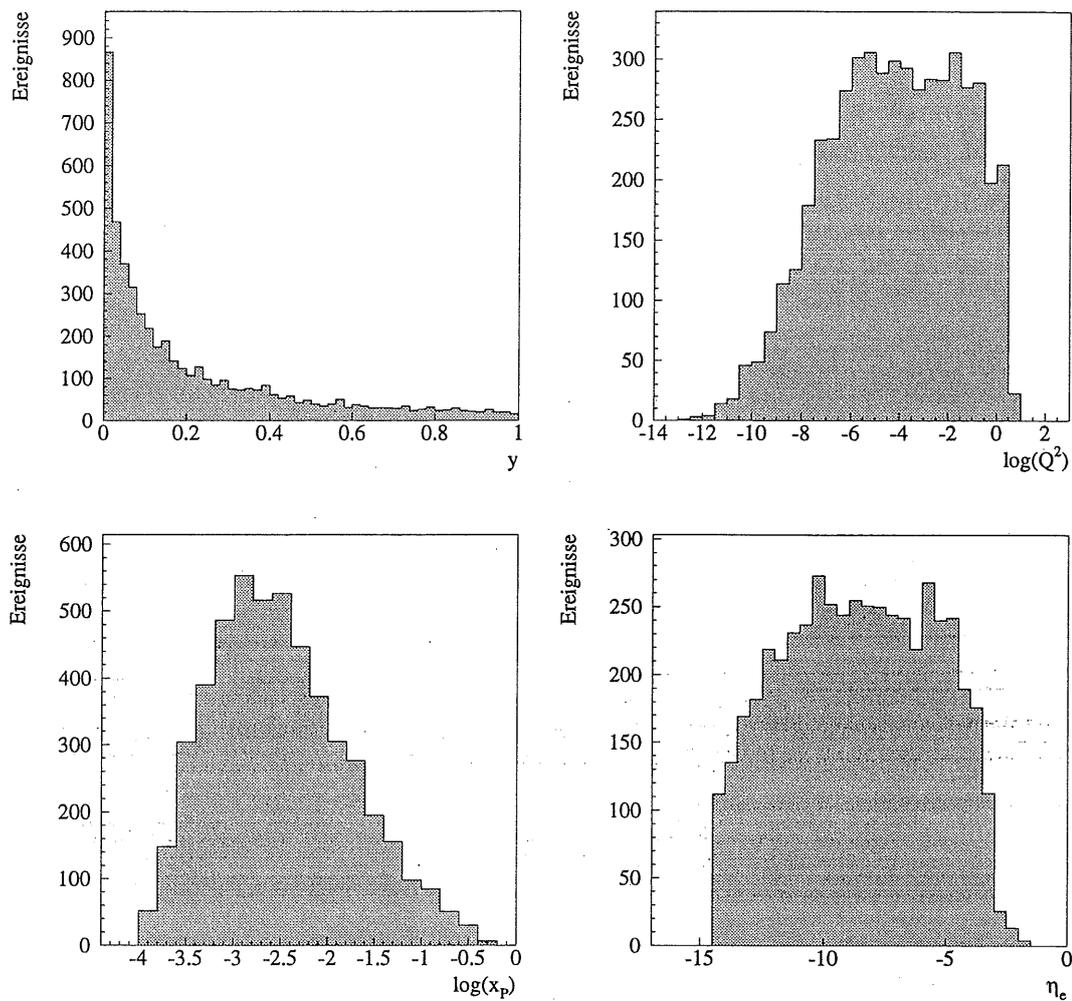


Abbildung 2.2: Voraussagen für  $y$ -,  $Q^2$ -,  $x_P$ - und  $\eta_c$ -Verteilungen bei der Produktion schwerer Charm-Quarks (aus Monte-Carlo-Rechnungen)

Das vom Elektron abgestrahlte Boson ist nahezu immer ein Photon.  $Z^0$ ,  $Z^0$ - $\gamma$ -Interferenzen und  $W^\pm$  spielen keine Rolle. Das Impulsspektrum des Photons - ein typisches Bremsstrahlungsspektrum - ist sehr weich, wie die  $y$ -Verteilung zeigt.

$x_P$  bezeichnet den Impulsbruchteil des Protons, der vom Parton getragen wird, das an der Reaktion teilnimmt. Dies ist in der Regel *nicht* die Bjorkensche Skalenvariable  $x$ . Denn nur unter der Bedingung, daß das Photon direkt an das Quark koppelt, ist  $x = x_P$ . Dies ist aber bei der Produktion schwerer Quarks im allgemeinen nicht der Fall.

Das  $x_P$ -Spektrum reicht hinab bis in den Bereich  $x_P \approx 10^{-4}$ . Dies ist genau der Punkt, der für den Experimentalphysiker interessant ist. Bisher wurden Untersuchungen der inneren Struktur des Protons lediglich bei zahlreichen Experimenten (z.B. [Ama92]) mit *stationärem* Target durchgeführt. Dadurch konnte nur ein begrenzter kinematischer Bereich sondiert werden ( $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ,  $x > 0,1$ ). Durch die erstmalige Verwendung eines Protonenstrahls bei HERA können neue kinematische Regionen erschlossen werden, hin zu kleineren  $Q^2$  und bis zu  $x_P \approx 10^{-4}$ . Man stößt damit in Bereiche nicht-perturbativer QCD vor, wo vermutlich neue Phänomene auftreten, wie ein Überlappen der Partonwellenfunktionen, Sättigungseffekte, usw. Zu bemerken ist, daß beide in den harten Prozeß einlaufenden Teilchen, also Gluon und Photon, eine sehr niedrige Virtualität besitzen. Das bedeutet, daß sich beide Teilchen - in guter Näherung - in Strahlrichtung bewegen, man kann also folgendes räumliche Bild von der Kollision zeichnen:

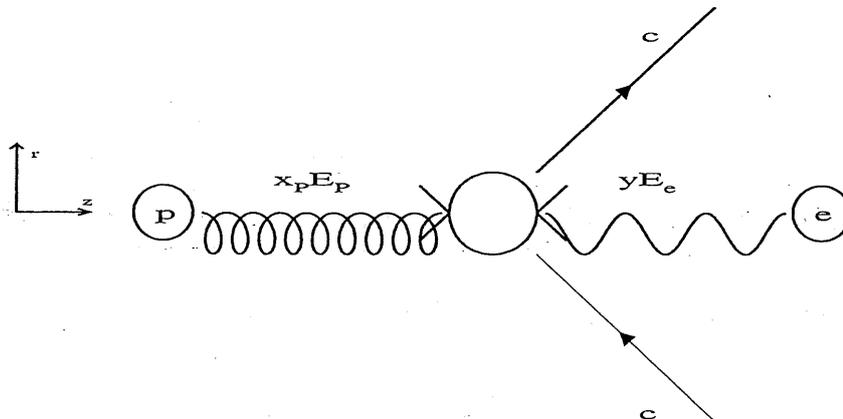


Abbildung 2.3: Produktion zweier Quarks mit Charmquantenzahl in einer  $ep$ -Kollision

Diese Eigenheit ermöglicht die Rekonstruktion der Größen  $x_P$  und  $y$  aus den kinematischen Größen der Charm-Quarks, bzw. der daraus entstehenden Hadronen:

$$\begin{aligned}
 y &\approx \frac{E_\gamma - p_{z,\gamma}}{2E_e} && , \text{da } -p_{z,\gamma} \approx E_\gamma \approx yE_e \\
 &\approx \frac{E_\gamma - p_{z,\gamma}}{2E_e} + \frac{E_g - p_{z,g}}{2E_e} && , \text{da } E_g - p_{z,g} \approx 0 \\
 &\approx \frac{(E - p_z)_{\gamma g}}{2E_e}
 \end{aligned}$$

$$\approx \frac{(E - p_z)_{c\bar{c}}}{2E_e} \quad (2.6)$$

Die Rechnung stimmt allerdings *nur*, wenn man annimmt, daß das Photon mit seinem gesamten Impuls in das  $c\bar{c}$ -System eingeht. Wie wir später sehen werden, trifft diese Annahme bei sogenannten *Resolved-Photon*-Prozessen nicht zu. Der Ausdruck 2.6 ist somit eine spezielle Form der Jacquet-Blondel-Formel. Auf analogem Wege findet man den Ausdruck für  $x_P$ :

$$x_P \approx \frac{(E + p_z)_{c\bar{c}}}{2E_p} \quad (2.7)$$

### 2.3.2 Erkennung von Ereignissen mit Charm

Ereignisse mit Charm haben in der Regel keine ausgeprägte Jetstruktur und sind auch sonst topologisch eher unauffällig. Eine Möglichkeit, Ereignisse mit Charm zu identifizieren, ist die Suche nach bestimmten Zerfallssignaturen charmtragender Hadronen. Die Besonderheit folgender Zerfallsmoden angeregter  $D$ -Mesonen

$$D^{*+}(2010) \xrightarrow{68\%} D^0 \pi^+ \quad , \quad D^{*-}(2010) \xrightarrow{68\%} \bar{D}^0 \pi^- \quad (2.8)$$

und

$$D^{*0}(2007) \xrightarrow{36\%} D^0 \gamma \quad (2.9)$$

besteht darin, daß die Reaktionen sehr niedrige  $Q$ -Werte um 6 MeV besitzen. Dadurch behalten die primären Zerfallsprodukte  $D^0, \pi$  und  $\gamma$  nahezu die Flugrichtung des  $D^*$  bei. Diese Eigenheit ermöglicht eine genaue Bestimmung der Massendifferenz

$$m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (145,44 \pm 0,06) \text{ MeV} \quad (2.10)$$

Das bei der Reaktion 2.9 entstehende Photon hat eine zu geringe Energie, um im Kalorimeter nachgewiesen zu werden. Es wurde aber gezeigt, daß es anhand seiner typischen  $V^0$ -Signatur bei der Konversion in ein  $e^+e^-$ -Paar identifiziert werden kann [Ley94].

Der Nachweis der entstehenden  $D^0$ -Mesonen geschieht in der Regel im Zerfallskanal

$$D^0 \xrightarrow{4,01\%} K^- \pi^+ \quad (2.11)$$

Dabei werden systematisch geeignete Spurpaare kombiniert, um die invariante Masse des  $D^*$ -Mesons zu erzeugen. Die Masse der kombinierten Teilchen ist a priori *nicht*

bekannt. Deshalb muß mit Massenhypothesen gearbeitet werden, was zu einem hohen kombinatorischen Untergrund führt. Der Zerfallskanal

$$D^0 \xrightarrow{5,3\%} K_s^0 \pi^+ \pi^-, \quad (2.12)$$

bei dem das  $K_s^0$  durch seine  $V^0$ -Signatur nachgewiesen wird, taugt ebenfalls zur Identifikation [Sah94].

Andere Möglichkeiten des Auffindens von Ereignissen mit Charm - neben der Suche nach  $D$ -Mesonen - sind :

- *Charmtragende Baryonen*

Das  $\Lambda_c^+$ -Baryon mit seinem Quarkgehalt ( $cud$ ) besitzt eine Masse von

$$m_{\Lambda_c^+} = (2284,9 \pm 0,6) \text{ MeV} \quad (2.13)$$

und zerfällt u.a. über den Kanal

$$\Lambda_c^+ \xrightarrow{3,65\%} p K^- \pi^+ . \quad (2.14)$$

Der Nachweis im Detektor geschieht wieder durch systematische Kombination von Teilchenspuren mit Massenhypothesen; bzw. auch unter Ausnutzung eventuell hilfreicher  $dE/dx$ -Informationen [Pal94].

- *Leptonen mit hohem Transversalimpuls*

$D$ -Mesonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 20% semileptonisch. Wegen der hohen Masse der Charm-Quarks besitzen die Leptonen ein sehr hartes Impulsspektrum. Zwei unterschiedlich geladene Leptonen mit hohen Transversalimpulsen, die Rücken-an-Rücken durch den Detektor laufen, weisen also auf ein Ereignis mit schweren Quarks hin [Wag95].

Für die Identifikation von Bottom-Quarks gibt es analoge Methoden.

Alle Verzweigungsverhältnisse wurden [PDG94] entnommen.

## 3. Exkurs in die Theorie

### 3.1 UV-Divergenz und Renormierung

Bei der Berechnung von QCD-Wirkungsquerschnitten stößt man auf ernste Probleme, wenn man Feynman-Diagramme mit Loops in die Rechnung miteinbeziehen will (siehe Abbildung 3.1). In dem Loop können beliebig hohe Virtualitäten und Impulse auftreten,

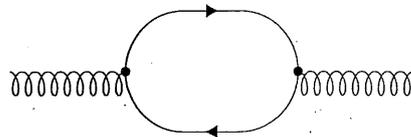


Abbildung 3.1: 1-Fermion-loop

die in der Rechnung zu sogenannten *UV-Divergenzen* führen. Das divergente Integral hat typischerweise folgende Form:

$$\Gamma^{(un)}(p) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - M^2(p))^2} \quad (3.1)$$

$M^2(p)$  ist dabei eine Funktion äußerer Impulse. *Renormierung* bedeutet nun, die Felder, Massen und Kopplungskonstanten so umzudefinieren, daß die Divergenzen in ihnen verschwinden. Physikalisch läßt sich dieses Verfahren so verstehen, daß die divergenten Größen auf meßbare und damit endliche Größen bezogen werden. Technisch bedeutet es, divergente Integrale durch konvergente Teilintegrale zu ersetzen. In diesem Falle wählt man die Ersetzung

$$\Gamma^{(un)}(p) \rightarrow \Gamma^{(ren)}(p, \mu_{Ren}) = \frac{-i}{(4\pi)^2} \ln \left( \frac{M^2(p)}{\mu_{Ren}^2} \right) \quad (3.2)$$

Daß diese Ersetzung Sinn macht, ist nachvollziehbar, indem man Gleichung 3.1 nach  $M^2$  ableitet, das nun konvergente Integral berechnet und schließlich wieder über  $M^2$  integriert. Im letzten Schritt hat man sich nun aber einen zusätzlichen Parameter  $\mu$  eingehandelt, der in der ursprünglichen Lagrangedichte nicht vorkam.  $\mu$  ist ein zunächst völlig freier Parameter. Aufgabe des *Renormierungsschemas* ist es, einen Satz von Regeln festzulegen, die vorschreiben, welchen Wert  $\mu$  in jedem divergenten Diagramm haben soll. Ein wegen seiner Einfachheit beliebtes und in vielen praktischen QCD-Berechnungen benutztes Schema heißt „modified minimal subtraction“ oder einfach  $\overline{MS}$ -Schema. Für  $\mu$  wählt man eine für den jeweiligen Prozeß charakteristische lorentzinvariante Größe, die z.B. abhängig von Transversalimpulsen und Massen beteiligter Teilchen sein kann.

Den Einfluß dieses Parameters  $\mu$ , der also ein Maß für die Härte des Prozesses ist, berücksichtigt man durch die Einführung einer laufenden, d.h. von  $\mu$  abhängigen Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ <sup>1</sup>. Man kommt zu folgenden Ausdrücken:

Die 1-loop-korrigierte starke Kopplungskonstante:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \quad (3.3)$$

mit  $\beta_0 = 11 - 2f/3$ , wobei  $f$  die Anzahl leichter Quarks ist.

Die 2-loop-korrigierte starke Kopplungskonstante:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} - 4\pi \frac{\beta_1 \ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\beta_0^2 [\ln(\mu^2/\Lambda^2)]^2} \quad (3.4)$$

mit  $\beta_0 = 11 - 2f/3$  und  $\beta_1 = 102 - 38f/3$ , wobei  $f$  die Anzahl leichter Quarks ist ( $m_Q < \mu$ ).  $\Lambda$  ist die Energieskala, auf der sich die Kopplungsstärke verändert. Diese Skala ist das berühmte  $\Lambda_{QCD}$ , in welches oben erwähnte Divergenzen absorbiert wurden und das deshalb Objekt sehr vieler Messungen ist.

Abbildung 3.2 zeigt, wie  $\alpha_s$  mit steigender Renormierungsskala kleiner wird. Sowohl in der Photoproduktion leichter Quarks mit typischen<sup>2</sup>  $\mu^2$  um  $75 \text{ GeV}^2$  als auch in der Charm-Physik mit  $\mu^2$  um  $4 \text{ GeV}^2$  ist der 2-loop-Ausdruck erheblich kleiner als der 1-loop-Ausdruck. Das bedeutet, daß bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten das  $\alpha_s$  benutzt werden muß, das auch bei der Parametrisierung der verwendeten Partondichtefunktion verwendet wurde. Nahezu alle neueren Parametrisierungen der Gluondichte im Proton stammen aus 2-loop-Analysen.

In den folgenden Abschnitten wird die Renormierungsskala  $\mu$  als  $\mu_{Ren}$  bezeichnet werden.

<sup>1</sup> „running  $\alpha_s$ “

<sup>2</sup> „typisch“ bedeutet hier: typisch für mit dem H1-Detektor analysierte Ereignisse

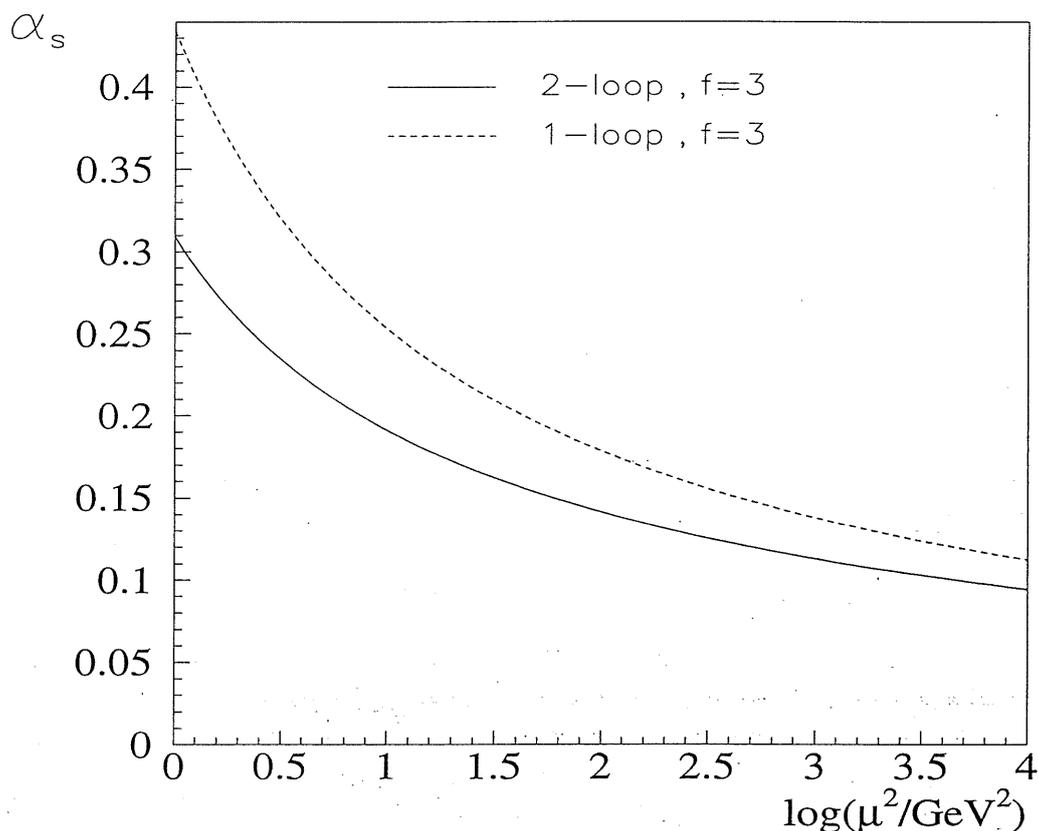


Abbildung 3.2: Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , abhängig von der Renormierungsskala

Anhand der QED und der anschaulicheren (weil auch frei vorkommenden) elektrischen Ladung soll die Renormierung noch einmal aus einem anderen Blickwinkel erläutert werden. Der Begriff *Renormierung* läßt sich in folgender Weise auf die elektrische Ladung beziehen: In einer Lagrangedichte tauche die Ladung  $e$  und ein (aus Loops resultierendes) divergentes Integral auf. Das Integral läßt sich aufspalten in einen divergenten und einen von äußeren Impulsen abhängigen aber konvergenten Anteil. Der divergente Anteil wird nun in die Ladung  $e$  absorbiert, was diese zunächst unendlich groß macht. Der dadurch entstandenen *renormierten* Ladung  $e'$  geben wir nun per definitionem den *experimentell* bestimmten Wert für die Elementarladung bei  $Q^2 = 0$ , wodurch  $e$  zu einer „nackten“ Ladung ohne physikalische Bedeutung wird. Der konvergente Anteil hingegen beschreibt nun die Abhängigkeit der Kopplungsstärke von äußeren Impulsen. Die Kopp-

lungskonstante  $\alpha_{em}$  steigt mit steigenden Impulsüberträgen leicht an – von  $\alpha_{em} = 1/137$  bei  $Q^2 \approx 0$  zu  $\alpha_{em} = 1/128$  bei  $Q^2 \approx M_Z^2$ <sup>3</sup>. *Renormierbarkeit* bedeutet generell, daß in einer Feldtheorie alle Divergenzen durch Renormierung endlich vieler experimentell bestimmbarer Größen eliminiert werden können. Im Gegensatz dazu kann in der QCD die Kopplung gerade *nicht* im Limes  $Q^2 \rightarrow 0$  definiert werden, da  $\alpha_s$  dabei über alle Grenzen ansteigt.

## 3.2 Faktorisierung in der QCD

Was die Quantenchromodynamik so ungleich komplizierter macht als die Quantenelektrodynamik ist die Tatsache, daß die Eichbosonen selbst Farbladung tragen. Die Gluonen wechselwirken also mit sich selbst, d.h. es existiert ein Drei-Gluon-Vertex. Dieser bewirkt eine - im Gegensatz zur QED - mit steigendem Impulsübertrag  $Q^2$  *fallende* Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Der Begriff *Asymptotische Freiheit* beschreibt den Sachverhalt, daß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei sehr großen  $Q^2$  (bzw. bei sehr kleinen Abständen) sehr klein wird. Teilchen, die sich sehr „nahe“ kommen, sind also praktisch wechselwirkungsfrei. Andererseits wird die Kopplungskonstante bei kleinen  $Q^2$  (bzw. bei großen Abständen) so groß, daß Probleme nicht mehr störungstheoretisch behandelbar sind. Bei unserem heutigen Wissensstand über nicht-perturbative QCD ist damit eine Berechnung ausgeschlossen. Ein Beispiel ist ein „einfaches“ System aus drei Quarks, das Proton, das durch Gluonenaustausch gebunden ist. Wie groß die Gluondichte innerhalb des Protons wirklich ist, entzieht sich derzeit jeder Berechenbarkeit und ist stattdessen Gegenstand vieler Experimente. Das H1-Experiment gehört seit 1992 dazu.

Wie behandelt man nun aber Ereignisse, bei denen das Proton - als brodelnde Menge *sehr* stark wechselwirkender Teilchen - an einem harten Prozeß teilnimmt, dessen hohes  $Q^2$  uns zurück in die Domäne der perturbativen QCD führt? Es hilft folgendes

### Theorem:

Langreichweitige Effekte einerseits und der harte Streuprozeß andererseits faktorisieren in folgender Weise [CTEQ93] (am Beispiel der Photon-Nukleon-Streuung):

$$\sigma_{\gamma h}(s, Q^2) = \sum_{i=q, \bar{q}, g} \int_0^1 f_i^N(x, \mu_{Fak}^2) \sigma_{\gamma i}(xs, Q^2, \mu_{Fak}^2, \mu_{Ren}^2) dx \quad (3.5)$$

<sup>3</sup>Der Begriff *Vakuumpolarisation* beschreibt anschaulich die Vorstellung, daß die „wahre“ elektrische Ladung nach außen durch eine sie umgebende Ladungswolke von Vakuumfluktuationen abgeschirmt wird. Erhöhen wir das Auflösungsvermögen  $Q^2$ , so „sehen“ wir mehr von der echten Ladung.

