Bestimmung von *ep*-Wirkungsquerschnitten für Charm- und Beauty-Produktion durch D^*-Myon-Koinzidenzen

Diplomarbeit
am II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Jeannine Wagner

Hamburg
Oktober 2000

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Am **D**eutschen **E**lektronen-**Sy**nchrotron DESY werden Protonen und Elektronen in der **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV bis einschließlich 1997 danach $\sqrt{s} = 318$ GeV zur Kollision gebracht. An einem der beiden Wechselwirkungspunkte ist der H1-Detektor aufgebaut.

Ein wichtiges Forschungsgebiet bei HERA ist die Untersuchung der Produktionsmechanismen schwerer Quarks (c, b). Da schwere Quarks bei HERA hauptsächlich durch Photon-Gluon-Fusion (PGF) erzeugt werden, untersucht man hierbei Prozesse der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD). Bei der PGF wechselwirkt ein vom Elektron emittiertes Photon mit einem Gluon aus dem Proton. Über diesen Prozeß ensteht dann ein Quark-Antiquarkpaar. Im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Charm-Quarks ist derjenige für Beauty-Quarks aufgrund der größeren b-Quarkmasse und der kleineren elektrischen Ladung um einen Faktor von ca. 200 reduziert.

Der Nachweis von c oder $\bar{c}$-Quarks kann durch ein $D^{*\pm}$-Meson erfolgen. Das $D^{*\pm}$ wird hierbei durch den Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0\pi$ rekonstruiert. Aufgrund der kleinen Massendifferenz zwischen dem D^* und dem D^0 von $\Delta M = 145.4$ MeV kann das bei diesem Zerfall entstehende Pion nur einen sehr kleinen Impuls aufweisen, wodurch die beiden Zerfallsteilchen in ihrer Kinematik stark eingeschränkt sind. Aus diesem Grund ist der kombinatorische Untergrund klein, und man erhält ein klares Signal. Das D^0 wird seinerseits über den schwachen Zerfall in ein geladenes Kaon und ein entgegengesetzt geladenes Pion nachgewiesen.

Diese Methode wurde in bisherigen Untersuchungen dazu verwendet, eines der c-Quarks aus der PGF nachzuweisen (Single-Tagging). Dabei kann das nachgewiesene D^* auch aus dem schwachen Zerfall eines B-Mesons stammen, in welches das b-Quark hadronisiert. Das Studium von Beauty-Produktion ist ebenfalls interessant, da verschiedene Messungen ergeben haben, daß der Wirkungsquerschnitt für b-Produktion größer ist als durch NLO-QCD Rechnungen vorhergesagt. Desweiteren sind die theoretischen Unsicherheiten bei der b-Produktion kleiner als bei c-Produktion.

In der vorliegenden Analyse wird nun versucht, die Fragmentationsprodukte bzw. die Zerfallsprodukte beider schwerer Quarks zu rekonstruieren (Double Tagging). Ein schweres Quark bzw. Antiquark wird durch die Existenz eines D^* in einem der beiden Hadronenjets nachgewiesen. Das dazugehörige Antiquark bzw. Quark wird durch ein Myon, in welches das Charm bzw. das Beauty-Quark mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 10% zerfällt, rekonstruiert.

Mit Hilfe des Double-Tagging kann man mögliche Produktionsmechanismen schwerer Quarks, wie z.B. PGF oder Charm-Anregung, unterscheiden. Der entscheidende Vorteil von Double-Tagging ist die nahezu vollständige kinematische Bestimmung des Endzustandes. Desweiteren sind die theoretischen Vorhersagen für diesen Fall präziser. Ein Nachteil dieser Methode liegt darin, daß man durch die Forderung eines zusätzlichen Myons weniger als ein Zehntel der Datenmenge zur Verfügung hat.

Mit den Daten, die in den Jahren 1997-1999 aufgezeichnet wurden, steht bei H1 erstmals eine genügend große Datenmenge zur Verfügung, um mit dieser Methode sowohl den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt als auch eine Abschätzung des totalen Beauty-Wirkungsquerschnittes angeben zu können. Desweiteren können einige differentielle Wirkungsquerschnitte für die Summe aus Charm- und Beauty-Produktion gemessen werden. Es werden der gemeinsame Transversalimpuls $p_T(D^*\mu)$ des D^* und des Myons, die invariante Masse $M(D^*\mu)$ der beiden Teilchen, der Winkel $\Delta\Phi$ zwischen dem D^* und dem Myon in der $r\phi$-Ebene und die Pseudorapidität $\eta(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares betrachtet. Diese Größen sind für den theoretischen Vergleich mit der nächstführenden Ordnung (NLO) der QCD-Rechnungen besonders gut geeignet.

Durch die in dieser Analyse angewandten Rekonstruktionsschnitte, die den Untergrund an falsch identifizierten D^* und Myonen minimieren sollen, wird der Beauty-Anteil in der Datenmenge stark angereichert. Daher können die Beauty-Ereignisse nicht vernachlässigt werden, sondern müssen von den Charm-Ereignissen getrennt werden. Hierfür werden Ladungs- und Winkelkorrelationen zwischen dem D^* und dem Myon verwendet. Die Daten werden in vier Korrelationsgebiete eingeteilt, bei denen unterschieden wird, ob die Ladungen des D^* und des Myons gleich oder entgegengesetzt sind, und ob der Winkel zwischen den beiden Teilchen in der $r\phi$-Ebene ($\Delta\Phi$) größer bzw. kleiner als $90°$ ist. Mit Hilfe eines zweidimensionalen Log-Likelihood-Fits, bei dem die Korrelationsgebiete gegen die Massendifferenz ΔM aufgetragen werden, können Charm- und Beauty-Anteile in den Daten bestimmt werden. Hieraus läßt sich dann der totale Wirkungsquerschnitt berechnen.

Die Arbeit beginnt mit einem Überblick über den Speicherring HERA und einer Beschreibung des H1 Detektors im ersten Kapitel. Im zweiten und dritten Kapitel werden Grundlagen bezüglich der Theorie und insbesondere der $D^*\mu$-Ereignisse erläutert und Kapitel 4 beschreibt die Selektion von Ereignissen mit mindestens einem D^* und mindestens einem Myon. Im fünften Kapitel wird der Anteil von Charm- und Beauty-Ereignissen in den selektierten Daten bestimmt. Desweiteren werden differentielle Verteilungen in den Größen $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ produziert. Als Ergebnis werden dann im Kapitel 6 totale Wirkungsquerschnitte für Charm- und Beauty-Produktion und differentielle Wirkungsquerschnnitte der vier Größen präsentiert. Abschließend wird im letzten Kapitel eine Zusammenfassung und ein Ausblick gegeben.

Kapitel 1

Das H1-Experiment bei HERA

Am **D**eutschen **E**lektron-**Sy**nchrotron (DESY) in Hamburg werden in der **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA Elektronen und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Der H1-Detektor ist eines von vier Experimenten, das an diesem Ring betrieben wird. In diesem Kapitel werden der Speicherring HERA sowie der H1-Detektor beschrieben. Dabei werden insbesondere die Komponenten des Detektors betrachtet, die in dieser Arbeit verwendet werden.

1.1 Der HERA-Speicherring

HERA ist der weltweit einzige Speicherring, in dem Protonen mit Elektronen bzw. Positronen[1] zur Kollision gebracht werden. Der Ring wurde 1990 fertiggestellt, hat einen Umfang von 6.3 km und befindet sich in einem Tunnel 15 bis 25 m unterhalb der Erde. Es werden Teilchen in zwei in sich geschlossenen ringförmigen Vakuumröhren in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und an den nördlichen und südlichen Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Detektoren H1 und ZEUS. Bei einer Anzahl von jeweils 220 Elektronen- und Protonen-Paketen ergibt sich für die Kollisionsrate der Pakete eine Frequenz von 10.4 MHz. Dies entspricht einem zeitlichen Abstand zweier Pakete von 96 ns. Ein Paket besteht hierbei aus $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen. In den Hallen Ost und West sind die Strahl-Target-Experimente HERMES und HERA-B aufgebaut (Abbildung 1.1). Bei HERMES wird seit 1995 die Spin-Struktur der Nukleonen untersucht. Dabei wird der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl von HERA auf ein polarisiertes Gas-Target gelenkt. HERA-B ist seit 1998 in Betrieb und hat die Untersuchung der Verletzung der CP-Symmetrie im System der B-Mesonen zum Ziel. Hierfür wird der Protonenstrahl von HERA auf ein Draht-Target geschossen.

Vor der Einspeisung in den HERA-Ring werden die Elektronen und Protonen in den Linearbeschleunigern LINAC II und III sowie den dafür umgebauten Speicherringen DESY und PETRA vorbeschleunigt. In den Tabellen 1.1 und 1.2 sind die Länge und die maximale Strahlenergie der einzelnen Beschleuniger angegeben. Im HERA-Ring selbst

[1] Von 1995 bis 1997 und in der zweiten Hälfte des Jahres 1999 wurden Positronen statt Elektronen gespeichert. In diesem Kapitel wird der Begriff Elektron synonym für beide Teilchensorten verwendet.

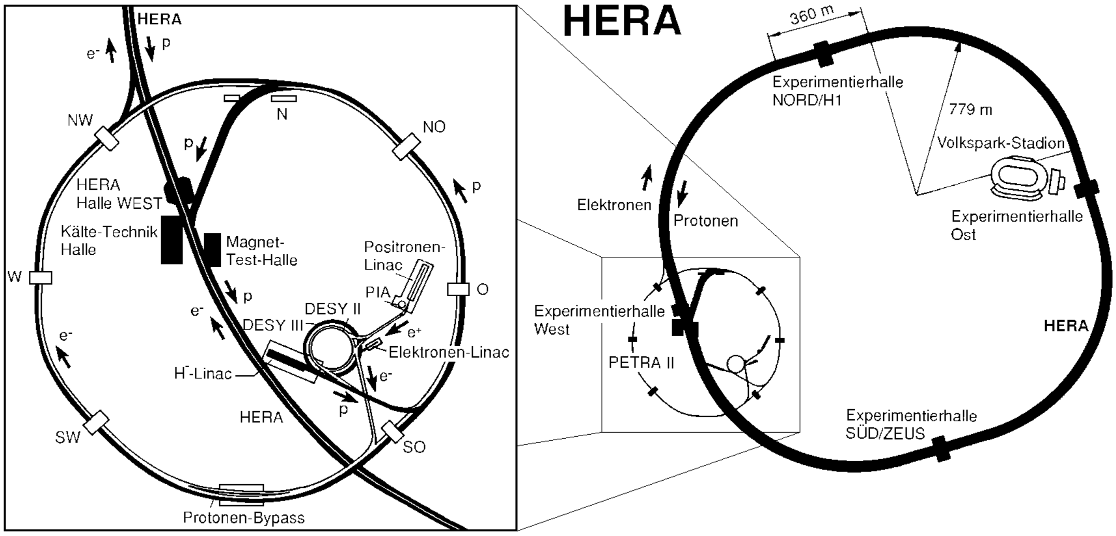


Abbildung 1.1: *Der HERA Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern.*

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
HERA-e	6336 m	27.5 GeV

Tabelle 1.1: *Beschleuniger für Elektronen.*

werden die Teilchen in den Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken, die sich in den geraden Abschnitten des Rings befinden, auf die Energien von 27.5 GeV für die Elektronen und 820 GeV bzw. 920 GeV (seit 1998) für die Protonen beschleunigt. Dies ergibt eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV bzw. $\sqrt{s} \approx 318$ GeV bei der Kollision der Teilchenpakete. Diese Schwerpunktsenergie liegt eine Größenordnung über den bei bisherigen Fixed-Target-Experimenten mit Leptonen und Nukleonen erreichten. Somit konnte durch HERA der experimentell zugängliche kinematische Bereich in der Lepton-Nukleon-Streuung wesentlich erweitert werden.

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC III	32 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV
HERA-p	6336 m	820 GeV

Tabelle 1.2: *Beschleuniger für Protonen.*

Um die Teilchen auf einer geschlossenen Bahn zu bewegen, werden sie in den Kurven durch senkrecht zu ihrer Flugrichtung wirkende Dipolmagnetfelder abgelenkt. Da der Krümmungsradius der Bahn proportional zum Impuls des Teilchens und proportional zum Inversen des Magnetfeld ist, muß für Protonen, die einen wesentlich größeren Impuls als die Elektronen haben, das Magnetfeld größer sein. Für die Elektronen wird ein Ablenkfeld der Stärke 0.3 T benötigt, für die Protonen ein Feld der Stärke 4.7 T. Die zur Erzeugung dieser Feldstärke notwendigen großen Ströme können nur durch supraleitende Spulen aufrecht erhalten werden. Deshalb werden für den Protonring supraleitende Magnete eingesetzt, die durch Kühlen mit flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4.3 K betrieben werden. Der Elektronenring besteht aus normalleitenden Magneten. Desweiteren werden zur Fokussierung der jeweiligen Teilchenstrahlen alternierend angeordnete Quadrupolmagnete verwendet.

1.2 Der H1-Detektor

Bei dem H1 Detektor handelt es sich um einen Universal-Teilchendetektor, der dazu dient, die Spuren und Energien der bei der ep-Wechselwirkung enstehenden Teilchen zu messen. Um eine möglichst vollständige Rekonstruktion eines solchen Ereignisses zu gewährleisten, deckt der Detektor mit seinen einzelnen Komponenten nahezu den gesamten Raumwinkelbereich ab (4π-Detektor). Der asymmetrische Aufbau des Detektors berücksichtigt die unterschiedlichen Energien der beiden Teilchenstrahlen. Der bei der Kollision entstehende Gesamtimpuls beträgt 790 GeV bzw. 890 GeV (seit 1998) und hat die Richtung des Protonstrahls. Dies bewirkt, daß aufgrund der Impulserhaltung in diesem als 'vorwärts' definierten Bereich ein Großteil der bei der Kollision erzeugten Teilchen fliegen. Daher ist in Flugrichtung der Protonen eine massivere Instrumentierung vorhanden als in Flugrichtung der Elektronen.

Der H1 Detektor wiegt 2800 Tonnen und besitzt die Ausmaße 12 m $\times$ 15 m $\times$ 10 m. Abbildung 1.2 zeigt einen schematischen Überblick des Detektoraufbaus. Die wesentlichen Komponenten, vom Wechselwirkungspukt nach außen sind der zentrale Siliziumvertexdetektor (CST), die zentralen Spurkammern $\boxed{3}$, das elektromagnetische $\boxed{4}$ und hadronische $\boxed{5}$ Flüssig-Argon-Kalorimeter, das rückwärtige Kalorimeter $\boxed{12}$, die supraleitende Spule $\boxed{6}$, das instrumentierte Eisenjoch $\boxed{10}$ mit den Myonkammern $\boxed{9}$ und das sich in Elektronflugrichtung befindende Luminositätssystem. In Abbildung 1.3 sind das bei H1 verwendete Koordinatensystem und die Akzeptanzbereiche des CST, der Spurkammern und des hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters dargestellt. Der nominelle Wechselwirkungspunkt (Kreuz in Abbildung 1.2) bildet den Ursprung des bei H1 verwendeten Koordinatensystems. Die gewählten kartesischen Koordinaten bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem und sind wie folgt definiert:

x : in der HERA-Ringebene, zum Mittelpunkt zeigend
y : senkrecht auf die HERA-Ringebene, nach oben zeigend
z : in Protonrichtung

In vielen Fällen ist es jedoch praktischer, modifizierte Kugelkoordinaten zu verwenden:

r : radialer Abstand zur z-Achse, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$
ϕ : Winkel zur x-Achse in der xy-Ebene, Azimutalwinkel $\phi = \arctan(y/x)$
θ : Winkel zur z-Achse, Polarwinkel $\theta = \arctan(r/z)$

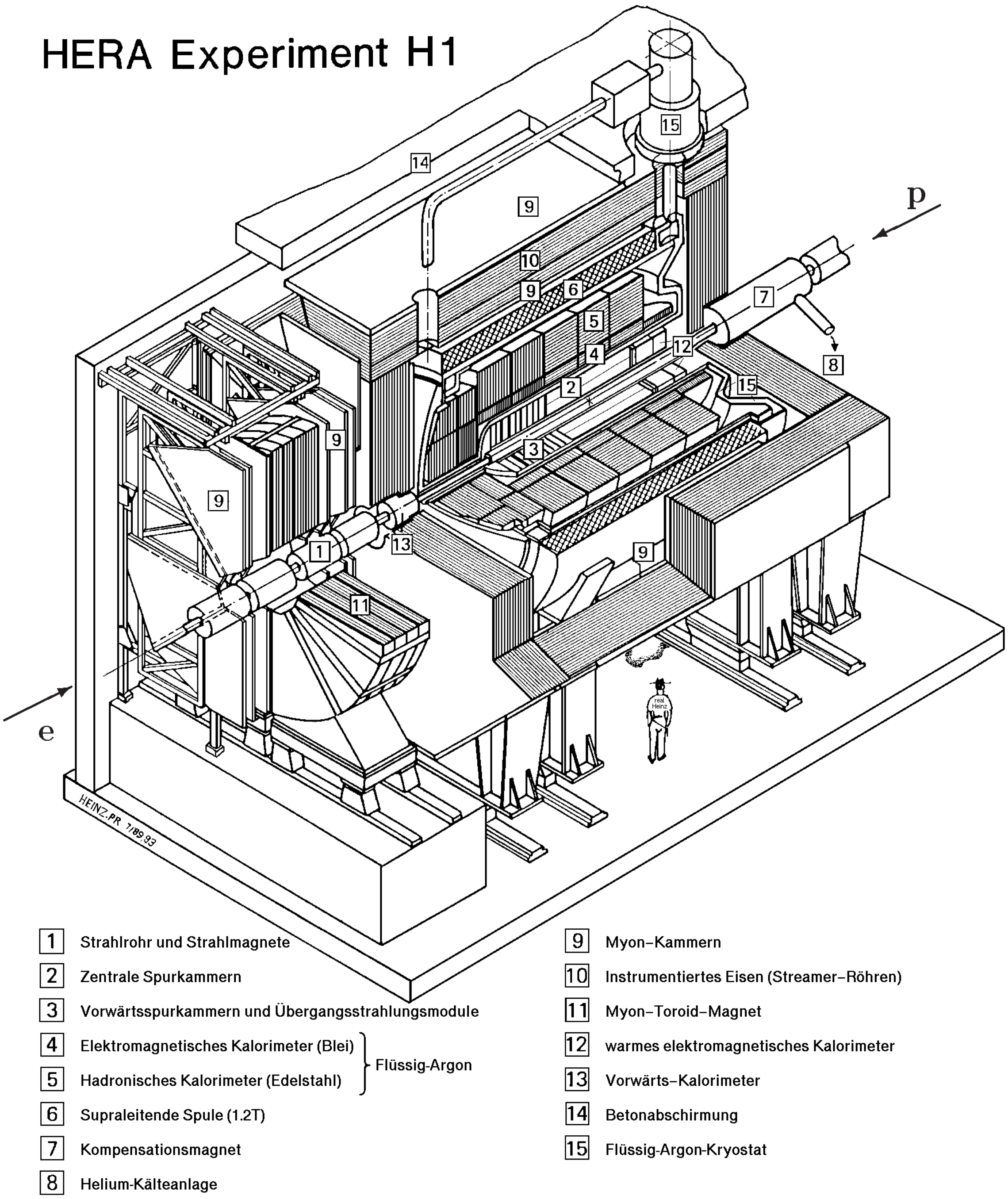


Abbildung 1.2: *Perspektivische Darstellung des H1-Detektors (Konfiguration vor 1995). Die Protonen durchqueren den Detektor von rechts nach links, der Vorwärtsbereich ist also links im Bild dargestellt.*

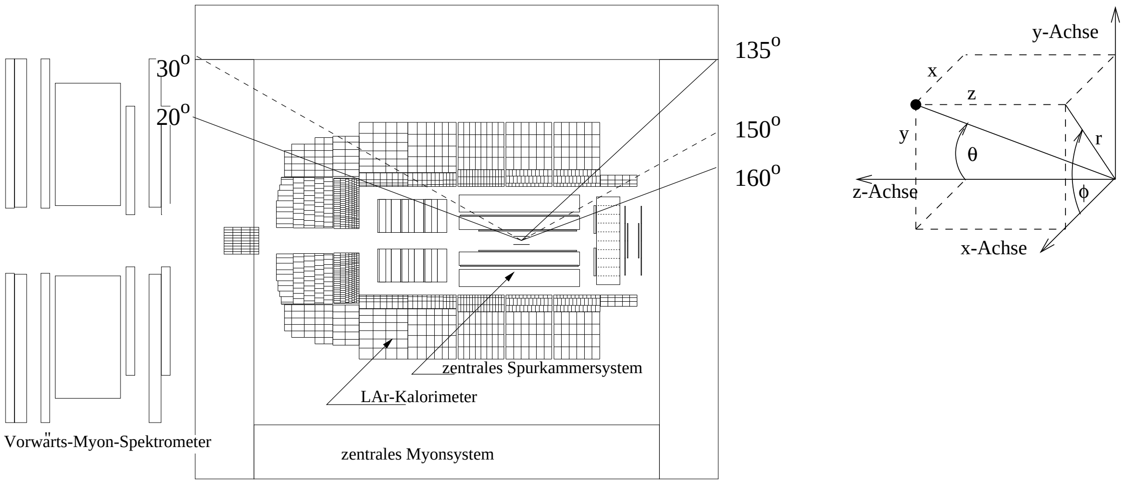


Abbildung 1.3: *Polarwinkelbereiche des H1-Detektors und das H1-Koordinatensystem. Rechts: Das H1-Koordiantensystem. Links: Akzeptanzbreiche des CST (gestrichelt), der CJC und des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Der CST ist durch die beiden waagerechten Striche angedeutet.*

Die positive z-Achse, die als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird, entspricht somit einen Polarwinkel von $\theta \leq 90°$. Anstelle des Polarwinkels θ wird auch die Pseudorapidität η verwendet (siehe Kapitel 2):

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \tag{1.1}$$

Im folgenden werden nur diejenigen Detektorkomponenten ausführlicher beschrieben, die in dieser Arbeit benötigt werden. Eine detailliertere Beschreibung des H1-Detektors (Konfiguration vor 1995) findet sich bei [H1Col97].

Spurdetektoren

Zu den Spurdetektoren werden neben den drei im H1-Detektor eingebauten gasgefüllten Spurdetektoren (Vorwärts, zentral und rückwärtig) auch die Silizium-Vertex-Detektoren gezählt. Mit ihnen kann die Spur von geladenen Teilchen rekonstruiert und der Impuls und Winkel der Teilchen bestimmt werden. Desweiteren kann der Energieverlust durch Ionisation (dE/dx) im Falle des Vorwärts-, zentralen- und rückwärtigen Spurdetektors zur Teilchenidentifizierung benutzt werden. Mit den Silizium-Vertex-Detektoren ist dafür eine sehr viel höhere Ortsauflösung zu erreichen. Bei den ersteren findet beim Durchqueren geladener Teilchen Ionisation von Atomen und Molekülen statt. Für die Erzeugung eines Ionenpaares ist eine Mindestenergie von ca. 30 eV notwendig. Bei den Silizium-Vertex-Detektoren findet stattdessen Ionisation im Festkörper statt. Es wird hier nur eine Mindestenergie von ca. 3.5 eV benötigt, um die Elektronen aus dem Halbleiter vom Valenzband in das Leitungsband zu heben und so den Festkörper zu ionisieren. Aufgrund der kleinen Energie und durch den kleinen Abstand der Siliziumstreifen erhält man beim Silizium-Vertex-Detektor eine hohe Auflösung.

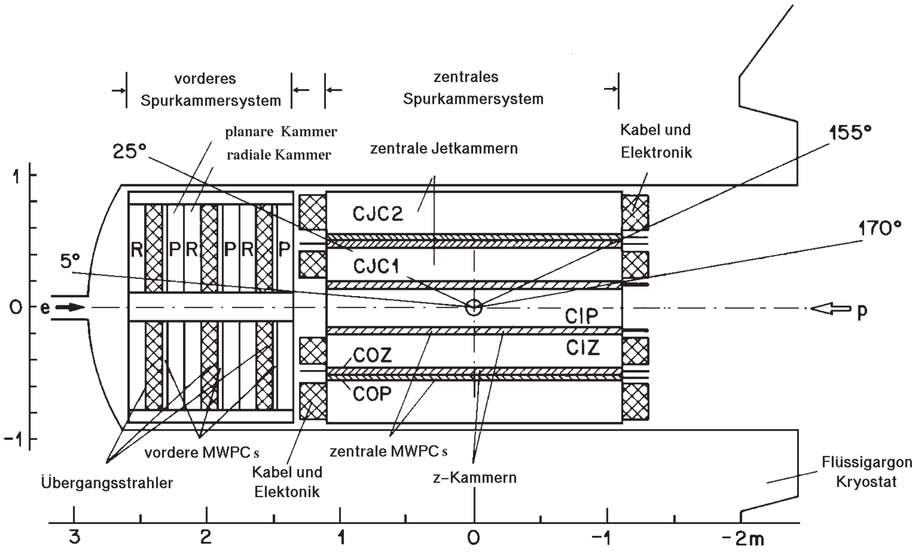


Abbildung 1.4: *Seitenansicht der Spurdetektoren.*

Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem ist in einen Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsbereich (siehe Abb. 1.4) unterteilt und deckt nahezu den gesamten Polarwinkelbereich θ ab.

Der **Vorwärts-Spurdetektor** (**F**orward **T**racking **D**etector, FTD) deckt den Bereich $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ ab und ist aus drei sogenannten *Supermodulen* aufgebaut. Jedes dieser Supermodule ist nacheinander in z-Richtung aus den folgenden Komponenten zusammengesetzt:

- dreilagige planare Driftkammer (Drähte senkrecht zur z-Achse) zur Spurrekonstruktion in der x-y-Ebene
- Vieldrahtproportionalkammer zur Erzeugung eines schnellen Triggersignals
- Schicht aus 400 Polypropylenfolien zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen basierend auf der in dieser Schicht erzeugten Übergangsstrahlung
- Drähte radial zur Rekonstruktion der ϕ-Koordinate und zum Nachweis der Übergangsstrahlung

Der **zentrale Spurdetektor** (**C**entral **T**racking **D**etector, CTD) deckt einen Polarwinkelbereich von etwa $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ ab und besteht aus den folgenden Komponenten (siehe Abbildung 1.5):

- Die beiden Spurkammern CJC1 (**C**entral **J**et **C**hamber) und CJC2 sind die wichtigsten Komponenten für die Spurrekonstruktion. Mit ihnen werden die Polarwinkelbereiche $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ (CJC1) bzw. $26^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ (CJC2) abgedeckt. Aus der Messung der Driftzeit können die $r\phi$-Koordinaten der geladenen Teilchen mit einer

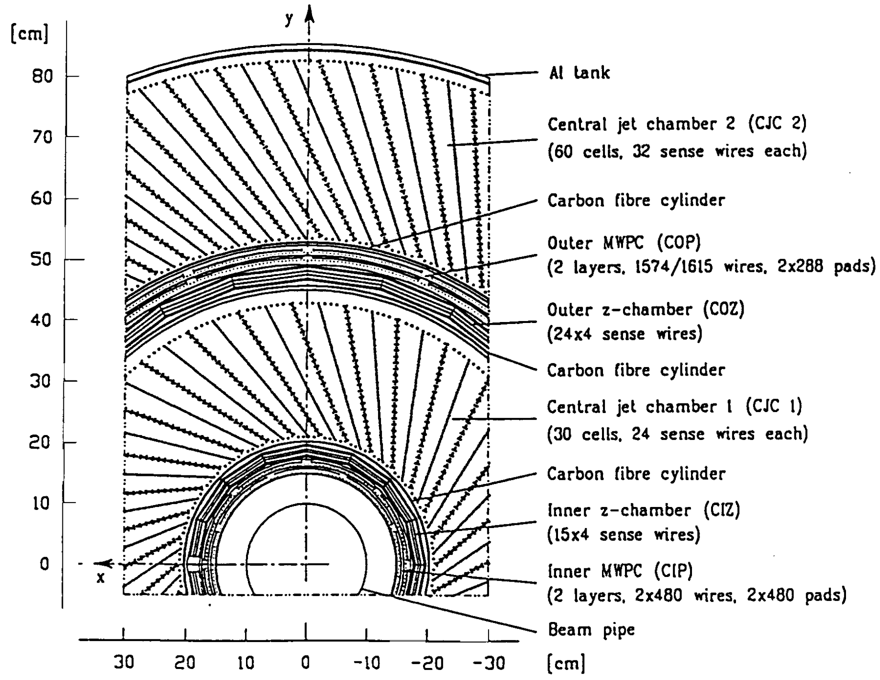


Abbildung 1.5: *Aufbau des zentralen Spurkammersystems.*

Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 150\ \mu$m bestimmt werden. Die z-Koordinaten werden durch Ladungsteilung bestimmt. Allerdings ist die Auflösung in der z-Richtung sehr viel schlechter und beträgt nur $\sigma_z = 2.2$ cm. Dies liegt daran, daß die Signaldrähte der CJC parallel zur z-Achse verlaufen.

- Die innere und äußere Z-Driftkammer CIZ und COZ (**C**entral **I**nner bzw. **O**uter **Z**-Chamber) dienen zur Verbesserung der Messung der z-Koordinate. Dadurch, daß die Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind, wird eine Auflösung von $\sigma_z = 350\ \mu$m erreicht.

- Die Proportionalkammern CIP und COP (**C**entral **I**nner bzw. **O**uter **P**roportional Chamber) dienen für Triggerzwecke.

Durch das dritte Spurkammer-System, die **Rückwärts-Driftkammer** (**B**ackward **D**rift **C**hamber, BDC), wird der Polarwinkelbereich $151^\circ \leq \theta \leq 177.5^\circ$ abgedeckt. Die BDC besteht aus vier doppellagigen Driftkammern, die jeweils in 8 Segmente unterteilt sind. Die Signaldrähte verlaufen dabei senkrecht zur z-Achse. Die primäre Aufgabe der BDC ist der Nachweis des gestreuten Elektrons aus der tiefunelastischen Streuung und demzufolge eine sehr genau Messung des Polarwinkels.

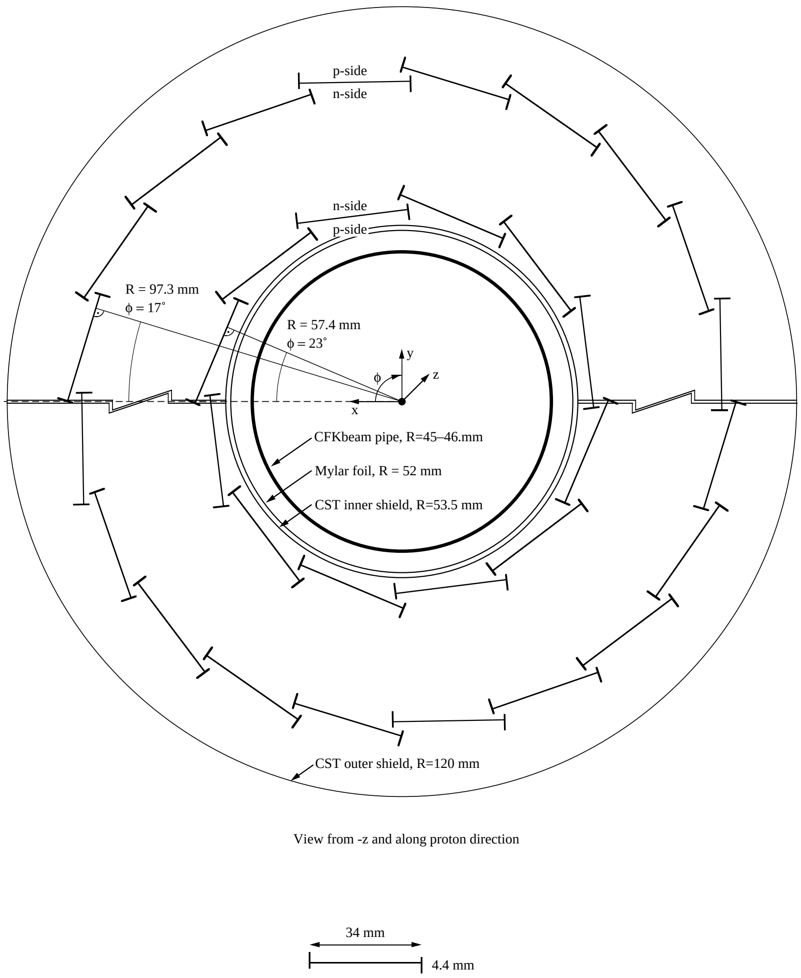


Abbildung 1.6: *Aufbau des CST.*

Die Silizium-Vertex-Detektoren

Der **zentrale Silizium-Vertex-Detektor** (**C**entral **S**ilicon **T**racker, CST) umschließt das Strahlrohr am nominellen Wechselwirkungspunkt. Durch den CST wird der gesamte ϕ-Bereich sowie der Polarwinkelbereich $30° \leq \theta \leq 150°$ abgedeckt. Als aktives Material dienen Siliziumstreifendetektoren, die in zwei Lagen zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet sind. Für die innere Lage werden 12 und für die äußere werden 20 dieser Streifendetektoren verwendet (siehe Abb. 1.6). Aufgrund der hohen Ortsauflösung des CST ist eine wesentlich präzisere Spurmessung und eine daraus resultierende genauere Bestimmung des Primär- und möglicher Sekundärvertizes möglich. Seit 1997 wird der CST für die Datennahme verwendet. Der CST ist ausführlich in [Pre96] und [Kuhr98] beschrieben.

Ein weiterer Silizium-Vertex-Detektor befindet sich im Rückwärtsbereich (BST, **B**ackward **S**ilicon **T**racker). Mit diesem kann das gestreute Elektron in dem Polarwinkelbereich $162° \leq \theta \leq 176°$ sehr genau vermessen werden.

Die Kalorimeter

Die Aufgabe der Kalorimeter des H1-Detektors ist die Identifikation von neutralen und geladenen Teilchen sowie Jets und deren Energiemessung. Im Vorwärts- und Zentralbereich ist das Spurkammersystem von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (**Li**quid **Ar**gon Calorimeter, LAr) umgeben. Im Rückwärtsbereich befindet sich als Ergänzung ein weiteres sogenanntes **Spa**ghetti **Cal**orimeter (SpaCal). Für die Erfassung von Hadronen im extremen Vorwärtsbereich 0.6° bis 4° dient desweiteren das **Plug-Kalorimeter**, das aus Kupfer Absorbern und Silizium Detektoren besteht.

Das **Flüssig-Argon-Kalorimeter** (LAr Calorimeter) ist in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil unterteilt. Das elektromagnetische Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich 4° bis 153° ab, während das hadronische Kalorimeter nur einen Akzeptanzbereich von 4° bis 135° hat (siehe Abb. 1.3). Als Auslesemedium beider Teile dient flüssiges Argon. Im elektromagnetischen Kalorimeter wird als Absorbermaterial Blei eingesetzt, und im hadronischen Kalorimeter werden Edelstahlplatten verwendet. Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt im zentralen Bereich eine Dicke von 20 Strahlungslängen und im vorderen Bereich von 30 Strahlungslängen. Die Dicke des hadronischen Kalorimeters variiert dagegegen zwischen 4.5 Wechselwirkungslängen im zentralen Bereich und 8 im vorderen Bereich. Die Energieauflösung beträgt für das elektromagnetische Kalorimeter $\sigma_E/E = (10-13)\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ und für das hadronische $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Diese beiden Teile des Flüssig-Argon-Kalorimeters ermöglichen zusätzlich eine Identifizierung von Elektronen und Hadronen.

Das **SpaCal** (Spaghetti Calorimeter) überdeckt einen Akzeptanzbereich von 153° bis 177.8° und ist ebenfalls in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil unterteilt. Beide Teile verwenden Blei als Absorbermaterial. In dieses sind szintillierende Fasern eingebettet, die mit Photovervielfältigern ausgelesen werden. Das SpaCal wird primär zum Nachweis und zur Energiemessung des gestreuten Elektrons verwendet.