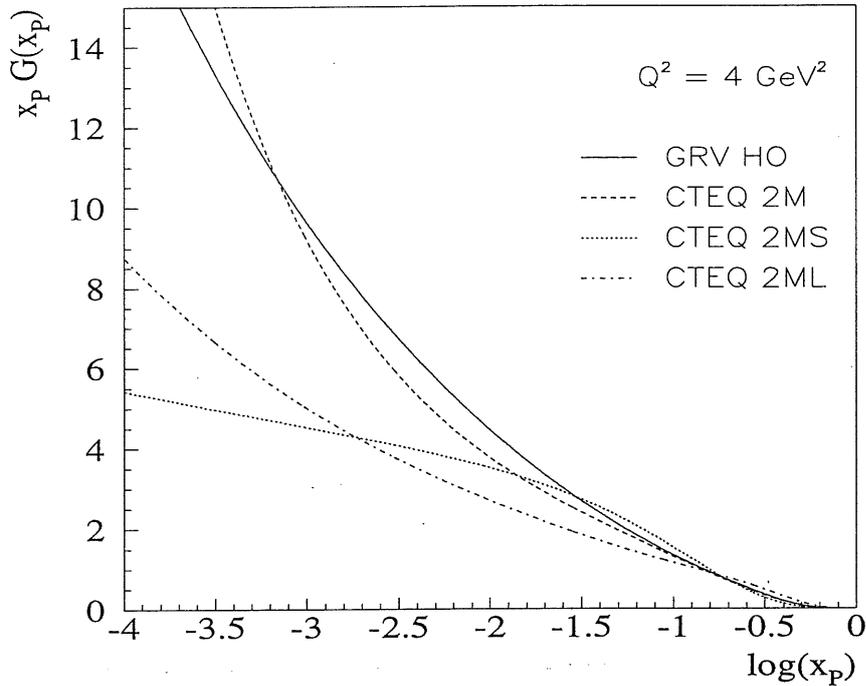


Abbildung 3.3: Parametrisierungen der Gluondichtefunktion des Protons

Dabei seien  $s$  die Schwerpunktsenergie des Photon-Nukleon-Systems,  $Q^2$  der Viererimpulsübertrag des Photons,  $\mu_{Fak, Ren}$  die QCD-Skalen.  $\sigma_{\gamma i}(xs, Q^2, \mu_{Fak}^2, \mu_{Ren}^2)$  beschreibt den Subprozeß, der wegen seiner Härte  $Q^2$  perturbativ berechenbar ist. Die  $f_i^N(x, \mu_{Fak}^2)$  beinhalten alle langreichweitigen Effekte und können interpretiert werden als Partondichten des Nukleons, also als Wahrscheinlichkeiten, Partonen zu finden, die den Impulsbruchteil  $x$  des Nukleons tragen. Dabei muß eine neue Größe  $\mu_{Fak}$  eingeführt werden. Dies ist ein für den harten Subprozeß charakteristischer Viererimpulsübertrag; im Falle der *tiefinelastischen* Photon-Nukleon-Streuung ist einfach  $\mu_{Fak}^2 = Q^2$ . Diese Größe beeinflusst die Funktion  $f_i^N$ , da die Virtualität der Sonde ein Maß für deren Auflösungsvermögen ist. Je größer das Auflösungsvermögen ist, desto „mehr und dünnere Zweige“ des vom Nukleon ausgehenden virtuellen „Partonschauers“ sieht die Sonde. Das bedeutet, daß die Sonde *mehr* Partonen mit *kleinen*  $x$  und *weniger* Partonen mit *großen*  $x$  sieht, wenn man zu höheren Impulsüberträgen kommt. Ab  $\mu_{Fak}^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  beschreiben die *Altarelli-Parisi-Gleichungen* [Per91] quantitativ die Entwicklung der Partondichtefunktionen über  $\mu_{Fak}^2$ . Anschaulich gesagt, beschreiben die AP-Gleichungen mittels sogenannter Splittingfunktionen, wie stark ein Ast des Partonschauers weiter verzweigt,

wenn wir den Vergrößerungsfaktor unseres Mikroskopes (also das  $Q^2$  des sondierenden Teilchens) erhöhen. Abbildung 3.3 zeigt einige an experimentelle Daten gefittete Parametrisierungen der Gluondichte des Protons. Im Bereich  $x_P < 10^{-2}$  unterscheiden sich die verschiedenen Parametrisierungen stark, deshalb ist es wünschenswert, in diesem Bereich Messungen vorzunehmen.

### Zusammenfassung

- Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma i}(xs, Q^2, \mu_{Fak}^2, \mu_{Ren}^2)$  ist perturbativ berechenbar und beinhaltet keine Infrarotdivergenzen. Er ist *unabhängig* von langreichweitigen Effekten, insbesondere von der Art des Hadrons.
- Die Partondichtefunktionen  $f_i^P(\mu_{Fak}^2, x)$  enthalten *jegliche* Infrarotsensitivität des ursprünglichen Wirkungsquerschnittes, sind unterschiedlich für verschiedene Hadronen und sind abhängig von der Faktorisierungsskala  $\mu_{Fak}$ . Andererseits sind sie *unabhängig* von der Art des harten Streuprozesses.

Berechnet man den harten Prozeß nur in führender Ordnung, so ist obiger Formalismus eindeutig. Wenn man Feynmandiagramme höherer Ordnung mitberücksichtigt, gibt es aber Zweideutigkeiten, an welcher Stelle der Schnitt zwischen Partondichtefunktion und hartem Prozeß anzusetzen ist. Ein Satz von Regeln, der diese Zweideutigkeiten beseitigt, heißt Faktorisierungsschema. Gängige Schemata sind  $\overline{MS}$  und  $DIS$ . Es ist unbedingt darauf zu achten, daß das bei der Rechnung benutzte Schema dem der bei der Parametrisierung der Partondichtefunktionen benutzten entspricht.

$\mu_{Fak}$  ist wie  $\mu_{Ren}$  eine willkürlich eingeführte Hilfsgröße, die *keinen* Einfluß auf *physikalisch meßbare* Größen (wie Wirkungsquerschnitte) haben darf. Berechnet man also etwa einen Wirkungsquerschnitt bis zu einer bestimmten Ordnung, so ist der Grad der Abhängigkeit des Ergebnisses von den QCD-Skalen ein Maß für dessen Relevanz als *physikalisches* Ergebnis. Ist der berechnete Wirkungsquerschnitt stark abhängig von den QCD-Skalen, so kann man davon ausgehen, daß diese Abhängigkeiten erst durch Beiträge höherer Ordnungen gedämpft werden. Die Größe der QCD-Skalen spielt insofern eine sehr große Rolle, als daß man durch ihre Wahl Beiträge höherer Ordnungen möglichst minimieren möchte, um mit der Rechnung der physikalischen Realität nahezukommen. In der Physik schwerer Quarks z.B. sind  $\mu = M$  oder  $\mu^2 = M^2 + (p_{t,1}^2 + p_{t,2}^2)/2$  gebräuchlich.

### 3.3 Die Weizsäcker-Williams-Approximation

Elektroproduktionsphänomene werden üblicherweise unter der Annahme behandelt, daß man den Elektronenstrahl als eine breitbandige Quelle kollinearere Photonen betrachten kann [Wei34][Wil34]. Das Spektrum der abgestrahlten Photonen ist dann gegeben durch

$$f_{\gamma}^{(e)}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[ \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} + \mathcal{O}(1) \right]. \quad (3.6)$$

Die  $Q^2$ -Werte sind durch die kinematischen Grenzen vorgegeben:

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}, \quad Q_{max}^2 = ys - S_{min} \quad (3.7)$$

Dabei ist  $s$  das Quadrat der Elektron-Hadron-Schwerpunktsenergie,  $S_{min}$  das Minimum des Quadrats der invarianten Masse des produzierten hadronischen Systems (in unserem Fall also  $4M^2$ ),  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $y$  der Anteil der Energie des Elektrons, der vom Photon getragen wird.

Der logarithmische Term hat bei HERA-Energien eine Größe von 15 bis 20. Die *Weizsäcker-Williams-Approximation* besteht nun darin, den Restterm wegzulassen. Man erwartete, daß der damit verbundene Fehler unterhalb 10% liegt. Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi zeigten aber 1993, daß das Einsetzen der kinematischen Obergrenze  $ys - 4M^2$  bei der Produktion *schwerere* Quarks zu falschen Ergebnissen führt [FMNR932]. Die mit dieser „klassischen“ Weizsäcker-Williams-Approximation berechneten Wirkungsquerschnitte liegen in der Tat um über 30% (!) höher als die exakten. Der in der gemachten Approximation auftretende Fehler wird jedoch vernachlässigbar klein, wenn man  $Q_{max}^2 = M^2$  wählt, wobei  $M$  die Masse des schweren Quarks ist. Tabelle 3.1 zeigt  $LO^4$ -Wirkungsquerschnitte, die von den Autoren mit MRSD0-Partonverteilungen [MRJ92] und der WWA mit verschiedenen  $Q_{max}^2$  berechnet wurden. Die Berechnung in führender Ordnung ist ausreichend, denn lediglich die durch die WWA verursachte Abweichung vom exakten Wert ist hier von Interesse. Die mit den *exakten* Matrixelementen bestimmten Resultate stehen in der ersten Zeile. Die zweite Zeile entspricht der klassischen WWA, die Fehler betragen über 30%. Die besten Ergebnisse werden in der vierten Zeile mit  $Q_{max}^2 = M^2$  erzielt.

---

<sup>4</sup>LO ist die gebräuchliche Abkürzung für „Leading Order“, also 'Führende Ordnung'

Fazit: Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks bei HERA faktorisiert in

a) den Streuquerschnitt der Photoproduktion

b) die durch die modifizierte WWA gegebene Photonendichte im Elektron,

läßt sich mit hoher Genauigkeit der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(ep \rightarrow Q\bar{Q}X)$  berechnen:

$$\sigma(ep \rightarrow Q\bar{Q}X) = \int dy f_\gamma^{(e)}(y) \sigma(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) \quad (3.8)$$

$Q_{max}^2$	<u>Charm</u>		<u>Bottom</u>	
	$\sigma/nb$	Abweichung	$\sigma/nb$	Abweichung
exakte Matrixel.	353,4	-	3,135	-
$ys - 4M^2$	478,4	35,37%	4,090	30,46%
$x_p y s - 4M^2$	383,1	8,40%	3,392	8,20%
$M^2$	349,9	0,99%	3,137	0,06%
$M^2/4$	327,1	7,44%	2,934	6,41%
$4M^2$	372,6	5,43%	3,339	6,51%

Tabelle 3.1: Güte der Weizsäcker-Williams-Approximation mit verschiedenen  $Q_{max}^2$  (aus [FMNR932])

## 4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

### 4.1 Gamma-Gluon-Fusion in führender Ordnung

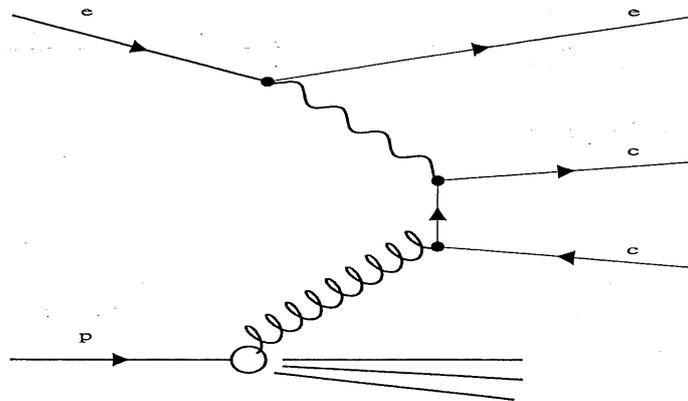


Abbildung 4.1: Feynmangraph: Gamma-Gluon-Fusion in führender Ordnung

Berechnungen lassen erwarten, daß bei HERA-Energien die Produktion schwerer Quarks in Lepton-Nukleon-Kollisionen durch die  $\gamma$ - $g$ -Fusion dominiert wird. Abbildung 4.1 zeigt den entsprechenden Feynmangraphen. Das Elektron strahlt ein Photon ab, das zusammen mit einem Gluon aus dem Proton zu einem  $c\bar{c}$ -System „fusioniert“. Mit den in den letzten Abschnitten erläuterten Faktorisierungen kommt man zu folgender Wirkungs-

querschnittsformel für die  $\gamma$ - $g$ -Fusion in LO:

$$\sigma(ep \rightarrow Q\bar{Q}X) = \int \int dy dx_P f_\gamma^{(e)}(y) g(x_P, \mu_{Fak}^2) \sigma(\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}) \quad (4.1)$$

Das Matrixelement für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$  ist in führender Ordnung bereits seit geraumer Zeit bekannt. Er wurde berechnet, als Experimente mit stationärem Target erstmals größere Mengen charmtragender Hadronen produzierten. Für Schwerpunktsenergien um 200 GeV wurden in ersten Rechnungen – mit einfachen Parametrisierungen der Gluondichte – Wirkungsquerschnitte um  $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}) = 250$  nb ermittelt [JW78] [Mar80]. Vor dem Bau von HERA wurde – mit einer inzwischen veralteten Gluondichtefunktion des Protons und der unkorrekten WWA – ein Wirkungsquerschnitt von  $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}) = 510$  nb berechnet [Ali92].

## 4.2 Beiträge höherer Ordnungen

Um Prozesse höherer Ordnung miteinzubeziehen, gibt es zwei – sich ergänzende – Möglichkeiten. Interessieren in erster Linie Kinematik und Anzahl auslaufender Teilchen, so ist die *Partonschauerentwicklung* die vorzuziehende Methode. Sollen hingegen Aussagen über Wirkungsquerschnitte gewonnen werden, so sind *Matrixelemente höherer Ordnungen* zu berechnen.

### 4.2.1 Die Partonschauerentwicklung

Sie kommt z.B. in dem Generatorprogramm *Pythia* [Sjö93] zur Anwendung. Dabei wird das Matrixelement nur in führender Ordnung berechnet, d.h. auch der ausgegebene Wirkungsquerschnitt ist nur ein *Leading-Order* -Wirkungsquerschnitt, und es macht auch nur Sinn, Partondichtefunktionen zu benutzen, die aus Leading-Order-Analysen gewonnen wurden. In der H1-Kollaboration wird *Pythia* bevorzugt mit den GRV<sup>1</sup>-LO-Parametrisierungen benutzt. Effekten höherer Ordnung wird Rechnung getragen, indem an beide Seiten des harten Prozesses – also sowohl an die einlaufenden als auch an die auslaufenden Teilchen – ein „Schauer“ von Partonen angehängt wird. Das Aufschauern geschieht gemäß den *Splitting-Funktionen*  $p_{a \rightarrow bc}(z)$ , die für Reaktionen wie  $q \rightarrow qg$  und  $g \rightarrow gg$  quantenchromodynamisch berechnet wurden.  $z$  bezeichnet den Energiebruchteil des Partons  $a$ , den das Parton  $b$  übernimmt. Während des Aufschauerns verringert sich die Virtualität der Partonen. Wird eine Grenze  $Q_0$  unterschritten, die üblicherweise bei

<sup>1</sup>M. Glück, E. Reya und A. Vogt

#### 4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

etwa 1 GeV liegt, so bricht der Schauer ab, und es beginnt ein Vorgang, der Hadronisation oder Fragmentation genannt wird. Hier ist auch der Endpunkt der Domäne der perturbativen QCD. Die starke Wechselwirkung ist nun zu stark, um eine störungstheoretische Behandlung zuzulassen. Für die Fragmentation selbst, also die Bildung von farbneutralen Konglomeraten, den Hadronen, gibt es verschiedene Modelle. Bei der *Stringfragmentation* beschreibt man die Wechselwirkung eines  $q\bar{q}$ -Paares durch ein gummibandartiges lineares Farbfeld zwischen den Teilchen. Wird eine bestimmte energetische Grenze überschritten, so zerreißt der String unter Bildung eines neuen  $q\bar{q}$ -Paares an der Bruchstelle. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die kinetischen Energien nicht mehr ausreichen zur Bildung neuer  $q\bar{q}$ -Paare und sich aus allen Quarks stabile Hadronen gebildet haben. Die Bildung von *Baryonen* wird ermöglicht durch die Einführung und Berücksichtigung nichtfarbneutraler *Diquarks*. Die Methode der Parton-Schauer-Entwicklung ist prädestiniert für Generatorprogramme, da sie eine recht gute Beschreibung der Kinematik der auslaufenden Teilchen liefert, wie die Voraussagekraft des Programmes *Pythia* bewiesen hat. Genaueres zur Partonschauerentwicklung und zu Fragmentationsmodellen findet man in der Dokumentation zu *Pythia* [Sjö93] und [Sjö88].

#### 4.2.2 Matrixelemente höherer Ordnung

Der zweite traditionelle Zugang ist die explizite Berechnung von Matrixelementen höherer Ordnung, wobei Ordnung für Ordnung Feynmangraphen berechnet werden. Dies ist die einzige Möglichkeit, Aussagen über den Einfluß höherer Ordnungen auf den *Wirkungsquerschnitt* zu gewinnen. Prinzipiell ist dies die korrekte Vorgehensweise, da sie exakte Kinematik, Helizitäten, Interferenzen usw. konsequent berücksichtigt. Allerdings steigt die Komplexität der Berechnungen zu höheren Ordnungen rapide an. Abbildung 4.2 zeigt reelle Feynmangraphen der  $c\bar{c}$ -Produktion in NLO<sup>2</sup>. Bei den ersten fünf Graphen ist die Charm-Linie auch umkehrbar, die Gesamtzahl der reellen NLO-Feynmangraphen beträgt also *zwölf*.

Es sind hier nur Graphen gezeigt, bei dem das Photon *direkt* an den harten Prozeß koppelt. Die sogenannten *Resolved-Photon*-Ereignisse, bei denen das Photon erst nach seiner Auflösung in hadronische Komponenten wechselwirkt, werden später behandelt.

---

<sup>2</sup>NLO ist die gebräuchliche Abkürzung für „Next-to-Leading Order“

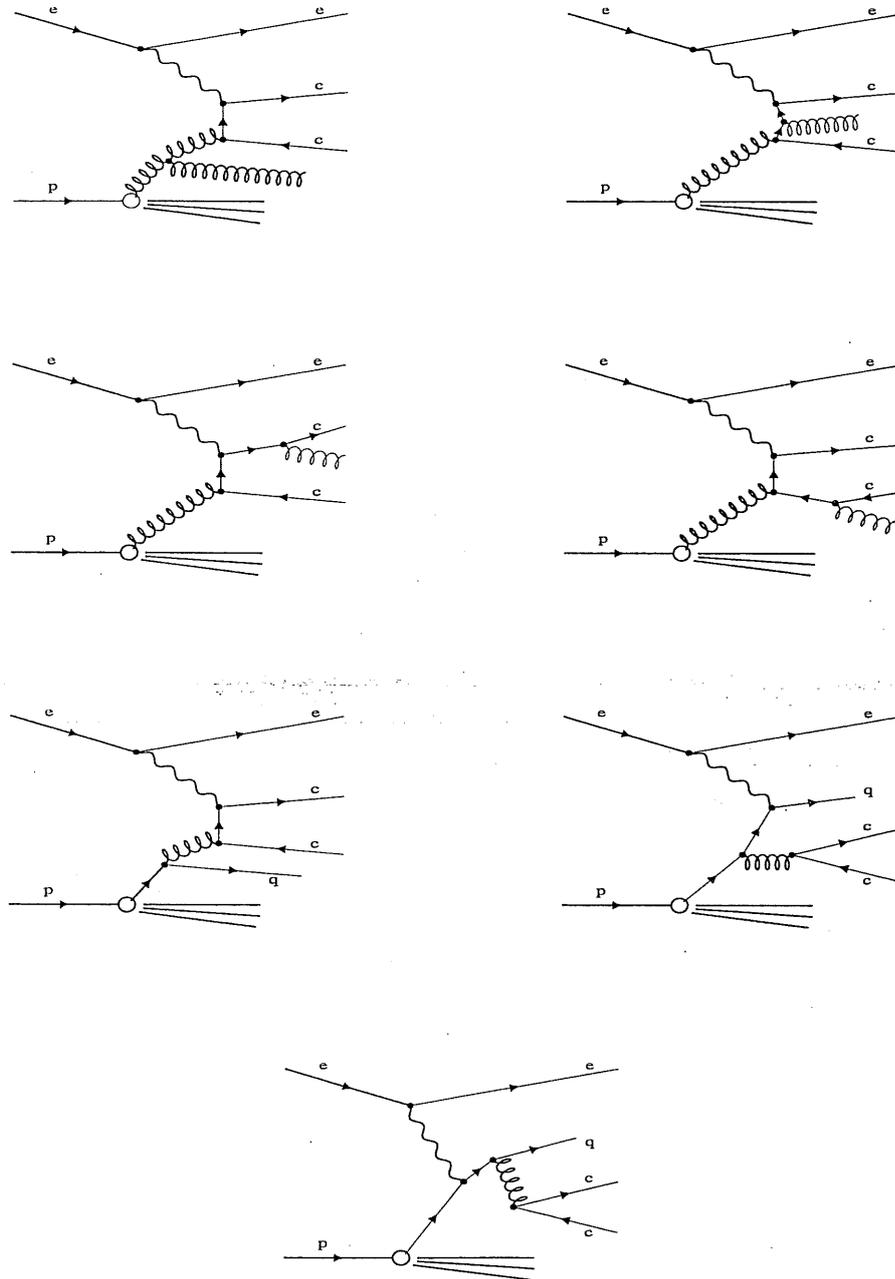


Abbildung 4.2: Feynmangraphen:  $c\bar{c}$  - Produktion in NLO

#### 4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

Bevor NLO-Berechnungen von Charmproduktionswirkungsquerschnitten durchgeführt worden waren, gab es Schwierigkeiten, experimentelle Daten aus Photo- und Hadroproduktion in Einklang mit theoretischen Vorhersagen zu bringen. Die gemessenen Produktionsraten in der Hadroproduktion sagten nämlich viel geringere Charmmassen voraus als die Photoproduktion. Erst die Durchführung von NLO-Rechnungen schaffte diesen Widerspruch aus der Welt, denn es zeigte sich, daß NLO-Korrekturen im Fall der Photoproduktion wesentlich moderater sind als bei der Hadroproduktion.

Auch für HERA-Energien wurden inzwischen von mehreren Gruppen NLO-Wirkungsquerschnitte für die Charmproduktion berechnet. Ellis und Nason kamen 1988 mit  $\mu_{Fak} = \mu_{Ren} = 2m_c$ ,  $m_c = 1,5$  GeV und den Partondichten DFLM (Proton) und DG (Photon) zu einem Ergebnis von  $\sigma_{dir+res} = 680$  nb [EN89]. W. L. van Neerven berechnete 1992 mit  $\mu_{Fak}^2 = \mu_{Ren}^2 = 4$  GeV<sup>2</sup>,  $m_c = 1,5$  GeV und den Partondichten MTBI (Proton) folgende Wirkungsquerschnitte:  $\sigma_{dir} = 600$  nb,  $\sigma_{res} = 52$  nb mit GRV-Partondichten des Photons und  $\sigma_{res} = 373$  nb mit LAC1-Partondichten des Photons. Die neueste Rechnung von Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi [FMNR95] verwendet erstmals die verbesserte Weizsäcker-Williams-Approximation. Bei  $\mu_{Fak} = 2m_c$ ,  $\mu_{Ren} = m_c$ ,  $m_c = 1,5$  GeV und unter Verwendung der MRSA-Partondichten (Proton) [MRS94] kommen sie zu  $\sigma_{dir} = 605$  nb,  $\sigma_{res} = 129$  nb mit GRV-Partondichten des Photons und  $\sigma_{res} = 774$  nb mit LAC1-Partondichten des Photons.

Letztere Gruppe stellt ihre Software zur Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten dankenswerterweise öffentlich zur Verfügung, so daß sie in dieser Arbeit verwendet werden konnte. Dieses Programm berücksichtigt erstmals die Kinematik *beider* schwerer Quarks. Konkret bedeutet dies:

- Es können die Verteilungen kinematischer Größen eines Quarks sowie auch *Korrelationen* zwischen den Größen beider Quarks studiert werden, denn der Wirkungsquerschnitt wird doppelt<sup>3</sup> differentiell berechnet.
- Die QCD-Skalen können so gewählt werden, daß sie abhängig von der Kinematik *beider* Quarks sind. Alle oben zitierten Wirkungsquerschnitte sind sogenannte *totale* Wirkungsquerschnitte, bei denen die QCD-Skalen unabhängig vom kinematischen Bereich für alle Ereignistypen gleich sind. Eigentlich ist es aber wünschenswert in „härteren“ kinematischen Bereichen, d.h. bei großen Transversalimpulsen, auch die QCD-Skalen höher zu setzen als bei relativ „weichen“ Prozessen.

Die notwendigen multidimensionalen Integrationen werden durch eine Monte-Carlo-Technik durchgeführt, die in ähnlicher Weise in Generatorprogrammen wie Pythia Ver-

<sup>3</sup>„doppelt“ bezieht sich auf die Anzahl der kinematisch berücksichtigten Teilchen (hier: Quark und Antiquark)

wendung findet. Jede zufällige Sondierung des Phasenraums durch das Programm entspricht also einem ganz bestimmten Ereignistyp. Man kann das Programm somit auch als Partonereignisgenerator betrachten, und durch Histogrammieren mit entsprechenden Gewichtungsfaktoren lassen sich Verteilungen aller kinematischen Größen generieren. Genaue Beschreibungen der Rechnungen und der Software finden sich in [FMNR94] und in [MNR92]. Das Fortran77-Programmpaket wurde auf dem Aachener DEC-Cluster installiert und in zwei Punkten geringfügig modifiziert:

- Die Partondichten des Protons werden aus der als FORTRAN77-Code vorliegenden CERN-Partondichtefunktionsbibliothek PDFLIB<sup>4</sup> entnommen, da diese reichhaltiger ist als die von den Autoren implementierte Bibliothek und insbesondere die in der H1-Kollaboration bevorzugten GRV-Parametrisierungen enthält. Näheres zur PDFLIB findet man in [PIB91] und [PIB93].
- Während der Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden Histogramme mit den  $x_P$ -Werten gefüllt, so daß man  $d\sigma/dx_P$ -Verteilungen erhält.

Um die Korrektheit der Installation und der Modifikationen des Programmes und die richtige Bedienung sicherzustellen, wurde versucht, einige Wirkungsquerschnitte aus Publikationen der Autoren zu reproduzieren. Alle Werte wurden für die HERA-Designschwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 314$  GeV berechnet. Tabelle 4.1 zeigt, daß die Resultate der Autoren in befriedigender Weise mit den eigenen übereinstimmen. Die Abweichungen sind erklärbar, da für diesen Test nur wenig Rechenzeit geopfert wurde.

Charm (dir. photon)							
Publikation	Proton-PDF	$m_c$	$\mu_{Ren}$	$\mu_{Fak}$	LO/NLO	$\sigma_{FMNR}$	$\sigma_{Test}$
[FMNR95]	CTEQ2MF	1,5 GeV	$m_c$	$2m_c$	NLO	535 nb	548 nb
[FMNR95]	CTEQ2ML	1,5 GeV	$m_c$	$2m_c$	NLO	678 nb	683 nb
[FMNR95]	CTEQ2ML	1,2 GeV	$m_c$	$2m_c$	NLO	1250 nb	1261 nb
[FMNR95]	CTEQ2ML	1,5 GeV	$2m_c$	$2m_c$	NLO	535 nb	548 nb
[FMNR932]	MRSD0	1,5 GeV	$m_c$	$2m_c$	LO	349 nb	349 nb

Tabelle 4.1: Von den Autoren veröffentlichte NLO-Wirkungsquerschnitte und deren Reproduktion auf dem Aachener DEC-Cluster (letzte Spalte)

<sup>4</sup>Parton Density Function Library

### 4.2.3 Vergleich: NLO-Matrixelemente und Partonschauer

Zunächst wurde verglichen, inwiefern Ergebnisse aus NLO-Rechnungen mit Ergebnissen aus der Pythia-LO-Rechnung mit anschließender Partonschauerentwicklung übereinstimmen. Um sinnvoll Verteilungen vergleichen zu können, mußte Pythia mit den entsprechenden LO-Partondichtefunktionen GRV-LO betrieben werden. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der Verteilungen der Größen  $x_P$ , Transversalimpuls  $p_t$  und Rapidität  $\hat{y}$  auslaufender Charm-Quarks. Beide Methoden liefern offenbar miteinander verträgliche Ergebnisse. Insbesondere die Übereinstimmungen der  $x_P$ - und der damit eng korrelierten  $\hat{y}$ -Verteilungen sind von Interesse, da an dieser Stelle die beiden Methoden bei der Rechnung verschiedene Wege gingen.

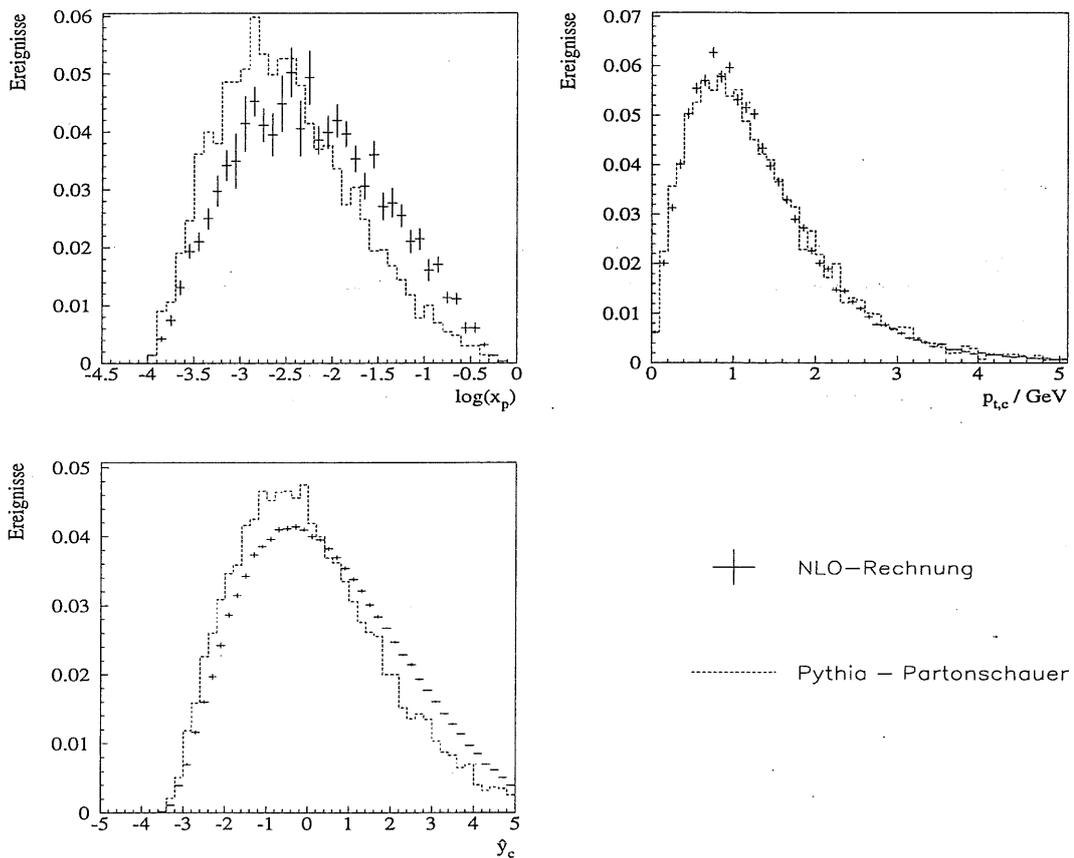


Abbildung 4.3: Verteilungen einiger kinematischer Größen, Vergleich einer NLO-Rechnung mit von Pythia generierten Daten

#### 4.2.4 Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten

Als nächstes wurde untersucht, inwiefern Variationen in der Wahl der QCD-Skalen sich auf den berechneten Wirkungsquerschnitt auswirken. Es wurde der Satz GRV-HO der Partondichten im Proton benutzt, welcher das Faktorisierungsschema  $\overline{MS}$  benutzt. Die Massen der schweren Quarks wurden zu  $m_c = 1,5$  GeV und  $m_b = 4,8$  GeV gesetzt. Für die Schwerpunktsenergie wurde  $\sqrt{s} = 303$  GeV gewählt, der Wert der Strahlperiode 1994. Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen die Ergebnisse für Charm- und Bottomquarks. Die QCD-Skalen  $\mu_{Fak}$  und  $\mu_{Ren}$  wurden jeweils zwischen  $\mu_0/2$  und  $2\mu_0$  variiert, wobei  $\mu_0^2 = M^2 + (p_{t,1}^2 + p_{t,2}^2)/2$  ist. Die horizontale Achse entspricht dem Renormierungsskalenfaktor. Es wurden die Wirkungsquerschnitte bei sieben verschiedenen  $\mu_{Ren}$  berechnet, durch die eine glatte Linie gezogen wurde. Ein Vergrößern der Renormierungsskala wirkt sich gemäß Gleichung 3.4 direkt auf die Größe der starken Kopplungskonstante aus und bewirkt ein Abfallen des Wirkungsquerschnittes. Die Prozedur wurde bei drei Faktorisierungsskalen  $\mu_{Fak} = \mu_0/2$ ,  $\mu_{Fak} = \mu_0$  und  $\mu_{Fak} = 2\mu_0$  durchgeführt. Die umrandete Fläche entspricht also den Wirkungsquerschnitten, die man durch unabhängige Variation der QCD-Skalen erhält. Besonders markiert sind drei Punkte, an denen beide Skalen identisch gewählt sind. Diese Punkte sind von besonderer Bedeutung, da sie der gängigen Vorgehensweise entsprechen, bei einer Datenanalyse beide Skalen identisch zu wählen. Diese Wahl hat nicht unbedingt *physikalische* Gründe, ist aber Konvention, die sich natürlich auf die – aus Datenanalysen gewonnenen – Partondichteparametrisierungen auswirkt. Auch falls diese Konvention im Falle der Anwendung im Bereich schwerer Quarks nicht *unbedingt* die exakten physikalischen Gegebenheiten widerspiegeln sollte, so stellt sie doch den Erwartungsfall dar. Die Diagramme zeigen auch, daß sich die Wirkungsquerschnitte im Falle  $\mu_{Fak} = \mu_{Ren}$  relativ stabil verhalten, während die Resultate mit stark unterschiedlichen Skalen eher als *very worst case* zu betrachten sind und sehr stark nach oben und unten abweichen.

Auf der unteren Hälfte der Seite sind jeweils die reinen LO-Wirkungsquerschnitte geplottet. Diese haben keine direkte physikalische Bedeutung, da die verwendeten Partondichtefunktionen die Verwendung in NLO-Rechnungen fordern. Die Werte sind dennoch aufschlußreich, da sie ein Studium der Abhängigkeit der NLO-Korrekturen von den QCD-Skalen ermöglichen und fernerhin zeigen, wie die Wirkungsquerschnitte durch Einbeziehung der NLO-Korrekturen an Stabilität gewinnen.

Bei Variation der QCD-Skalen ergeben sich also folgende Wirkungsquerschnitte<sup>5</sup>:

- $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}) = 638_{-165}^{+162} \text{ nb}$  (Charm)
- $\sigma(ep \rightarrow b\bar{b}) = 4649_{-458}^{+528} \text{ pb}$  (Bottom)

<sup>5</sup>Die Fehler wurden abgeschätzt durch Festhalten jeweils einer Skala bei  $\mu_0$  und Variation der anderen.

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

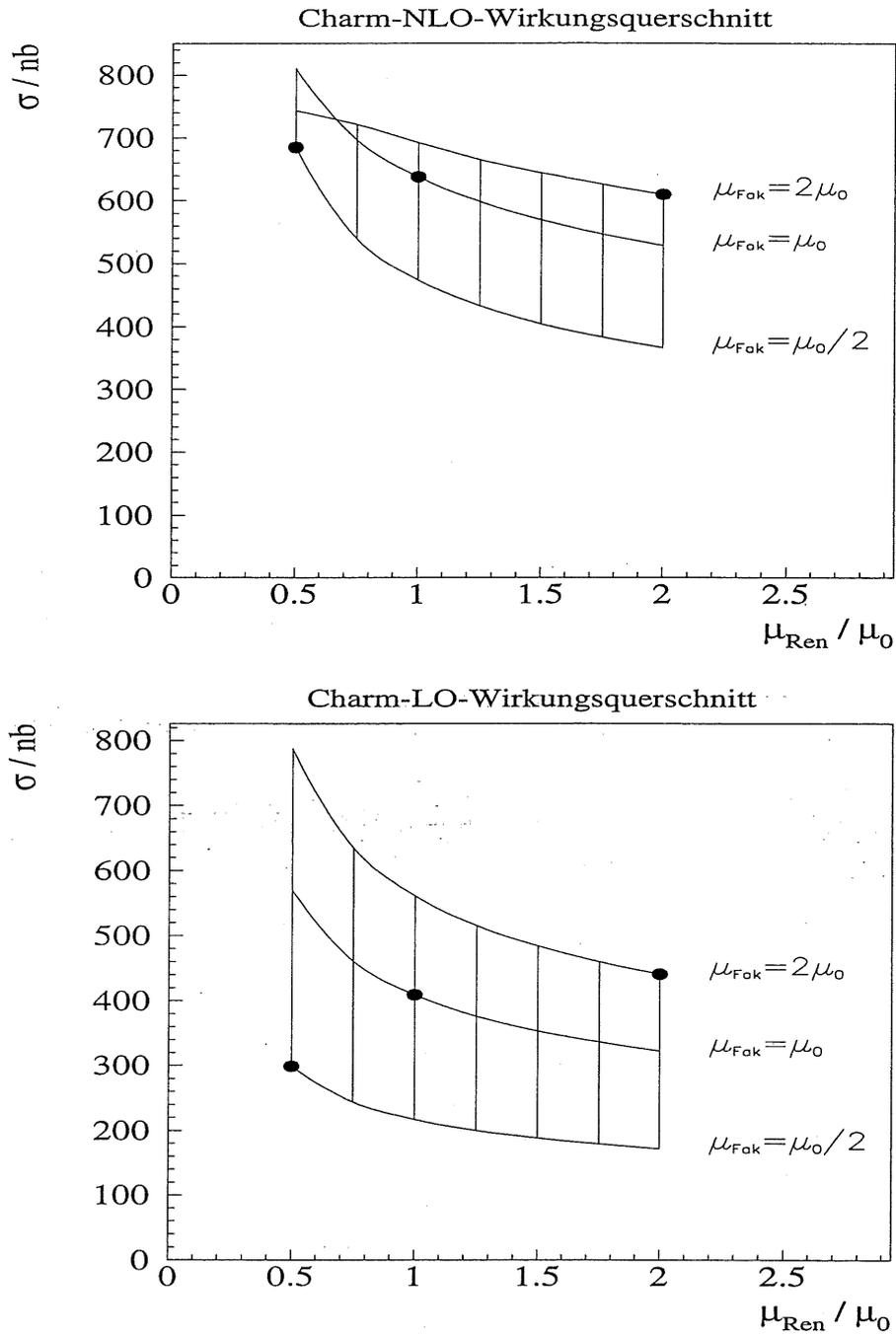


Abbildung 4.4: Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charmquarks abhängig von QCD-Skalen

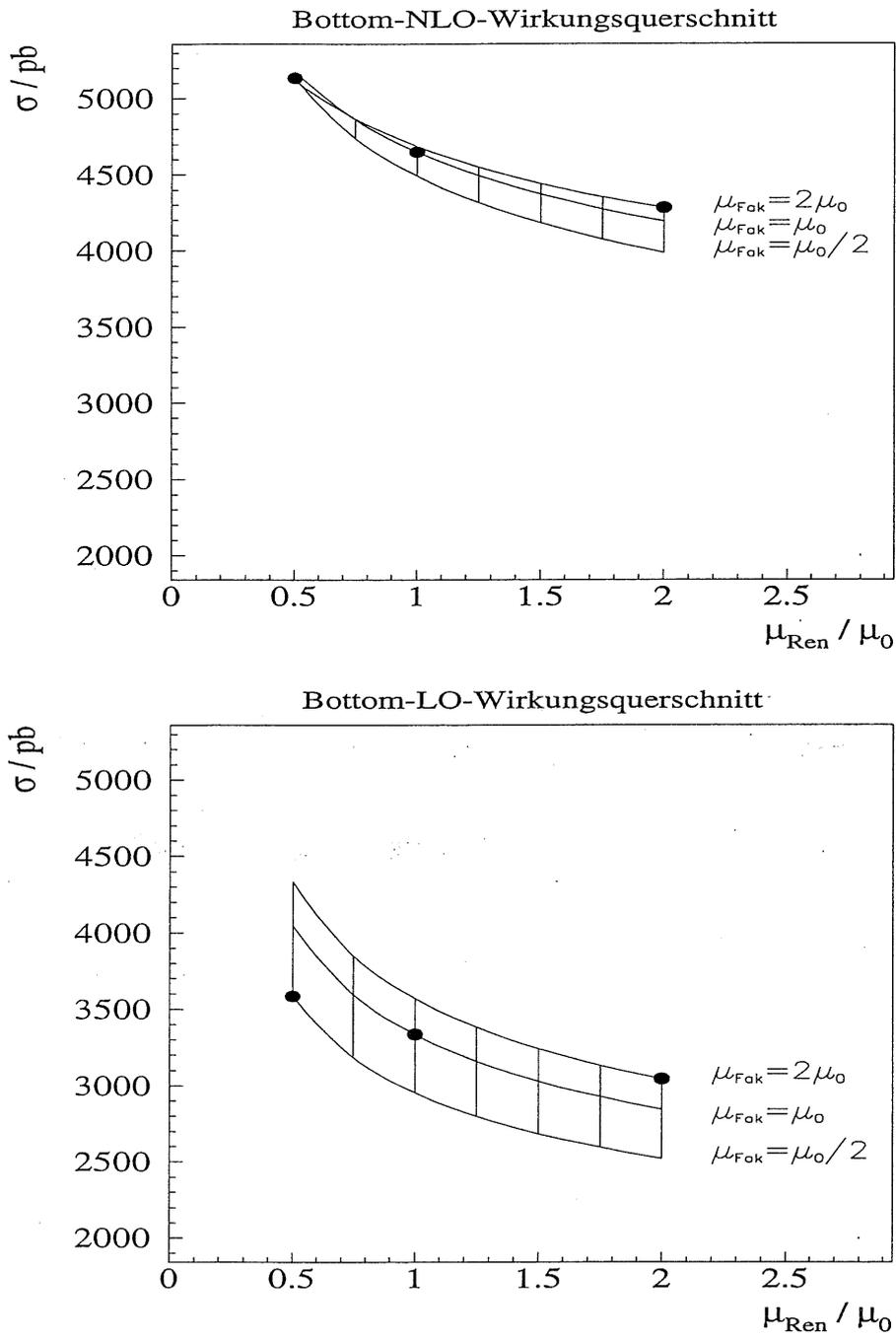


Abbildung 4.5: Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Bottomquarks abhängig von QCD-Skalen

#### 4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

Die Tabellen 4.2 und 4.3 fassen noch einmal einige der berechneten Werte zusammen. Fett gedruckt ist jeweils das NLO-Resultat, darunter ist in Klammern der LO-Anteil zu finden. Prinzipiell ist zu sagen, daß die Wirkungsquerschnitte instabiler werden, je

<b>Charm (dir. photon)</b>				
	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
$\mu_{Fak}/\mu_0$				
1/2		<b>685 nb</b> (299 nb)	<b>473 nb</b> (217 nb)	<b>366 nb</b> (172 nb)
1		<b>800 nb</b> (570 nb)	<b>638 nb</b> (409 nb)	<b>529 nb</b> (322 nb)
2		<b>743 nb</b> (787 nb)	<b>691 nb</b> (561 nb)	<b>611 nb</b> (441 nb)

Tabelle 4.2: NLO- und LO-Charmproduktionswirkungsquerschnitte (*dir. photon*)

<b>Bottom (dir. photon)</b>				
	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
$\mu_{Fak}/\mu_0$				
1/2		<b>5134 pb</b> (3584 pb)	<b>4493 pb</b> (2955 pb)	<b>3985 pb</b> (2522 pb)
1		<b>5177 pb</b> (4048 pb)	<b>4649 pb</b> (3336 pb)	<b>4191 pb</b> (2845 pb)
2		<b>5116 pb</b> (4334 pb)	<b>4688 pb</b> (3571 pb)	<b>4280 pb</b> (3045 pb)

Tabelle 4.3: NLO- und LO-Bottomproduktionswirkungsquerschnitte (*dir. photon*)

kleiner die QCD-Skalen sind, weil man immer näher an die Grenzen der Anwendbarkeit perturbativer QCD kommt, d.h. die Korrekturen durch höhere Ordnungen werden immer größer. Besonders die Konstanz des Charmquerschnittes leidet darunter. Diese theoretische Unsicherheit hat im *Experiment* allerdings weniger Bedeutung, da nur Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen in Datenanalysen benutzt werden, etwa  $p_t > 2,5$  GeV. Dies bringt uns auf jeden Fall in sicherere Gefilde größerer QCD-Skalen. Die „Ausreißer“ in den berechneten Wirkungsquerschnitten befinden sich bei  $\mu_{Fak}/\mu_0 = 1/2$

bzw.  $\mu_{Ren}/\mu_0 = 1/2$  (linke Spalte und obere Zeile). Die theoretische Unsicherheit für Wirkungsquerschnitte bei *hohen* Transversalimpulsen ist hingegen eher an den berechneten Werten bei  $\mu_{Fak}/\mu_0 \geq 1$  und  $\mu_{Ren}/\mu_0 \geq 1$  abzuschätzen.

Abbildung 4.6 zeigt die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks von deren Massen. Die Massen wurden gegenüber den in den bisherigen Rechnungen benutzten Werten von  $m_c = 1,5$  GeV und  $m_b = 4,8$  GeV um bis zu 0,2 GeV nach oben und unten variiert. Erwartungsgemäß fallen die Wirkungsquerschnitte mit steigenden Massen, da für die auslaufenden Quarks ein desto größerer Phasenraum zur Verfügung steht, je kleiner die Masse der Quarks ist. Bei den Charm-Quarks variiert der Wirkungsquerschnitt wesentlich stärker, da hier die 0,2 GeV relativ zur Quarkmasse stärker ins Gewicht fallen. Die Quarkmassen führen bei Wirkungsquerschnittsberechnungen offensichtlich zu noch größeren Unsicherheiten als die QCD-Skalen. Berücksichtigt man dies konsequent in einer physikalischen Datenanalyse, so erhält man einen großen systematischen Fehler von etwa  $\begin{matrix} +40\% \\ -20\% \end{matrix}$ . In der Praxis wird es also vorzuziehen sein, den Wirkungsquerschnitt aus dem Experiment zu bestimmen und dann umgekehrt daraus einen Wert für die Charmmasse zu bestimmen. In Abbildung 4.6 sind die Wirkungsquerschnitte aufgeschlüsselt nach

- $\gamma g^{(0)}$  gluoninduzierter LO-Anteil  
(siehe Abbildung 4.1)
- $\gamma g^{(0+1)}$  gluoninduzierter Anteil einschließlich NLO-Korrekturen  
(siehe Abbildung 4.2, Graphen 1-4)
- $\gamma q^{(1)}$  quarkinduzierter Anteil  
(siehe Abbildung 4.2, Graphen 5-7)

Die Wirkungsquerschnitte sind offenbar praktisch vollständig gluoninduziert.

Die Abhängigkeit der Form der  $x_P$ -Verteilung von der Wahl der QCD-Skalen (insbesondere der Faktorisierungsskala) verdeutlicht die Abbildung 4.7. Im Kapitel „Faktorisierung in der QCD“ wurde beschrieben, wie sich gemäß den Altarelli-Parisi-Gleichungen Partondichten abhängig von der Faktorisierungsskala verändern. Exakt dieses Verhalten spiegelt sich natürlich auch in der differentiellen Wirkungsquerschnittsverteilung wieder: bei kleinem  $\mu_{Fak}$  werden große  $x_P$  bevorzugt, bei großen  $\mu_{Fak}$  – also großen Impulsüberträgen – sehen wir mehr kleine  $x_P$ . Diese Abhängigkeit ist bei kleinen  $\mu_{Fak}$  besonders ausgeprägt, weil nicht nur die Größe des Gesamtwirkungsquerschnittes – wie oben gezeigt – sondern auch die differentiellen Verteilungen hier sehr sensitiv auf Variationen der QCD-Skalen reagieren. Bei großen  $\mu_{Fak}$ , insbesondere bei der Bottomproduktion, verringert sich die Abhängigkeit der Form der  $x_P$ -Verteilung.