Das zentrale Myonsystem

Das **Eisenjoch**, das mit Streamerröhren instrumentiert ist und deswegen auch als instrumentiertes Eisen bezeichnet wird, umschließt die supraleitende Spule, die ein parallel zur Strahlachse in Protonrichtung verlaufendes Magnetfeld mit der Stärke von 1.15 Tesla in den Spurkammern und im LAr-Kalorimeter erzeugt, und hat die folgenden drei Aufgaben:

- Rückführung des magnetischen Flusses
- Nachweis der hadronischen Energie, die nicht vollständig im LAr-Kalorimeter deponiert wurde (Tail Catcher)
- Rekonstruktion der Myonspuren

Das instrumentierte Eisen wird in vier Bereiche unterteilt: die vorderen und hinteren *Barrel*[2]-Bereiche sowie die vorderen und hinteren *Endkappen* (siehe Abb. 1.7). Der gesamte

[2] engl. für Faß

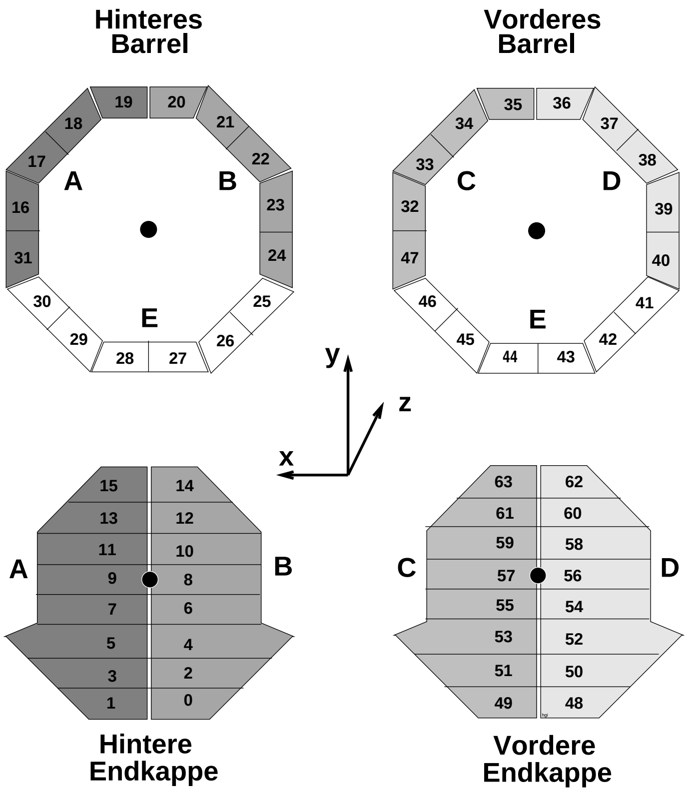


Abbildung 1.7: *Die vier Bereiche des instrumentierten Eisens und ihre jeweilige Unterteilung in 16 Module.*

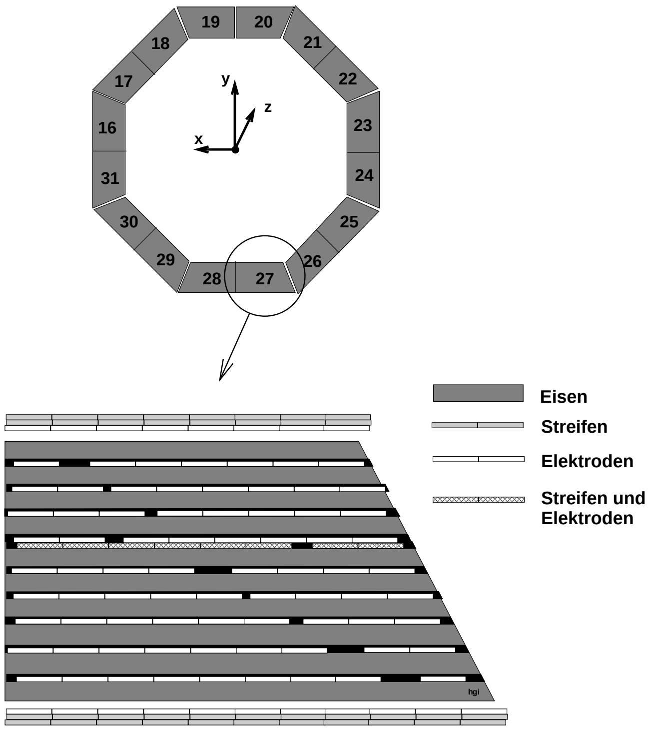


Abbildung 1.8: *Aufbau eines Moduls im instrumentierten Eisen.*

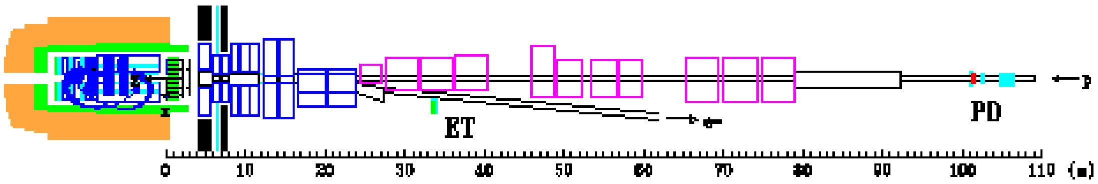


Abbildung 1.9: *Das Luminositätssystem: Zur Bestimmung der Luminosität wird die Rate von Bethe-Heitler-Prozessen $ep \to ep\gamma$ gemessen.*

Barrel-Bereich deckt den Polarwinkelbereich $35° \leq \theta \leq 130°$ ab. Die vordere bzw. hintere Endkappe hat einen Akzeptanzbereich von $5° \leq \theta \leq 35°$ bzw. $130° \leq \theta \leq 175°$. Jeder dieser vier Bereiche besteht wiederum aus 16 Modulen. Insgesamt beinhaltet das instrumentierte Eisen somit 64 Module. Jedes dieser Module enthält 10 Eisenplatten, wobei in den Zwischenräumen Elektroden bzw. streifenförmige Influenzelektroden plaziert sind (Abbildung 1.8). Insgesamt besteht das Myonsystem aus 103700 Drähten und 28700 dazu senkrecht verlaufenden Streifen. Es wird eine Ortsauflösung von ca. 4 mm senkrecht zur Richtung der Drähte mit den Elektroden und eine Auflösung von 1.2 cm in Drahtrichtung mit Hilfe der Streifen erreicht. Somit kann die Position und Richtung von Teilchen rekonstruiert werden, die das instrumentierte Eisen passieren. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Myonen mit Impulsen $p \geq 1.5$ GeV. Allerdings kann auch ein kleiner Teil der Hadronen das instrumentierte Eisen erreichen. Diese werden dann als Myonen fehlidentifiziert.

Das Luminositätssystem

Die Elektron-Detektoren (**E**lectron **T**agger, ET) ET33 und ET44 dienen zum Nachweis des gestreuten Elektrons unter sehr kleinen Streuwinkeln. Sie befinden sich in Elektronflugrichtung bei $z = -33$ m und bei $z = -44$ m. Es handelt sich bei den Detektoren um Kristall-Cherenkov-Kalorimeter. Der Photondetektor PD befindet sich bei $z = -103$ m in Elektronflugrichtung und ist ein Wasser-Cherenkovdetektor.

Da der Wirkungsquerschnitt für Bethe-Heitler-Ereignisse $ep \to ep\gamma$ sehr genau bekannt ist, wird die Rate dieses Prozesses zur Bestimmung der Luminosität verwendet. Diese Rate wird durch die Messung des Photonspektrums bestimmt. Nach Division durch den Wirkungsquerschnitt erhält man daraus die Luminosität. Abbildung 1.9 zeigt das Luminositätssystem.

1.3 Das Trigger- und Datennahmesystem

Alle 96 ns treffen ein Elektronpaket und ein Protonpaket aufeinander. Dies entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Aber nicht bei jedem Aufeinandertreffen kommt es zu einer *ep*-Kollision. Zum Beispiel liegt die Frequenz für Photoproduktionsereignisse bei $20-30$ Hz und für Ereignisse aus der tiefunelastischen Streuung nur bei $1-2$ Ereignissen pro Minute.

Neben den *ep*-Kollisionen führen auch Kollisionen von Protonen mit dem Strahlrohr oder dem Restgas zu Signalen im Detektor, die einen Teil des Untergrundes ausmachen. Weitere Untergrundereignisse stammen aus der Synchrotronstrahlung des Elektrons sowie durch kosmische Höhenstrahlung. Die Rate dieser Untergrundereignisse beträgt einige Kilohertz und ist damit einen Faktor 1000 größer als die der interessanten physikalischen Prozesse. Zur Trennung der Untergrundereignisse von den physikalisch interessanten Ereignissen wird ein mehrstufiges Triggersystem verwendet.

Erste Triggerstufe L1: Jede Detektorkomponente kann mehrere Triggersignale liefern. Diese Signale bilden die Triggerelemente, die zu den sogenannten Subtriggern kombiniert werden. Insgesamt gibt es 196 Triggerelemente und 128 Subtrigger. Spricht mindestens einer der Subtrigger an, so wird das Ereignis akzeptiert. Hierfür wird die Datennahme gestoppt, und es kann während dieser Zeit kein weiteres Ereignis aufgezeichnet werden (Totzeit). Die Triggerentscheidung selbst dauert etwa 2.4 μs. In der Zwischenzeit werden die Daten aus den in dieser Zeit stattfindenden Strahlkreuzungen zwischengespeichert, so daß durch die Triggerentscheidung keine Totzeit entsteht. Diese Vorselektion reduziert die Ereignisrate von rund 100kHz auf etwa 1kHz.

Zweite Triggerstufe L2: Wurde ein Ereignis in der ersten Triggerstufe akzeptiert, findet eine Überprüfung dieser Entscheidung durch die zweite Triggerstufe (L2-Trigger) statt. Der L2-Trigger besteht aus zwei parallel laufenden, unabhängigen Systemen, einem auf topologischen Korrelationen und einem auf neuronalen Netzwerken basierenden Trigger. Die Entscheidung dauert ca. 20 μs und erfolgt nicht mehr ohne Totzeit. Falls das Ereignis akzeptiert wird, wird die Datenauslese gstartet, ansonsten startet die Datennahme sofort erneut. Die Auslese der Daten dauert etwa $1-2$ ms. Die zweite Triggerstufe reduziert die Datenrate auf ungefähr 50 Hz.

Vierte Triggerstufe L4: Die Aufgabe des L4-Triggers bestand bis einschließlich 1997 in der Verifizierung der L1-Triggerentscheidungen und in der Identifizierung von Untergrundereignissen. Hierfür wurde eine vorläufige Ereignisrekonstruktion durchgeführt, wobei im Gegensatz zu den beiden ersten Triggerstufen auf die gesamte Detektorinformation zurückgegriffen werden konnte. Die verbleibende Datenmenge von etwa 10 Hz wurde auf Band gespeichert. Seit 1998 erfolgt auf L4 eine 'physikalische' Selektion. Da L4 asynchron zu den ersten beiden Triggerstufen läuft, trägt die vierte Triggerstufe nicht zur Totzeit bei. Die gesamte Tozeit des Detektors, wenn ein Ereignis von allen Triggerstufen L1 bis L4 akzeptiert wird, beträgt somit etwa $1-2$ ms.

Das Triggersystem verfügt nur über eine begrenzte Bandbreite, so daß einige Subtrigger mit vordefinierten Faktoren skaliert werden, d.h. es wird nicht jedes Ereignis, bei dem ein bestimmter Subtrigger auf L1 angesprochen hat, akzeptiert sondern z.B. nur jedes dritte oder vierte Ereignis.

Fünfte Triggerstufe L5: Die eigentliche Triggerentscheidung ist auf L5 bereits abgeschlossen. Hier findet eine umfassende Ereignisrekonstruktion sowie bis einschließlich 1997 eine Unterteilung in Klassen statt, z.B. Ereignisse mit schweren Quarks (Klasse 16) oder Ereignisse mit Myonkandidaten (Klasse 24). Ab 1998 wird eine Klassifizierung bereits auf L4 vorgenommen. Es werden alle rekonstruierten Ereignisse auf Band gespeichert und die klassifizierten Ereignisse werden in einer komprimierten Form, die nur die für die weiteren Analysen wichtigen Informationen enthält, auf Festplatte gespeichert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird kurz auf die Kinematik bei der ep-Kollision eingegangen. Desweiteren werden die theoretischen Grundlagen der Charm- und Beauty-Produktion bei hohen Schwerpunktsenergien und die anschließende Umwandlung der Quarks in Hadronen (Fragmentation) beschrieben.

2.1 Kinematik der ep-Streuung

Die Streuung des Elektrons bzw. Positrons an einem Proton wird durch den Austausch eines Eichbosons γ, Z^0 oder $W^\pm$ der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons spricht man von einem *neutralen Strom* (neutral current, NC) oder von einem *geladenen Strom* (charged current, CC) (siehe Abbildung 2.1). Bei den geladenen Strömen wird das Elektron in ein Elektron-Neutrino umgewandelt.

In dem hier untersuchten Energiebereich ist der Austausch eines Z^0 oder $W^\pm$ aufgrund der sehr großen Massen dieser Teilchen stark unterdrückt. Deswegen wird im folgenden nur der Photonaustausch betrachtet. Die Vierervektoren des einlaufenden Elektrons und Protons werden mit k und P, diejenigen des auslaufenden Elektrons mit k' und des hadronischen Endzustandes mit X_p bezeichnet. Der Prozeß kann durch das Quadrat der Schwerpunktsenergie s, die Virtualität Q^2 des Photons und durch eine der beiden dimensionslosen Bjørkenschen Variablen x und y beschrieben werden. Hierbei ist y die Inelastizität und gibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons an, und x bezeichnet im Quark-Parton-Modell den relativen Anteil des Protonimpulses, den das gestreute Parton trägt. Die Virtualität Q^2 stellt den Vierer-Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton dar. Diese Variablen sind wie folgt definiert:

$$s = (k + P)^2 \approx 4E_pE_e \tag{2.1}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.2}$$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{2.3}$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{2.4}$$

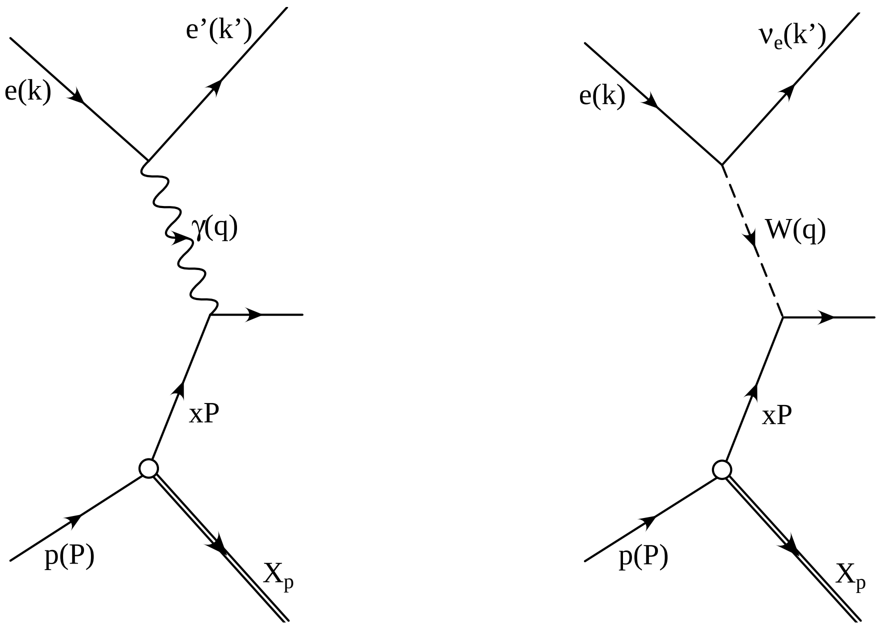


Abbildung 2.1: *Feynmandiagramme der Elektron-Proton-Streuung. Links: Als Beispiel für den neutralen Strom ist hier der Photonaustausch dargestellt. Rechts: Geladener Strom.*

Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmassen sind diese Variablen durch die folgende Gleichung miteinander verknüpft:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{2.5}$$

Für das Jahr 1997 ergibt sich mit der Elektronenenergie von $E_e = 27.5$ GeV und der Protonenenergie von $E_p = 820$ GeV eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV. Für die beiden Jahre 1998 und 1999 wurde die Protonenenergie auf $E_p = 920$ GeV erhöht, und es ergibt sich dann $\sqrt{s} \approx 318$ GeV.

In Abhängigkeit von Q^2 unterteilt man die Ereignisse in tiefunelastische Streuung (**D**eep **I**nelastic **S**cattering, **DIS**), falls Q^2 groß ist ($Q^2 > 1$ GeV^2), und in Photoproduktionsereignisse, bei denen ein quasireelles Photon mit $Q^2 \approx 0$ ausgetauscht wird.

Zur Bestimmung von Q^2 und x bzw. y wird der Polarwinkel des Elektrons θ_e und die Energie des auslaufenden Elektrons E'_e (Kinematik des Elektron-Endzustandes) oder die Energie und der Impuls des hadronischen Endzustandes E_h bzw. $\vec{p}_h$ (Kinematik des hadronischen Endzustandes) verwendet. Hier wird auf den hadronischen Endzustand zurückgegriffen, wenn entweder kein gestreutes Elektron gefunden wurde oder falls das gestreute Elektron im Elektron-Tagger 44 nachgewiesen wurde. Wenn das gestreute Elektron im Kalorimeter, im SpaCal oder im ET33 identifiziert wurde, wird die Kinematik aus dem Elektronenendzustand bestimmt.

Aus den kinematischen Größen des Elektrons kann man Q^2 und y bzw. x über die folgenden Beziehungen berechnen:

$$Q^2 = 4 \cdot E_e E'_e \cdot \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{2.6}$$

$$y = 1 - \frac{E_e}{E'_e} \cdot \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \ . \tag{2.7}$$

Für große Winkel $\theta_e \approx 180°$, also insbesondere für gestreute Elektronen, die im ET33 identifiziert werden, ergibt sich aus dieser Gleichung:

$$y = 1 - \frac{E_e}{E'_e} = \frac{E_e - E'_e}{E'_e} \tag{2.8}$$

$$x = \frac{Q_e^2}{4 \cdot E_p E_e \cdot y_e} \tag{2.9}$$

Aus den kinematischen Größen des hadronischen Endzustandes kann man Q^2 und y bzw. x nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnen [Proc88]:

$$y_{JB} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{\#Hadronen} (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \tag{2.10}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{\left(\sum\limits_{i=1}^{\#Hadronen} p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum\limits_{i=1}^{\#Hadronen} p_{y,i}\right)^2}{(1 - y_{JB})} \tag{2.11}$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} \tag{2.12}$$

Die Jacquet-Blondel-Methode ist nur dann genügend genau, wenn nicht zu viele Teilchen durch das Strahlrohr in Rückwärtsrichtung entkommen. Für diese Teilchen ist $(E_i - p_{z,i})$ groß. Dagegen fallen Verluste in Vorwärtsrichtung kaum ins Gewicht, da dann $(E_i - p_{z,i}) \approx 0$ ist.

Zur Beschreibung der Kinematik eines Teilchens wird außer der Energie und den Winkeln die Rapidität bzw. Pseudorapidität verwendet. Die Rapidität $\hat{y}$ eines Teilchens mit der Energie E und dem Longitudinalimpuls p_z ist folgendermaßen definiert:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) . \tag{2.13}$$

Ist die Masse des Teilchens klein im Vergleich zu seiner Energie ($m \ll E$), so kann die Rapidität durch die Pseudorapidität η angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \right) = - \ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \tag{2.14}$$

Der Vorteil der Pseudorapidität gegenüber dem Polarwinkels θ ist, daß sich diese bei einer longitudinalen Lorentztransformation nur um eine additive Konstante ändert. D.h. die Differenz zwischen zwei Pseudorapiditäten ist invariant unter solchen Lorentztransformationen.

2.2 Erzeugung schwerer Quarks bei HERA

Bei HERA werden schwere Quarks Q, d.h. Charm- und Beauty-Quarks, hauptsächlich über den QCD-Prozeß (**Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik) der **P**hoton-**G**luon-**F**usion (**PGF**) erzeugt, da der $W^{\pm}$- und Z^0-Austausch aufgrund der hohen Massen stark unterdrückt ist ([Frix94], [Frix97]). Das vom Elektron abgestrahlte Photon wechselwirkt hierbei mit einem Gluon aus dem Proton (Abbildung 2.2 und 2.3). Dabei entsteht ein Quark-Antiquark-Paar. Man unterscheidet zwischen direkten und aufgelösten Prozessen. Beim **direkten** Prozeß wechselwirkt das Photon als punktförmiges Teilchen, während bei den **aufgelösten** Prozessen das Photon vor der Wechselwirkung in einen hadronischen Zustand fluktuiert. Aufgelöste Prozesse sind bisher ausschließlich aus der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$), in der das Elektron ein quasireelles Photon emittiert, nachgewiesen.

Abbildung 2.2 zeigt Feynmandiagramme für den **direkten** Prozeß der PGF in führender Ordnung (LO) der QCD, in nächstführender Ordnung (NLO) und in nächst-nächstführender Ordnung (NNLO). Diese Prozeses sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$, $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$ und $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^3)$. Da beim NNLO-Prozeß der gleiche Endzustand wie in der LO produziert wird, trägt der Interferenzterm dieser Prozesse als NLO-Prozeß bei. Feynmandiagramme für den **aufgelösten** Prozeß der PGF in LO sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Diese Prozesse sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Alle Prozesse werden unter Berücksichtigung der Charm- und Beautymasse berechnet.

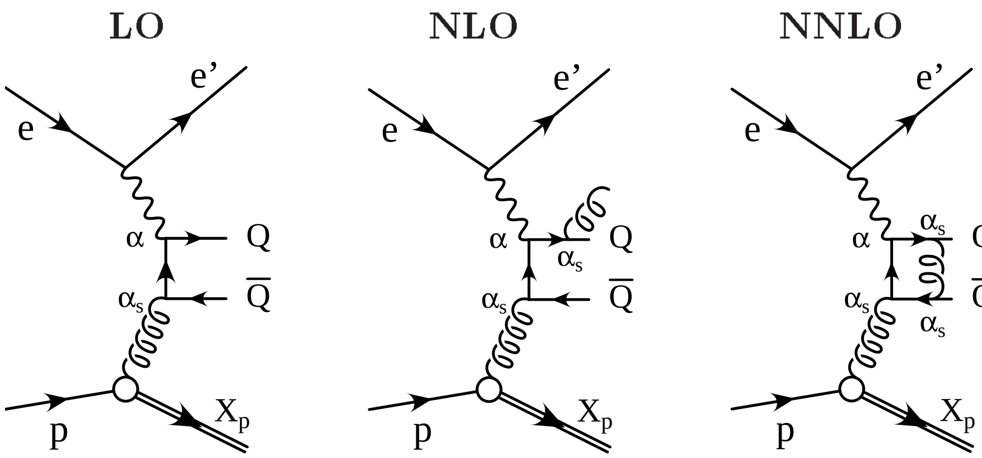


Abbildung 2.2: *Feynmandiagramme der PGF:* ***Direkte*** *Prozesse in führender Ordnung (LO), in nächstführender Ordnung (NLO) und in NNLO.*

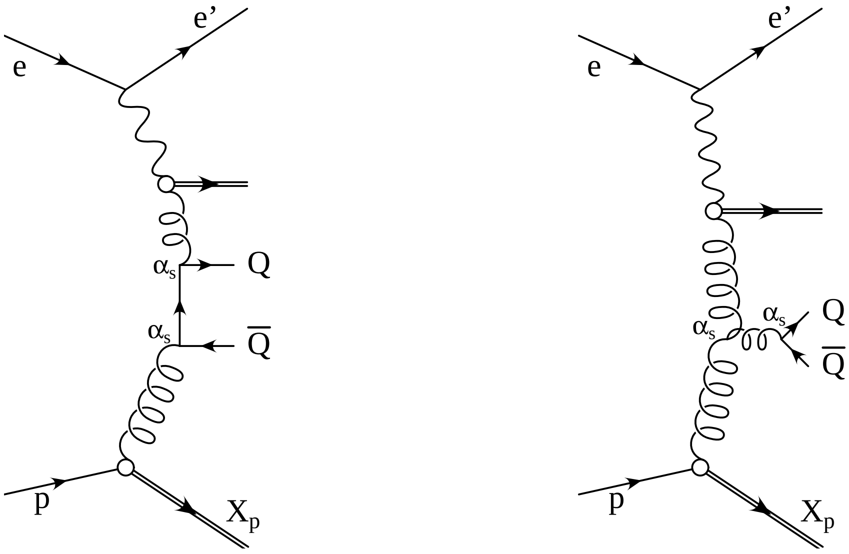


Abbildung 2.3: *Feynmandiagramme der PGF:* ***Aufgelöste*** *Prozesse in führender Ordnung (LO).*

Zur Charm-Produktion können außer der PGF auch noch andere Prozesse, wie zB. Charm-Anregung (Abbildung 2.4), beitragen. Hier wird angenommen, daß ein c-Quark zu den aktiven Flavours (engl. Geschmack) im Proton gehört und daß es das vom Elektron emittierte Photon absorbiert. Dieser Prozeß wird in dieser Analyse nicht betrachtet, da beide Teilchen des $c\bar{c}$-Paares nachgewiesen werden. Ein schweres Quark wird durch ein D^*, in welches ein c-Quark fragmentieren kann, nachgewiesen, und das zugehörige Antiquark wird durch ein Myon, in welches das c- oder b-Quark mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 10% zerfällt, identifiziert. Somit können in dieser Analyse keine Ereignisse aus Charm-Anregung beitragen. Aber aus Beauty-Anregung könnten unter der Vorraussetzung Beiträge stammen, daß das aus dem b-Quark durch Fragmentation entstandene B-Meson bzw. B-Baryon in ein D^* und ein Myon zerfällt ($b \to D^* \mu X$).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ der Elektron-Proton-Streuung ist proportional zu $1/Q^4$. Daher ist für kleine Q^2 (Photoproduktion) der Wirkungsquerschnitt wesentlich größer als für tiefunelastische Streuung.

Die Beauty-Produktion ist im Vergleich zur Charmerzeugung um etwa einen Faktor 200 unterdrückt. Dies liegt zum einen an der höheren b-Masse, die sowohl in das Matrixelement, als auch in den Phasenraumfaktor eingeht, und zum anderen an der um einen Faktor 2 kleineren Ladung des b-Quarks ($Q(c) = 2/3$; $Q(b) = 1/3$). Die theoretischen Unsicherheiten sind für Beauty-Produktion allerdings wesentlich kleiner als für Charm-Produktion. Dies macht eine Untersuchung von Beauty-Ereignissen sehr interessant. Der effektive störungstheoretische Entwicklungsparameter $\alpha_s \ln(s/m_Q^2)$, wobei $\sqrt{s}$ die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie und m_Q die Masse des schweren Quarks ist, ist für Charm um einen Faktor 2.15 bis 2.77 größer, wenn s festgehalten wird und mit $m_c = 1.1 - 1.4$ GeV/c^2 und $m_b = 4.1 - 4.4$ GeV/c^2 [PDG98]. Somit ist klar, daß für Charm-Produktion der Beitrag aus den höheren Ordnungen wesentlich größer ist als für

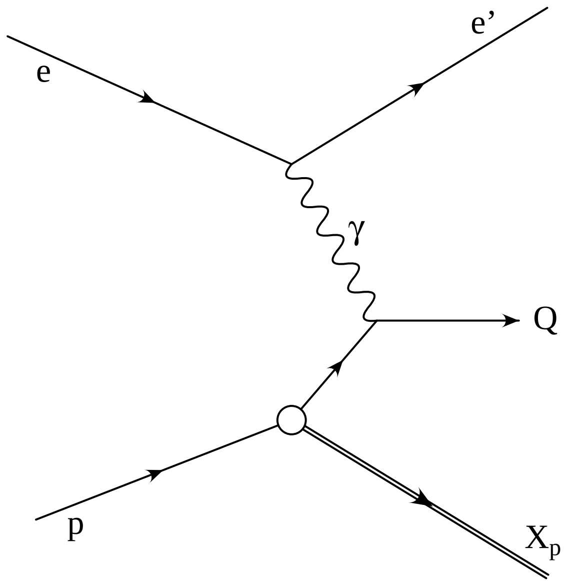


Abbildung 2.4: *Feynmandiagramm für den Prozeß der Charm-Anregung ($Q = c$) in LO.*

Beauty-Produktion. Nach [Frix96] können die Korrekturen höherer Ordnungen Beiträge von bis zu 45% zum gesamten Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion liefern. Für Beauty sollten diese Beiträge dagegen kleiner als 10% sein.

2.3 Fragmentation

Als Fragmentation wird die Umwandlung von farbgeladenen Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen bezeichnet. Zur Zeit gibt es zur Beschreibung dieses Vorganges nur phänomenologische Modelle (z.B. Field-Feynman-, Lund-Modell), die nur eine relativ schwache theoretische Rechtfertigung haben [Schm95].

Bei kleinen Distanzen r kann die Erzeugung eines schweren Quark-Antiquarkpaares durch die QCD störungstheoretisch beschrieben werden. In diesem Bereich ist das Potential zwischen den beiden Quarks proportional zu $1/r$, und somit direkt analog zum elektrischen Coulombpotential, das sich zwischen zwei Punktladungen ergibt. D.h. für kleine Abstände der Quarks spannt sich ähnlich wie zum elektromagnetischen Feld ein Farb-Dipolfeld auf. Allerdings breiten sich die Feldlinien zwischen den beiden Quarks nicht wie im elektromagnetischen Fall über den ganzen Raum aus, sondern verlaufen aufgrund der Gluon-Selbstkopplung in einem engen Schlauch von etwa 1 fm Durchmesser.

Mit wachsenden Abständen r nimmt die effektive Kopplung in der störungstheoretischen QCD stark zu und die Entwicklung bricht zusammen. In diesem Bereich dominiert der in r lineare Term des Potentials:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \sigma \cdot r. \tag{2.15}$$

Man bezeichnet σ als Spannung einer Saite (engl. string tension). Sie ist sehr groß und beträgt in etwa 0.9 GeV/fm (1 fm$= 10^{-15}$ m). Übersteigt der Abstand zwischen den beiden Quarks Werte in der Größenordnung 1 fm, so ist es energetisch günstiger, daß ein neues

Quark-Antiquarkpaar im Zwischenbereich erzeugt wird. Dadurch wird der Flußschlauch getrennt, und es entstehen zwei neue $Q\bar{Q}$-Paare, und zwar zum einen zwischen dem neu entstandenen Quark und dem Antiquark und zwischen dem neu erzeugten Antiquark und dem Quark. Besitzen die so gebildeten neuen Quarkpaare noch genügend Energie, so kann sich dieser Vorgang mehrere Male wiederholen. Dadurch entstehen hauptsächlich Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, aber es können mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 10% auch Baryonen erzeugt werden, die aus drei Quarks bestehen.

2.4 Monte-Carlo-Simulation: AROMA

Monte-Carlo-Generatoren sind im allgemeinen Programme, die physikalische Vorgänge simulieren. Die Kinematik eines Ereignisses aus der ep-Kollision bei HERA wird durch zufällige Generation von Teilchen in Form von Vierervektoren simuliert. Die simulierten Ereignisse entsprechen den theoretischen Vorhersagen über die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen in der ep-Wechselwirkung.

Monte-Carlo-Simulationen werden in dieser Analyse zur Untersuchung von Variablen benutzt, mit denen eine gute Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen möglich ist, zur Eliminierung von Untergrund und zum Vergleich mit gemessenen physikalischen Größen. Der hierfür verwendete Monte-Carlo-Generator *AROMA* wird in diesem Abschnitt kurz vorgestellt.

Die Produktion schwerer Quarks wird im *AROMA*-Generator nur über den direkten Prozeß der **B**oson-**G**luon-**F**usion (BGF) in führender Ordnung unter Berücksichtigung der Charmmasse simuliert, d.h. nur das LO-Feynmandiagramm der Abbildung 2.2 wird berücksichtigt. Es werden hierbei im ganzen Q^2-Bereich, also sowohl für Photoproduktion als auch für DIS, neben der dominanten Photon-Gluon-Fusion auch die Produktion schwerer Quarks durch den Z^0- oder $W^{\pm}$-Austausch sowie die γ-Z^0 Interferenz berücksichtigt [Ing95]. Höhere Ordnungen wie NLO oder NNLO werden teilweise durch das Partonschauer-Modell ([Sjo93] und [Sjo94]) berücksichtigt. In diesem Modell emittieren die über die BGF erzeugten schweren Quarks Gluonen, die wiederum Quark-Antiquarkpaare erzeugen können. Diese können nun wiederum Gluonen abstrahlen. Dies geht so lange, bis der Phasenraum zu klein wird. Anschließend wird die Fragmentation der Quarks basierend auf dem Lund-String-Modell [And83] simuliert.

Neben der korrekten physikalischen Wechselwirkung ist die Berücksichtigung von Detektoreffekten in der Monte-Carlo-Simulation von entscheidender Bedeutung . Hierfür werden die zuvor generierten Ereignisse einer Detektorsimulation (*H1SIM*) [Mey91] unterzogen, bei der für jedes Ereignis die einzelnen Signale der Subdetektoren, wie zum Beispiel ein Signal im Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen, simuliert werden.

Mit Hilfe des Programmes *H1REC* werden wie auch bei den Daten aus den simulierten Detektorsignalen die Energien und Impulse der Teilchen rekonstruiert. Nun kann das gleiche Analyseprogramm für den Monte-Carlo-Datensatz wie auch für die ep-Daten verwendet werden. Die Monte-Carlo-Daten besitzen aber noch zusätzliche Informationen: Man kann für jedes rekonstruierte Ereignis auf die generierten Daten zurückgreifen.

Kapitel 3

$D^*\mu$-Ereignisse

Bei HERA werden $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignisse hauptsächlich durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt. Das eine schwere Quark wird in dieser Analyse durch ein D^* (Charm-Meson) nachgewiesen, und das dazugehörige Antiquark durch ein Myon, in welches das c- oder b-Quark zerfallen kann. Charm-Mesonen wie das D^* entstehen bei Charm-Produktion direkt aus der Fragmentation eines c-Quarks. Bei der Beauty-Produktion entstehen bei der Fragmentation erst B-Mesonen, die ihrerseits über die schwache Wechselwirkung in Charm-Mesonen zerfallen. Hierbei können auch D^*-Mesonen entstehen. Myonen entstehen bei Charmproduktion aus dem semileptonischen Zerfall von Charm-Mesonen, und bei Beauty-Produktion können sie sowohl aus dem semileptonischen Zerfall von B-Mesonen als auch aus dem Zerfall der Charm-Mesonen, die wiederum Zerfallsprodukte der B-Mesonen sind, entstehen.

In diesem Kapitel wird auf die beiden Teilchen D^* und Myon, mit denen ein Charm- oder Beauty-Ereignis in der vorliegenden Arbeit als solches identifiziert wird, näher eingegangen. Es wird hierbei der verwendete Zerfallskanal des D^* und der semileptonische Zerfall von schweren Quarks beschrieben. Zur Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen werden Ladungs- und Winkelkorrelationen zwischen dem D^* und dem Myon benutzt. Diese werden ebenfalls in diesem Kapitel beschrieben. Zum Schluß wird auf einige Variablen eingegangen, die sich aus D^*- und Myongrößen zusammensetzen und die sensitiv auf nicht-störungstheoretische Effekte der QCD sind. Im sechsten Kapitel werden für diese Größen differentielle Wirkungsquerschnitte angegeben und mit den Vorhersagen des Monte-Carlo Programm AROMA verglichen.

3.1 D^*-Zerfall

Das D^{*+} bzw. D^{*-} ist ein Vektormeson und besteht aus einem c und einem leichten $\bar{d}$-Quark bzw. aus einem $\bar{c}$ und einem d-Quark. Es zerfällt über die starke Wechselwirkung und hat dementsprechend eine sehr kurze Lebensdauer. In dieser Analyse wird nur der Zerfall des D^* in ein D^0 und ein Pion (π_s, s steht für langsam, englisch slow) betrachtet (siehe Abbildung 3.1). Dieser Zerfall findet mit einer Wahrscheinlichkeit von (68,3 $\pm$ 1.4)% statt [PDG98]. Das D^0-Meson zerfällt seinerseits mit einer Wahrscheinlichkeit von (3.85 $\pm$ 0.09)% [PDG98] in ein geladenes Kaon und in ein entgegengesetzt

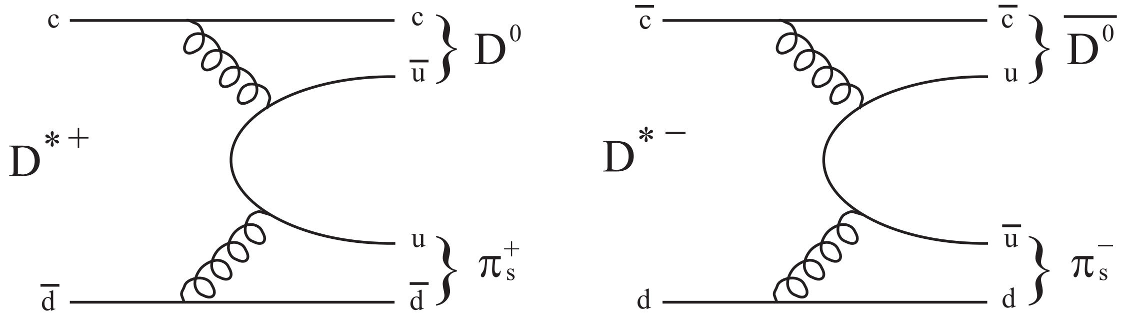


Abbildung 3.1: *Zerfall von einem D^* in ein D^0 und in ein π_s.*

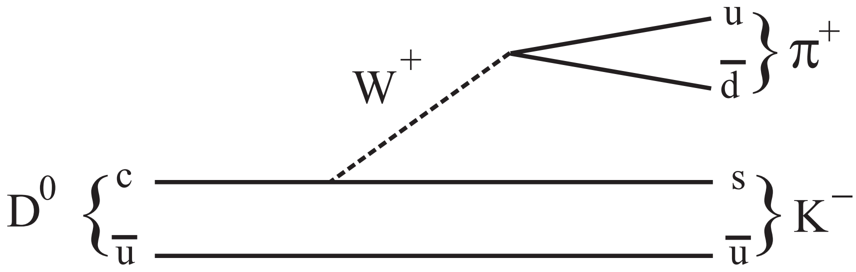


Abbildung 3.2: *Zerfall von einem D^0 in ein K und in ein π.*

geladenes Pion (Abbildung 3.2). Insgesamt hat man somit die folgenden zwei Zerfallsreihen:

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 + \pi_s^+ \longrightarrow K^- + \pi^+ + \pi_s^+$$
$$D^{*-} \longrightarrow \bar{D}^0 + \pi_s^- \longrightarrow K^+ + \pi^- + \pi_s^-$$

Die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit $\mathcal{BR}$ für diesen Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi_s \to K\pi\pi_s$ beträgt:

$$\mathcal{BR}\left(D^* \to K\pi\pi_s\right) = \mathcal{BR}\left(D^* \to D^0\pi_s\right) \cdot \mathcal{BR}\left(D^0 \to K\pi\right) = (2.63 \pm 0.08)\,\% \qquad (3.1)$$

Da die Massendifferenz des D^*- und des D^0-Mesons ΔM sehr gering ist (145.4 MeV/c^2), ist der Impuls des bei dem D*-Zerfalls entstehenden Pions ($m_\pi = 139.6$ MeV/c^2) sehr klein. Aufgrund des eingeschränkten kinematischen Bereichs, in dem dieser D^*-Zerfall stattfindet, erhält man ein klares Signal.

Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein c- oder ein b-Quark durch Fragmentation oder Zerfall in ein D^* umwandelt, ist in beiden Fällen etwa gleich groß, da in guter Näherung der Übergang $b \to c$ zu 100% angenommen werden kann, und beträgt 27%. Insgesamt erhält man somit für die Fragmentation eines schweren Quarks in ein D^* und seinen anschließenden Zerfall in K, π und π_s die folgende Zerfallswahrscheinlichkeit [LEP96]:

$$\mathcal{BR}\left(c \longrightarrow D^{*+} \longrightarrow K^-\pi^+\pi_s^+\right) = (0.71 \pm 0.05)\,\% \qquad (3.2)$$
$$\mathcal{BR}\left(b \longrightarrow c \longrightarrow D^{*+} \longrightarrow K^-\pi^+\pi_s^+\right) = (0.71 \pm 0.05)\,\% \qquad (3.3)$$

Die beiden Zerfallswahrscheinlichkeiten sind somit identisch.

3.2 Semileptonischer Zerfall von schweren Quarks

Das zweite schwere Quark bzw. Antiquark, das in der PGF erzeugt wird, kann über die schwache Wechselwirkung in ein Myonen zerfallen. Ein c ($\bar{c}$)-Quark kann durch Emission eines W-Bosons in ein s oder d-Quark ($\bar{s}$ oder $\bar{d}$) und ein Antimyon (Myon) mit dem dazugehörigen Neutrino zerfallen (Abbildung 3.3). Das c-Quark zerfällt in ein s-Quark und ein Myon mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 10%. Der entsprechende Zerfall in ein d-Quark und ein Myon ist stark unterdrückt, da das V_{cd}-Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) sehr viel kleiner ist als das V_{cs}-Element. Die CKM-Matrix verknüpft die linkshändigen d-, s-, b-Quarks mit den in der schwachen Wechselwirkung auftretenden linkshändigen Mischzuständen d', s' und b'. Ein b ($\bar{b}$)-Quark zerfällt über die schwache Wechselwirkung in ein c ($\bar{c}$)-Quark, wobei durch das hierbei emittierte W-Boson ein Myon (Antimyon) und das dazugehörige Neutrino entstehen können (Abbildung 3.3). Wegen des kleinen V_{cb}-Element der CKM-Matrix ist die mittlere Lebensdauer der B-Hadronen um einen Faktor 1.5 - 3 größer als die der Charm-Hadronen, obwohl die Masse der Charm-Hadronen sehr viel kleiner ist als die Masse der B-Hadronen [Schm95]. Desweiteren kann das aus dem b ($\bar{b}$)-Quarkzerfall stammende c ($\bar{c}$)-Quark seinerseits wie bereits zuvor beschrieben in ein $\mu^+\nu_\mu$ ($\mu^-\bar{\nu}_\mu$) zerfallen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit von c- bzw. b-Quarks in Myonen beträgt [PDG98]:

$$\mathcal{BR}\,(c \longrightarrow \mu^+\nu_\mu X) \;=\; (8.1\,^{+1.0}_{-0.9})\,\% \tag{3.4}$$

$$\mathcal{BR}\,(b \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu X) \;=\; (10.8\,\pm 0.5)\,\% \tag{3.5}$$

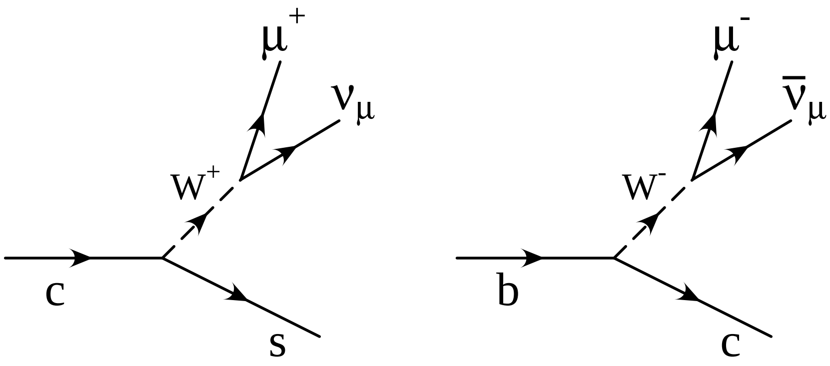


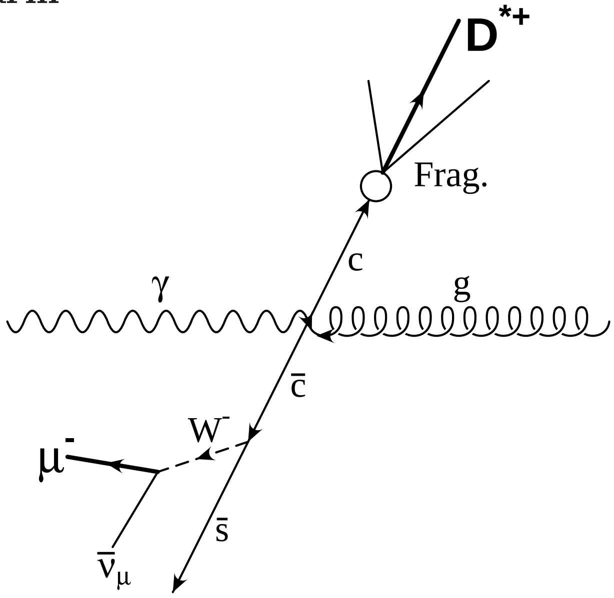
Abbildung 3.3: *Leptonischer Zerfall eines c- bzw. b-Quarks. Links: c-Zerfall. Rechts: b-Zerfall.*

3.3 Ladungs- und Winkelkorrelationen

Charm- und Beauty-Ereignisse können mit Hilfe von Ladungs- und Winkelkorrelationen zwischen dem D^* und Myon unterschieden werden.

Im Schwerpunktsystem (CMS) des Photons und des Gluons, die im direkten Prozeß der PGF in führender Ordnung der QCD miteinander wechselwirken und ein schweres Quark-Antiquarkpaar bilden, sind die Impulse der beiden schweren Quarks genau entgegengesetzt

Charm



$$\Delta\Phi \;\approx\; 180^\circ$$

$$\mathbf{Q(D^*)} \;\neq\; \mathbf{Q(\mu)}$$

Abbildung 3.4: *Mögliche Ladungs- und Winkelkorrelationen für* ***Charm-Ereignisse*** *im Schwerpunktsystem des Photons und Gluons.*

gerichtet. Der Winkel zwischen den in die Transversalebene projizierten Impulse der beiden Quarks ist somit $\Delta\Phi\,(Q\bar{Q}) = \pi$, d.h die beiden Quarks fliegen diametral auseinander. Für die aufgelösten Prozesse gilt im Schwerpunktsystem Gluon – Parton aus dem Photon das gleiche. Im Folgenden ist der Vereinfachung wegen nur von dem CMS des Photons und Gluons die Rede. Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen die möglichen Ladungs- und Winkelkorrelationen für das D^* und Myon im Photon – Gluon CMS für Charm- und Beauty-Ereignisse.

Für Charm-Ereignisse gibt es im CMS des Photons und Gluons nur die Möglichkeit, daß der Winkel in der Transversalebene zwischen dem D^* und dem Myon $\Delta\Phi\,(D^*\mu) \approx 180^\circ$ beträgt und die Ladung des D^* entgegengesetzt zu der des Myons ist, d.h. $Q_{D^*} \neq Q_\mu$ (Abb. 3.4). Für Beauty-Ereignisse sind die möglichen Ladungs- und Winkelkorrelationen in Abbildung 3.5 dargestellt. Zur Vereinfachung wird der Zerfall $b \to c$ nur auf Quarkniveau mit einer anschließenden Fragmentation des c-Quarks betrachtet. Tatsächlich ist es aber so, daß das b-Quark in ein B-Meson bzw. B-Baryon hadronisiert und dann in ein Charm-Meson, z.B. D^*, zerfällt. Als Beispiel sind zwei mögliche Zerfallskanäle des $\bar{B}^0$ $(b\bar{d})$ angegeben:

$$\bar{B}^0 \to D^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu$$

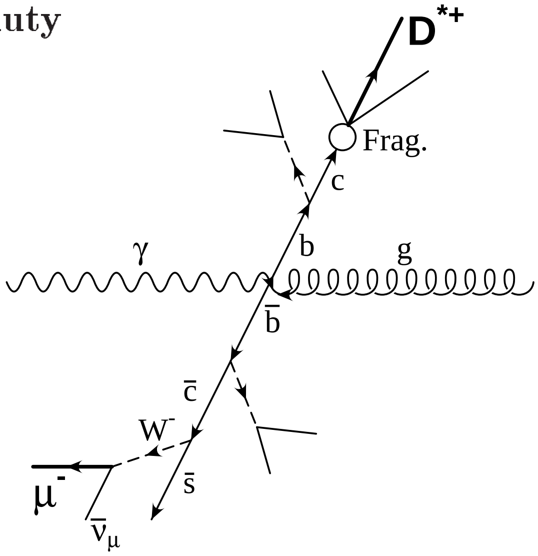
oder

$$\bar{B}^0 \to D^{*+}\pi^-$$

Die prinzipiell möglichen Korrelationen ändern sich dadurch aber nicht. Man erkennt anhand von 3.5, daß es neben der für Charm-Ereignisse erlaubten Ladungs- und Winkelkorrelation noch zwei weitere Möglichkeiten gibt: Zum einen kann $\Delta\Phi\,(D^*\mu) \approx 180^\circ$ und $Q_{D^*} = Q_\mu$ und zum anderen kann $\Delta\Phi\,(D^*\mu) \approx 0^\circ$ und $Q_{D^*} \neq Q_\mu$ sein. $b\bar{b}$-Oszillationen

Beauty

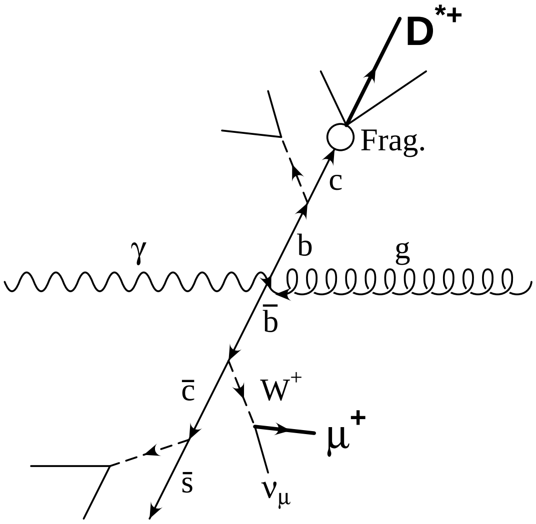
a)



$\mathbf{\Delta\Phi \approx 180^\circ}$

$\mathbf{Q(D^*) \neq Q(\mu)}$

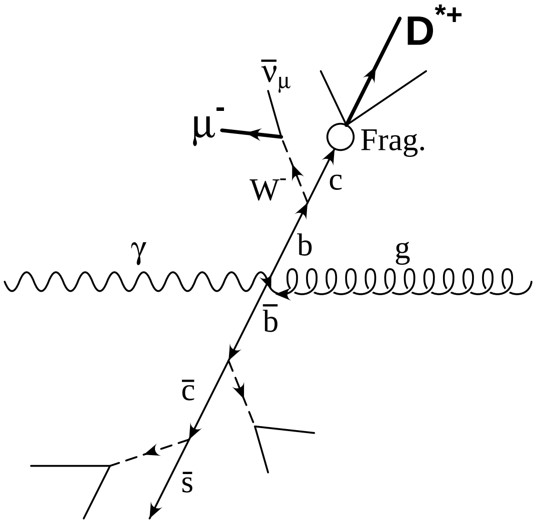
b)



$\mathbf{\Delta\Phi \approx 180^\circ}$

$\mathbf{Q(D^*) = Q(\mu)}$

c)



$\mathbf{\Delta\Phi \approx 0^\circ}$

$\mathbf{Q(D^*) \neq Q(\mu)}$

Abbildung 3.5: *Mögliche Ladungs- und Winkelkorrelationen für* ***Beauty-Ereignisse*** *im Schwerpunktsystem des Photons und Gluons.*

werden nicht betrachtet, da durch diese keine weiteren Ladungs- und Winkelkorrelationen auftreten können (siehe unten).

Aufgrund der Fragmentation bzw. des semileptonischen Zerfalls im Falle des Myons und des D^* aus Beauty-Ereignissen haben das D^* und das Myon nur die ungefähre Richtung der entsprechenden Quarks. Deswegen ist der Winkel $\Delta\Phi\,(D^*\mu)$ auch nur ungefähr 0° oder 180°.

In führender Ordnung haben das Photon und das Gluon in der Photoproduktion entgegengesetzte Richtung und näherungsweise keinen Transversalimpuls im Laborsystem. Somit unterscheidet sich in diesem Fall das CMS des Photons und Gluons nur durch eine longitudinale Lorentztransformation vom Laborsystem. Das bedeutet aber, daß die beiden schweren Quarks in der Transversalebene ($r\phi$-Ebene) des Laborsystems entgegengesetzt auseinanderfliegen. Somit erwartet man, daß die beiden schweren Quarks und ihre jeweiligen Fragmentationsprodukte in gegenüberliegenden Detektorhemisphären nachgewiesen werden.

Bei großen Impulsüberträgen Q^2 weist das vom Elektron emittierte Photon einen nicht vernachlässigbaren Winkel zur z-Achse im Laborsystem auf. Dadurch unterscheidet sich jetzt das CMS des Photons und Gluons durch eine longitudinale und transversale Lorentztransformation vom Laborsystem. Das bedeutet aber, daß der endliche Transversalimpuls des Photons im Laborsystem durch einen kleineren Winkel zwischen den beiden schweren Quarks ausgeglichen werden muß. In nächstführender Ordnung können die erzeugten schweren Quarks Gluonen abstrahlen, oder das Gluon kann vor der Wechselwirkung mit dem Photon ein weiteres Gluon abstrahlen. Dadurch ist der Winkel zwischen den beiden Quarks und somit auch zwischen den jeweiligen Fragmentationsprodukten kleiner als 180°.

Ähnlich sieht es bei den aufgelösten Prozessen aus. Das mit dem Gluon wechselwirkende Parton aus dem Photon hat nur einen bestimmten Anteil des Photonimpulses und kann auch einen Transversalimpuls bezüglich des vom Elektron emittierten Photons haben. Somit gibt es auch hier die Möglichkeit, daß $\Delta\Phi\,(Q\bar{Q}) < 180°$. Desweiteren können auch nicht störungstheoretisch berechenbare Beiträge, wie ein intrinsischer Transversalimpuls eines der einlaufenden Teilchen, dazu führen, daß die beiden Quarks nicht mehr entgegengesetzt auseinanderfliegen. Im folgenden wird daher nur zwischen $\Delta\Phi \geq 90°$ und $\Delta\Phi \leq 90°$ unterschieden. Damit ergeben sich die folgenden vier Korrelationsgebiete:

- Korrelationsgebiet 1: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$

- Korrelationsgebiet 2: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$

- Korrelationsgebiet 3: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$

- Korrelationsgebiet 4: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$

Tabelle 3.1 gibt an, in welchen Gebieten man für Charm- bzw. Beauty-Ereignisse Beiträge erwartet. Die aufgeführten Werte entsprechen der LO QCD-Vorhersage für den Photon-Gluon-Fusionsprozeß und wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation AROMA bestimmt. $b\bar{b}$-Oszillationen werden nicht berücksichtigt.

		Korrelationsgebiete			
	Schnitte	1	2	3	4
Charm	-	-	-	35.6%	64.4%
Charm	sichtbarer Bereich	-	-	5.7%	94.3%
Beauty	-	11.1%	22.9%	30.8%	35.2%
Beauty	sichtbarer Bereich	6.5%	28.9%	35.9%	28.7%

Tabelle 3.1: *Erwartete Beiträge in den vier Ladungs- und Winkelkorrelationsbereichen für Charm- und Beauty-Ereignisse im Laborsystem. Der sichtbare Bereich des Detektors ist definiert durch die folgenden Schnitte:* $p_T(D^*) > 1.5$ *GeV/c*, $p_T(\mu) > 1.0$ *GeV/c*, $20° < \theta_\mu < 160°$ *und* $|\eta(D^*)| < 1.5$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein $c\bar{c}$-Ereignis in ein Myon und in ein D^*, welches wiederum in ein K, π und π_s zerfällt, ist gegeben durch (siehe Gl.(3.2) und (3.4)):

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}\,(c\bar{c} \longrightarrow D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu) &= \mathcal{BR}\,(\bar{c} \longrightarrow \mu) \cdot \mathcal{BR}\,(c \longrightarrow D^* \to K\pi\pi_s) \qquad (3.6) \\ &= 0.081 \cdot 0.0071 \\ &= 0.000575 \equiv (0.058 \pm 0.008)\,\% \qquad (3.7) \end{aligned}$$

Für den ladungskonjugierten Prozeß ergibt sich dieselbe Zerfallswahrscheinlichkeit[1]. Aus einem $c\bar{c}$-Ereignis kann nur ein $D^*\mu$-Ereignis entstehen. Dies ist für $b\bar{b}$-Ereignisse nicht notwendigerweise der Fall. In einem Beauty-Ereignis können mehrere D^* und Myonen entstehen. Es wird jede mögliche Kombination von den D^* und den Myonen als $D^*\mu$-Ereignis akzeptiert. Dadurch werden einem $b\bar{b}$-Ereignis mit beispielsweise zwei D^* und einem Myon zwei $D^*\mu$-Ereignisse zugeordnet.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein b-Quark in ein D^{*+} und ein Myon zerfällt ist gegeben durch [PDG98]:

$$\mathcal{BR}\,(b \longrightarrow D^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu) = (2.76 \pm 0.29)\,\% \qquad (3.8)$$

Tabelle 3.2 gibt die Zerfallswahrscheinlichkeiten und die zugeordnete Anzahl von $D^*\mu$-Ereignissen für Prozesse an, bei denen D^* und Myonen aus $b\bar{b}$-Ereignissen entstehen. Diese Werte wurden mit Hilfe der in Gl.(3.1)-(3.5) und Gl.(3.8) angegebenen Zerfallswahrscheinlichkeiten berechnet, wenn man berücksichtigt, daß nur die in der Tabelle angegebene Anzahl von Myonen erzeugt wird.

Für die gesamte Wahrscheinlichkeit, daß aus einem $b\bar{b}$-Ereignis ein $D^*\mu$-Ereignis entsteht, ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}\,(b\bar{b} \longrightarrow \mu D^* \longrightarrow K\pi\pi_s\mu) &= 1 \cdot 0.0016799 \; + \\ & \quad\; 2 \cdot 0.0001844 \; + \\ & \quad\; 3 \cdot 0.0000064 \; + \\ & \quad\; 4 \cdot \frac{1}{2} \cdot 0.0000005 \\ &= 0.00207 \equiv (0.21 \pm 0.03)\,\% \qquad (3.9) \end{aligned}$$

Da es zu dem Prozeß mit den zwei D^* und Myonen keinen entsprechenden ladungskonjugierten Prozeß gibt, wurde dieser mit dem Faktor 1/2 multipliziert.

[1] Im folgenden wird, falls der ladungskonjugierte Prozeß existiert, nicht explizit erwähnt, daß dieser die gleiche Zerfallswahrscheinlichkeit hat.

b-Zerfall	$\bar{b}$-Zerfall	$N(D^*)$	$N(\mu)$	$N(D^*\mu)$	$\mathcal{BR}$ [%]
$b \to c \to \mu^+$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	1	1	1	0.04576
	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	1	1	1	0.05944
$b \to \mu^-$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	1	1	1	0.06279
$b \to \mu^-$	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	1	2	2	0.0072
$b \to c\mu^- \to \mu^+\mu^-$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	1	2	2	0.00554
$b \to c \to \mu^+$	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	1	2	2	0.00524
$b \to c \to D^+ \to K\pi\pi_s$	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	2	1	2	0.00046
$b \to c\mu^- \to \mu^+\mu^-$	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	1	3	3	0.00064
$b \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	$\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu$	2	2	4	0.00005

Tabelle 3.2: *Zerfallswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Prozesse, bei denen aus Beauty-Ereignissen D^* und Myonen entstehen.*

$b\bar{b}$-Oszillationen werden hier zur Vereinfachung nicht berücksichtigt. Die prozentuale Änderung der gesamten Zerfallswahrscheinlichkeit $\mathcal{BR}(b\bar{b} \to K\pi\pi_s\mu)$ ist vernachlässigbar klein (< 3 %). Allerdings haben die $b\bar{b}$-Oszillationen einen Einfluß auf die Anteile in den Korrelationsgebieten. Dies ist in Tabelle 3.3 dargestellt.

	Korrelationsgebiete			
	1	2	3	4
ohne $b\bar{b}$-Oszillationen	-	37.1%	35.3%	27.6%
mit $b\bar{b}$-Oszillationen	-	36.2%	33.5%	30.3%
Abweichung	-	**-2.4%**	**-5.1%**	**9.8%**

Tabelle 3.3: *Einfluß von $b\bar{b}$-Oszillationen auf die Korrelationsgebiete. Es wird hierbei die Annahme gemacht, daß der Übergang $b \to \bar{b}$ bzw. $\bar{b} \to b$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 12% [LEP96] stattfindet.*

3.4 $D^*\mu$-Größen

Der große Vorteil bei der Verwendung der Korrelationen schwerer Quarks, also Identifikation beider Quarks Q und $\bar{Q}$, ist die nahezu vollständige Rekonstruktion des $Q\bar{Q}$-Endzustandes. Dadurch wird eine vollständige Rekonstruktion des Impulsanteils x_g des Gluons im Proton und damit die Berechnung der Gluondichte im Proton $g(x)$ aus den Variablen des Endzustandes ermöglicht [Frix93b]. Der relative Impulsanteil des Gluons am Gesamtimpuls des Protons ist gegeben durch [Frix93a]:

$$x_g = \frac{M\,(Q\bar{Q})}{\sqrt{s}} \exp(-\hat{y}(Q\bar{Q})) \tag{3.10}$$

Hierbei ist $M(Q\bar{Q})$ die invariante Masse des Quark– Antiquarkpaares, $\hat{y}(Q\bar{Q})$ die Rapidität des Quarkpaares und $\sqrt{s}$ die Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie. Für Korrelationen ist desweiteren eine Trennung zwischen dem aufgelösten Anteil und dem direkten

Anteil der Boson-Gluon-Fusion möglich. Hierfür bestimmt man den relativen Impulsanteil x_γ des Partons am gesamten Photonimpuls. Für direkte Prozesse ist $x_\gamma = 1$, da das Photon nicht in einen hadronischen Zustand fluktuiert, und für aufgelöste Prozesse ist x_γ bedeutend kleiner als 1. x_γ läßt sich ebenfalls aus $M(Q\bar{Q})$ und $\hat{y}(Q\bar{Q})$ berechnen [Frix93a]:

$$x_\gamma \;=\; \frac{M\,(Q\bar{Q})}{\sqrt{s}}\,\exp(+\hat{y}(Q\bar{Q})) \tag{3.11}$$

Durch geeignete Schnitte auf die Größe x_γ kann allein der direkte Anteil zur Bestimmung der Gluondichte benutzt werden. Die theoretischen Unsicherheiten sind ohne den aufgelösten Anteil sehr viel kleiner.

Als erster Schritt in Richtung einer Gluondichte-Bestimmung mit Hilfe von Korrelationen schwerer Quarks werden hier die invariante Masse und die Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares $M(D^*\mu)$ und $\eta(D^*\mu)$ im Laborsystem betrachtet. Die Pseudorapidität im Laborsystem unterscheidet sich von der im CMS nur durch eine Konstante, und die invariante Masse ändert sich nicht unter Lorentztransformation. Diese beiden Größen sind wie folgt definiert:

$$M(D^*\mu) \;=\; \sqrt{(E_{D^*}+E_\mu)^2 \;-\; |\vec{p}_{D^*}+\vec{p}_\mu|^2} \tag{3.12}$$

$$\eta(D^*\mu) \;=\; \frac{1}{2}\cdot\ln\left(\frac{|\vec{p}_{D^*}+\vec{p}_\mu| + (p_{z,D^*}+p_{z,\mu})}{|\vec{p}_{D^*}+\vec{p}_\mu| - (p_{z,D^*}+p_{z,\mu})}\right) \tag{3.13}$$

Abbildung 3.6 zeigt die invariante Masse $M(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares in Abhängigkeit von der invarianten Masse $M(Q\bar{Q})$ des $Q\bar{Q}$-Paares für Charm-Produktion. Es ist zu erkennen, daß sich die invariante Masse des $D^*\mu$-Paares und die des $Q\bar{Q}$-Paares aufgrund von Fragmentationseffekten relativ stark voneinander unterscheiden. Die Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares unterscheidet sich dagegen im Vergleich zu der des $Q\bar{Q}$-Paares nur sehr wenig. Dies liegt daran, daß hier nur die Flugrichtungen des D^* und Myons wichtig sind, die aber denen der Quarks relativ gut entsprechen. In Abbildung 3.6 ist außerdem der relative Impuls des Gluons x_g am gesamten Protonimpuls bestimmt aus der invarianten Masse und der Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares, $x_g(D^*\mu)$, gegenüber dem aus den $Q\bar{Q}$-Größen bestimmten Gluonimpuls, $x_g(Q\bar{Q})$, dargestellt. Man erkennt, daß $x_g(D^*\mu)$ gut $x_g(Q\bar{Q})$ wiedergibt.

Desweiteren gibt es für Korrelationen schwerer Quarks Größen, die sensitiv auf nicht störungstheoretische Effekte der QCD, z.B. einen intrinsischen Transversalimpuls der einlaufenden Partonen, sind. Für diese Untersuchung sind der Transversalimpuls des Quark-Antiquarkpaares $p_T(Q\bar{Q})$ und der Winkel zwischen den auf die Transversalebene projizierten Impulse der beiden Quarks $\Delta\Phi(Q\bar{Q})$ geeignet. Abbildung 3.7 zeigt für die $\Delta\Phi(D\bar{D})$- und $p_T^2(D\bar{D})$-Verteilung Datenpunkte aus dem E687– Experiment. Hier wurde ein Photonstrahl mit einer mittleren Energie von 200 GeV auf Neutronen und Protonen geschossen. Zum Vergleich ist die theoretische Vorhersage in nächstführender Ordnung (durchgezogene Linie) mit $m_c = 1.5$ GeV/c^2 gezeigt. Die gepunkteten und gestrichelten Linien zeigen die Auswirkung eines intrinsischen Impulses k_T eines der einlaufenden Partonen auf die zuvor störungstheoretisch in NLO berechnete Verteilung. Es ist zu erkennen, daß die Datenpunkte in beiden Fällen eine breitere Verteilung besitzen als durch die störungstheoretische QCD vorhersagt.

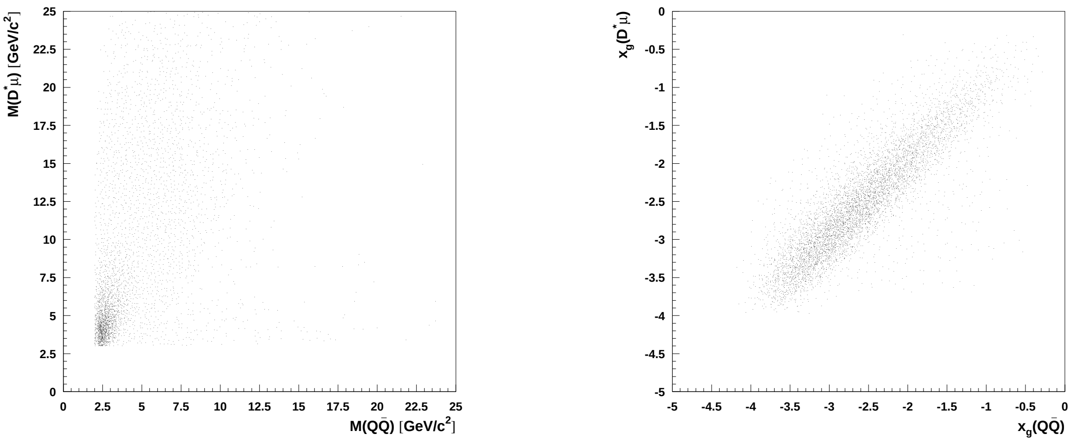


Abbildung 3.6: *Links: Invariante Masse des $D^*\mu$-Paares in Abhängigkeit von der invarianten Masse des $Q\bar{Q}$-Paares für Charm-Produktion. Rechts: Gluonimpuls bestimmt aus dem $D^*\mu$-Endzustand aufgetragen gegenüber dem Gluonimpuls bestimmt aus dem $Q\bar{Q}$-Endzustand.*

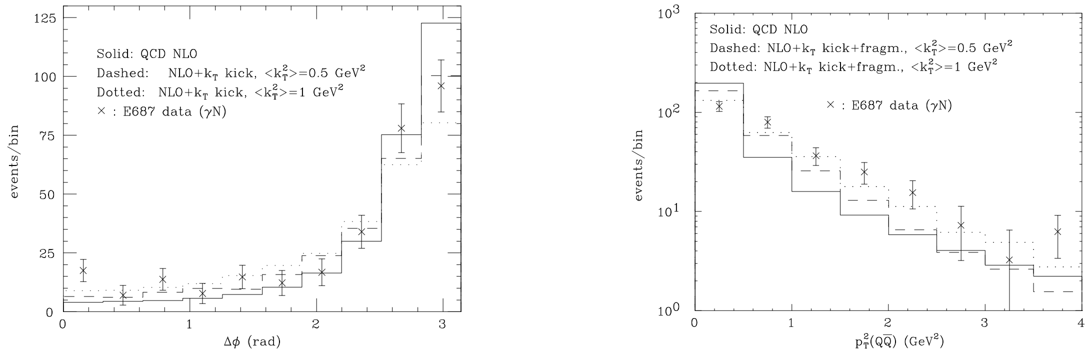


Abbildung 3.7: $\Delta\Phi(D\bar{D})$- *und* $p_T(D\bar{D})$-*Verteilungen für Charm-Produktion bei* γN-*Kollisionen. Gezeigt sind Vorhersagen aus störungstheoretischen Berechnungen in NLO und experimentelle Ergebnisse der E687-Kollaboration [Frix97].*

In dieser Analyse werden als Näherung für $\Delta\Phi(Q\bar{Q})$- und $p_T(Q\bar{Q})$ der Transversalimpuls des $D^*\mu$-Paares $p_T(D^*\mu)$ und der Winkel zwischen dem D^* und dem Myon in der $r\phi$-Ebene $\Delta\Phi$ betrachtet. Diese beiden Größen sind wie folgt definiert:

$$p_T(D^*\mu) \;=\; \sqrt{(p_{x,D^*} + p_{x,\mu})^2 \;+\; (p_{y,D^*} + p_{y,\mu})^2} \tag{3.14}$$

$$\Delta\Phi \;=\; \begin{cases} |\phi_{D^*} - \phi_\mu| & f\ddot{u}r\ |\phi_{D^*} - \phi_\mu| \leq 180^\circ \\ 360^\circ \;-\; |\phi_{D^*} - \phi_\mu| & f\ddot{u}r\ |\phi_{D^*} - \phi_\mu| > 180^\circ \end{cases} \tag{3.15}$$

Hierbei sind ϕ_{D^*} und ϕ_μ die Azimutalwinkel des D^* und des Myons. Nicht störungstheoretische Effekte wie Fragmentation bewirken im Vergleich zu den Quark-Antiquark-Größen weitere Verschmierungen der Verteilungen.

Kapitel 4

Datenselektion

In der vorliegenden Arbeit werden die Daten aus den Jahren 1997 bis 1999 analysiert. Etwa 1/3 der Daten stammt aus einer Periode, in der bei HERA Elektronen an Protonen gestreut wurden. Die restlichen 2/3 stammen aus der e^+p-Streuung. Es wird keine Unterscheidung zwischen Ereignissen aus der Photoproduktion und der DIS gemacht. Die integrierte Luminosität dieser Daten beträgt in etwa 50 pb^{-1}.

In diesem Kapitel wird die Selektion von $D^*\mu$-Ereignissen beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Notwendigkeit der Identifizierung der Myonen im Eisen zur Minimierung der Myonfehlidentifikation eingegangen.

4.1 Selektion von $D^*\mu$-Kandidaten

Spurselektion

Die Spuren der geladenen Teilchen werden in der CJC rekonstruiert und auf den Primärvertex bzw. auf eventuelle Zerfallsvertizes gefittet. Aus der Krümmung der Spur kann man den Transversalimpuls der Teilchen bestimmen. Je länger die rekonstruierte Spur ist, um so genauer sind auch die gemessenen Impulse der Teilchen. Dies ist insbesondere für eine genaue Bestimmung der Massendifferenz ΔM des D^*- und D^0-Kandidaten wichtig.

Zur Selektion von 'guten' Spuren wird das Programmpaket [West97] verwendet, welches Spurmehrdeutigkeiten auflöst und schlecht gemessene sowie unphysikalische Spuren verwirft. Die verwendeten Schnitte sind im Anhang A.1 angegeben.

In dieser Analyse werden nur die in der CJC gemessenen vertex-gefitteten Spuren verwendet. CST-Information wird, soweit sie vorhanden ist, auch gespeichert, so daß in der Analyse auf die durch den CST-verbesserten Größen zurückgegriffen werden kann. Für die Berechnung des minimalen Abstandes der Spur vom Primärvertex werden, soweit sie vorhanden sind, die CST verbesserten Spurparameter verwendet. Es wird aber immer der nicht CST-verbesserte Primärvertex benutzt.

D^*-Selektion

Da das D^*-Meson über die starke Wechselwirkung zerfällt, ist seine Lebensdauer viel zu klein, um die Zerfallslänge im Detektor auflösen zu können. Das D^0-Meson zerfällt zwar über die schwache Wechelwirkung, aber dennoch ist seine Zerfallslänge zu kurz, um sie mit der CJC auflösen zu können und auch mit Hilfe des Silizium-Vertexdetektors (CST) ist sie nur schwer messbar. Zur Rekonstruktion des D^* werden nur Spuren verwendet, die in der CJC rekonstruiert wurden. Es werden also nur die beiden Pionen und das Kaon im H1-Detektor nachgewiesen. Außerdem sieht es aufgrund der endlichen Detektorauflösung so aus, als wenn alle drei Teilchen vom Primärvertex kommen würden. Das D^0 wird folgendermaßen rekonstruiert:

> *Man bestimmt die invariante Masse von allen möglichen Zwei-Spur-Kombinationen aus allen Spuren eines Ereignisses. Dies geschieht unter der Voraussetzung, daß die zwei Spuren entgegengesetzte Krümmung und somit die zu den Spuren gehörigen Teilchen entgegengesetzte Ladung haben. Desweiteren setzt man die Masse des zur ersten Spur gehörigen Teilchens gleich der Kaonmasse und die Masse des zur zweiten Spur gehörigen Teilchens gleich der Pionmasse. Liegt die so rekonstruierte invariante Masse in einem bestimmten Bereich um die nominelle D^0-Masse ($m_{D^0} = 1.865$ GeV/c^2), wird die Kombination als D^0-Kandidat akzeptiert.*

Die D^*-Massenrekonstruktion erfolgt auf analoge Weise:

> *Man bestimmt die invariante Masse aller Kombinationen aus allen als D^0-Kandidat akzeptierten Zwei-Spur-Kombinationen und einer beliebigen dritten Spur aus diesem Ereignis. Die dritte Spur darf nicht aus dem Zerfall des D^0-Kandidaten stammen und muß entgegengesetzt zum Kaon-Kandidaten gekrümmt sein. Ist die Massendifferenz ΔM der so rekonstruierten D^*-Masse und der D^0-Masse kleiner als $\Delta M = 170$ MeV, so wird die Kombination als D^*-Kandidat akzeptiert.*

Die D^*-Kandidaten werden nun nach der zuvor beschriebenen Methode selektiert, wobei die in der Tabelle 4.1 angegebenen Schnitte verwendet werden.