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

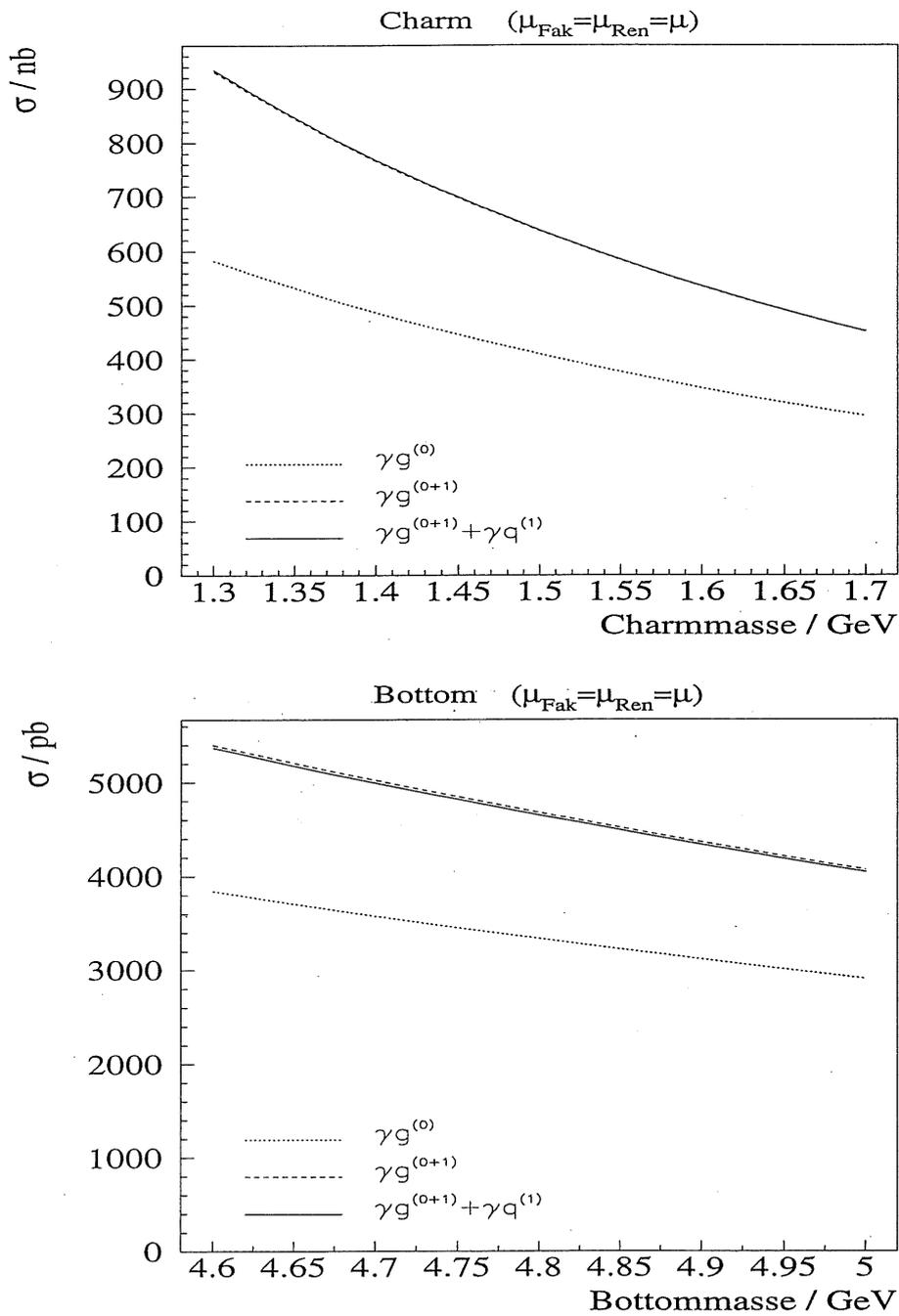


Abbildung 4.6: NLO-Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks abhängig von der Quarkmasse

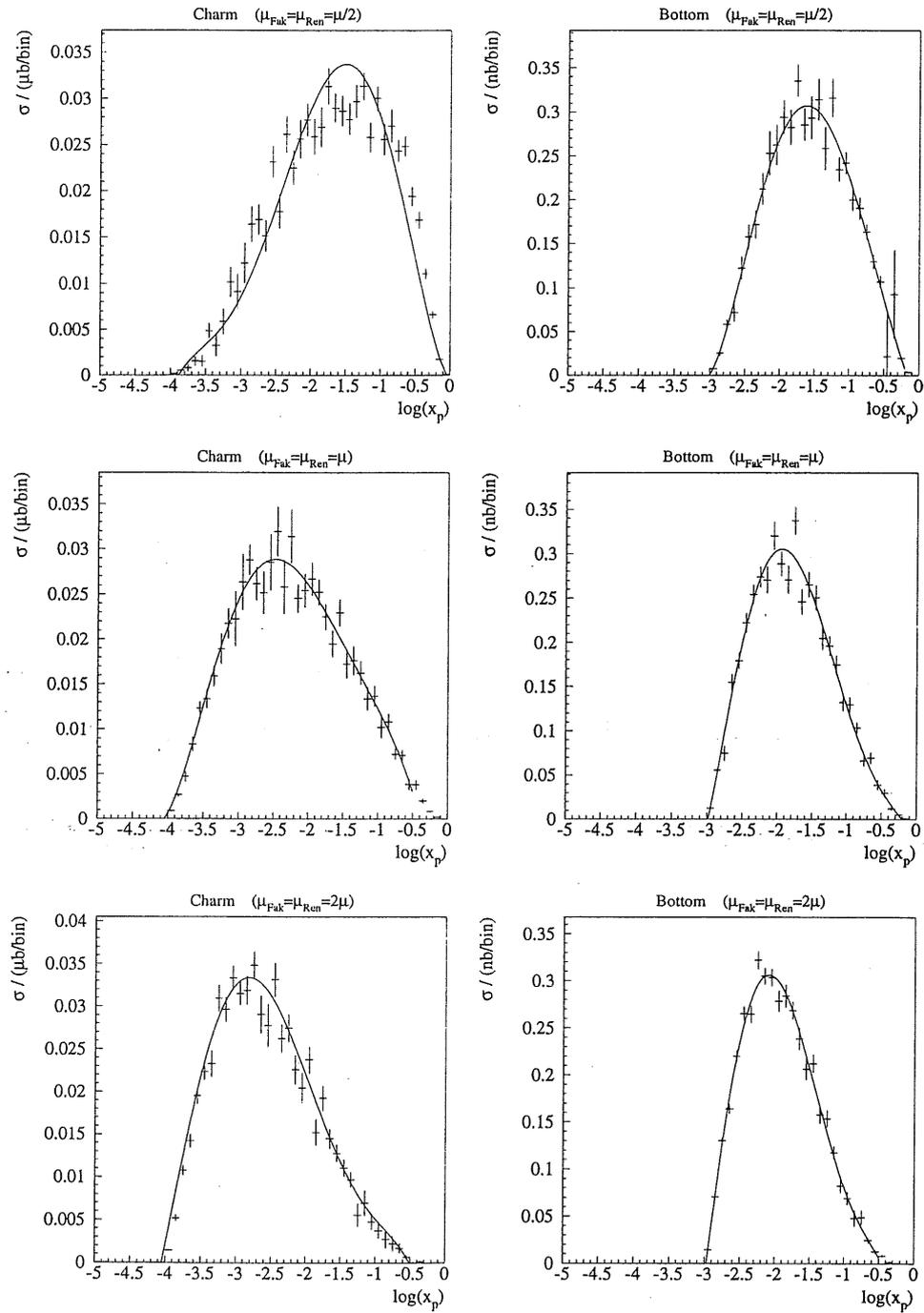


Abbildung 4.7: NLO- $x_P$ -Verteilungen für Charm und Bottom bei verschiedenen QCD-Skalen

### 4.2.5 Bemerkungen zur Bestimmung der Gluondichte des Protons bei H1

In [RSN92] bezweifelten Riemersma, Smith und van Neerven die Möglichkeit einer Bestimmung der Gluondichte des Protons durch die Analyse von Ereignissen mit Charm, da die Größe der *Resolved-Photon*-Beiträge ein großer Unsicherheitsfaktor sei. Dabei zogen sie ihre Schlüsse jedoch aus den inklusiven Verteilungen nur *eines* Charm-Quarks und verwendeten die LAC3-Partondichten des Photons, die inzwischen experimentell ausgeschlossen wurden. Eine spätere Publikation [FMNR931] äußert sich demzufolge auch wesentlich optimistischer und zeigt, daß bei Berücksichtigung *beider* Charm-Quarks der *Resolved-Photon*-Anteil durch geeignete Analyseschnitte durchaus kontrollierbar ist. Das letzte Kapitel der vorliegenden Arbeit untersucht ebenfalls – mit Hilfe des Ereignisgenerators Pythia – Möglichkeiten zur Separation des *Resolved-Photon*-Anteils und bestätigt diese Einschätzung.

- Wir gehen aus von einer Anzahl Ereignisse  $\Delta N$ , die vom H1-Detektor aufgezeichnet wurden und in einem Bereich  $\Delta x_P$  um  $x_P$  liegen.
- Mit Hilfe von Generator- und Detektorsimulationsprogrammen wird die Effizienz  $\epsilon(x_P)$  bestimmt. Sie gibt den Anteil der tatsächlichen physikalischen Ereignisse an, die von der H1-Datennahme erfasst werden.
- Die Anzahl tatsächlich stattgefundener Ereignisse  $\Delta N'$  im  $x_P$ -Bin wird bestimmt:  

$$\Delta N'(x_P) = \Delta N(x_P) / \epsilon(x_P)$$
- Der entsprechende Wirkungsquerschnitt  $\Delta\sigma_{exp}(x_P)$  im  $x_P$ -Bin läßt sich mit Hilfe der integrierten Luminosität  $\int \mathcal{L}_{exp} dt$  des untersuchten Datenmaterials berechnen:  

$$\Delta\sigma_{exp}(x_P) = \Delta N' / \int \mathcal{L}_{exp} dt$$
- Da der Wirkungsquerschnitt der Charm-Produktion nahezu vollständig gluoninduziert ist, kann man annehmen, daß ein Wirkungsquerschnitt  $\Delta\sigma(x_P)$  proportional zur Gluondichte des Protons  $G(x_P)$  ist. Demzufolge läßt sich  $G_{exp}(x_P)$ , das Ziel der Überlegungen, folgendermaßen bestimmen:

$$G_{exp}(x_P) = \frac{\Delta\sigma_{exp}}{\Delta\sigma_{theo}} G_{theo}(x_P) \quad (4.2)$$

Setzt man für  $\Delta\sigma_{theo}$  einen LO-Wirkungsquerschnitt ein, wie ihn z.B. Pythia berechnet, und für  $G_{theo}(x_P)$  einen Wert aus einer LO-Partondichteparametrisierung, so ist auch das Ergebnis  $G_{exp}(x_P)$  als LO-Partondichte zu interpretieren. Dasselbe

Verfahren in NLO – etwa anhand der Diagramme 4.9 – ist nur bedingt richtig. Völlig korrekt ist dieses Verfahren *nur* im Fall der LO-Analyse. In NLO ist die Größe  $x_p$  wegen der Abstrahlung von Gluonen prinzipiell *nicht* exakt rekonstruierbar. Da das Spektrum der abgestrahlten Gluonen aber ein weiches Bremsstrahlungsspektrum ist, bleibt der Fehler in der  $x_p$ -Rekonstruktion klein, wie die Abbildungen 4.8 belegen. Gezeigt sind die Verteilungen der *generierten*  $x_p$  (aus den Partondichtefunktionen) und der aus den beiden Charm-Quarks *rekonstruierten*  $x_p$ . Beide entstammen derselben NLO-Rechnung. Sowohl bei der zu kleinen  $x_p$  steil ansteigenden Partondichte GRV-HO als auch bei der flacheren Parametrisierung CTEQ2MF scheint es angebracht, die Abweichungen im mittleren Bereich mit maximal 7-8% abzuschätzen. Eine *konsequente* NLO-Bestimmung der Gluondichte verlangt kompliziertere Verfahren, wie sie z.B. vorgestellt werden in [FMNR931] oder [GHVB95].

- Da im letzten Kapitel gezeigt wurde, daß eine von  $m_c = 1,5$  GeV verschiedene Charmmasse den gesamten Wirkungsquerschnitt sehr verändern kann, muß überprüft werden, ob die ermittelten Gluondichten in einem bereits vermessenen  $x_p$ -Bereich (etwa  $x_p > 10^{-2}$ ) mit älteren Messungen übereinstimmen. In Verbindung mit Abbildung 4.6 ist dann eventuell eine Aussage bezüglich der Masse des Charmquarks möglich.

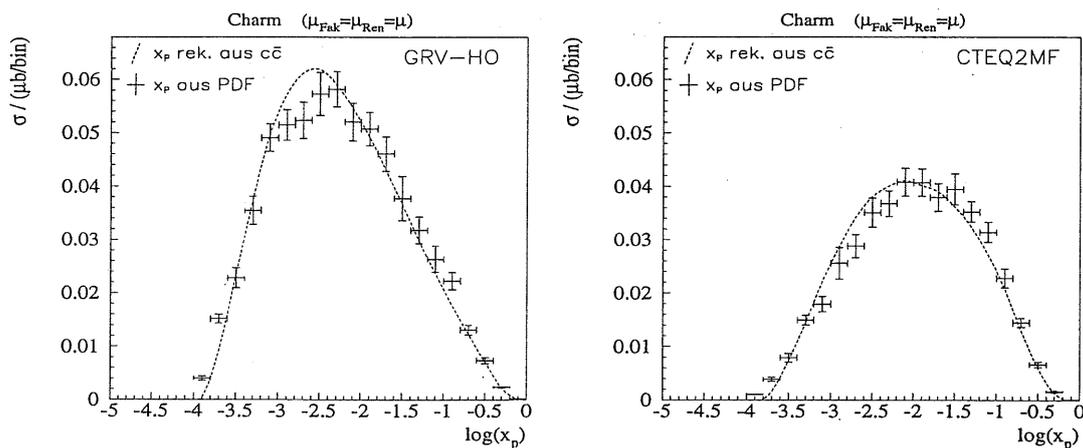


Abbildung 4.8: Vergleich der  $x_p$ -Verteilungen aus NLO-Rechnungen mit zwei verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichte des Protons. Gezeigt sind die generierten  $x_p$  (aus der PDF) und die aus den Charm-Quarks rekonstruierten  $x_p$

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

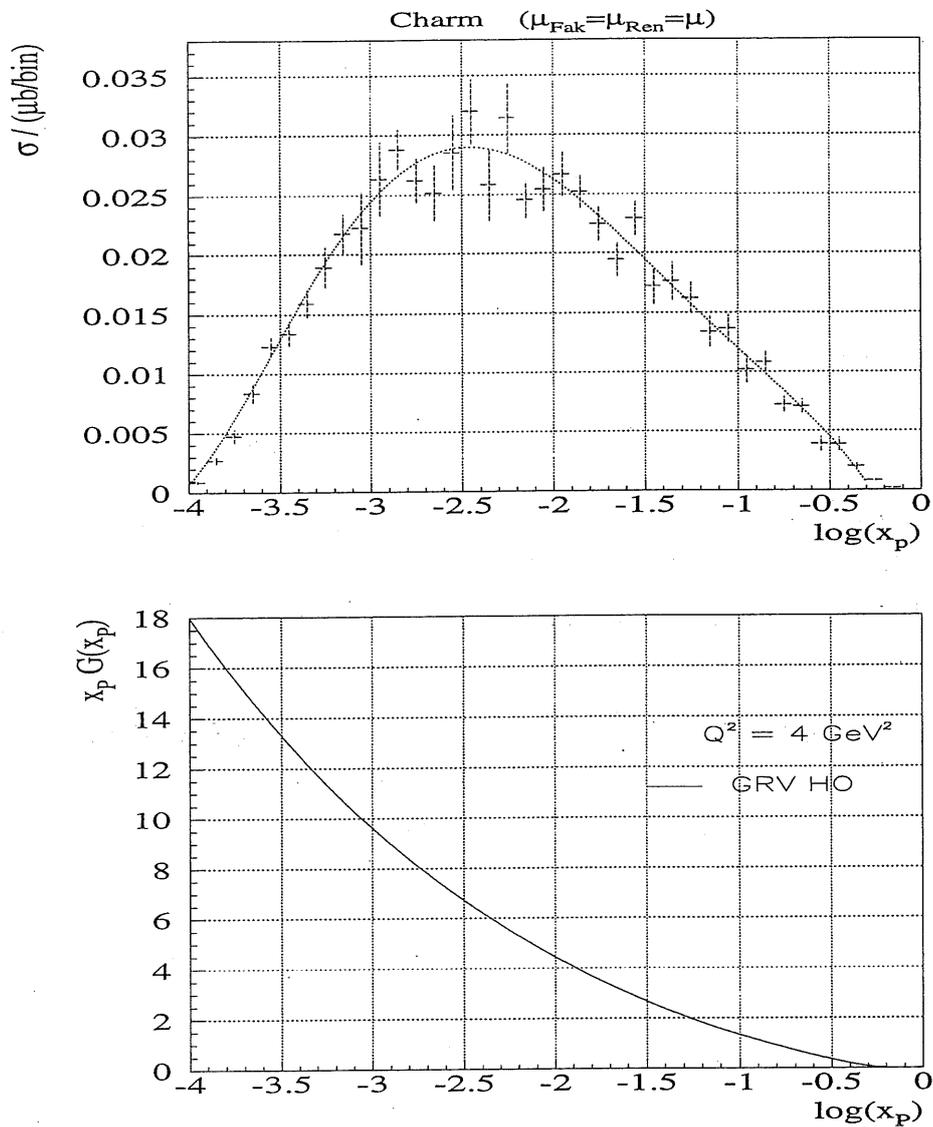


Abbildung 4.9:  $x_p$ -Verteilung für die Produktion von Charm-Quarks aus einer NLO-Rechnung und die benutzte Gluondichtefunktion GRV-HO

### 4.3 Resolved-Photon-Beiträge

In den letzten beiden Kapiteln wurden Ereignisse behandelt, bei denen das vom Elektron abgestrahlte Photon *direkt* mit dem  $c\bar{c}$ -System wechselwirkt. Daneben gibt es Ereignisse, bei denen sich das Photon vorher in hadronische Komponenten 'auflöst' (*resolved photon*). Dieser Prozeß des „Auflösens“ ist perturbativ nicht berechenbar, deswegen führte man analog zu den Teilchendichtefunktionen des Protons Quark- und Gluondichtefunktionen des Photons ein. Analog zu allen bisherigen Wirkungsquerschnittsformeln macht man auch hier einen faktorisierten Ansatz:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X) = \sum_{i=q,\bar{q},g} \int \int dx_\gamma f_i^\gamma(x_\gamma) \sigma(ip \rightarrow Q\bar{Q}X) \quad (4.3)$$

Die Feynmangraphen, die in führender Ordnung beitragen, zeigt Abbildung 4.11. Die Dichtefunktionen stellen einen großen Unsicherheitsfaktor in der Berechnung von Wirkungsquerschnitten dar. An  $e^+e^-$ -Speicherringen konnte lediglich die Größe  $F_2^\gamma(x, Q^2)$  direkt gemessen werden, die aber eine *Linearkombination* aus Teilchendichtefunktionen und insensitiv auf die Gluondichtefunktion ist. Die Bestimmung der Gluondichtefunktion blieb deshalb lange Zeit auf indirekte Methoden (Skalenverletzung von  $F_2^\gamma$ ) angewiesen. Erst bei HERA konnten direkte Messungen der Gluondichte durchgeführt werden. Diese Messungen reichen bis in den Bereich  $x_\gamma \approx 10^{-1,4}$ , der Bereich kleinerer  $x_\gamma$  bleibt

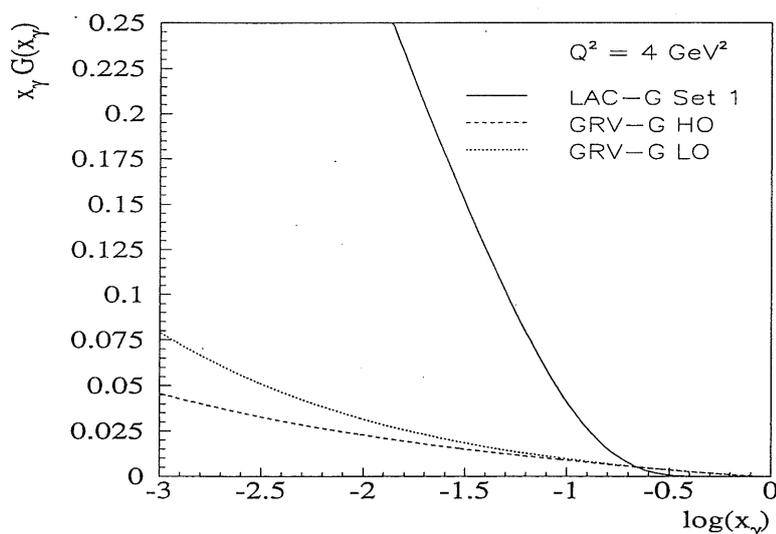


Abbildung 4.10: Gluondichtefunktionen des Photons

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

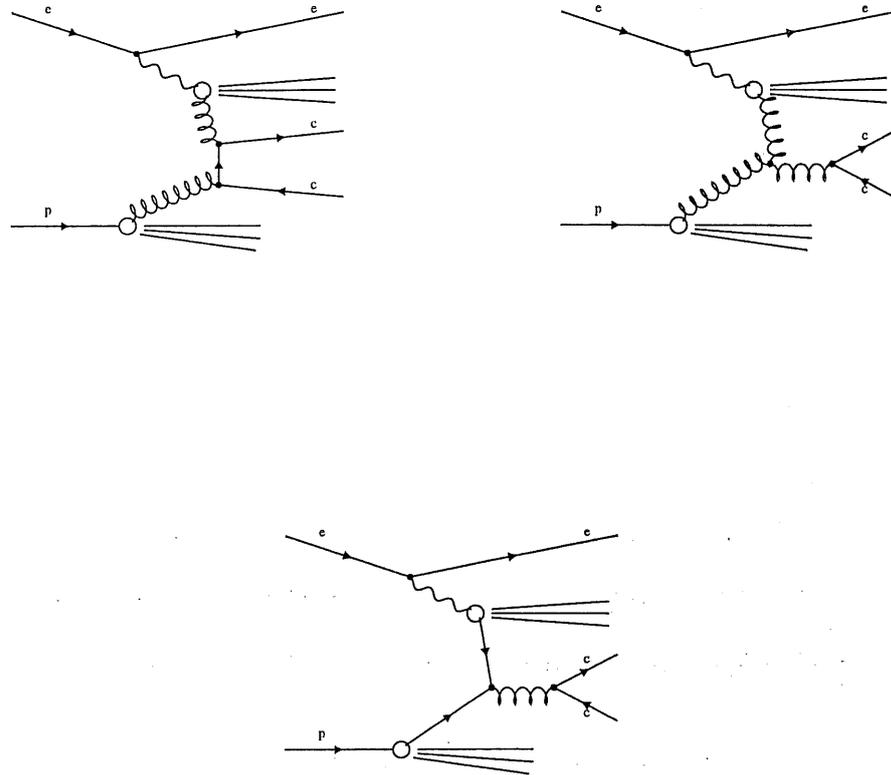


Abbildung 4.11: Feynmangraphen: Resolved-Photon-Beiträge in führender Ordnung

aber völlig unsicher. Diagramm 4.10 zeigt drei deutlich unterschiedliche Parametrisierungen der Gluondichte. Neuere Messungen [H1C951] können zwar den steilen Anstieg der Gluondichte zu kleinen  $x_\gamma$  und damit die LAC1-Parametrisierung nicht bestätigen, dennoch soll sie in den folgenden Rechnungen als oberer Grenzfall benutzt werden, auch um die Vergleichbarkeit mit anderen Berechnungen wie [FMNR95] zu gewährleisten. Auch theoretische Argumente gibt es gegen die LAC1-Parametrisierung [GS92]. Letztere stützen sich auf das *Vektor-Meson-Dominanz-Modell* *VMD*<sup>6</sup>. Dabei macht man die

<sup>6</sup>Auch die Ankürzung *VDM* ist gebräuchlich.

Annahme, daß das Photon bei *kleinen* Impulsüberträgen  $Q^2$  im wesentlichen die Eigenschaften eines Vektormesons hat. Für die Partondichtefunktionen  $f_i^\gamma$  bei kleinen  $Q^2$  wählt man folglich den Ansatz  $f_i^\gamma(x, \mu^2) \sim f_i^p(x, \mu^2)$ , wobei man die Dichtefunktionen des  $\rho$ -Mesons wiederum annähert durch die bekannten Verteilungen des  $\pi$ -Mesons. Unklar ist dabei noch, inwiefern andere Vektormesonen - wie  $\omega$  und  $\phi$  - miteinzubeziehen sind. Bringt man Vorhersagen dieses Modells in Einklang mit den gemessenen Quarkdichten des Photons, so erhält man Voraussagen über die Gluondichte. Näheres findet man z.B. in [GRV92] und [Ber87].

Bei HERA geht bei der Produktion schwerer Quarks in *Resolved-Photon*-Ereignissen der Bereich bis hinab zu  $x_\gamma \approx 10^{-3,5}$  in die Wirkungsquerschnittsberechnung ein. Es ist klar, daß die sehr unterschiedlichen Gluondichtefunktionen zu sehr unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten führen. Mit den GRV-Leading-Order-Parametrisierungen für die Partondichtefunktionen in Proton und Photon wurden für Charm und Bottom jeweils 20000 *Resolved-Photon-Ereignisse* mit dem Programm Pythia generiert. Abbildung 4.12 zeigt die  $x_\gamma$ -Verteilungen. Bei der Verwendung der LAC1-Photon-Parametrisierung erhält man mehr Ereignisse mit kleinem  $x_\gamma$ , die kinematischen Grenzen bei  $x_\gamma \approx 10^{-3,5}$  und  $x_\gamma \approx 10^{-2,5}$  bleiben jedoch erhalten. Die Schwelle bei der Bottom-Produktion liegt um den Faktor 10 höher, da eine Mindestenergie von  $2m_b \approx 9,6$  GeV aufgebracht werden muß gegenüber  $2m_c \approx 3$  GeV bei der Charm-Produktion.

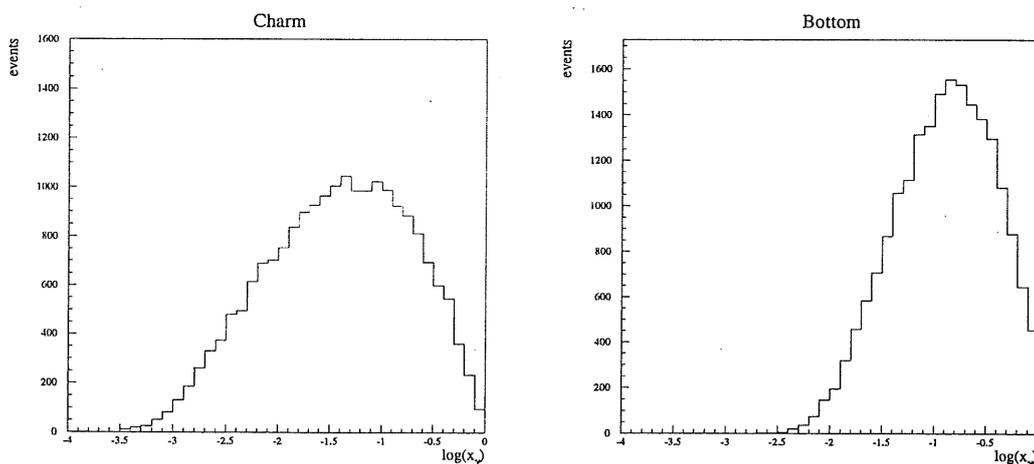


Abbildung 4.12: Normierte  $x_\gamma$ -Verteilung in Resolved-Photon-Ereignissen mit GRV-LO-Parametrisierungen der Partondichten des Photons

### 4.3.1 Vergleich: NLO-Matrixelemente und Partonschauer

Wie in der *Direct-Photon-Charmproduktion* werden nun auch Verteilungen einiger Größen aus NLO-Rechnungen und der Partonschauerentwicklung mit LO-Matrixelement(Pythia) verglichen. Wieder wurden die GRV-Partondichten verwendet. Auch hier zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung (siehe Abbildung 4.13). Die Größe  $\Delta\hat{y}_c$  ist die Rapiditydifferenz der beiden auslaufenden Charmquarks.