Abbildung 4.1 zeigt als ein Beispiel das D^*-Signal in den Daten aus dem Jahr 1998, wobei ähnliche Schnitte wie in Tabelle 4.1 verwendet werden aber noch zusätzliche Schnitte auf den Transversalimpuls des D^* von $p_T(D^*) > 2.5$ GeV/c und auf die rekonstruierte D^0-Masse von $|M(K,\pi) - M(D^0)| < 50$ MeV/c^2 angewendet werden. Man erkennt ein klares Signal bei der nominellen Massendifferenz von 145 MeV/c^2. Die ΔM-Verteilung wird durch die folgende Funktion angepaßt:

$$f(\Delta M) = \frac{N_{Signal}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(\Delta M - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + a \cdot (\Delta M - M(\pi))^b$$

Die Anpassungsfunktion setzt sich aus einer Gaußfunktion mit Mittelwert μ und der Breite σ und einer Untergrundfunktion, die eine Wurzelfunktion darstellt, zusammen. Hierbei

Schnitte auf K, π und π_s	
Transversalimpuls	$p_T(K,\pi) > 0.25$ GeV $/c$ $p_T(\pi_s) > 0.12$ GeV$/c$
Polarwinkel	$20^o \leq \theta(K,\pi,\pi_s) \leq 160^o$
Richtige Ladungskombination	$Q_\pi \neq Q_K$ $Q_{\pi_s} \neq Q_K$
Nur zentrale Spuren Keine neutralen Teilchen, kein V0 Spurlänge $(K,\pi,\pi_s) > 10$ cm Spur$(\pi_s) \neq$ Spur(π) K,π,π_s,μ auf Primärvertex gefittet	
Schnitte auf die rekonstruierte D^0 und D^* Masse	
$\lvert M(K,\pi,\pi_s) - M(K,\pi)\rvert \leq 155$ MeV$/c^2$ und $\lvert M(K,\pi) - M(D^0)\rvert \leq 400$ MeV$/c^2$ oder 155 MeV$/c^2 <\lvert M(K,\pi,\pi_s) - M(K,\pi)\rvert \leq 170$ MeV$/c^2$ und $\lvert M(K,\pi) - M(D^0)\rvert \leq 100$ MeV$/c^2$	
Schnitte auf das D^*	
Transversalimpuls Pseudorapidität	$p_T(D^*) > 1.5$ GeV$/c$ $\lvert\eta(D^*)\rvert \leq 1.5$

Tabelle 4.1: *D^*-Vorselektionsschnitte*

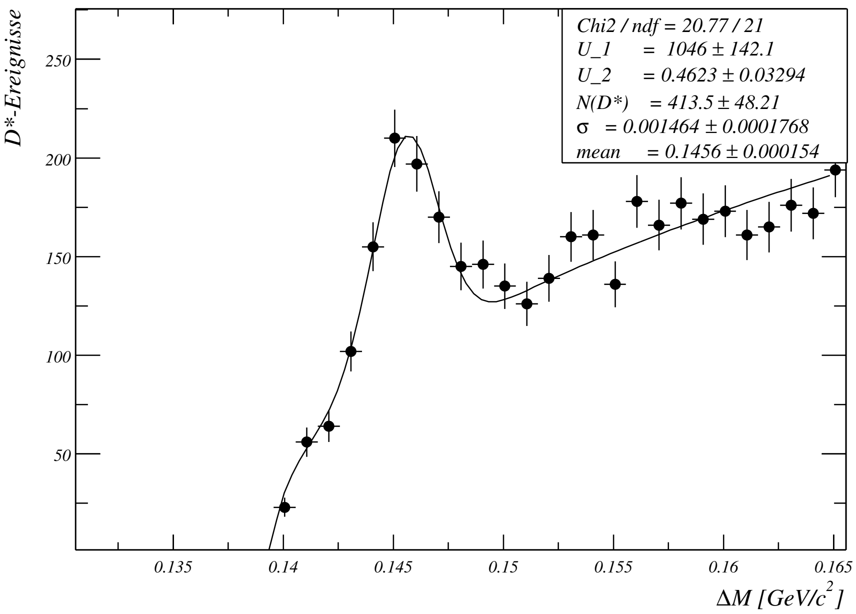


Abbildung 4.1: ***D^*-Signal*** *in den Daten aus dem Jahr 1998. Gezeigt ist die Anzahl der D^*-Kandidaten in Abhängigkeit von ΔM. U_1/U_2 = Faktor/Exponent des Untergrundterms, $N(D^*)$ = Anzahl der Einträge im Signal, σ = Breite der Gaußfunktion, μ = Mittelwert der Gaußfunktion.*

haben die angegebenen Parameter die folgende Bedeutung:

- a : Normierung der Untergrundfunktion
- b : Exponent der Untergrundfunktion
- N_{Signal} : Anzahl der im Signal enthaltenen Ereignisse
- μ : Mittelwert der Gaußfunktion (Position des Peaks)
- σ : Breite der Gaußfunktion

Die Breite σ der Gaußfunktion spiegelt die experimentelle Auflösung der rekonstruierten Spuren wieder. Untergrund entsteht aus Kaonen und Pionen, deren invariante Masse zufällig in der Nähe der D^*-Masse liegt. Die drei Teilchen stammen aber nicht aus einem D^*-Zerfall, sondern bilden den kombinatorischen Untergrund. Der Ausschnitt von $\pm$ 2.5 MeV um die Position des Peaks wird als *D^*-Signalregion* definiert.

Myonselektion

Da die Zerfallslänge von c- bzw. b-Mesonen und Baryonen zu klein ist, um sie im H1-Detektor auflösen zu können, sieht es so aus, als ob die Myonen aus dem Zerfall schwerer Hadronen direkt vom Primärvertex kommen. Daher wird in dieser Analyse gefordert, daß die Spuren der Myon-Kandidaten an den Primärvertex gefittet sind. Wenn ein s- oder d-Quark (z.B. im Kaon bzw. Pion) unter der Emission eines W^- in ein u-Quark zerfällt, kann hierbei auch ein μ^- und ein $\bar{\nu}_\mu$ entstehen. Dieses Myon würde aber vom Sekundärvertex kommen, da die Zerfallslänge von Hadronen mit s-Quarks groß genug ist, um sie auflösen zu können.

Myonen, die aus den Zerfällen der schweren Quarks bei HERA kommen, haben typischerweise eine Energie unter 10 GeV. Aufgrund der wesentlich kleineren Masse des c-Quarks ist der Impuls der Myonen, die vom c-Zerfall kommen, im Durchschnitt erheblich kleiner als der Impuls der Myonen, die vom b-Zerfall kommen. Erst wenn der Impuls der Myonen größer als 1.5 GeV/c (abhängig vom Polarwinkel θ des Myons) ist, können die Myonen bis in das zentrale Myonsystem gelangen und dort identifiziert werden. Wenn die Energie der Myonen größer als 2.5 GeV ist, gehen die zentralen Myonen ($20° < \theta < 160°$) durch das gesamte Myonsystem hindurch, wodurch eine gute Myonerkennung möglich wird. Da solche Ereignisse insbesondere bei den Myonen aus den c-Zerfällen nur extrem selten vorkommen, ist man auf eine möglichst gute Myonidentifizierung im Kalorimeter angewiesen. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, die mit der Materie nur elektromagnetisch wechselwirken. Daher ist der Energieverlust, den die Myonen im Kalorimeter (oder auch in anderer Materie) erleiden, sehr klein. Wenn der Impuls der Teilchen ausreicht, durchqueren sie also das Kalorimeter weitgehend ungestört. Um überhaupt im Kalorimeter nachgewiesen werden zu können, muß der Impuls der Myonen größer als 0.8 GeV/c sein. Die Energiedepositionen der Myonen im Kalorimeter sollten nur in einem sehr schmalen Zylinder um die eigentliche Myonspur erfolgen, während zum Beispiel bei Pionen, die hadronische Schauer bilden, die Energiedeposition in einem größeren Bereich erfolgt. Desweiteren beginnen die Pionen am Anfang des Kalorimeters zu schauern, und meistens werden sie vor dem Ende des Kalorimeters gestoppt. Es gibt aber auch einige Pionen, die in das Eisen eindringen. Dies erzeugt auch Signale und führt häufig zu Fehlidentifikationen.

Bei der Myonerkennung im Kalorimeter definiert man drei Myonqualitäten Q_μ^{Kalo} [GSch97]:

- Schwache Qualität: $Q_\mu^{Kalo} = 1$
- Gute Qualität: $Q_\mu^{Kalo} = 2$
- Sehr gute Qualität: $Q_\mu^{Kalo} = 3$

Myonkandidaten, deren Spur im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurde, im folgenden als 'Eisenmyonen' bezeichnet, haben die folgende Myonqualität Q_μ^{Eisen}:

$$Q_\mu^{Eisen} = Q_\mu^{Kalo} + 10$$

In dieser Arbeit wird für Myonkandidaten, die nur im Eisen als Myonen identifiziert werden und nicht im Kalorimeter, die Myonqualität 9[1] verwendet. Myonqualität 10 entspricht der Myonqualität 9 mit der zusätzlichen Bedingung, daß das Myon mehr als 6 Schichten im Eisen durchquert haben muß, wenn $\theta_\mu > 135°$. Somit gibt es die folgenden Myonqualitäten:

$$1,\ 2,\ 3,\ 9,\ 10,\ 11,\ 12,\ 13$$

In den nachgewiesenen Myonkandidaten sind neben den echten Myonen immer auch fehlidentifizierte Hadronen oder Myonen aus Teilchenzerfällen im Detektor enthalten. Zum Beispiel entstehen Myonen beim Kaon- oder Pion-Zerfall. Die als Myonen fehlidentifizierten Hadronen und die Myonen aus Hadronenzerfällen werden im folgenden zusammengefaßt als Myon-Untergrund bezeichnet.

Für die Myonselektion wird nun das Programmpaket [West97] verwendet. Die hierbei verwendeten Schnitte sind ebenfalls in Anhang A.1 zu finden, und es werden auch hier wieder nur zentrale Spuren verwendet. Im Falle von Eisenmyonen wird eine Spur an die beobachteten Treffer in der CJC und im Eisen angepaßt. Aus dem zugehörigen χ^2 wird eine Wahrscheinlichkeit bestimmt, wie gut die Treffer durch die angepaßte Spur beschrieben werden. Diese Wahrscheinlichkeit muß in dieser Analyse größer als 10^{-4} sein. Mit diesem Wert werden Spuren verworfen, die überhaupt nicht zusammenpassen können. Er ist aber schwach genug, um möglichst wenige Myonkandidaten zu verwerfen. Desweiteren wird eine minimale Myonqualität von 2 gefordert.

$D^*\mu$-Selektion

Es werden nur Ereignisse akzeptiert, in denen mindestens ein D^*- und mindestens ein Myon-Kandidat gefunden werden. Die entsprechende Selektion von D^*- und Myon-Kandidaten erfolgt nach dem in den beiden letzten Abschnitten beschriebenen Verfahren. Um ein erstes $D^*\mu$-Signal zu erhalten, werden auf die mit den D^*-Vorselektionsschitten der Tab. 4.1 und den Spur- und Myonselektionsschnitten im Anhang A.1 vorselektierten Daten zusätziche Schnitte angewendet. Hierbei handelt es sich um grundlegende Schnitte (Tab.

[1] Ansonsten ist es bei H1 üblich, für diese Myonkandidaten die Myonqualität 10 zu benutzen.

4.2), wie z.B. daß die Spur des Myonkandidaten ungleich der drei Spuren der Zerfallsteilchen K, π, π_s des zugehörigen D^*-Kandidaten sein muß. Die Massendifferenzverteilung nach Anwendung dieser Schnitte zeigt Abbildung 4.2.

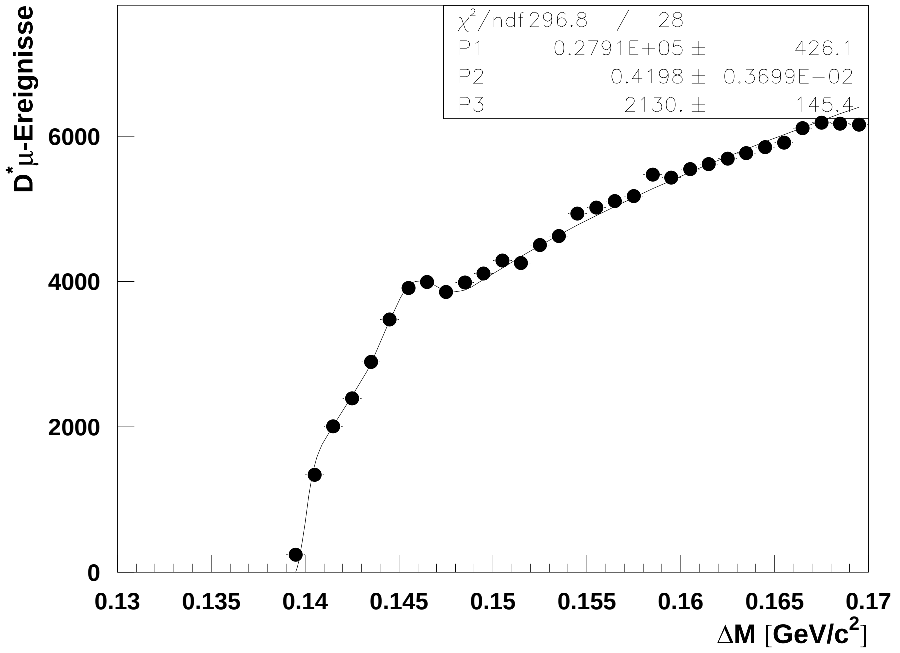


Abbildung 4.2: *ΔM-Verteilung für die nur mit den grundlegenden Schnitten selektierten* ***$D^*\mu$-Ereigniskandidaten****. Die Fitparameter sind: $P1/2$ =Faktor/Exponent des Untergrundterms, $P3 =$ Anzahl der Einträge im Signal.*

Zur Verbesserung des Signal zu Untergrundverhältnisses S/U werden weitere Schnitte angewandt, die die Myon-Fehlidentifizierung reduzieren und eine bessere Spurrekonstruktion gewährleisten (Tabelle 4.2). Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Tabelle 4.3 faßt die Werte für die ΔM-Verteilungen mit nur den grundlegenden Schnitten und mit allen Schnitten zusammen. Der Untergrund U bezieht sich nur auf den Untergrund in der D^*-Signalregion. Desweiteren ist die Position des Peaks und die Breite der Gaußfunktion bei der Anpassung der Fitfunktion (Gl. 4.1) an die beiden ΔM-Verteilungen auf die Werte $\mu = 145.6\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $\sigma = 1.2\,\mathrm{MeV/c^2}$ fixiert. Diese Werte entsprechen den Mittelwerten des inklusiven D^*-Datensatzes der Jahre 1997–1999.

Die in Tabelle 4.2 angegebenen Schnitte zur Reduzierung des Myon-Untergrundes werden nun nachträglich mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation motiviert. Durch das Verwenden der Myonqualität 10 anstelle der Myonqualität 9 kann der Myon-Untergrund reduziert werden. Für Myonen im Polarwinkelbereich zwischen 135° und 160° wird verlangt, daß die Anzahl der vom Myon im Eisen durchquerten Schichten größer als sechs sein muß. Dies wird gefordert, da sich kein hadronisches Kalorimeter in diesem Winkelbereich befindet. Dadurch können in diesem Winkelbereich vermehrt Hadronen in das Eisen gelangen, die dann eine höhere Myonfehlidentifizierungsrate bewirken. Anhand der Abbildung 4.4 werden die folgenden beiden Punkte deutlich:

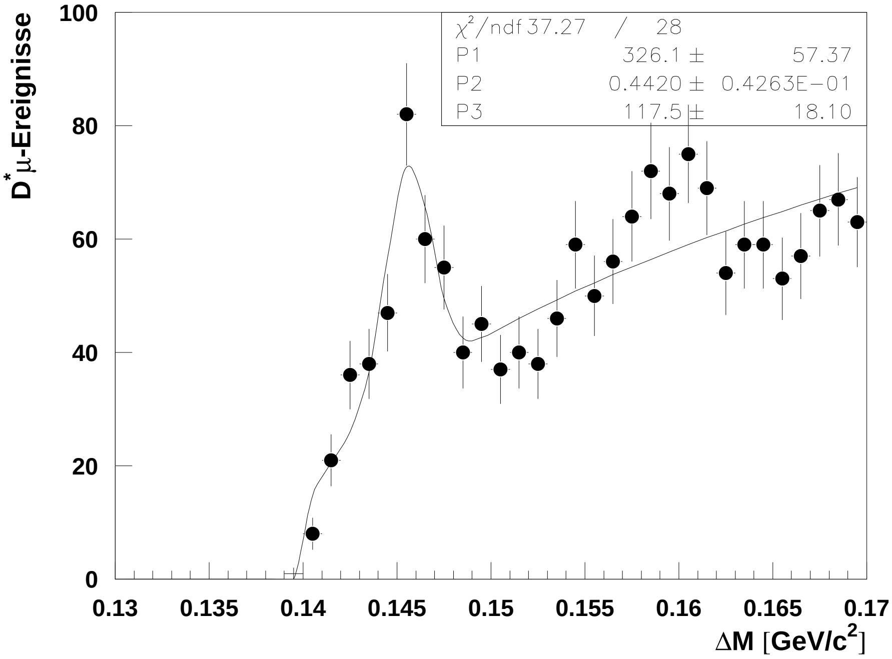


Abbildung 4.3: *ΔM-Verteilung für die mit allen Schnitten selektierten* ***$D^*\mu$-Ereigniskandidaten****. Die Fitparameter sind: P1/2 =Faktor/Exponent des Untergrundterms, P3 = Anzahl der Einträge im Signal.*

Grundlegende Schnitte	
Minimaler Abstand der Spur vom Primärvertex	$\|dca'(K,\pi)\| \leq 1$ cm $\|dca'(\pi_s)\| \leq 2$ cm
D^0-Massenschnitt	$\|M(K,\pi) - M(D^0)\| < 80$ MeV$/c^2$
Spur(μ) $\neq$ Spur(K,π,π_s)	
Härtere Spurrekonstruktionsschnitte	
Transversalimpuls	$p_T(K,\pi) > 0.5$ GeV$/c$
Radiale Spurlänge(K,π) > 22 cm $\Leftrightarrow$ Hits in CJC1 und CJC2 Radiale Spurlänge(π_s,μ) > 10 cm	
Schnitte zur Reduzierung des μ-Untergrund	
Transversalimpuls des Myons	$p_T(\mu) > 1.0$ GeV$/c$
Eisenmyonen	Myonqualität ≥ 10

Tabelle 4.2: *Zusätzliche grundlegende härtere Selektionsschnitte*

- Der Myon-Untergrund ist für Beauty-Ereignisse um etwa einen Faktor fünf kleiner als für Charm-Ereignisse.

- Die Fehlidentifizierungsrate ist für Eisenmyonen sehr viel kleiner als nur für Kalorimetermyonen.

Schnitte	D$^*\mu$-Signal S	Untergrund U	S/U
Grundlegende	2130 ± 146	16385	0.13
Alle	118 ± 18	166	0.71

Tabelle 4.3: *Signal zu Untergrund-Verhältnis für die beiden ΔM-Verteilungen in Abb. 4.2 und Abb. 4.3*

Myonqualität	Charm		Beauty	
	R [%]	E [%]	R [%]	E [%]
≥ 2	21.8	100	63.0	100
≥ 3	35.5	90.8	78.0	93.9
9, 11-13	52.1	40.7	90.5	48.4
10-13	**68.7**	**35.5**	**94.5**	**45.7**
13	84.4	10.2	97.9	24.2

Tabelle 4.4: *Reinheit R und Effizienz E in Abhängigkeit der Myonqualität für $D^*\mu$-Ereignisse. Die fettgedruckten Zahlen entsprechen den Werten, die man mit den verwendeten Myonqualitäten erhält.*

Da für Beauty-Ereignisse die Wahrscheinlichkeit, ein echtes Myon mit $p_T > 1.0$ GeV/c zu finden größer ist als für Charm-Ereignisse, ist der Anteil an Myon-Untergrund für Beauty-Ereignisse kleiner als für Charm-Ereignisse. In Charm-Ereignissen gibt es genügend Spuren mit hohem Transversalimpuls, die als Myonen fehlidentifiziert werden können.

Tabelle 4.4 gibt an, wieviele der rekonstruierten Myonen 'echte' Myonen sind (Reinheit R) und wieviele der rekonstruierten 'echten' Myonen eine bestimmte Myonqualität haben (Effizienz E). Man erkennt, daß der **Charm-Myon-Untergrund** für die in dieser Analyse verwendeten Schnitte rund **32%** beträgt und der **Beauty-Myon-Untergrund** etwa **6%**. Desweiteren entnimmt man der Tabelle 4.4, daß nur 36% der echten $D^*\mu$ aus Charm-Produktion die in dieser Selektion verlangten Myonqualitätsschnitte erfüllen. Für Beauty-Ereignisse ist dieses Verhältnis wesentlich größer und beträgt 46%. Sowohl der für c-Ereignisse hohe Transversalimpulsschnitt des Myons von $p_T(\mu) > 1.0$ GeV als auch die Forderung nach einer Myonqualität von größer oder gleich 10 führt zu einer Anreicherung der Daten mit b-Ereignissen.

Abbildung 4.5 und 4.6 zeigen Verteilungen für die Energie-, Impuls-, Transversalimpuls-, Polarwinkel- und Azimutalwinkelverteilungen der Myonen in Charm- und Beauty-Ereignissen mit den in der Analyse verwendeten Schnitten. Man erkennt deutlich, daß die Transversalimpulsverteilung der Beauty-Ereignisse wesentlich härter als die der Charm-Ereignisse ist. Desweiteren ist auch hier zu sehen, daß der Myon-Untergrund-Anteil in c-Ereignissen erheblich größer ist als für b-Ereignisse.

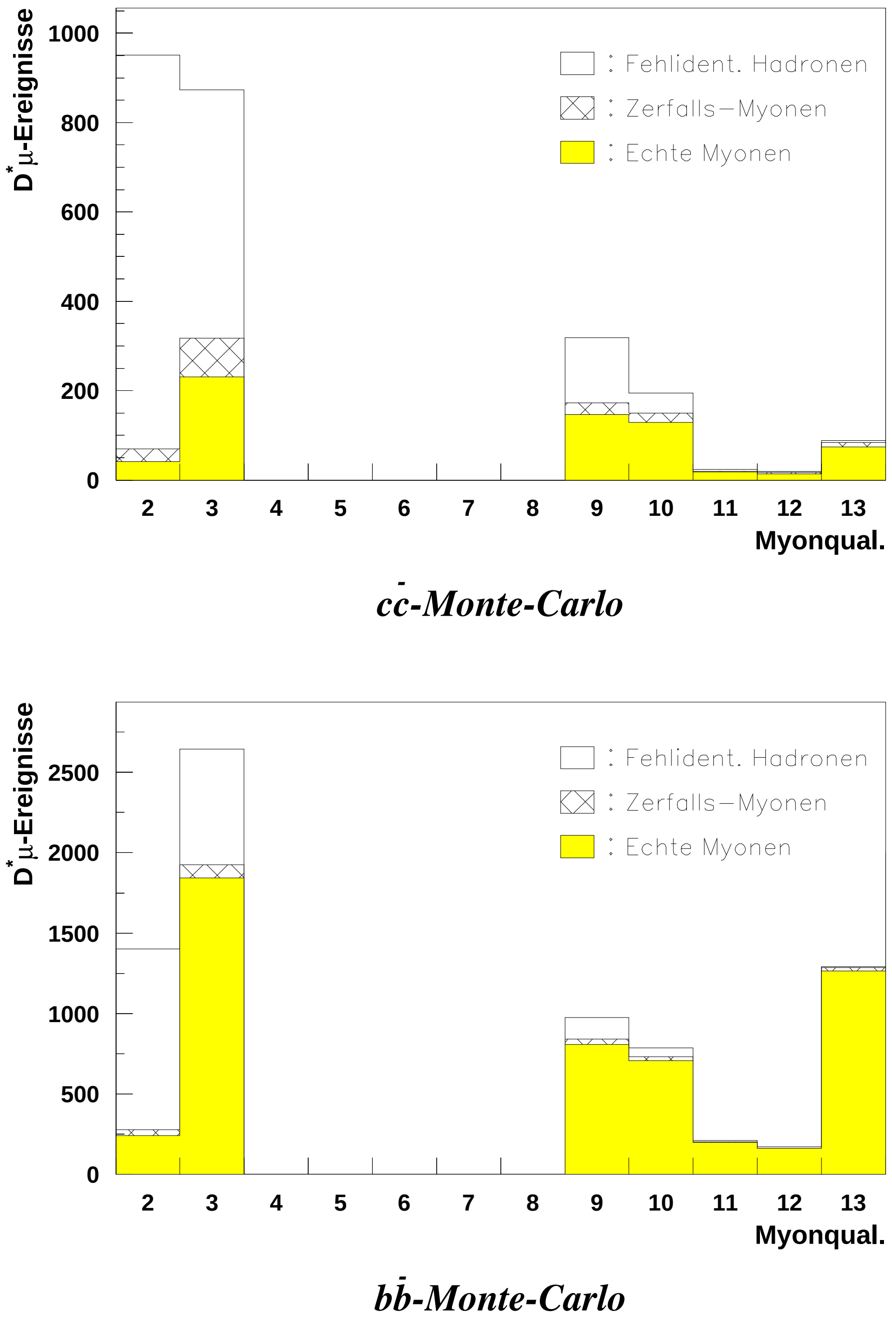


Abbildung 4.4: *Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in Abhängigkeit der Myonqualität für $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Monte-Carlo unterteilt in echte Myonen (grau), Myonen aus Hadronzerfällen (schraffiert) und fehlidentifizierte Hadronen (weiß).*

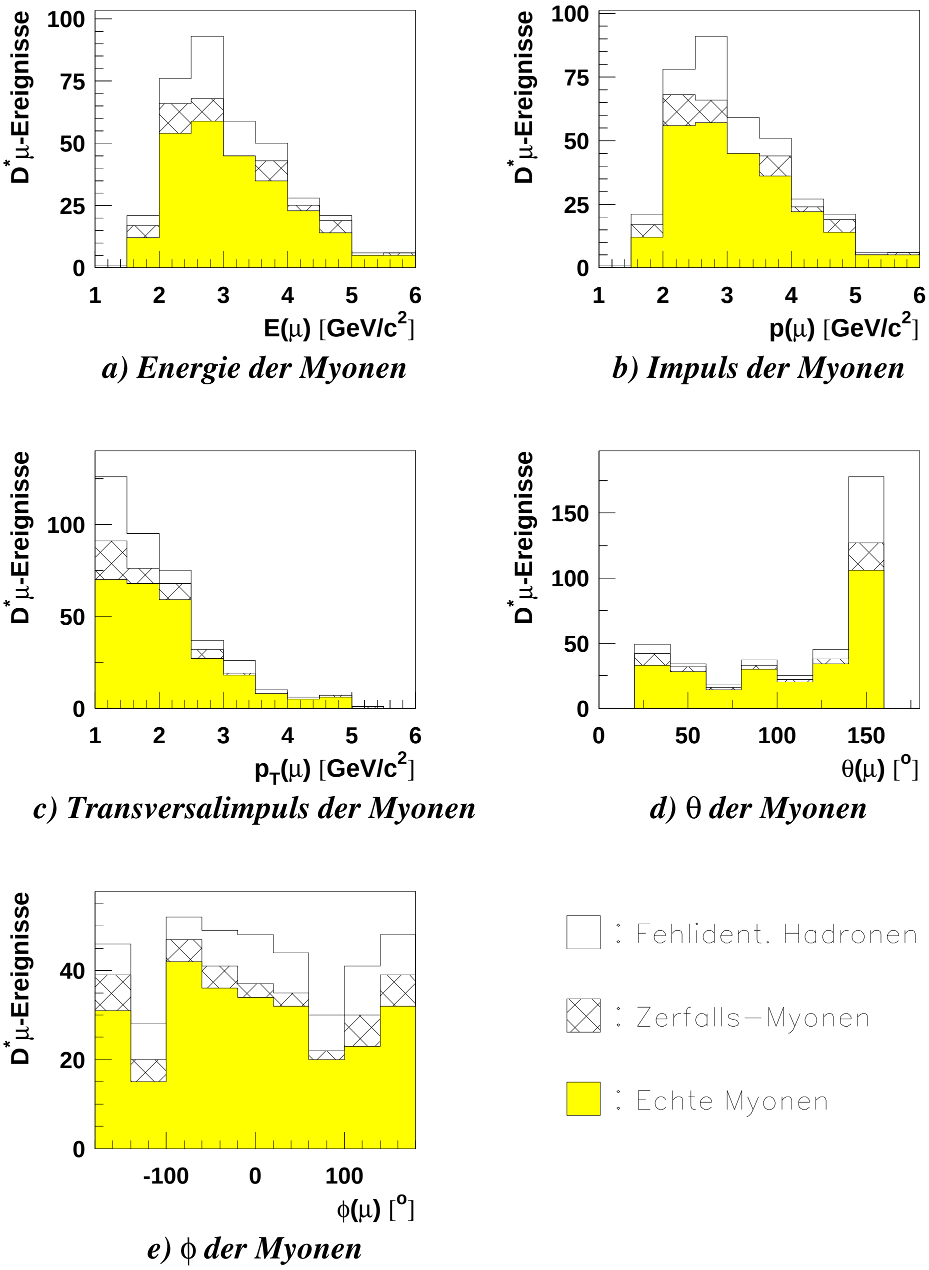


Abbildung 4.5: *Einige Myonverteilungen für das* ***$c\bar{c}$-Monte-Carlo*** *unterteilt in echte Myonen (grau), Myonen aus Hadronzerfällen (schraffiert) und fehlidentifizierte Hadronen (weiß). Es sind die Energie, der Impuls, der Transversalimpuls, der Polarwinkel θ und der Azimutalwinkel ϕ des Myons abgebildet.*

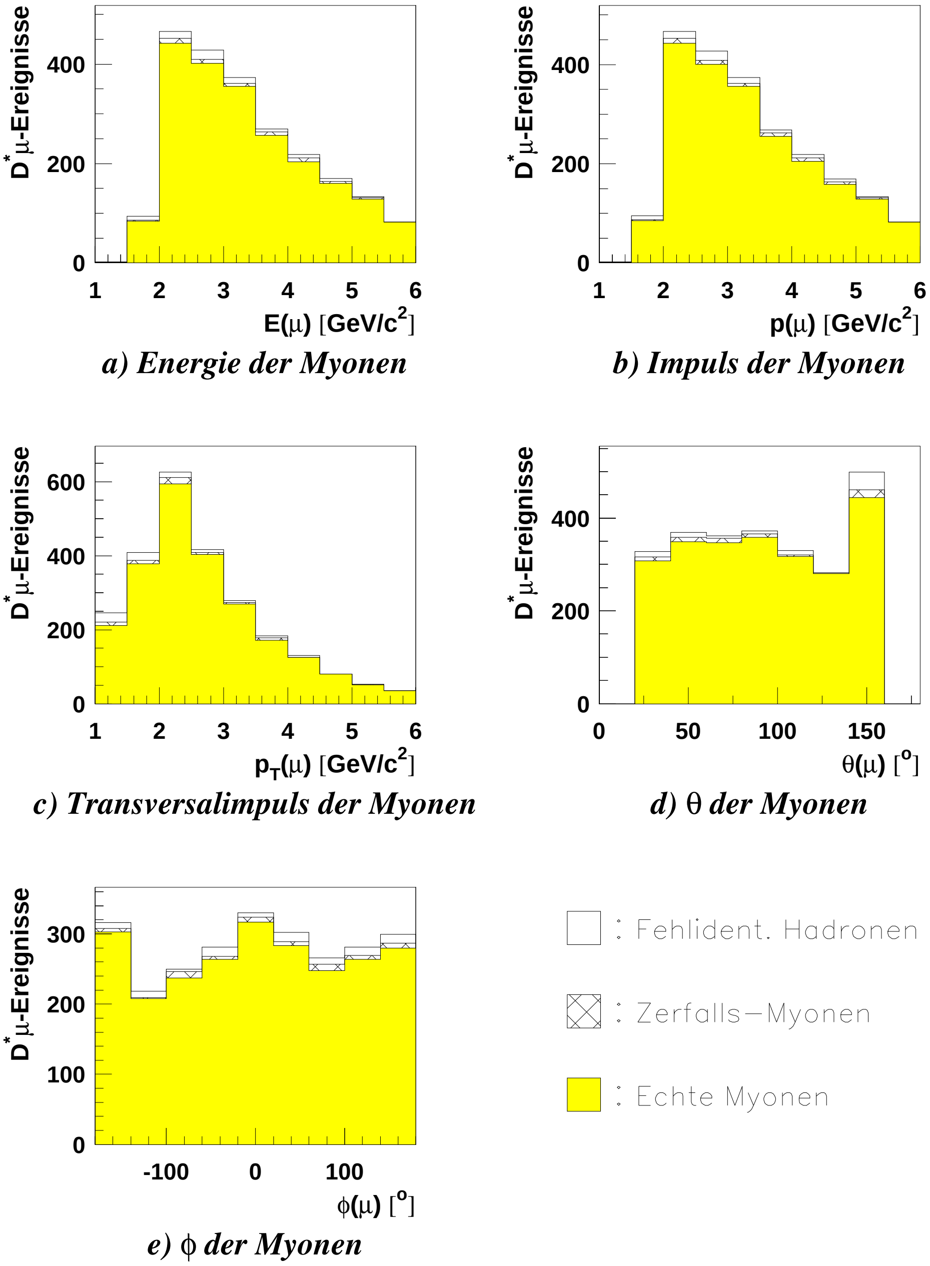


Abbildung 4.6: *Einige Verteilungen für Myonkandidaten in* ***$b\bar{b}$-Monte-Carlo*** *Ereignissen, unterteilt in echte Myonen (grau), Myonen aus Hadronzerfällen (schraffiert) und fehlidentifizierte Hadronen (weiß). Es sind die Energie, der Impuls, der Transversalimpuls, der Polarwinkel θ und der Azimutalwinkel ϕ des Myons abgebildet.*

4.2 Trigger und ET-Gewichtung

Die Subtriggerverteilung für $D^*\mu$-Ereignisse in der D^*-Signalregion ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die Ereignisse hauptsächlich durch die Subtrigger ST 15, 19, 22, 56, 60 und 87 getriggert werden, die auf Triggerinformation des Myonsystems basieren. Die Ereignisse des ST 15 werden vollständig durch die beiden unabhängigen Subtrigger 19 und 22 abgedeckt, die des ST 60 gut durch die übrigen Trigger. Der Subtrigger 56 selektiert $D^*\mu$-Ereignisse in DIS (niedrige SpaCal-Schwelle) und der Subtrigger 87 selektiert $D^*\mu$-Ereignisse in Photoproduktion, wobei einer der beiden Elektron Tagger ET33 oder ET44 angesprochen hat. Auch der Photoproduktionstrigger ST 83 und die beiden Trigger ST 32 und 125 haben für diese Ereignisse relativ häufig angesprochen. Die Subtrigger 32 und 125 wurden allerdings sehr stark skaliert, so daß auf sie verzichtet wird. Der ST 83 spricht bei einem Signal im Elektron-Tagger 33 an. Wenn der Subtrigger 83 angesprochen hat, hat auch der ST87 mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 80 % angesprochen. In den anderen 20 % der Fälle hat der ST 83 alleine angesprochen, d.h. es hat keiner von den anderen ST 19, 22 56, 87 angesprochen. Für diese Analyse werden die in 4.5 angegebenen Subtrigger ausgewählt. Tabelle 4.6 gibt eine Beschreibung derjenigen Triggerelemente, aus denen die verwendeten Trigger zusammengesetzt sind.

ST	Definition	mittlere Skalierung
19	Mu_Bar && DCRPh_CNH && zVtx_sig	1.14
22	Mu_ECQ && DCRPh_CNH && zVtx_sig	1.14
56	Mu_Any && DCRPh_Ta && (SPCLe_IET>1 || SPCLe_IET_Cen_2)	1.00
83	eTAG && DCRPh_Tc && zVtx_sig	1.27
87	Mu_Any && etag_all && DCRPh_Ta	1.00

Tabelle 4.5: *Definition und mittlere Skalierungsfaktoren der in dieser Analyse verwendeten Subtrigger. Es sind nur die wichtigsten Triggerelemente aufgeführt. Die Symbole || und && stehen für das logische ODER und das logische UND.*

Elektronen, die in einem der Elektron Tagger ET bei 33 m bzw. 44 m nachgewiesen werden, sind um weniger als 5 mrad gestreut worden und haben eine Energie im Bereich 5.5 GeV $< E_e^{'} <$22 GeV bzw. 22.5 GeV $< E_e^{'} <$ 26 GeV. Daher ist $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2.

In der Detektorsimulation wird die Akzeptanz der Elektron Tagger nicht simuliert. Dies liegt daran, daß die Akzeptanz stark von der Strahlneigung (engl. beam tilt) abhängt.

Abbildung 4.8 zeigt die aus echten Daten ermittelten Akzeptanzen der beiden Elektron-Tagger für einige Abschnitte der Datennahmeperiode 1997. Ereignisse, in denen nur die Subtrigger 83 oder 87, also nur die reinen Photoproduktionstrigger, angesprochen haben, werden mit dem folgenden Faktor gewichtet:

$$w(y) = \frac{1}{\mathcal{A}(y)}$$

Hierbei ist $\mathcal{A}(y)$ die Akzeptanz in Abhängigkeit von der Inelastizität y. Für diese Analyse werden diese Ereignisse mit einer mittleren Akzeptanz $\overline{\mathcal{A}} = 0.4$ gewichtet, vorausgesetzt sie erfüllen die in der Tabelle 4.7 angegebenen Schnitte.

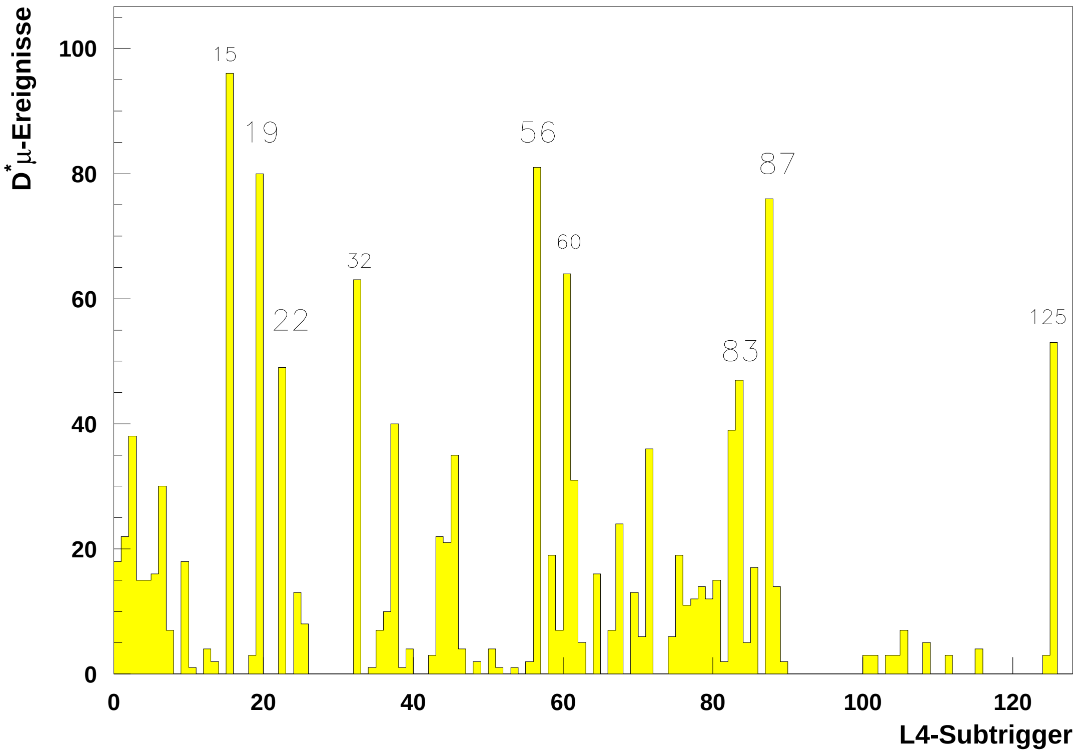


Abbildung 4.7: *Angesprochene Subtrigger in $D^*\mu$-Ereignissen. Die großen Zahlen entsprechen den in dieser Analyse verwendeten Subtriggern; die kleinen Zahlen geben Subtrigger an, die ebenfalls häufig angesprochen haben, aber nicht für diese Analyse verwendet werden.*

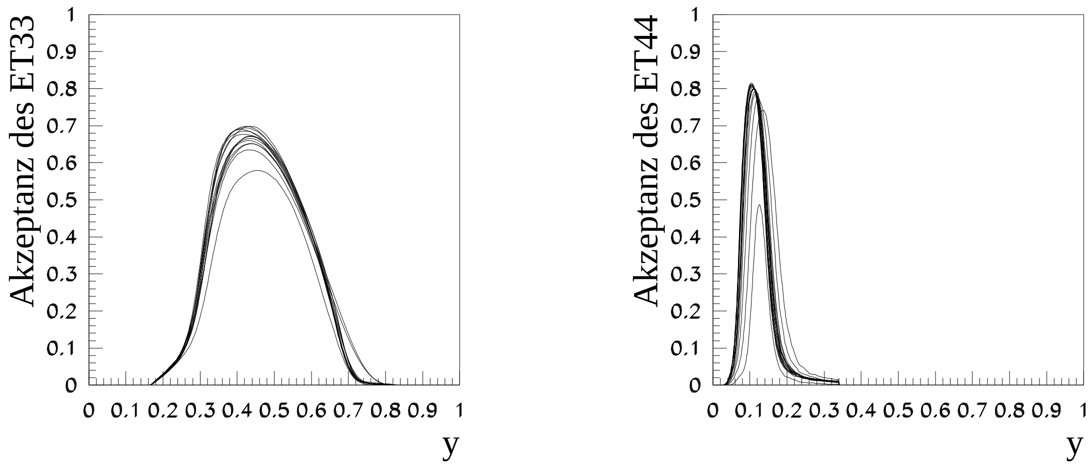


Abbildung 4.8: *Akzeptanz der Elektron Tagger ET33 und ET44 als Funktion der Inelastizität y für einige Abschnitte der Datennahmeperiode 1997.*

Triggerelemente in den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2	
Triggerelement	Definition
DCRPh_Ta	mindestens eine angesprochene Spurmaske mit $p_T > 450$ MeV
DCRPh_Tc	mindestens drei angesprochene Spurmasken mit $p_T > 450$ MeV
DCRPh_TNeg	mindestens eine angesprochene negative Spurmaske mit $p_T > 450$ MeV
DCRPh_THig	mindestens eine angesprochene Spurmaske mit $p_T > 800$ MeV
DCRPh_CNH	Abkürzung für DCRPh_Tc && DCRPh_TNeg && DCRPh_THig
Triggerelemente im instrumentierten Eisen	
Triggerelement	Definition
Mu_FIEC	Myonkandidat in der vorderen inneren Endkappe
Mu_FOEC	Myonkandidat in der vorderen äußeren Endkappe
Mu_BOEC	Myonkandidat in der hinteren äußeren Enkappe
Mu_BIEC	Myonkandidat in der hinteren inneren Endkappe
Mu_Bar	Myonkandidat im Barrel
Mu_ECQ	Myonkandidat in den Endkappen außer in der vorderen inneren: Mu_FOEC || Mu_BOEC || Mu_BIEC
Mu_Any	Myonkandidat in den Endkappen oder im Barrel: Mu_FIEC || Mu_FOEC || Mu_BOEC || Mu_BIEC || Mu_Bar
Triggerelemente zum Nachweis des gestreuten Elektrons im SpaCal	
Triggerelement	Definition
SPCLe_IET>1	Gemessenes Elektron im SpaCal, $E \geq 2$GeV
SPCLe_IET_Cen_2	wie SPCLe_IET>1 aber nur für Zentralregion im SpaCal
Triggerelemente zum Nachweis des gestreuten Elektrons in den Elektron Taggern	
Triggerelement	Definition
eTAG	Signal im Elektron Tagger ET33
etag_all	Signal im Elektron Tagger ET33 oder ET44
Triggerelemente zum Nachweis eines signifikanten Vertex durch die CIP und COP	
Triggerelement	Definition
zVtx_sig	signifikantes Maximum im z-Vertex-Histogramm

Tabelle 4.6: *Triggerelemente, aus denen die verwendeten Subtrigger zusammengesetzt sind.*

Schnitte	ET33	ET44	Grund
Inelastizität y	$0.29 < y_e < 0.62$	$0.0054 < y_{JB} < 0.188$	$\mathcal{A}(y) > 0.2$
Energie im ET	$E_{ET}(e) > 4$ GeV	$E_{ET}(e) > 4$ GeV	Energiedeposition im ET
Auftreffpunkt im ET	$\lvert x_0 \rvert < 6.5$ cm	$\lvert x_0 \rvert < 6.5$ cm	Fehler der Energie messung im ET klein
Energie im Spa-Cal	$E'(e) < 4$ GeV	$E'(e) < 4$ GeV	kein gestreutes Elektron im Spacal
Energie im Photon Tagger	$E(\gamma) < 2$ GeV	$E(\gamma) < 2$ GeV	Keine Bremsstrahlung

Tabelle 4.7: *Schnitte für Ereignisse, die nur von den ST 83 oder 87 akzeptiert wurden.*

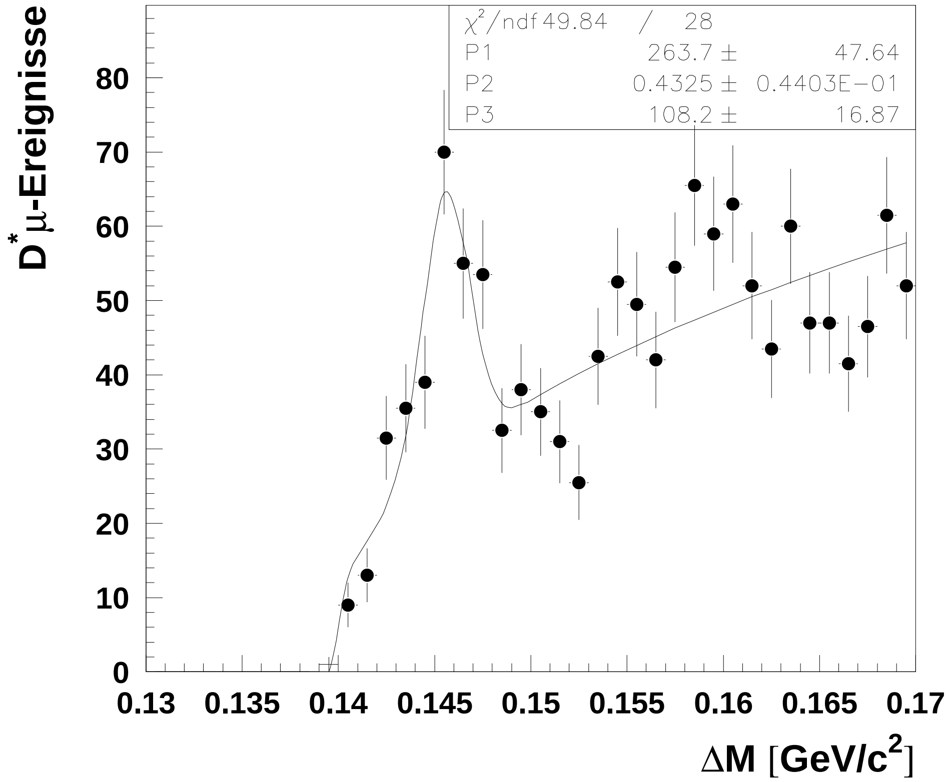


Abbildung 4.9: *ΔM-Verteilung für die Daten 1997-1999 mit den in der Analyse verwendeten Schnitten, den ST 19, 22, 56, 83, 87 und der ET-Gewichtung.*

Daten: 97-99, e^+und e^-, Alle Q^2		
	ST + ET-Gewichtung	Alle Ereignisse
$D^*\mu$-Signal S	108 ± 17	118 ± 18
Untergrund U	148	166
S/U	0.73	0.71

Tabelle 4.8: *Signal zu Untergrund-Verhältnis für die ΔM-Verteilung aller Ereignisse und nach ST + ET-Gewichtung.*

Abbildung 4.9 zeigt die ΔM-Verteilung für die in dieser Analyse selektierten $D^*\mu$-Ereignisse. In dieser Abbildung sind nur die mit den Subtriggern 19, 22, 56, 83 und 87 gefundenen Ereignisse dargestellt. Außerdem wurde die oben besprochene ET-Gewichtung bereits durchgeführt. Man erhält hier ein *Signal zu Untergrundverhältnis* von *0.73* und *108 ± 17* $D^*\mu$-Ereignisse. Tabelle 4.8 gibt einen Vergleich der Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse im Signal, des Untergrund U und des S/U ohne und mit Subtrigger Forderung und ET-Gewichtung. Aus diesen Ereignissen werden in den folgenden Kapiteln totale Wirkungsquerschnitte für Charm und Beauty bestimmt und auch einige differentielle Verteilungen berechnet.

Kapitel 5

Beauty-Anteil und differentielle Verteilungen

In diesem Kapitel wird der Charm- und Beauty-Anteil in den selektierten $D^*\mu$-Ereignissen bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe eines zweidimensionalen Log-Likelihood-Fits in den Größen ΔM und den in Abschnitt 3.3 erklärten vier Ladungs- und Winkelkorrelationsgebieten. Desweiteren werden differentielle Verteilungen in den Größen $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ gezeigt. Der Myonuntergrund wird hierbei mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA bestimmt.

5.1 Definition der Korrelationsgebiete

Abbildung 5.1 zeigt die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse für $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$-Monte-Carlo[1] (AROMA 2.2) in Abhängigkeit von den vier Ladungs- und Winkelkorrelationsgebieten:

- Korrelationsgebiet 1: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$
- Korrelationsgebiet 2: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$
- Korrelationsgebiet 3: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$
- Korrelationsgebiet 4: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$

$D^*\mu$-Ereignisse aus Charm-Produktion findet man nur in den Korrelatonsgebieten 3 und 4, während man für Beauty-Produktion echte $D^*\mu$-Ereignisse in allen vier Korrelationsgebieten erhalten kann (Abschnitt 3.3). Rekonstruierte Ereignisse findet man sowohl für Charm als auch für Beauty in allen vier Gebieten (Abb. 5.1). In den ersten beiden Korrelationsgebieten hat man, falls die Simulation richtig ist, für Charm nur Ereigniskandidaten, bei

[1] $b\bar{b}$-Oszillationen werden im Programm nicht berücksichtigt.

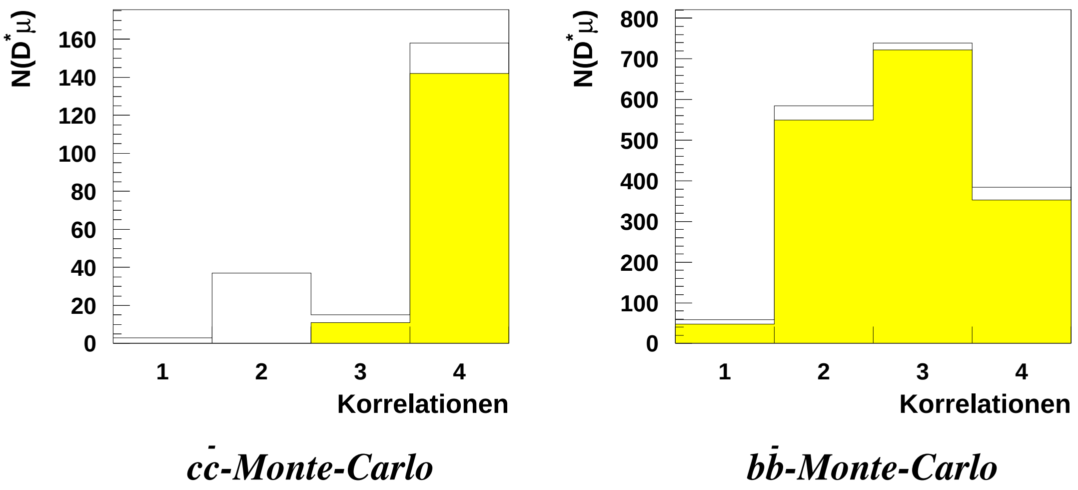


Abbildung 5.1: *Korrelationsgebiete für Charm- und Beauty in Monte-Carlo-Ereignissen. Es sind zum einen alle rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignisse (weiß und grau) und zum anderen die echten $D^*\mu$-Ereignisse (grau) eingetragen.*

	μ-Untergrund [%]
Charm	30
Beauty	6

Tabelle 5.1: *Myon-Untergrund-Anteil für Charm- und Beauty-Ereignisse nach Berücksichtigung der Triggerbedingungen*

denen der Myonkandidat kein echtes Myon ist, sondern fehlidentifiziert wurde. Allgemein ist der prozentuale Anteil von fehlidentifizierten Myonen in allen vier Gebieten für Charm sehr viel größer als für Beauty. Auffällig ist, daß der absolute Wert an fehlidentifizierten Myonen für Charm im Korrelationsgebiet 2 größer ist als im Gebiet 4, obwohl bei beiden Gebieten $\Delta\Phi \geq 90°$ ist. Im Falle von entgegengesetzter Ladung des D^* und des Myons (Korrelationsgebiet 4) können 'echte' Myonen gefunden werden; im anderen Fall ist dies aber nicht möglich. Hier ist jede Spur mit hohem Transversalimpuls ein möglicher Kandidat für Myon-Untegrund. Desweiteren ist der absolute Myon-Untergrund in den beiden Gebieten 1 und 3, in denen das D^* und Myon in die gleiche Hemisphäre fliegen ($\Delta\Phi \leq 90°$), kleiner als in den beiden anderen Gebieten. Der Grund hierfür ist, daß die drei Spuren der Zerfallsteilchen des D^* aufgrund der Forderung $\mathrm{Spur}(\mu) \neq \mathrm{Spur}(K, \pi, \pi_s)$ nicht als Myonen fehlidentifiziert werden können.

Man erkennt anhand von Abbildung 5.1, daß sich die Verteilungen auch für rekonstruierte $D^*\mu$-Ereignisse in Charm und Beauty noch so stark unterscheiden, daß man mit dieser Größe den Beauty-Anteil in den Daten bestimmen kann.

Der prozentuale Anteil des Myon-Untergrund an allen rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignissen ist für die hier verwendeten Schnitte (einschließlich Triggerbedingung) für Charm- und Beauty-Produktion in der Tabelle 5.1 angegeben. Durch die Forderung der Trigger ergibt sich eine leichte Verkleinerung des Anteils insbesondere bei Charm.

Zur Kontrolle ist der Myon-Untergrund-Anteil in den Daten grob aus der Bestimmung der $D^*\mu$-Ereigniskandidaten mit und ohne der Forderung $\mathrm{Spur}(\mu) \neq \mathrm{Spur}(K, \pi, \pi_s)$ abgeschätzt worden. Der sich ergebende Wert ist innerhalb der Fehler mit dem aus dem Monte-Carlo bestimmten Wert verträglich.

5.2 Zweidimensionaler Log-Likelihood Fit

Die Daten werden in Abhängigkeit von ΔM und den vier Korrelationsgebieten an die zugehörige zweidimensionale theoretisch erwartete Verteilung angepaßt. Hierbei wird die vollständige Information der ΔM- und Korrelationsgebiet-Verteilung ausgenutzt und eine Trennung der Charm- und Beauty-Anteile wird möglich.

Beim Log-Likelihood-Fit wird die Poissonverteilung in den Intervallen zugrunde gelegt, und es wird die folgende Funktion minimiert:

$$F(N_c, N_b, U(j)) = \sum_{i=1}^{\#\Delta M-Bins} \sum_{j=1}^{\#Korr.Gebiete} F(i,j) \tag{5.1}$$

mit:

$$F(i,j) = 2 \cdot \left[(\mu(i,j) - r(i,j)) + r(i,j) \cdot \ln\left(\frac{r(i,j)}{\mu(i,j)}\right) \right] \tag{5.2}$$

$r(i,j)$ gibt hierbei die Anzahl der Ereignisse in den Daten in einem zweidimensionalen Intervall an, und $\mu(i,j)$ die Anzahl der erwarteten Ereignisse in dem entsprechenden Intervall. Es werden 40 ΔM-Intervalle und 4 Intervalle für die Korrelationsgebiete verwendet. Insgesamt hat man sechs freie Parameter: N_c, N_b und vier Untergrundparameter $U(j)$ in den einzelnen Korrelationsgebieten. N_c bzw. N_b sind die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse für Charm bzw. Beauty. Eine Herleitung der Gl.(5.2) wird im Anhang A.2 gegeben.

Die Daten setzen sich aus einem $D^*\mu$-Signal und Untergrund zusammen. Das Signal kann in Charm- und Beauty-Ereignisse unterteilt werden, und der Untergrund in kombinatorischen Untergrund ($U_{komb.}$) von der D^*-Selektion und in Myon-Untergrund (U_μ):

$$\text{C-Signal} + \text{B-Signal} + \text{komb.-Untergrund} + \text{Myon-Untergrund}$$

Dies läßt sich umschreiben zu:

$$\underbrace{\text{C-Signal} + U_\mu^c}_{\text{'Charm-Signal'}} + \underbrace{\text{B-Signal} + U_\mu^b}_{\text{'Beauty-Signal'}} + \underbrace{U_{komb.} + U_\mu}_{\text{'Untergrund'}}$$

Mit Hilfe des zweidimensionalen Log-Likelihood-Fits wird die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse aus Charm- und Beauty-Produktion im Signal bestimmt. Allerdings verbleibt noch Myon-Untergrund, der dann nachträglich separat für Charm- und Beauty-Produktion subtrahiert wird. Das $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Monte-Carlo enthalten beide keinen kombinatorischen Untergrund (Forderung nach echten D^*), sondern nur Myon-Untergrund. Somit liefern sie das theoretisch erwartete Charm- und Beauty-Signal.

Präzise ausgedrückt wird die normierte Korrelationsgebietverteilung für Charm mit einer von ΔM abhängigen Gaußfunktion multipliziert. Hierbei wird die Breite und die Position der Gaußfunktion auf den entsprechenden Wert für D^* (μ = 145.6 MeV/c^2 und σ = 1.2 MeV/c^2, Kap.4) festgehalten. Das gleiche wird auch für Beauty getan. Den Untergrund beschreibt man durch eine Wurzelfunktion (Exponent auf 0.5 fixiert), multipliziert mit einem freien Parameter. Dieser Parameter kann für jedes Korrelationsgebiet verschieden sein. Die Funktion $\mu(i,j)$, die an die Daten angepaßt wird, hat somit die folgende Form:

$$\mu(i,j) = \underbrace{N_c \cdot [f_c(j) \cdot g(i)]}_{\textbf{Charm-Signal}} + \underbrace{N_b \cdot [f_b(j) \cdot g(i)]}_{\textbf{Beauty-Signal}} + \underbrace{U(j) \cdot w(i)}_{\textbf{Untergrund}} \tag{5.3}$$

Hierbei sind:

$f_c(j)$:	Normierte Korrelationsgebietverteilung für Charm
$f_b(j)$:	Normierte Korrelationsgebietverteilung für Beauty
$g(i)$:	Normierte Gaußfunktion in Abhängigkeit von ΔM
$w(i)$:	Normierte Wurzelfunktion in Abhängigkeit von ΔM

Das Produkt aus $f_c(j)$ bzw. $f_b(j)$ und $g(i)$ wird so normiert, daß der Parameter N_c bzw. N_b die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse für Charm bzw. Beauty angibt. $U(j)$ sind die Untergrundparameter in den einzelnen Korrelationsgebieten. $f_c(j)$ und $f_b(j)$ sind mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms AROMA bestimmt worden, und entsprechen den 'offenen' Histogrammen in Abbildung 5.1.

Abbildung 5.2 zeigt für den zweidimensionalen Log-Likelihood-Fit die ΔM-Verteilung der Daten und die an die Daten angepaßte Funktion $\mu(i,j)$ aus dem Fit in den vier Korrelationsgebieten. Man erkennt, daß die Daten recht gut durch die angepaßte Funktion beschrieben werden. Das Minimum der Funktion $F(N_c, N_b, U(j))$ ergibt sich zu 160.9. Dies stimmt gut mit der Anzahl der Freiheitsgrade überein, die sich aus der Anzahl der Intervalle ($40 \cdot 4 = 160$) subtrahiert mit der Anzahl der freien Parameter (6) ergibt, und somit 154 beträgt. Der Korrelationskoeffizient, der ein Maß für die Unterscheidbarkeit von Größen ist, beträgt für N_c und N_b in diesem Fit 0.523. Der Korrelationskoeffizient nimmt den Wert 0 an, wenn die beiden Verteilungen völlig getrennt sind. Der Wert 1 wird dagegen angenommen, wenn die Verteilungen identisch sind. Tabelle 5.2 gibt als Konsistenzprüfung die Anzahl der $D^*\mu$ aus Charm- und Beauty-Produktion in den vier Korrelationsgebieten an, die man aus dem zweidimensionalen Fit und aus einem ΔM-Fit in den einzelnen Intervallen erhält. Man erkennt, daß die Übereinstimmung sehr gut ist.

Abbildung 5.3 zeigt als Ergebnis des zweidimensionalen Fits die Korrelationsgebiet-Verteilung der Daten unterteilt in Charm- und Beauty-Ereignisse. Man erhält insgesamt 93±17 Charm- und 26±15 Beauty-Ereignisse. Dies ergibt einen Charm-Anteil von 78% und einen Beauty-Anteil von 22%. Der Myon-Untergrund wurde noch nicht subtrahiert. Der Wert für den Beauty-Anteil liegt etwa um einen Faktor 1.5 über dem aus den beiden Monte-Carlo-Datensätzen bestimmten Wert. Dies wird durch mehrere H1-Analysen bestätigt, in denen gezeigt wurde, daß der experimentell bestimmte Beauty-Wirkungsquerschnitt

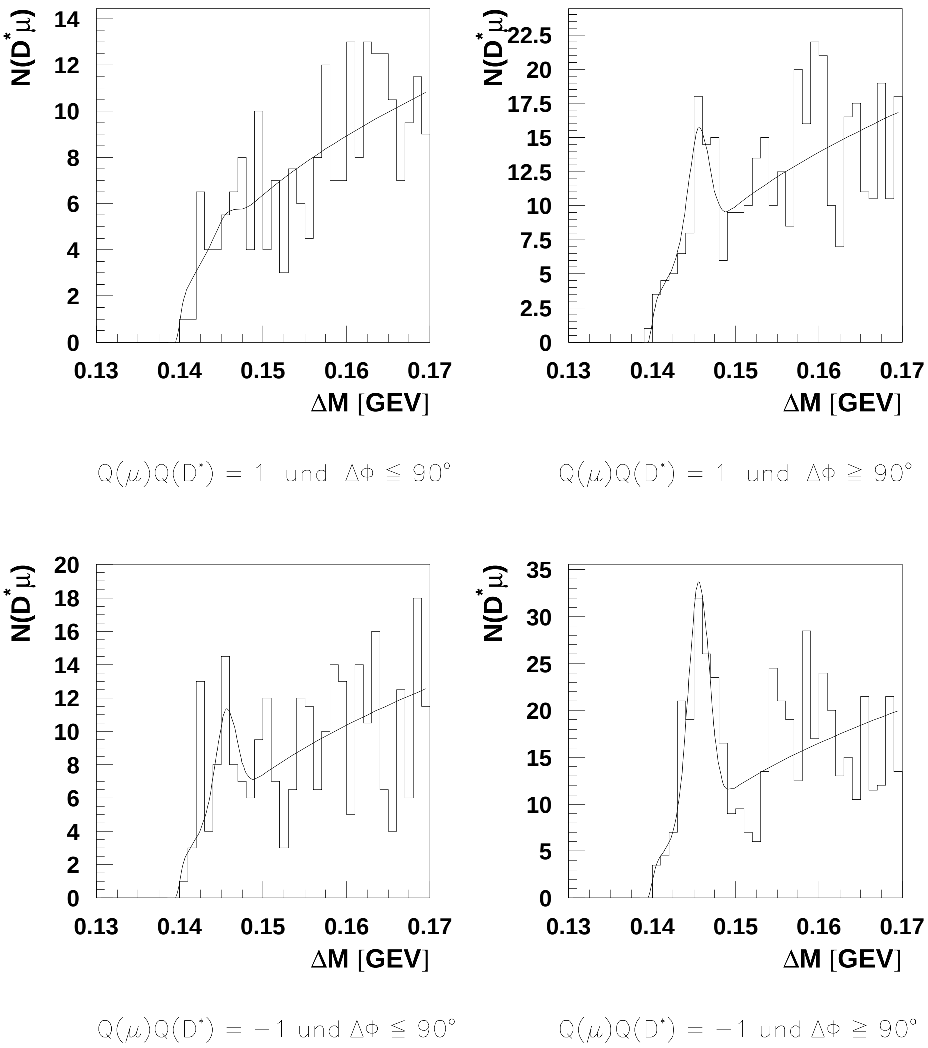


Abbildung 5.2: *ΔM-Verteilung der **Daten** (Histogramm) und die an die Daten angepaßte Funktion $\mu(i, j)$ (Kurve) aus dem zweidimensionalen Fit.*

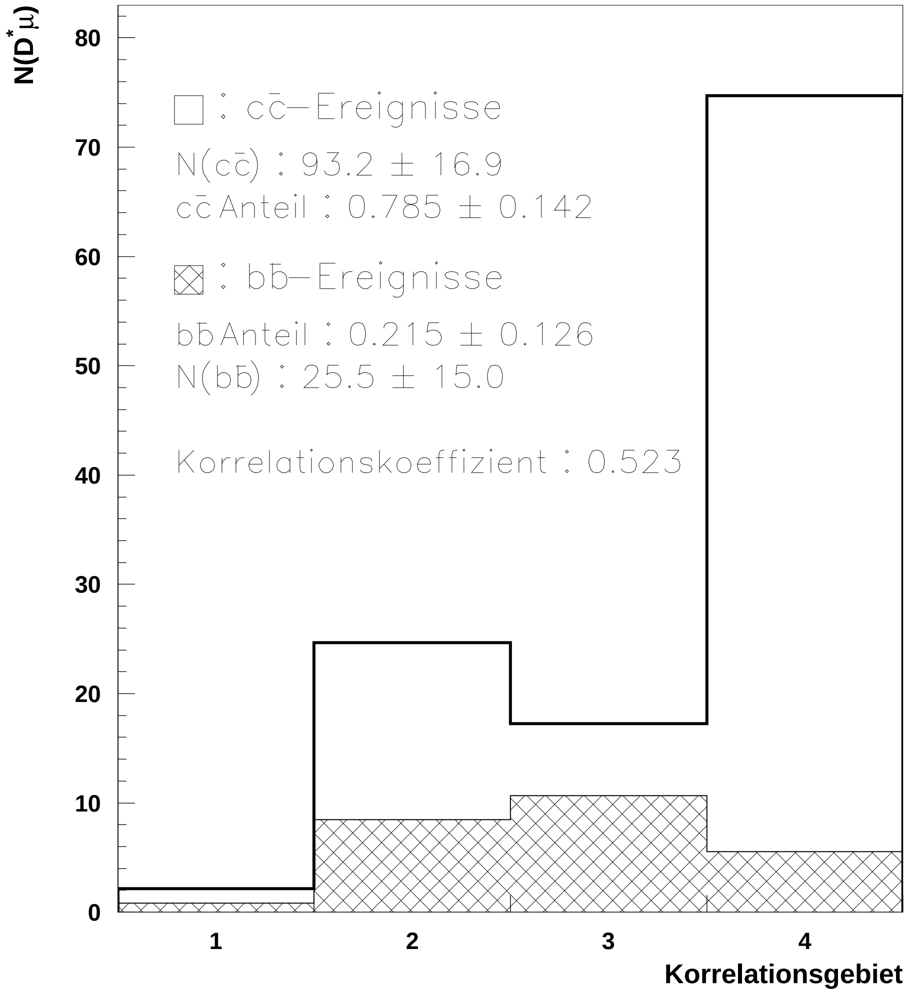


Abbildung 5.3: *Korrelationsgebiet-Verteilung der* ***Daten****, wie sie sich aus dem zweidimensionalen Fit ergibt. Die schwarze durchgezogene Linie stellt die Summe aus Charm- und Beauty-Signal dar. Das schraffierte Histogramm stellt den Beauty-Anteil dar, das weiße den Anteil der Charm-Ereignisse.*

Fit		Korrelationsgebiete 1	2	3	4	Σ
2 dim. Fit	c	1.3	16.2	6.6	69.2	93.3 ± 17
	b	0.9	8.5	10.7	5.6	25.7 ± 15
	$c + b$	2.2	24.7	17.3	74.8	119
1 dim. Fit	$c + b$	7.9 ± 5.2	21.6 ± 8.2	18.8 ± 6.9	71.4 ± 11.1	119.7 ± 16.3

Tabelle 5.2: *Vergleich der aus dem 2 dim. Fit und 1 dim. Fit bestimmten Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in den vier Korrelationsgebieten. Für den 1 dim. Fit sind die aus dem Fit bestimmten Fehler in jedem Korrelationsgebiet angegeben. Bei dem 2 dim. Fit ist nur eine Angabe des Fehlers bei der Gesamtzahl von Charm- (c) und Beauty-Ereignissen (b) möglich.*

	$N(D^*\mu)$ mit U_μ absolut	prozentual	$N(D^*\mu)$ ohne U_μ absolut	prozentual
Charm	93 ± 17	78 ± 14	65 ± 12	73 ± 13
Beauty	26 ± 15	22 ± 13	24 ± 14	27 ± 16

Tabelle 5.3: *Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse aus Charm und Beauty in den selektierten Daten. U_μ stellt den Myonuntergrund dar. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.*

größer ist als die NLO-QCD-Vorhersage [H1Col99b] und somit erst recht größer als die LO-QCD-Vorhersage ist.

Tabelle 5.3 faßt das Ergebnis nochmals zusammen. Es sind die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse aus Charm- und Beauty-Produktion in den selektierten Daten aufgeführt, und zwar bevor die Ereignisse auf Myon-Untergrund korrigiert wurden und nach Subtraktion des Myon-Untergrundes mit den in der Tabelle 5.1 angegebenen Werten. Nach Subtraktion des Myon-Untergrundes ergeben sich 65 ± 12 Charm- und 24 ± 14 Beauty-Ereignisse, aus denen im nächsten Kapitel der totale Wirkungsquerschnitt für Charm- und Beauty-Produktion in ep-Ereignissen bestimmt wird.

5.3 Kontroll-Verteilungen

Abbildung 5.4 zeigt für die Daten (Punkte) die Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilung des D^*- und des Myon-Kandidaten. Desweiteren sind mit den aus dem Log-Likelihood-Fit bestimmten Charm- und Beauty-Anteilen von 78% und 22% zum einen die Summe der c und b-Verteilungen (durchgezogene Linie) und die beiden Beiträge (weiß bzw. schraffiert) dargestellt. Die Monte-Carlo-Verteilungen sind auf die Daten normiert. Die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse und der dazugehörige statistische Fehler wurden für jedes einzelne Intervall aus einem ΔM-Fit bestimmt.

Die Daten werden durch die Monte-Carlo-Simulation mit Ausnahme der $\theta(D^*)$-Verteilung im Rahmen der Fehler gut beschrieben. Die relativ große Abweichung der Daten vom Monte-Carlo im ersten Intervall der Transversalimpulsverteilung des D^* ist durch einen Schnitt auf dem Generatorniveau von $p_T(D^*) > 1.4$ GeV zu erklären. Durch diesen

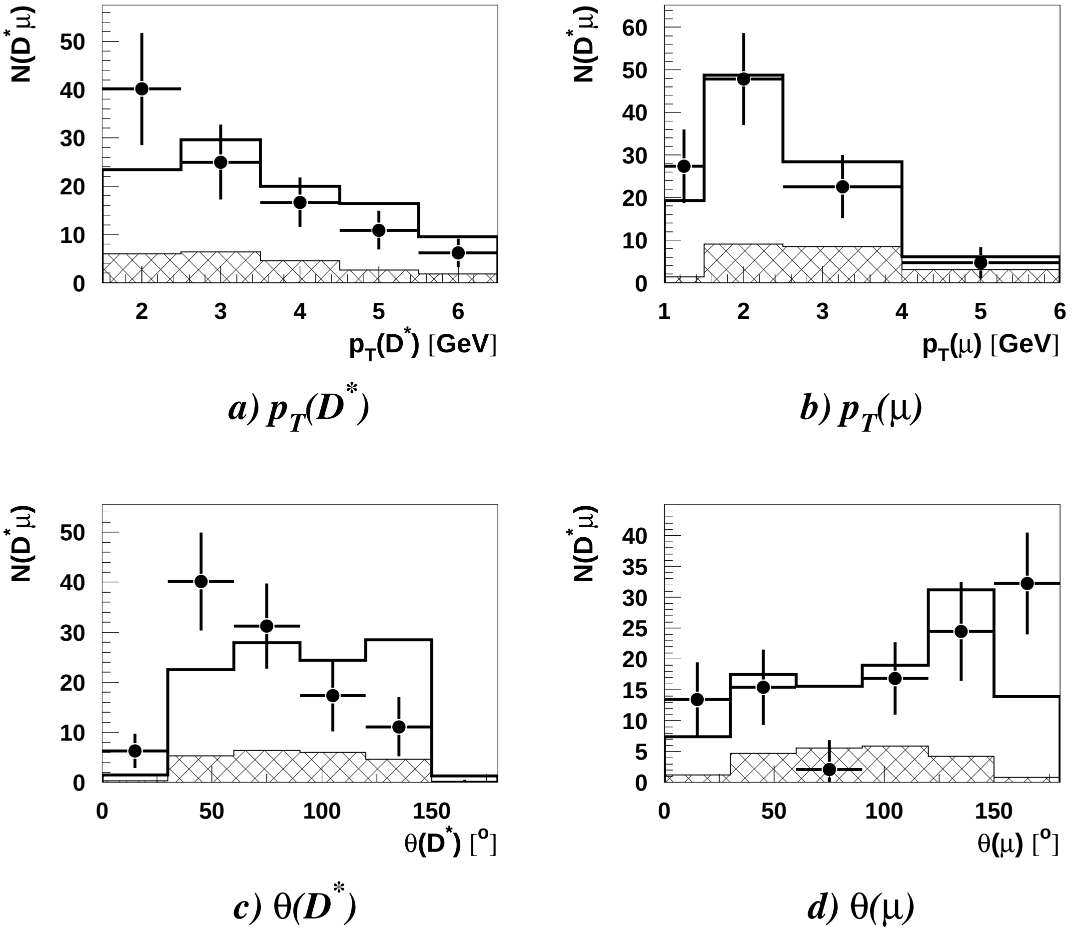


Abbildung 5.4: *Transversalimpulsverteilung und Polarwinkelverteilung des D^* und des Myons für Daten (Punkte). Desweiteren wurde mit den aus dem Log-Likelihood-Fit bestimmten Charm- und Beauty-Anteilen zum einen die Summe der c und b-Verteilungen (durchgezogene Linie) und die einzelnen c-und b-Verteilungen (weiß bzw. schraffiert) zur Kontrolle eingezeichnet.*

Schnitt werden Ereignisse mit einem Impuls von etwas weniger als 1.4 GeV auf dem Generatorniveau auch dann verworfen, wenn ihr Impuls als größer 1.5 GeV rekonstruiert werden würde. Eine Fehlmessung von 100 MeV kommt aber mit einer Wahrscheinlichkeit von gut 10% vor.

Die schlechte Übereinstimmung für die Polarwinkelverteilung des D^* ist konsistent mit anderen Messungen bei H1 und Zeus ([H1Col99a] und [Zeus99]). In allen diesen Messungen wird ebenfalls ein Überschuß in Vorwärtsrichtung, also bei kleinen Winkeln $\theta(D^*)$, beobachtet. Dies kann an den aufgelösten Prozessen bei der Photoproduktion liegen, die nicht durch AROMA beschrieben werden.

Daß die Daten durch das mit den aus dem Fit bestimmten Charm- und Beauty-Anteilen zusammengesetzten Monte-Carlo recht gut beschrieben werden, zeigt, daß die Entfaltung mit dem zweidimensionalen Fit vernünftige Resultate liefert, und daß das Ergebnis auch auf andere Verteilungen anwendbar ist.

5.4 Differentielle Verteilungen

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses $p_T(D^*\mu)$, der invarianten Masse $M(D^*\mu)$, die Winkeldifferenz in der $r\phi$-Ebene $\Delta\Phi$ und die Pseudorapidität $\eta(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares für die Daten. Zusätzlich sind die Charm-, Beauty- und Myon-Untergrund-Verteilungen des Monte-Carlo-Generators AROMA dargestellt. Als Charm- und Beauty-Anteil für die rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignisse sind die aus dem zweidimensionalen Fit zu 78% und 22% bestimmten Werte verwendet worden. Die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse und die zugehörigen Fehler in den einzelnen Intervallen der vier Verteilungen sind jeweils durch einen ΔM-Fit bestimmt worden. Als Beispiel sind in Abbildung 5.6 die ΔM-Verteilungen für die einzelnen Intervalle der $p_T(D^*\mu)$-Verteilung dargestellt.