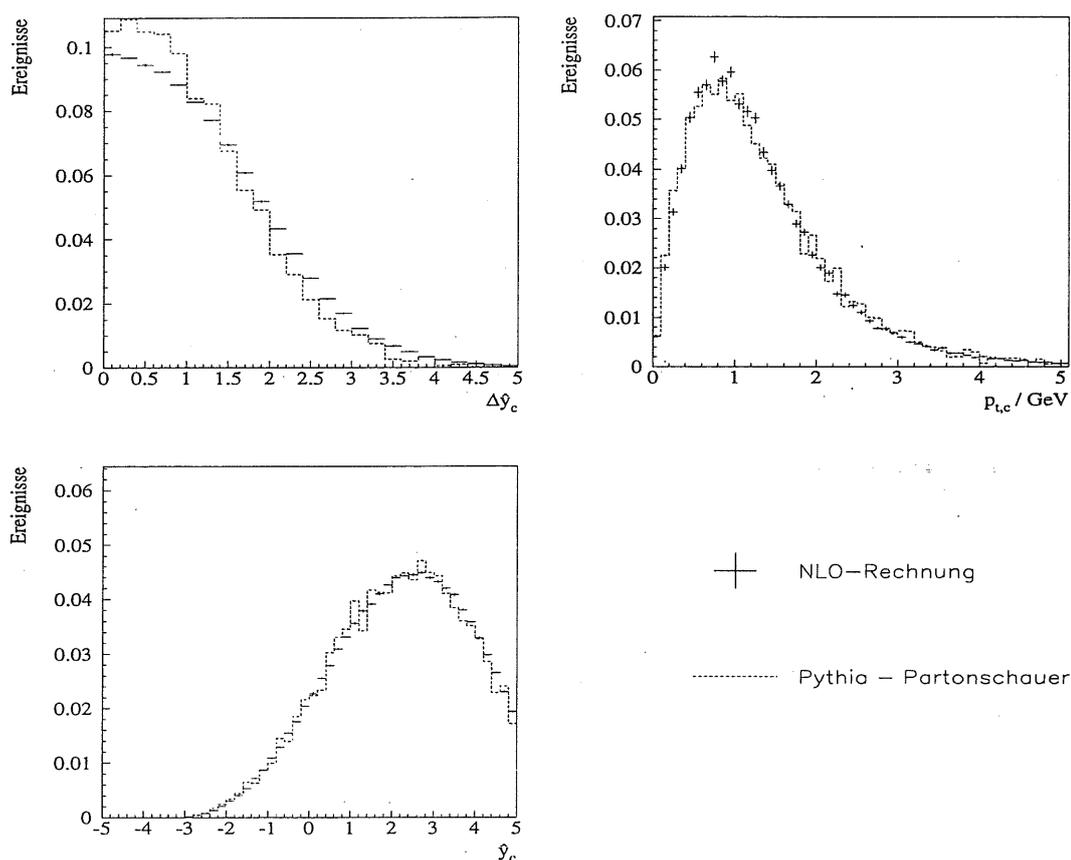


Abbildung 4.13: Verteilungen einiger kinematischer Größen in der *Resolved-Photon-Produktion* von Charmquarks, Vergleich einer NLO-Rechnung mit von Pythia generierten Daten

### 4.3.2 Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten

Analog zu den im vorherigen Abschnitt berechneten NLO-Wirkungsquerschnitten mit *direktem* Photon zeigen die Abbildungen 4.14 und 4.15 die Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks mit *aufgelöstem* Photon. Wie erwartet, ergeben die verschiedenen Gluondichtefunktionen *sehr* unterschiedliche Wirkungsquerschnitte. Man beobachtet ein ähnliches Verhalten wie bei den Wirkungsquerschnitten mit *direktem* Photon – allerdings noch in verstärkter Form: Die Bottom-Wirkungsquerschnitte sind stabiler gegenüber Variationen der QCD-Skalen, die Charm-Wirkungsquerschnitte sind – besonders bei kleinen QCD-Skalen – sehr instabil. Auch alle anderen zur *Direct-Photon*-Produktion schwerer Quarks gemachten Aussagen treffen hier zu. Für Charm ergibt sich mit der GRV-Parametrisierung  $\sigma_{res} = 82^{+64}_{-30}$  nb, während LAC1 einen riesigen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{res} = 533^{+576}_{-195}$  nb produziert. Letzterer liegt im Bereich des *Direct-Photon*-Wirkungsquerschnittes, und es wurde vermutet, daß dies ein großer Unsicherheitsfaktor in der Physik schwerer Quarks bei H1 sein könnte, insbesondere bei der Bestimmung der Gluondichte des Protons. Dem wird im Kapitel „Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen“ nachgegangen. Die Tabellen 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 präsentieren einige der Resultate in numerischer Form. Die fettgedruckten Werte sind die NLO-Wirkungsquerschnitte, darunter ist in Klammern jeweils der LO-Anteil angegeben.

<b>Charm</b> (res. photon GRV)				
	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
$\mu_{Fak}/\mu_0$				
1/2		<b>103 nb</b> (35 nb)	<b>52 nb</b> (18 nb)	<b>32 nb</b> (11 nb)
1		<b>146 nb</b> 72 nb)	<b>82 nb</b> (36 nb)	<b>53 nb</b> (22 nb)
2		<b>167 nb</b> (103 nb)	<b>102 nb</b> (51 nb)	<b>68 nb</b> (31 nb)

Tabelle 4.4: NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der *Resolved-Photon*-Charm-Produktion (GRV)

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

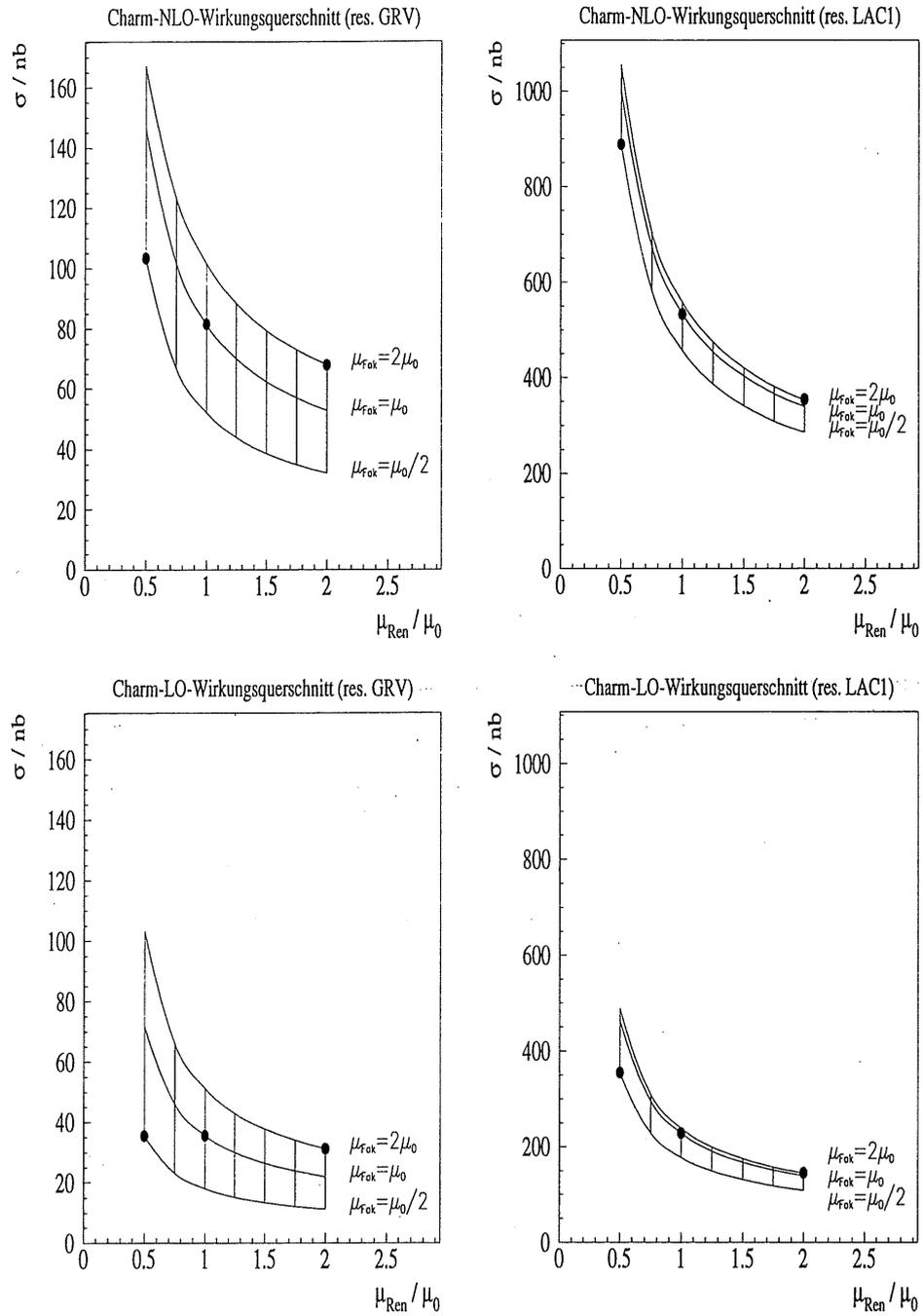


Abbildung 4.14: Wirkungsquerschnitte für die *Resolved-Photon*-Produktion von Charmquarks abhängig von QCD-Skalen und verschiedenen Gluondichtefunktionen des Photons

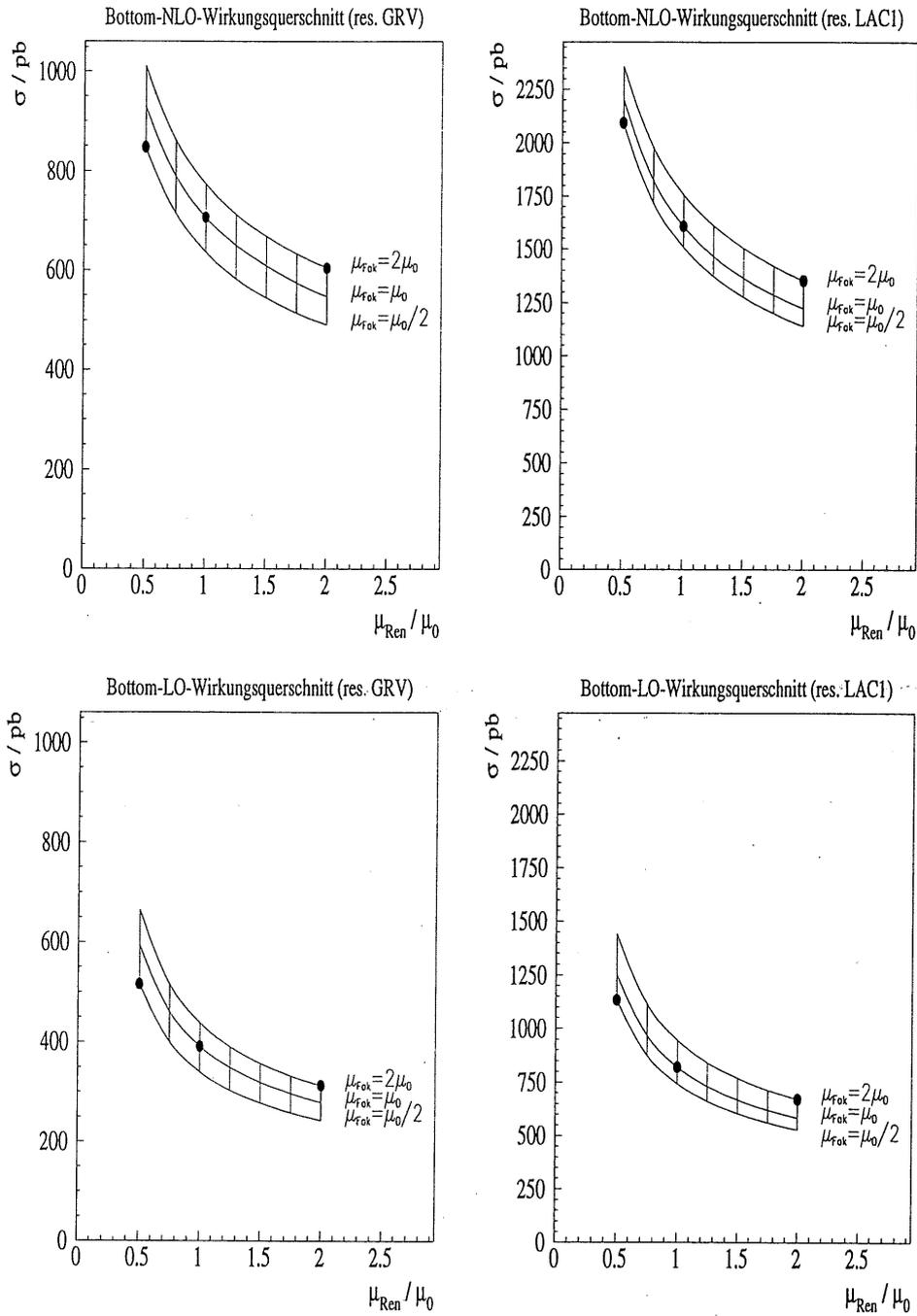


Abbildung 4.15: Wirkungsquerschnitte für die *Resolved-Photon*-Produktion von Bottomquarks abhängig von QCD-Skalen und verschiedenen Gluondichtefunktionen des Photons

4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

<b>Bottom</b> (res. photon GRV)				
$\mu_{Fak}/\mu_0$	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
1/2		<b>848 pb</b> (514 pb)	<b>635 pb</b> (340 pb)	<b>490 pb</b> (243 pb)
1		<b>929 pb</b> (594 pb)	<b>706 pb</b> (391 pb)	<b>548 pb</b> (279 pb)
2		<b>1011 pb</b> (665 pb)	<b>773 pb</b> (438 pb)	<b>604 pb</b> (313 pb)

Tabelle 4.5: NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der *Resolved-Photon*-Bottom-Produktion (GRV)

<b>Charm</b> (res. photon LAC1)				
$\mu_{Fak}/\mu_0$	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
1/2		<b>889 nb</b> (355 nb)	<b>456 nb</b> (177 nb)	<b>285 nb</b> (109 nb)
1		<b>1003 nb</b> (464 nb)	<b>533 nb</b> (228 nb)	<b>338 nb</b> (139 nb)
2		<b>1055 nb</b> (489 nb)	<b>558 nb</b> (238 nb)	<b>354 nb</b> (145 nb)

Tabelle 4.6: NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der *Resolved-Photon*-Charm-Produktion (LAC1)

<b>Bottom</b> (res. photon LAC1)				
	$\mu_{Ren}/\mu_0$	1/2	1	2
$\mu_{Fak}/\mu_0$				
1/2		<b>2094 pb</b> (1134 pb)	<b>1508 pb</b> (744 pb)	<b>1140 pb</b> (529 pb)
1		<b>2205 pb</b> (1253 pb)	<b>1607 pb</b> (821 pb)	<b>1223 pb</b> (584 pb)
2		<b>2357 pb</b> (1442 pb)	<b>1756 pb</b> (946 pb)	<b>1353 pb</b> (672 pb)

Tabelle 4.7: NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der *Resolved-Photon*-Bottom-Produktion (LAC1)

## 4.4 Diffraktive Prozesse mit Pomernaustausch

Wird durch den Streuprozess ein Parton aus dem Proton herausgestoßen, so hat dieses Parton eine Farbladung, d.h. es bleibt zunächst in starker Wechselwirkung mit dem Proton. Erst im Laufe der Fragmentation bricht diese Bindung. Das Aufbrechen des „Farbstrings“ sollte mehrere Hadronen erzeugen, die sich zwischen dem Proton und der Richtung des durch das Parton verursachten Jets vom Vertex entfernen. Genau dies beobachtet man auch in der Mehrzahl der Ereignisse: einen signifikanten Energiefluß zwischen den Protonfragmenten und den Jets. Sowohl bei H1 als auch bei ZEUS werden jedoch Ereignisse beobachtet, die keinerlei Energiefluß in der Nähe der Protonfragmente zeigen [Roe94] [Zeus94]. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer *Rapiditätslücke*. Die Größe  $\Delta\hat{y}$  bezeichnet dabei die Rapiditätsdifferenz zwischen den Protonfragmenten und der ansonsten am weitesten vorn nachgewiesenen Energie.

Um eine Erklärung für diese Ereignisse zu finden, wurde auf ein eigentlich sehr altes Konzept zurückgegriffen: das *Pomeron*. Dabei handelt es sich um ein hypothetisches – *nicht elementares* – Teilchen<sup>7</sup>, welches wegen seiner Farbneutralität das Proton verlassen kann, ohne dabei einen Farbstring zu zerreißen. Dieses Pomeron nimmt dann statt des Protons am Streuprozess teil. Abbildung 4.16 zeigt das Beispiel einer Gamma-Gluon-Fusion, wobei das Gluon nicht vom Proton sondern vom Pomeron abgestrahlt wird. Erste

<sup>7</sup>Theoretiker ziehen es vor, dem Pomeron eine Existenz als *Teilchen* abzusprechen und von einem „Anregungszustand“ zu reden.

#### 4. Untersuchungen zu Produktionsmechanismen schwerer Quarks bei HERA-Energien

Ergebnisse favorisieren ein weitgehend gluonisches Pomeron, das überdies eine sehr harte Gluondichtefunktion besitzt. Eine Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion von Charm-Quarks durch das Generatorprogramm POMPYT 1.0 ([BI93]) ergab 24 nb, er beträgt also demnach nicht einmal 5% des gesamten Wirkungsquerschnittes.

Neue Ideen besagen gar, die Rapiditätslücke sei auch *ohne* die Existenz des Pomerons erklärbar [BH95][EIR95]. Der harte Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion spielt sich demnach *innerhalb* des Protons ab, und das entstandene Quarkpaar ändert durch vielfache Abstrahlung/Absorption weicher Gluonen in zufälliger Weise seine Farbladung. Beim Verlassen des Protons befindet sich das Quarkpaar mit einer Wahrscheinlichkeit von 1/9 im farbneutralen Singulettzustand, d.h. es gibt keine Farbbindung ans Proton und es kann zur Rapiditätslücke kommen. Die bisherigen experimentellen Daten werden durch dieses Modell ebensogut beschrieben wie mit dem Pomeron-Modell.

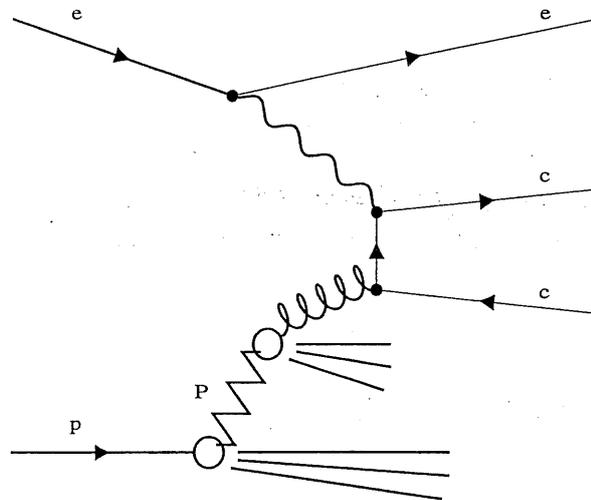


Abbildung 4.16: Gamma-Gluon-Fusion unter Beteiligung eines Pomerons

# 5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

## 5.1 Überlegungen auf Generatorebene

### 5.1.1 Die Suche nach dem Photon-Remnant

Schon bei der Photoproduktion leichter Quarks wurde vermutet, man könnte *Resolved-Photon*-Ereignisse anhand der Jetstruktur erkennen. Während *Direct-Photon*-Ereignisse eine  $(2+1)$ <sup>1</sup>-Jetstruktur haben sollten, erwartete man bei *Resolved-Photon*-Ereignissen eine  $(3+1)$ -Jetstruktur. Der zusätzliche Jet sollte durch den hadronischen Überrest des Photons ausgelöst werden, da nur ein kleiner Bruchteil (nämlich  $x_\gamma$ ) der Energie in das  $c\bar{c}$ -System eingegangen ist. Fernerhin wird sich dieser Jet nicht weit von der Strahlachse entfernen, weil der intrinsische Transversalimpuls des vom Photon abgestrahlten Quarks/Gluons gering ist. Die über jeweils 5000 Charm enthaltende *Direct*- und *Resolved-Photon*-Ereignisse gemittelten Energieflüsse (siehe Abbildung 5.1a) zeigen dennoch eine erstaunliche Ähnlichkeit. Fast über den gesamten Winkelbereich wird der Energiefluß des Photon-Remnant durch die typischerweise diffuse Energieverteilung von *Direct-Photon*-Ereignissen überdeckt. Erst bei sehr großen Winkeln ( $\Theta > 176^\circ$ ) ist ein signifikanter Unterschied im Energiefluß der beiden Ereignistypen erkennbar. Dieser bei Resolved-Photon-Ereignissen um bis zu eine Größenordnung höhere Fluß läßt sich dem Photon-Remnant zuordnen. Balanciert wird dieser höhere Energiefluß in Rückwärtsrichtung durch einen ebenfalls höheren Energiefluß in Vorwärtsrichtung.

Auch eine genauere Untersuchung der Eigenschaften des energiereichsten Teilchens aus dem Photon-Remnant bestätigt dieses Bild (siehe Abbildung 5.1b). Hierbei wurde in jedem Ereignis das Teilchen mit dem größten Impuls in negativer  $z$ -Richtung gesucht

---

<sup>1</sup>Zwei Jets werden durch das produzierte Quarkpaar initiiert, der Protonrest wird durch '+1' symbolisiert

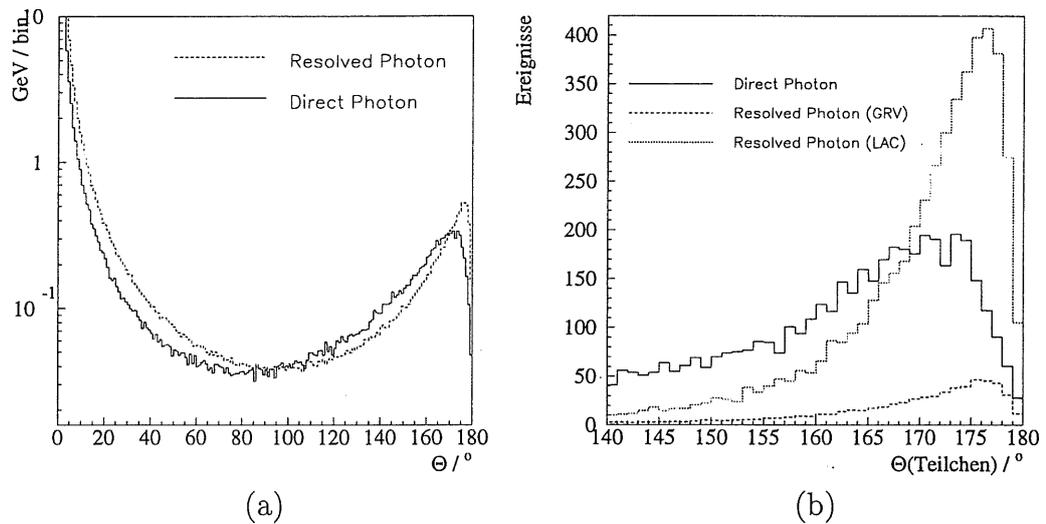


Abbildung 5.1: Durchschnittlicher Energiefluß pro Ereignis und  $\Theta$ -Verteilung eines potentiellen Photon-Remnants

und dessen Polarwinkel  $\Theta$  histogrammiert. Die Ereignisse wurden dabei gemäß ihren Wirkungsquerschnitten gewichtet. Die LAC1-Partondichten sorgt durch die große Anzahl von Photonen, die nur einen minimalen Energiebruchteil abgegeben haben, für eine Aktivität, die ab  $\Theta \approx 170^\circ$  selbst die der *Direct-Photon*-Ereignisse übertrifft.

Unglücklicherweise war der H1-Detektor bis zur Strahlperiode 1994 in Rückwärtsrichtung nur mit einem elektromagnetischen Kalorimeter ausgestattet, das natürlich zum Nachweis von Hadronen nicht geeignet war. Auch reichte es nur bis  $\Theta \approx 176^\circ$ . Eine genauere Untersuchung mittels vollständiger Detektorsimulation (H1Sim) und Rekonstruktion (H1Rec) zeigte, daß selbst die vier strahlnächsten Zellen der BEMC<sup>2</sup> keinen Hinweis auf einen Photon-Remnant geben.

Damit kann die Idee der „Suche nach dem Photon-Remnant“ zunächst ad acta gelegt werden. In der Strahlperiode 1995 wird sich die Situation aber wahrscheinlich besser darstellen, da der Rückwärtsbereich wesentlich besser instrumentiert sein wird. Insbesondere der BST<sup>3</sup> könnte sehr hilfreich sein beim Auffinden des Photon-Remnants, da er einen Winkelbereich von  $169^\circ < \Theta < 176^\circ$  abdecken wird.