Von den Daten wird nun der in Abbildung 5.5 dargestellte Myon-Untergrund abgezogen. Die Größe des Myon-Untergrund in jeden Intervall läßt sich folgendermaßen abschätzen:

$$\begin{aligned} f_\mu^i &= N_D \cdot \left(A^c \cdot \frac{N_\mu^{c,i}}{N_{rek}^c} + A^b \cdot \frac{N_\mu^{b,i}}{N_{rek}^b} \right) \\ &= N_D \cdot \left(A^c \cdot A_\mu^c \cdot f_c^i + A^b \cdot A_\mu^b \cdot f_b^i \right) \end{aligned} \tag{5.4}$$

Hierbei ist:

f_μ^i: Myon-Untergrund in den Daten im i-ten Intervall
f_c^i: Relativer Myon-Untergrund im Intervall i für Charm-Ereignisse
f_b^i: Relativer Myon-Untergrund im Intervall i für Beauty-Ereigniss
A^c: Charm-Anteil (78%)
A^b: Beauty-Anteil (22%)
A_μ^c: Globaler Myon-Untergrund in Charm-Ereignissen (30%)
A_μ^b: Globaler Myon-Untergrund in Beauty-Ereignissen (6%)
$N_\mu^{c,i}$: Anzahl der Myon-Untergrund-Ereignisse in Charm-Produktion
$N_\mu^{b,i}$: Anzahl der Myon-Untergrund-Ereignisse in Beauty-Produktion
N_{rek}^c: Anzahl der rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignisse in Charm-Produktion
N_{rek}^b: Anzahl der rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignisse in Beauty-Produktion
N_D: Gesamtzahl der in den Daten bestimmten $D^*\mu$-Ereignisse

Nach Subtraktion des Myon-Untergrundes erhält man Abbilung 5.7. Als Vergleich ist das zu 73% und 22% aus Charm- und Beauty-Anteilen zusammengesetzte und auf die Anzahl der Daten normierte Monte-Carlo dargestellt. Das offene Histogramm stellt Charm, das schraffierte Beauty und die durchgezogene Linie die Summe der beiden Beiträge dar. Für die Daten sind wieder nur die statistischen Fehler angegeben und sie entsprechen den Fehlern in der Abbildung 5.5, in der der Myon-Untergrund noch nicht abgezogen wurde.

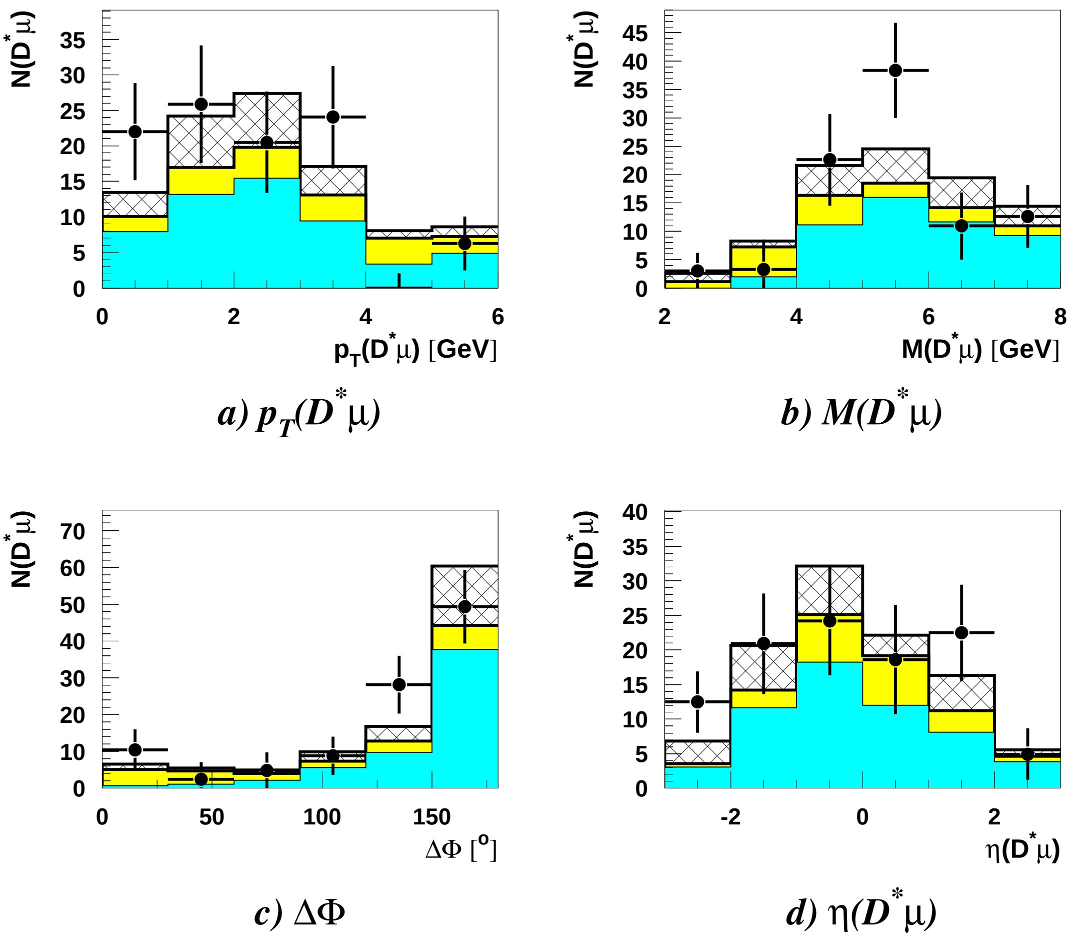


Abbildung 5.5: *Differentielle Verteilungen. Es sind der Transversalimpuls $p_T(D^*\mu)$, die invariante Masse $M(D^*\mu)$, die Winkeldifferenz in der $r\phi$-Ebene $\Delta\Phi$ und die Pseudorapidität $\eta(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares abgebildet. Die Punkte mit den Fehlern sind Daten. Es sind nur die statistischen Fehler eingetragen. Das dunkelgraue Histogramm stellt die 'echten' Beauty-Ereignisse, das graue Histogramm die 'echten' Charm-Ereignisse dar. Die schraffierte Fläche gibt den Myon-Untergrund aus Charm- und Beauty-Ereignissen an.*

Man erwartet in der $\Delta\Phi$-Verteilung einen steilen Anstieg bei $\Delta\Phi \approx 180°$. Der Anstieg bei $\Delta\Phi \approx 0°$ kann nur von b-Ereignissen stammen. In der $p_T(D^*\mu)$-Verteilung würde man ohne Verschmierung einen Peak bei $p_T(D^*\mu) \approx 0$ erwarten. Für die $M(D^*\mu)$-Verteilung erwartet man eine relativ breite Verteilung, da diese besonders von Verschmierungseffekten betroffen sein sollte. Desweiteren wird erwartet, daß die Pseudorapidität $\eta(D^*\mu)$ maximal zwischen -2 und 2 ist und zum Rand stark abfällt. Man erkennt, daß die Form der Verteilung im Rahmen der Fehler durch die Monte-Carlo-Vorhersage beschrieben wird.

In den Tabellen 5.4 und 5.5 sind die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in den Daten bzw. der aus der Monte-Carlo-Simulation (Abbildung 5.7) bestimmte prozentuale Anteil von Charm-

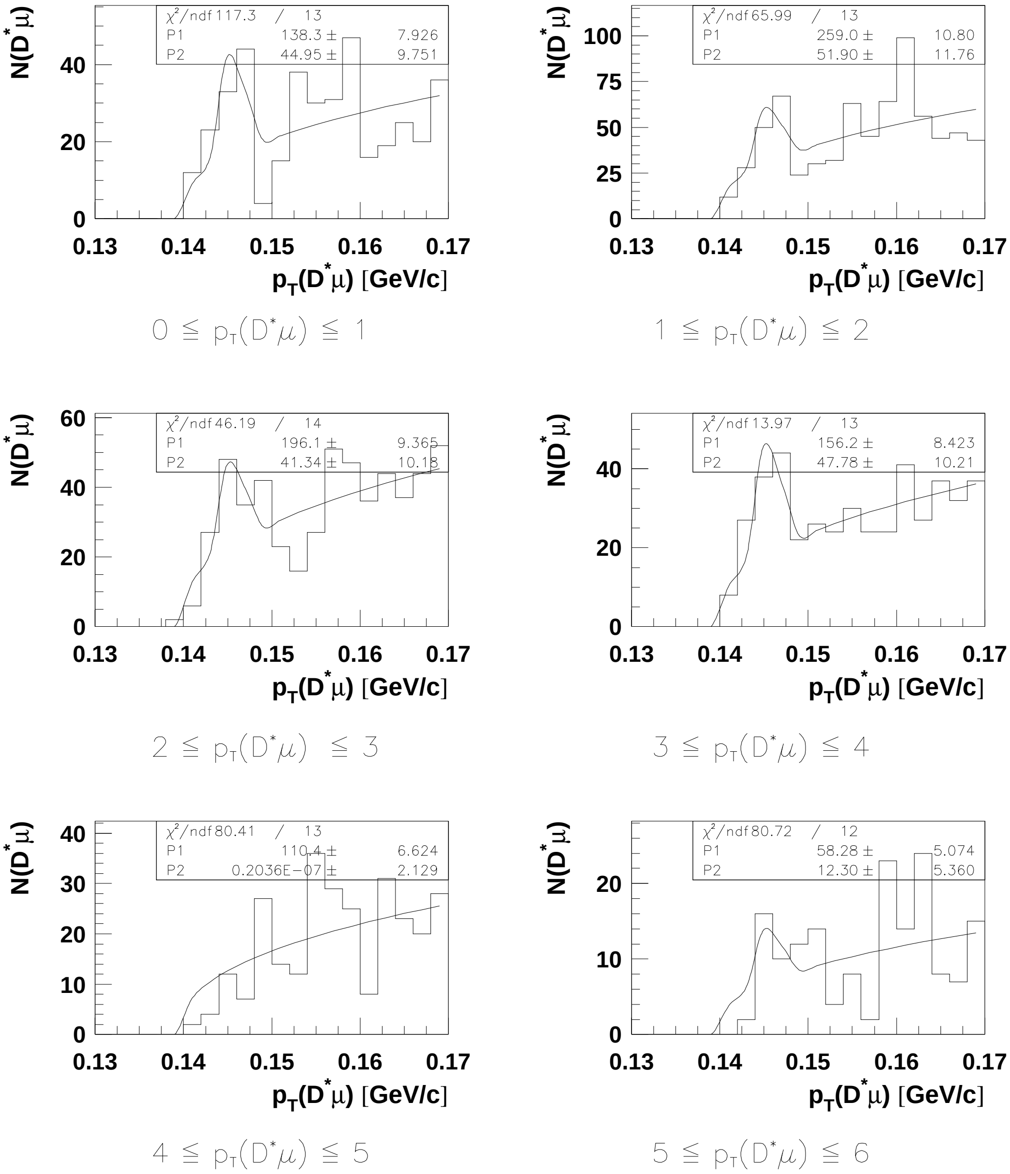


Abbildung 5.6: *ΔM-Verteilungen für die einzelnen Intervalle der $p_T(D^*\mu)$-Verteilung.*

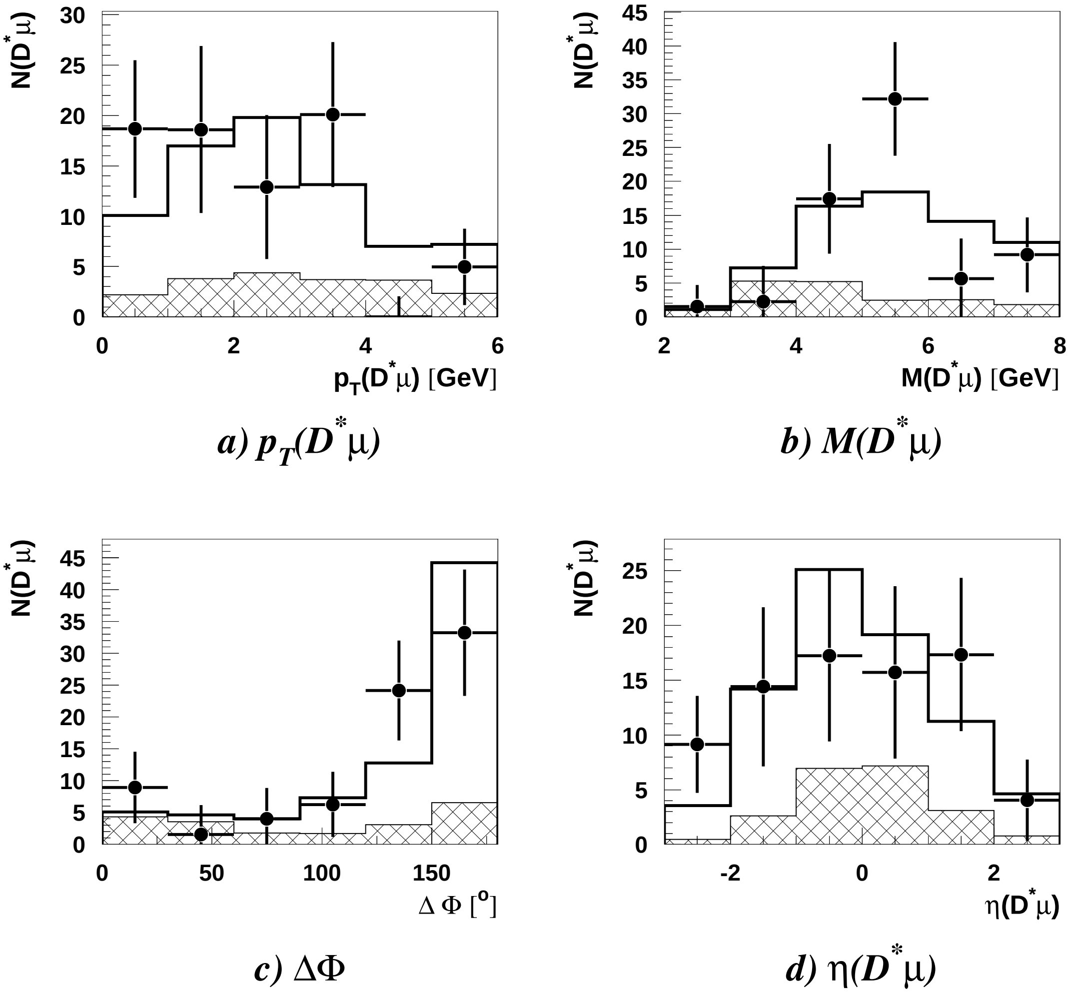


Abbildung 5.7: *Transversalimpuls $p_T(D^*\mu)$, die invariante Masse $M(D^*\mu)$, die Winkeldifferenz in der $r-\Phi$-Ebene $\Delta\Phi$ und die Pseudorapidität $\eta(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares nach Subtraktion des Anteils aufgrund fehlidentifizierter Myonen. Desweiteren wurde mit den aus dem Log-Likelihood-Fit bestimmten Charm- und Beauty-Anteil die $c+b$-Verteilungen (durchgezgene Linie) und die einzelnen c-und b-Verteilungen (weiß bzw. schraffiert) zum Vergleich eingezeichnet. In den Monte-Carlo-Verteilungen sind nur echte $D^*\mu$-Ereignisse berücksichtigt, fehlidentifizierte Myonen werden also nicht betrachtet. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.*

und Beauty-Ereignissen in den einzelnen Intervallen der Verteilung des Transversalimpulses, der invarianten Masse, der Winkeldifferenz in der $r\phi$-Ebene und der Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares aufgeführt.

Aus der für diese vier Größen in verschiedenen Intervallen bestimmten Anzahl von $D^*\mu$-Ereignissen werden im nächsten Kapitel differentielle Wirkungsquerschnitte für die Summe aus Charm- und Beauty-Produktion berechnet und anschließend mit den LO-Vorhersagen der QCD verglichen.

Anzahl der $D^*\mu$ -Ereignisse					
$p_T(D^*\mu)$ [GeV/c]					
0 - 1	1 - 2	2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6
18.7 ± 6.8	18.6 ± 8.3	12.9 ± 7.1	20.1 ± 7.2	0 ± 2.1	5.0 ± 3.8
$M(D^*\mu)$ [GeV/c^2]					
2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6	6 - 7	7 - 8
1.6 ± 3.2	2.3 ± 5.3	17.4 ± 8.1	32.2 ± 8.4	5.6 ± 5.9	9.2 ± 5.5
$\Delta\Phi$ [°]					
0 - 30	30 - 60	60 - 90	90 - 120	120 - 150	150 - 180
9.0 ± 5.6	1.6 ± 4.6	4.0 ± 4.9	6.3 ± 5.1	24.2 ± 7.9	33.2 ± 9.9
$\eta(D^*\mu)$					
-3 - (-2)	-2 - (-1)	(-1) - 0	0 - 1	1 - 2	2 - 3
9.2 ± 4.4	14.4 ± 7.3	17.2 ± 7.9	15.7 ± 7.9	17.3 ± 7.0	4.0 ± 3.7

Tabelle 5.4: *Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in den* ***Daten*** *in den einzelnen Intervallen der Verteilung des Transversalimpulses, der invarianten Masse, der Winkeldifferenz in der $r\phi$-Ebene und der Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares. Myon-Untergrund wurde bereits subtrahiert. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.*

Prozentualer Anteil der Quarksorte						
$Q\bar{Q}$	$p_T(D^*\mu)$ [GeV/c]					
	0 - 1	1 - 2	2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6
Charm	78.2	77.6	77.8	71.8	48.6	68.1
Beauty	21.8	22.4	22.2	28.2	51.4	31.9
	$M(D^*\mu)$ [GeV/c^2]					
	2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6	6 - 7	7 - 8
Charm	0	26.4	71.6	80.1	76.3	80.0
Beauty	100	73.6	28.4	19.9	23.7	20.0
	$\Delta\Phi$ [°]					
	0 - 30	30 - 60	60 - 90	90 - 120	120 - 150	150 - 180
Charm	14.0	23.4	55.0	76.7	75.8	85.3
Beauty	86.0	76.6	45.0	23.3	24.2	14.7
	$\eta(D^*\mu)$					
	-3 - (-2)	-2 - (-1)	(-1) - 0	0 - 1	1 - 2	2 - 3
Charm	86.9	81.6	72.4	62.6	72.3	83.8
Beauty	13.1	18.4	27.6	37.4	27.7	16.2

Tabelle 5.5: *Aus dem Monte-Carlo bestimmter prozentualer Anteil von Charm- und Beauty-Ereignissen in den einzelnen Intervallen der Verteilung des Transversalimpulses, der invarianten Masse, der Winkeldifferenz in der $r\phi$-Ebene und der Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares.*

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitte für Charm- und Beauty-Produktion

In diesem Kapitel werden die totalen Wirkungsquerschnitte für Charm- und Beauty-Produktion und differentielle Wirkungsquerschnitte in den Größen $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ berechnet. Die Ergebnisse werden dann mit den theoretischen Erwartungen in führender Ordnung der QCD verglichen, die durch den Monte-Carlo-Ereignisgenerator AROMA vorhergesagt werden.

6.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Allgemeine Aspekte der totalen Wirkungsquerschnittsmessung

Aus der Anzahl der gemessenen $D^*\mu$-Ereignisse wird der Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich für die Erzeugung eines $D^*\mu$-Paares in ep-Kollisionen folgendermaßen berechnet:

$$\sigma_{vis}^{c,b}(ep \to e' D^{*\pm}\mu X) = \frac{N_{gem}^{c,b}(D^*\mu \to (K\pi\pi_s)\mu)}{\mathcal{L}_{int} \cdot \mathcal{BR}(D^* \to (K\pi)\pi_s) \cdot \epsilon_{rek}^{c,b} \cdot \epsilon_{trig}} \tag{6.1}$$

Hierbei ist:

- $N_{gem}^{c,b}(D^*\mu \to (K\pi\pi_s)\mu)$: Anzahl der in den Jahren 1997-1999 gemessenen $D^*\mu$-Ereignisse aus c-bzw. b-Produktion
- $\mathcal{BR}(D^* \to (K\pi)\pi_s)$: Zerfallswahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi_s \to K\pi\pi_s$
- $\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}_{int}(t)dt$: Integrierte Luminosität für 1997-1999
- $\epsilon_{rek}^{c,b}$: Rekonstruktionseffizienz für den Nachweis von $D^*\mu$-Ereignissen aus c-bzw. b-Produktion

- ϵ_{trig}: Gesamte Triggereffizienz für die verwendeten Trigger 19,22,56,83 und 87

Das Verzweigungsverhältnis ist: $\mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s) = (2.63 \pm 0.08)$ % und der sichtbare Bereich ist folgendermaßen definiert:

$$p_T(D^*) > 1.5 \text{ GeV/c} \quad ; \quad |\eta(D^*)| < 1.5$$
$$p_T(\mu) > 1.0 \text{ GeV/c} \quad ; \quad 20° < \theta_\mu < 160° \tag{6.2}$$

Es wurden die Daten der Jahre 1997 bis 1999 verwendet. Das Jahr 1997 wurde als eine Periode betrachtet und die Daten aus 1998 und 1999 als eine zweite Periode. Für diese beiden Perioden war sowohl die integierte Luminosität als auch die Rekonstruktionseffizienz unterschiedlich. Für die Triggereffizienzen wird dagegen angenommen, daß sie in beiden Perioden und für Charm- und Beauty-Ereignisse identisch sind. Im Jahr 1997 wurde 35% der gesamten Luminosität von 48.9 pb^{-1} gesammelt. Tabelle 6.1 gibt die genauen Zahlenwerte für die Luminosität an. Die gesamte Rekonstruktioneffizienz ϵ^q_{rec} (mit $q = c,\ b$) wird als gewichtete Summe der einzelnen Rekonstruktionseffizienzen bestimmt:

$$\epsilon^q_{rec} \;=\; A^{97}_{Lumi} \cdot \epsilon^{97;q}_{rec} \;+\; A^{98+99}_{Lumi} \cdot \epsilon^{98+99;q}_{rec} \tag{6.3}$$

Hierbei ist A^{97}_{Lumi} bzw. A^{98+99}_{Lumi} der prozentuale Anteil der gesamten Luminosität $\mathcal{L}_{int}$, die im Jahr 1997 bzw. in den Jahren 1998 und 1999 gesammelt wurde. $\epsilon^{97;q}_{rec}$ bzw. $\epsilon^{98+99;q}_{rec}$ sind die Rekonstruktionseffizienzen für 1997 und die Periode 1998 und 1999.

	Luminosität [pb^{-1}]	
Periode	absolut	prozentual
1997 (e^+)	17.0	35%
1998 (e^-)	2.9	6%
1999 (e^-)	16.7	34%
1999 (e^+)	12.3	25%
Σ (e^-, e^+)	**48.9**	

Tabelle 6.1: *Luminosität, die von den verwendeten Triggern 19,22,56,83 und 87 'gesehen' wird, in den verschiedenen Perioden der Jahre 1997-1999. Der Fehler der Luminositäten beträgt jeweils 1.5%.*

Zur Extrapolation des sichtbaren Wirkungsquerschnittes auf den ganzen Phasenraum wird dieser durch die Akzeptanz des Detektors $\mathcal{A}$ dividiert:

$$\sigma(ep \to e'q\bar{q}X) \;=\; \frac{\sigma^q_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) \cdot \mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)}{2 \cdot \mathcal{A}^q \mathcal{BR}(q\bar{q} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu)} \tag{6.4}$$

$$\;=\; \frac{N^q_{gem}(D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu)}{2 \cdot \mathcal{L}_{int}\mathcal{BR}(q\bar{q} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu)\mathcal{A}^q \cdot \epsilon^q_{rec} \cdot \epsilon_{trig}} \tag{6.5}$$

Für Charm-Produktion gilt $\mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu) = (0.058 \pm 0.008)$ % und für Beauty-Produktion $\mathcal{BR}(b\bar{b} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu) = (0.21 \pm 0.03)$ % (Abschnitt 3.3). Die Akzeptanzen $\mathcal{A}^c$ bzw. $\mathcal{A}^b$ für Charm- bzw. Beauty-Produktion werden im nächsten Abschnitt hergeleitet.

Durch den Faktor 2 im Nenner wird berücksichtigt, daß in der gemessenen Zahl von $c\bar{c}$-Ereignissen sowohl $D^{*+}\mu^-$ als auch $D^{*-}\mu^+$ enthalten sind. Für die Wahrscheinlichkeit, daß aus einem $c\bar{c}$-Ereignis ein $D^{*\pm}\mu^\mp$ entsteht, gilt:

$$\begin{aligned}\mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^{*\pm}\mu^\mp \to K\pi\pi_s\mu) &= \mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^{*+}\mu^- \to K\pi\pi_s\mu) \ + \\ &\quad \mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^{*-}\mu^+ \to K\pi\pi_s\mu)\end{aligned}$$

Mit der Definition $\mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu) := \mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^{*+}\mu^- \to K\pi\pi_s\mu)$ erhält man

$$\mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^{*\pm}\mu^\mp \to K\pi\pi_s\mu) = 2 \cdot \mathcal{BR}(c\bar{c} \to D^*\mu \to K\pi\pi_s\mu) ,$$

da beide Ladungskombinationen die gleiche Zerfallswahrscheinlichkeit haben.
Für Beauty-Produktion gilt Analoges.

Effizienzen und Akzeptanzen für totale Wirkungsquerschnitte

Die Effizienzen und Akzeptanzen werden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation mit dem Ereignisgenerator AROMA bestimmt. Tabelle 6.2 gibt die Luminositäten, die Anzahl der generierten Ereignisse und Wirkungsquerschnitte für Charm- und Beauty-Produktion an. Man erkennt, daß die Luminositäten der verwendeten Monte-Carlo-Datensätze wesentlich höher als die der Daten sind. Es werden für das Jahr 1997 und die beiden anderen Jahre 1998+1999 unterschiedliche Monte-Carlo-Datensätze verwendet. Die wichtigsten Unterschiede sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Jahr	$Q\bar{Q}$	$\mathcal{L}_{int}$ $[pb^{-1}]$	$N^{gen}(Q\bar{Q})$	$\sigma(ep \to e'q\bar{q}X)$ $[nb]$
1997	$c\bar{c}$	253.5	$123 \cdot 10^6$	486.2
1997	$b\bar{b}$	6375.2	$23.4 \cdot 10^6$	3.7
98 + 99	$c\bar{c}$	102.0	$50 \cdot 10^6$	490.0
98 + 99	$b\bar{b}$	2856.8	$10 \cdot 10^6$	3.5

Tabelle 6.2: *Luminosität, Wirkungsquerschnitte und Anzahl der generierten $c\bar{c}$-bzw. $b\bar{b}$-Ereignisse für die beiden Perioden 1997 und 1998+1999.*

	1997-MC	**(98+99)-MC**
E_p	820 GeV	920 GeV
E_e	27.5 GeV	27.5 GeV
m_c	1.5 GeV/c^2	1.5 GeV/c^2
m_b	4.5 GeV/c^2	5 GeV/c^2
Protondichte	MRSA$'$	MRSH
generiert	D^*	D^* und μ
Generatorschnitte	$p_T(D^*) > 1.5$ GeV/c $10° < \theta_{D^*} < 170°$	$p_T(\mu) > 1.0$ GeV/c

Tabelle 6.3: *Unterschiede der beiden verwendeten Monte-Carlo-Datensätze.*

Jahr	Rekonstruktionseffizienz Charm	Beauty
1997	5.7 %	10.0 %
1998 + 1999	4.7 %	8.7 %
1997 – 1999	**5.05 %**	**9.16 %**

Tabelle 6.4: *Rekonstruktionseffizienzen für die verschiedenen Jahre und getrennt nach Charm- und Beauty-Produktion. Die dickgedruckten Zahlen entsprechen den über die beiden Perioden nach Gl.(6.4) gemittelten Rekonstruktionseffizienzen. Diese werden zur Berechnung der totalen sichtbaren und auf den ganzen Phasenraum extrapolierten Wirkungsquerschnitte benutzt.*

1. Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rec} wird bestimmt, indem die Anzahl $N_{MC}^{rek}(D^*\mu)$ der durch das Rekonstruktionsprogramm nach den Akzeptanzschnitten gefundenen $D^*\mu$-Ereignisse durch die Anzahl $N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}$ der generierten $D^*\mu$-Ereignisse in den Akzeptanzschnitten dividiert werden. Es werden nur echte $D^*\mu$-Ereignisse und keine fehlidentifizierten D^*-Mesonen und Myonen zur Berechnung der Effizienzen und auch der Akzeptanzen betrachtet. Die Rekonstruktionseffizienz ist somit wie folgt definiert:

$$\epsilon_{rec} = \frac{N_{MC}^{rek}(D^*\mu)}{N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}} \tag{6.6}$$

Die Werte für die Rekonstruktionseffizienzen für die Berechnung der totalen Charm- und Beauty-Wirkungsquerschnitte getrennt nach den beiden Datennahmeperioden sind in der Tabelle 6.4 aufgeführt. Desweiteren geht aus der Tabelle die über die beiden Perioden gemittelte Rekonstruktionseffizienz hervor.

2. Triggereffizienzen

Die Triggereffizienz ϵ_{trig} wird abgeschätzt aus der Anzahl der rekonstruierten $D^*\mu$-Ereignisse, die eine bestimmte Triggerbedingung erfüllen, $N_{MC}^{D^*\mu}$(rekonstruiert), und der Anzahl der Ereignisse, bei denen der entsprechende Trigger auch angesprochen hat, $N_{MC}^{D^*\mu}$(Trigger + rekonstruiert). Die Triggereffizienzeffizienz ist somit wie folgt definiert:

$$\epsilon_{trig} = \frac{N_{MC}^{D^*\mu}(\text{Trigger} + \text{rekonstruiert})}{N_{MC}^{D^*\mu}(\text{rekonstruiert})} \tag{6.7}$$

Als Monte-Carlo-Generator wird wieder AROMA verwendet, allerdings wird hier nicht nach den Jahren unterschieden, sondern für alle Jahre wird die für 1997 erstellte Monte-Carlo-Simulation verwendet.

Die verwendeten Trigger 19, 22, 56, 83 und 87 sind aus verschiedenen Triggerelementen zusammengesetzt (siehe hierzu auch Abschnitt 4.2). Für jedes einzelne Triggerelement muß die entsprechende Triggereffizienz bestimmt werden. Die Triggereffizienz des ET33 und ET44, die in den Triggern 83 und 87 gefordert werden, werden schon in der Akzeptanz $\mathcal{A}$ berücksichtigt, mit der die Daten gewichtet werden.

In Tabelle 6.5 sind die Triggereffizienzen für die einzelnen Triggerelemente aufgeführt. Nur die drei Triggerelemente zVtx_sig_1, DCRPh_Tc und DCRPh_CNH werden für diese Analyse neu bestimmt, da sich im Vergleich zu früheren D^*-Analysen durch die Forderung eines zusätzlichen Myons mit einem Transversalimpuls von größer als 1 GeV/c die Topologie des Ereignisses geändert hat. Für die Triggereffizienzen der anderen Triggerelemente, wie z.B. für die Myontriggerelemente oder die SpaCal-Triggerelemente, können die Werte aus früheren Analysen übernommen werden.

Triggerelemente (TE)	$\epsilon(TE)$ [%]
zVtx_sig_1	99
DCRPh_Ta	100
DCRPh_Tc	99
DCRPh_CNH	99
SPCle_IET>1 || SPCle_IET_Cen_2	95
Mu_Bar	85
Mu_ECQ	85
Mu_Any	85

Tabelle 6.5: *Effizienzen für die in den Triggern 19, 22, 56, 83 und 87 verwendeten Triggerelemente. Die Definition der Trigger und Triggerelemente ist in Abschnit 4.2 angegeben.*

Die Triggereffizienz der drei noch zu untersuchenden Triggerelemente wird wie folgt bestimmt:

$$\epsilon(TE) = \frac{N_{MC}^{D^*\mu}(Trigger + TE)}{N_{MC}^{D^*\mu}(Trigger)} \tag{6.8}$$

Aufgrund der Forderung nach mindestens einem D^* und Myon in einem Ereignis dürfte die Triggerelementbedingung für alle drei Triggerelemente erfüllt sein. Dadurch entspricht $N_{MC}^{D^*\mu}$(TE-Bed. erfüllt) dann $N_{MC}^{D^*\mu}(Trigger)$. Als Referenztrigger wurde für diese Analyse der Trigger 56 verwendet, da hier nur das Triggerelement DCRPh_Ta und kein zVtx_sig_1 Triggerelement gefordert wird. Die für diese drei Triggerelemente bestimmte Effizienz liegt bei fast 100% und stimmt gut mit einer zum Vergleich aus den Daten bestimmten Effizienz überein. Somit können die aus der Simulation bestimmten Effizienzen verwendet werden. Desweiteren sind alle Triggereffizienzen für Charm- und Beauty-Produktion identisch und es wird keine Unterscheidung der beiden Perioden vorgenommen.

Die Triggereffizienzen für die einzelnen Trigger ergeben sich durch Multiplikation der Effizienzen der Triggerelemente:

- $\epsilon(19) = \epsilon(DCRPh\_CNH) \cdot \epsilon(zVtx\_sig\_1) \cdot \epsilon(Mu\_Bar) = 83\%$
- $\epsilon(22) = \epsilon(DCRPh\_CNH) \cdot \epsilon(zVtx\_sig\_1) \cdot \epsilon(Mu\_ECQ) = 83\%$
- $\epsilon(56) = \epsilon(DCRPh\_Ta) \cdot \epsilon(SPCle\_IET > 1 || SPCle\_IET\_Cen\_2) \cdot \epsilon(Mu\_Any) = 81\%$
- $\epsilon(83) = \epsilon(DCRPh\_Tc) \cdot \epsilon(zVtx\_sig\_1) = 98\%$
- $\epsilon(87) = \epsilon(DCRPh\_Ta) \cdot \epsilon(Mu\_Any) = 85\%$

Die gesamte Triggereffizienz erhält man folgendermaßen:

$$\epsilon_{trig} = \frac{N(19) + N(22) + N(56) + N(83) + N(87)}{N(19)\cdot\frac{1}{\epsilon(19)} + N(22)\cdot\frac{1}{\epsilon(22)} + N(56)\cdot\frac{1}{\epsilon(56)} + N(83)\cdot\frac{1}{\epsilon(83)} + N(87)\cdot\frac{1}{\epsilon(87)}} \tag{6.9}$$

Hierbei ist z.B. N(19) die Anzahl der in der Monte-Carlo-Simulation rekonstruierten Ereignisse, bei denen der Trigger 19 angesprochen hat. Es wird näherungsweise angenommen, daß die Trigger unabhängig sind. Die Triggereffizienz ergibt sich zu:

$$\epsilon_{trig} = 82.6\%. \tag{6.10}$$

Im Verlauf der weiteren Analyse werden immer (80 ± 6) % als Triggereffizienz verwendet, da die Effizienz in der Monte-Carlo-Simulation erfahrungsgemäß größer ist als in Daten, und da die Triggereffizienz in der zweiten Datennahmeperiode 1998+1999 etwas kleiner ist.

3. Akzeptanzen

Die Akzeptanzen werden aus der Anzahl aller generierten $D^*\mu$-Ereignisse $N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)$ und der davon noch verbleibenden Anzahl von Ereignissen nach Anwenden der in Gl.(6.2) angegebenen Akzeptanzschnitte $N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}$ bestimmt:

$$\mathcal{A}^{c,b} = \frac{N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}}{N_{MC}^{c,b}(D^*\mu)} \tag{6.11}$$

Tabelle 6.6 gibt die Akzeptanzen für Charm- und Beauty-Produktion an. Augrund der härteren Transversalimpulsverteilung der Myonen aus Beauty-Ereignissen, ist die Akzeptanz für Beauty-Ereignisse größer als für Charm-Ereignisse. Die Akzeptanzen hängen im Gegensatz zu den Effizienzen ganz entscheidend von der im Monte-Carlo-Generator implementierten Physik ab. Es ergeben sich demnach theoretische Unsicherheiten infolge der nicht genau bekannten Quarkmassen für c und b, der Partondichtefunktion PDF und der dem jeweiligen Generator zugrunde liegenden physikalischen Prozesse (z.B.: direkt, aufgelöst).

$Q\bar{Q}$	$\mathcal{A}^{97}$ [%]	$\mathcal{A}^{98+99}$ [%]	$\mathcal{A}^{97-99}$ [%]
Charm	2.1	2.4	2.3
Beauty	18.3	19.1	18.8

Tabelle 6.6: *Akzeptanzen für Charm- und Beauty-Ereignisse. $\mathcal{A}^{97-99}$ stellt die aus den beiden Perioden luminositätsgewichtete Akzeptanz dar.*

Ergebnisse: Totale Wirkungsquerschnitte

Nach dem in den letzten zwei Abschnitten beschriebenen Verfahren werden nun die totalen sichtbaren $\sigma_{vis}^{q}(ep \to e'D^*\mu X)$ und die auf den ganzen Bereich extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma(ep \to e'q\bar{q}X)$ für Charm- und Beauty-Produktion berechnet. Die Anzahl der gemessenen $D^*\mu$-Ereignisse entnimmt man der Tabelle 5.3 (ohne Myon-Untergrund), die Rekonstruktionseffizienzen sind in der Tabelle 6.4 (fettgedruckt), die Triggereffizienz wird in Gl.(6.10) und die Werte für die Akzeptanzen sind in Tabelle 6.6 angegeben. Nach Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (6.1) bzw. (6.5) erhält man als Ergebnis die in Tabelle 6.7 angegebenen Werte. Es sind hier nur statistische Fehler angegeben und der sichtbare Bereich ist durch Gl.(6.2) definiert. Zum Vergleich sind die LO-QCD Vorhersagen der PGF, gegeben durch das Monte-Carlo-Programm AROMA aufgeführt. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Monte-Carlo-Vorhersage wird über die Gleichung (6.4) bestimmt, wobei der totale Wirkungsquerschnitt mit der Akzeptanz (Tab. 6.6) multipliziert werden muß. Alle angegebenen Wirkungsquerschnitte bilden den luminositätsgewichteten Mittelwert der beiden Perioden.

Man erkennt, daß sowohl die Wirkungsquerschnitte für Beauty- als auch für Charm-Produktion etwa einen Faktor 2.5 größer als die LO QCD-Vorhersagen (PGF) sind, die durch das Monte-Carlo-Programm gegeben sind.

Totale Wirkungsquerschnitte			
sichtbar	$\sigma_{vis}^{q}(ep \to e' D^* \mu X)$ [nb]		
	Daten	LO-QCD	Faktor
Charm (C)	1.43 ± 0.25	0.52	2.8 ± 0.5
Beauty (B)	0.29 ± 0.17	0.11	2.6 ± 1.5
$\Sigma(C+B)$	1.72 ± 0.30	0.63	2.7± 0.5
extrapoliert	$\sigma(ep \to e' q\bar{q} X)$ [nb]		
	Daten	LO-QCD	Faktor
Charm (C)	1360 ± 242	488.7	2.8 ± 0.5
Beauty (B)	9.3 ± 5.5	3.57	2.6 ± 1.5
$\Sigma(C+B)$	1370 ± 242	492.3	2.8± 0.5

Tabelle 6.7: *Ergebnisse: Totale Wirkungsquerschnitte. Es sind nur die statistischen Fehler der Daten angegeben.*

Fehlerabschätzung

Die Fehler der Wirkungsquerschnitte setzen sich aus den statistischen Fehlern, die bereits angegeben wurden, und den systematischen Fehlern zusammen. Diese können wiederum nach systematischen Fehlern aus den Analysemethode und nach systematischen experimentellen Fehlern unterteilt werden.

Der systematische Fehler der Analysemethode für die totalen Wirkungsquerschnitte wurde durch Variation der Anzahl der $D^*\mu$-Ereignissen aus Charm- und Beauty-Produktion in den vier Korrelationsgebieten (Abb. 5.1) abgeschätzt. Diese Verteilung wird im zweidimensionalen Fit zur Trennung von c- und b-Ereignissen verwendet. Variiert man nun diese Verteilung (entsprechend einer schlechteren bzw. besseren Trennung der beiden Quarksorten), so erhält man unterschiedliche Werte für die $D^*\mu$-Ereignisse aus Charm- und Beauty-Produktion. Variiert man außerdem den Myon-Untergrund-Anteil für Charm um 30%, so erhält man für **Charm-Produktion** einen **systematischen Fehler der Analysemethode** von **±25%**. Variiert man neben der Anzahl der b-Ereignisse auch zusätzlich den Myon-Untergrund-Anteil für **Beauty-Produktion** zwischen 0% und 10%, so erhält man einen Fehler von **±35%**. Durch Hinzunahme von weiterer Monte-Carlo-Statistik und weiterführenden Untersuchungen zur Myon-Fehlidentifizierung kann der systematische Fehler in Zukunft erheblich veringert werden.

In Tabelle 6.8 sind die systematischen experimentellen Fehlerquellen und die dazugehörigen Fehler aufgeführt. Desweiteren ist der systematische Fehler aus der Analysemethode und der gesamte systematische Fehler angegeben. Insgesamt erhält man für den sichtbaren bzw. extrapolierten Charm-Wirkungsquerschnitt einen **systematischen Fehler** von rund ± **30%** bzw. ± **33%** und für Beauty-Produktion ± **39%** bzw. **±41%**.

Prozentualer Fehler				
	$\sigma^{q}_{vis}(ep \to e'D^{*}\mu X)$		$\sigma(ep \to e'Q\bar{Q}X)$	
Fehlerquelle	Charm	Beauty	Charm	Beauty
Spur-Trigger	5	5	5	5
ET-Akzeptanz	6	6	6	6
Spur-Rekonstruktion	10	10	10	10
Signal-Bestimmung (Fit)	10	10	10	10
Luminosität	1.5	1.5	1.5	1.5
$\mathcal{BR}(D^{*}\mu \to K\pi\pi_s)$	3	3	-	-
$\mathcal{BR}(Q\bar{Q} \to D^{*}\mu \to K\pi\pi_s\mu)$	-	-	14	14
Analysemethode	25	35	25	35
Gesamter syst. Fehler	**30**	**39**	**33**	**41**

Tabelle 6.8: *Systematische Fehler für die totalen sichtbaren und extrapolierten Wirkungsquerschnitte.*

Damit ergeben sich für die sichtbaren und die auf den ganzen Phasenraum extrapolierten Wirkungsquerschnitte (WQ) die folgenden endgültigen Ergebnisse:

Charm-Produktion

sichtbarer WQ: $\sigma^{c}_{vis}(ep \to e'D^{*}\mu X) = (1.43 \pm 0.25 \pm 0.42)$ nb

extrapolierter WQ: $\sigma(ep \to e'c\bar{c}X) = (1360 \pm 242 \pm 449)$ nb

Beauty-Produktion

sichtbarer WQ: $\sigma^{b}_{vis}(ep \to e'D^{*}\mu X) = (0.29 \pm 0.17 \pm 0.11)$ nb

extrapolierter WQ: $\sigma(ep \to e'b\bar{b}X) = (9.3 \pm 5.5 \pm 3.8)$ nb

6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Grundlegendes über differentielle Wirkungsquerschnitte

Für die differentiellen Verteilungen wird der Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich (Gl.(6.2)) des Detektors für die Erzeugung eines $D^*\mu$-Paares in ep-Kollisionen berechnet, und zwar wegen der begrenzten Statistik für die Summe aus c- und b-Produktion.

Zur Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$ ist es nötig, in jedem Intervall der Größe x, z.B. $p_T(D^*\mu)$, die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse und die Rekonstruktionseffizienzen zu ermitteln. Da für die differentiellen Verteilungen keine Trennung nach Charm- und Beauty-Ereignissen vorgenommen wird, muß der Charm- und Beauty-Anteil in der gesamten Rekonstruktionseffizienz ϵ^x_{rec} berücksichtigt werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{vis}/dx$ im sichtbaren Bereich gilt somit:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dx} &= \frac{d\sigma_c(ep \to e'D^*\mu X)}{dx} + \frac{d\sigma_b(ep \to e'D^*\mu X)}{dx} \\
&= \frac{\frac{dN^c_{gem}(D^*\mu)}{dx}}{\mathcal{L}_{int}\mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)\cdot\epsilon^{c;x}_{rec}\cdot\epsilon_{trig}} + \frac{\frac{dN^b_{gem}(D^*\mu)}{dx}}{\mathcal{L}_{int}\mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)\cdot\epsilon^{b;x}_{rec}\cdot\epsilon_{trig}} \\
&= \frac{\frac{dN_{gem}(D^*\mu)}{dx}}{\mathcal{L}_{int}\mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)\cdot\epsilon_{trig}}\cdot\underbrace{\left(\frac{A^c_x}{\epsilon^{c;x}_{rec}} + \frac{A^b_x}{\epsilon^{b;x}_{rec}}\right)}_{\frac{1}{\epsilon^x_{rec}}} \qquad (6.12)
\end{aligned}$$

Für die gesamte Rekonstruktioneffizienz ϵ^x_{rec} ergibt sich in einem Intervall der Größe x:

$$\epsilon^x_{rec} = \frac{\epsilon^{c;x}_{rec}\cdot\epsilon^{b;x}_{rec}}{A^b_x\epsilon^{c;x}_{rec} + A^c_x\epsilon^{b;x}_{rec}} \qquad (6.13)$$

Hierbei ist A^c_x bzw. A^b_x der Charm- bzw. Beauty-Anteil in dem entsprechenden Intervall. Diese Werte werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms AROMA unter Annahme eines globalen Charm-Anteils von 73% bzw. 27% für den Beauty-Anteil, wie er sich nach der Korrektur des Myon-Untergrundes aus dem zweidimensionalen Fit ergibt, bestimmt. Die Werte für A^c_x bzw. A^b_x sind in der Tabelle 5.5 des letzten Kapitels aufgeführt. $\epsilon^{c;x}_{rec}$ bzw. $\epsilon^{b;x}_{rec}$ sind die über die beiden Datennahmeperioden gemittelten Effizienzen in dem entsprechenden Intervall und werden entsprechend der Gl.(6.3) berechnet. Die Werte für ϵ^x_{rec} sind in Tabelle 6.9 als fettgedruckte Zahlen angegeben.

Effizienzen der differentiellen Verteilungen

Die Abbildungen 6.1 bis 6.4 zeigen die Rekonstruktionseffizienzen für Charm und Beauty für die beiden Perioden in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, der invarianten Masse des $D^*\mu$-Paares, des Winkels $\Delta\Phi$ und der Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares. Die dazugehörigen Zahlenwerte sind in der Tabelle 6.9 angegeben. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Effizienz für die hier betrachteten Größen nicht einfach durch eine mittlere Konstante beschrieben werden kann. Für die $\Delta\Phi$-Verteilung ist die Effizienz bei kleinen $\Delta\Phi$ hoch, nimmt für $\Delta\Phi \approx 90°$ ab und steigt für $\Delta\Phi > 120°$ wieder an. Diese Abhängigkeit ist für 1998 und 1999 stärker ausgeprägt als für 1997. Dies liegt daran, daß 1999 die ineffiziente Fläche der CJC größer war als 1997. Die Abnahme der Effizienz läßt sich erklären, wenn man berücksichtigt, daß die geforderte Spurläge für das Kaon und Pion mindestens 22 cm und die der Myonen nur mindestens 10 cm beträgt. Dadurch werden die Myonen meistens auch in dem nicht so effizienten Gebiet der CJC identifiziert, während dort keine D^* rekonstruiert werden. Allgemein läßt sich sagen, daß die Rekonstruktionseffizienzen sehr klein sind ($\sim 5 - 10$ %) und für 1997 aufgrund des etwas kleineren ineffizienten Gebietes in der CJC größer als für 1998 und 1999 sind. Das erstere liegt an der Forderung nach Myonqualität ≥ 10 und an den Spurrekonstruktionsschnitten. Desweiteren ist aufgrund der Forderung nach im Eisen identifizierten Myonen die Rekonstruktionseffizienz für Beauty-Ereignisse um einen knappen Faktor zwei größer als für Charm-Ereignisse, da es aufgrund der härteren Transversalimpuls-Verteilung der Myonen aus Beauty-Produktion mehr Myonen mit $p_T(\mu) > 1.0$ GeV/c gibt, die im Eisen eine Spur hinterlassen.

Die nach den beiden Datennahmeperioden und nach Charm- und Beauty-Anteilen gewichteten Rekonstruktionseffizienzen ϵ^x_{rec} sind in Abbildung 6.5 dargestellt und die dazugehörigen Zahlenwerte sind als fettgedruckte Zahlen in Tabelle 6.9 aufgeführt.

Als Triggereffizienz wird wie bei den totalen Wirkungsquerschnitten 80% verwendet und es wird angenommen, daß die Triggereffizienz unabhängig von $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ ist.

Ergebnis: Differentielle Wirkungsquerschnitte

Nach dem in den letzten zwei Abschnitten beschriebenen Verfahren werden nun die differentiellen Wirkungsquerschnitte im sichtbaren Bereich (Gl.(6.2)) für $D^*\mu$-Produktion in ep-Kollisionen berechnet. Die Anzahl der gemessenen $D^*\mu$-Ereignisse für jede Größe in jedem der sechs Intervalle entnimmt man der Tabelle 5.4, die Rekonstruktionseffizienzen sind in der Tabelle 6.9 (fettgedruckt) und die Triggereffizienz in Gl.(6.10) angegeben. Nach Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (6.12) erhält man als Ergebnis Abbildung 6.6 und Tabelle 6.10. Es werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Daten im Vergleich mit der LO PGF QCD-Vorhersage (gegeben durch den Monte-Carlo-Generator AROMA) für die Summe aus c- und b-Produktion gezeigt. Die Werte für die Monte-Carlo-Vorhersage ergeben sich folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \sigma^{MC}_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) &= \sigma^{c;MC}_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) + \sigma^{b;MC}_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) \\ &= \frac{N^c_{MC}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}}{\mathcal{L}^{c;MC}_{int} \cdot \mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)} + \\ &\quad \frac{N^b_{MC}(D^*\mu)|_{\mathcal{A}}}{\mathcal{L}^{b;MC}_{int} \cdot \mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)} \end{aligned} \tag{6.14}$$

Hierbei werden die Wirkungsquerschnitte aus den beiden Perioden mit dem entsprechenden Anteil der Luminosität gewichtet und aufsummiert. Man erkennt anhand von Abbildung 6.6, daß die Monte-Carlo-Vorhersage nach Multiplikation mit einem Faktor 2.5 die Form und die absolute Höhe der Verteilungen innerhalb der Fehler recht gut wiedergibt.

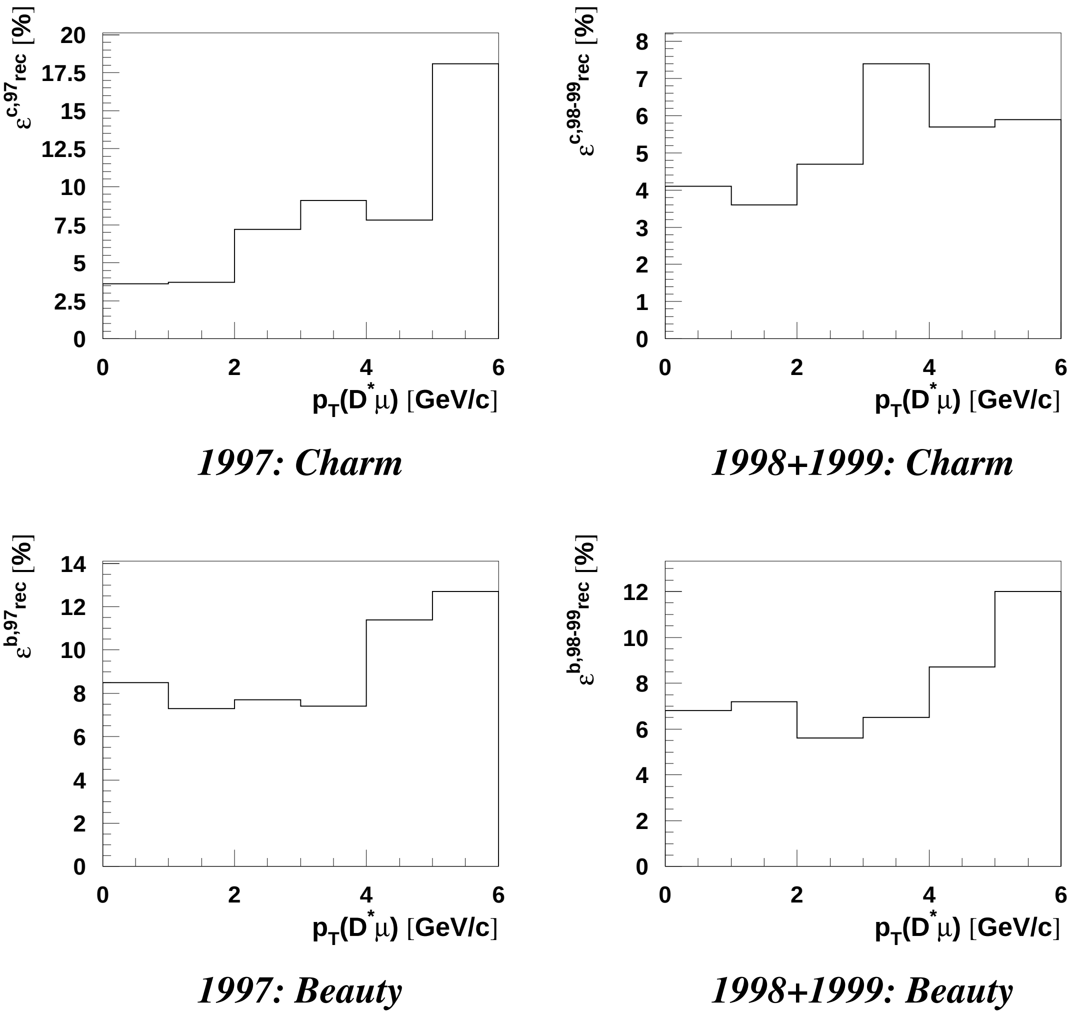


Abbildung 6.1: *Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit des Transversalimpulses $p_T(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

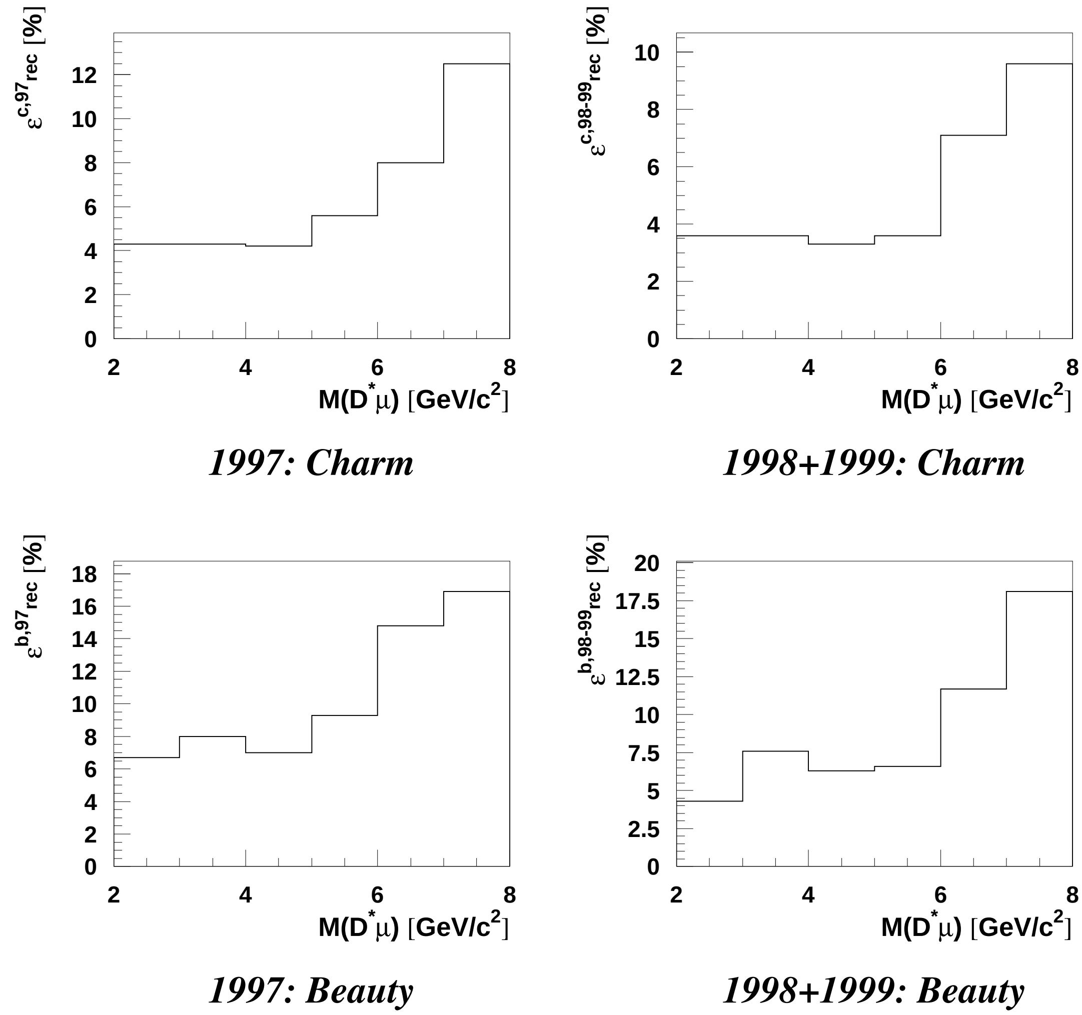


Abbildung 6.2: *Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit der invarianten Masse $M(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

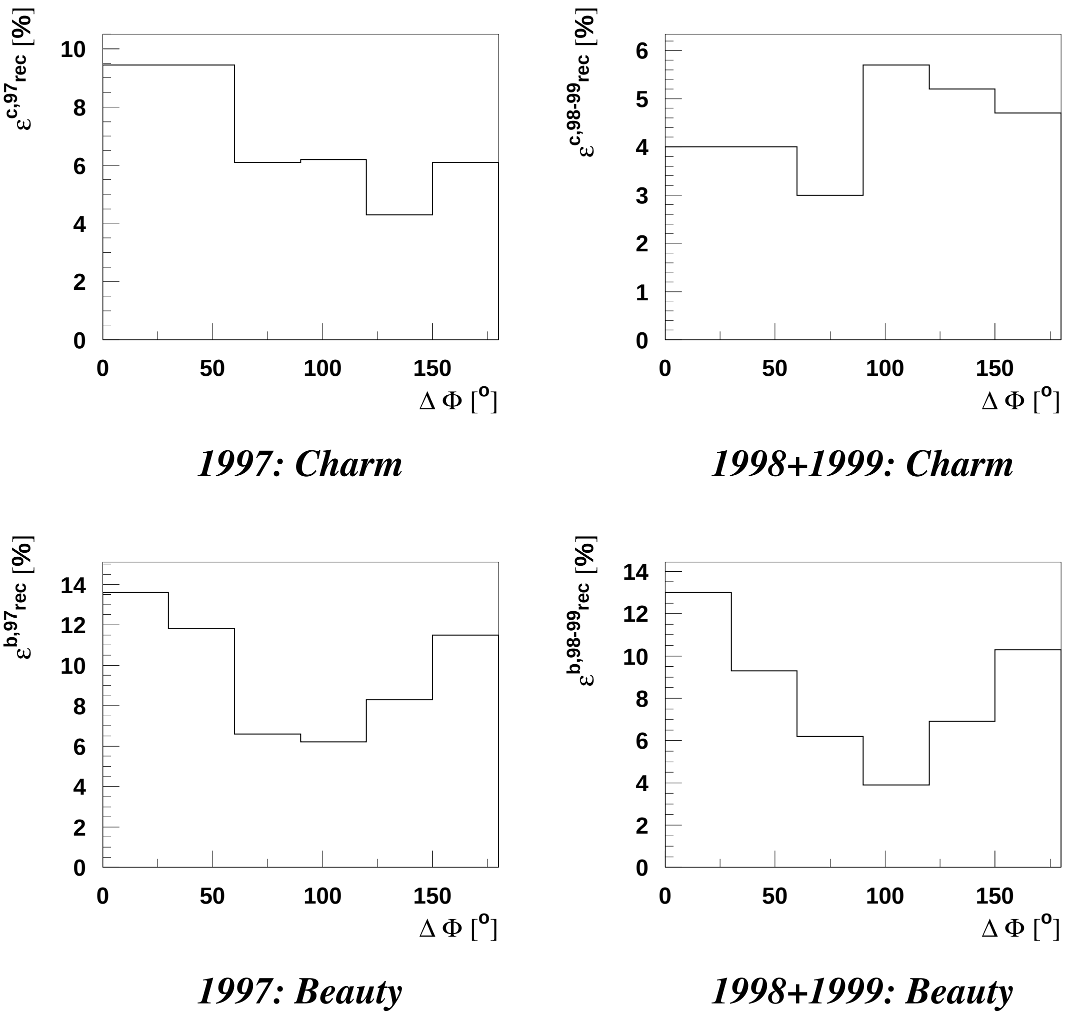


Abbildung 6.3: *Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit des Winkels $\Delta\Phi$ zwischen dem D^* und dem Myon in der $r\phi$-Ebene für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

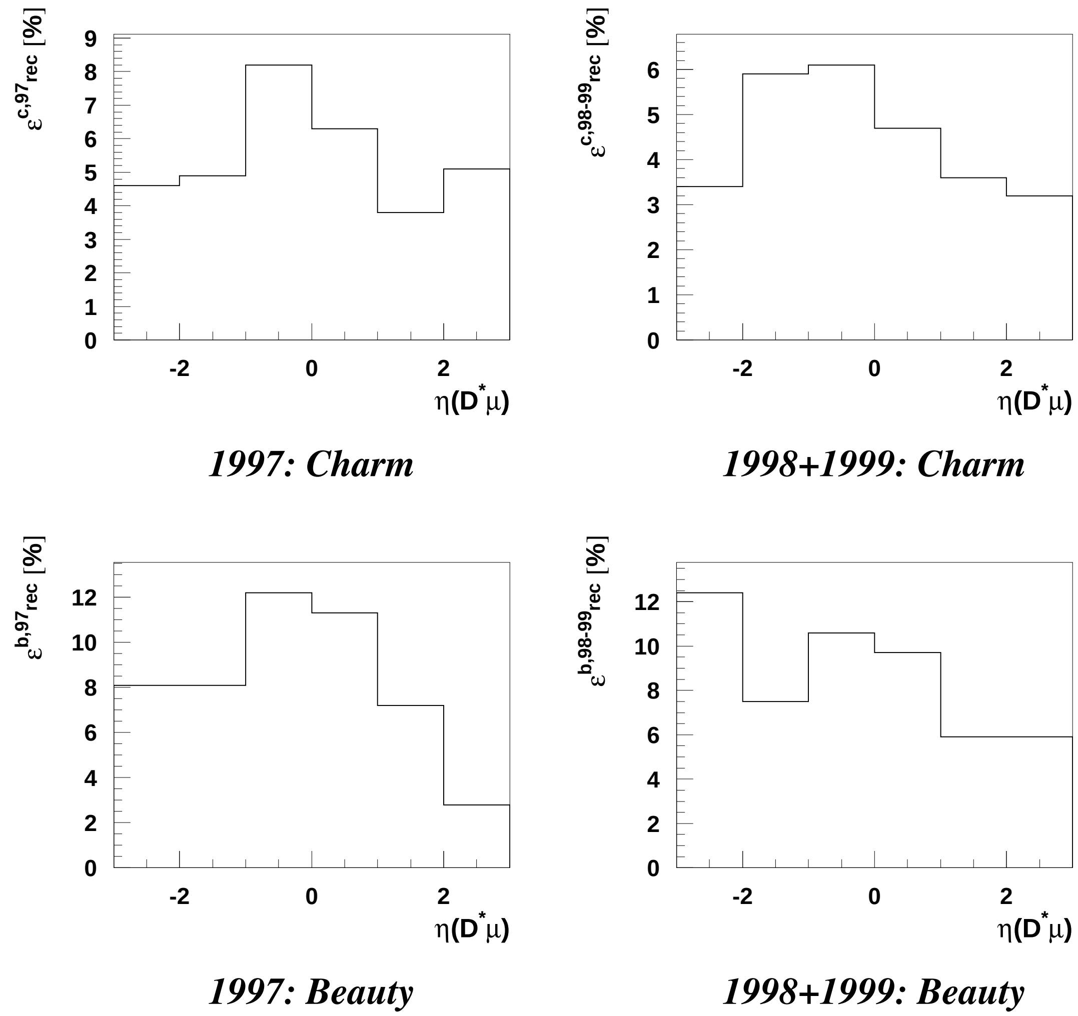


Abbildung 6.4: *Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit der Pseudorapidität* $\eta(D^*\mu)$ *des* $D^*\mu$*-Paares für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

Rekonstruktionseffizienzen							
Jahr	**$Q\bar{Q}$**	**$p_T(D^*\mu)$ $[GeV/c]$**					
		0 - 1	1 - 2	2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6
1997	Charm	3.6 %	3.7 %	7.2 %	9.1 %	7.8 %	18.1 %
1997	Beauty	8.5 %	7.3 %	7.7 %	7.4 %	11.4 %	12.7 %
98 + 99	Charm	4.1 %	3.6 %	4.7 %	7.4 %	5.7 %	5.9 %
98 + 99	Beauty	6.8 %	7.2 %	5.6 %	6.5 %	8.7 %	12.0 %
1997-1999		**4.4 %**	**4.1 %**	**5.7 %**	**7.6 %**	**7.8 %**	**10.8 %**
Jahr	**$Q\bar{Q}$**	**$M(D^*\mu)$ $[GeV/c^2]$**					
		2 - 3	3 - 4	4 - 5	5 - 6	6 - 7	7 - 8
1997	Charm	4.3 %	4.3 %	4.2 %	5.6 %	8.0 %	12.5 %
1997	Beauty	6.7 %	8.0 %	7.0 %	9.3 %	14.8 %	16.9 %
98 + 99	Charm	3.6 %	3.6 %	3.3 %	3.6 %	7.1 %	9.6 %
98 + 99	Beauty	4.3 %	7.6 %	6.3 %	6.6 %	11.7 %	18.1 %
1997-1999		**5.1 %**	**6.1 %**	**4.1 %**	**4.7 %**	**8.2 %**	**11.5 %**
Jahr	**$Q\bar{Q}$**	**$\Delta\Phi$ [°]**					
		0 - 30	30 - 60	60 - 90	90 - 120	120 - 150	150 - 180
1997	Charm	9.45 %	9.45 %	6.1 %	6.2 %	4.3 %	6.1 %
1997	Beauty	13.6 %	11.8 %	6.6 %	6.2 %	8.3 %	11.5 %
98 + 99	Charm	3.9 %	3.9 %	3.4 %	3.4 %	5.2 %	4.7 %
98 + 99	Beauty	13.0 %	9.3 %	6.2 %	3.9 %	6.9 %	10.3 %
1997-1999		**11.3 %**	**8.7 %**	**4.9 %**	**5.6 %**	**5.3 %**	**5.6 %**
Jahr	**$Q\bar{Q}$**	**$\eta(D^*\mu)$**					
		(-3) - (-2)	(-2) - (-1)	(-1) - 0	0 - 1	1 - 2	2 - 3
1997	Charm	4.6 %	4.9 %	8.2 %	6.3 %	3.8 %	5.1 %
1997	Beauty	8.1 %	8.1 %	12.2 %	11.3 %	7.2 %	7.8 %
98 + 99	Charm	3.4 %	5.9 %	6.1 %	4.7 %	3.6 %	3.2 %
98 + 99	Beauty	12.4 %	6 7.5 %	10.6 %	9.7 %	5.9 %	5.9 %
1997-1999		**4.2 %**	**5.9 %**	**7.7 %**	**6.4 %**	**4.2 %**	**4.0 %**

Tabelle 6.9: *Rekonstruktionseffizienzen für $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ getrennt nach den Jahren 1997 und 1998+1999 und getrennt nach Charm- und Beauty-Produktion. Desweiteren sind die gewichteten Rekonstruktionseffizienzen, die sowohl die verschiedenen Effizienzen in den einzelnen Jahren als auch die unterschiedlichen Effizienzen für Charm- und Beauty-Produktion berücksichtigen, als fettgedruckte Zahlen angegeben.*

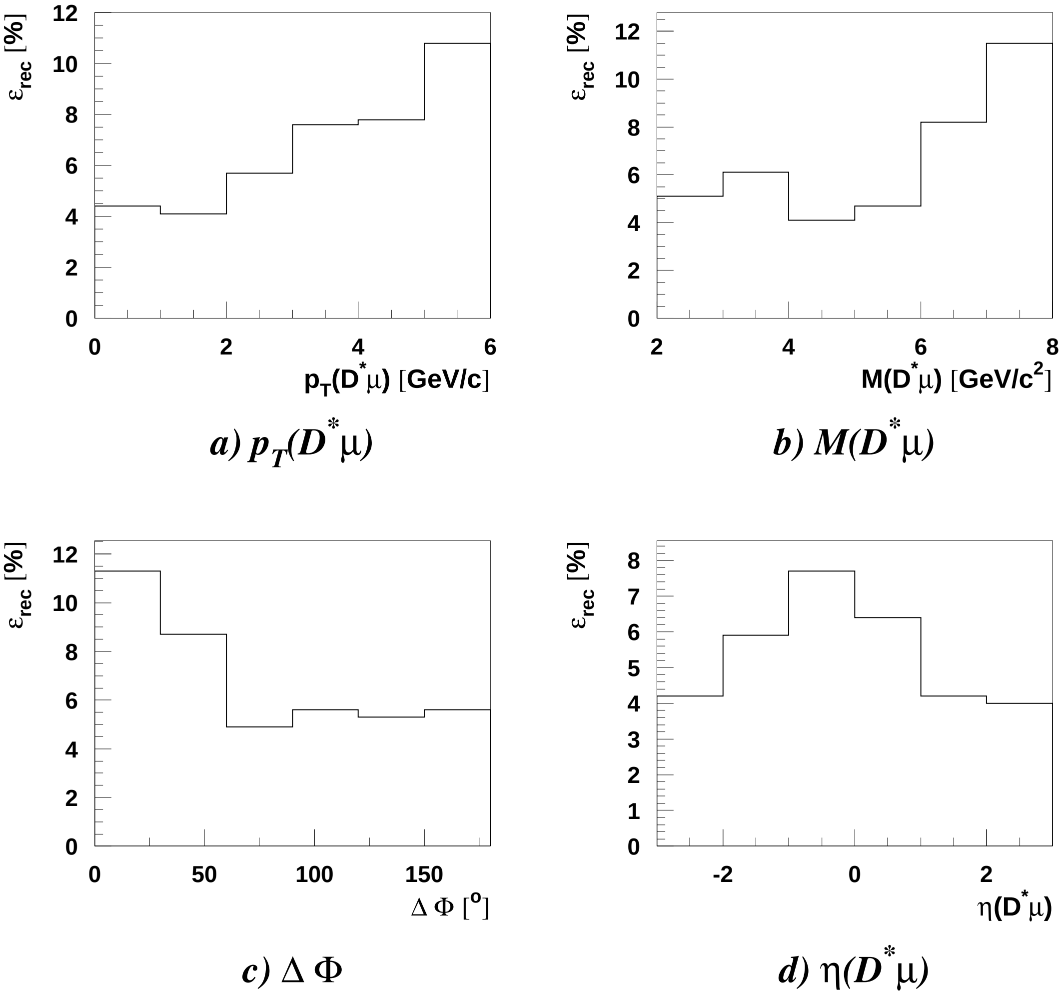


Abbildung 6.5: *Rekonstruktionseffizienzen, die sowohl die verschiedenen Effizienzen in den einzelnen Jahren als auch die unterschiedlichen Effizienzen für Charm- und Beauty-Produktion berücksichtigen, in Abhängigkeit von $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$.*

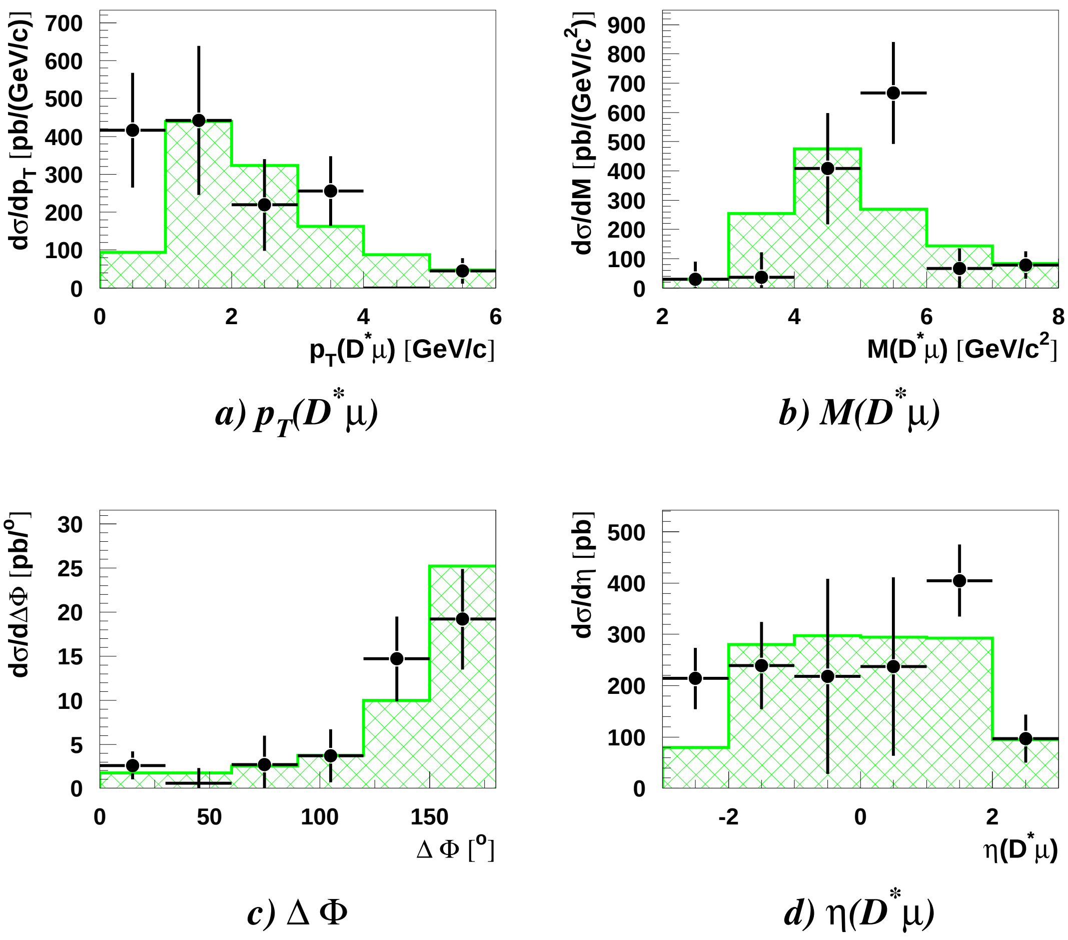


Abbildung 6.6: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Größen $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$. Die Punkte stellen die Daten dar und die durchgezogene Linie entspricht der Monte-Carlo-Vorhersage multipliziert mit einem Faktor 2.5. Der Faktor 2.5 entspricht der Differenz des totalen sichtbaren Wirkungsquerschnittes mit dem Monte-Carlo-Programm. Die Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler.*

Der Faktor 2.5 entspricht der Differenz des totalen sichtbaren Wirkungsquerschnittes mit der Monte-Carlo-Vorhersage.