<sup>2</sup>Backward ElectroMagnetic Calorimeter

<sup>3</sup>Backward Silicon Tracker

### 5.1.2 Die $\Theta$ -Verteilungen der $D$ - und $B$ -Mesonen

Bei *Resolved-Photon*-Ereignissen geht ein in der Regel nur geringer Bruchteil  $x_\gamma$  des Photonimpulses in den harten Prozeß. Die Mindestenergie des Systems der schweren Quarks ist durch ihre Massen, also etwa 3 bzw. 9,6 GeV gegeben. Bei kleinen  $x_\gamma$  muß diese Energie fast vollständig von der Protonenseite geliefert werden, d.h. das System erhält einen starken Impulsüberschuß in positiver Richtung. Je kleiner das  $x_\gamma$  ist, desto größer wird dieser Überschuß sein.

Abbildung 5.2 zeigt quantitativ diesen Zusammenhang für Charm- und Bottomproduktion. Man erkennt klar eine kinematische Grenze. Fernerhin laufen grundsätzlich bei Ereignissen mit sehr kleinen  $x_\gamma$  alle  $D$ - und  $B$ -Mesonen unter einem sehr kleinen Winkel  $\Theta$  aus. Da man den für schwere Hadronen sensitiven Bereich etwa mit  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$  abschätzen kann, „sehen“ wir also Charm-Ereignisse mit  $x_\gamma < 10^{-2}$  und Bottom-Ereignisse mit  $x_\gamma < 10^{-1,5}$  nicht im Detektor, und damit sind auch die Unsicherheiten der Partondichtefunktionen des Photons in diesem Bereich für den Experimentator bedeutungslos.

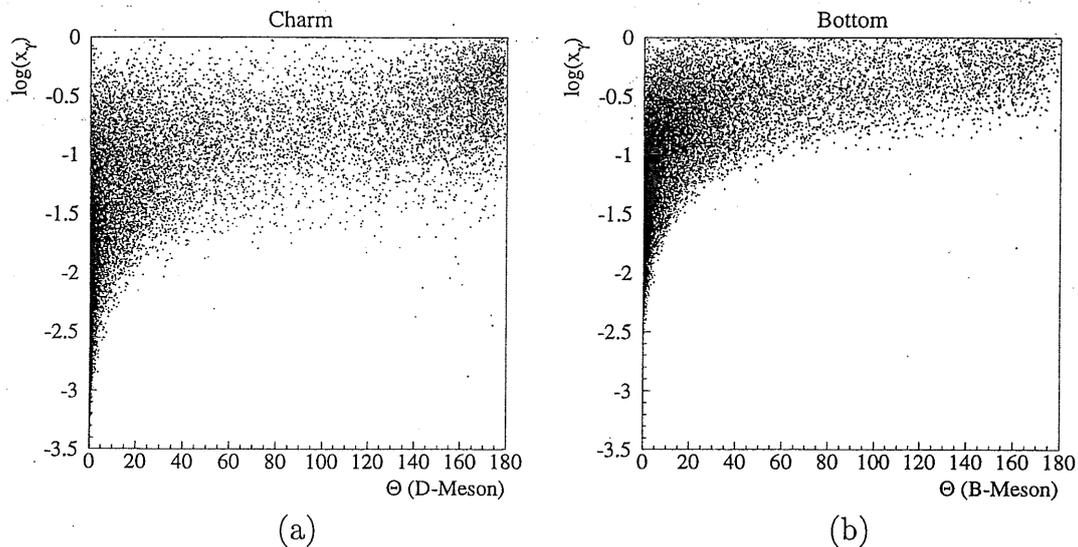


Abbildung 5.2:  $x_\gamma$ - $\Theta$ -Korrelation in *Resolved-Photon*-Ereignissen in der Charmproduktion(a) und in der Bottomproduktion(b)

### 5.1.3 Rekonstruktion von $z$

Analog zu den Größen  $x_P$  und  $y$ , die angeben, welchen Impulsbruchteil ein abgestrahltes Teilchen fortträgt, soll nun die Größe  $z$  eingeführt werden.  $z_i$  soll für ein Teilchen (oder eine Anzahl von Teilchen)  $i$  angeben, welchen Impulsbruchteil des Photons es (sie) fortträgt. Im Falle des  $c\bar{c}$ -Systems ist also

- $z_{c\bar{c}} \approx 1$  bei *Direct-Photon*-Ereignissen
- $z_{c\bar{c}} \approx x_\gamma \ll 1$  bei *Resolved-Photon*-Ereignissen

Analog zu den Rekonstruktionen der Größen  $y$  und  $x_P$  (Gleichungen 2.6 und 2.7) findet man – wieder unter der Annahme, daß sich Photon und Gluonen kollinear zur Strahlrichtung bewegen – für  $z_{c\bar{c}}$ :

$$z_{c\bar{c}} = \frac{(E - p_z)_{c\bar{c}}}{2yE_e} \quad (5.1)$$

$yE_e$  ist die Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons und ist nahezu fehlerfrei rekonstruierbar, wenn das Elektron im Elektronendetektor des Luminositätssystems gefunden wird (siehe Kapitel „Das Luminositätssystem“). Nun ist aber  $z_{c\bar{c}}$  prinzipiell nicht zu bestimmen, da die Quarks nicht direkt beobachtbar sind. Die ersten *beobachtbaren* Teilchen sind – nach der Fragmentation – die charmtragenden Hadronen.

Abbildung 5.3 zeigt die Qualität verschiedener Methoden der  $z$ -Rekonstruktion anhand von jeweils 5000 *Direct-Photon*- und *Resolved-Photon*-Ereignissen. Die Rekonstruktion aus *zwei*  $D$ -Mesonen (a) ergibt eine nahezu vollständige Trennung der *Direct*- und *Resolved-Photon*-Ereignisse. In der Rekonstruktion echter Ereignisse findet man jedoch nur äußerst selten beide  $D$ -Mesonen. In der Praxis wird man also Kompromisse eingehen müssen, z.B. indem man nur *ein*  $D$ -Meson zur Rekonstruktion heranzieht (b). Dies führt zu einer deutlich schlechteren Trennung der beiden Ereignistypen. Ein naheliegender Gedanke ist es, das härteste Hadron in der dem gefundenen  $D$ -Meson *entgegengesetzten* Azimutalrichtung zu suchen. Dieses Hadron wird in der Regel aus dem Zerfall des anderen  $D$ -Mesons stammen und kann somit hilfreich bei der  $z$ -Rekonstruktion sein.

Die Abbildung 5.4a zeigt, daß das härteste Hadron aus dem Zerfall des *einen*  $D$ -Mesons und das *andere*  $D$ -Meson tatsächlich in der Regel einen sehr großen Azimutalwinkel einschließen, also Rücken-an-Rücken den Detektor durchqueren. Der Grund liegt darin, daß im harten Prozeß die Transversalimpulse der Charm-Quarks balanciert sind, da sowohl Gluon als auch Photon nur einen sehr geringen Transversalimpuls besitzen. Für die Rapiditäten gibt es hingegen keinen derartigen Zwang, was Abbildung 5.4b bestätigt.

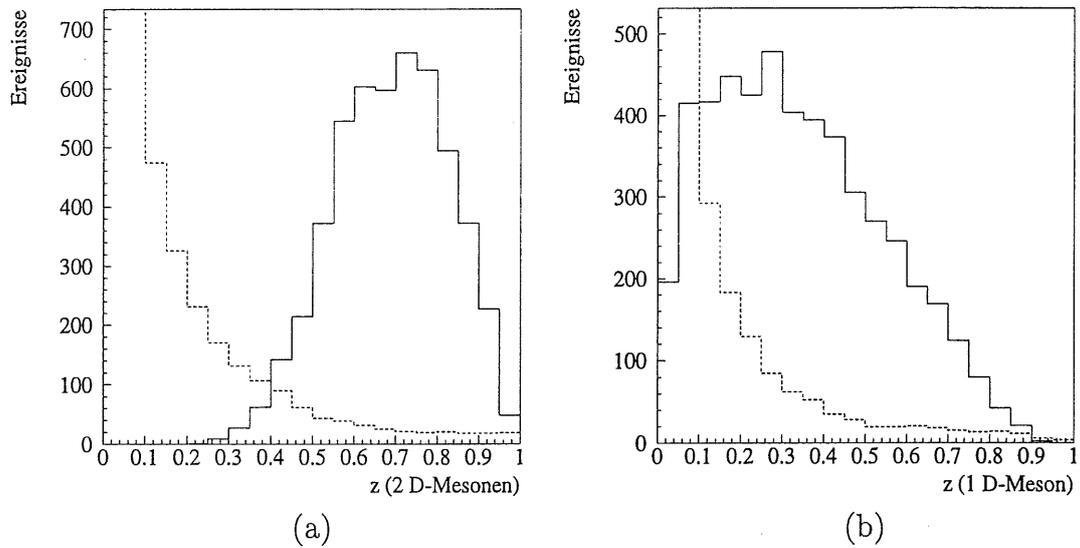


Abbildung 5.3:  $z$  aus zwei  $D$ -Mesonen (a) und *einem*  $D$ -Meson (b) für *Direct-Photon*- (durchgezogene Linie) und *Resolved-Photon*-Ereignisse (unterbr. Linie)

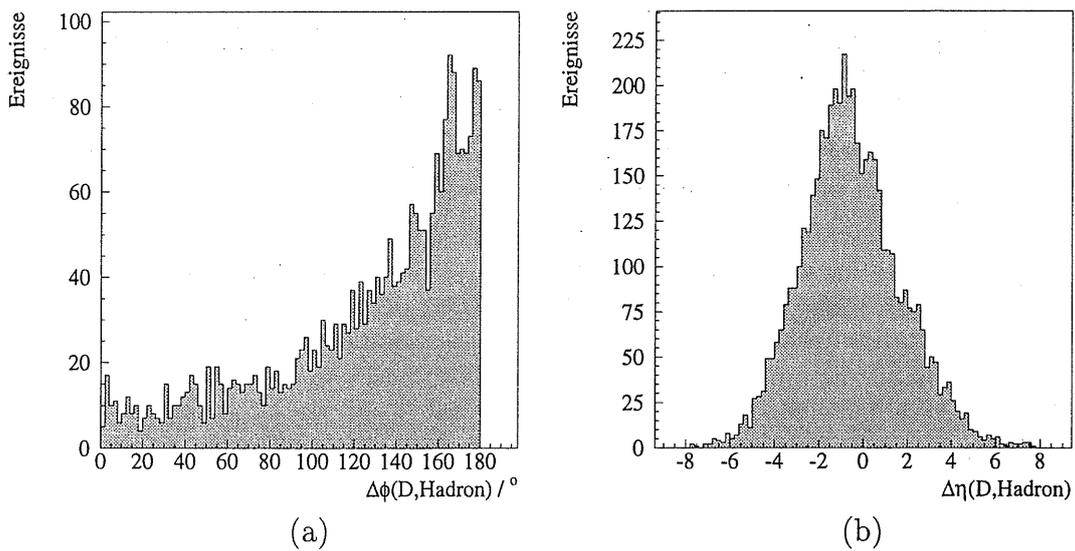


Abbildung 5.4: Abstand in Azimutalwinkel und Rapidität zwischen  $D$ -Meson und rückwärtigem Hadron

## 5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

Abbildung 5.5a zeigt die Verteilungen von  $z$ , die aus einem  $D$ -Meson und dem härtesten Hadron aus dem Zerfall des zweiten  $D$ -Mesons (Generatorinformation) rekonstruiert wurden. Ein Schnitt bei  $z \approx 0,2$  leistet eine akzeptable Trennung der Ereignistypen. Abbildung 5.5b zeigt den realistischeren Fall, bei dem ein hartes Hadron *ohne die Generatorinformationen über dessen Herkunft* gesucht wird. Dabei wird das Teilchen mit dem höchsten Transversalimpuls gewählt, welches im Polarwinkelbereich  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$  liegt und das mit dem gefundenen  $D$ -Meson einen Azimutalwinkel von mindestens  $120^\circ$  einschließt. Das Ergebnis ist nur unwesentlich schlechter als im Fall (a). Mit den Abbil-

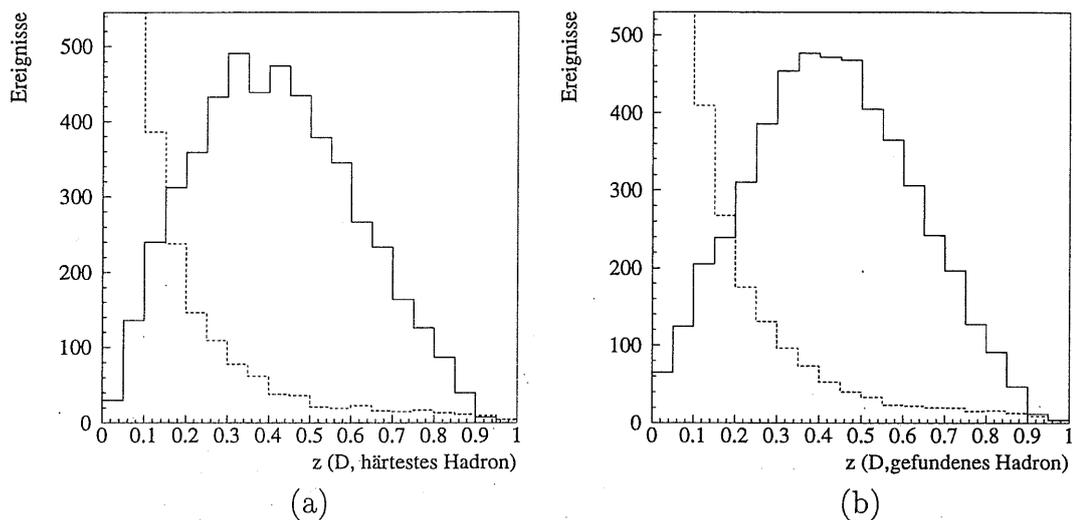


Abbildung 5.5:  $z$ -Rekonstruktion unter Einbeziehung des härtesten Hadrons eines  $D$ -Zerfalls (a), eines auffindbaren Hadrons (b) für *Direct-Photon*- (durchgezogene Linie) und *Resolved-Photon*-Ereignisse (unterbr. Linie)

dungen 5.6 und 5.7 soll schließlich versucht werden, eine realistische Abschätzung zu machen, wie die tatsächlichen  $z$ -Verteilungen von realen H1-Daten aussehen. Dafür wurde verlangt, daß sowohl das schwere Meson als auch das mitberücksichtigte rückwärtige Teilchen unter einem Polarwinkel  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$  den Detektor durchqueren, weiterhin wurden die generierten Ereignisse gemäß ihren Wirkungsquerschnitten gewichtet. Auf einen Schnitt am Transversalimpuls der Teilchen wurde zugunsten höherer Statistik verzichtet, es wurde aber überprüft, daß ein derartiger Schnitt die Formen der Verteilungen nicht wesentlich verändert. Es zeigt sich, daß *Resolved-Photon*-Anteile bei der Bottomproduktion zu vernachlässigen sind – selbst bei den LAC1-Partondichten. Bei der Charmproduktion hingegen sollte sich die extreme LAC1-Gluondichte im Photon durch einen Überschuß an Ereignissen mit kleinem  $z$  bemerkbar machen.

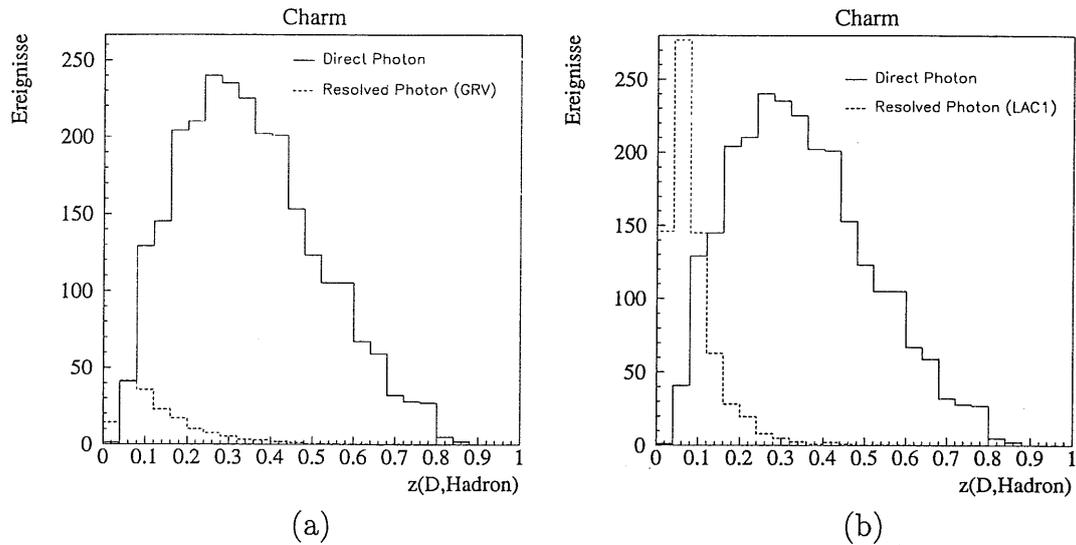


Abbildung 5.6: Charm:  $z$ -Verteilungen nach Gewichtung gemäß den Wirkungsquerschnitten. Beide Teilchen liegen im Bereich  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ . (a) zeigt GRV-LO-, (b) LAC1-Resolved-Photon-Anteile.

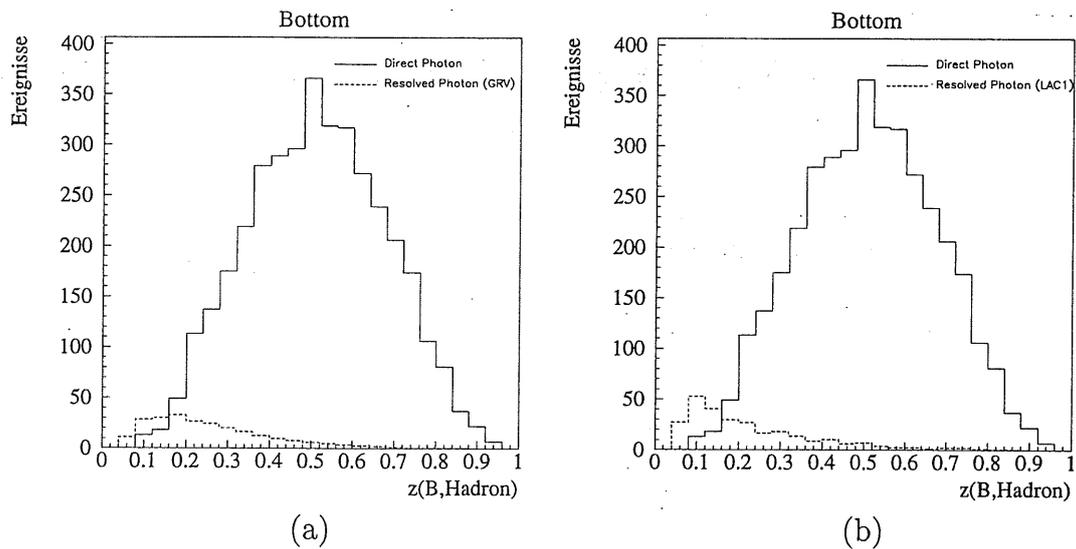


Abbildung 5.7: Bottom:  $z$ -Verteilungen nach Gewichtung gemäß den Wirkungsquerschnitten. Beide Teilchen liegen im Bereich  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ . (a) zeigt GRV-LO-, (b) LAC1-Resolved-Photon-Anteile.

## 5.2 Ein Blick in die H1-Daten von 1994

### 5.2.1 Rekonstruktion der $D^*$ -Mesonen

Zu guter Letzt sollen die 1994 vom H1-Detektor genommenen Daten auf *Resolved-Photon*-Anteile in Ereignissen mit charmtragenden Hadronen hin untersucht werden. Der untersuchte Zerfallskanal ist

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi^+ \longrightarrow (K^- \pi^+) \pi^+ \quad , \quad D^{*-} \longrightarrow \bar{D}^0 \pi^- \longrightarrow (K^+ \pi^-) \pi^- \quad (5.2)$$

Verwendet wurde ein vorselektierter Datensatz der H1-Kollaboration von potentiell Charm enthaltenden Ereignissen. Er enthält nur Daten, die nach der Umrüstung auf Positronenbetrieb genommen wurden und bei denen das zentrale Spurkammersystem komplett angeschaltet war. Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von etwa  $2800 \text{ nb}^{-1}$ .

Die Vorgehensweise der  $D^*$ -Suche wird genauer erläutert z.B. in [Zeus95] und [Rie94]. Hier soll kurz zusammengefaßt werden, wie das Analyseprogramm vorging und welche Schnitte an den Daten vorgenommen wurden, um den Zerfallskanal zu isolieren:

- In jedem Ereignis wurde zunächst ein  $D^0$ -Kandidat gesucht. Dazu wurden alle Kombinationen von zwei Spuren daraufhin untersucht, ob mit geeigneten Massenhypothesen (Kaon- und Pionmasse) die invariante Masse eines  $D^0$  erzeugbar ist. Sind folgende Bedingungen erfüllt, so wurde das aus zwei Spuren konstruierte Teilchen als  $D^0$ -Kandidat akzeptiert:
  1.  $\pi$  und  $K$  sind unterschiedlich geladen.
  2. Für beide Teilchen gilt  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ , d.h. sie verursachen genügend viele Hits in den zentralen Spurkammern, um eine gute Rekonstruktion der Teilchenimpulse zu gewährleisten.
  3. Für die Transversalimpulse gilt  $p_t(K) > 0,4 \text{ GeV}$  ,  $p_t(\pi) > 0,4 \text{ GeV}$ .
  4. Die invariante Masse befindet sich in einem Fenster  $M(K, \pi) = M(D^0) \pm 80 \text{ MeV}$  (Detektorauflösung) .
- Zu diesem  $D^0$ -Kandidaten wurden systematisch nacheinander alle übrigen Spuren kombiniert - unter der Hypothese, daß die Masse des die Spur erzeugenden Teilchens die des Pions ist. Dieses Pion wird - zur Unterscheidung vom 1. Pion  $\pi_s$  genannt. Unter folgenden Bedingungen wurde das aus drei Spuren konstruierte Teilchen als  $D^*$ -Kandidat akzeptiert:

1.  $\pi_s$  und K sind unterschiedlich geladen.
2. Es ist  $20^\circ < \Theta < 160^\circ$  für  $\pi_s$ .
3. Es ist  $p_t(\pi_s) > 0,12$  GeV für  $\pi_s$ .
4. Für den Transversalimpuls des rekonstruierten  $D^*$  gilt  $p_t(D^*) > 2,9$  GeV.

Abbildung 5.8 zeigt die normierten  $p_t$ -Verteilungen für einerseits Untergrundereignisse (falsche Ladungskombination, s. u.) und andererseits simulierte  $D^*$ -Ereignisse (Generatorinformationen). Offenbar konzentriert sich der Untergrund bei kleinen Transversalimpulsen.

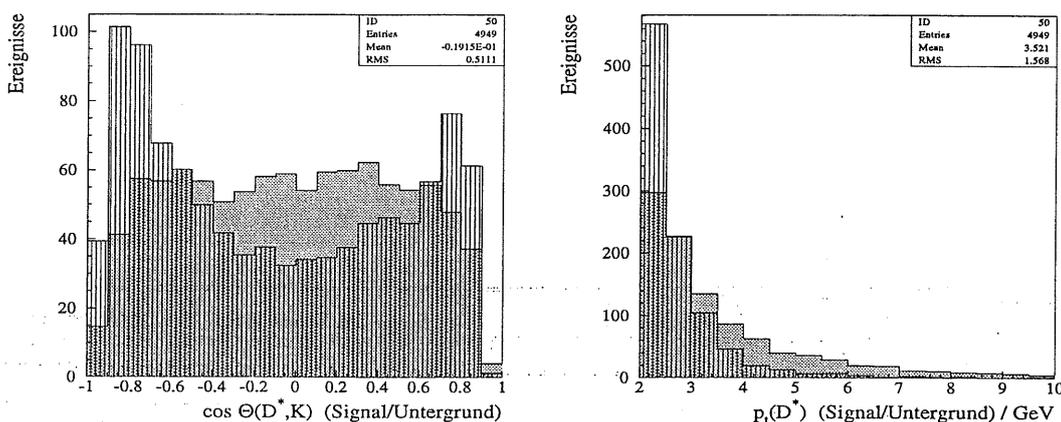


Abbildung 5.8:  $\cos(D^*, K)$  und  $p_t(D^*)$  für Untergrund(schraffiert) und Signal(grau)

5. Für die Differenz der invarianten Masse gilt  $144 \text{ MeV} < M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi) < 147 \text{ MeV}$ .  
Der Nominalwert ist  $M(D^*) - M(D^0) = 145,4 \text{ MeV}$ .
6. Es sei  $\theta^*(D^*, K)$  der Winkel im  $D^*$ -System zwischen dem Kaonimpuls und der Richtung der Lorentztransformation, also der Richtung des  $D^*$ -Impulses im Laborsystem. Bei echten  $D^*$  sollte die Richtung des K-Impulses annähernd isotrop verteilt sein; bei Untergrundereignissen hingegen konzentrieren sich die mutmaßlichen Zerfallsteilchen in der Richtung der Lorentztransformation. Abbildung 5.8 zeigt die normierten Verteilungen der Größe  $\cos \theta^*(D^*, K)$  für einerseits Untergrundereignisse (falsche Ladungskombination, s. u.) und andererseits simulierte  $D^*$ -Ereignisse (Generatorinformationen). Dieses Verhalten motiviert den Schnitt  $-0,9 < \cos \theta^*(D^*, K) < 0,7$ , der sich in Verbindung mit dem benutzten  $p_t$ -Schnitt als am geeignetsten erwies.

## 5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

In einem zweiten Durchlauf wurden die Ereignisse registriert, in denen alle obigen Kriterien erfüllt sind – bis auf die unterschiedlichen Ladungen des Kaons und des ersten Pions. Dadurch erhält man einen Satz von Ereignissen, die sich im Detektor wie  $D^*$ -Kandidaten zeigen, aber wegen der falschen Ladungskombination definitiv keine sind. So erhält man eine Abschätzung für die Beschaffenheit des Untergrundes durch fälschlicherweise identifizierte  $D^*$ -Kandidaten.

Abbildung 5.9 zeigt die  $\Delta M$ -Verteilung der gefundenen  $D^*$ -Kandidaten. Die kinematische Grenze am linken Bildrand ist die Masse des Pions  $m_\pi = 139,6$  MeV. An die Daten angefitet wurde die Parametrisierung 5.3. Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilung der *falschen* Ladungskombinationen, die offenbar den Verlauf des Untergrundes korrekt beschreiben. Das  $D^*$ -Signal liegt bei  $145,5 \pm 0,9$  MeV und bestätigt damit exakt den Literaturwert von  $145,44 \pm 0,06$  MeV. Die Anwendung der Analyse auf simulierte Daten (siehe 5.10) ergibt einen Wert von  $145,7 \pm 0,8$  MeV. Die Simulation sagt also die Breite des Signals in etwa korrekt voraus.

$$F(\Delta M) = P_1 \cdot (\Delta M - m_\pi)^{P_2} + P_3 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\Delta M - P_4}{P_5} \right)^2} \quad (5.3)$$

Abbildung 5.11 zeigt deutlich ein  $D^0$ -Signal in der Verteilung der invarianten Masse der kombinierten Kaonen und Pionen. Benutzt wurden dabei Kombinationen, bei denen  $\Delta M = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$  zwischen 144 und 147 GeV liegt. Eine Parametrisierung der Form 5.4 wurde an die Daten angefitet. Das  $D^0$ -Signal besitzt demnach eine Breite von etwa 33 MeV. Die Simulation (siehe Abbildung 5.12) ergab hier einen Wert von 27 MeV, die Übereinstimmung ist also auch hier sehr zufriedenstellend.

$$F(M) = P_1 + P_2 \cdot M + P_3 \cdot M^2 + P_4 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{M - P_5}{P_6} \right)^2} \quad (5.4)$$

Abbildung 5.13 zeigt anhand der Verteilungen einiger kinematischer Größen den Vergleich der H1-Daten mit von Pythia generierten Daten. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken repräsentieren die H1-Daten. Sie wurden gewonnen, indem in jedem Bin die Anzahl der falschen von der Anzahl der richtigen Ladungskombinationen subtrahiert wurde – mit entsprechender Fortpflanzung des statistischen Fehlers. Die beiden Histogramme stellen die Monte-Carlo-Vorhersagen dar. Die untere Linie steht jeweils für die *Direct-Photon*-Produktion, die obere Linie berücksichtigt zusätzlich einen *LAC1-Resolved-Photon*-Anteil. Letzterer wurde durch Umgewichten aus den H1-Standard-Monte-Carlo-Daten gewonnen, welche mit GRV-Partondichten generiert wurden. Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden weiterhin gemäß folgenden Annahmen gewichtet:

$$\int \mathcal{L}_{\text{Daten}} dt = 2,8 \text{ pb}^{-1} \quad \sigma_{\text{dir.}} = 638 \text{ nb} \quad \sigma_{\text{LAC1-res.}} = 533 \text{ nb} \quad (5.5)$$

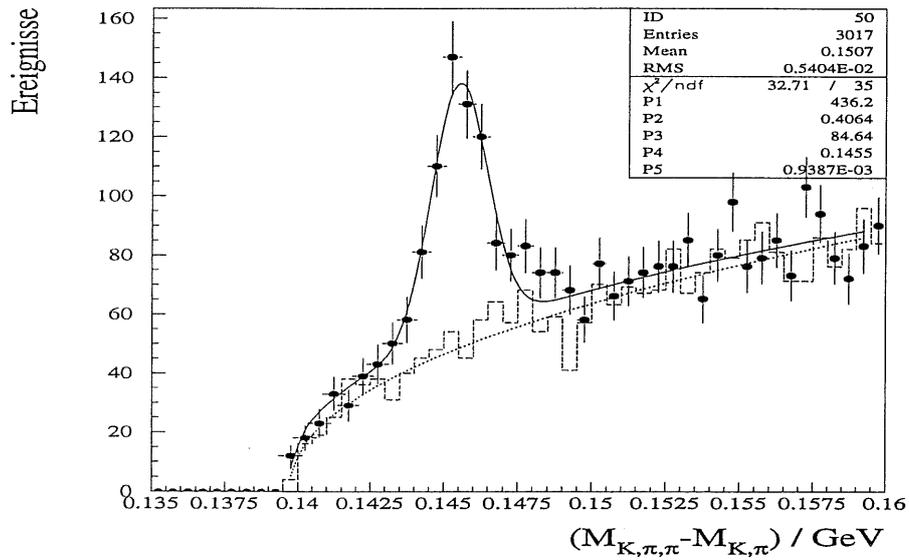


Abbildung 5.9: Verteilung der Massendifferenz  $\Delta M = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$  für richtige und falsche Ladungskombinationen (94er-H1-Daten)

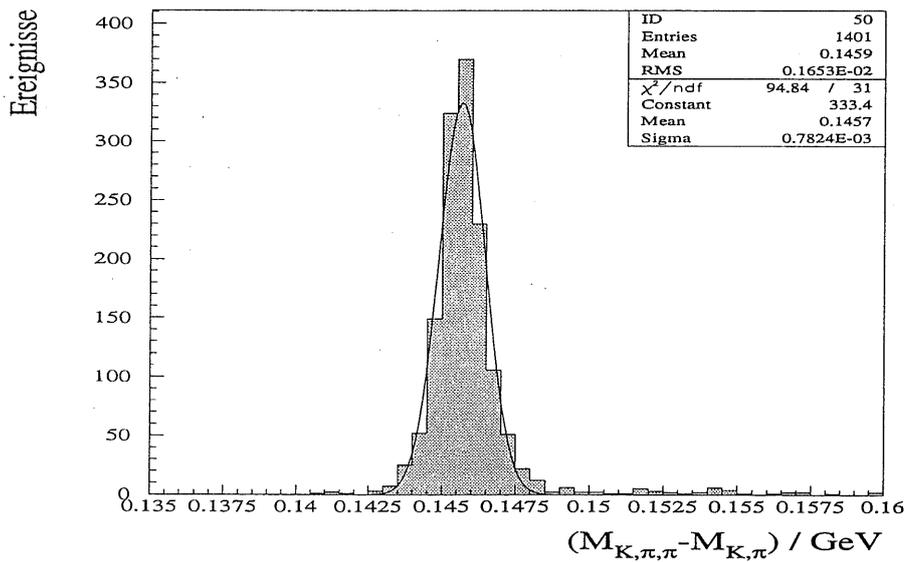


Abbildung 5.10: Verteilung der Massendifferenz  $\Delta M = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$  für simulierte Daten

5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

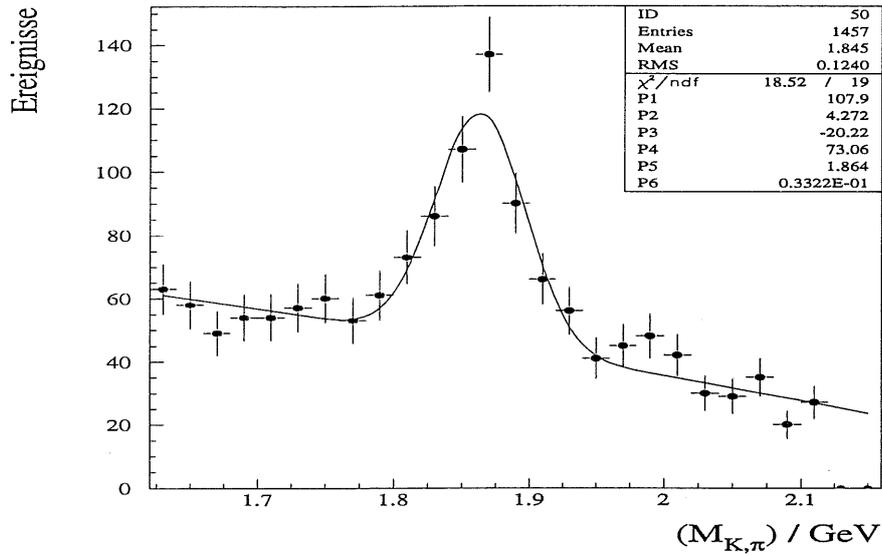


Abbildung 5.11: Verteilung der invarianten Masse  $M(K, \pi)$  mit  $D^0$ -Signal (94er-H1-Daten)

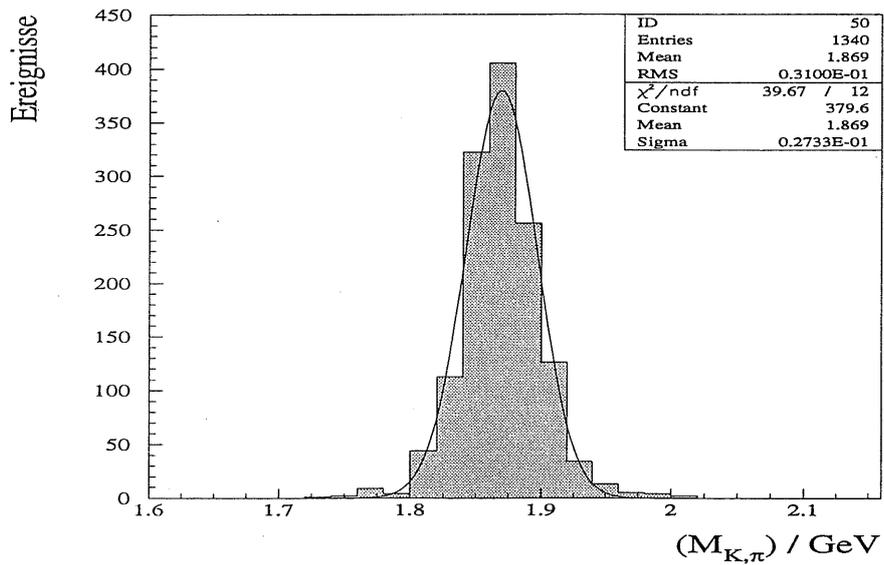


Abbildung 5.12: Verteilung der invarianten Masse  $M(K, \pi)$  mit  $D^0$ -Signal (simulierte Daten)

Insgesamt zeigen die Daten eine große Ähnlichkeit mit den Monte-Carlo-Erwartungen, lediglich die Transversalimpulse der  $D^*$ -Mesonen zeigen in den H1-Daten eine härtere Verteilung als Pythia voraussagt. Die beiden unteren Diagramme stellen  $(E - p_z)/2$  und  $(E + p_z)/2$  des  $D^*$ -Mesons dar. Diese Größen entsprechen in etwa den Energieüberträgen von Proton bzw. Elektron auf das  $D^*$ -Meson, wie anhand von Abbildung 2.3 gezeigt wurde.

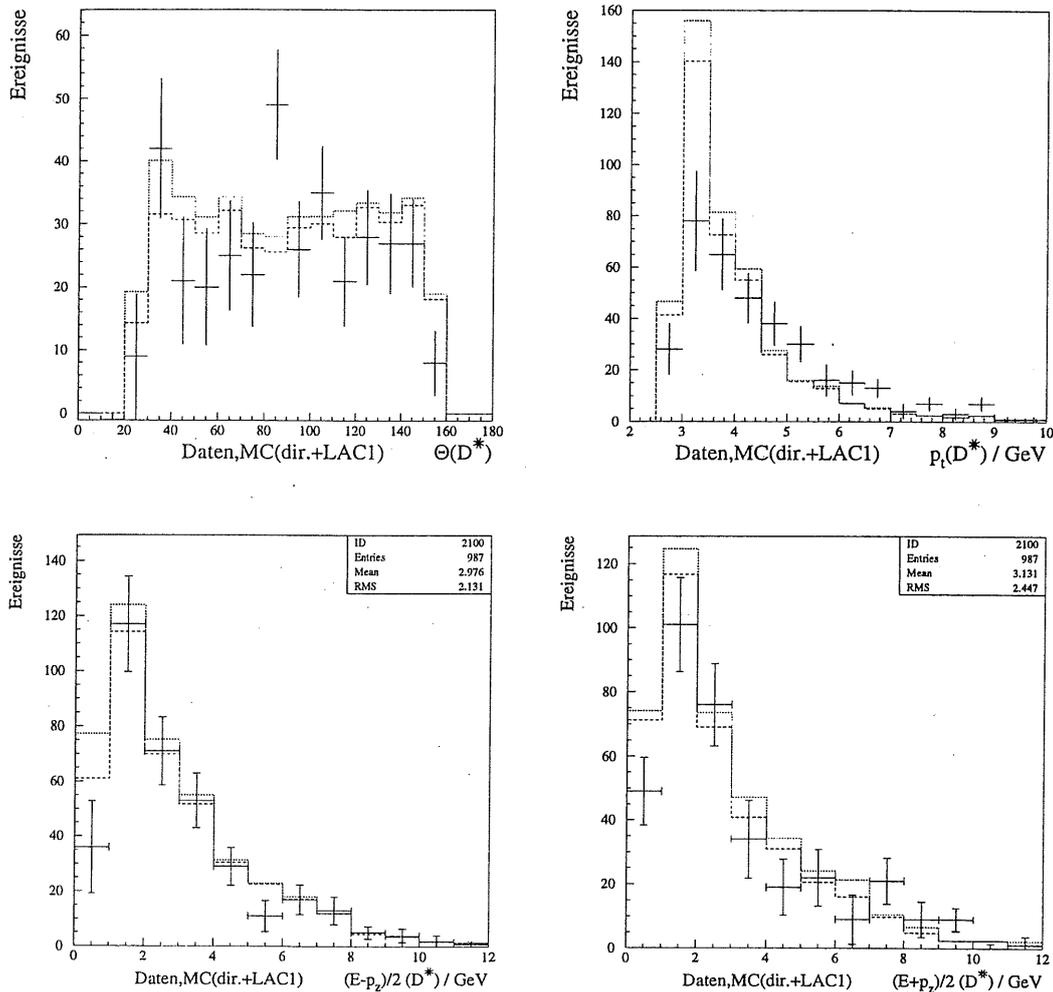


Abbildung 5.13: Verteilungen einiger kinematischer Größen, Vergleich der 94er-H1-Daten mit der Simulation

Zu dem Vergleich zwischen der Simulation und den echten H1-Daten ist noch zu bemerken, daß trotz der guten Übereinstimmungen nur die *Formen* der Verteilungen beachtet werden sollten und nicht die absolute Anzahl der Einträge, denn um Daten und Simulation *absolut* miteinander zu vergleichen sind Studien der Triggereffizienzen notwendig. Diese Effizienzen sind hier der Einfachheit halber zu 1 gesetzt.

### 5.2.2 Rekonstruktion von $z$ und $z'$

Zur  $z$ -Rekonstruktion wurden alle  $D^*$ -Kandidaten benutzt, welche sich in einem Massfenster  $144 \text{ MeV} < M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi) < 147 \text{ MeV}$  befinden. Zusätzlich zum  $D^*$ -Meson wurde - als wahrscheinliches Zerfallsprodukt des zweiten charmtragenden Hadrons - ein Teilchen mit hohem Transversalimpuls herangezogen, welches die andere Hälfte der  $r\phi$ -Ebene durchquert. Im Bereich  $30^\circ < \Theta < 160^\circ$  wurde dazu die Spur mit dem höchsten Transversalimpuls gewählt, die *nicht* von einem Zerfallsprodukt des identifizierten  $D^*$  verursacht wurde. Die Masse des Teilchens wurde abgeschätzt durch die Masse des Pions. Dieses Teilchen wird der Einfachheit halber im folgenden kurz HPT genannt.

Da bei der  $z$ -Rekonstruktion die Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons eine für die Qualität der Rekonstruktion entscheidende Größe ist, werden nur Ereignisse verwendet, die bei der H1-Ereignisklassifizierung in die Klasse 19 eingeordnet wurden. Diese Ereignisse weisen eine Energiedeposition im Elektronendetektor auf und erfüllen einige andere Anforderungen, die der Untergrundminimierung dienen. Weiterhin wurden alle Ereignisse verworfen, bei denen die  $x$ -Koordinate des Auftreffpunktes des Elektrons um mehr als 6,5 cm vom Mittelpunkt des Elektronendetektors abweicht. Dies stellt sicher, daß die gesamte Elektronenergie im Detektor absorbiert wird.

Abbildung 5.14 zeigt die hohe Qualität der Rekonstruktion der Photonenergie mit Hilfe der Elektronendetektorinformation. Bei 435 simulierten Ereignissen wurden die rekonstruierten gegen die generierten Photonenergien aufgetragen.

Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung der  $z$ , die aus dem  $D^*$ -Meson und dem HPT rekonstruiert wurden, also gemäß Gleichung 5.6.

$$z = \frac{(E - p_z)_{D^*} + (E - p_z)_{HPT}}{2E_\gamma} \quad \text{mit} \quad E_\gamma = yE_e \quad (5.6)$$

Auch hier wurde der Untergrund eliminiert, indem in jedem  $z$ -Bin die Anzahl falscher Ladungskombinationen subtrahiert wurde. Zum Vergleich werden dazu die Vorhersagen der Simulation gezeigt. Die untere Linie entspricht wieder den simulierten *Direct-Photon*-Ereignissen, die obere Linie enthält zusätzlich den *LAC1-Resolved-Photon*-Anteil.

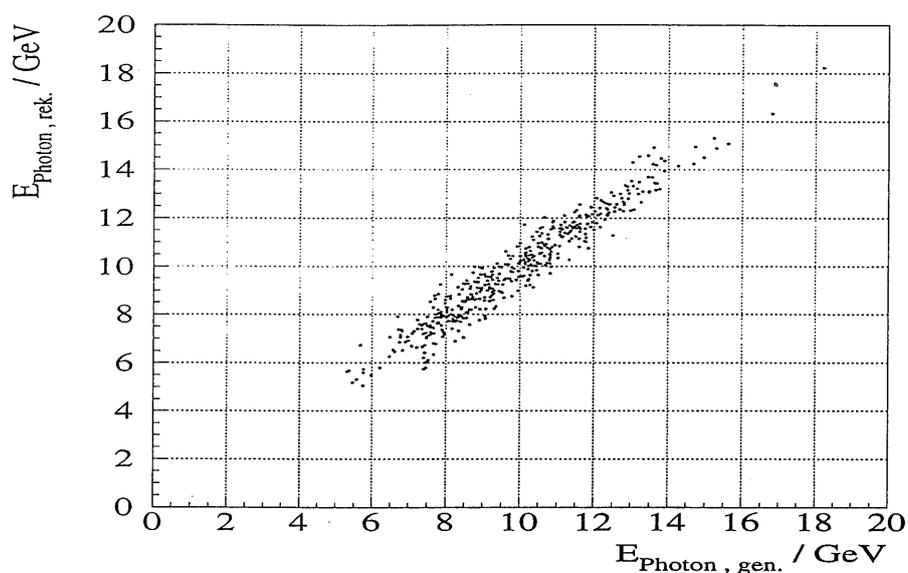


Abbildung 5.14: Auftragung der mit Hilfe des Elektronendetektors rekonstruierten gegen die generierte Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons

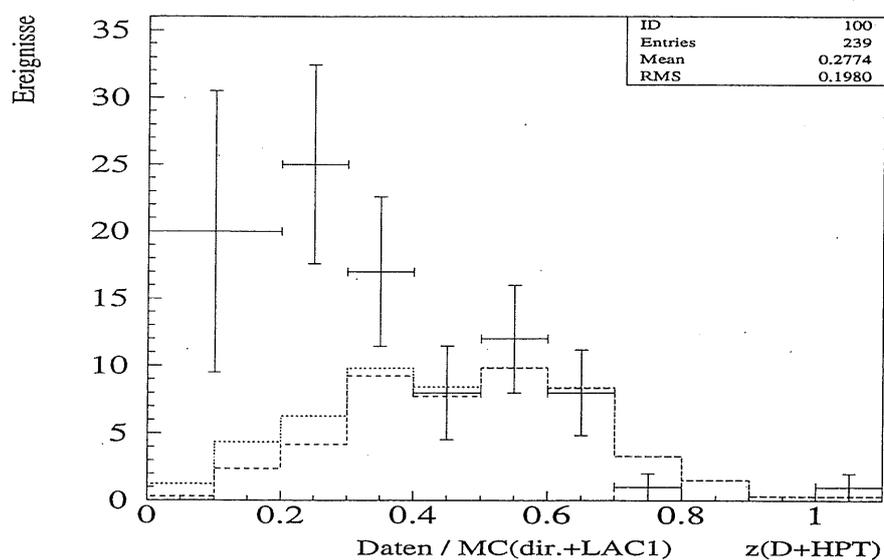


Abbildung 5.15: Verteilung des  $z$  von  $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen.

## 5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

Zunächst fällt auf, daß nach kompletter Detektorsimulation ein wesentlich geringerer Teil an *Resolved-Photon*-Ereignissen zu erwarten ist, als die Abschätzung auf Generatortniveau ergab (siehe Abbildung 5.6). Der Grund liegt darin, daß bei der Abschätzung nur für das  $D^*$ -Meson  $\Theta > 20^\circ$  gefordert wurde, bei der Datenanalyse dies aber für alle drei Zerfallsteilchen gefordert werden muß, um eine gute Impulsrekonstruktion zu gewährleisten und den in Vorwärtsrichtung immer kritischer werdenden Untergrundbedingungen auszuweichen. Dies verringert die Rekonstruktionseffizienz im Bereich  $20^\circ < \Theta < 30^\circ$  erheblich, wie Abbildung 5.13 auch zeigt. Gerade in diesem Bereich erwartet man aber die Mehrzahl der *Resolved-Photon*-Ereignisse (siehe Abbildung 5.2). Die Datenpunkte zeigen bei  $z > 0,4$  eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. Im Bereich  $z < 0,4$  ist zunächst enttäuschenderweise festzustellen, daß durch die Subtraktion hoher Anzahlen von Untergrundeignissen die Fehlerbalken so groß werden, daß es unmöglich ist, Aussagen über Existenz oder Menge von *Resolved-Photon*-Ereignissen zu machen. Trotz großer statistischer Fehler liegen die Meßwerte aber so hoch, daß sie selbst mit der extremen LAC1-Gluondichte nicht erklärbar sind.

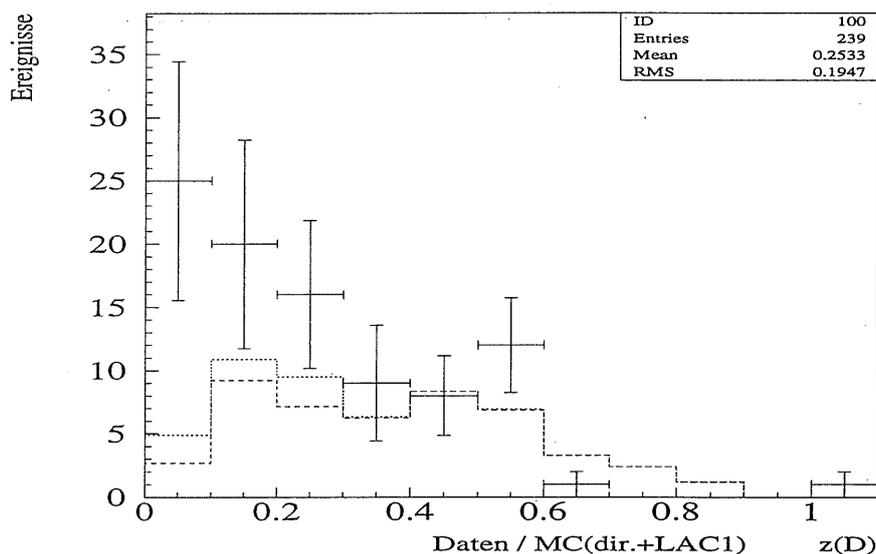


Abbildung 5.16: Verteilung des  $z$  des  $D^*$ -Mesons. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen Pythia-Vorhersagen mit und ohne LAC1-*Resolved-Photon*-Anteile.

Eine potentielle Fehlerquelle scheint das HPT zu sein. Deswegen wird bei der Abbildung 5.16 das HPT ignoriert, und derselbe Plot mit dem  $z$  nur des  $D$ -Mesons gezeigt. Auch hier zeigt sich aber ein Überschuß bei kleinen  $z$ , so daß es lohnend schien, nicht nur die Teilmenge der Daten mit Eintrag im Elektrondetektor zu betrachten, sondern die *gesamte* Datenmenge nach ähnlichen Anomalien zu untersuchen.

Zunächst wurde erwogen, für alle Ereignisse ein  $z$  zu bestimmen, indem das  $y$  statt aus der Elektrondetektorinformation nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruiert wird. Es zeigte sich aber schnell, daß sie ungeeignet ist, insbesondere weil diese Rekonstruktionsmethode nicht sicher simulierbar ist, da eine große Teilchenanzahl involviert ist. Aussichtsreich erschien es hingegen, die Größe

$$z' = \frac{(E - p_z)_{D^*} + (E - p_z)_{HPT}}{2E_e} \quad (5.7)$$

zu betrachten.  $z'$  gleicht der Größe  $z$  bis auf die Ersetzung von  $E_\gamma$  durch  $E_e$ . Da  $z' = yz$  ist und  $y$  bei rekonstruierten Daten in der Regel zwischen 0,2 und 0,8 liegt, wird die  $z'$ -Verteilung also eine verschmierte  $z$ -Verteilung sein. Die  $z'$ -Verteilungen können nun sowohl für die Teilmenge der ETAG<sup>4</sup>-Daten als auch für die Gesamtmenge der Daten mit der Simulation verglichen werden.

Die Abbildungen 5.17(ETAG-Daten) und 5.18(alle Daten) zeigen die Resultate. Hierbei ergeben sich nun verblüffenderweise recht gute Übereinstimmungen zwischen Simulation und Daten. Nimmt man bei ETAG-Ereignissen an, daß ihre Triggereffizienz gleich 1 ist, so könnte man mit der Simulation, sofern man einen – anstatt der angenommenen 638 nb – doppelt so hohen Wirkungsquerschnitt von etwa 1200 nb annimmt, die Daten recht gut beschreiben. Dieser hohe Wirkungsquerschnitt würde eine Charmmasse favorisieren, die kleiner ist als 1,5 GeV. Bezüglich der weiteren Datenanalyse, etwa einer Betrachtung der  $x_p$ -Verteilung, ist aber sicherlich große Vorsicht angebracht, weil die  $z(D + HPT)$ - und insbesondere die vermeintlich wenig fehleranfällige  $z(D)$ -Verteilung durch die Simulation *nicht* zufriedenstellend beschrieben werden. Über Existenz und Anzahl von *Resolved-Photon*-Ereignissen kann mangels höherer Statistik und wegen der erwähnten Unklarheiten bezüglich der Zuverlässigkeit der Simulation keine Aussage gemacht werden. In Datenanalysen scheint es also zunächst empfehlenswert zu sein, potentielle *Resolved-Photon*-Ereignisse durch einen Schnitt an eine Größe wie  $z$  oder  $z'$  zu eliminieren, zumal sich diese Schnitte auch sehr gut zur Untergrundminimierung eignen.

<sup>4</sup>ETAG steht für *Electron Tagger*. ETAG-Daten sind also Daten mit Elektronnachweis im Elektrondetektor

## 5. Identifikation von Resolved-Photon-Prozessen

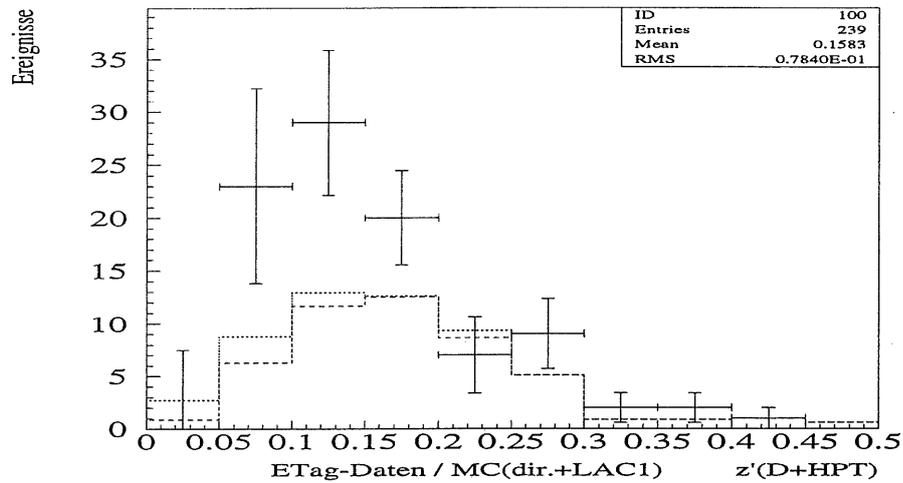


Abbildung 5.17: Verteilung des  $z'$  von  $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den ETAG-H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen.

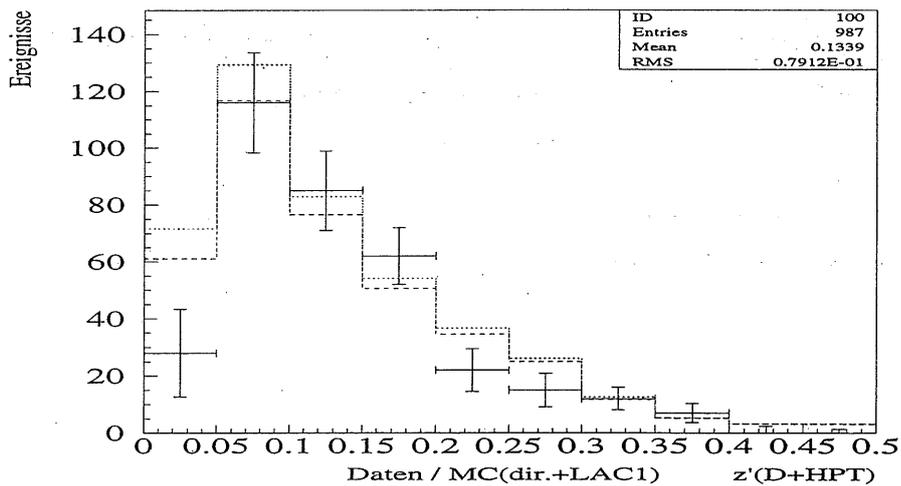


Abbildung 5.18: Verteilung des  $z'$  von  $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen.

## 6. Zusammenfassung

Nach einer Einführung in relevante Theoriekapitel werden verschiedene Mechanismen der Produktion schwerer Quarks bei HERA-Energien untersucht. Ein Programmpaket zur Berechnung von NLO-Wirkungsquerschnitten der Gruppe Frixione, Mangano, Nason, Ridolfi wurde auf dem Aachener DEC-Cluster installiert, leicht modifiziert und auf korrekte Funktion überprüft. Vom Programm berechnete kinematische Verteilungen werden mit Vorhersagen des Generatorprogrammes Pythia verglichen. Dabei wird eine gute Übereinstimmung zwischen den Methoden „NLO-Matrixelemente“ und „LO-Matrixelement mit anschließender Partonschauerentwicklung“ festgestellt. Weiterhin werden mit der Schwerpunktsenergie der 94er-HERA-Strahlperiode NLO-Wirkungsquerschnitte für sowohl *Direct-* als auch *Resolved-Photon*-Produktion von Charm- und Bottomquarks berechnet. Um der bestehenden Unsicherheit bezüglich der Gluondichtefunktion des Photons Rechnung zu tragen, werden die *Resolved-Photon*-Berechnungen mit zwei verschiedenen extremen Parametrisierungen der Gluondichte durchgeführt. Es zeigt sich, daß dies einen immensen Einfluß auf den berechneten Wirkungsquerschnitt hat. Die QCD-Skalen werden unabhängig voneinander variiert und die Auswirkung auf Wirkungsquerschnitte dokumentiert. Charm-Wirkungsquerschnitte zeigen sich im allgemeinen instabiler gegenüber Variationen der Skalen als Bottomwirkungsquerschnitte, sollten aber im Bereich hoher Transversalimpulse ebenfalls relativ stabil sein. Der Einfluß der Quarkmassen auf die Wirkungsquerschnitte wird ebenfalls untersucht, er stellt sich im Fall des Charmquarks als gravierend heraus.

*Resolved-Photon*-Ereignisse wurden – zunächst auf Generatorebene – kinematisch mit *Direct-Photon*-Ereignissen verglichen. Es zeigte sich, daß die Suche nach dem Photonremnant *nicht* erfolgversprechend ist. Eine extreme Gluondichte im Photon, wie sie die LAC1-Parametrisierung beschreibt, verursacht zwar einen *Resolved-Photon*-Wirkungsquerschnitt, der in der Größenordnung des *Direct-Photon*-Wirkungsquerschnittes liegt, durch den geringen Energieübertrag von der Elektronenseite sind diese Ereignisse allerdings so sehr in Vorwärtsrichtung konzentriert, daß sie zum größten Teil im H1-Detektor *nicht* nachgewiesen werden können. Es wird gezeigt, wie

anhand der Größe<sup>1</sup>  $z$  die Existenz von *Resolved-Photon*-Ereignissen in der Charmproduktion bei H1 nachgewiesen werden könnte, bzw. wie diese durch einen Schnitt an  $z$  aus Datensätzen entfernt werden könnten.

Schließlich werden in den in der Strahlperiode 1994 bei H1 genommenen Daten über den Zerfallskanal  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$  deutliche  $D^*$ - und  $D^0$ -Signale nachgewiesen. Wie die Detektorsimulation zeigt, ist die Anzahl im Detektor nachweisbarer *Resolved-Photon*-Ereignisse noch kleiner, als die Abschätzung auf Generatorebene ergab. In den Daten, bei denen das gestreute Elektron im Elektronendetektor nachgewiesen wurde, wird bei der  $z$ -Verteilung eine Diskrepanz zu den Vorhersagen der Simulation gefunden. Diese Diskrepanz bleibt rätselhaft, zumal sie in Verteilungen der Größe<sup>2</sup>  $z'$  nicht auftaucht. Auch anhand der  $z'$ -Verteilungen ist aber mangels hoher Statistik kein Anteil von *Resolved-Photon*-Ereignissen nachweisbar. Die Anzahl der Ereignisse mit Nachweis des gestreuten Elektrons im Elektronendetektor favorisieren einen großen Charmproduktionswirkungsquerschnitt von über  $1 \mu\text{b}$ . Dies könnte ein Anzeichen für eine Charmmasse  $m_c < 1,5 \text{ GeV}$  sein. Als Erklärungsversuch käme aber – gerade im Zusammenhang mit dem gefundenen Überschuß an Ereignissen bei kleinen  $z$  – eventuell auch ein bisher nicht bekannter zusätzlicher Produktionsmechanismus in Frage.

---

<sup>1</sup> $z$  ist der relative Impulsübertrag des vom Elektron abgestrahlten Photons auf ein bestimmtes Teilchen, etwa das  $D^*$ .

<sup>2</sup> $z'$  ist der relative Impulsübertrag des Elektrons auf ein bestimmtes Teilchen, etwa das  $D^*$ .

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufsicht des HERA-Speicherrings . . . . .	6
1.2	Von HERA gelieferte und von H1 aufgezeichnete Luminosität . . . . .	7
1.3	Der H1-Detektor . . . . .	9
1.4	Seitenansicht des inneren Bereiches des H1-Detektors mit vorderem und zentralem Spurrkammersystem . . . . .	11
1.5	Ausschnitt einer Querschnittsansicht des zentralen Spurrkammersystems bei H1 . . . . .	13
1.6	Das Luminositätssystem bei H1, Energiedepositionen in Elektron- und Photondetektor . . . . .	16
2.1	Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	20
2.2	Voraussagen für $y$ -, $Q^2$ -, $x_P$ - und $\eta_e$ -Verteilungen bei der Produktion schwerer Charm-Quarks (aus Monte-Carlo-Rechnungen) . . . . .	22
2.3	Produktion zweier Quarks mit Charmquantenzahl in einer $ep$ -Kollision . . . . .	23
3.1	1-Fermion-loop . . . . .	26
3.2	Die starke Kopplungskonstante $\alpha_s$ , abhängig von der Renormierungsskala . . . . .	28
3.3	Parametrisierungen der Gluondichtefunktion des Protons . . . . .	30
4.1	Feynmangraph: Gamma-Gluon-Fusion in führender Ordnung . . . . .	34
4.2	Feynmangraphen: $c\bar{c}$ - Produktion in NLO . . . . .	37
4.3	Verteilungen einiger kinematischer Größen, Vergleich einer NLO- Rechnung mit von Pythia generierten Daten . . . . .	40
4.4	Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charmquarks abhängig von QCD-Skalen . . . . .	42

4.5	Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Bottomquarks abhängig von QCD-Skalen . . . . .	43
4.6	NLO-Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks abhängig von der Quarkmasse . . . . .	46
4.7	NLO- $x_p$ -Verteilungen für Charm und Bottom bei verschiedenen QCD-Skalen . . . . .	47
4.8	Vergleich der $x_p$ -Verteilungen aus NLO-Rechnungen mit zwei verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichte des Protons. Gezeigt sind die generierten $x_p$ (aus der PDF) und die aus den Charm-Quarks rekonstruierten $x_p$ . . . . .	49
4.9	$x_p$ -Verteilung für die Produktion von Charm-Quarks aus einer NLO-Rechnung und die benutzte Gluondichtefunktion GRV-HO . . . . .	50
4.10	Gluondichtefunktionen des Photons . . . . .	51
4.11	Feynmangraphen: Resolved-Photon-Beiträge in führender Ordnung . . . . .	52
4.12	Normierte $x_\gamma$ -Verteilung in Resolved-Photon-Ereignissen mit GRV-LO-Parametrisierungen der Partondichten des Photons . . . . .	53
4.13	Verteilungen einiger kinematischer Größen in der <i>Resolved-Photon</i> -Produktion von Charmquarks, Vergleich einer NLO-Rechnung mit von Pythia generierten Daten . . . . .	54
4.14	Wirkungsquerschnitte für die <i>Resolved-Photon</i> -Produktion von Charmquarks abhängig von QCD-Skalen und verschiedenen Gluondichtefunktionen des Photons . . . . .	56
4.15	Wirkungsquerschnitte für die <i>Resolved-Photon</i> -Produktion von Bottomquarks abhängig von QCD-Skalen und verschiedenen Gluondichtefunktionen des Photons . . . . .	57
4.16	Gamma-Gluon-Fusion unter Beteiligung eines Pomerons . . . . .	60
5.1	Durchschnittlicher Energiefluß pro Ereignis und $\Theta$ -Verteilung eines potentiellen Photon-Remnants . . . . .	62
5.2	$x_\gamma$ - $\Theta$ -Korrelation in <i>Resolved-Photon</i> -Ereignissen in der Charmproduktion(a) und in der Bottomproduktion(b) . . . . .	63
5.3	$z$ -Rekonstruktion aus zwei und einem <i>D</i> -Meson für <i>Direct</i> -und <i>Resolved-Photon</i> -Ereignisse . . . . .	65
5.4	Abstand in Azimutalwinkel und Rapidität zwischen <i>D</i> -Meson und rückwärtigem Hadron . . . . .	65

5.5	$z$ -Rekonstruktion unter Einbeziehung eines rückwärtigen Hadrons . . . . .	66
5.6	Charm: Realistische $z$ -Verteilungen . . . . .	67
5.7	Bottom: Realistische $z$ -Verteilungen . . . . .	67
5.8	$\cos(D^*, K)$ und $p_t(D^*)$ für Untergrund(schraffiert) und Signal(grau) . . .	69
5.9	Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$ für richtige und falsche Ladungskombinationen (94er-H1-Daten) . . . . .	71
5.10	Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$ für simulierte Daten . . . . .	71
5.11	Verteilung der invarianten Masse $M(K, \pi)$ mit $D^0$ -Signal (94er-H1-Daten)	72
5.12	Verteilung der invarianten Masse $M(K, \pi)$ mit $D^0$ -Signal (simulierte Daten)	72
5.13	Verteilungen einiger kinematischer Größen, Vergleich der 94er-H1-Daten mit der Simulation . . . . .	73
5.14	Auftragung der mit Hilfe des Elektronendetektors rekonstruierten gegen die generierte Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons . . . . .	75
5.15	Verteilung des $z$ von $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen . . . . .	75
5.16	Verteilung des $z$ des $D^*$ -Mesons. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen Pythia-Vorhersagen mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteile. . . . .	76
5.17	Verteilung des $z'$ von $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den ETAG-H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen. . .	78
5.18	Verteilung des $z'$ von $D^*$ -Meson und HPT. Die Datenpunkte mit Fehlerbalken entsprechen den H1-Daten von 1994, die Histogramme zeigen die Simulation mit und ohne LAC1-Resolved-Photon-Anteilen. . . . .	78

# Tabellenverzeichnis

1.1	Designparameter des Speicherrings HERA . . . . .	6
1.2	Parameter der Driftkammern im H1-Detektor . . . . .	13
2.1	Kinematische Größen der Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	20
3.1	Güte der Weizsäcker-Williams-Approximation mit verschiedenen $Q_{max}^2$ (aus [FMNR932]) . . . . .	33
4.1	Von den Autoren veröffentlichte NLO-Wirkungsquerschnitte und deren Reproduktion auf dem Aachener DEC-Cluster (letzte Spalte) . . . . .	39
4.2	NLO- und LO-Charmproduktionswirkungsquerschnitte ( <i>dir. photon</i> ) . . .	44
4.3	NLO- und LO-Bottomproduktionswirkungsquerschnitte ( <i>dir. photon</i> ) . .	44
4.4	NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der <i>Resolved-Photon</i> -Charm- Produktion (GRV) . . . . .	55
4.5	NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der <i>Resolved-Photon</i> -Bottom- Produktion (GRV) . . . . .	58
4.6	NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der <i>Resolved-Photon</i> -Charm- Produktion (LAC1) . . . . .	58
4.7	NLO- und LO-Wirkungsquerschnitte der <i>Resolved-Photon</i> -Bottom- Produktion (LAC1) . . . . .	59

# Literaturverzeichnis

- [Ali92] A. Ali, Heavy Quark Physics at HERA, DESY-Report 92-085
- [Ama92] P. Amaudruz et al., Phys. Lett. B294(1992),295
- [Ber87] Ch. Berger, W. Wagner, Phys. Rep. 146,1(1987)
- [BH34] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc., A146(1934),83
- [BH95] W. Buchmüller, A. Hebecker, A Parton Model for Diffractive Processes in Deep Inelastic Scattering, DESY 95-077, 1995
- [Blo92] V. Blobel, LOOK - a system for data analysis, Version 1.12, 04/05/92
- [BI93] P. Bruni, G. Ingelman, POMPYT version 1.0 - A Monte Carlo to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes
- [BLN94] U. Berthon, S. Levonian, Th. Naumann, H1LOOK - General Purpose H1 Event Display, Version 1.10, 01/03/94
- [Brei69] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23(1969),935
- [Bür89] J. Bürger et al., Technical Progress Report: The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA, H1-TR 200, Hamburg 1987
- [CDF94] CDF Collaboration, Evidence for Top Quark Production in  $p\bar{p}$ -Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, Fermilab-PUB-94/097
- [CTEQ93] CTEQ Collaboration, Handbook of Perturbative QCD, Fermilab-PUB-93/094
- [DFLM87] M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo, G. Martinelli, CERN-TH-4751/87 (1987)
- [DG85] M. Drees, K. Grassie, Zeit. Phys. C28(1985),451

- [DO84] D.W. Duke, J.F. Owens, Phys. Rev. D30(1984),40
- [EIR95] A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman, Rapidity Gaps in DIS through Soft Colour Interactions, DESY 95-145, 1995
- [EN89] R.K. Ellis, P. Nason, QCD Radiative Corrections to the Photoproduction of Heavy Quarks, Nucl. Phys. B 312(1989),551
- [FMNR931] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, On the Determination of the Gluon Density of the Proton from Heavy-Flavour Production at HERA, CERN-TH-6864/93 (1993)
- [FMNR932] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Phys. Letters B 319(1993),339-345
- [FMNR94] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Nucl. Phys. B 412(1994),225
- [FMNR95] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Phys. Letters B 348(1995),633-645
- [GHVB95] D. Graudenz, M. Hampel, A. Vogt, Ch. Berger, The Mellin Transform Technique for the Extraction of the Gluon Density, DESY 95-107, 1995
- [GRV92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Photonic Parton Distributions, Phys. Review D 46(1992),1973-1979
- [GS92] L.E. Gordon and J.K. Storrow, The Parton Distribution Functions of the Photon, Z. Phys. C - Particles and Fields 56(1992),307-314
- [H1N226] H1 Collaboration, Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors at H1, H1 09/92-226, internal note
- [H1N243] H1 Collaboration, Letter of Intent to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector, H1 09/92-243, internal note
- [H1C93] H1 Collaboration, The H1 Detector at HERA, DESY 93-103, 1992
- [H1C94] H1 Collaboration, A search for Leptoquarks and Squarks at HERA, Z. Phys. C 64(1994),545-558
- [H1C951] H1 Collaboration, Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and Photon Structure, Nucl. Phys. B 445(1995),195-215

- [H1C952] H1 Collaboration, A Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$ , Nucl. Phys. B 439(1995),471-502
- [JW78] L.M. Jones, H.W.Wyld, Phys. Rev. D17(1978),759
- [Ley94] Ch. Ley, Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen  $D^{*0}$ -Zerfalls im H1-Experiment, Promotionsarbeit an der RWTH-Aachen, 1994, PITHA 94/55
- [Mar80] B. Margolis, Heavy Flavour Production with Final State Interaction, AIP conf. proc. No. 68, Particles and Fields Subseries No. 22 (1980) 279
- [MNR92] M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Nucl. Phys. B 373(1992),295
- [MRJ92] A. Martin, R. Roberts, J. Stirling, Phys. Rev. D47(1992),867
- [MRS94] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, RAL-94-055, DTP/94/34
- [MT85] J.G. Morfin, Wu Ki Tung, Z. Phys. C28(1985),451
- [Nee92] W.L. van Neerven, QCD corrections to heavy flavour production in large electron-proton colliders, Nucl. Phys. B 29A(1992),199
- [Pal94] P. Palmen, Monte-Carlo-Studien zu nichtleptonischen Zerfällen des  $\Lambda_c$ -Baryons, Diplomarbeit an der RWTH Aachen, 1994, PITHA 94/35
- [PDG94] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50(1994),1173
- [Per91] D.W. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley(Deutschland) GmbH
- [PIB91] H. Plathow-Besch, PDFLIB: Structure Functions and  $\alpha_s$  Calculations, User's Manual - Version 1.00, W5051 PDFLIB, 1991.02.21, CERN-PPE
- [PIB93] H. Plathow-Besch, PDFLIB: a Library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding  $\alpha_s$  Calculations, Comp. Phys. Comm. 75(1993),396-416
- [Pre92] S. Prell,  $z$ -Kalibration und  $dE/dx$ -Kalibration der zentralen Spurkammern des H1-Detektors, DESY FH1T-92-04
- [Roe94] A. De Roeck, Results from the H1 Experiment at HERA, DESY 94-005, 1994

- [Rie94] M. Rietz, Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der  $D_s^\pm$  und  $D^{*\pm}$  Mesonen bei H1, Promotionsarbeit an der RWTH Aachen, 1994, PITHA 95/5
- [RSN92] S. Riemersma, J. Smith, W.L. van Neerven, Difficulties in the determination of the gluon distribution function from electroproduction of charmed quarks, Physics Letters B 282 (1992),171-176
- [Sah94] N. Sahlmann, Untersuchungen zum Nachweis schwerer Hadronen mit Charm im H1-Detektor, Promotionsarbeit an der RWTH Aachen, 1994, PITHA 94/32
- [Sjö88] T. Sjöstrand, Status of Fragmentation Models, Int. Journal of Modern Phys. A, Vol. 3, No. 4(1988),751-823
- [Sjö93] T. Sjöstrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4 - Physics and Manual, CERN-TH.7112/93, Genf 1993
- [Wag95] A. Wagener, Leptonische Zerfälle von Hadronen mit Charm im H1-Experiment, Promotionsarbeit an der RWTH Aachen, in Vorbereitung
- [Wei34] C.F. Weizsäcker, Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, Z. Phys. 88(1934),612
- [Wil34] E.J. Williams, Phys. Rev. 45(1934),729
- [Zeus94] Zeus Collaboration, Observation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering with a Large Rapidity Gap at HERA, Phys. Letters B 332(1994),228
- [Zeus95] Zeus Collaboration, Study of  $D^{*(2010)\pm}$  Production in  $ep$  Collisions at HERA, Phys. Letters B 349(1995),225

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen des vorliegenden Werkes beitrugen.

Meinen Eltern danke ich dafür, daß sie mir nicht nur finanziell stets den Rücken freihielten, sondern mich auch sonst in jeder Hinsicht unterstützten.

Prof. Dr. Flügge gab mir die Möglichkeit, in der H1-Kollaboration diese sowohl experimentell als auch theoretisch interessante Arbeit zu schreiben. Die durchgehend entspannte und freundliche Atmosphäre am III. Physikalischen Institut machten die 18 Monate dort zu einer sehr angenehmen Zeit.

Dr. Steinberg und seine Mannen und nicht zuletzt unsere *hemgr's* Christoph Ley und Peter Uelkes gewährleisteten eine stabile Hard- und Software-Umgebung.

Ausnahmslos alle Mitglieder der Aachener H1-Gruppe waren bei Problemen physikalischer oder softwarebedingter Natur immer ansprechbar und hilfsbereit. Besonders danken möchte ich Andreas Wagener, mit dem ich das Büro teilte, und der mir nicht nur in vielen Diskussionen wertvolle Anregungen und Hinweise gab, sondern mich auch in den Dschungel der H1-Software einführte.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich Dr. Gräßler, Andreas, Hardy, Jan, Patrick, Jörg und Petra, die sich sowohl beim Aufspüren von Synonymen des Wortes „fernerhin“ als auch durch Leistungen an der Theke der „Motorbar“ auszeichnete.

Dirk Krücker danke ich für seine Bemerkungen zu den Theoriekapiteln.