Fehlerabschätzung für differentielle Verteilungen

Der systematische Fehler der Analysemethode für die differentiellen Verteilungen setzt sich aus dem Fehler für die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in dem jeweiligen Intervall und dem aus der Unsicherheit des globalen Charm- bzw. Beauty-Anteils enstehenden Fehler der Rekonstruktionseffizienzen zusammen. Der erstere wurde durch die gleichzeitige Variation des

$d\sigma_{vis}(ep \to e'D^*\mu X)/dx$ [pb/[x]]							
	$x = p_T(D^*\mu)$ [GeV/c]						σ
	$0-1$	$1-2$	$2-3$	$3-4$	4 - 5	5 - 6	
Daten	416 ± 151	442 ± 197	219 ± 121	256 ± 92	0	45 ± 34	1378 ± 293
MC	94	176	129	65	35	19	518
	$x = M(D^*\mu)$ [GeV/c^2]						σ
	$2-3$	$3-4$	$4-5$	$5-6$	$6-7$	$7-8$	
Daten	30 ± 60	37 ± 85	408 ± 190	666 ± 174	66 ± 70	78 ± 47	1285 ± 290
MC	12	102	190	108	57	33	502
	$x = \Delta\Phi$ [°]						σ
	$0-30$	$30-60$	$60-90$	$90-120$	$120-150$	$150-180$	
Daten	2.6 ± 1.6	0.6 ± 1.7	2.7 ± 3.3	3.7 ± 3.0	14.7 ± 4.8	19.2 ± 5.7	1303 ± 269
MC	0.7	0.7	1.0	1.8	4.0	10.1	547
	$x = \eta(D^*\mu)$						σ
	(-3) – (-2)	(-2) – (-1)	(-1) – 0	$0-1$	$1-2$	$2-3$	
Daten	214 ± 60	239 ± 85	218 ± 190	237 ± 174	405 ± 70	97 ± 47	1410 ± 290
MC	32	112	119	118	117	38	536

Tabelle 6.10: *Sichtbare Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_T(D^*\mu)$, $M(D^*\mu)$, $\Delta\Phi$ und $\eta(D^*\mu)$ für Daten und Monte-Carlo-Vorhersage. Für die Daten sind nur die statistischen Fehler angegeben.*

Myon-Untergrund-Anteils in jedem Intervall um ±20%, des globalen Myon-Untergrund-Anteils für Charm um ±30% und für Beauty zwischen 0% und 10% und des globalen Charm- und Beauty- Anteils um ±15% bestimmt. Als Ergebnis erhält man ±25%. Der systematische Fehler der Rekonstruktionseffizienzen wurde durch Variation des c- bzw. b-Anteils um 20% bestimmt. Als Ergebnis erhält man für alle Intervalle der vier Verteilungen ±10%. Insgesamt ergibt sich durch quadratische Addition der einzelnen systematischen Fehler ein Fehler von **±27%**.

Auffällig ist, daß die Summe der Wirkungsquerschnitte aus den differentiellen Verteilungen (Tab. 6.10) immer kleiner ist als die Summe der totalen sichtbaren Wirkunsquerschnitte aus Charm- und Beauty-Produktion (Tab. 6.7). Die Abweichungen liegen aber alle innerhalb der angegebenen statistischen Fehler.

Fehlerquelle	**Prozentualer Fehler**
Spur-Trigger	5
ET-Akzeptanz	6
Spur-Rekonstruktion	10
Signal-Bestimmung (Fit)	10
Luminosität	1.5
$\mathcal{BR}(D^* \to K\pi\pi_s)$	3
Analysemethode	27
Gesamter syst. Fehler	**32**

Tabelle 6.11: *Systematische Fehler für die differentiellen Wirkungsquerschnitte.*

In Tabelle 6.11 sind die möglichen systematischen Fehlerquellen und die dazugehörigen Fehler für die differentiellen Wirkungsquerschnitte aufgeführt. Alle angegebenen Verteilungen weisen demnach einen zusätzlichen systematischen Fehler von ±32% auf.

6.3 Methodische Verbesserungsmöglichkeiten

Es besteht die Möglichkeit, die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Charm- und Beauty-Produktion zu trennen. Hierfür benötigt man eine Größe, mit der man für jeden $D^*\mu$-Kandidaten entscheiden kann, ob es sich um ein c- oder um ein b-Ereignis handelt. Diese Größe kann aus verschiedenen Variablen zusammengesetzt sein. In diesem Abschnitt werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Datensatzes der Periode 1997 einige Variablen im Hinblick auf eine mögliche Trennung von Charm-und Beauty-Ereignissen untersucht.

Trennungsvariablen für Charm- und Beauty-Ereignisse

Als mögliche Variablen zur Trennung von c- und b-Ereignissen kommen hier die Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis, N_{Spur}, die transversale invariante Masse der Myon-Hemisphäre m_T^μ und der D^*-Hemisphäre $m_T^{D^*}$ und die Lebensdauer des D^0, τ_{D^0}, in Frage. Man macht sich hierbei zwei unterschiedliche Eigenschaften der b- und c-Quarks zu Nutze: unterschiedliche Masse und unterschiedliche Lebensdauer. Aufgrund der höheren Masse des b-Quarks sowie dem $b \rightarrow c$ Zerfall entstehen bei einem b-Ereignis mehr Teilchen als bei einem c-Ereignis.

Die Myon- bzw. D^*-Hemisphären sind wie folgt definiert:

$$\text{Myon-Hemisphäre:} \quad \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{p}_{T,\mu} \geq 0$$

$$D^*\text{-Hemisphäre:} \quad \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{p}_{T,D^*} \geq 0$$

Hierbei ist $p_{T,i}$ der Transversalimpuls eines beliebigen Teilchens im Ereignis. Für die transversale invariante Masse der Myon-Hemisphäre m_T^μ gilt damit:

$$(m_T^\mu)^2 = \left(\sum_{i=1}^{N_{Spur}^{\mu-Hem.}} E_{T,i} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{N_{Spur}^{\mu-Hem.}} \vec{p}_{T,i} \right)^2 \tag{6.15}$$

mit

$$E_{T,i} = \sqrt{\vec{p}_{T,i}^{\,2} + m_\pi^2} \quad f\ddot{u}r\ i \neq \mu \quad und \quad E_{T,\mu} = \sqrt{\vec{p}_{T,\mu}^{\,2} + m_\mu^2} \tag{6.16}$$

Die transversale invariante Masse der D^*-Hemisphäre $m_T^{D^*}$ ist analog definiert:

$$(m_T^{D^*})^2 = \left(\sum_{i=1}^{N_{Spur}^{D^*-Hem.}} E_{T,i} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{N_{Spur}^{D^*-Hem.}} \vec{p}_{T,i} \right)^2 \tag{6.17}$$

mit

$$E_{T,i} = \sqrt{\vec{p}_{T,i}^{\,2} + m_\pi^2} \quad f\ddot{u}r\ i \neq D^* \quad und \quad E_{T,D^*} = \sqrt{\vec{p}_{T,D^*}^{\,2} + m_{D^*}^2} \tag{6.18}$$

m_T^μ und $m_T^{D^*}$ dienen zur Näherung für die Masse des c- bzw. b-Quarks.

Das D^0 zerfällt über die schwache Wechselwirkung in einer mit einer mittleren Lebensdauer $\tau(D^0) = 0.415$ ps [PDG98]. Da das D^0 aus dem Zerfall des D^* kommt, befindet sich nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit der Geschwindigkeit $v_{D^0} = \beta \cdot c$. Aus der radialen Zerfallslänge r_{D^0}, die über $r_{D^0} = l' \cdot sin(\theta_{D^0})$ mit der Zerfallslänge im Laborsystem l' verknüpft ist, dem Transversalimpus des D^0-Mesons p_{T,D^0}, der über $p_{T,D^0} = p_{D^0} \cdot sin(\theta_{D^0})$ mit dem Impuls p_{D^0} verknüpft ist, und der Masse des D^0-Mesons m_{D^0} kann die Zerfallszeit des D^0 im Ruhesystem bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \tau_{D^0} &= \frac{\tau'_{D^0}}{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{l'}{v_{D^0}} \\ &= \frac{l'}{\beta\gamma c} \overset{(*)}{=} \frac{l'}{p_{D^0}/m_{D^0}} \\ &= \frac{l' \cdot sin(\theta_{D^0})}{p_{D^0} \cdot sin(\theta_{D^0})/m_{D^0}} = \frac{r_{D^0}}{p_{T,D^0}/m_{D^0}} \end{aligned} \tag{6.19}$$

Der durch (*) gekennzeichnete Übergang in der zweiten Zeile ist mit der Gleichung $p = \gamma m v = \gamma m \beta c \Leftrightarrow \gamma\beta = p/(m \cdot c)$ erfolgt.

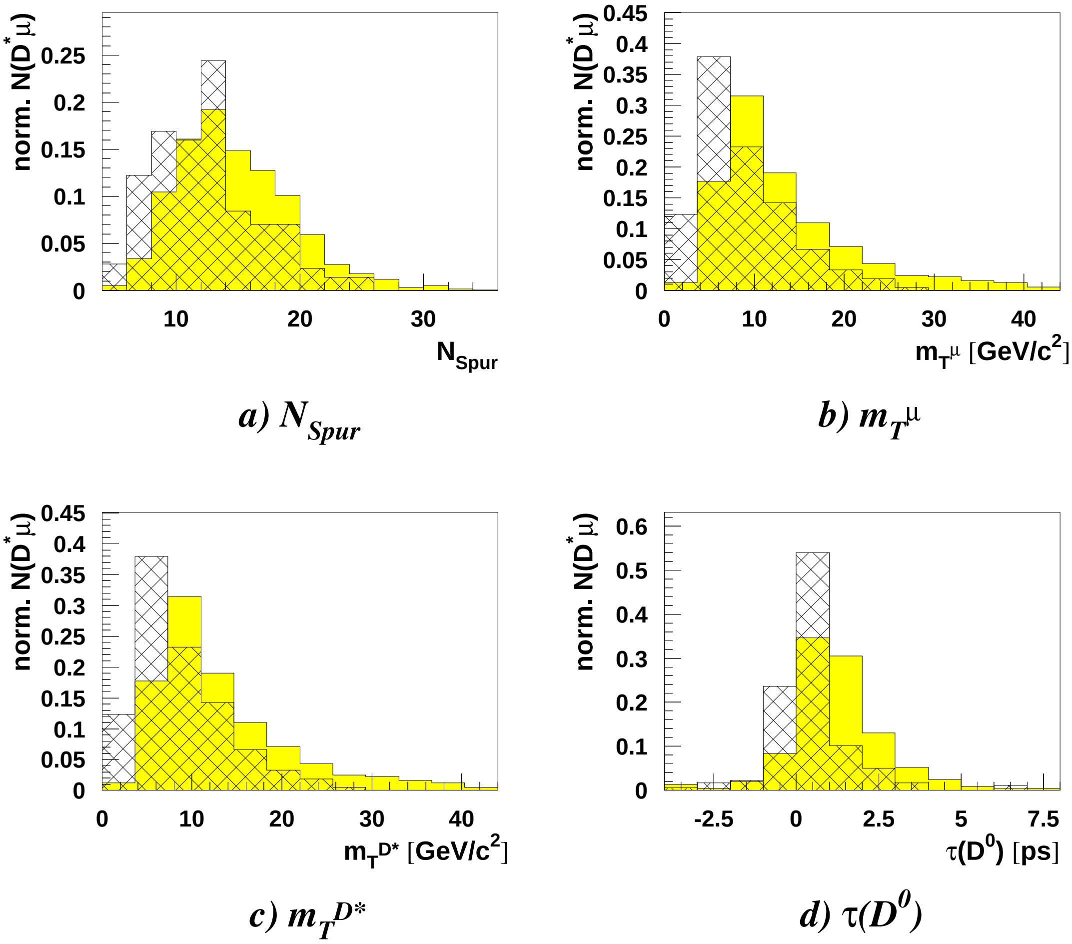


Abbildung 6.7: *Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse (auf 1 normiert) in Abhängigkeit der Anzahl der geladenen Spuren, der transversalen invarianten Masse der Myon- bzw. D^*-Hemisphäre und der Lebensdauer des D^0-Mesons. Das schraffierte Histogramm stellt Charm-Produktion dar und das graue Histogramm Beauty-Produktion.*

Zerfällt ein aus der Fragmentation eines b-Quarks entstandenes B-Meson erst über die schwache Wechselwirkung in ein D^* und anschließend über die starke Wechselwirkung in ein D^0, so mißt man als Zerfallszeit des D^0:

$$\tau(B + D^0) \;=\; \frac{r_{D^0} + r_B}{p_{T,D^0}/m_{D^0}} \tag{6.20}$$

Aufgrund der um etwa einen Faktor vier größeren Lebensdauer der B-Mesonen (z.B. $\tau_{B^0} = 1.56$ ps) im Vergleich zu der des D^0, ist auch die auf die Impulsrichtung des D^0 projizierte radiale Zerfallslänge r_B des B-Mesons nicht zu vernachlässigen. Somit erwartet man eine größere gemessene D^0-Lebensdauer für Ereignisse aus der Beauty-Produktion. Für die Messung τ_{D^0} wird auf Information des CST zurückgegriffen [Kuhr98]. Es wird gefordert, daß die Anzahl der Hits im CST die Bedingung

$$N_{CST-Hit}(K) \cdot N_{CST-Hit}(\pi) \;\geq 2$$

erfüllt.

Abbildung 6.7 zeigt die vier zuvor diskutierten Größen N_{Spur}, m_T^{μ}, $m_T^{D^*}$ und τ_{D^0} für Charm und Beauty-Produktion. Man erkennt , daß sich die Verteilungen für alle vier Größen unterscheiden, daß aber mit nur einer Variablen keine ausreichende Trennung nach c- und b-Quarks gewährleistet ist. Deswegen wird im nächsten Abschnitt eine zweidimensionale b-Wahrscheinlichkeit konstruiert.

Zweidimensionale *b*-Wahrscheinlichkeit

Als Beispiel werden die Größen m_T^{μ} und N_{Spur} zur Definition einer zweidimensionalen b-Wahrscheinlichkeit P_b verwendet:

$$P_b(N_{Spur}, m_T^{\mu}) \;=\; \frac{N^b_{norm}(N_{Spur}, m_T^{\mu})}{N^c_{norm}(N_{Spur}, m_T^{\mu}) \;+\; N^b_{norm}(N_{Spur}, m_T^{\mu})} \tag{6.21}$$

Hierbei sind $N^c_{norm}(N_{Spur}, m_T^{\mu})$ bzw. $N^b_{norm}(N_{Spur}, m_T^{\mu})$ die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse der normierten zweidimensionalen Charm- bzw. Beauty-Verteilung in dem $N_{Spur} - m_T^{\mu}$-Intervall. $P_b(N_{Spur}, m_T^{\mu})$ kann Werte zwischen 0 und 1 annehemen. Der Wert 1 wird angenommen, wenn es sich um ein b-Ereignis handelt. Abbildung 6.8 zeigt die zweidimensionale b-Wahrscheinlichkeit nach Gl.(6.21), die aus der Monte-Carlo-Simulation für Charm- bzw. Beauty-Produktion bestimmt wurde. Man sieht, daß die b-Wahrscheinlichkeit in Bereichen hoher Spurmultiplizität und hoher transversaler Masse in der Myon-Hemisphäre groß ist. Als Problem erweist sich hier allerdings die relativ kleine Statistik des verwendeten Monte-Carlo-Datensatzes, wodurch große Fluktuationen auftreten.

Abbildung 6.9 zeigt die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in Abhängigkeit von $P_b(N_{Spur}, m_T^{\mu})$ getrennt für Charm- und Beauty-Ereignisse. Man erkennt, daß mit dieser kombinierten Größe im Vergleich zu den einzelnen Größen in Abbildung 6.7 eine bessere Trennung möglich ist. Es ergibt sich allerdings ein Problem, wenn man die b-Wahrscheinlichkeit auf Daten anwenden möchte, da im Mittel sowohl N_{Spur} als auch m_T^{μ} in den Daten größer sind als im Monte-Carlo. In den Daten kommen desweiteren auch Werte vor, die von der Monte-Carlo-Simulation nicht mehr abgedeckt werden.

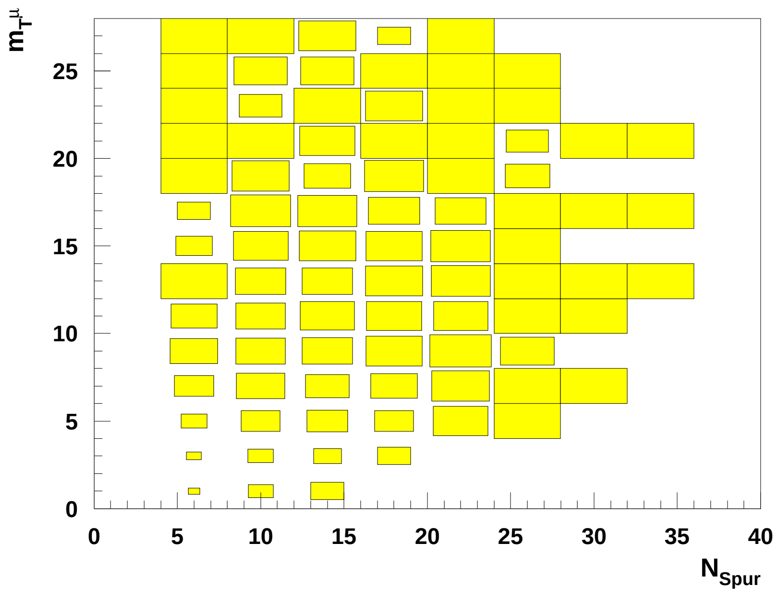


Abbildung 6.8: *Zweidimensionale b-Wahrscheinlichkeit P_b aus der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit von der Anzahl der geladenen Spuren N_{Spur} und der invarianten transversalen Masse der Myon-Hemisphäre m_T^μ. Je größer die Box in einem Intervall ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis in diesem Intervall ein b-Ereignis ist.*

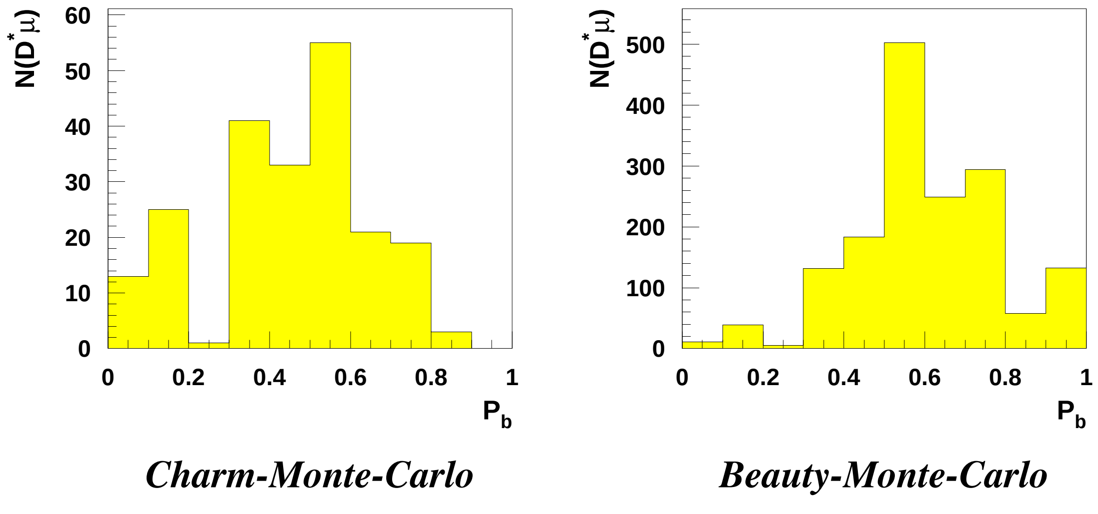


Abbildung 6.9: *Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in Abhängigkeit von $P_b(N_{Spur}, m_T^\mu)$ für Charm- und Beauty-Ereignisse.*

Die Trennung von Charm- und Beauty-Ereignissen kann durch Erweiterung der b-Wahrscheinlichkeit auf mehrere Dimensionen (z.B. neuronales Netz) verbessert werden. Insgesamt sind weitergehende Studien unter Verwendung einer wesentlich größeren Monte-Carlo-Statistik notwendig.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden D^*–Myon-Koinzidenzen mit dem H1-Detektor gemessen. Hierfür werden in den Daten Ereignisse mit mindestens einem D^*- und einem Myon-Kandidaten selektiert. Die D^*-Kandidaten werden über den Zerfall $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^\pm \rightarrow (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm$ rekonstruiert und Myonen werden im instrumentierten Eisen identifiziert. Durch Anpassen einer geeigneten Funktion an die Massenverteilung $\Delta M = M(D^*\text{-Kand.}) - M(D^0\text{-Kand.})$ kann die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse in den Daten bestimmt werden.
Es wird keine Unterscheidung zwischen Ereignissen mit $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion) und Ereignissen mit endlichem Q^2 vorgenommen.

Die Produktion schwerer Quarks erfolgt bei HERA hauptsächlich über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion. Hierbei entsteht ein schweres Quarkpaar, $c\bar{c}$ oder $b\bar{b}$. Die Messung von $D^*\mu$-Konzidenzen wird dazu verwendet, solche schweren Quarkpaare nachzuweisen. Ladungs- und Winkelkorrelationen zwischen dem D^* und dem Myon werden dazu benutzt, um die beiden Quarksorten voneinander zu unterscheiden.

Die Daten werden in vier Korrelationsgebiete eingeteilt, bei denen unterschieden wird, ob die Ladungen des D^* und des Myons gleich oder entgegengesetzt sind, und ob die Winkeldifferenz $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Teilchen in der $r\phi$-Ebene größer bzw. kleiner als $90°$ ist:

- Korrelationsgebiet 1: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$
- Korrelationsgebiet 2: $Q(D^*) = Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$
- Korrelationsgebiet 3: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \leq 90°$
- Korrelationsgebiet 4: $Q(D^*) \neq Q(\mu)$ und $\Delta\Phi \geq 90°$

Für $D^*\mu$-Paare aus $c\bar{c}$-Ereignissen werden hauptsächlich Beiträge im vierten Korrelationsgebiet erwartet. Im dritten Korrelationsgebiet können aufgrund von Verschmierungseffekten wenige Ereignisse auftreten. $D^*\mu$-Ereignisse aus der Produktion eines $b\bar{b}$-Paares entstehen aus der Hadronisation der Quarks in B-Mesonen und B-Baryonen und ihrem anschließenden Zerfall. Hierbei können Myonen zum einen aus dem direkten Zerfall der B-Hadronen entstehen aber auch aus dem Zerfall von C-Hadronen, die wiederum aus dem Zerfall des B-Hadrons entstanden sind. Somit gibt es für $D^*\mu$-Paare aus der $b\bar{b}$-Produktion mehr Möglichkeiten. Man erwartet hier in den Korrelationsgebieten 2 – 4 Beiträge, während man im ersten Korrelationsgebiet nur aufgrund von Verschmierungseffekten kleine Beiträge erwartet.

Mit Hilfe eines zweidimensionalen Fits in den Größen ΔM und den vier Korrelationsgebieten wird der Anteil von $D^*\mu$-Ereignissen aus Charm- und Beauty-Produktion bestimmt. Hierfür wird an die Daten eine theoretische Verteilung angepaßt, bestehend aus dem aus der Monte-Carlo-Simulation AROMA bestimmten Charm- und Beauty-Signal und aus einer geeigneten Funktion für den kombinatorischen Untergrund. Als Ergebnis des Fits erhält man die Anzahl von Charm- und Beauty-Ereignissen. Nach Subtraktion des Myonuntergrundes, der für Charm- bzw. Beauty-Produktion mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation zu 30 % bzw. 6 % bestimmt wurde, erhält man 65 ± 12 Charm- und 24 ± 14 Beauty-Ereignisse. Aus diesen Ereignissen wurden die totalen sichtbaren und extrapolierten Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die erhaltenen Werte wurden mit dem Monte-Carlo-Generator AROMA verglichen, in dem Quarkpaar-Produktion durch PGF in LO simuliert wird. Für **Charm-Produktion** ergeben sich die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}
\sigma^c_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) &= (1.43 \pm 0.25 \pm 0.42)\ \text{nb} \\
&= 2.8 \cdot \sigma^{MC;c}_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) \\
\sigma(ep \to e'c\bar{c}X) &= (1360 \pm 242 \pm 449)\ \text{nb} \\
&= 2.8 \cdot \sigma^{MC}(ep \to e'c\bar{c}X)
\end{aligned}$$

und für **Beauty-Produktion** ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\sigma^b_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) &= (0.29 \pm 0.17 \pm 0.11)\ \text{nb} \\
&= 2.6 \cdot \sigma^{MC;b}_{vis}(ep \to e'D^*\mu X) \\
\sigma(ep \to e'b\bar{b}X) &= (9.3 \pm 5.5 \pm 3.8)\ \text{nb} \\
&= 2.6 \cdot \sigma^{MC}(ep \to e'b\bar{b}X)
\end{aligned}$$

Der sichtbare Bereich ist wie folgt definiert:

$$p_T(D^*) > 1.5\ \text{GeV/c} \quad ; \quad |\eta(D^*)| < 1.5$$

$$p_T(\mu) > 1.0\ \text{GeV/c} \quad ; \quad 20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$$

Man beobachtet, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte etwa einen Faktor 2 – 3 über der LO-QCD Vorhersage der Photon-Gluon-Fusion liegen. Im Rahmen der Fehler konnten mit dieser exklusiven Analyse frühere Messungen bestätigt werden ([H1Col99a,b] und [Zeus99]).

Der große Vorteil bei der Verwendung der Korrelationen schwerer Quarks, also Identifikation beider Quarks Q und $\bar{Q}$, ist die nahezu vollständige Rekonstruktion des $Q\bar{Q}$-Endzustandes. Dadurch wird eine vollständige Rekonstruktion des Impulsanteils x_g des

Gluons im Proton und damit die Berechnung der Gluondichte im Proton $g(x)$ aus den Variablen des Endzustandes ermöglicht. x_g kann aus der invariante Masse und der Rapidität des Quarkpaares berechnet werden. Als erster Schritt in Richtung einer Gluondichte-Bestimmung mit Hilfe von Korrelationen schwerer Quarks werden hier die invariante Masse und die Pseudorapidität des $D^*\mu$-Paares $M(D^*\mu)$ und $\eta(D^*\mu)$ im Laborsystem betrachtet. Desweiteren gibt es für Korrelationen schwerer Quarks Größen, die sensitiv auf nicht störungstheoretische Effekte der QCD, z.B. einen intrinsischen Transversalimpuls der einlaufenden Partonen, sind. Für diese Untersuchung sind der Transversalimpuls des Quark-Antiquarkpaares $p_T(Q\bar{Q})$ und der Winkel zwischen den auf die Transversalebene projizierten Impulsen der beiden Quarks $\Delta\Phi(Q\bar{Q})$ geeignet. Deswegen werden in dieser Arbeit als weitere Größen der Transversalimpuls $p_T(D^*\mu)$ des $D^*\mu$-Paares und der Winkel $\Delta\Phi$ zwischen dem D^* und dem Myon in der $r\phi$-Ebene betrachtet.

Für diese vier Größen, als x abgekürzt, wurden die sichtbaren differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{vis}(ep \to e'D^*\mu X)/dx$ bestimmt. Es wurde hierbei nicht nach Charm- und Beauty-Produktion unterschieden. Auch diese Verteilungen wurden mit der Erwartung des Monte-Carlo-Programms AROMA verglichen. Die Form der Verteilungen werden innerhalb der Fehler recht gut wiedergegeben.

Die vorliegende Analyse ist durch die kleine Statistik in den Daten limitiert. Die Analyse kann durch die Hinzunahme der Daten aus dem Jahre 2000, die einen Faktor 2 in der Statistik bewirken, verbessert weden. Eine weitere merkliche Verbesserung wird sich nach der Luminositätserhöhung im Jahre 2001/2002 ergeben. Man erwartet dann etwa 150 pb^{-1} pro Jahr. Durch den Nachweis der beiden schweren Quarks wird man dann in der Lage sein, den aufgelösten Anteil in der Photoproduktion zu bestimmen, und die Gluondichte im Proton nur mit Hilfe des direkten Anteils der Photoproduktion zu berechnen. Eine weitere Möglichkeit zur Vergrößerung der Statistik ist die Messung von D^*-Elektron-Korrelationen.

Anhang A

Anhang

A.1 Spur-und Myonselektion

Spurselektion

Zentrale Spuren	
$p_T > 0.100$ GeV/c	
$20° < \theta < 160°$	
$\lvert dca' \rvert < 2.0\,\mathrm{cm}$	
$R_{Start} > 50\,\mathrm{cm}$	
Radiale Spurlänge $> 10\,\mathrm{cm}$	für $\theta \leq 150°$
Radiale Spurlänge $> 5\,\mathrm{cm}$	für $\theta > 150°$

Tabelle A.1: *Schnitte der Spurselektion*

Die Abkürzungen haben die folgende Bedeutung:

- p_T: Transversalimpuls der Spur
- θ: Polarwinkel der Spur
- dca': Minimaler Abstand der Spur vom Primärvertex
- R_{Start}: Radialer Abstand des 1. Treffers in der CJC vom Ursprung

Myonselektion

Vordere Endkappe			**Hintere Endkappe**		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6	$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
Barrel			**Kalorimetermyonen**		
ρ	$<$	100 cm	μ-Qualität	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	Separationswinkel	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2			
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5			
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2			

Tabelle A.2: *Schnitte der Myonselektion*

Die Abkürzungen haben folgende Bedeutung:

- ρ, ρ_x, ρ_y: Radialer Abstand der zurückextrapolierten Eisenspur vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente
- z_0: z-Koordinate am Anfangspunkt der Eisenspur
- $i_{erste\,Lage}, i_{letzte\,Lage}$: Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen

A.2 Maximum-Likelihood-Methode

Die Anzahl der Ereignisse in einem Intervall folgt der Poissonverteilung, die durch die folgende Formel gegeben ist:

$$P_\mu(r) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} \tag{A.1}$$

Die Poissonverteilung gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein bestimmtes Ereignis genau r-mal auftritt, wenn μ der Mittelwert ist, wobei dieser gleich der Varianz $V = \sigma^2$ ist.

Die Daten können im allgemeinen von mehreren Variablen abhängen. Im Folgenden wird der Spezialfall von zwei Variablen, hier die Massendifferenz ΔM und die Korrelationsgebiete (abgekürzt: i und j), betrachtet. Die Wahrscheinlichkeit, daß man experimentell $r(i,j)$ Ereignisse in einem Intervall (i,j) bestimmt, ist durch die Poissonverteilung $P_{\mu(i,j)}(r(i,j))$ mit dem Mittelwert $\mu(i,j)$ gegeben. Die Gesamtwahrscheinlichkeit, daß man bei einer Messung in allen Intervallen die entsprechende Anzahl von Ereignissen $r(i,j)$ erhält, ist dann durch das Produkt

$$L \;=\; P_{\mu(1,1)}(r(1,1)) \cdot P_{\mu(1,2)}(r(1,2)) \cdot ...P_{\mu(n,m)}(r(n,m))\,, \tag{A.2}$$

gegeben. Hierbei ist $n = 40$ und $m = 4$, da 40 ΔM-Intervalle verwendet werden und es vier Korrelationsgebiete gibt.

Möchte man nun eine Funktion an die Daten anpassen, so hat man die Funktion L zu maximieren, indem man den Mittelwert μ durch eine geeignete Funktion mit freien Parametern $\vec{a}$ beschreibt. In diesem Fall ist $\vec{a} = \vec{a}(N_c, N_b, U(1), .., U(m))$. Hierbei ist N_c bzw. N_b die Anzahl der $D^*\mu$-Ereignisse aus Charm- bzw. Beauty-Produktion und $U(1), .., U(m)$ sind Untergrundparameter. Zur Verdeutlichung, daß der Mittelwert μ von den freien Parametern $\vec{a}$ abhängt, wird im Folgenden der Mittelwert mit $\mu^{\vec{a}}$ bezeichnet. In der Praxis wird nicht das Maximum von $L(\vec{a})$ bestimmt, sondern das Minimum von $-2\ln(L(\vec{a}))$. Dies ist erlaubt, da der Logarithmus eine streng monoton ansteigende Funktion ist.

$$-2 \cdot \ln(L(\vec{a})) = -2 \cdot \sum_{i,j} \ln\left(P_{\mu^{\vec{a}}(i,j)}(r(i,j))\right) \tag{A.3}$$

Es wird jetzt zur Vereinfachung nur ein Term der Summe genommen und umgeformt.

$$-2 \cdot \ln(P_{\mu^{\vec{a}}}(r)) \;=\; 2 \cdot \left(\mu^{\vec{a}} \;-\; r \cdot \ln\left(\mu^{\vec{a}}\right) \;+ \ln(r!)\right) \tag{A.4}$$

Der Term $\ln(r!)$ ist konstant und kann, da das Minimum nicht beeinflußt wird, weggelassen werden. Dann ist der zweite Term in Gl.(A.4) Null, wenn r Null ist.

$$-2 \cdot \ln(P_{\mu^{\vec{a}}}(r)) \;=\; 2 \cdot \left(\mu^{\vec{a}} \;+\; r \cdot \ln\left(\frac{1}{\mu^{\vec{a}}}\right)\right) \tag{A.5}$$

Damit sich die Funktion asymptotisch wie χ^2 verhält, wird obige Gleichung um konstante Beiträge verändert. Das Minimum wird dadurch nicht beeinflußt. Man erhält dann:

$$-2 \cdot \ln(P_{\mu^{\vec{a}}}(r)) \;=\; \underbrace{2 \cdot \left[(\mu^{\vec{a}} - r) \;+\; r \ln\left(\frac{r}{\mu^{\vec{a}}}\right)\right]}_{:= F(\vec{a})} \tag{A.6}$$

Für die gesamte zu minimierende Funktion $F(\vec{a})$ gilt somit, wenn man anstelle von $\mu^{\vec{a}}$ wieder μ schreibt:

$$\begin{aligned} F(\vec{a}) &= \sum_{i,j} F(i,j) \quad \text{mit} \\ F(i,j) &= 2 \cdot \left[(\mu - r) + r \ln \left(\frac{r}{\mu} \right) \right] . \end{aligned} \tag{A.7}$$

Für $r = 0$ wird der zweite Term zu Null gesetzt.

Literaturverzeichnis

[And83] B.Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand, *Parton Fragmetation and String Dynamics* Phys. Rept. **97**(1983) 31

[Blo98] V. Blobel, E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung*, Teubner Studienbücher (1998)

[Frix97] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G.Ridolfi, *Heavy Quark-Production*, CERN-TH/97-16, hep-ph/9702287

[Frix96] R.Eichler, S. Frixione, *Heavy Flavour-Production*, ETH-TH/96-34, hep-ph/9609337

[Frix94] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G.Ridolfi, *Total Cross Sections for Heavy Flavour Production at HERA*, CERN-TH.7527/94, hep-ph/9412348

[Frix93a] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G.Ridolfi, *On the Determination of the Gluon Density of the Proton from Heavy-Flavour Production at HERA*, CERN-TH.6864/93, hep-ph/9304289

[Frix93b] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G.Ridolfi, *Heavy-Quark Correlations in Photon-Hadron Collisions*, CERN-TH.6921/93, hep-ph/9306337

[GSch97] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von $J\Psi$-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg 1997

[H1Col96] H1 Collaboration, *Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA*, Nuclear Physics **B472** (1996) 32

[H1Col97] H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. and Meth. **A386**(1997) 310-347

[H1Col99a] H1 Collaboration, *Measurement of D^* Meson Cross Sections at HERA and Determination of the Gluon Density in the Proton Using NLO QCD*, Nuclear Physics **B545** (1999) 21-44

[H1Col99b] H1 Collaboration, *Measurement of Open Beauty Production at HERA*, Phys. Lett. **B467** (1999) 156-164

[Ing95] G. Ingelman, J.Rathsman, G.A. Schuler, *AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*, Hamburg 1996

[Kand98] M.Kander, *Bestimmung des ep-Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg 1998

[Kath97] U. Kathage, *Photoproduktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bei HERA*, Dissertation, Kiel 1997

[Kaus98] M. Kausch *The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays*, Dissertation, Hamburg 1998

[Kuhr98] T. Kuhr, *Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium- Detektor*, Diplomarbeit, Hamburg 1998

[Lang98] U. Langenegger, *A Measurement of the Beauty and Charm Cross Sections at the ep Collider HERA*, Dissertation, Zürich 1998

[LEP96] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab., *Combining Heavy Flavour electroweak Measurements at LEP*, Nucl.Instrum.Meth. **A378**(1996) 101-115

[Mey91] J.Meyer, *Guide to simulation program H1SIM*, Hamburg 1991

[PDG98] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal **C3**(1998)

[Pre96] S. A. Prell, *Entwicklung des Stuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors*, Dissertation, Hamburg 1996

[Proc88] A.Ali et al., *Proceedings of the HERA Workshop*, DESY, Hamburg, Vol.1 (1988) 38-44

[Prop00] M. Propp, *Analyse der Erzeugung schwerer Quarks in ep-Wechselwirkung mit Neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Hamburg 2000

[Schm95] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker* (zweite Auflage), Springer Verlag (1995)

[Sjo94] T.Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH.7112/94

[Sjo93] T.Sjostrand, *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. 82(1993) 74-90

[Wern99] N. Werner, *Nachweis von schweren Quarks durch Messung von $D^*\mu$-Koinzidenzen am H1-Detektor*, Diplomarbeit, Hamburg 1999

[West97] Lee West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code*, Dezember 1997

[Woll99] H.Wollatz, *Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg 1999

[Zeus99] ZEUS Collaboration, *Measurement of Inclusive $D^{*\pm}$ and Associated Dijet Cross Sections in Photoproduction at HERA*, Eur.Phys.J. **C6** (1999) 67-83, hep-ex/9807008

Danksagung

Ich möchte mich herzlichst bei all den Personen bedanken, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit anzufertigen. Insbesondere gilt mein Dank Frau Prof. Dr. Naroska für die Bereitstellung des Themas und die Unterstützung sowie Herrn Dr. Gerhards für die intensive Betreuung meiner Diplomarbeit. Darüber hinaus bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Blobel für die Übernahme des Zweitgutachtens und für viele hilfreiche Tips und Anregungen.

Desweiteren danke ich Dr. Olaf Behnke und Thomas Kuhr für ihre nie endende Geduld bei der Beantwortung meiner unzähligen Fragen und ihrer Hilfestellung bei vielen meiner Probleme. Dirk Dünkelmann, Katja Krüger, Marcel Propp, Bengt Wessling und Andy Ziegler danke ich für die vielen Tips. Für das Korrekturlesen der Arbeit danke ich Dr. Olaf Behnke, Dr. Ralf Gerhards und Dr. Felix Sefkow. Auch möchte ich mich bei allen hier nicht namentlich genannten Mitgliedern des H1-Experimentes bedanken, die mir während meiner Arbeit weitergeholfen haben. Zum Schluß möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne ihre Ermunterungen und Unterstützung während meines gesamten Studiums wäre diese Arbeit nie zustande gekommen.

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbständig angefertigt habe.

Hamburg,

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis