INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Christian Gerlich

geboren in Waiblingen

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2005

Messung der Produktion schwerer Quarks in inklusiven Zweijet-Ereignissen mit einem Myon unter Anwendung einer Multi-Impaktparameter Methode am H1 Experiment bei HERA

Gutachter: Prof. Dr. Franz Eisele
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Kurzfassung

Eine Messung der Beauty- und Charm Produktion in *ep*-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 318 GeV wird vorgestellt. Die Daten wurden mit dem H1-Detektor am HERA Speicherring in den Jahren 1999 und 2000 aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von ungefähr 50 pb^{-1}. Es werden Ereignisse ausgewählt, die mindestens zwei Jets und ein Myon mit einem hohen Transversalimpuls im Endzustand aufweisen. Sowohl die lange Lebensdauer als auch die große Masse von Hadronen mit schweren Quarks werden ausgenutzt, um Ereignisse mit Beauty Quark Produktion von solchen mit der Produktion von Charm oder leichten Quarks zu trennen. Erstmals wird dabei nicht nur die Myonspur, sondern alle relevanten Spuren aus beiden hochenergetischen Jets anhand einer Multi-Impaktparameter (MIP) Methode untersucht. Insbesondere gehen dabei auch Spuren aus dem zweiten Jet ein, der kein Myon enthalten muß. Differentielle Wirkungsquerschnitte werden in der Photoproduktion mit einer Virtualität des Photons von $Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$ gemessen. Die Ergebnisse werden sowohl mit Monte Carlo Simulationen, die auf führender Ordnung QCD Störungstheorie basieren, sowie mit QCD Rechnungen in nächstführender Ordnung verglichen. Die Vorhersagen liegen etwas niedriger als die Messungen.

Abstract

A measurement of the beauty and the charm production cross section in *ep* collisions at a centre-of-mass energy of 318 GeV is presented. The data were collected with the H1 Detector at the HERA collider in the years 1999-2000 and correspond to an integrated luminosity of approximately 50 pb^{-1}. Events are selected by requiring at least two jets in the final state and a high transverse-momentum muon. Both the long lifetime and the large mass of heavy flavoured hadrons are exploited to separate events with beauty quark production from those with charm or light quarks. For the first time not only the muon but all relevant tracks of the two high-energetic jets are taken into account using a multi-impactparameter (MIP) method. In particular tracks from the second jet, that may not contain a muon, are used, too. Differential cross sections are measured in photoproduction, with photon virtualities $Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$. The results are compared with Monte Carlo models based on leading order pertubative QCD and with next-to-leading order (NLO) QCD calculations. The predictions are found to be somewhat lower than the data.

Für meine Eltern
und meinen Bruder

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **5**

2.1 Die Elektron-Proton Streuung . . . 5
2.1.1 QCD Grundlagen . . . 5
2.1.2 Neutrale Ströme . . . 6
2.1.3 Kinematische Rekonstruktion . . . 9
2.1.4 Die Photoproduktion . . . 10
2.2 Die Produktion schwerer Quarks . . . 12
2.2.1 Der Produktionsmechanismus . . . 14
2.2.2 Hadronen mit schweren Quarks . . . 17
2.2.3 Semi-Myonische Zerfälle schwerer Hadronen . . . 20
2.3 Monte Carlo Simulation . . . 21
2.3.1 Ereignisgeneration . . . 22
2.3.2 Monte Carlo Generatoren . . . 23
2.4 Monte Carlo Integrationsprogramme . . . 23

3 Das H1-Experiment am Speicherring HERA **25**

3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA . . . 25
3.2 Der H1-Detektor . . . 28
3.2.1 Das H1-Koordinatensystem . . . 28
3.2.2 Übersicht über den Detektor . . . 30
3.2.3 Das innere Spurkammersystem . . . 31
3.2.4 Der zentrale Silizium-Vertexdetektor . . . 34
3.2.5 Die Kalorimeter . . . 36
3.2.6 Das Myonsystem . . . 39
3.2.7 Das Luminositätssystem . . . 41
3.3 Die Datennahme . . . 42
3.3.1 Das H1-Triggersystem . . . 43
3.3.2 Die Ereignisrekonstruktion . . . 44
3.4 Detektorsimulation . . . 45

4 Rekonstruktion und Datenselektion **47**

4.1 Trigger . . . 47
4.1.1 Subtrigger S19 . . . 48
4.1.2 Subtrigger S83 und S84 . . . 49

4.1.3 Triggereffizienz 49
4.2 Runselektion und Detektorstatus 50
4.3 Luminosität 52
4.4 Spur-Rekonstruktion 53
4.4.1 Spurparameter 53
4.4.2 Die Anpassung an CST-Treffer 56
4.4.3 Die Anpassung an einen Vertex 57
4.4.4 Spurparameter bezüglich eines Vertex 57
4.4.5 Die Effizienz der Spur-Rekonstruktion 58
4.5 Identifizierung des Myons 59
4.5.1 Myon-Schnitte im inneren Spursystem 60
4.5.2 Myon-Identifikation im instrumentierten Eisen 62
4.5.3 Myon-Spur-Verknüpfung 63
4.5.4 Effizienz der Myon-Identifikation 63
4.6 Der primäre Vertex 65
4.6.1 Der Runvertex 65
4.6.2 Der CSPRIM-Vertex 67
4.6.3 Schnitte auf den CSPRIM-Vertex 70
4.7 Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes 72
4.8 Jets 74
4.8.1 Jet Algorithmus 74
4.8.2 Jet Schnitte 76
4.9 Kinematische Schnitte 79
4.9.1 „Untagged“ Photoproduktion 79
4.10 Vorläufige Ereignismenge 81
4.11 Weitere Kontrollverteilungen 82

5 Identifikation schwerer Quarks 85
5.1 Der Zerfallskanal 85
5.2 Untergrundereignisse 87
5.2.1 Nicht-*ep* induzierter Untergrund 87
5.2.2 *ep* induzierter Untergrund 88
5.3 Die verschiedenen Ereignismengen 89
5.3.1 Das Beauty Signal 89
5.3.2 Das Charm Signal 89
5.3.3 Der *uds*-Untergrund 90
5.3.4 Kontrollereignismengen 91
5.4 Die Observablen 91
5.4.1 Die Variable p_t^{rel} 91
5.4.2 Der Impaktparameter δ 96
5.5 Die Multi-Impaktparameter Methode (MIP) 106
5.5.1 Die Spurauswahl 106
5.5.2 Die MIP-Observable $\mathcal{P}_{MIP}$ 113
5.5.3 Die verbesserte MIP-Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ 125
5.5.4 Die reine Signal-Ereignismenge 129
5.6 Die Methode der Anpassung 132

5.6.1 Die spezifische Log-Likelihood Funktion 133
5.6.2 Die automatische Normierung 134

6 Die Ergebnisse 137
6.1 Definition des Wirkungsquerschnitts 137
6.2 Der Drei-Komponentenfit 139
6.2.1 Die MIP Analyse mit drei Komponenten 140
6.2.2 Die p_t^{rel} Analyse mit drei Komponenten 145
6.2.3 Die zweidimensionale Analyse mit drei Komponenten 146
6.3 Der Zwei-Komponentenfit 148
6.3.1 Die MIP Analyse mit zwei Komponenten 150
6.3.2 Die p_t^{rel} Analyse mit zwei Komponenten 155
6.3.3 Die zweidimensionale Analyse mit zwei Komponenten (Referenz) 156
6.4 Untersuchungen zu den Wirkungsquerschnitten 159
6.4.1 Der Wirkungsquerschnitt für Beauty Produktion 159
6.4.2 Der Wirkungsquerschnitt für Charm Produktion 163
6.5 Die systematischen Fehler 166
6.6 Die gemessenen Wirkungsquerschnitte 170
6.6.1 Der totale Wirkungsquerschnitt für Beauty Produktion 170
6.6.2 Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Beauty Produktion . . . 172
6.6.3 Der totale Wirkungsquerschnitt für Charm Produktion 176
6.6.4 Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion . . . 178
6.7 Vergleiche mit anderen Messungen 182
6.7.1 Vergleiche für die Beauty Produktion 182
6.7.2 Vergleiche für die Charm Produktion 184

7 Zusammenfassung 185

A Die Wahrscheinlichkeitsfunktion PROB(X, N) 187

B Schätzung von Parametern 189
B.1 Grundlagen 189
B.1.1 Wichtige Kriterien für einen Estimator 190
B.2 Maximum Likelihood 190
B.2.1 Definition und anschauliche Bedeutung der Likelihood 191
B.2.2 Die Maximum-Likelihood-Methode zur Parameterbestimmung . 191
B.2.3 Die Eigenschaften der Maximum-Likelihood-Methode 192
B.2.4 Maximum-Likelihood für Histogramme 193
B.2.5 Extended-Maximum-Likelihood 193
B.2.6 Der Zusammenhang mit den kleinsten Quadraten 194
B.3 Fehlerberechnung bei der Maximum-Likelihood Methode 195
B.3.1 Ein Parameter 195
B.3.2 Zwei oder mehr Parameter 197

C Die Beschreibung der Spur-Auflösung durch das Monte Carlo 198

D Die Beamspot-Ellipse 205

E Die Nummerierung der CST-Halbleitern **208**

Abbildungsverzeichnis **209**

Tabellenverzeichnis **213**

Literaturverzeichnis **215**

Danksagung **227**

Kapitel 1

Einleitung

Streuexperimente mit Elektronen und Protonen - oder allgemeiner mit Leptonen und Hadronen - haben in den vergangenen 40 Jahren wesentlich zum Verständnis der inneren Struktur der Materie beigetragen. Als im Jahr 1992 der Speicherring HERA am DESY in Hamburg in Betrieb genommen wurde, erwartete man, die langjährige Tradition der Lepton–Hadron–Streuexperimente erfolgreich weiterzuführen und Erkenntnisse in zuvor nicht zugänglichen kinematischen Bereichen zu gewinnen. Als weltweit erster und bis heute einziger Speicherring für Elektronen bzw. Positronen und Protonen bietet HERA durch seine Konzeption einen vielversprechenden Ansatz: Neben den Elektronen werden auch die Protonen auf hohe Energien beschleunigt, bevor sie bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 318 GeV miteinander zur Kollision gebracht werden. Man erreicht dadurch eine Auflösung der inneren Struktur der Materie bis ca. 10^{-18} m. HERA darf sich somit in der Tradition der Streuexperimente zur Entschlüsselung des Aufbaus der Materie sehen, die von Rutherford über Hofstadter bis hin zur Entdeckung der Quarks am SLAC reicht.

Die Frage nach den fundamentalen Bausteinen der Materie wird zur Zeit durch das Standardmodell beantwortet, das die elementaren Teilchen, Leptonen und Quarks, und ihre Wechselwirkungen - mit Ausnahme der Gravitation - erklärt. Das Standardmodell beschreibt bislang alle experimentellen Daten sehr gut, mit Ausnahme der Neutrinomassen, die mittlerweile als ungleich Null bestimmt wurden. Während Leptonen experimentell als freie Teilchen beobachtet werden können, werden die Quarks als Teilchen angesehen, die aufgrund einer starken Kraft beschränkt sind innerhalb von zusammengesetzten Hadronen, wie z.B. dem Proton. Diese Eigenschaft der Quarks wird als *Confinement* bezeichnet. Die starke Wechselwirkung wird in der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben als eine Kopplung von masselosen Gluonen an Farbladungen, die von den Quarks und den Gluonen selbst getragen werden.

In dieser Arbeit wird die Produktion schwerer Quarks bei HERA mit dem H1-Detektor untersucht. Die Motivationen, schwere Quarks bei HERA zu betrachten, sind sehr vielfältig. Da die Masse der schweren Quarks ($m_b \approx 4.75$ GeV für das Beauty- und $m_c \approx 1.5$ GeV für das Charm Quark) eine harte Skala definiert, wird die Störungstheorie der QCD anwendbar, die in diesem Fall als zuverlässig gilt. Somit können Aussagen der QCD überprüft werden, was für das theoretische Verständnis der starken Wechselwirkung wichtig ist. Da die Produktion schwerer Quarks von gluoninduzierten Prozessen aus dem Proton dominiert ist, kann die Gluondichte im Proton erforscht werden. Weil auch Prozesse beitragen, in denen das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert, kann aus der Produktion von Beauty- und von Charm Quarks auch Information über die Struktur des aufgelösten Photons gewonnen werden.

Im Gegensatz zu den Erwartungen waren die ersten Messungen des Wirkungsquerschnitts für Beauty Produktion bei HERA [1, 2] höher als die Vorhersagen der QCD Störungstheorie, die in nächstführender (*next-to-leading-order*, NLO) Ordnung berechnet wurden. Ähnliche Beobachtungen wurden in Hadron-Hadron Kollisionen [3] und auch in Zwei-Photon Wechselwirkungen [4] gemacht. Neuere Messungen der Beauty Produktion von der ZEUS [5] und der H1-Kollaboration [6] sind dagegen in Übereinstimmung mit QCD Vorhersagen, während in aktuellen Messungen beider Kollaborationen [7, 8] die Messdaten wieder etwas über den Vorhersagen liegen. Auch die neuesten Messungen der Photoproduktion von Charm Quarks der ZEUS [9, 10] und der H1 Kollaboration [11] zeigen einen leichten Überschuß der Daten.

In dieser Analyse wird die kinematische Region der Photoproduktion untersucht, in welcher das vom Elektron abgestrahlte Photon quasireell ist ($Q^2 \approx 0$). Zur Identifizierung der schweren Quarks wird ihr semi-myonischer Zerfallskanal verwendet, der sowohl für Beauty- als auch für Charm Quarks über ein genügend großes Verzweigungsverhältnis in der Größenordnung von 10 % verfügt. Ereignisse mit mindestens zwei hochenergetischen Jets (jj) im Endzustand, von denen einer ein Myon (μ) mit einem großen transversalen Impuls enthalten muß, werden zur Messung des Beauty- und des Charm Wirkungsquerschnitts $ep \rightarrow eb\bar{b}X \rightarrow ejj\mu X'$ (entsprechend für Charm) in Photoproduktion benutzt. Die Ergebnisse basieren auf einer Methode, welche die unterschiedliche Form der Verteilungen von Ereignissen mit Beauty-, Charm- und leichten Quarks für diskriminierende Observablen aufgrund der verschieden langen Lebensdauern und der verschieden großen Massen ausnutzt. Die großen Massen von Hadronen mit Beauty Quarks führen zu einer breiten Verteilung des transversalen Impulses p_t^{rel} des Zerfallsmyons relativ zur Richtung des Jets, der aus dem Beauty Quark hervorgeht. Die lange Lebensdauer von Charm- und insbesondere von Beauty Hadronen spiegelt sich in großen Impaktparametern δ der Spuren aus dem Zerfall der schweren Hadronen relativ zum primären Ereignisvertex wider. Der zentrale Silizium Vertexdetektor (CST) des H1-Experiments ist dabei die wichtigste Komponente, welche für die erforderliche Spurauflösung bei der Messung der Impaktparameter sorgt.

Bisher wurden bei H1 nur Analysen mit vollständig rekonstruierten Hadronzerfällen wie z.B. $D^* \rightarrow D^0 \pi_{slow} \rightarrow K \pi \pi_{slow}$, oder mit Myonen bzw. Elektronen aus dem semi-leptonischen Zerfall von schweren D- oder B-Mesonen bei H1 durchgeführt. Die Datenauswahl dieser Arbeit beruht zwar ebenfalls auf der Selektion eines Myons, jedoch werden hier zum ersten Mal alle Spuren, die gewissen Anforderungen genügen, aus den beiden Jets zur Trennung der verschiedenen Anteile in den Daten herangezogen. Die Spurinformationen werden dabei mittels einer Multi-Impaktparameter (MIP) Methode zur Observablen $\mathcal{P}'_{MIP}$ kombiniert, die gegenüber früheren Messungen eine genauere Trennung gewährleisten soll. Zudem ermöglicht die MIP Methode, daß zum ersten Mal bei H1 auch der andere Jet, der kein Myon enthalten muß, auf schwere Quarks untersucht wird. Er kann zum einen als eigenständige, unabhängige Messung betrachtet werden, oder durch seine zusätzlichen Spuren zur Verbesserung der Trennfähigkeit beitragen.

Durch die Kombination der Informationen aus der Multi-Impaktparameter Methode und der transversalen Impulsverteilung p_t^{rel} wird die Identifizierung der einzelnen Quellen in den Daten optimiert, was zu einer reduzierten statistischen und systematischen Unsicherheit führt. Die Anteile der Ereignisse mit Beauty- und mit Charm Quarks in den Daten werden aus einer Anpassung nach der Maximum Likelihood Methode an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P'}_{MIP}$) Verteilung bestimmt.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Kapitel 2 gibt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Beauty- und Charmproduktion in Elektron-Proton-Kollisionen. Außerdem werden die verwendeten Monte Carlo Simulationsprogramme und die Rechnungen in nächstführender Ordnung QCD Störungstheorie vorgestellt.

- In Kapitel 3 wird der zur Messung verwendete H1–Detektor und die HERA–Ringanlage erläutert, Dabei wird schwerpunktmäßig auf die für die Analyse relevanten Detektorkomponenten eingegangen. Diese sind vor allem der zentrale Silizium Vertex Detektor, das zentrale Spursystem sowie das zentrale Myonsystem.

- Das Kapitel 4 beschreibt die Rekonstruktion der Ereignisse und die durchgeführte Selektion, die auf Daten und Monte Carlo Simulationen gleichermaßen angewendet wird. Die Selektion wird anhand von Kontrollverteilungen, in denen die Daten mit der Monte Carlo Simulation verglichen werden, überprüft.

- Im darauffolgenden zentralen Kapitel 5 werden die zur Messung benutzten Observablen eingeführt. Dabei handelt es sich um den transversalen Impuls des Myons relativ zum assozierten Jet und um die Impaktparameter aller ausgewählter Spuren aus beiden Jets, die zur Multi-Impaktparameter Methode kombiniert werden. Eine verbesserte MIP Observable $\mathcal{P'}_{MIP}$ wird eingeführt, welche mindestens zwei selektierte Spuren verlangt und diejenige Spur mit der höchsten Signifikanz des Impaktparameters nicht berücksichtigt. Die zur Trennung der Anteile an Beauty und Charm verwendete Fit-Prozedur, die auf einer Maximum Likelihood Methode unter Anwendung der Poissonstatistik beruht, wird beschrieben.

- In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der verschiedenen Anpassungen dargestellt und die relativen Anteile der Monte Carlo Quellen anschließend in gemessene Wirkungsquerschnitte für Beauty- und Charm Produktion in Photoproduktion unter Berücksichtigung der Detektoreffizienz transformiert bzw, auf einen sichtbaren Bereich extrapoliert. Für den Transversalimpus des Myons, seine Pseudorapidität und für die kinematische Variable x_γ^{obs}, welche den Anteil der Photonenergie an der harten Wechselwirkung beschreibt, werden differenzielle Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Daten werden mit der Vorhersage der Monte Carlo Simulation und einer NLO Rechnung verglichen. Die systematischen Fehler werden ausführlich behandelt.

- Abschließend werden in Kapitel 7 die Ergebnisse der Arbeit zusammengefaßt.

- Im Anhang wird in zwei kurzen mathematischen Abhandlungen die Kombination von unabhängigen Wahrscheinlichkeiten und die Schätzung von Parametern mit der Methode der Maximum Likelihood diskutiert. Abschließend wird in zwei technischen Studien gezeigt, wie die Spurauflösung in der Monte Carlo Simulation an die Daten angepaßt wird und die Größe der transversalen Wechselwirkungszone, der sogenannten Beamspot-Ellipse, bestimmt wird.

Anmerkung zu den Einheiten

In der vorliegenden Arbeit wird das System der natürlichen Einheiten verwendet, in dem

$$c = \hbar = 1 \tag{1.1}$$

gilt, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $\hbar = h/2\pi$ ist, mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h. In dieser Konvention besitzen Energie, Masse, reziproke Länge und reziproke Zeit dieselbe Dimension und das Elektronvolt,

$$1\,\mathrm{eV} \approx 1.6 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{Nm}, \tag{1.2}$$

wird als übereinstimmende Einheit gewählt. Wirkungsquerschnitte für Teilchenwechselwirkungen werden in barn angegeben, mit:

$$1\,\mathrm{b} = 10^{-28}\ \mathrm{m}. \tag{1.3}$$

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen und phänomenologischen Konzepte zur Beschreibung der Produktion schwerer Quarks in Elektron[1]-Proton (ep) Streuung und des semi-myonischen Zerfalls von Hadronen mit schweren Quarks vorgestellt. Zuerst wird dabei der grundlegende ep-Streuprozeß mit den relevanten kinematischen Größen diskutiert. Dannach wird die Photon-Proton Streuung mit quasireellen Photonen als Grenzfall der inelastischen Streuung behandelt. Dieser Mechanismus, den man auch Photoproduktion nennt, liefert bei HERA den wesentlichen Beitrag zur Erzeugung schwerer Quarks, auf deren Produktion und Zerfall anschließend ausführlich eingegangen wird. Zum Schluß wird auf die theoretischen Rechnungen in höherer Ordnung und auf die Simulation der ep-Streuung mit Hilfe von Monte Carlo Methoden eingegangen.

2.1 Die Elektron-Proton Streuung

2.1.1 QCD Grundlagen

Grundlage einer konsistenten theoretischen Beschreibung der starken Wechselwirkung ist eine nicht-abelsche Eichtheorie. Eine charakteristische Eigenschaft, die jeder nicht-abelschen Eichfeldtheorie zu eigen ist, besteht im Abnehmen der effektiven Kopplungskonstanten bei hohen Impulsen oder kurzen Distanzen. Das bezeichnet man als asymptotische Freiheit.

Die Quantenchromodynamik (QCD[2]) ist eine solche Theorie. Sie beruht auf der unitären Symmetrie $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$ der Quarks, den Trägern einer Farbladung. Die lokale Symmetrie der $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$-Gruppe erfordert die Einführung von acht Eichfeldern, den farbigen Gluonen, welche die starke Wechselwirkung vermitteln. Die effektive Kopplungskonstante der QCD wird mit α_s bezeichnet.

Bei langen Distanzen und weichen Wechselwirkungen nimmt α_s große Werte in der Grösenordnung von $\mathcal{O}(1)$ an (vergleiche Abbildung 2.2 für $\mu \to 1$). Es sollte

[1]Bei HERA werden sowohl Elektronen als auch Positronen mit Protonen zur Streuung gebracht. Der Begriff *Elektron* und das Symbol e wird im Folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit für Elektron und Positron gemeinsam benutzt, ungeachtet der unterschiedlichen elektrischen Ladung. Falls nötig, wird eine explizite Unterscheidung vorgenommen.

[2]Eine Einführung kann z.B. in [12] gefunden werden.

deshalb nicht möglich sein, Teilchen, die eine Farbladung tragen, einzeln zu beobachten. Vielmehr sollten die Quarks und Gluonen derart eingeschränkt sein, daß sie nur in farbneutralen Teilchen, den Hadronen, vorkommen. Diese Eigenschaft bezeichnet man als *Confinement*. Bei Werten von $\alpha_s \approx 1$ beruhen die Vorhersagen zumeist auf phänomenologischen Modellen.

Gilt aber $\alpha_s \ll 1$, d.h. ist eine harte Skala vorhanden, so ist eine störungstheoretische Beschreibung der QCD möglich und Wirkungsquerschnitte für Teilchenstreuungen können in Potenzreihen der starken Kopplungskonstanten α_s entwickelt werden. Die QCD Störungstheorie wird auch als *perturbative* QCD oder pQCD bezeichnet. Im Fall $\alpha_s \to 0$ sollten die Quarks als freie Teilchen betrachtet werden können.

Experimentelle Bestätigung erfährt die QCD z.B. durch tiefinelastische Elektron-Streuexperimente, wie sie am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) von Hofstadter durchgeführt wurden [13]. Die Messungen dort haben gezeigt, das die untersuchten Hadronen eine innere Struktur besitzen. Aufgrund dieser Beobachtung etablierte sich das Parton-Modell (PM), in dem die Konstituenten der Hadronen als Partonen bezeichnet werden. Im Rahmen der QCD werden die Partonen mit den farbigen Quarks und Gluonen identifiziert.

Das zur Gruppe der Hadronen gehörende Proton besteht quantenchromodynamisch aus drei Valenzquarks (u, u und d), die die elektrische Netto-Ladung des Protons ausmachen, sowie aus See-Quarks und -Antiquarks, die durch Feldfluktuationen entstehen können, und aus Gluonen, die an die Quarks und Antiquarks koppeln.

Bei den hohen Impulsüberträgen, die bei HERA entstehen können (vergleiche Abschnitt 3.1) verhalten sich die Quarks des Protons bei der Streuung aufgrund der asymptotischen Freiheit wie freie Teilchen. Der Prozeß wird in diesem Fall als tiefinelastische Streuung (*deep inelastic scattering*, DIS) von Elektronen an Protonen bezeichnet und im PM als elastischer Stoß des Elektrons mit einem Quark im Proton interpretiert. Anschaulich ausgedrückt:

$$\text{DIS: ep} \to \text{eX} \qquad \cong \qquad \text{PM: eq} \to \text{eq} \quad + \text{Zuschauer}$$

Durch das Auftreten von schweren Quarks wird durch deren große Masse ebenfalls eine harte Skala definiert. Bevor die Produktion schwerer Quarks diskutiert wird, soll aber zuerst der *ep*-Streuprozeß in niedrigster Ordnung betrachtet werden. Dabei ist in diesem Fall die Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ gemeint, wobei α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung bezeichnet.

2.1.2 Neutrale Ströme

Der Streuprozeß zwischen einem Elektron und einem Proton wird durch den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Handelt es sich dabei um ein geladenes Boson, ein massives $\mathrm{W}^{\pm}$, so spricht man von einem geladenen Strom oder *charged current* (CC). Durch den Austausch wird das Elektron in ein Neutrino umgewandelt, das aufgrund seiner rein schwachen Wechsekwirkung nicht direkt im Detektor gemessen werden kann. Über den fehlenden transversalen Impuls kann das Neutrino aber indirekt nachgewiesen werden (vergleiche die Definition des H1-Koordinatensystems in Abschnitt 3.2.1). Der geladene Strom wird in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

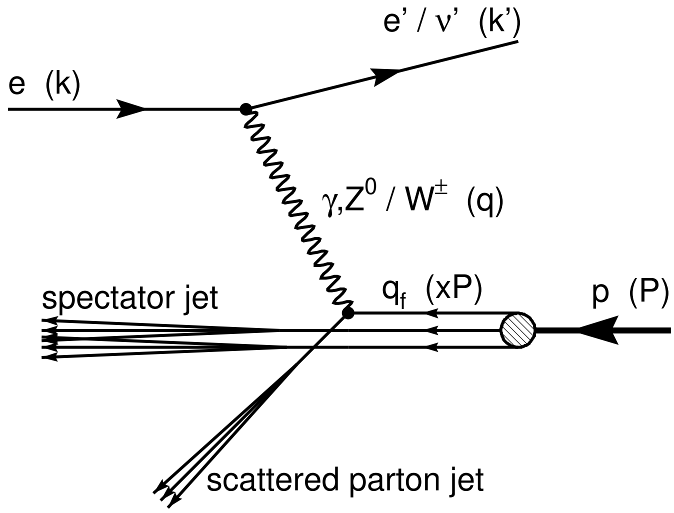


Abbildung 2.1: Der *ep*-Streuprozeß mit einem neutralen oder geladenen Strom in niedrigster Ordnung im Parton-Modell. Die Vierer-Impulsvektoren der Teilchen sind in Klammern angegeben.

Wird bei der Wechselwirkung keine Ladung ausgetauscht, spricht man von einem neutralen Strom oder *neutral current* (NC). Das einlaufende Elektron behält seine Identität bei und tauscht mit dem Quark entweder ein virtuelles Photon (γ) oder ein massives Z^0 aus. Beide Prozesse, NC und CC, sind zusammen in Abbildung 2.1 im Parton-Modell schematisch dargestellt. Dort läuft das Elektron von links ein, das Proton von rechts. Das gestreute Quark hadronisiert und bildet einen Jet (*scattered parton jet*), ebenso wie die beiden unbeteiligten Zuschauer-Quarks (*spectator jet*). Der von den Zuschauer-Quarks gebildete Jet wird dabei auch als Protonrest oder *Proton-Remnant* bezeichnet. Der Protonrest verschwindet normalerweise ohne nachgewiesen zu werden im Strahlrohr. Sowohl das im Fall des NC Prozesses gestreute Elektron als auch die aus der Reaktion hervorgehenden hadronischen Teilchen, womit vor allem die Teilchen des *scattered parton jet* gemeint sind, sind im Detektor nachzuweisen. Die Summe der transversalen Impulse aller Teilchen im Detektor ist bei einem solchen Austausch gleich Null.

Vor der Streuung besitzt das Elektron den Vierer-Impuls k, danach k'. Der Vierer-Impulsübertrag vom Elektron auf seinen Stoßpartner, bzw. die Virtualität (invariante Masse) des ausgetauschten Eichbosons, beträgt somit $q = k - k'$. Das Proton läuft mit dem Vierer-Impuls P ein, von dem das an der Streuung beteiligte Quark den Bruchteil x trägt. Zur Beschreibung tiefinelastischer Prozesse werden üblicherweise die kinematischen Variablen x_{Bj}, y und Q^2 verwendet. Sie sind invariant unter Lorentztransformation und gestatten eine anschauliche Interpretation im Parton-Modell. Ebenfalls wichtig ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie, s. Diese Größen sind über die Vierer-Impulse k und P von Elektron und Proton sowie den Vierer-Impulsübertrag q wie folgt definiert:

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

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \qquad (Q^2 \geq 0) \tag{2.2}$$

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2\,(P\cdot q)} \qquad (0 \le x_{BJ} \le 1) \tag{2.3}$$

$$y = \frac{P\cdot q}{P\cdot k} \qquad (0 \le y \le 1) \tag{2.4}$$

Q^2 ist dabei das negative Quadrat des Vierer-Impulsübertrags, welches nicht negativ ist. Die dimensionslose Variable y beschreibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons und ist damit ein Maß für die Inelastizität. x_{Bj} ist die ebenfalls dimensionslose Bjørkensche Skalenvariable. Sowohl x_{Bj} als auch y sind auf den Wertebereich zwischen 0 und 1 eingeschränkt.

x_{Bj} gibt im sogenannten *infinite momentum frame*, in dem die Transversalimpulse der Protonkonstituenten gegenüber dem Longitudinalimpuls des Protons vernachlässigbar sind, in erster Ordnung gerade den Impulsbruchteil x des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons an. Dies ist in guter Näherung im Laborsystem von H1 erfüllt und soll hier explizit bewiesen werden: Sei j der Vierer-Impuls des gestreuten reellen Quarks. Dann gilt:

$$xP + q = j \tag{2.5}$$

Durch Quadrieren der Gleichung erhält man

$$x^2 M_{\mathrm{p}}^2 + 2xPq - Q^2 = M_j^2\ , \tag{2.6}$$

wobei mit M_{p} und M_j die Massen des Protons und des Quarks bezeichnet werden. Bei Vernachlässigung der beiden Massen folgt hieraus die Identität von x_{Bj} mit dem Impulsbruchteil x:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = x_{Bj}. \tag{2.7}$$

Ebenfalls von Bedeutung ist die invariante Masse $W_{\gamma p}^2$ des aus dem gestreuten Proton hervorgehenden hadronischen Endzustands, d.h. die invariante Masse des Photon-Proton Systems:

$$W_{\gamma p}^2 = (k - k' + P)^2 = (q + P)^2 \tag{2.8}$$

Bei Vernachlässigung der Teilchenmassen gelten die Identitäten:

$$Q^2 = x_{Bj}\, y\, s \tag{2.9}$$

und

$$W_{\gamma p}^2 = ys - Q^2 = Q^2 \frac{1 - x_{Bj}}{x_{Bj}}. \tag{2.10}$$

Man unterscheidet zwischen Prozessen, bei denen das negative Quadrat des Impulsübertrages mindestens einige GeV^2 beträgt und die als tiefinelastische Streuungen (DIS) bezeichnet werden, und solchen, bei denen $Q^2 \approx 0$ GeV^2 gilt. In dem Phasenraum der letzteren Prozesse wird die *ep*-Wechselwirkung durch ein quasireelles Photon vermittelt. Der Beitrag des Z-Bosons zum neutralen Strom ist aufgrund seiner großen Masse, die in den Propagator $1/(Q^2 + M_Z^2)$ eingeht, in diesem Bereich stark unterdrückt. Darum wird diese Klasse von Ereignissen auch als Photoproduktion bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 1$ GeV^2 untersucht.

2.1.3 Kinematische Rekonstruktion

Im Laborsystem, d.h. im H1-Koordinatensystem, das in Abschnitt 3.2.1 definiert ist, lauten die Vierer-Vektoren der einlaufenden Strahlteilchen und des auslaufenden gestreuten Elektrons:

$$k = \begin{pmatrix} E_\mathrm{e} \\ 0 \\ 0 \\ -E_\mathrm{e} \end{pmatrix}, \quad P = \begin{pmatrix} E_\mathrm{p} \\ 0 \\ 0 \\ E_\mathrm{p} \end{pmatrix}, \quad k' = \begin{pmatrix} E'_\mathrm{e} \\ E'_\mathrm{e} \sin\theta_\mathrm{e} \\ 0 \\ E'_\mathrm{e} \cos\theta_\mathrm{e} \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Dabei bezeichnen E_e und E_p die Energien des einlaufenden Elektrons bzw. Protons, E'_e und θ_e sind die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Elektrons. Das kartesische Koordinatensystem ist so definiert, dass sich das einlaufende Proton in $+z$-Richtung bewegt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit liege das gestreute Elektron zur Vereinfachung in der xz-Ebene. Des weiteren werden wieder alle Teilchenmassen vernachlässigt.

Nach Gleichung 2.1 erhält man:

$$s = 4E_\mathrm{e}E_\mathrm{p}\,. \tag{2.12}$$

Sind die Strahlenergien E_p und E_e im Experiment festgelegt, d.h. wenn die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ konstant ist, so hat jedes Ereignis genau zwei kinematische Freiheitsgrade bzw. es sind nur zwei der drei kinematischen Variablen unabhängig. Die im Laborsystem gemessenen Größen, d.h. die Winkel und die Energien des gestreuten Elektrons sowie des hadronischen Endzustandes, und die bereits vorgestellten lorentzinvarianten Variablen x_{Bj}, y und Q^2 stehen dabei in eindeutiger Beziehung zueinander. Dies bedeutet, daß durch zwei gemessene Größen die Kinematik des Ereignisses festgelegt ist.

In einer inklusiven[3] Messung werden zur Bestimmung der Kinematik meist die Energie E'_e und der Winkel θ_e des gestreuten Elektrons verwendet. Dies ist im Fall der vorliegenden Analyse nicht möglich, da sogenannte „untagged“ Photoproduktionsereignisse (vergleiche Abschnitt 4.9) selektiert werden, bei denen explizit verlangt wird, daß kein Elektron im Detektor gemessen worden ist. Die Rekonstruktion der Ereignis-Kinematik kann daher nur mit Hilfe des hadronischen Endzustandes erfolgen. Für die genauen Formeln der benutzten kinematischen Rekonstruktion nach der Hadron-Methode sei auf Abschnitt 4.9.1 verwiesen.

Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung ergeben sich zwei Erhaltungsgrößen der Streuung. Zum einen ist der gesamte Impuls senkrecht zur Strahlachse erhalten und beträgt Null. Dies bedeutet, daß der gesamte Transversalimpuls aller Teilchen des hadronischen Endzustands und des gestreuten Elektrons im Idealfall Null ergeben sollte. Zum anderen ist die über alle Teilchen im Anfangs- bzw. Endzustand ausgeführte Summe $\Sigma(E - p_z)$ eine Erhaltungsgröße, die der doppelten Energie des einfallenden Elektrons entspricht. Dabei ist E die Energie und p_z die z-Komponente des Impulses des jeweiligen Teilchens, über das gerade summiert wird. Mit den Vierervektoren nach

[3] *Inklusiv* bedeutet in diesem Zusammenhang, dass der hadronische Endzustand, der aus dem gestreuten Proton hervorgeht, zur Bestimmung der kinematischen Variablen nicht betrachtet wird.

2.11 folgt daraus für den Endzustand (*final state*, FS):

$$\sum_{i \in \mathrm{FS}} (E_i - p_{z,i}) = \sum_h (E_h - p_{z,h}) + (E'_\mathrm{e} - p_{z,\mathrm{e}}) = 2E_\mathrm{e} \tag{2.13}$$

Hier wird über alle auslaufenden Teilchen h des hadronischen Systems und das gestreute Elektron summiert.

2.1.4 Die Photoproduktion

Die Photoproduktion (γp) ist definiert als die Wechselwirkung, bei welcher das Quadrat des negativen Impulsübertrags ungefähr Null beträgt ($Q^2 \approx 0$) und das ausgetauschte Photon damit quasireell ist. Das gestreute Elektron ändert dabei kaum seine Richtung und geht im Strahlrohr verloren, d.h. es kann im Hauptteil des Detektors nicht nachgewiesen werden. Dies ist nur für Werte $Q^2 > 1$ GeV^2 der Fall. Bei HERA können die Prozesse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung nur dadurch unterschieden werden, ob das gestreute Elektron im Hauptteil des Detektors nachgewiesen wird oder ob nicht.

Da der Photonpropagator mit einem Faktor $1/Q^4$ in den inklusiven bzw. totalen ep-Wirkungsquerschnitt eingeht, ist die Photoproduktion der dominante Prozeß bei HERA. Sie hat einen totalen Wirkungsquerschnitt von ≈ 150 μb. Dabei stammt der größte Teil von weichen, niederenergetischen Wechselwirkungen. Es können aber auch Teilchen mit einem hohen transversalen Impuls p_t oder einer großen Masse m, wie z.B. ein Beauty Quark, in Photoproduktion erzeugt werden. Dann ist eine harte Skala vorhanden und störungstheoretische QCD Rechnungen sind anwendbar.

Die äquivalente Photon-Näherung

Im Grenzfall $Q^2 \to 0$ kann die ep-Streuung auf eine Photon-Proton Wechselwirkung reduziert werden. $Q^2 \to 0$ impliziert nach Definition in Gleichung 2.3 das auch $x_{Bj} \to 0$ gilt. Die Bjørkensche Skalenvariable x_{Bj} hat also für die Photoproduktion keine physikalische Bedeutung. Für die invariante Masse $W^2_{\gamma p}$ Photon-Proton Systems ergibt sich in diesem Fall:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \approx \sqrt{ys} \tag{2.14}$$

Für die kinematische Variable y gilt in guter Näherung:

$$y \approx 1 - \frac{E'_\mathrm{e}}{E_\mathrm{e}} = \frac{E_\gamma}{E_\mathrm{e}}, \tag{2.15}$$

wobei $E_\gamma = E_\mathrm{e} - E'_\mathrm{e}$ die Energie des Photons bezeichnet. D.h. y stellt den Anteil an der Elektronenergie dar, den das Photon in den harten Subprozeß einbringt. Der ep-Wirkungsquerschnitt kann dann faktorisiert werden in einen Photon-Proton (γp) Wirkungsquerschnitt, $\sigma_{\gamma p}$, und einen Term, der den Fluß des abgestrahlten Photons beschreibt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{ep}}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \frac{\mathrm{d}^2 F_\gamma(y, Q^2)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} \cdot \sigma_{\gamma p} \ . \tag{2.16}$$

Dabei stellt $F_\gamma(y, Q^2)$ den Photonfluß dar, der die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Elektron der Masse m_e (vergleiche unten Gleichung 2.17) ein Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 abstrahlt.

Diese Faktorisierung wird *äquivalente Photon-Näherung* genannt. Der Photonfluß enthält eine transversale Komponente, F_γ^T, und eine longitudinale Komponente F_γ^L. Während reelle Photonen nur transversal polarisiert sein können, können virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein. Da in der Photoproduktion das ausgetauschte Photon beinahe reell ist, kann die longitudinale Komponente vernachlässigt werden. Für den Photonfluß ergibt sich dann aus der Weizsäcker-Williams Näherung (*Weizsäcker-Williams-Approximation*, WWA):

$$\frac{\mathrm{d}^2 F_\gamma(y, Q^2)}{\mathrm{d}y \mathrm{d}Q^2} \approx \frac{\mathrm{d}^2 F_\gamma^T(y, Q^2)}{\mathrm{d}y \mathrm{d}Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2\frac{m_e^2 y^2}{Q^2}\right) . \qquad (2.17)$$

Harte Photoproduktion

Die große Schwerpunktsenergie bei HERA läßt eine harte Wechselwirkung der quasireellen Photonen mit Partonen aus dem Proton zu. Diese harten Prozesse produzieren kollimierte Jets (vergleiche Abschnitt 4.8), die Teilchen mit einem großen Transversalimpuls p_t im Endzustand enthalten. Es gibt zwei verschiedene Arten von harten Wechselwirkungen, die als direkte und aufgelöste (*resolved*) Prozesse bezeichnet werden:

- *Direkte Prozesse:* Das Photon koppelt als ein punktförmiges Teilchen an ein Parton im Proton. Direkte Prozesse in führender Ordnung der starken Kopplungskonstanten $\mathcal{O}(\alpha_s)$ sind der QCD-Compton Prozeß und die Boson-Gluon Fusion. Da der QCD–Compton Prozeß nur für große Werte von x_{Bj} Beiträge liefert, in der Photoproduktion aber $x_{Bj} \approx 0$ gilt, spielt er in dieser Analyse keine Rolle. Der Prozeß der Boson-Gluon Fusion ist in Abbildung 2.3(a) dargestellt.

- *Resolved Prozesse:* In diesem Fall wechselwirkt das Photon nicht als punktförmiges Teilchen, sondern fluktuiert in ein ungebundenes Quarkpaar oder ein Vektormeson, und wechselwirkt dann stark mit einem Parton aus dem Proton. Dies kann als eine Auflösung der hadronischen Struktur des Photons aufgefaßt werden, d.h. ein Parton aus dem Photon streut mit einem Parton aus dem Proton. Beispiele von resolved Prozessen sind in Abbildung 2.3(b)-(d) dargestellt. Wenn das Photon in ein Vektormeson fluktuiert, spricht man von Vektor-Meson-Dominanz (VDM). Dieser Anteil ist nicht in perturbativer QCD berechenbar und benötigt einen phänomenologischen Ansatz. Fluktuiert das Photon in ein Quark-Antiquark Paar und wechselwirkt eines der entstandenen Quarks oder ein von diesen abgestrahltes Gluon mit einem Parton aus dem Proton, bevor sich ein Vektormeson bildet, heißt der Prozeß *anomal resolved*. Dieser Anteil liefert nur Beiträge bei hohen Transversalimpulsen und ist im Rahmen der perturbativen QCD berechenbar.

In Analogie zur Definition der Variablen x für die ep-Wechselwirkung in tiefinelastischer Streuung, die den Anteil des Protonimpulses beschreibt, der vom in die Streuung eingehenden Quark getragen wird, kann für die Photoproduktion eine Größe x_γ eingeführt werden. Sie gibt den Anteil am Impuls des Photons an, welchen das Parton aus dem Photon trägt, das in den Streuprozeß eingeht. Daher werden direkte Prozesse durch $x_\gamma = 1$ charakterisiert, während in resolved Prozessen $x_\gamma < 1$ gilt und nicht die gesamte Energie des Photons in den harten Subprozeß eingeht. Die Partonen aus dem Photon, die nicht an der harten Wechselwirkung teilnehmen, fragmentieren äquivalent zum Protonrest oder *Proton-Remnant* in einen Photonrest bzw. *Photon-Remnant*. Dieser kann im rückwärtigen Bereich des Detektors (vergleiche Abschnitt 3.2.2) gefunden werden. Zur Rekonstruktion der Variablen x_γ aus den im Detektor gemessenen Größen sei auf Abschnitt 4.11 verwiesen.

2.2 Die Produktion schwerer Quarks

Bisher wurden nur allgemeine Aspekte der Elektron-Proton (ep) Streuung diskutiert, unabhängig vom tatsächlichen Endzustand, der sich aus der ep-Wechselwirkung ergibt. Nun soll die Produktion von Beauty- und Charm Quarks betrachtet werden.

Beauty- (b) und Charm (c) Quarks werden üblicherweise als „schwere“ Quarks bezeichnet, weil ihre Massen ($m_b \approx 4.75\,\mathrm{GeV}$ und $m_c \approx 1.5\,\mathrm{GeV}$) bedeutend schwerer sind als die der sogenannten „leichten“ Quarks, mit denen Up- (u), Down- (d) und Strange (s) Quarks gemeint sind. Eine Produktion des mit der größten Masse aller Quarks behafteten Top (t) Quarks auf der Massenschale ist außerhalb des bei HERA kinematisch zugänglichen Bereichs. Die großen Massen von Beauty- und Charm Quark spiegeln sich in den relativ großen Massen der Hadronen wider, die ein Beauty- oder Charm Quark beinhalten (vergleiche Tabelle 2.1), und grenzt die Produktion von schweren Quarks damit von anderen Prozessen ab.

Die Produktion von schweren Quarks ist gut geeignet, die Aussagen der QCD zu überprüfen. Sogar für weiche Prozesse, d.h. wenn keine andere harte Skala vorhanden ist, ermöglichen alleine die Massen der schweren Quarks die Anwendung der QCD Störungstheorie. Vor allem die Masse des Beauty Quarks sollte zuverlässige Ergebnisse der QCD Rechnungen gestatten. Dies läßt sich auch anhand von Abbildung 2.2 erkennen, in dem das Skalenverhalten der effektiven starken Kopplungskonstanten dargestellt ist. Zwischen den Skalen, die der Charm- und der Beauty Masse entsprechen, nimmt α_s stark ab.

Durch den Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit experimentellen Ergebnissen können der Mechanismus der Produktion schwerer Quarks und, noch allgemeiner, die der ep-Wechselwirkung zugrundeliegenden harten Subprozesse erforscht werden. Aufgrund der harten Fragmentation der schweren Quarks werden das Parton- und das Hadronniveau als eng miteinander verbunden betrachtet. Zusätzlich liefern die Messungen der Produktion schwerer Quarks Informationen über den Gluoninhalt des Protons, da der Wirkungsquerschnitt durch gluon-induzierte Prozesse dominiert ist.

Es sollte erwähnt werden, daß bei der Schwerpunktsenergie von etwa 318 GeV, die von HERA bereitgestellt wird, die Produktion von Beauty Quarks ein relativ seltener Prozeß ist, verglichen mit der Produktion von Charm- und leichten Quarks. Für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte gilt ungefähr:

$$\sigma_b : \sigma_c : \sigma_{uds} = 2000 : 200 : 1\,. \qquad (2.18)$$

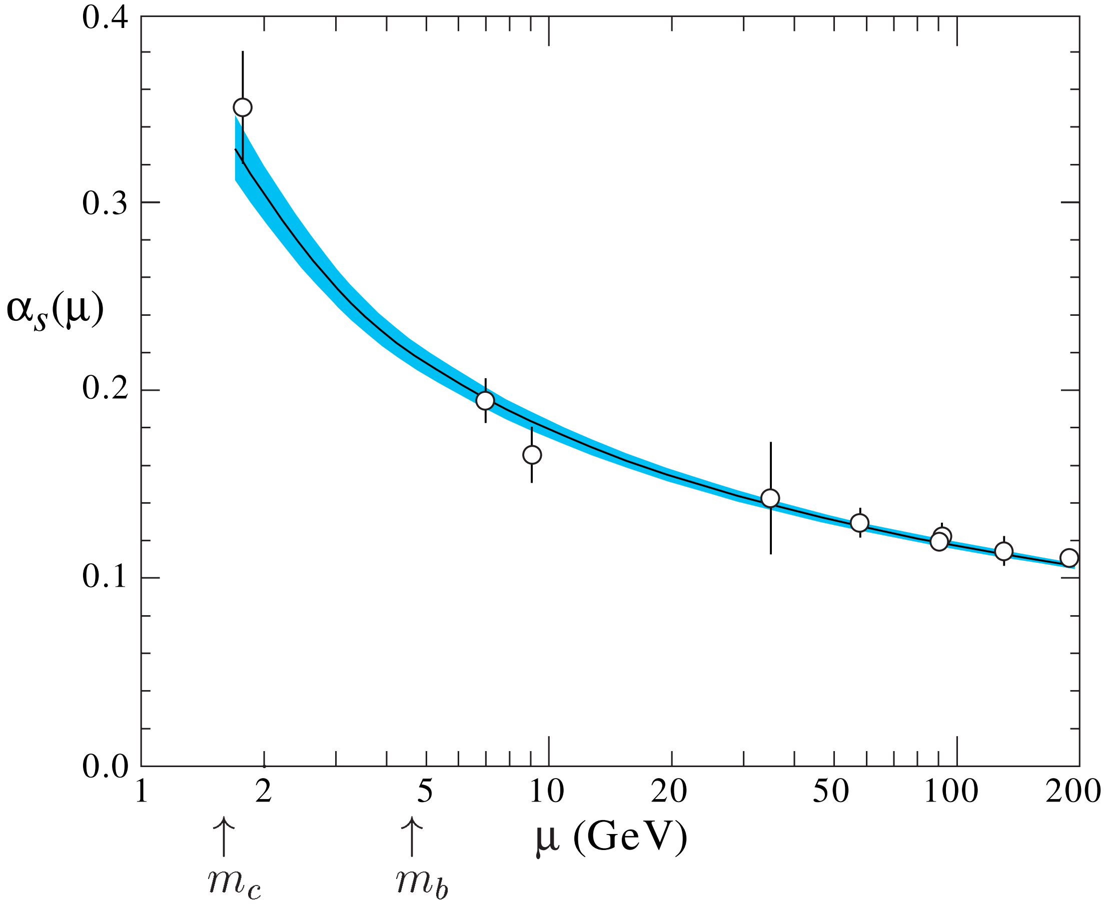


Abbildung 2.2: Das Skalenverhalten der starken Kopplungskonstanten α_s [14] in Abhängigkeit der Skala μ. Die Daten stammen von Messungen der Zerfallsbreiten von τ-, Υ- und Z-Zerfällen sowie aus Analysen der Ereignisverteilungen in e^+e^--Kollisionen bei verschiedenen Energien. Für Details siehe [14] und die dort angegebenen Referenzen. Zusätzlich ist eingezeichnet, wo sich die durch die schweren Quarkmassen definierten Skalen befinden.

Nach diesen einleitenden Bemerkungen soll in den nächsten Abschnitten die Produktion, die Fragmentation und der Zerfall schwerer Quarks ausführlicher behandelt werden. Die Diskussion beschränkt sich dabei auf sogenannte Prozesse der „offenen“ Produktion, bei denen das schwere Quark und das schwere Antiquark, die aus dem harten Subprozeß hervorgehen, unabhängig voneinander hadronisieren. Die mögliche Bildung eines $b\bar{b}$ oder $c\bar{c}$ Vektormeson-Zustandes, der farbneutral ist und somit seinen Quarkinhalt „versteckt“, stellt sich als nicht relevant für diese Analyse heraus (vergleiche Abschnitt 5.2.2) und wird deshalb nicht betrachtet.

2.2.1 Der Produktionsmechanismus

Die Produktion schwerer Quarks wird allgemein dominiert von gluon-induzierten Photoproduktionsprozessen.

Prozesse in führender Ordnung

In führender Ordnung, d.h. $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$, wobei mit α die Kopplungskonstante der Quantenelektrodynamik (QED) gemeint ist, stammt der dominante Beitrag zum Wirkungsquerschnitt der Produktion schwerer Quarks von Prozessen der Boson-Gluon Fusion (BGF) bzw. Photon-Gluon Fusion, bei denen das Photon vom Elektron abgestrahlt wird und zusammen mit einem Gluon aus dem Proton ein Paar schwerer Quarks erzeugt (vergleiche Abbildung 2.3(a)). Dabei steht in der Abbildung c stellvertretend für c und b. Im Folgenden soll dasselbe für q gelten, solange nichts anderes angegeben ist. Der Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon Fusion kann berechnet werden und ergibt sich nach [15] zu

$$\hat{\sigma}_{BGF} = \frac{\pi e_q^2 \alpha\alpha_s}{\hat{s}} \left[\left(2 + 2\omega - \omega^2\right) \ln \frac{1+\chi}{1-\chi} - 2\chi(1+\chi) \right] . \tag{2.19}$$

Dabei ist $\hat{s} = (\vec{p}_q + \vec{p}_{\bar{q}})^2$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des $q\bar{q}$ Paares, e_q bezeichnet die elektrische Ladung des Quarks und ω und χ sind gegeben durch $\omega = 4m_q^2/\hat{s}$ und $\chi = \sqrt{1-\omega}$, wobei für q wie gesagt jeweils immer b oder c eingesetzt werden muß. Aufgrund der relativ zu Charm größeren Masse des Beauty Quarks und seiner geringeren elektrischen Ladung nimmt der Faktor $e_q^2/\hat{s}$ für Beauty typischerweise viel kleinere Werte an. Die Produktion von Beauty Quarks ist deshalb gegenüber der Produktion von Charm Quarks stark unterdückt. Der kinematische Bereich nahe der Produktionsschwelle ist jeweils erheblich begünstigt, was sich in den meist geringen Transversalimpulsen $p_{t,q}$ der schweren Quarks relativ zur Strahlachse ausdrückt.

Sowohl die Dominanz der Produktion nahe der Schwelle als auch die Unterdrückung der Beauty Produktion bezogen auf die von Charm gilt ebenso für die im folgenden diskutierten *resolved* Photon Prozesse und Prozesse in höherer Ordnung QCD.

Zusätzlich zu den direkten Photon Wechselwirkungen (BGF) können auch Prozesse mit einem aufgelösten Photon, die sogenannten *resolved* Photon Prozesse, zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Drei Beispiel-Diagramme sind in der Abbildung 2.3(b)-(d) dargestellt. Teil (b) zeigt den Prozeß der Gluon-Gluon Fusion, bei dem nicht das gesamte Photon, sondern nur ein Gluon aus dem Photon in den harten Subprozeß eingeht. In den Teilen (c) und (d) sind Prozesse der sogenannten Quark-Excitation abgebildet, bei denen statt des Gluons ein schweres Quark aus dem Photon mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt. Dabei besteht der Unterschied zwischen (c) und (d) vor allem darin, daß bei (c) ein Quark-Gluon Vertex auftritt, in (d) dagegen ein Drei-Gluon Vertex.

Es soll noch angemerkt werden, daß die resolved Photon Prozesse tatsächlich effektiv von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ sind, obwohl es zunächst so aussieht, als seien sie von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$. Das liegt daran, daß die Partondichtefunktion des Photons, welche mit dem Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses multipiziert werden muß, proportional zu $1/\alpha_s$ ist.

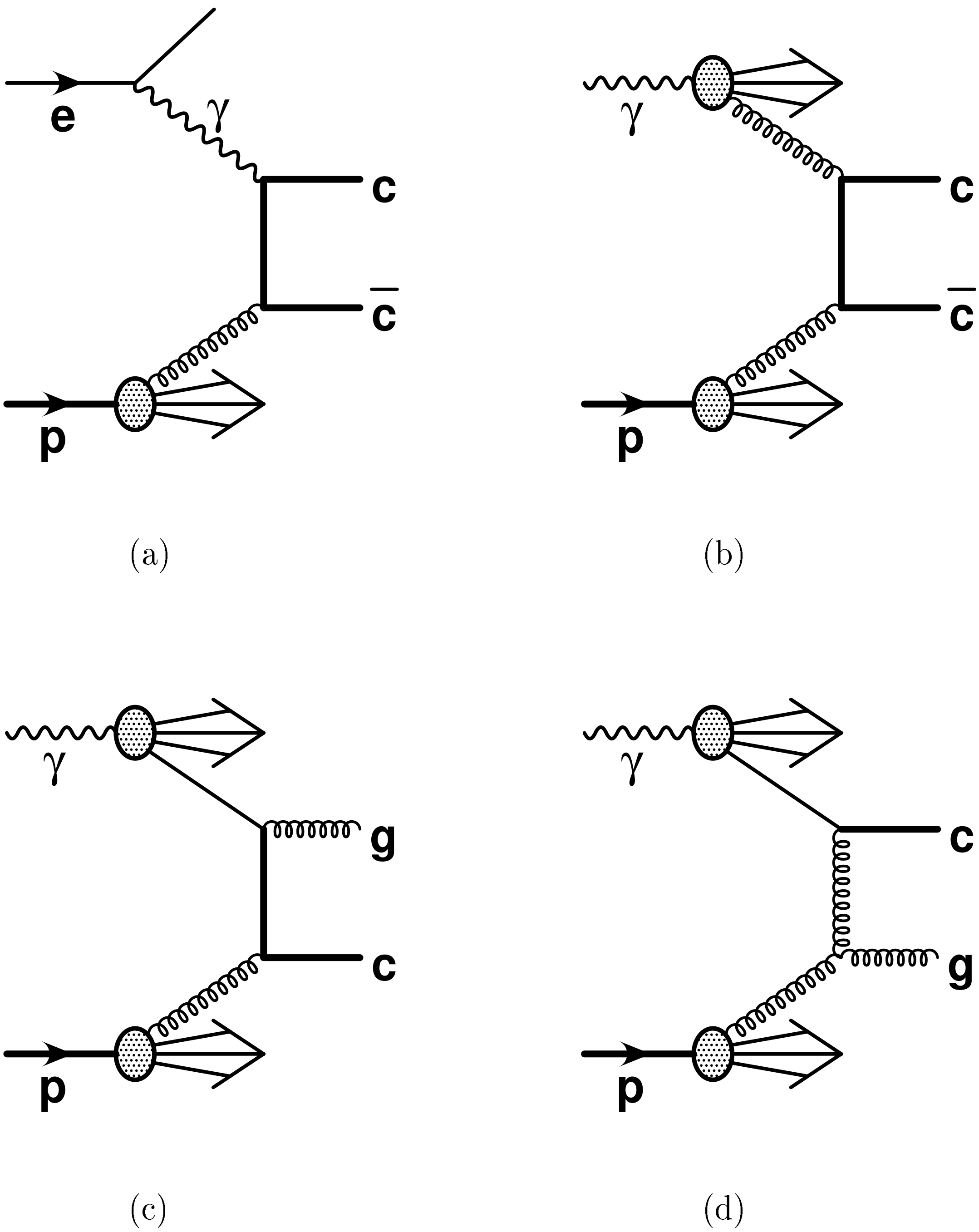


Abbildung 2.3: Die Produktion schwerer Quarks in führender Ordnung (*leading order*, LO) QCD Störungstheorie. Es sind die Feynman Diagramme für die direkte Photon-Gluon Fusion (a), sowie die resolved Prozesse der Gluon-Gluon Fusion (b) und der beiden möglichen Prozesse der Charm Excitation aus dem Photon (c,d) dargestellt. Dabei steht Charm hier stellvertetend für Beauty und Charm.

Neben den in Abbildung 2.3(c) und (d) gezeigten Prozessen der Quark-Excitation aus dem Photon können genauso Prozesse der schweren Quark-Excitation aus dem Proton auftreten, bei denen ein schweres Quark aus dem Proton mit einem Parton aus dem Photon wechselwirkt.

Für die Photoproduktion leichter Quarks ist die Komponente der resolved Photon Prozesse dominant und auch für die Charmproduktion gibt es experimentelle Anzeichen für einen signifikanten Beitrag von resolved Prozessen. Im Fall der Beautyproduktion jedoch gibt es noch keine klare Aussage. Es sollte hinzugefügt werden, daß die Trennung in eine direkte und eine resolved Komponente nur für Prozesse in führender Ordnung eindeutig ist.

Prozesse in nächstführender Ordnung

Rechnungen der QCD Störungstheorie sind für die Produktion schwerer Quarks auch in nächstführender (*next-to-leading-order*, NLO) Ordnung verfügbar. Dabei werden signifikante NLO Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten gefunden. Zwei entsprechende

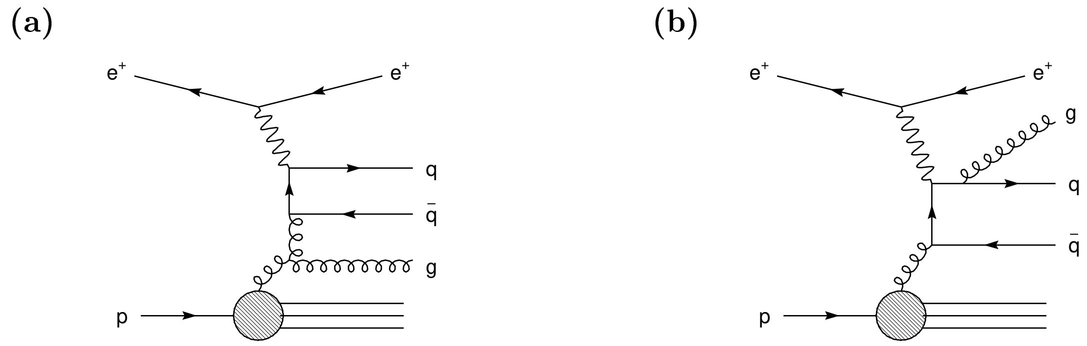


Abbildung 2.4: Beispiele für NLO QCD Prozesse, die zur Produktion schwerer Quarks beitragen. Dabei handelt es sich um eine Gluonabstrahlung (Parton-Schauer) im Anfangs- (a) bzw. Endzustand (b).

Feynman-Graphen für NLO Prozesse sind beispielhaft in Abbildung 2.4 dargestellt. In den Rechnungen kann zwischen zwei konzeptionell unterschiedlichen Zugängen differenziert werden, die im Folgenden kurz vorgestellt werden. Für eine tiefergehende Diskussion siehe z.B. [16].

- Im sogenannten *massiven* Schema [17] werden nur die leichten Quarks u, d und s und die Gluonen als aktive Partonen des Anfangszustands (*initial state*) betrachtet. In der störungstheoretischen Erweiterung des Wirkungsquerschnitts $\hat{\sigma}$ der harten Streuung werden alle Terme bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ berücksichtigt, was als *fixed order approach* bezeichnet wird. Dieser Ansatz sollte in derjenigen Region des Phasenraums zuverlässig anwendbar sein, in welcher der Transversalimpuls p_t des schweren Quarks kleiner als seine Masse oder in deren Größenordnung ist.

- Für $p_{t,q} \gg m_q$ werden die Terme, die proportional zu $\ln(p_{t,q}^2/m_q^2)$ sind, so groß, daß sie die Konvergenz der störungstheoretischen Rechnung zunichte machen können. Diese Terme stellen dabei den Beitrag einer kollinearen Gluon-Abstrahlung von einem schweren Quark und das Aufspalten eines Gluons oder Photons in ein $q\bar{q}$ Paar dar. In einer Resummation werden solche Beiträge auch jenseits der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ miteinbezogen. Das kann technisch dadurch erreicht werden, daß die mit dem schweren Quark assozierten kollinearen Singularitäten in die Fragmentationsfunktionen und die Partondichtefunktionen absorbiert werden. Weil dies erfordert, daß die Quarkmassen auf Null gesetzt werden, wird dieser Ansatz auch als *masseloses* Schema [18] bezeichnet. Im Gegensatz zum massiven Schema, in dem die schweren Quarks nur dynamisch im harten Subprozeß erzeugt werden können, werden die schweren Quarks im masselosen Zugang als intrinsische Bestandteile von Photon und Proton behandelt. D.h. im masselosen Schema sind auch Quark-Excitation Prozesse mit einem Beauty- oder Charm Quark erlaubt, während diese Prozesse im massiven Schema stark unterdrückt sind.

Für den in dieser Arbeit relevanten kinematischen Bereich wird der massive Ansatz als eher geeignet erachtet. Der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion schwerer Quarks nimmt schnell ab mit steigendem Transversalimpuls der Quarks und es werden nur geringfügige Beiträge von der Region $p_{t,q} \gg m_q$ erwartet.

2.2.2 Hadronen mit schweren Quarks

Aufgrund der Eigenschaft des sogenannten *Confinement* der Farbladung in der QCD kann eine Messung der Produktion schwerer Quarks nur indirekt durchgeführt werden. Experimentell sind nur Observablen auf Hadronniveau zugänglich. Im Folgenden werden zuerst allgemeine Überlegungen zur Hadronisierung angestellt, bevor einige relevante Eigenschaften der Fragmentation schwerer Quarks und der daraus resultierenden Hadronen skizziert werden.

Der Übergang von Partonen zu Hadronen

Die aus dem Prozeß der starken Wechselwirkung herauskommenden Partonen werden wie gesagt nur indirekt über farbneutrale Hadronen nachgewiesen, die aus der sogenannten Hadronisierung der Partonen stammen, die auch als Fragmentation bezeichnet wird. Für eine Vielzahl von Prozessen ist es möglich, Ergebnisse der pertubativen QCD Rechnungen bei einer festen Ordnung von α_s in Observable zu transformieren, die auf Hadronniveau dem Experiment zugänglich sind. Diese Modelle beschreiben jedoch im Allgemeinen die detaillierte Struktur des hadronischen Endzustandes schlecht.

Ein alternativer Ansatz ist der, welcher auch die Grundlage der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Monte Carlo Generatoren bildet. Der Übergang von Partonen zu einem beobachtbaren Endzustand aus Hadronen wird explizit modelliert. Dabei werden in einem ersten Schritt, der von einem partonischen Zustand ausgeht, welcher einer Beschreibung des harten Subprozesses in einer festen Ordnung α_s entspricht, weitere Partonen über perturbativ berechenbare QCD Prozesse produziert. Aus diesen werden in einem zweiten Schritt, der nicht auf perturbativer QCD beruht, sondern durch phänomenologische Hadronisierungs- oder Fragmentierungsmodelle beschrieben wird, Hadronen erzeugt. Beide Schritte sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

Parton Kaskaden

In dieser Analyse werden die Parton Kaskaden als sogenannte *Partonschauer* modelliert, bei denen Prozesse der Vielfach-Emission durch eine Reihe fortlaufender Spaltungen (*splittings*) der Partonen angenähert werden. Die Wahrscheinlichkeit für jeden dieser Verzeigungsprozesse hängt von der entsprechenden *Splitting-Funktion* [19] und der Virtualität des einlaufenden Partons ab. Die Partonschauer des Anfangszustands gehen von einem Parton aus dem Proton aus, das durch die Abstrahlung von reellen Partonen eine immer mehr ansteigende negative Virtualität entwickelt und schließlich in den harten Subprozeß eingeht[4]. Jedes auslaufende Parton mit einer positiven Virtualität ist dann ein möglicher Ausgangspunkt für einen Endzustands-Partonschauer.

Die Kaskade wird angehalten, wenn die Virtualität des auslaufenden Partons ein Minimum erreicht, das typischerweise im Bereich um 1 GeV gewählt wird. In der kinematischen Region unterhalb dieser Skala wird die perturbative QCD unzuverlässig und es müssen nichtstörungstheoretische phänomenologische Modelle verwendet werden.

Die unabhängige Fragmention

Gegenwärtig gibt es kein grundlegendes Verständnis für die Mechanismen, welche die Partonen in Hadronen transformieren. Deshalb werden phänomenologische Modelle der Hadronisierung benutzt, die für eine gegebene Konfiguration von Partonen einen hadronischen Endzustand vorhersagen. In dieser Arbeit kommt das Modell der unabhängigen Fragmentation zur Anwendung und soll kurz beschrieben werden.

In diesem Modell hadronisieren alle ausgehenden Partonen unabhängig voneinander. Fragmentationsfunktionen $\mathcal{D}_i^h(z)$ beschreiben die Übergangswahrscheinlichkeit eines Partons i in ein Hadron h, welches den Anteil z am longitudinalen Impuls des Partons trägt. Die Verteilung des transversalen Impulses des Hadrons bezogen auf die ursprüngliche Richtung des Partons wird als gaußförmig angenommen. Die zusätzlichen Quarks bzw. Antiquarks, die zur Bildung von Hadronen nötig sind, werden aus Quark-Antiquark Paaren genommen, wobei das übrigbleibende Antiquark bzw. Quark seinerseits hadronisiert. Die Verzweigung wiederholt sich so lange, bis die zur Verfügung stehende Energie aufgebraucht ist.

Fragmentation schwerer Quarks

Ein einfaches und allgemein benutztes Modell für die Bildung von Hadronen, die schwere Quarks enthalten, ist die unabhängige Fragmentation entsprechend der Peterson Fragmentationsfunktion [20]:

$$\mathcal{D}_q^h(z) \sim \frac{1/z}{(1 - 1/z - \epsilon_q/(1-z))^2} \ . \tag{2.20}$$

[4]In Monte Carlo Generatoren ist der Partonschauer des Anfangszustands in „Rückwärtsrichtung“ implementiert und geht vom harten Subprozeß aus zurück bis zum einlaufenden Proton.

Dabei bezeichnet z wie gesagt den Anteil am ursprünglichen Quarkimpuls, der vom Hadron getragen wird. Der freie Parameter ϵ_q muß experimentell bestimmt werden.

Eine Bestimmung von ϵ_q benötigt dabei unabhängige Information sowohl vom Parton- als auch vom Hadronniveau. Bei einem Experiment an einem ep-Speicherring ist das schwierig, weil die Schwerpunktsenergie auf Partonniveau nicht a priori bekannt ist und die Reaktionskinematik deshalb nicht genügend eingeschränkt ist. Darum werden stattdessen Messungen von e^+e^--Speicherringen als experimentelle Eingabe in das Fragmentationsmodell verwendet. Diese Messungen ergeben signifikant kleinere ϵ_q Werte für Beauty Quarks als für Charm Quarks, z.B. [21] $\epsilon_b = 0.0033$ und $\epsilon_c = 0.040$. Daraus folgt, daß die Funktion $\mathcal{D}_b^h(z)$ ihr Maximum bei einem größeren Wert von z annimmt als $\mathcal{D}_c^h(z)$ (vergleiche Abbildung 2.5), d.h. die Fragmentation ist für Beauty Quarks *härter* als im Fall von Charm.

Diese Beobachtung wird auch in anderen Fragmentationsmodellen gemacht, z.B. im *Lund String Modell*. Da dieses Modell in der vorliegenden Analyse aber nicht verwendet wird, soll es nicht näher diskutiert werden.

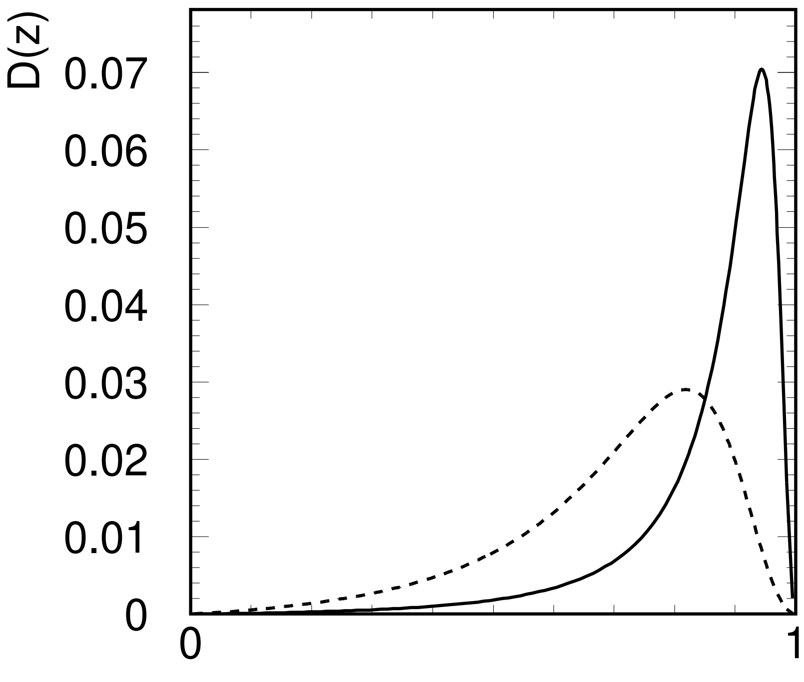


Abbildung 2.5: Die Peterson Fragmentationsfunktion für Beauty Quarks (durchgezogene Linie) und Charm Quarks (gestrichelte Linie). Der Parameter ϵ wurde dabei entsprechend [21] gewählt.

Hadronen mit schweren Quarks

Eine wichtige Eigenschaft der Hadronen mit schweren Quarks ist ihre große Masse. Aufgrund der unterschiedlichen Masse von Beauty- und Charm Quark sind auch die Hadronen, welche ein Beauty Quark beinhalten, schwerer als solche mit Charm. Die

Hadronen beider Flavour sind deutlich schwerer als diejenigen der leichten Quarksorten u, d und s.

Die zweite charakteristische Eigenschaft der Teilchen mit schweren Quarks ist ihre relativ lange Lebensdauer. Die mittlere Zerfallslänge, Lebensdauer und Masse von einigen Hadronen, die Beauty oder Charm Quarks enthalten, sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Die Angaben gelten jeweils im Ruhesystem des Teilchens.

Während die Lebensdauer der Beauty Mesonen in der Größenordnung von 1.5 ps liegen, beträgt die Lebensdauer des D^0 Mesons beispielsweise 0.4 ps. Dieser Unterschied spiegelt die unterschiedlichen Größen der Elemente $|V_{ij}|$ der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix wider, die für die dominierenden Zerfälle $b \to cW^-$ und $c \to sW^+$ die Werte

$$|V_{cb}| = 0.0412 \pm 0.0020 \text{ und } |V_{cs}| = 0.9740 \pm 0.0005 \text{ [14]} \tag{2.21}$$

annehmen

Hadron	Quarkinhalt	Lebensdauer [$10^{-12}s$]	Zerfallslänge [μm]	Masse [MeV]
D^+	$c\bar{d}$	1.051 ± 0.013	315	1869.3 ± 0.5
D^0	$c\bar{u}$	0.412 ± 0.003	123	1864.5 ± 0.5
D_s^+	$c\bar{s}$	0.490 ± 0.009	147	1968.5 ± 0.6
Λ_c^+	udc	0.200 ± 0.006	60	2284.9 ± 0.6
B^+	$u\bar{b}$	1.674 ± 0.018	502	5279.0 ± 0.5
B^0	$d\bar{b}$	1.542 ± 0.016	462	5279.4 ± 0.5
B_s^0	$s\bar{b}$	1.461 ± 0.057	438	5369.6 ± 2.4
Λ_b^0	udb	1.229 ± 0.080	368	5624 ± 9

Tabelle 2.1: Mittlere Lebensdauer, Zerfallslänge und Masse von einigen Hadronen, die Beauty und Charm Quarks enthalten, in ihrem Ruhesystem [14].

Sowohl die Masse als auch die Lebensdauerinformation der schweren Hadronen werden in dieser Arbeit ausgenutzt, um die Signale von Beauty- und Charm Ereignissen voneinander und vom Untergrund anhand einer statistischen Analyse zu trennen (Kapitel 5).

2.2.3 Semi-Myonische Zerfälle schwerer Hadronen

Obwohl Hadronen, die ein Beauty Quark enthalten, eine relativ lange Lebensdauer verglichen mit anderen stark zerfallenden Teilchen besitzen, ist die Zeitskala des Zerfalls, die von der Größenordnung 10^{-12} s ist, zu kurz, um sie direkt beobachten zu können. Experimentell sind nur die Zerfallsprodukte zugänglich.

Vor allem die Produktion von Beauty Quarks ist in ep-Kollisionen ein relativ seltener Prozeß. Darum ist eine klare experimentelle Signatur der zu messenden Zerfallsteilchen wünschenswert. Solch eine reine Signatur liefern hochenergetische Leptonen aus dem Zerfall des schweren Hadrons. In dieser Analyse wird der semi-myonische Zerfallskanal ausgewählt.

Weil $|V_{ub}| = 0.0036 \pm 0.0007$ [14] viel kleiner als $|V_{cb}|$ ist, vergleiche Gleichung 2.21, zerfallen Beauty Quarks vor allem in Charm Quarks unter der Abstrahlung eines virtuellen W Bosons. Dieses erzeugt zwei Fermionen ff', bei denen es sich mit einer Wahrscheinlichkeit von $10.95 \pm^{0.29}_{0.25}$ % [14] um ein Myon und ein Myon-Neutrino handelt, siehe auch Abbildung 2.6(a). Zusätzlich zu diesen direkten oder prompten Zerfällen werden Myonen aus Beauty Quarks auch über Kaskadenzerfälle erzeugt, wie in Abbildung 2.6(b) gezeigt ist. wo das aus dem Beauty Zerfall stammende Charm Quark myonisch zerfällt. Im Fall des Charm Quarks ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von $9.6 \pm 0.4\,\%$ [14] für den semi-myonischen Zerfall.

(a) (b)

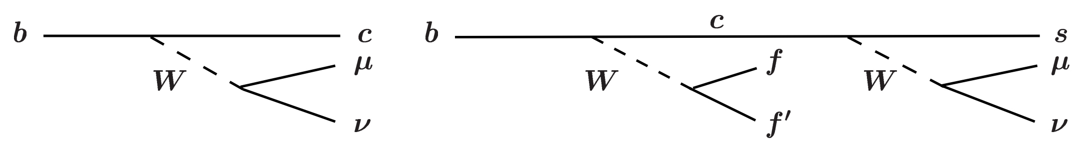


Abbildung 2.6: Der myonische Beauty Quark Zerfall: (a) Direkt, (b) Charm-Kaskadenzerfall.

Das einfachste Bild für den Zerfall von schweren Hadronen ist das sogenannte *Spectator*- oder Zuschauer-Modell. Indem man effektiv auf Partonniveau zurückgeht, wird dort der Hadronzerfall als Zerfall eines freien Quarks behandelt, bei dem die anderen Partonen des Hadrons keine Rolle im Zerfall spielen. In Abbildung 2.7 ist als Beispiel der semi-myonische Zerfall eines B^+ Mesons im Zuschauer-Modell gezeigt.

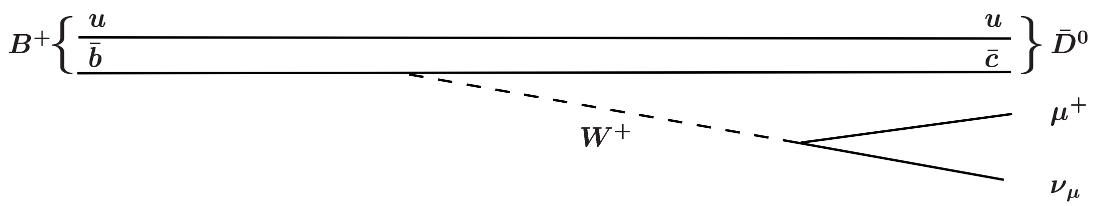


Abbildung 2.7: Der semi-myonische Zerfall $B^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{D}^0$ im Zuschauer-Modell.

2.3 Monte Carlo Simulation

Für das Verständnis der physikalischen Prozesse bei HERA sind Monte Carlo (MC) Generatoren unerläßlich. Sie sind in der Lage, aus den Annahmen der QCD und einfachen phänomenologischen Modellen den detaillierten Endzustand eines Ereignisses zu simulieren. Aufgrund der genauen Kenntnis der Modelleigenschaften kann man durch den Vergleich mit den gemessenen Daten auf die in der Natur stattfindenden Prozesse rückschließen. So wird die Überprüfung vieler Vorhersagen z.B. der QCD ermöglicht.

Die genaue Kenntnis eines simulierten Endzustandes spielt auch eine große Rolle bei Studien zum Verständnis des Detektorverhaltens. So lassen sich mit Hilfe von MC Vorhersagen die Daten auf Detektoreffekte korrigieren (z.B. Verluste aufgrund einer eingeschränkten Akkzeptanz). Die Messungen werden damit unabhängig vom Experiment und sind universell vergleichbar. Je besser die Simulation die Daten beschreibt, desto kleiner werden die Unsicherheiten und die Qualität der Meßpunkte wird verbessert.

2.3.1 Ereignisgeneration

Die Ereigniserzeugung für *ep*-Streuereignisse in Photoproduktion bei HERA läßt sich in die schon in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Schritte unterteilen: Zuerst wird der Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet und der elementare Streuprozeß generiert. Die durch Anpassungen an viele experimentelle Daten bestimmten Partondichteverteilungen des Protons und Photons werden hier berücksichtigt. Dann werden durch einen im Modell beschriebenen Mechanismus weitere Partonen erzeugt. Alle Endzustandspartonen treten anschließend in die Phase der Hadronisierung ein. Sie gewährleistet den Übergang von Gluonen und Quarks in die im Detektor meßbaren Teilchen des hadronischen Endzustandes. Diese meßbaren Teilchen gehen anschließend zur Erzeugung einer Detektorantwort in eine vollständige Simulation des Detektors ein, was in Abschnitt 3.4 diskutiert wird. In Abbildung 2.8 ist die Monte Carlo Ereignissimulation schematisch dargestellt.

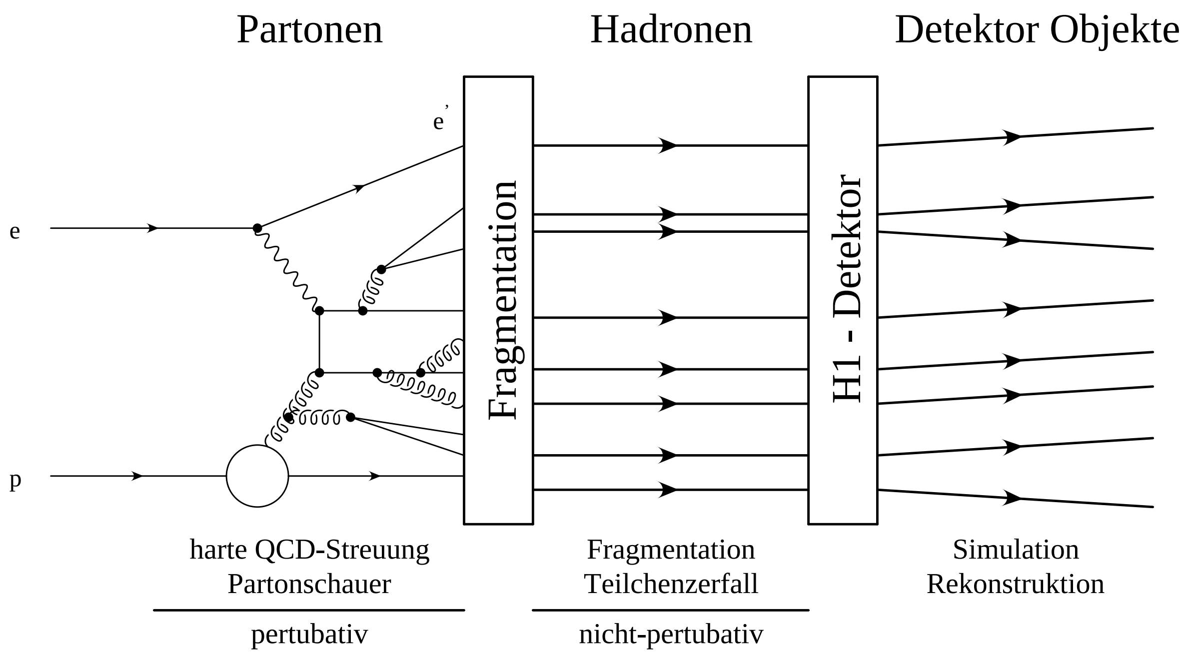


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Monte Carlo Ereignissimulation.

Im Folgenden werden die in dieser Analyse benutzten Monte Carlo Generatoren näher beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung und detaillierte Untersuchungen verschiedener Generatoren sind in [22] zu finden.

2.3.2 Monte Carlo Generatoren

In dieser Arbeit wird das Monte Carlo Programm PYTHIA [23] zur Beschreibung der Verteilungen der Signal- und der Untergrundereignisse, zur Bestimmung der Effizienzen und Akzeptanzen sowie für systematische Studien verwendet. Für zusätzliche Studien den systematischen Fehler betreffend wird der CASCADE [25] Generator eingesetzt. Die dabei jeweils gewählten Parameter für die verschiedenen Programmteile sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Mit beiden Monte Carlo Generatoren wurden große Ereignismengen an Beauty- und Charm Ereignissen generiert, die einem semi-myonischen Zerfall eines schweren Hadrons enthalten: $ep \to eb\bar{b} \to \mu X$ oder $ep \to ec\bar{c} \to \mu X$. Dabei wird die Peterson Fragmentationfunktion [20] benutzt. Mit PYTHIA wurden zusätzlich Ereignisse mit leichten Quarks, Charm- und Beauty Quarks, d.h. mit u, d, s, c und b, ohne die Forderung nach einem Myon im Ereignis generiert. Diese Ereignisse werden zur Simulation des Untergrundes (Abschnitt 5.3.3) und zu technischen Studien (Anhang C und D) benutzt.

PYTHIA wird im sogenannten *inklusiven* Modus[5] verwendet, in dem direkte und resolved Prozesse unter Benutzung von Matrixelementen des masselosen Ansatzes (Abschnitt 2.2.1) für alle Quarkflavour generiert werden. Der Anteil von resolved Photon Prozessen bei Beauty- und bei Charm Ereignissen, der von Quark-Excitation Prozessen dominiert ist, beträgt bei PYTHIA etwa 35 % im gemessenen Bereich.

Während PYTHIA die Entwicklung der Partonschauer mit Hilfe der DGLAP [19] Gleichungen durchführt, sind in CASCADE die CCFM [26] Entwicklungsgleichungen implementiert. CASCADE simuliert den direkten Prozeß $\gamma g \to b\bar{b}$ bzw. $\gamma g \to c\bar{c}$ unter Benutzung von nicht auf der Massenschale liegenden Matrixelementen, die mit k_t-unintegrierten Partonverteilungen gefaltet sind. Resolved Photon Prozesse sind nicht explizit enthalten.

2.4 Monte Carlo Integrationsprogramme oder QCD Rechnungen nächsthöherer Ordnung

Die Rechnungen der QCD Störungstheorie in nächstführender Ordnung (*next-to-leading-order*, NLO) für die Photoproduktion schwerer Quarks werden im massiven Schema mit Hilfe des Programms FMNR [17] durchgeführt. Das Programm liefert Ereignisverteilungen auf Partonniveau und benutzt das $\overline{MS}$-Renormierungsschema unter Verwendung der in Tabelle 2.2 angegebenen Parameter. Es werden zwei oder drei ausgehende Partonen bereitgestellt, d.h. zum Beispiel ein b-Quark, ein $\bar{b}$-Quark und eventuell ein Gluon.

Um Vergleiche mit den Daten zu ermöglichen, ist das Programm erweitert worden und enthält Effekte der Hadronisierung und Fragmentation sowie den Zerfall eines schweren Hadrons in ein Myon. Für die Hadronisierung des Beauty bzw. Charm Quark wird die Peterson Fragmentationsfunktion [20] mit den Parametern $\epsilon_b = 0.0033$ bzw. $\epsilon_c = 0.035$ [21] benutzt. Die Hadronen, welche ein Beauty- oder Charm Quark

[5]Im *inklusiven* Modus ist der PYTHIA Parameter MSTP(14), der die Struktur des eingehenden Photons bestimmt, auf 30 gesetzt.

	PYTHIA	**CASCADE**	**FMNR**
Version	6.1	1.00/09 ; 1.2	
Proton PDF	CTEQ5L [28]	JS2001 [25] J2003 [27]	CTEQ5M [28]
Photon PDF	GRV-G LO [29]		GRV-G HO [29]
Λ_{QCD}	0.192	0.2	0.326
Renorm. Skala μ_r^2	$m_q^2 + p_{tq\bar{q}}^2$	$\hat{s} + Q_t^2$	$m_q^2 + p_{tq\bar{q}}^2$
Faktor. Skala μ_f^2	$m_q^2 + p_{tq\bar{q}}^2$	$\hat{s} + Q_t^2$	$m_q^2 + p_{tq\bar{q}}^2$
m_b [GeV]	4.75	4.75	4.75
m_c [GeV]	1.5	1.5	1.5
Peterson ϵ_b	0.0069	0.0069	0.0033
Peterson ϵ_c	0.058	0.058	0.035

Tabelle 2.2: Versionsnummern, Partondichtefunktionen (PDF) und Parameter, die in den Monte Carlo and NLO Programmen benutzt werden. Mit μ_r und μ_f werden hier die Renormierungs- und Faktorisierungs-Skala bezeichnet, $p_{tq\bar{q}}$ ist der Mittelwert aus den transversalen Impulsen der beiden schweren Quarks, m_q die jeweilige Quarkmasse, $\hat{s}$ und Q_t^2 das Quadrat der Schwerpunktsenergie und der transversale Impuls des $q\bar{q}$ Systems und ϵ_q der Parameter der Peterson Fragmentation. Dabei steht q jeweils für b oder c.

enthalten, zerfallen anschließend in einen Endzustand mit einem Myon. Das Myon-Zerfallsspektrum wird dabei von JETSET [24] übernommen, einem Programmteil des PYTHIA Generators, und beinhaltet für Hadronen mit Beauty Quarks sowohl den direkten Zerfall als auch den indirekten über ein Hadron mit einem Charm Quark.

Die theoretischen Unsicherheiten der NLO Rechnungen werden abgeschätzt, indem gleichzeitig die Masse des Beauty- oder Charm Quarks, die Renormierungs- und die Faktorisierungsskala geändert werden, und die Rechnung mit den veränderten Werten durchgeführt wird. Während die Massen der Quarks mit den Standardwerten $m_b = 4.75$ GeV bzw. $m_c = 1.5$ GeV variiert werden auf $m_b = 5.$ GeV bzw. $m_c = 1.7$ GeV und $m_b = 4.5$ GeV bzw. $m_c = 1.3$ GeV werden die beiden Skalen jeweils mit einem Faktor 2. für die Werte der großen Massen und einem Faktor 0.5 für die Werte der kleinen Massen multipliziert. Für die Größe der resultierenden Unsicherheiten sei auf Abschnitt 6.6 verwiesen.

Kapitel 3

Das H1-Experiment am Speicherring HERA

Die in der vorliegenden Arbeit analysierten Daten wurden in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1-Experiment am *ep*-Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) der Großforschungseinrichtung DESY (Deutsches Elektronen-Synchroton) in Hamburg aufgenommen. In diesem Kapitel sollen nach einer kurzen Beschreibung des Beschleunigersystems die für diese Analyse wichtigen Komponenten des H1-Detektors beschrieben werden.

3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Im Jahr 1992 wurde am DESY in Hamburg der Elektron-Proton-Speicherring HERA in Betrieb genommen. Er ist der erste und bis heute einzige Beschleuniger, der zwei unterschiedliche Arten von Teilchen zur Kollision bringt. Er wurde gebaut, um die Struktur des Protons genau zu untersuchen und das Standardmodell der Teilchenphysik auf vielfältige Art und Weise zu testen. Bevor die Protonen und Elektronen bzw. Positronen[1] in entgegengesetzter Richtung in die beiden separaten (übereinanderliegenden) Strahlrohre der HERA-Anlage eingespeist werden, müssen sie eine Reihe von Vorbeschleunigungsstufen passieren. Einen Überblick über das Vorbeschleunigersystem und den Speicherring gibt Abbildung 3.1.

Die Protonen werden aus einer Wasserstoffquelle erzeugt und liegen zunächst als negativ geladene H^--Ionen vor. Diese werden im Linearbeschleuniger H^--Linac auf die Energie 50 MeV gebracht und an einer Abstreiffolie ihrer Elektronen entledigt. Die so gewonnenen Protonen werden nach stufenweiser Akkumulation und Beschleunigung in den Speicherringen DESY III und PETRA II mit einer Energie von 40 GeV in den Speicherring HERA eingespeist. Die Elektronen werden durch Glühemission aus einem Wolframdraht freigesetzt, anschließend in den Beschleunigern LINAC II, DESY II und PETRA II stufenweise akkumuliert und auf eine Energie von 12 GeV gebracht, bevor sie in die Ringanlage HERA eingeschossen werden. In allen Strahlrohren liegt Ultra-

[1] Der Begriff *Elektron* wird auch in diesem Kapitel aus Gründen der Übersichtlichkeit für Elektron und Positron gemeinsam benutzt, ungeachtet der unterschiedlichen elektrischen Ladung. Falls nötig, wird eine explizite Unterscheidung vorgenommen.

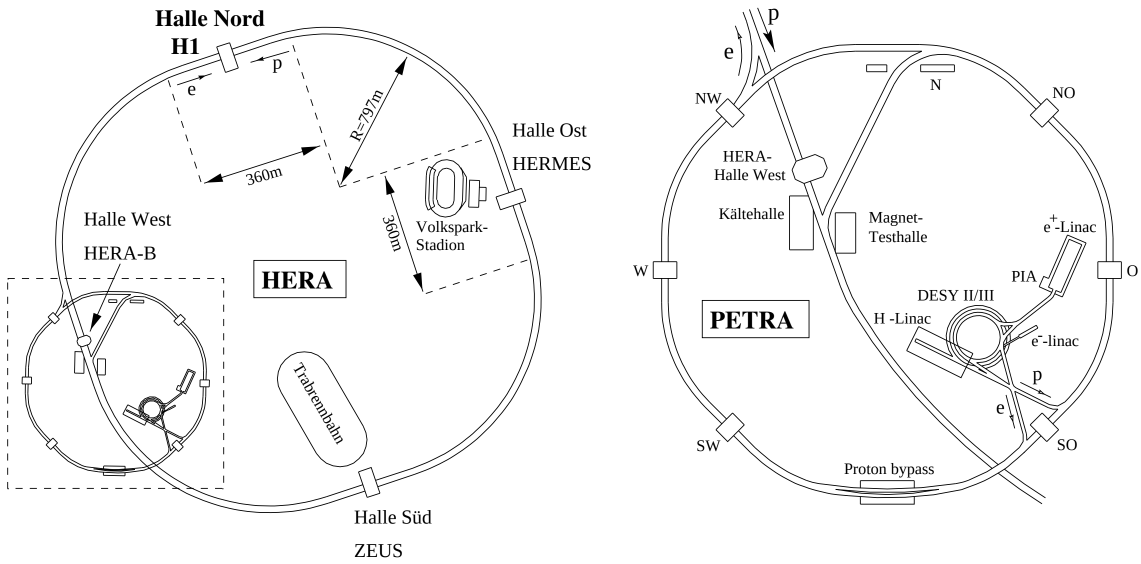


Abbildung 3.1: Der HERA-Speicherring (links) und die Vorbeschleuniger in der Ausschnittsvergrößerung (rechts).

hochvakuum vor, um einen möglichst geringen Verlust von Teilchen durch Stöße mit Luftmolekülen zu haben.

Die kreisförmige HERA-Anlage mit einem Umfang von 6336 m befindet sich in einem Tunnel in einer Tiefe von 10 bis 15 Metern unter der Erdoberfläche. An vier Stellen der HERA-Maschine sind Wechselwirkungszonen eingerichtet, in denen verschiedene Experimente installiert sind.

Die Experimente HERMES in Halle Ost und HERA-B in Halle West nutzen jeweils nur einen Teilchenstrahl. HERMES mißt die Streuung der longitudinal polarisierten Elektronen an polarisierten H_2, D oder He Gasatomen, um die Spinstruktur des Nukleons zu untersuchen. HERA-B studierte die Produktion von schweren Quarks (Charm, Beauty) aus der Wechselwirkung des Protonenstrahl-Halos mit einem Draht-Target, ist aber mittlerweile nicht mehr in Betrieb. Bei den Experimenten H1 in Halle Nord und ZEUS in Halle Süd werden beide Strahlen benutzt. An den Wechselwirkungspunkten dieser Detektoren werden Protonen- und Elektronenstrahlen zusammengeführt und zur Kollision gebracht, so daß verschiedenste Aspekte der *ep*-Streuung betrachtet werden können.

In den vier geraden Abschnitten des HERA-Speicherrings befinden sich in regelmäßigen Abständen Beschleunigungsstrecken und fokussierende Quadrupolmagnete. Letztere verhindern das Auseinanderlaufen der Strahlen durch die elektrische Abstoßung der Teilchen. In den dazwischenliegenden Bögen zwingen ablenkende Dipolmagnete die Teilchen auf eine Kreisbahn. Die Protonenenergie wird durch die zur gekrümmten Strahlführung notwendige Feldstärke der Magnete begrenzt. Es werden supraleitende Dipolmagnete mit einer maximalen Feldstärke von 4.7 T verwendet. Im Gegensatz dazu erfordern die Elektronen nur konventionelle Magnete mit relativ kleinen Feldstärken (0.17 T). Ihre Energie ist technisch durch den aus der Ringkrümmung resultierenden Energieverlust in Form von Synchrotonstrahlung eingeschränkt.

Die Beschleunigung entlang der geraden Teilstücke wird durch Hochfreqenzmodule bewerkstelligt, was zur Folge hat, daß Elektronen und Protonen keinen kontinuierlichen Strahl bilden, sondern in Paketen, den sogenannten *Bunches*, konzentriert sind. Jeder „Strahl“ besteht aus bis zu 220 Teilchenpaketen mit jeweils 10^{10} bis 10^{11} Teilchen. Die Elektronen- und Protonenpakete werden dabei so gesteuert, daß je ein Paket aus entgegengesetzter Richtung den Wechselwirkungspunkt gleichzeitig erreicht. Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Paketen beträgt 96 ns. Dies entspricht einer Kollisionsrate von 10.4 MHz und einem räumlichen Abstand von 28.8 m.

Elektronen und Protonen werden kollinear aufeinandergelenkt, um die Wechselwirkung zwischen den Strahlen zu maximieren. Dadurch wird allerdings der Kollisionspunkt um den Mittelwert verschmiert, da sich die Pakete auf einer längeren Strecke durchdringen. Zudem sind die Elektronen- und Protonen-Pakete nicht punktförmig, sondern besitzen eine endliche Ausdehnung, sowohl in Strahlrichtung als auch senkrecht dazu. Diese führt dazu, daß man es statt mit einem Kollisionspunkt mit einer endlich ausgedehnten Wechselwirkungszone zu tun hat. Der Fehler auf die z-Position (vergleiche H1-Koordinatensystem in Abschnitt 3.2.1) der Kollision beträgt etwa 11 cm, wobei mit Fehler hier und in der ganzen Arbeit die Standardabweichung σ einer Zufallsvariablen gemeint ist. Solche Fehler werden auch als Ein-σ-Fehler bezeichnet. Die laterale Abmessung der Strahlen bestimmt die transversale Ausdehnung der Wechselwirkungszone (*Beamspot*) zu 145 μm $\times$ 25 μm, siehe Anhang D. Dabei ist der Wechselwirkungspunkt in x und y näherungsweise gaußförmig verteilt und die Fehler entsprechen den Halbachsen der Beamspot-Ellipse.

Es kann auch vorkommen, daß eines der beiden Pakete oder ein Teil davon um eine Wellenlänge der Beschleunigungshochspannung versetzt ist. Dies führt zu einer Substruktur der Pakete aus einem Haupt- und zwei Nebenscheitelwerten, die um etwa $\pm$ 5 ns zeitversetzt sind. Diese sogenannten *Satelliten-Pakete* besitzen dann einen Kollisionspunkt, der um etwa $\pm$ 60 cm gegenüber dem nominellen Wechselwirkungspunkt verschoben ist.

Zusätzlich werden sowohl im Elektronen- als auch im Protonenstrahl weitere Pakete gefüllt, die keinen Kollisionspartner besitzen. Sie werden *Pilot-Pakete* genannt und dienen der Abschätzung von Untergrundereignissen, die von der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Strahlrohr oder mit Restgasteilchen herrühren.

	Elektronen	Protonen
Strahlenergie [GeV]	27.6	920
Schwerpunktsenergie [GeV]	318	
Kollisionsfrequenz [MHz]	10.42	
Strahlstrom [mA]	10 - 30	40 - 100
magnetisches Ablenkfeld [T]	0.274	4.65

Tabelle 3.1: Betriebsdaten des HERA-Speicherrings während der Datennahme 1999/2000.

Während der Datennahmeperioden 1999 und 2000 wurden die Elektronen bzw. Protonen in HERA auf eine Maximalenergie von $E_0 = 27.6\,\text{GeV}$ bzw. $E_p = 920\,\text{GeV}$ beschleunigt. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx (4E_0E_p)^{1/2}$ von etwa 318 GeV, die verglichen mit vorangegangenen Experimenten mit ruhendem Proton um eine Größenordnung höher liegt. In der ersten Hälfte des Jahres 1999 wurde HERA mit Elektronen betrieben, dannach wurden bis zur Außerbetriebnahme im Herbst 2000 Positronen verwendet. In dieser Arbeit werden nur die mit den Positronen gewonnenen Daten analysiert. Ausgewählte, typische Betriebsdaten des HERA-Speicherrings für den Zeitraum 1999/2000 sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt:

Da die Ereignisrate dN/dt für einen bestimmten Prozess bei einem ruhenden Ziel (*fixed target*) bedeutend größer ist als bei einem Speicherring, ist es notwendig, eine hohe Strahlintensität zu erreichen. Entscheidend dafür ist die Luminosität $\mathcal{L}$, eine wichtige von der Beschleunigeranlage abhängige Größe, die definiert ist als der Proportionalitätsfaktor zwischen der Reaktionsrate dN/dt und dem Wirkungsquerschnitt σ:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\,\sigma \tag{3.1}$$

Die Gesamtzahl der Ereignisse einer Streureaktion N ist also mit der über die Zeit integrierten Luminosität $L = \int \mathcal{L}\,dt$ verknüpft. Die Kenntnis der integrierten Luminosität ermöglicht umgekehrt die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen den Stoßpartnern darstellt. Er ist von der individuellen Gestalt des Experimentes unabhängig, besitzt die Dimension einer Fläche und wird normalerweise in der Einheit Barn angegeben [$1\ \mathrm{b} = 10^{-28}\ \mathrm{m}^2$]. Entsprechend wird die integrierte Luminosität in inversen Barn gemessen.

Für einen Speicherring gilt bei frontal kollidierenden Strahlen:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1\,N_2\,f}{A} \tag{3.2}$$

Dabei ist N_1 und N_2 die Anzahl der Teilchen in den jeweiligen Paketen, f die Kollisionsfrequenz und A die Querschnittsfläche der sich durchdringenden Teilchenstrahlen. Der Detektor H1 besitzt eine eigene Komponente zur Messung der Luminosität, die in Abschnitt 3.2.7 genauer beschrieben wird.

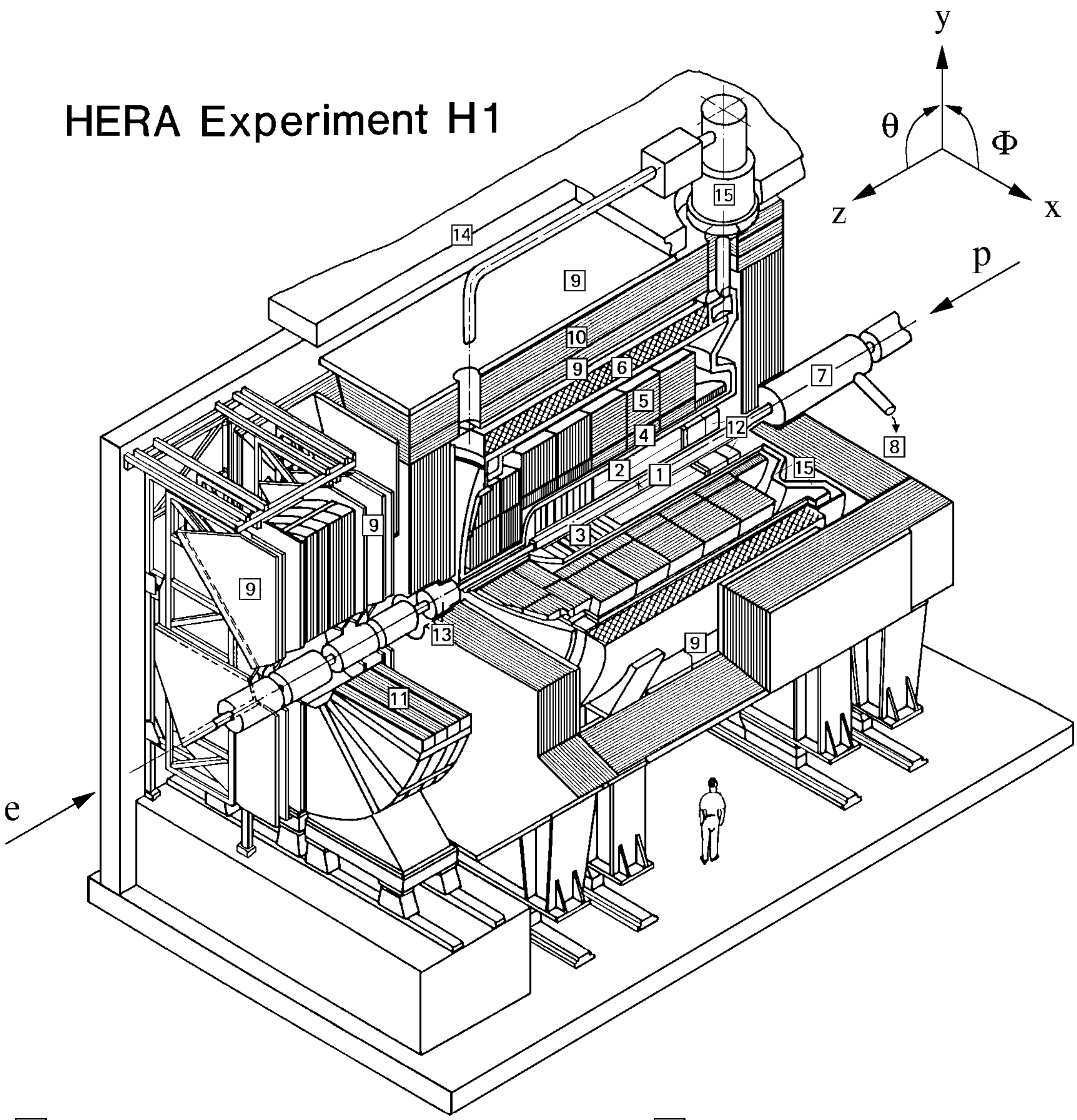
3.2 Der H1-Detektor

In der Experimentierhalle Nord des HERA-Speicherrings befindet sich der H1-Detektor, der eine genaue und vollständige Messung der Elektron-Proton-Streuungen ermöglichen soll, wobei der Teilchenidentifikation besondere Bedeutung zukommt. Dazu muß er eine gute Impuls- und Energieauflösung gewährleisten und die Wechselwirkungszone möglichst hermetisch umschließen.

In der Darstellung des H1-Detektors von Abbildung 3.2 werden die Elektronen von links, die Protonen von rechts eingeschossen. Der Detektor besitzt ein Volumen von annähernd $1800\,\mathrm{m}^3$ und wiegt ungefähr 2800 Tonnen. Mit Ausnahme konstruktionsbedingter Bereiche wie z.B. Spalten zwischen einzelnen Modulen, Rahmen für Aufhängungen, Versorgungsleitungen, Auslesekabel und nicht zu vergessen das Strahlrohr, wird durch den Detektor der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt.

3.2.1 Das H1-Koordinatensystem

Das in dieser Arbeit benutzte H1-Koordinatensystem wird durch den HERA-Ring definiert: die x-Achse zeigt auf den Mittelpunkt des Beschleunigerrings, die y-Achse nach



$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete
$\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammersystem
$\boxed{4}$ Elektromagnetisches LAr-Kalorimeter (Blei)
$\boxed{5}$ Hadronisches LAr-Kalorimeter (Edelstahl)
$\boxed{6}$ Supraleitende Spule
$\boxed{7}$ Kompensationsmagnet
$\boxed{8}$ Helium-Kälteanlage
$\boxed{9}$ Myon-Kammern
$\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisen
$\boxed{11}$ Myon-Toroid-Magnet
$\boxed{12}$ Warmes Kalorimeter (SpaCal)
$\boxed{13}$ Vorwärts-Kalorimeter (PLUG)
$\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ Flüssig-Argon-Kryostat

Abbildung 3.2: Der H1-Detektor. Wird im Text auf diese Abbildung verwiesen, so ist die Nummer der jeweiligen Komponente durch ein Rechteck gekennzeichnet.

oben und die z-Achse in Richtung des umlaufenden Protonenstrahls, so daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Der Ursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt, welcher sich im geometrischen Zentrum der zentralen Spurkammern befindet.

Die sehr häufig verwendeten Richtungsangaben *vorwärts* ($z > 0$) und *rückwärts* ($z < 0$) beziehen sich entsprechend auf die Flugrichtung der Protonen. Vorteilhaft ist die Verwendung von Zylinderkoordinaten. Die Projektion senkrecht zur z-Achse heißt transversale- oder $r\phi$-Ebene und die Projektion entlang der z-Achse rz-Ebene. Der Polarwinkel θ wird relativ zur positiven z-Achse, der azimutale Winkel ϕ in Bezug auf die positive x-Achse gegen den Uhrzeigersinn gemessen. Aus Sicht des Elektrons folgt daraus, daß es umso stärker bei der Streuung abgelenkt wird, je kleiner der Betrag des Winkels θ ist. Für relativistische Teilchen wird häufig statt θ die *Pseudorapidität* benutzt. Sie ist definiert als:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \; . \tag{3.3}$$

Für masselose Teilchen sind Differenzen in η invariant unter Lorentz-Transformation entlang der z-Achse.

Aufgrund der unterschiedlichen Energien der Elektronen und Protonen bewegt sich das ep-Schwerpunktsystem gegenüber dem Laborsystem in Protonrichtung (Lorentzfaktor $\gamma = 2.86$). Deswegen ist der Detektor in Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert als in Rückwärtsrichtung.

3.2.2 Übersicht über den Detektor

Die Konstruktion des H1-Detektors spiegelt den typischen Aufbau eines modernen Beschleunigerexperiments wider. Von innen nach außen sind folgende Komponenten installiert:

In der Mitte befindet sich ein Strahlrohr $\boxed{1}$ aus kohlefaserverstärktem Aluminium, dessen Dicke etwa einem Prozent einer Strahlungslänge X_0 entspricht. In der Wechselwirkungszone umschließen Siliziumstreifendetektoren das Strahlrohr, die wiederum von zylindrischen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben sind. Sie dienen dem Nachweis von Teilchenspuren und werden in Richtung des Protonstrahls durch die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ ergänzt.

Zur Messung der Energie und der Position geladener und neutraler Teilchen ist das gesamte Spurkammersystem von einem im Längsschnitt hufeisenförmigen Flüssig-Argon Kalorimeter (Liquid Argon, LAr) umgeben, das aus einer inneren elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einer äußeren hadronischen $\boxed{5}$ Komponente besteht. Beide befinden sich in einem gemeinsamen Kryostat $\boxed{15}$, der das flüssige Argon auf einer Temperatur von ungefähr 88 K hält. Der rückwärtige Bereich wird durch das Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) $\boxed{12}$ geschlossen, während der Vorwärtsbereich im wesentlichen durch das LAr-Kalorimeter abgedeckt wird und lediglich in der Nähe des Strahlrohrs zur Ergänzung ein kleines hadronisches Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ steht.

Um die Energiebestimmung nicht durch zusätzliches inaktives Material vor dem Kalorimetersystem zu verschlechtern, wurde die supraleitende Spule $\boxed{6}$ außerhalb des Kalorimeter gebaut. Sie erzeugt im Kalorimeter- und Spurkammerbereich ein homogenes Magnetfeld parallel zur z-Achse von 1.15 T, welches geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen zwingt (Lorentzkraft) und dadurch mit Hilfe der Spurkammern die Messung ihres Impulses ermöglicht.

Das mit Streamerkammern instrumentierte Eisenjoch $\boxed{10}$, das neben der Rückführung des magnetischen Flusses als zusätzliches hadronisches Kalorimeter dient, und die zusätzlich inner- und außerhalb des Jochs montierten Myonkammern $\boxed{9}$ bilden das zentrale Myonsystem und fassen den Detektor ein. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung wird durch den Kompensationsmagneten $\boxed{7}$ ausgeglichen. Ferner befinden sich außerhalb des eigentlichen Detektors in Vorwärtsrichtung ein Myonspektrometer aus Driftkammern $\boxed{9}$, die vor und hinter einem Toroidmagneten $\boxed{11}$ angebracht sind, in Rückwärtsrichtung das Luminositätssystem.

Die für diese Arbeit relevanten Komponenten des Detektors werden in den folgenden Abschnitten kurz genauer vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung findet man in [30, 31].

3.2.3 Das innere Spurkammersystem

Die Aufgabe der Spurdetektoren ist die Rekonstruktion der Trajektorien von geladenen Teilchen. Da sich die Spurkammern im homogenen Magnetfeld der supraleitenden Spule mit einer Feldstärke von 1.15 T parallel zur z-Achse befinden, wird auch eine Impulsmessung von geladenen Teilchen ermöglicht. Die Extrapolation der rekonstruierten Spuren zur Strahlachse erlaubt zusätzlich die Bestimmung der Ereignis-Vertizes, welche die Position der ep-Wechselwirkung (primärer Vertex) und der Zerfälle von relativ langlebigen Teilchen (sekundäre Vertizes) kennzeichnen.

Der asymmetrische Aufbau des H1-Detektors zeigt sich auch in der Struktur des inneren Spurkammersystems, siehe Abbildung 3.3. Es besteht aus drei Teilen. Diese sind das vordere (FTD) und das zentrale Spurkammersystem (CTD), die im rückwärtigen

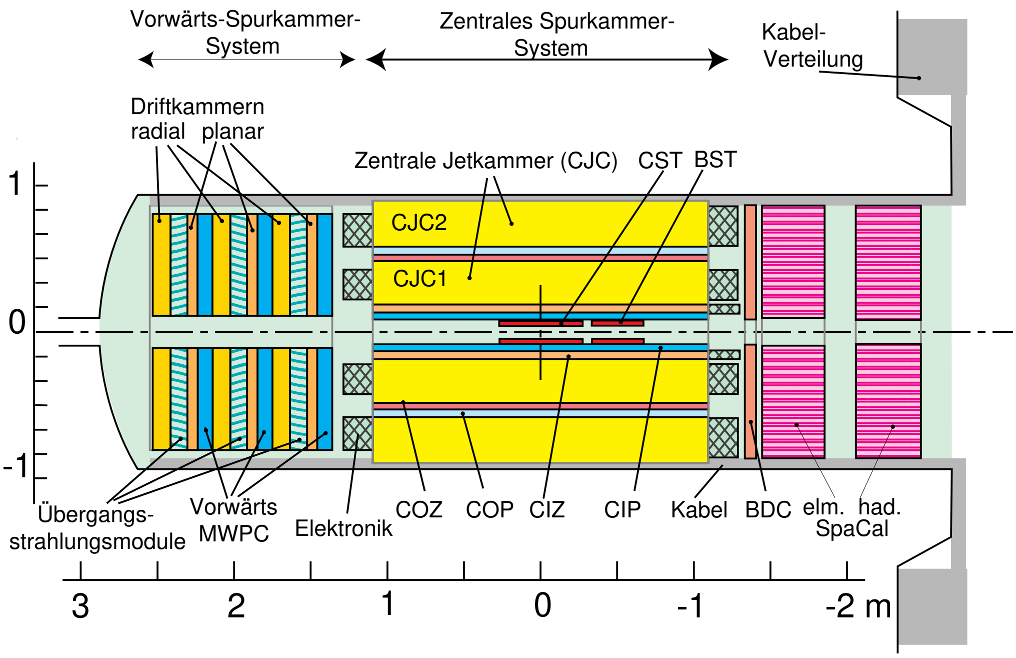


Abbildung 3.3: Längsschnitt durch das innere Spurkammersystem. Auf der rechten Seite der Abbildung ist außerdem das SpaCal eingezeichnet.

Bereich ergänzt werden durch die rückwärtige Driftkammer (BDC, $153° < \theta < 177°$) und den rückwärtigen Silizium-Spurdetektor (BST) [32, 33]. Die englischen Bezeichnungen für die verwendeten Abkürzungen der Spurdetektoren sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

CTD:	**C**entral **T**racking **D**evice	CST:	**C**entral **S**ilicon **T**racker
CJC:	**C**entral **J**et **C**hamber	BST:	**B**ackward **S**ilicon **T**racker
CIZ:	**C**entral **I**nner **Z**-Chamber	BDC:	**B**ackward **D**rift **C**hamber
COZ:	**C**entral **O**uter **Z**-Chamber	FTD:	**F**orward **T**racking **D**evice
CIP:	**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber	CMD:	**C**entral **M**uon **D**etector
COP:	**C**entral **O**uter **P**roportional Chamber	FMD:	**F**orward **M**uon **D**etector

Tabelle 3.2: Die Bezeichnungen für die Abkürzungen der Spurdetektoren.

Das zentrale Spurkammersystem

In Abbildung 3.4 ist das zentrale Spurkammersystem CTD im Querschnitt dargestellt. Es besteht aus sechs zylindrischen Kammern, die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind (von innen nach außen: CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP, CJC2) und in etwa den Winkelbereich $25° < \theta < 155°$ abdecken. Noch innerhalb der Spurkammern befindet sich der zentrale Silizium-Vertexdetektor, der in Abschnitt 3.2.4 genauer beschrieben wird. Die wichtigsten Komponenten des zentralen Spurkammersystems sind die beiden großen Jet-Driftkammern CJC1 und CJC2. Sie bestehen aus 30 bzw. 60 Zellen, in denen die Signal- und Potentialdrähte parallel zum Strahlrohr verlaufen. Die Zellen sind jeweils um den Lorentzwinkel von 30° gegenüber dem Radiusvektor gekippt. Dadurch bewegen sich die Driftelektronen im magnetischen Feld senkrecht zur detektierten Spur, was die Spurauflösung in der $r\phi$-Ebene optimiert. Außerdem hilft diese Geometrie, Mehrdeutigkeiten beim Zusammensetzen von Spurabschnitten aus benachbarten Zellen aufzulösen. Über eine Ladungsvergleichsmessung an beiden Drahtenden ist eine Messung der z-Koordinate nur mit begrenzter Auflösung möglich. Eine detailliertere Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise der CJC1/2 sowie der Spurrekonstruktion findet man in [34, 35].

Die genauere Bestimmung der z-Koordinate erfolgt durch die beiden dünnen Z-Driftkammern CIZ und COZ, deren Signaldrähte ringförmig in einer Ebene senkrecht zum Strahlrohr verlaufen. Sie gestatten eine um zwei Größenordnungen präzisere Messung der z-Koordinate und des Polarwinkels.

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP bestehen aus jeweils zwei Kammerlagen, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse verlaufen. Sie werden zum triggern von Ereignissen mit Spuren und für eine schnelle Bestimmung der z-Koordinate des primären Vertex benutzt (Abschnitt 4.1).

In Tabelle 3.3 sind das Auflösungsvermögen (für minimal ionisierende Teilchen) und die geometrische Akzeptanz der Komponenten des zentralen Spurkammersystems zusammengefaßt.

	Aktiver Bereich						Auflösung	
	radial [mm]		z [mm]		θ [Grad]		$\sigma_{r\phi}$ [mm]	σ_{rz} [mm]
	min	max	min	max	min	max		
CST	58	98	-178	178	30	150	0.0012	0.0025
CIP	150	173	-1125	1065	8	172		
CIZ	174	200	-1080	720	16	170	28	0.4
CJC1	203	451	-1125	1075	11	170	0.160	35
COZ	460	485	-1105	1055	25	156	58	0.4
COP	493	523	-1107	1065	25	156		
CJC2	530	844	-1125	1075	26	154	0.160	35

Tabelle 3.3: Die geometrische Akzeptanz radial, in z und im Polarwinkel θ sowie das Auflösungsvermögen (für minimal ionisierende Teilchen) in der $r\phi$- und in der rz-Ebene für die Komponenten des zentralen Spurkammersystem.

Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem FTD deckt einen Polarwinkelbereich von $7° < \theta < 25°$ ab und besteht aus drei identischen Supermodulen (Abbildung 3.3). Diese sind jeweils

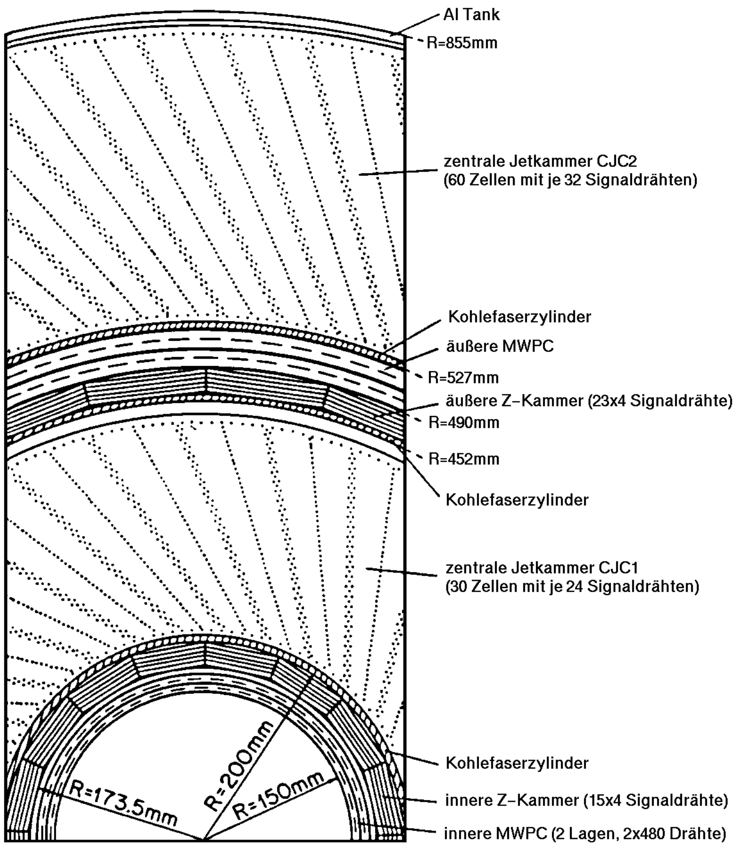


Abbildung 3.4: Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem.

aus drei Lagen von planaren Driftkammern (PDC), einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC), einem Übergangsstrahlungsmodul (TR) und einer radialen Driftkammer (RDC) aufgebaut. Aufeinanderfolgende Lagen der ebenen Driftkammern sind um 60° gegeneinander gedreht. In der $r\phi$-Ebene erreichen die planaren Driftkammern eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m. Die erste MWPC wird gemeinsam mit den Kammern CIP und COP vom z-Vertex Trigger zur Untergrundunterdrückung benutzt, siehe Abschnitt 4.1 .

3.2.4 Der zentrale Silizium-Vertexdetektor

Der zentrale Silizium-Spurdetektor CST dient dazu, durch Präzisionsmessungen der Spuren geladener Teilchen sowohl den primären Vertex als auch eventuelle Sekundärvertizes mit großer Genauigkeit zu bestimmen, bzw. voneinander zu trennen. Bei der Analyse von Ereignissen mit schweren Quarks kann die Messung der Lebensdauer bzw. der Zerfallslänge wichtige Informationen zur Identifizierung der erzeugten Teilchen liefern. Die typischen Zerfallslängen der D- und B-Mesonen von nur wenigen hundert Mikrometern sind allerdings so klein, daß sie mit der CJC alleine nicht aufgelöst werden können. Erst wenn die in der CJC gemessenen Spuren mit Informationen des CST kombiniert werden, erreicht man eine Auflösung in der Größenordnung der Zerfallslängen.

Der CST besteht aus zwei zylinderförmigen Lagen von doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren, die konzentrisch in einem Abstand von 5.74 cm bzw. 9.73 cm symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind, wie in Abbildung 3.5 dargestellt. Er deckt einen Polarwinkelbereich von $30° < \theta < 150°$ ab, wobei diese Akzeptanz für beide CST Lagen und für Teilchen, die vom Ursprung des H1-Koordinatensystems ausgehen, gilt. Die innere bzw. äußeren Lage besteht aus 12 bzw. 20 sogenannten Leitern, die von je zwei identischen Halbleitern gebildet werden. Die Anordnung ist so gewählt, daß sich die einzelnen Leitern tangential überlappen und folglich keine Akzeptanzlücken in der $r\phi$-Ebene auftreten. Jede der 64 Halbleitern besteht aus drei hintereinander angeordneten Silizium-Sensoren und einer Hybrid-Struktur am Längsende, welche die gemeinsame Ausleseelektronik trägt (Abbildung 3.6). Jeder Sensor ist 59.3 mm lang und 34 mm breit, so daß der aktive Teil einer Leiter in z-Richtung eine Länge von 35.6 cm hat. Dadurch, daß die Elektronik bei diesem Detektoraufbau außerhalb des sensitiven Volumens des Vertexdetektors liegt, reduziert man Vielfachstreuung.

Wenn ein geladenes Teilchen einen Sensor durchquert, erzeugt es proportional zum Energieverlust Elektron-Loch-Paare im Silizium. Zwischen den beiden Seiten des Sensors ist eine Spannung angelegt, so daß die Elektronen und Löcher zu den Seiten driften, wo die Ladungen dann ausgelesen werden. Die Sensoren aus hochohmigem n-Typ Silizium ($\rho > 6$ kΩcm) weisen dazu auf der einen Seite (p-Seite) 1280 p^+ Akzeptoren-Streifen parallel zur z-Achse in einem Abstand von 25 μm auf. Jeder zweite Streifen wird direkt ausgelesen, was zu einer intrinsischen Auflösung eines einzelnen Treffers in der $r\phi$ Projektion von 12 μm führt. Auf der anderen Seite (n-Seite) liegen 640 n^+ Donator-Streifen senkrecht dazu, d.h. senkrecht zur z-Achse. Sie haben einen Abstand von 88 μm und dienen zur Messung der z-Position des durchgehenden Teilchens. Jeder Streifen auf der n-Seite wird indirekt über einen zusätzlichen Auslesestreifen senkrecht zu den n^+ Streifen in einer zweiten Metallschicht ausgelesen (vergleiche Abbildung 3.6). Da die einzelnen Sensoren einer Halbleiter durch Bonddrähte miteinander verbunden

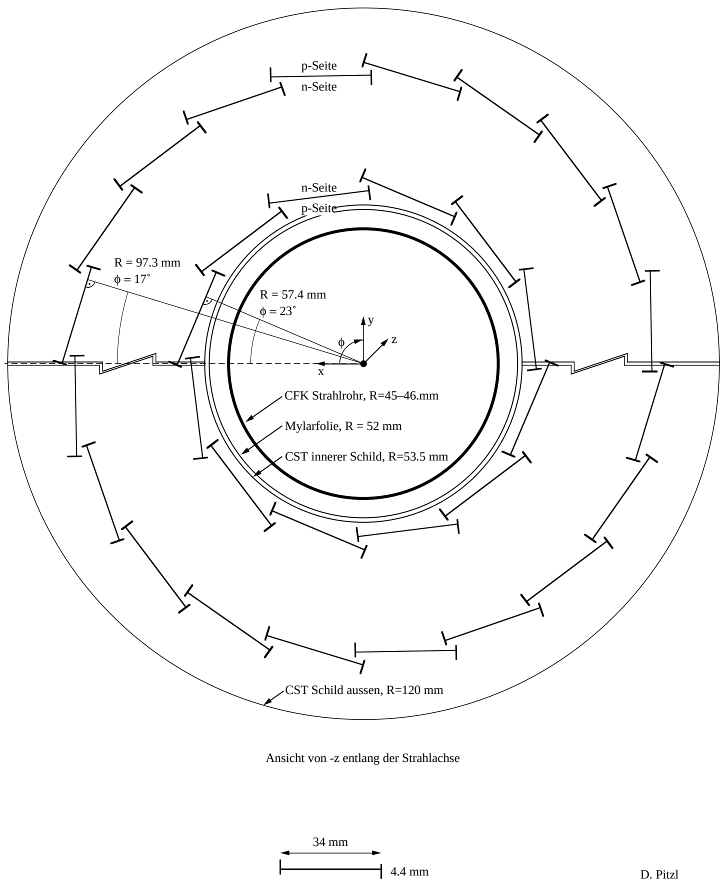


Abbildung 3.5: Querschnitt durch den zentralen Silizium-Vertexdetektor.

sind, erhält man auf der n-Seite eine dreifache Mehrdeutigkeit eines Signals in der z-Koordinate, die während der Rekonstruktion aufgelöst werden muß. Die zusätzliche Ausleselage bildet außerdem eine nicht vernachlässigbare Kapazität, welche das Signal zu Untergrund (Rauschen) Verhältnis eines Treffers beeinflußt. Aufgrund des größeren Abstandes der Streifen ist die intrinsische Auflösung für einen Treffer in z-Richtung signifikant schlechter als in $r\phi$. Sie hängt parabolisch vom Polarwinkel θ ab mit einem Minimum von 22 μm bei $\theta \approx 90° \pm 15°$.

Von jedem Sensor erhält man also zweidimensionale Ortsinformation. Zusammen mit der Lage des Sensors ergibt sich dann ein Raumpunkt oder Treffer (*Hit*). Der Algorithmus für die Treffersuche ist in [36] detailliert beschrieben. In einem ersten Schritt, der für p- und n-Seite getrennt durchgeführt wird, werden die Signale von benachbarten Streifen zu Clustern zusammengefaßt, wobei der ladungsgewichtete Schwerpunkt des Treffers die Ortskoordinate liefert. Die mittlere Treffereffizienz beträgt dabei 97 % in $r\phi$ und 92 % in rz. Die Verknüpfung von p- und n-seitigen Clustern führt dann im zweiten Schritt zu einem dreidimensionalen Raumpunkt.

Den Spuren, die in der CJC gemessen worden sind, werden mögliche Treffer im CST zugeordnet und damit die Messung der Spurparameter verbessert. Mehrdeutigkeiten aufgrund von multiplen Spurfit-Hypothesen werden dadurch aufgelöst, daß man die beste Kombination von Treffern der inneren und äußeren Lage des CST auswählt. Falls

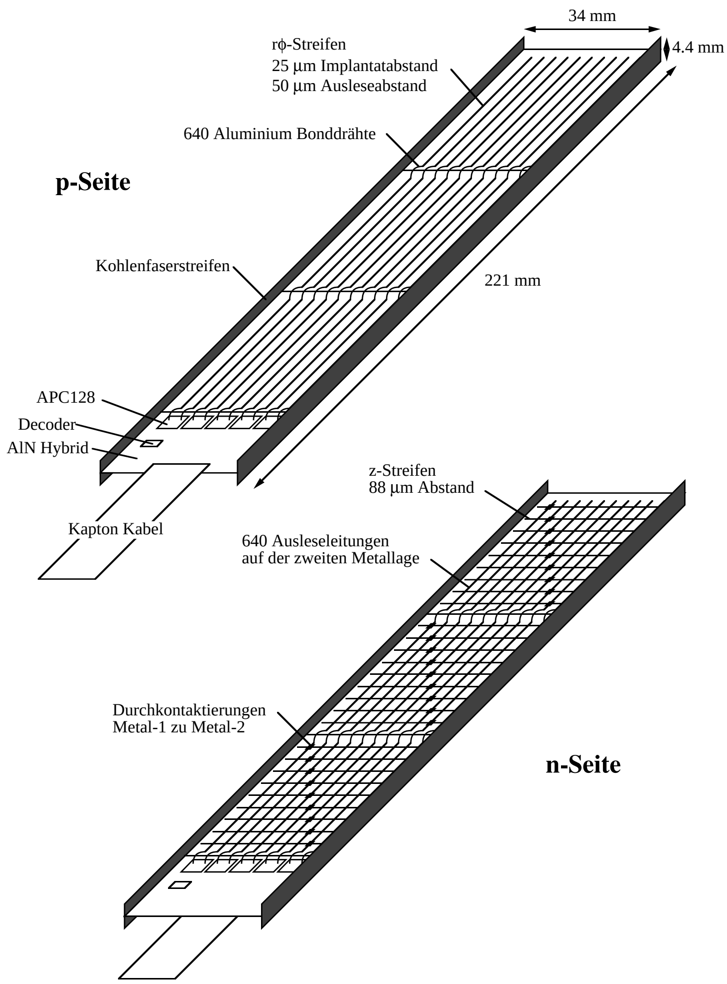


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines CST Halbleiterelementes.

mehrere Spuren eine Halbleiter kreuzen, werden sie entsprechend ihres Extrapolationsfehlers geordnet und nur die beste Spur wird mit den CST Treffern verbunden. Die Position und Richtung einer Spur kann mit dem CST alleine bestimmt werden. Zusammen mit der in der CJC gemessenen Spurkrümmung wird eine sogenannte CST-Spur definiert.

Eine genaue Beschreibung des CST ist in [37] veröffentlicht. Für weitere Informationen über das CST Detektor Design, die Auslese und die Rekonstruktion siehe auch [36, 38].

3.2.5 Die Kalorimeter

Zur Energiemessung ist der H1 Detektor beinahe hermetisch mit mehreren Kalorimetern ausgestattet. Relevant für diese Analyse sind das Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter und das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal).

Das Flüssig-Argon Kalorimeter

Das LAr-Kalorimeter [39] deckt einen Winkelbereich von $4° < \theta < 154°$ ab und befindet sich in einem Kryostaten innerhalb der Spule. Eigenschaften der LAr-Kalorimetrie, wie gute Stabilität und vergleichsweise einfache elektronische Kalibration, sowie feine Segmentierbarkeit und Homogenität erlauben eine sehr gute Auflösung sowohl bei der Energie- als auch bei der Ortsmessung. In dieser Analyse dient das LAr-Kalorimeter vor allem zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes (siehe 4.7).

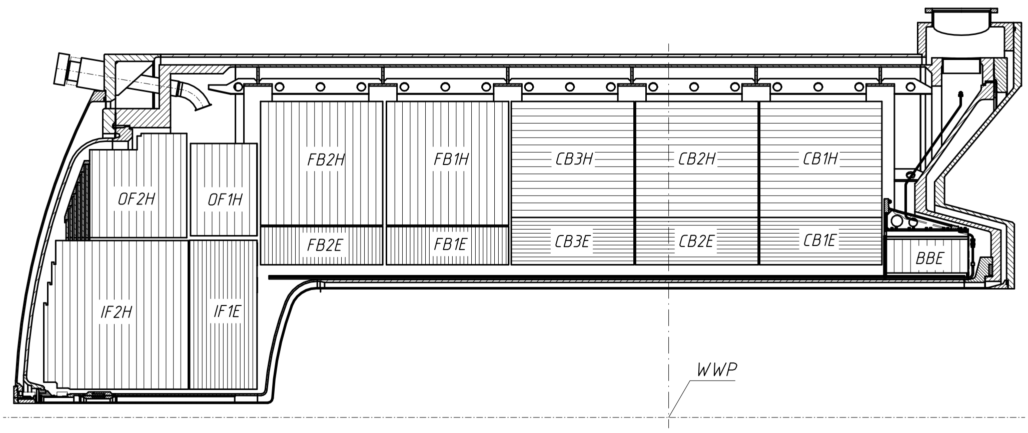


Abbildung 3.7: Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter.

Abbildung 3.7 zeigt eine Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Es ist aus acht ringförmigen Komponenten aufgebaut, den Rädern, die jeweils das Strahlrohr als Achse besitzen. Jedes Rad wiederum ist azimutal in acht Oktanten unterteilt. Fast alle Baugruppen weisen neben einem inneren elektromagnetischen auch ein äußeres hadronisches Kalorimeter auf.

Alle Komponenten sind abwechselnd aus Absorberplatten und mit flüssigem Argon gefüllten Zwischenräumen aufgebaut. Beim Durchgang eines Teilchens wird das flüssige Argon ionisiert. Die dabei freigesetzte Ladung wird mit Hilfe von in den LAr-Zwischenräumen befindlichen Ausleseelektroden gesammelt. Im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters wird Blei, im hadronischen Stahl als Absorbermaterial verwendet. Während das elektromagnetische Kalorimeter eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen X_0 für elektromagnetische Strahlung besitzt, weist das ganze LAr-Kalorimeter eine Tiefe von 5 bis 8 Wechselwirkungslängen λ für hadronisch wechselwirkende Teilchen auf. Die Absorberplatten sind horizontal oder vertikal ausgerichtet, aber immer genau so, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen mindestens noch unter einem Winkel von 45° auf das Absorbermaterial trifft. Dies soll eine weitgehend richtungsunabhängige Energieauflösung gewährleisten.

Das Kalorimeter besteht aus ca. 45000 unabhängigen Zellen. Zellen für den hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters sind größer als für den elektromagnetischen. Hochenergetische Teilchen deponieren in mehreren Zellen des Kalorimeters Energie. Deshalb werden räumlich benachbarte Kalorimeterzellen mit deponierter Energie zu Gruppen, sogenannten *Clustern* zusammengefaßt.

Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. die Antwort des Kalorimeters auf Elektronen und Hadronen (z.B. Pionen) gleicher Energie ist unterschiedlich. Die hohe Granularität des LAr-Kalorimeter erlaubt jedoch die Identifizierung der unterschiedlichen Komponenten eines hadronischen Schauers - die elektromagnetische Komponente eines Schauers weist eine deutlich höhere Energiedichte als die hadronische Komponente auf -, so daß bei der Rekonstruktion der Energie die Kompensation durch ein Gewichtungsverfahren erreicht wird. Dabei beträgt der systematische Fehler auf die hadronische Energieskala etwa 4 %.

Die Kalibration des Kalorimeters wurde mit Hilfe von Teststrahlmessungen durchgeführt und im laufenden Betrieb überprüft und korrigiert [40, 41]. Die Energieauflösung beträgt für den elektromagnetischen Teil

$$\sigma(E)/E \approx 11\ \%\ /\ \sqrt{E[GeV]} \oplus 1\ \% \tag{3.4}$$

und für den hadronischen Teil

$$\sigma(E)/E \approx 50\ \%\ /\ \sqrt{E[GeV]} \oplus 2\ \%, \tag{3.5}$$

wobei mit $\oplus$ die quadratische Addition der beiden Anteile gemeint ist.

Das rückwärtige Spaghetti Kalorimeter

Das SpaCal [42] liefert Kalorimeterinformation in Rückwärtsrichtung. Es deckt den Polarwinkelbereich $153° < \theta < 178°$ ab und dient im wesentlichen, zusammen mit der BDC, zum Nachweis des gestreuten Elektrons in der tiefinelastischen Streuung (DIS) bei Impulsüberträgen von $1\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$. In dieser Analyse werden DIS Ereignisse mit $Q^2 > 1\ \mathrm{GeV}^2$ durch ein Veto auf die deponierte Energie im SpaCal verworfen.

Das SpaCal besteht aus Blei als Absorber, das mit szintillierenden Fasern durchsetzt ist. Eingehende Teilchen erzeugen durch Wechselwirkung mit den Bleiatomen sekundäre Teilchen und geben Energie an diese ab. Der Vorgang wiederholt sich, so daß ein Teilchenschauer entsteht. In den szintillierenden Fasern wird die Energie der sekundären Teilchen gemessen. Aus den gemessenen Energien und deren räumlicher Verteilung lassen sich Gesamtenergie und Position des primären Teilchens bestimmen.

Das SpaCal setzt sich zusammen aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil, siehe Abbildung 3.3 . Beide haben eine Dicke von 25 cm, was 28 Strahlungslängen bzw. 2 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht. Der elektromagnetische Teil ist feiner segmentiert. Er besteht aus 1192 quadratischen Zellen mit einer Kantenlänge von 40.5 mm, was eine gute Ortsauflösung garantiert, während sich der hadronische Teil aus 136 Zellen mit einem Querschnitt von (119 mm)^2 zusammensetzt. Aus Teststrahlmessungen erhält man die Energieauflösung für den elektromagnetischen Teil zu

$$\sigma(E)/E \approx 7.5\ \%\ /\ \sqrt{E[GeV]} \oplus 1\ \%. \tag{3.6}$$

Im relevanten Energiebereich des gestreuten Elektrons von 8 GeV bis 30 GeV ist die absolute Energieskala mit einer Genauigkeit von unter 1 % bekannt. Der relative Fehler der Energiemessung im hadronischen Teil beträgt

$$\sigma(E)/E \approx 30\ \%\ /\ \sqrt{E[GeV]} \oplus 7\ \%. \tag{3.7}$$

Die Signale des SpaCal werden mit einer sehr guten Zeitauflösung von 1 ns ausgelesen. Das wird im First Level Trigger (vergleiche Abschnitt 3.3.1) ausgenutzt, um Untergrundereignisse zu verwerfen.

3.2.6 Das Myonsystem

Während andere Teilchen in inneren Regionen des Detektors gestoppt werden, ist der Energieverlust von Myonen im Normalfall relativ gering. Aus diesem Grund liegt das H1 Myonsystem außerhalb des SpaCal und des LAr-Kalorimeters. Es besteht aus dem zentralen Myonsystem (CMD) und dem Vorwärts-Myon-Spektrometer (FMD). Seine Hauptaufgabe ist die Identifikation von Myonen und deren Richtungsbestimmung bzw. Spurmessung. Aufgrund großer Mengen toten Materials vor und im Myonsystem leidet die Messung des Impulses unter der Vielfachstreuung der Myonen.

Das zentrale Muonsystem

Das instrumentierte Eisenjoch, welches den Hauptteil des H1-Detektors umschließt, bildet den zentralen Myondetektor (CMD). Er kann Myonen mit einer Energie größer als etwa 1.5 GeV in einem Winkelbereich von $5^\circ < \theta < 171^\circ$ nachweisen. Er setzt sich aus drei Teilen zusammen, einem achteckigen zentralen Zylinder, dem sogenannten *Barrel*, welches den Winkelbereich $35^\circ < \theta < 130^\circ$ abdeckt und wiederum in einen vorwärtigen und einen rückwärtigen Bereich unterteilt ist, und zwei Endkappen. Die Endkappen können ebenfalls jeweils in einen inneren und einen äußeren Teil getrennt werden. Der CMD wird in dieser Arbeit dazu benutzt, Myonen aus Beauty- und Charm Zerfällen zu identifizieren. Aufgrund der stark verbesserten Genauigkeit der Spurparameter ist dabei die Rekonstruktion der Myonspur innerhalb des CST entscheidend. Wegen dessen eingeschränkter Winkelakzeptanz spielt hier nur der zentrale Teil des Eisenjochs eine Rolle.

Das Gesamtsystem ist in 64 Module aufgeteilt, siehe Abbildung 3.8(a). Jedes Modul ist aus 10 jeweils 75 mm dicken Eisenplatten aufgebaut. In den Zwischenräumen sind Lagen von Streamerrohrkammern eingelassen. Bis auf den vierten Spalt, der doppelt so breit ist wie die anderen und bei dem zwei Lagen Streamerrohre übereinander Platz finden, befindet sich in jedem Zwischenraum eine Lage. Zusätzlich sind inner- und außerhalb des Eisenjochs noch je drei Lagen übereinander angebracht, so daß insgesamt 16 Lagen vorhanden sind. Eine Schnittdarstellung durch ein Modul zeigt Abbildung 3.8(b). Fängt man von unten an mit 0 zu zählen, so werden die Lagen mit den Nummern 3, 4, 5, 6 und 12 vom Triggersystem benutzt. Das zentrale Myonsystem besteht aus insgesamt 103000 Streamerrohren.

Der Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens macht etwa 90 MeV pro Eisenplatte bei senkrechtem Einfall aus. Der Winkel aufgrund von Vielfachstreuung beträgt für einen Impuls von 1 GeV (im Eisen) etwa 30 mrad.

Die Streamerrohre bestehen aus einem gasgefüllten Rohr mit dem Querschnitt $10\,\mathrm{mm} \times 10\,\mathrm{mm}$, in dessen Mitte ein 100 μm dicker silberbeschichteter Cu-Be Draht gespannt ist. Aus Sicherheitsgründen sind die Rohre aus dem halogenfreien Plastik Luranyl gebaut und als nicht entflammbares Gasgemisch wird 88 % CO_2, 9.5 % Isobutan und 2.5 % Argon bei Normaldruck verwendet. Zwischen der Rohrwand, die als

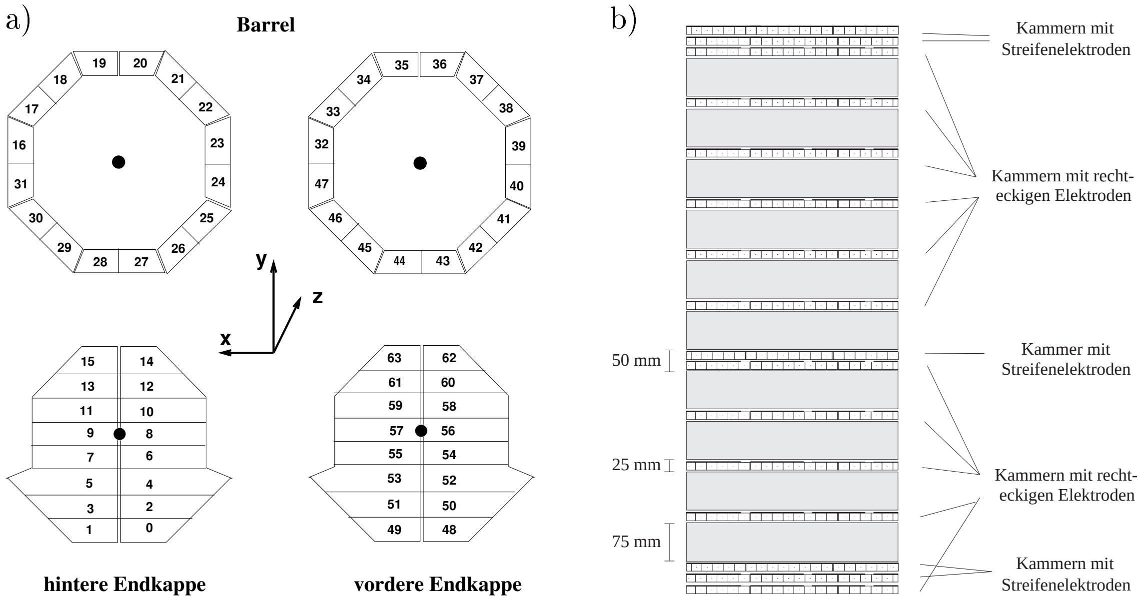


Abbildung 3.8: a) Aufteilung des zentralen Myonsystems in Module.
b) Schnitt durch ein Modul des zentralen Myonsystems im Barrelbereich.

Kathode dient, und dem Draht liegt eine Spannung von 4.5 kV. Im in dieser Arbeit benutzten Zentralbereich sind die Drähte der Streamerrohre parallel zur Strahlrichtung, d.h. zur z-Achse, gespannt, in den Endkappen parallel zur x-Achse. An den Außenseiten der Streamerrohre sind bei fünf Lagen streifenförmige Influenzelektroden angebracht, in denen Influenzladungen induziert und gemessen werden. Die Influenzstreifen stehen senkrecht auf den Anodendrähten der Streamerrohre, so daß die Position des Myons auch entlang des Drahtes gemessen werden kann. An den anderen elf Lagen sind rechteckige Elektroden angebracht, deren Trefferinformation unter anderem zur Auflösung von Spur-Ambiguitäten benutzt wird. Drähte und Streifen werden digital ausgelesen, die rechteckigen Elektroden analog. Senkrecht zu den Drähten beträgt die Ortsauflösung etwa 4 mm, in Drahtrichtung, d.h. im Zentralbereich in z-Richtung, wird eine Ortsauflösung von 1.5 cm erreicht.

Für einzelne Lagen werden Effizienzen von etwa 80 % erreicht. Wegen der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz aufgrund von z.B. Kabelführungen und Kühlleitungen, ist die Effizienz der Myon Identifikation auf ungefähr 90 % begrenzt für Teilchen mit einem Transversalimpuls von $p_t > 2.5$ GeV. Wenn man die Informationen der verschiedenen Elemente des CMD kombiniert, können dreidimensionale Teilchenspuren rekonstruiert werden. Details des Algorithmus der Spurrekonstruktion findet man in [43, 44]. Die Impulsauflösung im Barrelbereich beträgt $\sigma(p)/p \approx 35$ %.

Das instrumentierte Eisenjoch dient außerdem als *Tail Catcher* Kalorimeter, das die hadronische Energie mißt, welche das SpaCal und das LAr-Kalorimeter durchschlägt. Dazu werden die rechteckigen Elektroden benutzt.

Das Vorwärts-Myon-Spektrometer

Der Vorwärts-Myon-Detektor (FMD) ergänzt das H1 Myonsystem. Er liegt zwischen $z = 6.4$ m und $z = 9.4$ m in Vorwärtsrichtung des nominellen ep-Wechselwirkungspunktes und deckt den Winkelbereich $4° < \theta < 17°$ ab. Er besteht aus sechs Doppellagen von Driftkammern, drei auf jeder Seite eines Toroidmagneten, der ein Feld von etwa 1.6 Tesla erzeugt. Da ein Myon fast immer die gesamte Vorwärtsendkappe des zentralen Myonsystems durchqueren muß, um ins Vorwärts-Myon-Spektrometer zu gelangen, können praktisch nur Myonen mit einem Impuls von mindestens 5 GeV nachgewiesen werden.

3.2.7 Das Luminositätssystem

Wie aus der Definition der Luminosität $\mathcal{L}$ nach Gleichung 3.1 ersichtlich ist, spielt sie eine entscheidende Rolle bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts einer Reaktion und wird deshalb in einer eigenen Analyse untersucht. Die von HERA gelieferte Luminosität wird von H1 über den Bethe-Heitler-Prozess [45] ep $\rightarrow$ epγ (Bremsstrahlung) gemessen. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist theoretisch sehr gut beschrieben und divergiert für ein kollinear zum Elektron abgestrahltes Photon. Mit dem in Abbildung 3.9 dargestellten Luminositätssystem von H1 kann die Reaktionsrate

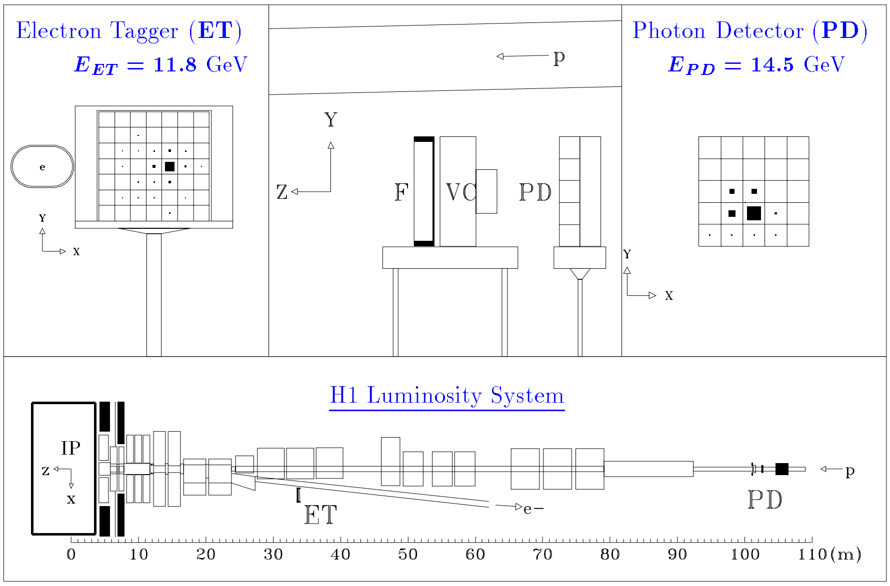


Abbildung 3.9: Das H1 Luminositätssystem. Oben links bzw. rechts ist die vordere Seite des ET33 bzw. PD mit einem typischen Elektron- bzw. Photonsignal dargestellt. Oben in der Mitte ist die Seitenansicht des PD gezeigt.

sehr genau gemessen werden und damit die Luminosität bestimmt werden. Es besteht aus zwei segmentierten Kristall-Cherenkovzählern, dem Elektron Detektor ET33 (*Electron Tagger*) bei $z_{ET33} = -33.4$ m und dem Photon Detektor PD bei $z_{PD} = -102.9$ m. Das Photon verläßt bei $z = -93$ m das nach oben gebogene Protonstrahlrohr durch ein Fenster und wird im direkt in der Verlängerung des Elektronstrahls liegenden PD nachgewiesen. Vor dem PD befinden sich zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung ein Bleifilter (F) mit einer Dicke von zwei Strahlungslängen X_0 und ein Wasser-Cherenkovzähler (VC). Das mit der Energie $E = E_0 - E_\gamma$ weiterfliegende Elektron trifft dagegen direkt auf den dicht neben dem Elektronstrahlrohr befindlichen ET33.

Bei der Luminositätsmessung während der Datennahme werden ET33 und PD in Koinzidenz betrieben. Die Berechnung der integrierten Luminosität L nach der Datennahme erfolgt hingegen nur noch mit dem PD, da hierdurch ein kleinerer systematischer Fehler erreicht wird, der etwa 1.5 % beträgt. Der Hauptbeitrag des Fehlers stammt von unterschiedlichen Akzeptanzen und Effizienzen aufgrund variierender Strahlgeometrien (Position und Einfallswinkel).

Ferner können die beiden Detektorenkomponenten dazu benutzt werden, durch den Nachweis eines Elektrons im ET33 in Antikoinzidenz zum PD quasireelle Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.3 < y < 0.7$ zu selektieren. Diese Ereignisse nennt man auch *tagged* Photoproduktion.

Neben dem Elektron Detektor ET33 bei $z_{ET33} = -33.4$ m gibt es noch einen weiteren, ET44, bei $z_{ET44} \approx -44$ m. Dieser ist analog zu ET33 aufgebaut, aber auf den unterschiedlichen kinematischen Bereich $0.04 < y < 0.20$ sensitiv.

3.3 Die Datennahme

Ein einzelnes *ep*-Streuereignis nennt man Ereignis oder Event. Jedes Event wird einem sogenannten *Run* zugeordnet, d.h. einer Datennahmeperiode, in der die Bedingungen, wie z.B. der Status aller Detektorkomponenten, konstant sind. Eine Elektronen- und/oder Protonen-Einfüllung (*Fill*) kann also zur Aufzeichnung einer größeren Menge von Runs verwendet werden.

Die Teilchenpakete von Elektronen- und Protonenstrahl treffen im Wechselwirkungspunkt in zeitlichen Abständen von 96 ns aufeinander, was einer Frequenz von 10.4 MHz entspricht. Nicht jedesmal kommt es zu einer Reaktion. Neben den zu untersuchenden *ep*-Streuereignissen, die möglichst vollständig gespeichert werden sollen, erzeugen auch unerwünschte Untergrundprozesse, wie z.B. kosmische Myonen, Restgas- oder Strahlrohr-Wechselwirkungen, Signale im Detektor. Die Rate der Untergrundereignisse liegt in der Größenordnung von 100 kHz, die der *ep*-Kollisionen hingegen nur bei 10 Hz. Da zum vollständigen Auslesen der über 270000 elektronischen Kanäle des Detektors 1-2 ms benötigt wird, und aufgrund der begrenzten Schreibgeschwindigkeit der Daten von etwa 10 Hz, ist es technisch nicht möglich den Detektor mit der Rate des Untergrundes auszulesen und die Daten aufzuzeichnen. Deshalb ist es Aufgabe eines mehrstufigen Auslöse- oder Triggersystems, während der Datennahme (*online*) anhand schnell vorliegender Informationen der einzelnen Detektorkomponenten zu entscheiden, welche der Ereignisse als *ep*-Streuung aufgezeichnet bzw. als Untergrund verworfen werden sollen. Damit muß die Rate so reduziert werden, daß die Ereignisse verarbeitet und gespeichert werden können.

3.3.1 Das H1-Triggersystem

Das Triggersystem von H1 [46] besteht aus vier Stufen (*level*), L1 bis L4, siehe Abbildung 3.10. Der Auslöser der ersten Stufe [47] (*first level trigger*, L1) liefert innerhalb von 2.3 μs für jede Strahlkollision eine Entscheidung, ob das Ereignis behandelt werden soll oder nicht. Um zu vermeiden, daß die Datennahme bis zur Triggerentscheidung

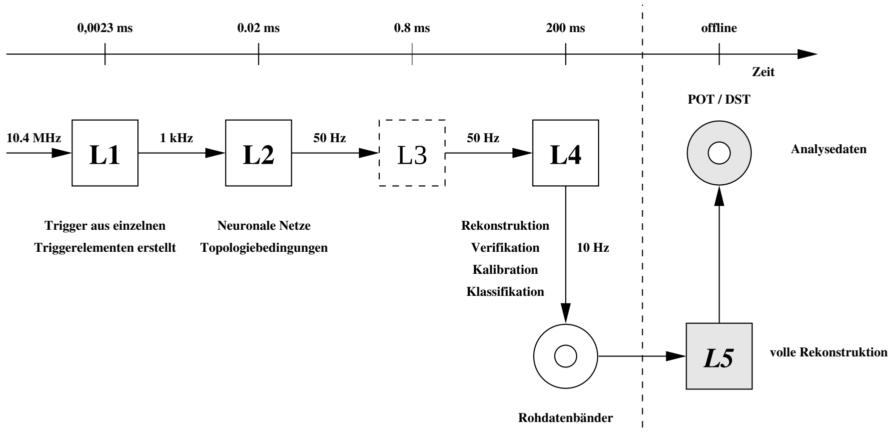


Abbildung 3.10: Trigger- und Datennahmesystem des H1-Detektors.

unterbrochen werden muß, können die Detektorsignale der nächsten 24 Strahlkollisionen in Puffern (*pipelines*) zwischengespeichert werden. Bei L1 tritt also keine Totzeit auf. Das ist die Zeit, in der H1 keine Ereignisse messen kann und die deshalb möglichst kurz sein sollte. Ein Ereignis wird akzeptiert und an die nächste Triggerstufe weitergeleitet, wenn mindestens einer von 128 Subtriggern anspricht. Die Subtrigger sind logische Kombinationen von 256 bestimmten Signalen der verschiedenen Komponenten des H1-Detektors, die als Triggerelemente bezeichnet werden. Trifft L1 eine positive Entscheidung (*L1 keep*), wird die Datennahme gestoppt, d.h. keine neuen Signale mehr in den Puffern abgelegt. Die Totzeit der folgenden Triggerstufen wird nun relevant. Durch L1 wird die Ereignisrate auf rund 1 kHz reduziert.

Die Rate eines Subtriggers kann durch Vorskalierungsfaktoren zusätzlich gesenkt werden. Dabei werden Ereignisse, die vom Subtrigger ausgewählt werden, nach dem Zufallsprinzip verworfen oder behalten. Wird nur jedes n-te ausgewählte Ereignis akzeptiert, so wird n als Vorskalierungsfaktor bezeichnet. Der Vorskalierungsfaktor, welcher der inversen Wahrscheinlichkeit entspricht, ein selektiertes Ereignis zu behalten, wird aufgezeichnet. Er kann laufend an die Datenrate des Experiments angepaßt werden [48], so daß die maximale Speicherkapazität unabhängig von der spezifischen Luminosität ausgenutzt werden kann. Die Triggerentscheidung vor der Skalierung wird „roher Subtrigger“ genannt, nach der Skalierung „aktueller Subtrigger“. Der durch die Vorskalierung entstandene Verlust an Ereignissen muß in der Luminositätsmessung berücksichtigt werden. Bei einem Skalierungsfaktor von n reduziert sich die Luminosität um den Faktor $1/n$. Für eine detailierte Beschreibung der Gewichtung der Ereignisse, vor allem bei der Benutzung mehrerer Subtrigger, siehe [49].

Innerhalb von 20 μs verwendet die zweite Triggerstufe L2 [50] unabhängig voneinander neuronale Netze (L2NN) und topologische Korrelationen (L2TT) zur Analyse der

L1-Triggersignale. Jedem L2-Triggerelement sind dabei ein oder mehrere L1-Subtrigger zugeordnet. Wenn das Ereignis von L2 verworfen wird, beginnt wieder das Schreiben der Signale in die Puffer. Andernfalls werden die Detektorsignale erst komplett ausgelesen, was etwa 1-2 ms dauert, bevor die Datennahme wieder gestartet wird. Die Totzeit ist dann vorüber. L2 senkt die Rate auf etwa 50 Hz. Dies führt zu einer Totzeit des Detektors von etwa 5-10 %. Das ist unter anderem wichtig für die Korrektur auf die Luminositätsmessung. Die Totzeit wird für jeden Run getrennt bestimmt.

Die dritte Triggerstufe L3 wird für die in dieser Analyse relevanten Daten nicht benutzt bzw. ist bisher nicht implementiert und ist daher in Abbildung 3.10 gestrichelt eingetragen.

Die vierte Stufe L4, die im Gegensatz zu den vorherigen Triggerstufen nicht mehr im Ereignistakt läuft, sondern asynchron zur Datennahme, besteht aus mehreren parallel arbeitenden Prozessoren. Jeder Prozessor führt eine schnelle Rekonstruktion des Ereignisses durch und überprüft die Triggerentscheidung von L1 und L2. Zusätzlich wird versucht, Ereignisse, die aus Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit dem Strahlrohr oder dem Restgas im Strahlrohr herrühren, zu erkennen und zu verwerfen. Die verbleibenden Ereignisse werden danach auf eine sogenannte „harte Skala" hin untersucht. Damit ist eine Signatur gemeint, die auf eine hochenergetische Wechselwirkung schließen läßt. Wird eine solche Signatur gefunden, wird das Ereignis behalten. Außerdem wird eine Klassifizierung der Ereignisse nach möglichen physikalischen Prozessen vorgenommen und solche mit einem physikalisch interessanten Endzustand werden akzeptiert. Diejenigen Ereignisse, die weder eine harte Skala aufweisen, noch einen interessanten Endzustand, werden nun nach dem Zufallsprinzip, ähnlich dem Vorskalierungskonzept auf L1, verworfen oder behalten. Dabei wird dem Ereignis die inverse Wahrscheinlichkeit, mit der es behalten wird, als L4-Gewicht zugeordnet. So wird etwa 1 % der von L4 verworfenen Ereignisse zu Kontrollzwecken behalten. Die mit einer Rate von etwa 10 Hz akzeptierten Ereignisse werden als Rohdaten (RAW) auf Magnetband geschrieben.

3.3.2 Die Ereignisrekonstruktion

Die letzte Stufe L5 dient nicht als Trigger, sondern führt eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse durch, die von L4 akzeptiert wurden. Die Rekonstruktion erfolgt nicht direkt nach dem Auslesen der Daten (*online*), sondern zeitversetzt (*offline*). Bei der Rekonstruktion werden die meist in digitaler Form vorliegenden Rohdaten der einzelnen Detektorkompomenten in physikalisch sinnvolle Einheiten umgewandelt, wie z.B. Winkel, Koordinaten, Impulse oder Energien von Teilchen. Diese werden anschließend zu größeren logisch zusammenhängenden Informationseinheiten zusammengefaßt, wie z.B. mehrere Zellen im Kalorimeter zu einem Cluster oder Hits der Driftkammern zu einer Spur. Diese Aufgabe übernehmen zahlreiche Softwaremodule, wobei jedes auf einen bestimmten Schritt in der Rekonstruktion spezialisiert ist. Die rekonstruierten Daten werden dann auf Band geschrieben (*physics output tape*, POT). Der Teil der Daten, der in den Analysen verwendet wird, wird in komprimierter Form auf Festplatten gespeichert (*data summary tape*, DST).

Jedes gespeicherte Ereignis ist durch eine Run- und eine Ereignisnummer eindeutig gekennzeichnet.

3.4 Detektorsimulation

In Abschnitt 2.3 wurden die Monte Carlo Simulationen der in dieser Arbeit analysierten *ep*-Streuprozesse eingeführt. Die Diskussion endete auf dem sogenannten Generatorlevel auf Hadronniveau, bei dem die erzeugten Teilchen des hadronischen Endzustandes eines generierten Ereignisses als Vierer-Impulsvektoren vorliegen (vergleiche Abbildung 2.8). Um mit den „wirklich“ gemessenen Datenereignissen vergleichen zu können, muß die H1-Detektorantwort für diese Teilchen detailliert simuliert werden. Man muß also vom Generatorniveau zum Detektor- oder Rekonstruktionsniveau übergehen. Dazu wird ein auf GEANT [51] basierendes H1-Simulationsprogramm benutzt. Zuerst werden die Trajektorien der Teilchen durch den Detektor nachgebildet, was unter anderem die Ablenkung im Magnetfeld, die Erzeugung sekundärer Teilchen und die Schauerentwicklung beinhaltet. In einem zweiten Schritt wird die Antwort der aktiven Komponenten des Detektors, z.B. der Signaldrähte, simuliert. Dies führt zu einem Ergebnis, das einem „wirklich“ gemessenen Ereignis sehr ähnlich ist. Schließlich wird die Triggerreaktion simuliert.

Die so erzeugten Ereignisse werden dem gleichen Rekonstruktionsprozeß unterworfen wie die gemessenen Daten. Auf diese Weise beinhaltet die Monte Carlo Vorhersage die Akzeptanz und die Effizienz des Detektors und kann daher direkt mit den Daten verglichen werden. Um zu gewährleisten, das die Monte Carlo Simulationen die Datenereignisse auch korrekt beschreiben, gingen dieser Analyse eine Reihe von Studien vorraus. in denen die Simulationen untersucht und gegebenenfalls angepaßt worden sind. Insbesondere wurde auf die Spurauflösung, die Form der Verteilungen von Signal- und Untergrundkomponenten und die Effizienzen und Akzeptanzen der Triggerelemente und der Ereignisauswahl Wert gelegt. Die für diese Analyse entscheidende Studie, in der die Spurauflösung in der Monte Carlo Simulation an die Daten angepaßt wird, ist in Anhang C gezeigt.

Über die ganze Arbeit verteilt finden sich an den jeweils relevanten Stellen detaillierte Vergleiche der Monte Carlo Simulationen mit den experimentell gemessenen Positron-Daten der Jahre 1990 und 2000. Sie dokumentieren deren gute Übereinstimmung nach allen Anpassungen.

Kapitel 4

Rekonstruktion und Datenselektion

Dieser Arbeit liegen die in den Jahren 1999 und 2000 genommenen Positron–Proton–Daten des H1–Experiments zugrunde, die einer integrierten Luminosität von 50.37 pb^{-1} entsprechen. In diesem Kapitel soll die Rekonstruktion und Datenselektion für die folgenden Untersuchungen dargestellt werden.

Bevor eine Ereignisselektion nach physikalischen Gesichtspunkten stattfinden kann, muß sichergestellt werden, daß nur Ereignisse ausgewählt werden, bei denen der Detektor voll betriebsbereit war. Außerdem müssen Untergrundereignisse, die nicht von ep-Kollisionen stammen, verworfen werden. Die Analyse beruht auf einer exklusiven Messung der Beauty- und Charm Photoproduktion über die Reaktion $ep \to eb\bar{b}X \to ejj\mu X'$ (entsprechend für Charm) mit (mindestens) zwei zentralen hochenergetischen Jets und (mindestens) einem darin enthaltenen Myon im Endzustand. Der für die Identifizierung schwerer Quarks benutzte semi-myonische Zerfallskanal der schweren Hadronen und die zur Trennung der verschiedenen Anteile verwendeten Observablen werden im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert. Die Datenauswahl basiert auf der Identifikation eines zentralen Myons, das in einem der Jets enthalten ist, und einem rekonstruierten primären Vertex, an dem die Streuung stattgefunden hat. Alle Selektionsschritte[1] werden auf Daten und Monte Carlo Simulation gleichermaßen angewandt. Diese Arbeit baut dabei auf einer vorangegangenen Analyse [52] der Daten des Jahres 1997 und einer aktuellen Analyse [8], welche dieselben Daten benutzt wie die vorliegende Arbeit, auf. Im Gegensatz zu diesen Analysen wird jedoch nicht nur die Myonspur zur Bestimmung des Beauty- und Charm Anteils in den Daten benutzt, sondern alle Spuren der beiden Jets, welche gewisse Spurkriterien erfüllen, werden für die Multi-Impaktparameter Methode (Abschnitt 5.5) herangezogen.

4.1 Trigger

In dieser Analyse werden der L1 Subtrigger S19 für die Signalauswahl und S83 und S84 für eine Kontrollauswahl benutzt, die im Folgenden beschrieben werden. Diese Subtrigger haben keine L2 Triggerbedingung zu erfüllen, weshalb ihre Raten durch Vorskalierungsfaktoren an die maximal mögliche Ausleserate des H1-Experiments angepaßt werden (siehe Abschnitt 3.3.1). Der Einfluß der Vorskalierung auf die Zahl

[1] Bis auf den Detektorstatus, der beim Monte Carlo nicht sinnvoll ist.

der beobachtbaren Ereignisse wird berücksichtigt, indem die Luminosität entsprechend korrigiert wird (vergleiche Abschnitt 4.3).

Zusätzlich zu den unten angegebenen Triggerelementen beinhalten alle Subtrigger zahlreiche Vetobedingungen gegen Untergrund aus Ereignissen, die nicht in *ep*-Kollisionen entstanden sind. Diese Bedingungen beruhen vor allem auf Zeitinformationen des Flugzeitsystems ToF (*Time of Flight*) und der Veto-Wände. Das ToF-System besteht aus zwei Szintillator Ebenen sowohl im Vorwärts- als auch im Rückwärtsbereich, während die doppellagigen Szintillatoren der Veto-Wände nur im Vorwärtsbereich liegen. Diese Triggerbedingungen haben eine vernachlässigbare Ineffizienz für *ep*-Wechselwirkungen.

4.1.1 Subtrigger S19

Der L1 Subtrigger S19 soll Myonen mit einem hohen Transversalimpuls im zentralen Detektorbereich nachweisen. Er ist das logische „UND" von Triggerinformationen der folgenden Subsysteme:

- Zentrales Myonsystem:
  Der Myon- oder Eisen-Trigger benutzt fünf Lagen des zentralen Myondetektors (siehe Abschnitt 3.2.6). Gefordert wird das Triggerelement *Mu_Bar*, das definiert ist als die Koinzidenz von mindestens zwei der innersten vier Triggerlagen im selben Modul im Barrelbereich des Eisenjochs.

- Driftkammer $r\phi$-Trigger:
  In der zentralen Jetkammer werden 10 von 56 Drahtlagen der Auslese für den *DCRPh*-Trigger [53] benutzt (sieben in der CJC1 und drei in der CJC2). Durch einen Vergleich mit vordefinierten Masken in der $r\phi$-Ebene wird die Anzahl der Spurkandidaten mit niedrigem (p_t > 400 MeV) und hohem (p_t > 800 MeV) Transversalimpuls gezählt, getrennt für positiv und negativ geladene Teilchen. Benötigt wird das logische „UND" der Triggerelemente *DCRPh_Tc*, *DCRPh_-Tneg* und *DCRPh_Thigh*, das mit *DCRPh_CNH* abgekürzt wird. Dies entspricht einem Minimum von drei Spuren, mindestens einer negativen Spur und mindestens einer Spur mit p_t > 800 MeV.

- z-Vertex Trigger:
  Der z-Vertex Trigger [54] verwendet Informationen der zentralen Proportionalkammern CIP und COP, die je aus zwei Lagen bestehen, und der ersten Doppellage der Vorwärts-Proportionalkammer FPC, um eine schnelle Bestimmung der z-Position des primären Vertex des Ereignisses zu erhalten. Ausgangspunkt sind „Strahlen", die durch die Koinzidenz von mindestens drei von vier möglichen „Pad"-Signalen definiert werden, welche in der rz-Ebene auf einer Geraden liegen. Die Strahlen werden zur z-Achse extrapoliert und die z-Position dieser hypothetischen Vertizes wird in ein z-Vertex Histogramm gefüllt (siehe Abbildung 4.1). Dieses Histogramm hat 16 Kanäle oder Bins im Bereich -44 cm < z < 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Aus der Vielzahl von Triggerelementen, die von diesem System bereitgestellt werden, benutzt S19 das Element $zVtx\_sig1$, welches einen signifikanten Scheitelwert in der z-Vertex Verteilung

fordert, $\sigma\_1 = (N_{max} - \bar{N_{bg}})/\sqrt{N_{max}} > 1.5$. Dabei ist N_{max} die maximale Zahl der Einträge in einem einzelnen Bin und $\bar{N_{bg}}$ der Mittelwert der Einträge in den anderen (Untergrund-)Bins.

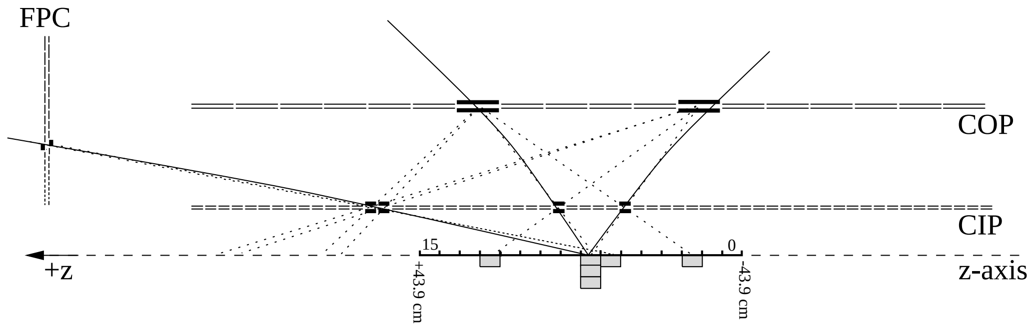


Abbildung 4.1: Skizze des z-Vertex Triggers. Zu sehen ist das z-Vertex Histogramm mit den dazugehörigen Strahlen, die durch Treffer in den Proportionalkammern definiert werden. Falsche Kombinationen von Treffern sind durch gepunktete Linien gekennzeichnet.

4.1.2 Subtrigger S83 und S84

Die Subtrigger S83 und S84 sollen Photoproduktionsereignisse selektieren, bei denen das gestreute Elektron im Elektronen-Tagger ET33 bzw. ET44 nachgewiesen wird, Triggerelemente *LU_ET* und *LU_ET44*. Gleichzeitig wird ein Veto des Photonendetektors PD (siehe Abschnitt 3.2.7) gefordert (*LU_PD_low*), um Bethe-Heitler-Prozesse auszuschließen. Die anderen Triggerbedingungen sind für S83 und S84 identisch und bis auf das fehlende Myonsystem ähnlich denen von S19. Es sollen mindestens drei Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 400$ MeV vorhanden sein (*DCRPh_Tc*) und die Signale der z-Proportionalkammern müssen auf einen gemeinsamen Ursprung der Spuren in z hinweisen (*zVtx_sig1*).

4.1.3 Triggereffizienz

Um einen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, muß die Triggereffizienz ϵ_{tr} bekannt sein. Man kann sie auf zwei verschiedene Arten erhalten:

- Wenn die Simulation des Triggersystems hinreichend genau ist, kann ϵ_{tr} aus der Monte Carlo Simulation bestimmt werden. Die Triggereffizienz ist dann einfach definiert als das Verhältnis von den Ereignissen, die getriggert worden sind, zu allen Ereignissen, welche die Auswahlschnitte erfüllen.

- Die Triggereffizienz direkt aus den Daten zu extrahieren ist schwieriger. Ereignisse, welche die Triggerstufe L1 nicht überstehen sind nämlich dauerhaft und komplett verloren. Da möglicherweise nicht alle Ereignisse, welche die Anforderungen dieser Analyse erfüllen, getriggert werden, ist die Gesamtzahl dieser Ereignisse nicht bekannt. Man kann diesen Verlust jedoch umgehen, indem man eine Datenauswahl benutzt, die von einem möglichst unabhängigen und unverzerrten Referenztrigger akzeptiert worden ist. Der Referenztrigger sollte weder die im benutzten Trigger enthaltenen Elemente noch solche, die diesen ähnlich sind, beinhalten. Das Verhältnis der Ereignisse N_{tr+Ref}, bei dem sowohl Referenztrigger als auch der gewünschte Trigger gefeuert haben, zu der Anzahl N_{Ref}, die nur der Referenztrigger auswählt, ist dann die Triggereffizienz:

$$\epsilon_{tr} = \frac{N_{tr+Ref}}{N_{Ref}} = \frac{N_G \; \epsilon_{Ref} \; \epsilon_{tr}}{N_G \; \epsilon_{Ref}} \tag{4.1}$$

Dabei ist N_G die unbekannte Gesamtanzahl der Ereignisse und ϵ_{Ref} und ϵ_{tr} sind die Triggereffizienzen des Referenz- und des benutzten Triggers. Für eine genaue Beschreibung der Methode siehe z.B. [44].

In dieser Analyse werden die Effizienzen der drei Komponenten des Subtriggers S19 (zentrales Myonsystem, Driftkammer $r\phi$ und z-Vertex) getrennt aus den Daten bestimmt. Dazu werden verschiedene unabhängige Subtrigger verwendet. Der Grund für die separate Bestimmung ist der, daß es für die Kombination der drei Triggerbedingungen viel schwieriger ist, einen unabhängigen Trigger zu finden, als für eine einzelne Komponente. Die benutzten Signalereignisse müssen dabei bis auf die Triggerbedingung alle Auswahlkriterien erfüllen. In Abbildung 4.2 ist die Triggereffizienz getrennt für die Elemente Mu_Bar (a), $zVtx\_sig1$ (b) und $DCRPh\_CNH$ (c) jeweils in Abhängigkeit der relevanten Myonobservablen dargestellt. Bis auf wenige Bins ist die Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo Simulation in allen drei Verteilungen gut. Das Triggerelement Mu_Bar, das gegen $p_{t,\mu}$ aufgetragen ist, hat mit durchschnittlich 85 % die geringste Effizienz, während die Effizienzen von $zVtx\_sig1$ und $DCRPh\_CNH$ relativ unabhängig von ϕ_μ jeweils über 90 % liegen.

Nimmt man die Effizienzen der drei Komponenten zusammen, so beträgt die Triggereffizienz für den Subtrigger S19 in den Daten $70\,\% \pm 3\,\%$, was einem relativen systematischen Fehler von 4 % entspricht [8]. In den Fehler der Triggereffizienz geht dabei sowohl die statistische Unsicherheit aus den Daten als auch die Abweichung der aus den Daten bestimmten Effizienz von der im Monte Carlos simulierten ein.

Die in dieser Analyse selektierten Ereignisse weisen alle eine harte Skala im Sinne der Triggerstufe L4 auf und demzufolge werden auf L4 keine Ereignisse verworfen, die diese Analyse sucht. Sämtliche selektierten Ereignisse haben also das L4-Gewicht eins und die Effizienz der Triggerstufe L4 beträgt 100 %.

4.2 Runselektion und Detektorstatus

Wie schon in 3.3 diskutiert, sind die Datennahmeperioden bei HERA in sogenannte Luminositäts-Einfüllungen unterteilt, die durch eine Elektronen-Einfüllung in den HERA-Ring definiert sind. Jede Luminositäts-Einfüllung wiederum ist unterteilt in sogenannte Runs, die bis zu etwa zwei Stunden lang sind. Während eines Runs sind die Detektorbedingungen relativ konstant. Eine Klassifizierung der Runqualität, die auf Informationen der *Slow Control* und des Detektorstatus beruht, wird online durchgeführt. In dieser Analyse werden nur Runs mit guter oder mittlerer Qualität berücksichtigt. Das sind Runs mit stabilen Detektor- und Trigggerbedingungen, bei denen

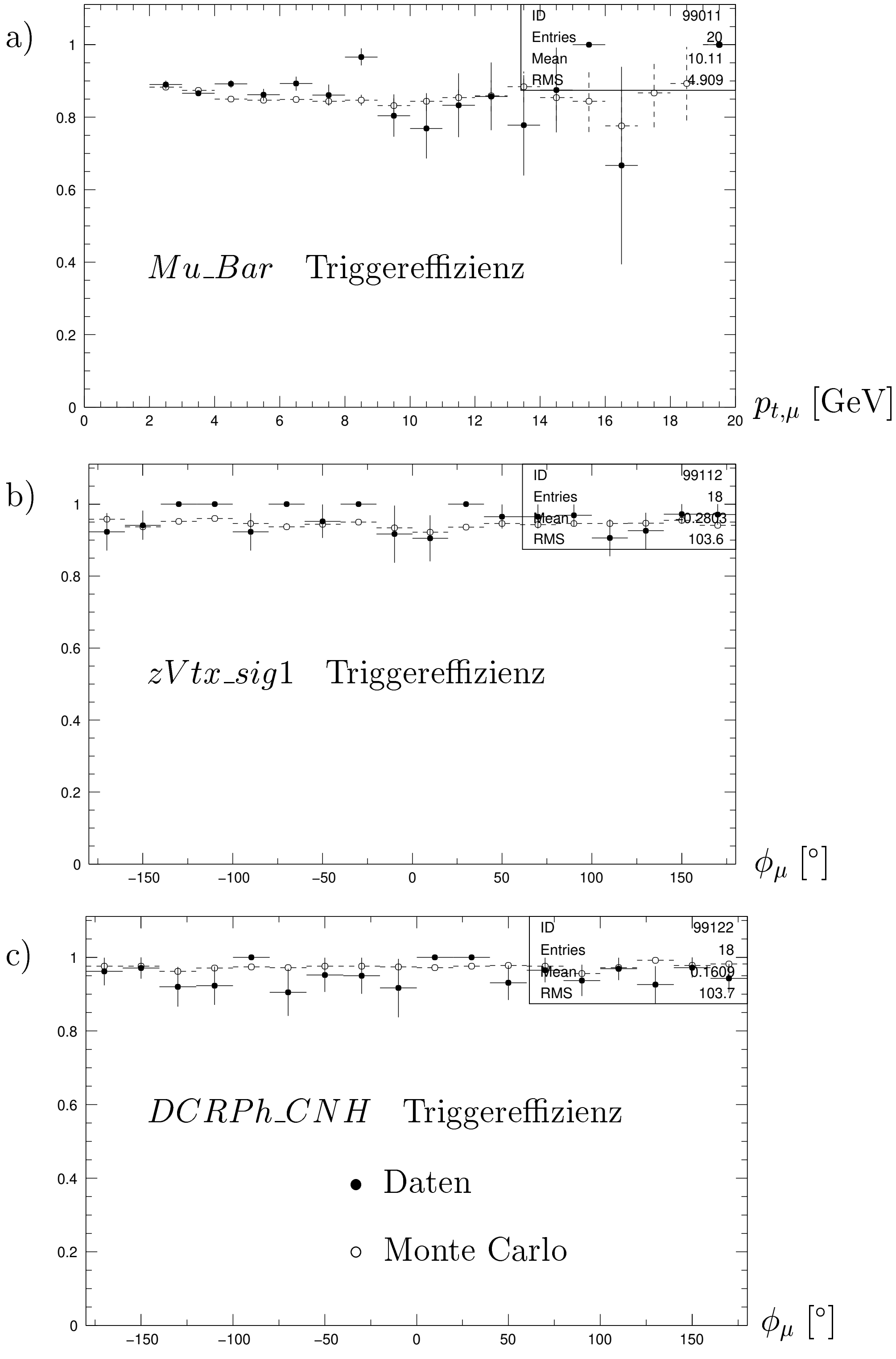


Abbildung 4.2: Triggereffizienzen der Elemente Mu_Bar (a) in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Myons und $zVtx\_sig1$ (b) und $DCRPh\_CNH$ (c) in Abhängigkeit des Azimutwinkels des Myons. Die Daten sind jeweils als geschlossene, die Monte Carlo Simulationen als offene Kreise dargestellt.

höchstens eine der wichtigen Detektorkomponenten nicht funktionsfähig war. Außerdem muß der Run eine bestimmte Mindestanzahl an Ereignissen enthalten.

Um Datennahmeperioden zu vermeiden, bei denen hohe Vorskalierungsfaktoren für die Subtrigger auftreten, werden Runs der Triggerphase 1 ausgeschlossen. Auch Runs mit abweichenden, speziellen Triggerbedingungen, sogenannte Minimum-Bias Runs, und Runs mit einem absichtlich verschobenen Wechselwirkungspunkt werden nicht verwendet.

Um eine gute und vollständige Messung der Ereignisse zu gewährleisten, müssen alle für diese Analyse wesentlichen Komponenten des Detektors voll betriebsbereit sein. Deshalb wird der Status aller Detektorkomponenten überwacht und aufgezeichnet. Um die Bereitschaft zur Datenaufnahme zu garantieren, werden nominelle Hochspannungswerte und eine funktionierende Auslese für folgende Komponenten gefordert:

- Der zentrale Silizium-Vertexdetektor, CST
- Die beiden zentralen Spurkammern, CJC1 und CJC2
- Die beiden zentralen Proportionalkammern, CIP und COP
- Das Flüssig-Argon-Kalorimeter, LAr
- Das rückwärtige Kalorimeter, SpaCal
- Das instrumentierte Eisen
- Das Luminositätssystem
- Die VETO-Wände und das System zur Flugzeitmessung[2], ToF

Im Herbst 1999 sind kurz hintereinander jeweils ein Signaldraht in der äußeren und der inneren Jetkammer, CJC2 und CJC1, gerissen und verursachten einen Ausfall von etwa 20 % des zentralen Spurkammersystems, der erst zum Jahreswechsel behoben wurde. Deshalb werden alle Daten mit Runnummern zwischen 257407 und 262144 ausgeschlossen.

4.3 Luminosität

Das Luminositätssystem und der zur Messung der Luminosität benutzte Bethe-Heitler-Prozeß sind in Abschnitt 3.2.7 beschrieben. Der Hauptuntergrund für den Bethe-Heitler-Prozeß entsteht durch Bremsstrahlung der Elektronen an Restgasatomen im Strahlrohr. Mit Hilfe der Pilot Pakete der Elektronen (Strahlkreuzungen, bei denen das entsprechende Protonenpaket leer ist, siehe Abschnitt 3.1) kann dieser Untergrund berücksichtigt werden. Die Luminosität berechnet sich dann zu:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \tag{4.2}$$

[2]Dienen beide der Unterdrückung von nicht-ep-Untergrund-Ereignissen.

wobei R_{tot} bzw. R_0 die Gesamtrate aller Bremsstrahlungsprozesse bzw. nur diejenige der Pilot Pakete ist und I_{tot} und I_0 die entprechenden Ströme der Strahlen sind. σ_{vis} ist der sichtbare Wirkungsquerschnitt der Bethe-Heitler-Reaktion. Er beinhaltet die Akzeptanzen und Effizienzen des Luminositätssystems. Diese Korrektur wird bereits während der Datennahme vorgenommen.

Weitere notwendige Korrekturen können erst danach (offline) durchgeführt werden. Dies sind Korrekturen aufgrund von Runselektion, eventuell ausgefallener bzw. nicht voll betriebsbereiter Detektorkomponenten, der Satelliten Pakete des Protonenstrahls, der Vorskalierungsfaktoren der L1-Subtrigger und der Totzeit des Detektors. Was die Korrektur aufgrund von Runauswahl und Detektorstatus betrifft, siehe Abschnitt 4.2. Ereignisse der um etwa $\pm$ 5 ns zeitversetzten Satelliten Pakete des Protonenstrahls können durch die Zeitauflösung des Luminositätssystems von etwa 20 ns nicht zugeordnet und verworfen werden. Die Satelliten Pakete tragen also zur Luminositätsmessung bei, zur Datennahme aber aufgrund des Triggersystems nicht. Deshalb muß die Luminosität auf einer statistischen Basis mit Hilfe der z-Verteilung des durch das Spursystem bestimmten primären Vertex korrigiert werden. Der Beitrag der Satelliten Pakete wird durch einen Korrekturfaktor von etwa 0.96 auf die Luminosität abgezogen. Im Falle eines L1 Subtriggers mit einem Vorskalierungsfaktor ungleich eins, muß darauf ebenfalls korrigiert werden, siehe Abschnitt 3.3.1. Dort findet man auch nähere Informationen zur Totzeit des Detektors.

Insgesamt wurde von Mitte 1999 bis Herbst 2000 von HERA eine integrierte Luminosität von 87.0 pb^{-1} bereitgestellt, von der das H1-Experiment 76.7 pb^{-1} verwerten konnte. Der systematische Fehler der Luminositätsmessung beträgt etwa 1.5 %. Der Hauptbeitrag stammt von unterschiedlichen Akzeptanzen und Effizienzen aufgrund variierender Strahlgeometrien (Position und Einfallswinkel). Der statistische Fehler ist aufgrund der großen Reaktionsrate völlig vernachläßigbar. Nach Anwendung aller gerade besprochenen Korrekturen erhält man für die in der vorliegenden Arbeit verwendete Luminosität einen Wert von $\mathcal{L} = (\,50.37\,\pm\,0.76\,)\ \mathrm{pb}^{-1}$

4.4 Spur-Rekonstruktion

Für diese Analyse ist die Rekonstruktion von Spuren und Vertizes mit den zentralen inneren Spurkammern und dem zentralen Siliziumdetektor von grundlegender Bedeutung. Spuren dienen unter anderem zur genauen Bestimmung des primären Vertex (Abschnitt 4.6), gehen als Objekte des hadronischen Endzustands in den Jet-Algorithmus (Abschnitt 4.8) ein und liefern abgesehen von der Identifikation alle Information über das Myon (Abschnitt 4.5). Am wichtigsten ist jedoch ihre Rolle als Eingabeobjekte in die Multi-Impaktparameter Methode (Abschnitt 5.5).

4.4.1 Spurparameter

Ausgangspunkt für zentrale Spuren sind die Treffer in der CJC. Ein Mustererkennungs-Algorithmus bildet Gruppen von Treffern, aus denen eine Spur gebildet wird. Zur Verbesserung der Spurauflösung in z wird die Information der Z-Kammern CIZ und COZ hinzugenommen. Der Einfachheit halber werden diese Spuren im Folgenden als

CJC-Spuren bezeichnet.

Aufgrund des homogenen Magnetfelds der Spule parallel zur Strahlachse sind die Spuren geladener Teilchen zu einer Kreisbahn in der $r\phi$-Ebene gekrümmt. Sie können folglich durch eine Spirale beschrieben und im H1-Koordinatensystem als Funktion der Bogenlänge s parametrisiert werden gemäß

$$\begin{aligned} x(s) &= +\,(\,dca - \frac{1}{\kappa}\,)\,\sin(\phi_0) \;+\; \frac{1}{\kappa}\,\sin(\phi_0 \,+\, \kappa s) \\ y(s) &= -\,(\,dca - \frac{1}{\kappa}\,)\,\cos(\phi_0) \;-\; \frac{1}{\kappa}\,\cos(\phi_0 \,+\, \kappa s) \qquad s \geq 0 \\ z(s) &= z_0 \,+\, s\,\cot(\theta). \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die fünf Spurparameter $(\kappa, \phi_0, \theta, dca, z_0)$ beschreiben die Spirale bezüglich des H1-Koordinatenursprungs (0,0,0) eindeutig. Sie sind gemeinsam mit ihrer Größeneinheit und ihrem Wertebereich in Tabelle 4.1 zusammengefaßt und werden im Folgenden näher beschrieben.

Parameter			Wertebereich
Krümmung (inverser Radius)	[cm^{-1}]	κ	$-\infty \ldots + \infty$
Geringster rad. Abstand zur z-Achse	[cm]	dca	$-\infty \ldots + \infty$
Azimutwinkel am dca-Punkt	[rad]	ϕ_0	$-\pi \ldots + \pi$
Polarwinkel am dca-Punkt	[rad]	θ	$0 \ldots \pi$
z-Koordinate am dca-Punkt	[cm]	z_0	$-\infty \ldots + \infty$

Tabelle 4.1: Die Spurparameter für eine Spirale im Magnetfeld einer Spule.

Mit dca (*distance of closest approach*) wird der vorzeichenbehaftete geringste radiale Abstand der Spur von der z-Achse bzw. vom zweidimensionalen H1-Koordinatenursprung (0,0) in der xy- oder $r\phi$-Ebene bezeichnet. Das Vorzeichen von dca entspricht dem Vorzeichen des Vektorprodukts $\vec{dca} \times \vec{p_t}$, wobei $\vec{dca}$ der Vektor vom Ursprung zum Punkt des geringsten Abstandes (dca-Punkt) auf der Spur ist und $\vec{p_t}$ der Transversalimpuls der Spur bezüglich der z-Achse am dca-Punkt, siehe auch weiter unten in diesem Abschnitt. Anschaulich betrachtet bedeutet dies: Das Vorzeichen von dca ist für negativ geladene Teilchen positiv, wenn in der $r\phi$-Ebene der H1-Koordinatenursprung innerhalb der Kreisbahn der Teilchentrajektorie liegt, ansonsten negativ. Für positiv geladenen Teilchen ist es genau umgekehrt. Der dca-Punkt einer Spur wird auch als Startpunkt der Spirale betrachtet an dem für die Bogenlänge $s = 0$ gilt.

$\kappa = \frac{1}{R}$ ist die Krümmung oder der inverse Radius der Kreisbahn in der $r\phi$-Ebene und kann ebenfalls positive und negative Werte annehmen. Spuren von positiv geladenen Teilchen haben negative Krümmungen und Radien und andersherum. Die Vorzeichen-Konvention für κ und dca ist so gewählt, daß beim Vorzeichenwechsel des einen Parameters der andere sein Vorzeichen behält. Z.B. haben zwei hochenergetische Spuren, die sich nur in ihrer Ladung (Vorzeichen von κ) unterscheiden, dasselbe Vorzeichen in dca. Die Parameter θ, ϕ_0 und z_0 der Spuren sind wie im H1-Koordinatensystem (Abschitt 3.2.1) definiert und werden jeweils am dca-Punkt angegeben.

Die Spurparameter werden durch eine Anpassung der Spirale an die Treffer bestimmt. In guter Näherung sind die Parameter der $r\phi$- und der (gedanklichen) zs-Ebene

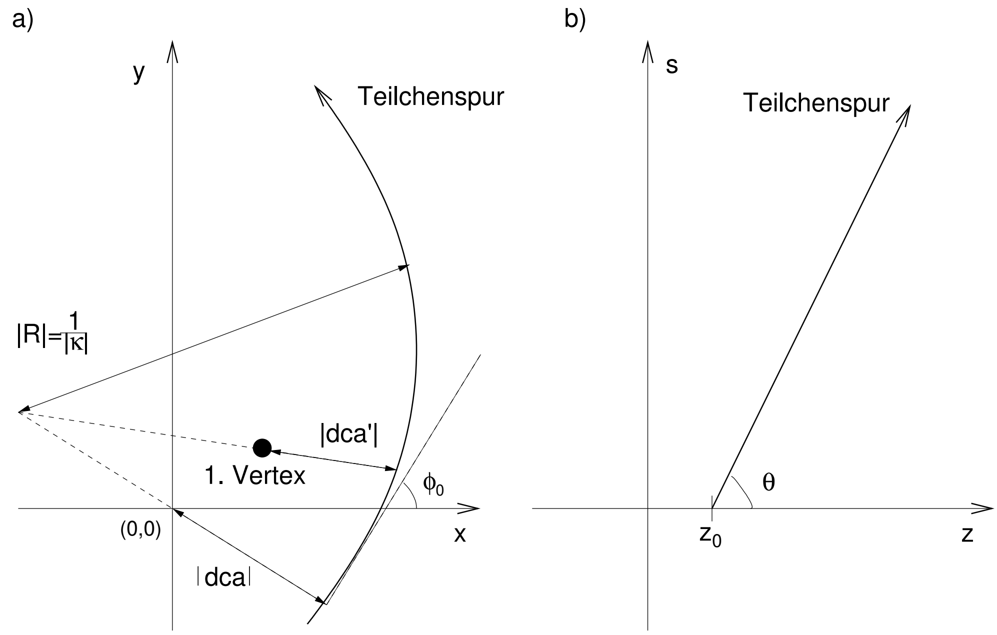


Abbildung 4.3: Die fünf Spurparameter können aufgeteilt werden in die drei Parameter κ, ϕ_0 und dca, die den Kreis in der $r\phi$-Ebene beschreiben (Bild (a)), und die Parameter θ und z_0 der Geraden in der zs-Ebene (Bild (b)). In dieser Abbildung ist die Spur eines negativ geladenen Teilchens gezeigt und somit sind Radius R und Krümmung κ positiv. Da sich in der xy- bzw. $r\phi$-Ebene der Koordinatenursprung innerhalb des von der Teilchenspur beschriebenen Kreises befindet, ist das Vorzeichen des dca-Parameters ebenfalls positiv. Der primäre oder 1. Vertex des Ereignisses ist auch eingezeichnet zusammen mit dem auf ihn bezogenen (transformierten) Spurparameter dca'.

unabhängig voneinander, wobei s die eben schon angesprochene Länge des Spurbogens bezeichnet. κ, ϕ_0 und dca werden durch eine Anpassung (*Fit*) an eine Kreisbahn in der $r\phi$-Ebene bestimmt [55], während θ und z_0 aus einer Geradenanpassung in der zs-Ebene stammen. Diese Gerade schneidet die z-Achse bei $z = z_0$ und besitzt die Steigung $\cot(\theta)$ bezüglich der s-Achse. Zur Veranschaulichung sind die Spurparamter in Abbildung 4.3 für die Spur eines negativ geladenen Teilchens dargestellt.

Aus den Helixparametern κ, ϕ_0 und θ läßt sich zusammen mit dem homogenen Magnetfeld in z-Richtung B_z und der Teilchenladung $q\,e$ der Impuls eines Teilchens bestimmen zu:

$$p_t = 0.003 \frac{|q| B_z}{|\kappa|} \frac{GeV}{Tcm} \qquad \vec{p} = \begin{pmatrix} p_t\ \cos(\phi_0) \\ p_t\ \sin(\phi_0) \\ p_t\ \cot(\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{p}_t \\ \\ p_z \end{pmatrix} \tag{4.4}$$

Dabei ist e die Elementarladung und für die Teilchenladung wird generell $q = \pm 1$ angenommen.

Die Beschreibung der Teilchenspur durch eine Spirale ist insoweit nur eine Näherung, daß sich die Flugrichtung aufgrund von Vielfachstreuung im Detektormaterial ändern kann. Zusätzlich vermindert sich der Impuls des Teilchens durch Energieverlust beim Durchgang durch Materie, was zu einer Verkleinerung der Krümmung κ führt. Schließlich ist das Magnetfeld nicht vollständig homogen (Größenordnung 2 %), was auch eine Änderung der Spurkrümmung nach sich zieht. Während der Energieverlust und die Inhomogenität des Magnetfeldes hauptsächlich nur eine Veränderung der Spurparameter selbst bewirken, kommt es vor allem aufgrund der Vielfachstreuung auch zu einer Verschlechterung der Spurauflösung.

Alle diese Effekte werden relevant, wenn die Spur-Trajektorie außerhalb des Meßvolumens extrapoliert werden muß. Dies ist z.B. bei der Extrapolation der CJC-Spuren zum CST oder noch weiter zum nominellen Wechselwirkungspunkt innerhalb des Strahlrohrs der Fall. Um diese Effekte richtig zu berücksichtigen, d.h. die Spurparameter sowie deren Kovarianzmatrix daraufhin zu korrigieren, wird die H1 Extrapolations-Routine CSTCOR angewendet, die im Anhang von [56] detailiert beschrieben ist.

4.4.2 Die Anpassung an CST-Treffer

Die CJC-Spuren werden also mit Hilfe des Programms CSTCOR korrekt auf die beiden Lagen des CST extrapoliert. Aus den Treffern im CST werden dann diejenigen herausgesucht, die am besten zur extrapolierten Spur passen. Die beiden Lagen des CST reichen nämlich nicht aus, um eine eigenständige Spur zu rekonstruieren.

Für die Kombination von CST-Treffern mit CJC-Spuren, das sogenannte *Linking*, wird das relativ neue H1-Softwarepaket CSTLIN [57] benutzt, das die alte Methode [36] ersetzt hat und in [58, 52] ausführlich beschrieben ist.

Ein wichtiger Unterschied ist der, daß das alte Linking schon an den primären Vertex angepaßte CJC-Spuren (siehe nächster Abschnitt) zur Trefferauswahl benutzt hat, während nun noch nicht angepaßte Spuren verwendet werden. Die Benutzung von vertex-angepaßten Spuren kann zu einer Verzerrung bzw. Verschiebung der Spur und/oder einer vergrößerten Spur-Ineffizienz führen [52]. Dies gilt vor allem für Spuren, die nicht vom primären Vertex stammen, welche in der vorliegenden Arbeit besonders wichtig sind.

Das neue Linking wird zwar ebenfalls separat für $r\phi$- und z-Information durchgeführt, statt dreidimensionaler CST-Raumpunkte werden jedoch zweidimensionale p- und n-seitige CST-Cluster benutzt. Auf diese Weise wird man in $r\phi$ unabhängig von der möglichen größeren Ineffizienz in z aufgrund des höheren Rauschpegels, sowie der dreifachen Mehrdeutigkeiten der n-seitigen CST-Treffer (siehe Abschnitt 3.2.4). Außerdem werden CST-Treffer aus beiden Lagen jetzt gemeinsam gelinkt. Das gemeinsame Anpassen ist genauer als ein nach innerer und äußerer Lage getrenntes, da alle Treffer, die von einem Teilchen stammen, offensichtlich in ihren Positionen korreliert sind. Kommen mehrere CJC-Spuren für einen oder mehrere CST-Treffer in Frage, so wird die CJC-Spur mit dem kleinsten Extrapolationsfehler ausgewählt.

Mit den CST-Treffern, die der CJC-Spur zugeordnet werden, werden gleichzeitig - und damit ebenfalls getrennt in $r\phi$ und z - die Spurparameter neu bestimmt. Da die Ortsauflösung der Treffer im CST um Größenordnungen besser ist als in der CJC, kann deren Hinzunahme die Genauigkeit der Spurparameter deutlich verbessern. Für Spuren mit Treffern in beiden Lagen des CST gilt für die in den Daten gemessene

Auflösung [8] des radialen Abstandes *dca* von der z-Achse

$$\sigma_{dca} \quad = \quad 33\,\mu m \oplus \frac{90\,\mu m}{p_t[\mathrm{GeV}]}. \tag{4.5}$$

Der erste Ausdruck stellt dabei die intrische Auflösung des CST dar, welche die Unsicherheit aufgrund der CST-Ausrichtung (*alignment*) beinhaltet. Der zweite Ausdruck verkörpert den Beitrag von Vielfachstreuung im Strahlrohr, der bei Spuren mit steigendem Transversalimpuls zunehmend unterdrückt ist. Das Zeichen „$\oplus$“ bedeutet die quadratische Addition der beiden Größen. Damit die Monte Carlo Simulation die Spur-Auflösung in den Daten möglichst exakt beschreibt, werden eingehende Studien durchgeführt und das Monte Carlo entsprechend korrigiert, siehe Anhang C. Spuren mit CST-Information werden im Folgenden als CST-Spuren bezeichnet.

4.4.3 Die Anpassung an einen Vertex

Die Auflösung einer solchen nicht an einen Vertex angepaßten (*non-vertex-fitted*) Spur kann weiter erheblich verbessert werden, wenn man die Position des primären Vertex als Zwangsbedingung für einen zusätzlichen Punkt der Spur benutzt und die Spurparameter neu berechnet. Dies gilt insbesondere für Spuren, denen kein CST-Treffer zugeordnet werden konnte. Neben dem primären Vertex können auch bei der Rekonstruktion gefundene sekundäre Vertizes benutzt werden, so daß mehrere Fit-Hypothesen für eine einzelne non-vertex-fitted Spur auftreten können. Die Menge an Spuren, die aus allen möglichen Verknüpfungen mit allen gefundenen Vertizes besteht, wird *vertex-fitted* Spuren genannt. In dieser Arbeit werden Spur-Hypothesen zum primären Vertex gegenüber solchen zu sekundären Vertizes bevorzugt.

Für eine vertex-fitted Spur werden die Parameter nicht bezüglich des H1-Koordinatenursprungs, sondern bezüglich des jeweiligen Vertex angegeben und mit einem Strich (') gekennzeichnet. Da die angepaßte Spur durch den Vertex geht, ist der Abstand dca' nach Definition Null. Die gefitteten Winkel θ' und ϕ'_0 sind entsprechend am dca'-Punkt, d.h. direkt am Vertex angegeben. z'_0 ist mit der z-Koordinate des Vertex identisch. Anstatt der Krümmung κ' können alternativ der inverse Transversalimpuls $1/p_t$ und das Vorzeichen der Ladung des Teilchens benutzt werden. Statt der ursprünglichen fünf genügen hier also die drei Parameter κ', θ' und ϕ'_0, um zusammen mit den Koordinaten des Vertex die Spur eindeutig festzulegen.

4.4.4 Spurparameter bezüglich eines Vertex

Auch für eine nicht an einen Vertex angepaßte Spur kann es sinnvoll sein, die Spurparameter nicht bezüglich des Koordinatenursprungs sondern bezüglich eines Vertex (vor allem des primären Vertex) anzugeben. Der geringste radiale Abstand zum jeweiligen Vertex wird dann entsprechend mit dca' bezeichnet und die Parameter ϕ'_0 und z'_0 werden am dca'-Punkt angegeben, der in diesem Fall aber natürlich nicht mit dem Vertex identisch ist. In Abbildung 4.3 ist der Spurparameter dca' bezüglich des primären Vertex zusammen mit den Parametern bezüglich des Ursprungs dargestellt. Der Polarwinkel θ und die Spurkrümmung κ ändern sich nicht entlang der Helix. Der Zusammenhang zwischen den Spurparametern relativ zu einem Vertex und relativ zum

H1-Koordinatenursprung, d.h. zwischen gestrichenen und ungestrichenen Parametern, ist in den folgenden Gleichungen zusammengefaßt, wobei (x_V, y_V) die Koordinaten des benutzten Vertex darstellen.

$$\kappa' = \kappa \tag{4.6}$$

$$\phi_0' = \arctan\left(\frac{\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right)\sin(\phi_0) - x_V}{\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right)\cos(\phi_0) - y_V}\right) \tag{4.7}$$

$$\theta' = \theta \tag{4.8}$$

$$dca' = \frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|}\left[\left(-\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right)\sin(\phi_0) - x_V\right)^2 + \left(+\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right)\cos(\phi_0) - y_V\right)^2\right]^{1/2} \tag{4.9}$$

$$z_0' = z_0 + \frac{1}{\kappa}\,(\phi_0' - \phi_0)\,\cot(\theta) \tag{4.10}$$

4.4.5 Die Effizienz der Spur-Rekonstruktion

In der vorliegenden Arbeit werden keine Untersuchungen zur Effizienz der CJC-Spur-Rekonstruktion durchgeführt. Dies wurde für die Datennahmeperiode 1997 unter anderem in [59] mit Myonkandidaten im zentralen Myonsystem aus ep-Kollisionen untersucht. Es ergibt sich eine Effizienz der Spurerkennung für nicht an eine Vertex angepaßte Spuren von etwa 98 %, für vertex-angepaßte Spuren von ungefähr 93 %. Aus dem Vergleich von Daten und Monte Carlo wird ein systematischer Fehler von 2 % angesetzt, was die Effizienz der Rekonstruktion der CJC-Spur betrifft.

Bei der Verwendung von CST-Spuren muß zusätzlich die Effizienz der Anpassung an die geforderte CST-Information betrachtet werden. In dieser Analyse werden sowohl von der Myonspur als auch von den in die Multi-Impaktparameter eingehenden Spuren mindestens zwei zugeordnete CST-Treffer in der $r\phi$-Ebene und eine Wahrscheinlichkeit für den Fit der CJC-Spur an die CST-Treffer in $r\phi$ von mindestens 10 % verlangt, siehe die Tabellen 4.2 und 5.2. Die Effizienz hierfür, d.h. das Verhältnis der Spuren, die alle anderen Schnitte und die CST-Schnitte erfüllen, zu denen, die nur die CJC-Schnitte der Tabellen erfüllen, ist in Abbildung 4.4 getrennt für die 64 Halbleitern des CST dargestellt. Die Daten sind links, das Monte Carlo rechts gezeigt. Es handelt sich dabei jeweils um die in Abschnitt 5.3.4 beschriebenen inklusiven Spur-Ereignismengen. wobei für diese Untersuchung nur Spuren mit einem Transversalimpuls größer als 2.5 GeV betrachtet werden. Man erkennt, daß beide Verteilungen relativ flach verlaufen, wobei das Monte Carlo aufgrund der bedeutend größeren Statistik weniger streut als die Daten. Der Mittelwert in den Daten beträgt 78.5 %, der des Monte Carlos liegt um ein Prozent höher bei 79.5 %. Die drei senkrechten blauen Linien in den beiden Graphen unterteilen die Halbleitern des CST (von links nach rechts) in die Bereiche innere Lage in positiver z-Richtung, äußerer Lage in positiver z-Richtung, innere Lage in negativer z-Richtung und äußere Lage in negativer z-Richtung. In Abbildung E.1 in Anhang E ist die Zuordnung der Nummern zu den CST-Halbleitern explizit dargestellt. Erstaunlicherweise scheint die Effizienz einen kleinen Trend im Monte Carlo

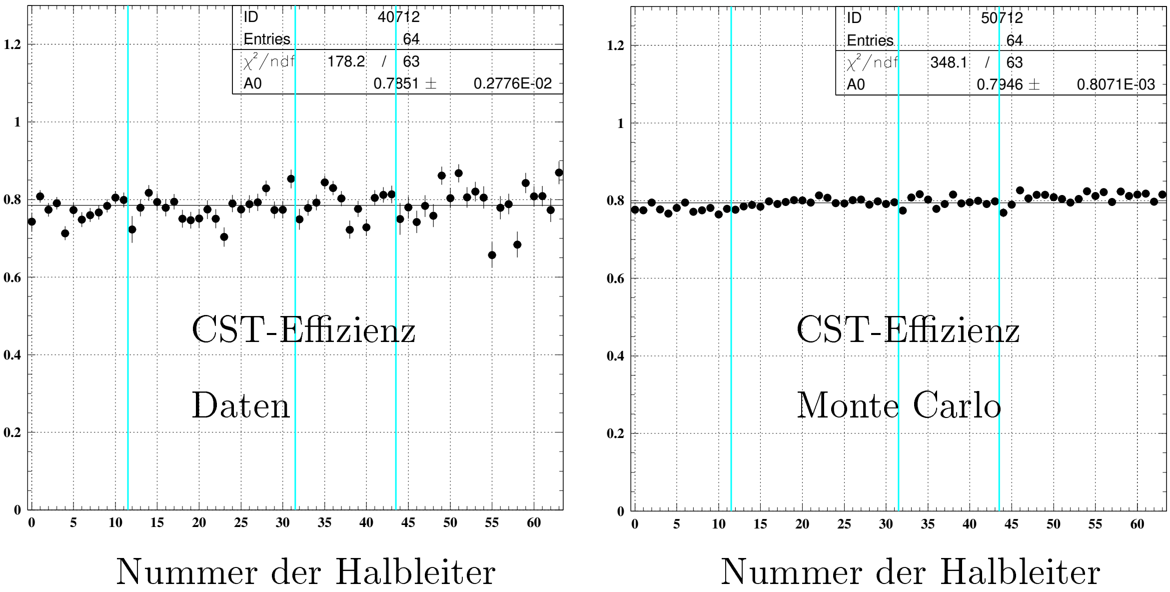


Abbildung 4.4: Effizienz der Anpassung einer CJC-Spur an CST-Information unter Anwendung der im Text erläuterten Schnitte in Abhängigkeit der 64 CST-Halbleitern. Die Daten sind links, das Monte Carlo rechts abgebildet.

aufzuweisen. Die ersten 12 Halbleitern (innere Lage, $+z$) haben eine etwas niedrigere Effizienz, während die letzten 20 Halbleitern (äußere Lage, $-z$) über eine etwas höhere Effizienz verfügen.

Aus der guten Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation wird ein systematischer Fehler von 2 % auf die Effizienz der CST-Anpassung abgeschätzt. Addiert man die beiden systematischen Fehler quadratisch, so erhält man einen systematischen Gesamtfehler für die Effizienz der Spur-Rekonstruktion von 3 %. Da in der Multi-Impaktparameter Methode jedoch mehr als eine Spur benutzt wird, muß man den systematischen Fehler entsprechend der Anzahl der im Mittel verwendeten Spuren erhöhen. Dies sollte durch lineare Addition geschehen, d.h. bei der in dieser Analyse im Mittel benutzten Anzahl von etwa zwei Spuren wird ein systematische Fehler von 6 % erwartet. Für eine genauere Untersuchung des systematischen Fehlers aufgrund der Spureffizienz sei auf Abschnitt 6.5 verwiesen.

4.5 Identifizierung des Myons

Als minimal ionisierende Teilchen durchdringen die Myonen den gesamten Detektor und hinterlassen gewöhnlich nur wenig Energie im Kalorimeter. In dieser Analyse werden Myonen im zentralen inneren Spursystem gemessen und im Barrelbereich des instrumentierten Eisenjochs identifiziert. Zuerst werden in beiden Systemen unabhängig voneinander Spurhypothesen gebildet. Anschließend wird untersucht, ob irgendeine

Kombination einer zentralen Spur mit einem Spursegment aus dem Eisen mit einer einzelnen Trajektorie vereinbar ist.

Um Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion aufzulösen und eine gute Qualität der Spuren zu gewährleisten, muß eine Vielzahl von Auswahlschnitten angewendet werden. In dieser Arbeit wurde dazu ein Standard Softwarepaket von H1 benutzt [60], welches die relevanten Informationen aus den Daten der Ereignisse extrahiert und den Rahmen für eine flexible Umsetzung der Auswahl-Kriterien bildet. Die Auswahl wird im Folgenden beschrieben und die wichtigsten Schnitte sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Parameter	Schnitt
Schnitte auf die CJC + CST Spur	
Transversaler Impuls	2.5 GeV $< p_{t,\mu} <$ 15 GeV
Pseudorapidität	$-0.55 < \eta_\mu < 1.1$
Radialer Abstand vom H1-Ursprung	$\|dca\| <$ 6 cm
Radiale Spurlänge der CJC-Spur	$l_{Spur} \geq$ 22 cm
Startradius der CJC-Spur	$R_{Start} \leq$ 45 cm
Anzahl Treffer im CST in $r\phi$	$N_{r\phi,CST} \geq 2$
Wahrscheinlichkeit der Spuranpassung in $r\phi$	$\mathcal{P}(\chi^2_{r\phi,CJC-CST}, N_{r\phi,CST}) \geq 0.1$
Myon-Identifikation im Eisenjoch	
Anzahl der getroffenen Lagen	$N_{Eisen} \geq 4$
Abstand der letzten von der ersten Lage	$(i_l - i_f) \geq 5$
Radialer Abstand vom H1-Ursprung	$\rho <$ 100 cm
Abstand in z vom H1-Ursprung	$\|z_0\| <$ 100 cm
Wahrscheinlichkeit der Spurverknüpfung	$\mathcal{P}(\chi^2_{CST-Iron}, N_f) \geq 0.1$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der wichtigsten Schnitte für die Myon-Identifikation.

4.5.1 Myon-Schnitte im inneren Spursystem

Als Grundlage für mögliche Myonspuren werden die an einen Vertex angepaßten Spuren benutzt, die, abhängig vom Polarwinkel, im zentralen und/oder vorderen Spursystem gemessen werden. Ein einzelnes Teilchen kann dabei zu mehreren Spurhypothesen führen, z.B. wenn in einem Ereignis verschiedene Vertizes rekonstruiert werden und eine Spur erfolgreich mit mehr als einem Vertex verknüpft wird. Im Überlappbereich der Akzeptanz von zentralem und vorderem Spursystem ($20° < \theta < 25°$) kann es zusätzlich zu „parallelen“ Spurhypothesen kommen, wenn entweder nur das vordere, nur das zentrale oder die Kombination beider Systeme zur Spurmessung benutzt wird. Die Hypothesen werden entsprechend als Vorwärts-, zentrale oder kombinierte Spuren bezeichnet.

In dieser Analyse soll das Myon sicher innerhalb des Akzeptanzbereichs des CST liegen, um eine hohe Spurauflösung zu gewährleisten. Deshalb werden nur zentrale Spurhypothesen benutzt und zusätzlich ein Schnitt auf die Pseudorapidität von $-0.55 < \eta_\mu < 1.1$ angewendet, der einem Polarwinkelbereich von etwa $37° < \theta_\mu < 120°$

entspricht. Da es in der Standard Software von H1 kein geeignetes Werkzeug gibt, um die Zerfallsvertizes der Beauty Hadronen aufzulösen, werden Spurhypothesen, die mit dem primären Vertex verknüpft sind, gegenüber solchen, die mit einem Zerfallsvertex verknüpft sind, bevorzugt. Eine präzise Messung der Spurparameter in der CJC ist nur ab einer bestimmten Länge des Spursegments möglich. Das gilt vor allem für die Spurkrümmung und damit den Transversalimpuls des Teilchens. Darum wird eine radiale Länge der CJC-Spur von mindestens 22 cm gefordert. Damit eine gute Myonsignatur möglich wird, muß die Spur einen Transversalimpuls von mindestens 2.5 GeV besitzen. Zusätzlich wird dadurch der Anteil der Vielfachstreuung in der Auflösung des Impakt-Parameters unterdrückt. Zur genauen Definition des kinematischen Bereichs für den Wirkungsquerschnitt wird noch $p_{t,\mu} < 15$ GeV gefordert. Bei der Kombination mit den CST-Treffern wird die CJC-Spur weit ins Innere des H1-Detektors extrapoliert. Damit die Extrapolation vernünftig ist, sollte die CJC-Spur nicht nur Informationen der CJC2 beinhalten, sondern bereits in der CJC1 beginnen. Deshalb wird ein Startradius der CJC-Spur von höchstens 45 cm gefordert, was dem äußeren Radius der CJC1 entspricht.

Die Qualität der Anpassung der CST-Treffer an die CJC-Spur soll in der $r\phi$-Ebene sehr gut sein. Darum muß die CST-Information in der $r\phi$-Ebene aus mindestens zwei Treffern bestehen, die nicht aus derselben Lage stammen dürfen. Aus der Anzahl der benutzten Treffer $N_{r\phi,CST}$ und der in der Spuranpassung zu minimierenden $\chi^2_{r\phi,CJC-CST}$ Funktion kann eine Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\chi^2_{r\phi,CJC-CST}, N_{r\phi,CST})$ dafür angegeben werden, daß die Treffer tatsächlich auf der CJC-Spur liegen. Die Wahrscheinlichkeit berechnet sich gemäß

$$\mathcal{P}(\chi^2, N) = \frac{1}{\sqrt{2^N}\,\Gamma(N/2)} \int_{\chi^2}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}t}\, t^{-\frac{1}{2}N-1}\, dt \tag{4.11}$$

Als Qualitätskriterium wird $\mathcal{P} > 0.1$ gefordert.

Die strikten Anforderungen an die Myonspur beschränken den Akzeptanzbereich des primären Vertex der ep-Wechselwirkung entlang der z-Achse auf $|z_{PV}| < 20$ cm, vergleiche Abbildung 4.7.

Auf den Betrag des geringsten radialen Abstandes vom Ursprung hingegen wird nur der sehr weiche Schnitt $|dca| < 6$ cm angewendet. Dies liegt daran, daß der Ursprung des H1-Koordinatensystems nicht mit dem primären Vertex übereinstimmt und das Myon ja eigentlich vom Zerfallsvertex eines schweren Quarks kommen soll.

In Abbildung 4.5 (a)-(d) sind Kontrollverteilungen zu den Schnittvariablen dargestellt. Mit Kontrollverteilung ist dabei der Vergleich der Datenverteilung aus selektierten H1-Ereignissen mit einer kombinierten Vorhersage von mehreren Monte Carlo Ereignismengen gemeint. Entsprechend Abschnitt 5.3 handelt es sich hierbei um Beauty- und Charm Signal sowie um uds-Untergrund. Alle Ereignismengen haben dieselbe Selektion durchlaufen, wobei zusätzlich zu den Schnitten in diesem Kapitel noch die Spurselektion (Abschnitt 5.5.1) für die Multi-Impaktparameter (MIP) Methode angewendet wird und mindestens zwei ausgewählte Spuren in einem Ereignis gefordert werden (Abschnitt 5.5.2). Die Kombination der drei Monte Carlo Quellen erfolgt gemäß dem Ergebnis der zweidimensionalen Anpassung aus Abschnitt 6.2 für die relativen Anteile. Sofern nicht anders angegeben, werden alle Kontrollverteilungen in der vorliegenden Arbeit nach diesem Schema erstellt.

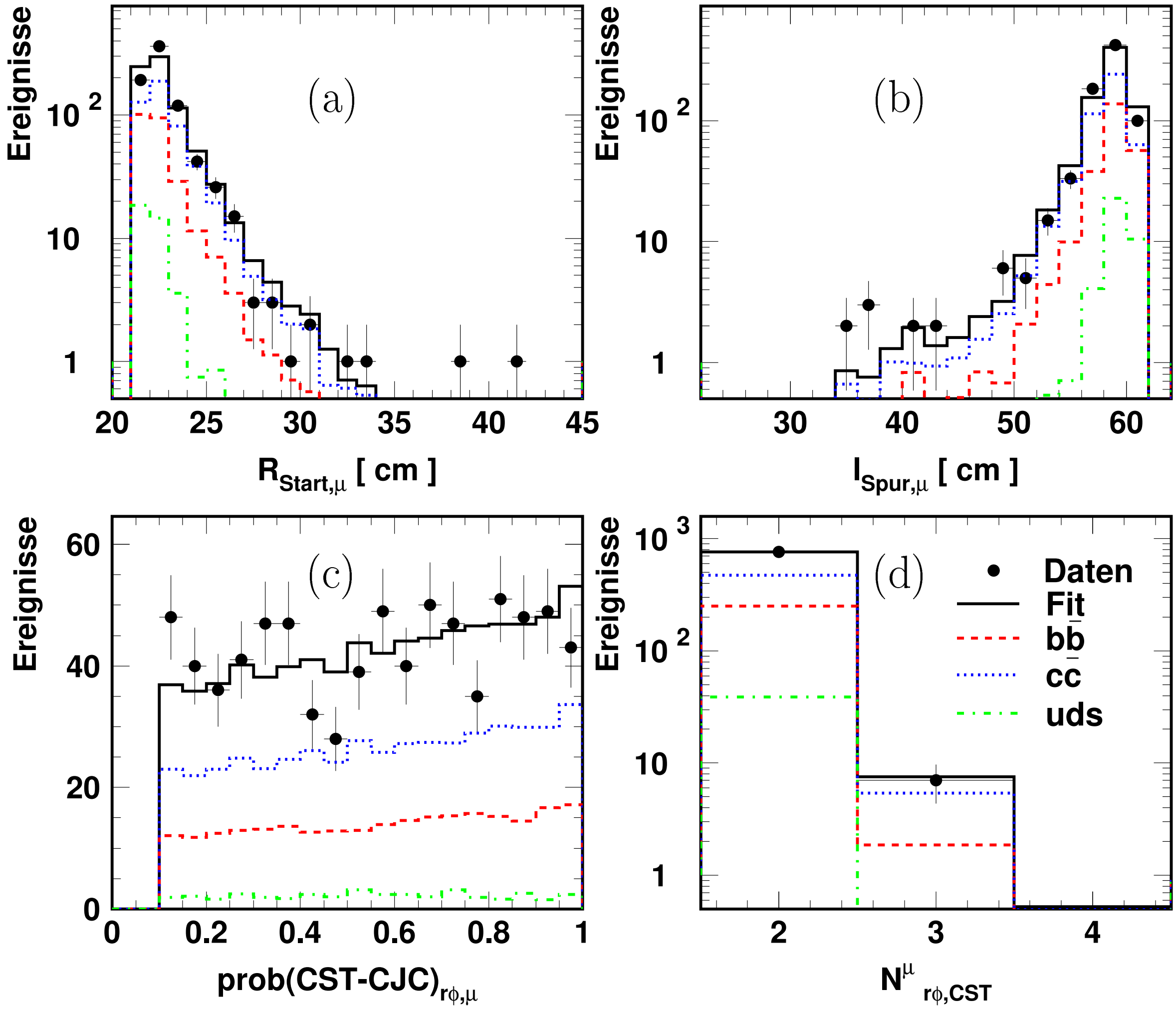


Abbildung 4.5: Kontrollverteilungen für die Spurschnitte des Myons.

In Abbildung 4.5 sind nun die Kontrollverteilungen für den Startradius der Myonspur in der CJC (a), die Spurlänge in der CJC (b), die Wahrscheinlichkeit der Anpassung der CST-Treffer an die CJC-Spur in der $r\phi$-Ebene und die Anzahl der CST-Treffer in $r\phi$ gezeigt. Die CST-Information des Myons ist im Rahmen der Statitik sehr gut beschrieben. Bei der Beschreibung der CJC-Spur erkennt man Abweichungen bei kleinen Startradien und entsprechend bei großen Spurlängen, die aber nicht signifikant sind.

4.5.2 Myon-Identifikation im instrumentierten Eisen

Die Information aus dem zentralen Myonsystem wird lediglich dazu benutzt, um Spuren des zentralen Spursystems als Myonen zu identifizieren. Die Spur-Rekonstruktion im instrumentierten Eisen ist in [43, 44] beschrieben. In der vorliegenden Analyse werden nur Spursegmente aus dem Barrelbereich benutzt. Das ergibt sich aus der Einschränkung der Myonspur auf die CST-Akzeptanz. Von den insgesamt zehn Lagen an Streamerrohren im instrumentierten Eisen, die hinter einer Eisenplatte liegen, muß das durchgehende Teilchen in mindestens vier davon gemessen werden. Dies impliziert, daß die ersten drei Lagen innerhalb des Eisenjochs nicht zur Identifikation benutzt werden, vergleiche Abbildung 3.8(b). Die beiden Lagen im vierten Spalt und die drei Lagen außerhalb des Eisens zählen hier als jeweils nur eine Lage. Fängt man bei der innersten Lage mit 0 an zu zählen, so bedeutet dies für die Myonidentifizierung, daß die erste Lage mindestens die Lage Nummer 3 ist und die lezte verwendete die Nummer 12 aufweist, vergleiche Abbildung 4.6 (c) und (d). Die Differenz zwischen innerster und äußerster angesprochener Lage muß mindestens fünf betragen, um eine ausreichende Länge des Spurstücks zu gewährleisten. Das Eisen-Spursegment wird zur Strahlachse extrapoliert und es wird gefordert, daß der geringste Abstand ρ der Extrapolation vom H1-Koordinatenursprung in der $r\phi$-Ebene kleiner als 100 cm ist. Gilt außerdem für die z-Koordinate der Extrapolation an diesem Punkt des geringsten Abstandes $|z_0| < 100$ cm, so wird das Eisen-Spurstück akzeptiert.

4.5.3 Myon-Spur-Verknüpfung

Myonen werden in den zentralen Spuren gesucht, welche die Qualitätskriterien aus Abschnitt 4.5.1 erfüllen. Aufgrund des geforderten Transversalimpulses von $p_{t,\mu} > 2.5$ GeV ist sichergestellt, daß das Teilchen beide Jetkammern durchquert und weit in das Eisenjoch eindringt. Dadurch wird der Anteil der fehlindentifizierten Myonen reduziert. Die zentralen Spuren werden unter der Annahme, daß es sich um ein minimal ionisierenden Teilchen handelt, zum Eisen extrapoliert und nur der Energieverlust gemäß der Bethe-Bloch-Formel und eine Winkelabweichung aufgrund von Vielfachstreuung $\sim p^{-1}$ werden berücksichtigt. Es wird dann versucht, die extrapolierte Spur mit einem selektierten Spurstück im Eisen zu kombinieren. Dazu wird für jedes in Frage kommende Paar aus zentraler Spur und Eisen-Spursegment die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\chi^2_{CST-Iron}, N_f)$ berechnet, daß es von einem einzigen Teilchen stammt. $\chi^2_{CST-Iron}$ ist dabei die zu minimierende Funktion, die von den Spurparametern abhängt, und N_f die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung. Werden einer zentralen Spur mehrere Eisen-Spurstücke zugeordnet, wird dasjenige mit der größten Wahrscheinlichkeit benutzt. Alle selektierten zentralen Spuren, die mit einer Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P} > 0.1$ für die Zuordnung mit einem selektierten Eisen-Spursegment verknüpft sind, werden selektiert und im Folgenden als Myonkandidaten bezeichnet.

4.5.4 Effizienz der Myon-Identifikation

Da sich unter den ausgewählten Myonkandidaten eine signifikante Anzahl falsch identifizierter Hadronen befindet (vergleiche Abschnitt 5.2.2), die nicht von echten Myonen unterschieden werden können, kann die Datenauswahl dieser Analyse nicht zur Bestimmung der Effizienz ϵ_μ der Myon-Identifikation im instrumentierten Eisen benutzt werden. Dazu eignen sich am besten entweder Ereignisse mit einem J/ψ, das in ein Myonpaar zerfällt, oder Ereignisse mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Da Myonen aus einem J/ψ-Zerfall jedoch typischerweise keine Impulse über dem in dieser Arbeit geforderten Schnitt von 2.5 GeV aufweisen, werden kosmische Myonen benutzt. Mit deren Hilfe wurde das instrumentierten Eisen im Herbst 2003 neu ausgerichtet. Das führte sowohl zu einer verbesserten Effizienz von ungefähr 80 % als auch zu einer besseren Genauigkeit von dieser [61]. Mit den in Tabelle 4.2 angegebenen

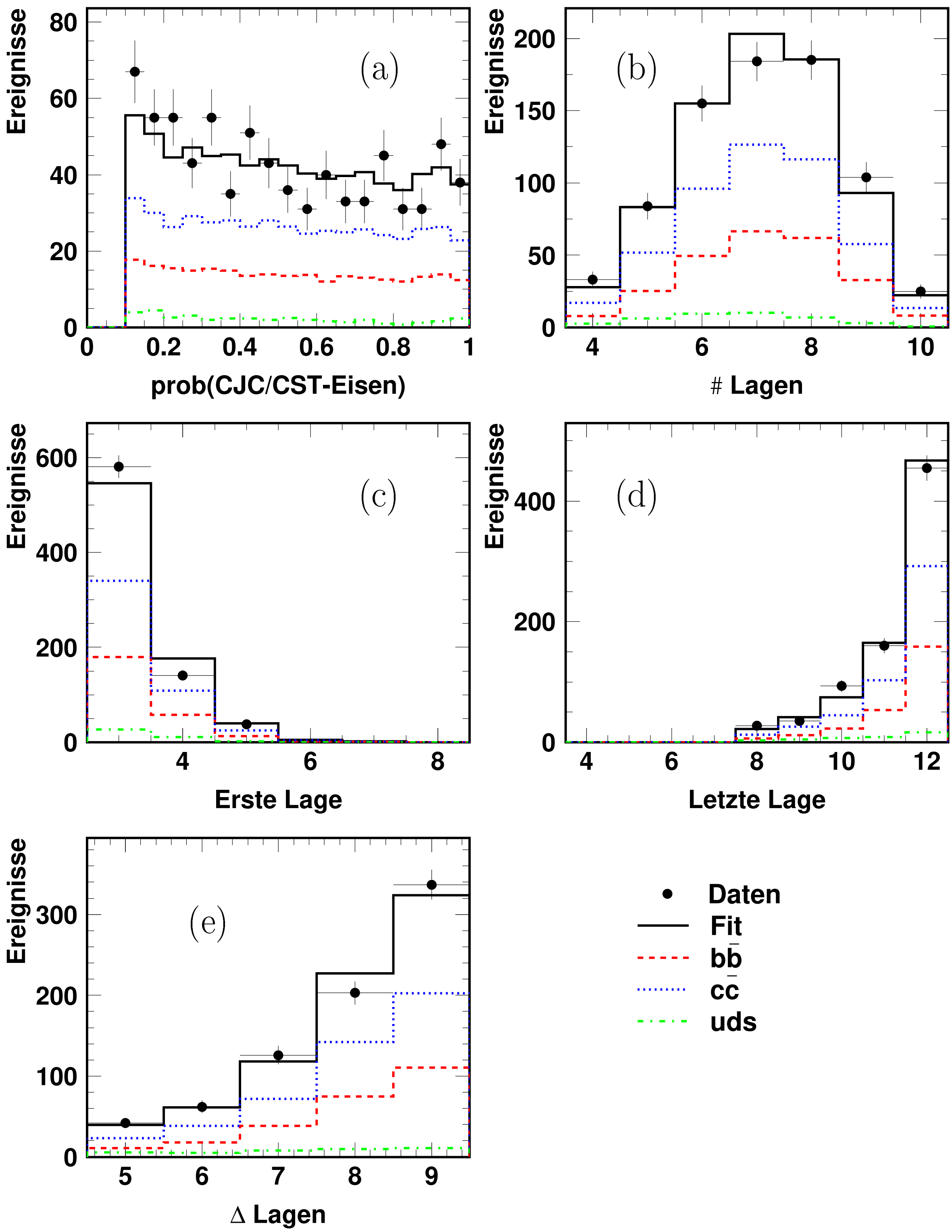


Abbildung 4.6: Kontrollverteilungen für die Identifizierung des Myons im instrumentierten Eisen.

Schnitten für den Nachweis eines Myons ergibt sich ein systematische Fehler auf die Effizienz der Identifizierung von etwa 5 %, Er beinhaltet sowohl die Rekonstruktion eines Spursegments im Eisen als auch die Anpassung an eine zentrale CST-Spur.

Um diese Abschätzung zu rechtfertigen, sind in Abbildung 4.6 (a)-(e) Kontrollverteilungen zur Myon-Identifikation dargestellt, die alle ausnahmslos eine gute Beschreibung der Daten durch die Kombination der Monte Carlo Quellen entsprechend der angepaßten Anteile zeigen. Teil (a) der Abbildung zeigt die Wahrscheinlichkeit für eine gelungene Verknüpfung des Eisen-Spursegments mit der CJC/CST-Spur. Das Fitergebnis ist relativ flach zwischen dem Schnitt bei 0.1 und 1 verteilt, während die Daten aufgrund der niedrigeren Statistik etwas fluktuieren. In den Teilen (b)-(d) sind die Anzahl der getroffenen Lagen des zentralen Myonsystems (mindestens 4), die Nummer der ersten und die der letzten getroffenen Lage dargestellt und zeigen eine gute Übereinstimmung. Was die Nummerierung der Lagen und die zur Identifikation benutzten Lagen angeht, vergleiche Abschnitt 3.2.6 bzw. 4.5.2. Auch die Differenz zwischen letzter und erster getroffener Lage des instrumentierten Eisens, die maximal 9 betragen kann und nach Selektion mindestens 5 betragen muß, ist in Teil (e) der Abbildung sehr gut beschrieben. Der Einfachheit halber ist im Folgenden bei der Beschreibung von Kontrollverteilungen mit Monte Carlo Simulation immer die Kombination der drei verschiedenen Quellen gemeint.

4.6 Der primäre Vertex

Für jedes Ereignis muß der Elektron-Proton-Wechselwirkungspunkt, der sogenannte primäre Vertex, an dem der Großteil der bei *ep*-Streuung produzierten Teilchen erzeugt werden, sehr genau bestimmt werden. Diese ist besonders in der vorliegenden Analyse wichtig, da Teilchen mit kurzer Lebensdauer untersucht werden, die zu sekundären Vertizes im Abstand der Größenordnung von 100 μm vom primären Vertex führen. Dazu wird das H1 Software Paket CSPRIM [62] verwendet, welches die hohe Genauigkeit des CST zu einer präzisen Messung des primären Vertex ausnutzt. Bevor der CSPRIM-Vertex diskutiert werden kann, muß noch der Runvertex definiert werden, auf dessen Messung die Bestimung des CSPRIM-Vertex basiert.

4.6.1 Der Runvertex

Der Runvertex bezeichnet die mittlere Position der Wechselwirkungszone (*Beamspot*) von Elektronen- und Protonenstrahl in der $r\phi$-Ebene bei $z = 0$ innnerhalb eines Runs. Dabei wird ausgenutzt, daß die Strahlpositionen im H1-Detektor über lange Zeiten stabil sind. Der Runvertex wird aus den gut gemessenen CST-Spuren aller Ereignisse eines Runs bestimmt und ist deshalb für genügend lange Runs von einigen tausend Ereignissen auf wenige μm genau in x und in y bekannt. Seine Koordinaten x_0 und y_0 werden aus einer Minimierung der Summe aller Spurparameter dca' bezüglich eines möglichen Vertex bei $z = 0$ nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Die Fehler auf die Runvertexbestimmung werden mit σ_{x_0} und σ_{y_0} bezeichnet.

Aufgrund der Neigung der Strahlen, die nicht genau parallel zur z-Achse den H1-Detektor durchqueren, dem sogenannten *Beamtilt*, hängt die Position der Wechselwirkungszone in x und y von der z-Koordinate ab. Deshalb müssen zusätzlich für jeden Run die dimensionslosen Steigungen λ_x und λ_y für x und y gegen z bestimmt werden, die den Beamtilt parametrisieren. Aus den Daten ergibt sich, daß der Beamtilt λ_x Werte zwischen -0.3 $\cdot$ 10^{-3} und +0.3 $\cdot$ 10^{-3} annimmt, also positiv oder negativ sein kann, und im Mittel einen Betrag von 0.2 $\cdot$ 10^{-3} besitzt. Der Beamtilt in y nimmt nur positive Werte an und ist mit etwa 1.0 $\cdot$ 10^{-3} um eine Größenordnung größer als λ_x. Für ein beliebiges Ereignis mit einer gegebenen z-Position $z_{RV} \neq 0$ des primären Vertex kann die auf den Beamtilt korrigierte Position des primären Vertex in x und y aus den bei $z = 0$ definierten Runvertex-Koordinaten berechnet werden zu:

$$x_{RV} = x_0 + \lambda_x z_{RV} \tag{4.12}$$

$$y_{RV} = y_0 + \lambda_y z_{RV} \tag{4.13}$$

Zur Ermittlung des CSPRIM-Vertex wird ein grober, online ermittelter Wert z_{on} für z_{RV} verwendet. Er wird mit Hilfe der z_0-Parameter ausgewählter CJC-Spuren des Ereignisses bestimmt. Ansonsten wird in dieser Arbeit die z-Koordinate des CSPRIM-Vertex als z_{RV} benutzt.

Die Genauigkeit der Runvertexbestimmung in x und y ist sehr viel besser als man es mit einer Vertex-Anpassung an ein einzelnes Ereignis erreichen könnte. Für die Fehler bei beliebigem z_{RV} gilt:

$$\sigma^2_{x_{RV}} = \sigma^2_{x_0} + 2\,cov_{x_0,\lambda_x}\, z_{RV} + \sigma^2_{\lambda_x} z^2_{RV} + \lambda^2_x\, \sigma^2_{z_{RV}} \tag{4.14}$$

$$\sigma^2_{y_{RV}} = \sigma^2_{y_0} + 2\,cov_{y_0,\lambda_y}\, z_{RV} + \sigma^2_{\lambda_y} z^2_{RV} + \lambda^2_y\, \sigma^2_{z_{RV}} \tag{4.15}$$

Dabei sind σ_{λ_x}, σ_{λ_y} und $\sigma_{z_{RV}}$ die Fehler auf den Beamtilt in x und y bzw. die z-Koordinate des primären Vertex und cov_{x_0,λ_x} bzw. cov_{y_0,λ_y} sind die Kovarianzen zwischen x_0 und λ_x bzw. y_0 und λ_y. Aus den Daten ergeben sich Werte für $\sigma_{x_{RV}}$ und $\sigma_{y_{RV}}$ im Bereich von 4-20 μm.

Die Genauigkeit des primären Vertex eines einzelnen Ereignisses, in dessen Berechnung keine spezifischen Informationen dieses Ereignisses eingehen, kann allerdings höchstens so gut sein wie die Ausdehnung des Wechselwirkungsbereichs. Deshalb wird für den Gesamtfehler auf den aus dem Runvertex berechneten primären Vertex in x und y die quadratische Addition aus Fehler der Runvertexbestimmung und der Größe des Beamspots benutzt:

$$\sigma^2_{x_{RV},tot} = \sigma^2_{x_{RV}} + bs^2_x \tag{4.16}$$

$$\sigma^2_{y_{RV},tot} = \sigma^2_{y_{RV}} + bs^2_y \tag{4.17}$$

Der Beamspot hat ein näherungsweise gaußförmiges Profil. bs_x und bs_y sind die Halbachsen der Beamspot-Ellipse in x und y. Sie werden aus den Daten zu 145 μm und 25 μm bestimmt (Anhang D). Der Gesamtfehler entspricht also der Beamspot-Ellipse, die um die Fehler der Runvertexbestimmung leicht verbreitert wird. Aufgrund der um eine Größenordnung kleineren Halbachse in y-Richtung fällt die Verbreiterung dort mehr ins Gewicht.

Im Folgenden wird der Einfachheit halber der aus dem Runvertex, welcher nur für $z = 0$ definiert ist, bestimmte und auf den Beamtilt korrigierte primäre Vertex selbst als Runvertex $\vec{x}_{RV}$ bezeichnet.

4.6.2 Der CSPRIM-Vertex

Der nun beschriebene Algorithmus des Programms CSPRIM zur Bestimmung des primären Ereignisvertex gliedert sich in vier Schritte.

Bestimmung des Vertex in der $r\phi$-Ebene

Im ersten Schritt werden die Koordinaten des primären Vertex in der $r\phi$-Ebene ermittelt. Um eine genauere Position des Ereignisvertex zu erhalten als im vorangegangenen Abschnitt alleine aus dem Runvertex, wird der primäre Vertex aus einer Anpassung von Runvertex[3] und ausgewählten zentralen Spuren des einzelnen Ereignisses berechnet. Bei diesen Spuren handelt es sich natürlich (ebenso wie bei der Runvertexbestimmung) um solche, die noch nicht an einen Vertex angepaßt worden sind. Es wird gefordert, daß der geringste radiale Abstand dca' der Spuren vom Runvertex weniger als zwei Standardabweichungen und weniger als 2 cm beträgt. Sofern den selektierten Spuren CST-Treffer zugeordnet werden, werden die durch den CST verbesserten Spurparameter verwendet. Andernfalls muß der erste Treffer in der CJC1 innerhalb eines Radius von 35 cm von der Strahlachse liegen. Außerdem werden Spuren aussortiert, die einen großen Beitrag zum $\chi^2_{r\phi}$-Wert der Anpassung liefern, solange mehr als eine Spur ausgewählt wird. Durch diese strikte Auswahl, die in Tabelle 4.3 zusammengefaßt ist, soll verhindert werden, daß Spuren, die nicht vom wahren primären Vertex kommen, bei der Anpassung benutzt werden und dessen Position verfälschen. Der Myonkandidat stammt entweder aus dem Zerfall eines schweren Hadrons oder eines Pions oder Kaons, es sei den es handelt sich um ein „punch through“ Hadron (siehe Abschnitt 5.2.2). Darum wird er noch zusätzlich von der Anpassung explizit ausgeschlossen.

Parameter	Schnitt
Radialer Abstand vom Runvertex	$\|dca'\| < 2$ cm
Signifikanz des rad. Abstands	$\|dca'\|/\sigma_{dca'} < 2$
Startradius der CJC-Spur	$R_{Start} < 35$ cm, falls keine CST-Treffer
Beitrag zum $\chi^2_{r\phi}$-Wert des Fits	$\Delta\chi^2_{r\phi} < 3$, falls mehr als 1 Spur sel. wird

Tabelle 4.3: Auswahl-Schnitte für die Spuren, die in der CSPRIM Vertex-Anpassung in der $r\phi$-Ebene benutzt werden.

Die Anpassung bestimmt den $r\phi$-Vertex als gewichtetes Mittel aus Runvertexposition, deren Fehler ungefähr der Beamspot-Ellipse entspricht, und der Position der ausgewählten Spuren. Durch die Hinzunahme von Spurinformation aus dem jeweiligen Ereignis kann vor allem die Auflösung der x-Koordinate des primären Vertex gegenüber dem Runvertex verbessert werden. In y hat der Runvertex eine so geringe Breite, daß die Auflösung nur geringfügig verbessert werden kann, siehe auch die Kontrollverteilungen zu CSPRIM am Ende dieses Unterabschnitts. Je mehr Spuren in die Vertex-Anpassung in der $r\phi$-Ebene eingehen, umso unabhängiger ist man vom Runvertex.

[3]Der Runvertex wird bei der ersten Iteration an der z-Koordinate z_{on} verwendet, die online nur aus CJC-Spuren des Ereignisses bestimmt wird.

Spuranpassung in der $r\phi$-Ebene

Im zweiten Schritt des Programms wird versucht, möglichst alle Spuren an den im ersten Schritt bestimmten primären Vertex in der $r\phi$-Ebene anzupassen. Damit viele Spuren mit dem Vertex vereinbar sind, erfolgt die Auswahl hierfür durch sehr weiche Schnitte auf den Startradius der CJC-Spur, den geringsten radialen Abstand dca' vom Vertex und den z_0-Paramter am dca-Punkt (relativ zum H1-Ursprung). Die Spurselektion ist in Tabelle 4.4 zusammengefaßt.

Parameter	Schnitt
Startradius der CJC-Spur	$R_{Start} < 70$ cm
Rad. Abstand vom CSPRIM-Vertex	$\|dca'\| < 5$ cm, falls $R_{Start} < 40$ cm
Rad. Abstand vom CSPRIM-Vertex	$\|dca'\| < 8$ cm, falls $R_{Start} \geq 40$ cm
z-Koordinate am dca-Punkt	$\|z_0\| < 300$ cm

Tabelle 4.4: Auswahl-Schnitte für die Spuren, die an den CSPRIM Vertex in der $r\phi$-Ebene angepaßt werden.

Die Spurparameter werden so angepaßt, daß die Spuren in der $r\phi$-Ebene exakt durch den Vertex laufen. Das dca' bezüglich des Vertex ist dann also Null. Die Spurkrümmung κ' und der Azimutwinkel ϕ'_0, der am Vertex angegeben wird, werden neu bestimmt. Der Polarwinkel θ' ändert sich bei dieser Anpassung ebensowenig wie der Parameter z'_0 der Spur bezüglich des $r\phi$-Vertex. z'_0 ergibt sich nach Gleichung 4.10 aus den Spurparametern bezüglich des H1-Ursprungs und aus ϕ'_0, wobei ϕ'_0 in dieser Gleichung den Azimutwinkel am dca'-Punkt vor der Anpassung darstellt.

Wenn keine Anpassung vorgenommen werden kann, weil die Spur nicht mit dem Vertex vereinbar ist (Fit konvergiert nicht), kann das daran liegen, daß der Spur CST-Treffer falsch zugeordnet werden. Deshalb wird in diesem Fall die Anpassung mit den Spurparametern, die nur aus den Treffern in den zentralen Jetkammern ermittelt werden, wiederholt. Erst wenn auch die CJC-Spur nicht mit dem Vertex vereinbar ist, wird die Spur nicht angepaßt.

Bestimmung des z-Vertex

Im dritten Schritt wird die z-Position des primären Vertex bestimmt. Da der Wechselwirkungsbereich in z eine Breite von mehreren Zentimetern hat, muß der primäre Vertex in z alleine aus den Spuren des jeweiligen Ereignisses ermittelt werden. Man geht von dem groben, online aus CJC-Spuren des Ereignissen ermittelten Wert z_{on} aus, den man durch Spurinformation zu verbessern versucht. Dies geschieht in zwei Durchgängen. Zuerst werden fast alle im letzten Schritt erfolgreich an den primären Vertex in der $r\phi$-Ebene angepaßten Spuren benutzt, jedoch ohne ihre CST-Information in z. Die weichen Schnitte auf das χ^2 der Spuranpassung an den $r\phi$-Vertex, die z-Koordinate z'_0 der CJC-Spur am $r\phi$-Vertex, deren Fehler und den Abstand der CJC-Spur in z vom Startwert z_{on} sind in Tabelle 4.5 aufgeführt. Durch Verwendung der z'_0 Parameter der ausgewählten Spuren am $r\phi$-Vertex erhält man eine verbesserte aber noch vorläufige z-Position z_{prel} des primären Vertex. Sie ist das gewichtete Mittel aus

Parameter	Schnitt
χ^2 der Spuranpassung an den $r\phi$-Vertex	$\chi^2_{r\phi,Spur-Vertex} < 50$
z-Koordinate am $r\phi$-Vertex (CJC-Spur)	$\lvert z_0'\rvert < 120$ cm
Fehler der z-Koordinate (CJC-Spur)	$\sigma_{z_0'} < 50$ cm
Abstand der CJC-Spur in z von z_{on}	$(z_0' - z_{on})^2/(\sigma^2_{z_0'} + \sigma^2_{z_{on}}) < 6$

Tabelle 4.5: Auswahl-Schnitte für die erfogreich an den $r\phi$-Vertex angepaßten Spuren, die in der CSPRIM Vertex-Anpassung in z benutzt werden mit ihrer CJC Information.

z_{on} und den z_0' Werten. Allerdings muß sie innerhalb von zwei Standardabweichungen mit der Ausgangsposition z_{on} verträglich sein, sonst wird z_{on} beibehalten.

Erst im zweiten Durchgang versucht man, die CJC-Spur durch die jeweilige CST-Spur zu ersetzen. Diese muß den fünf oberen der in Tabelle 4.6 zusammengefaßten Anforderungen genügen. Neben den trivialen Schnitten auf den Transversalimpuls

Parameter	Schnitt
Transversaler Impuls der CST-Spur	$p_t > 0.1$ GeV
Anzahl CST-Treffer in z	$N_{z,CST} \geq 1$
χ^2 der CJC-CST Spuranpassung in z	$\chi^2_{z,CJC-CST} < 10$
Fehler der z-Koordinate (CJC-Spur)	$\sigma_{z_0'} < 0.5$ cm
Für den Fit der Spur an den Vertex in $r\phi$ wurde CST-Information benutzt	
Abstand der CST-Spur in z von z_{prel} bevor die Spur in den z-Vertexfit eingeht	$(z_0' - z_{prel})^2/(\sigma^2_{z_0'} + \sigma^2_{z_{prel}}) < 9$
χ^2 in z_0 und θ zwischen der an den z-Vertex gefitteten CST-Spur und der nicht angepaßten CJC-Spur	$\chi^2_{z_0\,\theta,CSTzvtx-CJC} < 10$

Tabelle 4.6: Auswahl-Schnitte für die erfogreich an den $r\phi$-Vertex angepaßten Spuren, die in der CSPRIM Vertex-Anpassung in z benutzt werden mit ihrer CST Information.

und die Anzahl der CST-Treffer in z wird auf die Auflösung der Spur in z vor der Zuordnung der CST-Treffer und den χ^2-Wert der Anpassung der Treffer an die CJC-Spur in z geschnitten. Außerdem muß die Anpassung der Spur mit CST-Information an den $r\phi$-Vertex erfolgreich gewesen sein. Die ausgewählten CST-Spuren werden nach ihrem Abstand in Standardabweichungen zum vorläufigen z-Vertex z_{prel} sortiert. Beginnend mit der Spur mit dem kleinsten Abstand wird nun versucht, eine CJC-Spur nach der anderen durch die CST-Spur bei der Vertexanpassung in z auszutauschen. Dabei muß die CST-Spur zwei weitere Kriterien erfüllen, die ebenfalls in Tabelle 4.6 aufgeführt sind. Zum einen darf die CST-Spur nicht zu weit vom z-Vertex entfernt sein, bevor sie dazu benutzt wird, ihn zu verbessern. Zum anderen soll die CST-Spur, nachdem sie zur Bestimmung des z-Vertex verwendet worden ist, auch an diesen angepaßt werden, aber gleichzeitig noch mit der ursprünglichen CJC-Spur vereinbar sein. Deshalb wird auf das χ^2 für die Parameter z_0 und θ zwischen der an den (vorläufigen) z-Vertex angepaßten

CST-Spur und der nicht angepaßten CJC-Spur geschnitten. Werden die Anforderungen erfüllt, so wird getauscht. Hat man alle sortierten CST-Spuren abgearbeitet, erhält man schließlich die endgültige z-Position des primären Vertex, z_{PV}. Dieser wird aber nur genommen, wenn für das χ^2 der z-Vertexanpassung und die Anzahl der zur Bestimmung benutzten Spuren $N_{z,Spur}$ gilt: $\chi^2_{z-Vertex}/(N_{z,Spur} - 1) < 6$. Andernfalls behält man den gänzlich ohne CST-Information bestimmten Vertex z_{prel} bei. Diese Forderung kann natürlich nur bei mindestens zwei benutzten Spuren angewendet werden.

Die strengen Kriterien für die Verwendung der CST-Information in z sind notwendig, um dem hohen Rauschpegel der z-Treffer des CST gerecht zu werden. Falls die ursprüngliche CST-Spur beim Austausch nicht akzeptiert wird, d.h. daß sie die beiden letzten Anforderungen nicht erfüllt, werden alternative CST-Treffer in z für diese Spur ausprobiert. Dies kann zu anderen oder weniger CST-Treffern für diese Spur führen.

Spuranpassung in z

Im abschließenden vierten Schritt werden möglichst alle Spuren, die im zweiten Schritt an den Vertex in $r\phi$ angepaßt worden sind, auch an den endgültigen z-Vertex angepaßt. Als Auswahlschnitte werden nur die Anforderungen an den Parameter z_0' der CJC-Spur am $r\phi$-Vertex und dessen Fehler aus Tabelle 4.5 benutzt. Für die in der z-Vertexanpassung aktiv beteiligten Spuren wird die jeweils benutzte Spur, d.h. CJC-Spur, CST-Spur oder eine alternative CST-Multihypothese angepaßt, für die anderen Spuren wird standardmäßig die CJC-Spur an den z-Vertex gefittet. Entsprechend dem Fall in der $r\phi$-Ebene werden die Spurparameter so angepaßt, daß die Spuren in der sz-Ebene exakt durch den Vertex laufen. Der Parameter z_0' der angepaßten Spur entspricht also der z-Koordinate des Vertex und der Polarwinkel θ' wird neu ermittelt.

Falls die z-Koordinate des CSPRIM-Vertex, z_{PV}, sich um mehr als 1.0 cm vom ursprünglichen Wert z_{on} unterscheidet, wird die gesamte CSPRIM-Anpassung (Schritt eins bis vier) einmal wiederholt, mit $z_{on} = z_{PV}$. Weitere Wiederholungen sind nicht notwendig. Aufgrund des Beamtilts ändert sich zwar mit der z-Koordinate der Run- und damit der CSPRIM-Vertex in $r\phi$, der CSPRIM-Vertex in z selbst ändert sich bei der zweiten Iteration allerdings nur unbedeutend.

4.6.3 Schnitte auf den CSPRIM-Vertex

Der so bestimmte CSPRIM-Vertex, der im Folgenden als $\vec{x}_{PV}$ bezeichnet wird muß nun selbst noch zwei Kriterien genügen, damit das Ereignis ausgewählt wird. Zum einen muß die Anzahl der in der Vertex-Anpassung in $r\phi$ benutzten zentralen Spuren $N_{r\phi}$ mindestens zwei sein. Zum anderen wird gefordert, daß die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\chi^2_{r\phi}, N_{r\phi})$ für eine erfolgreiche Vertex-Anpassung in $r\phi$ mindestens 1 % beträgt. Diese Anforderungen stellen sicher, daß der primäre Vertex in $r\phi$ eine gute Qualität besitzt und seine Auflösung gegenüber der des Runvertex stark verbessert ist.

Abbildung 4.7 (a)-(e) zeigt die Kontrollverteilungen zum CSPRIM Vertex, um diese Aussage zu überprüfen. Während der Fehler auf die CSPRIM-Vertexposition in x (a) vernünftig beschrieben wird, zeigt der Fehler in y (b) Probleme. Dafür gibt es allerdings eine plausible Erklärung. Die Monte Carlo Ereignisse werden nämlich ohne den in den echten Daten vorliegenden Beamtilt in x und in y generiert und simuliert

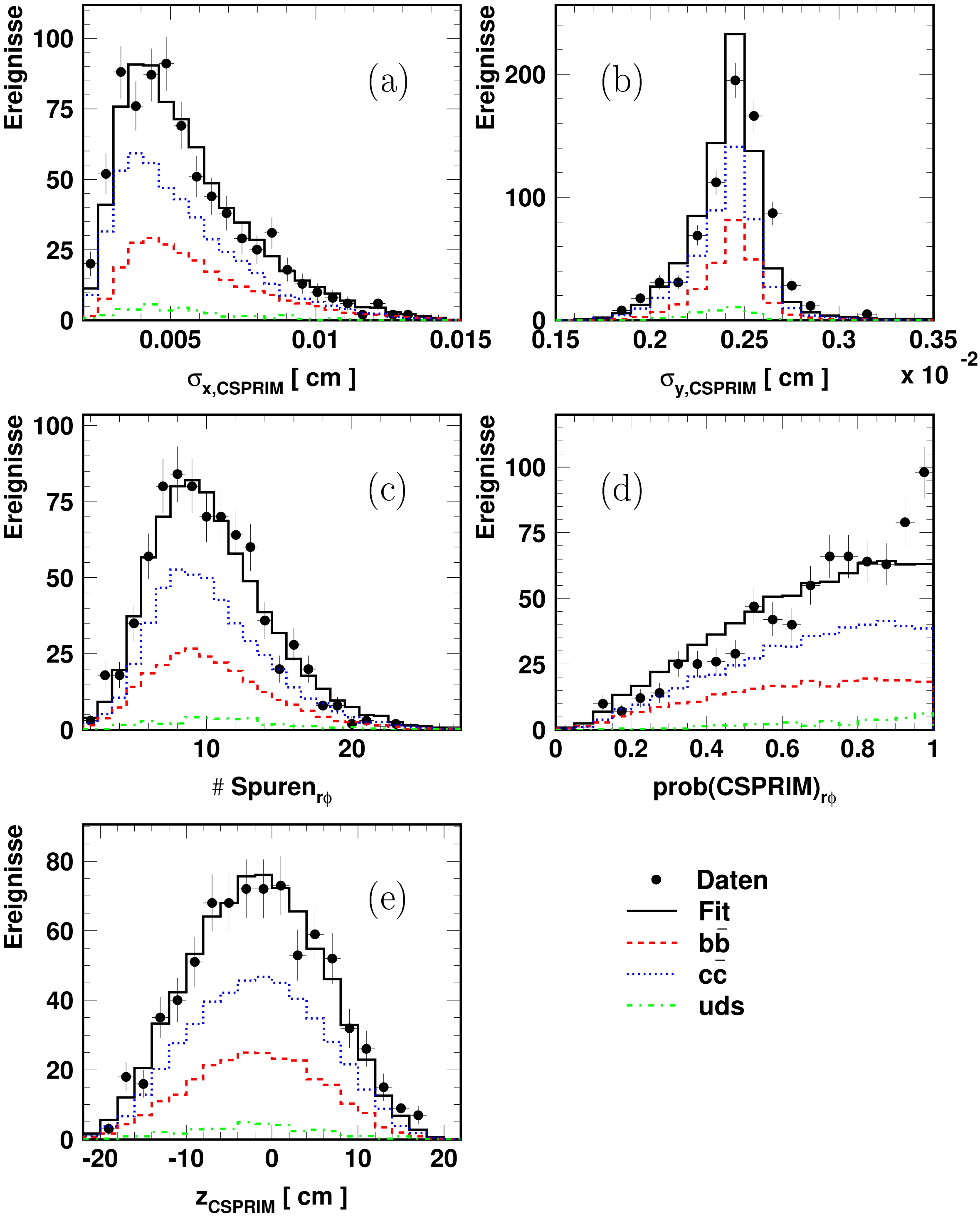


Abbildung 4.7: Kontrollverteilungen für die Bestimmung des primären Ereignisvertex mit dem Programm CSPRIM.

(Abschnitt 4.6.1). Dieser trägt aber inklusive seines eigenen Fehlers über die Gleichungen 4.14 und 4.15 zusammen mit der fehlerbehafteten z-Vertexposition zum Fehler der Runvertexposition bei und damit auch zum Fehler des CSPRIM Vertex. In x-Richtung ist der Beamtilt in den Daten viel geringer als in y und spielt keine Rolle bei der Fehlerberechnung, weshalb $\sigma_{x,CSPRIM}$ auch gut beschrieben wird. In y-Richtung jedoch ist der Beamtilt größer und zudem die Breite des Beamspots um eine Größenordnung kleiner als in x, so daß sich zusätzliche Fehlerquellen mehr auswirken. Deshalb fehlt in der Monte Carlo Simulation beim CSPRIM Fehler in y ein nicht vernachlässigbarer Beitrag und folglich wird der Wert des CSPRIM Vertexfehlers in y vom Monte Carlo unterschätzt, wie in der Kontrollverteilung zu sehen ist. Als weitere Ursache für ein Abweichen des Monte Carlos von den Daten kommt die schlechte Beschreibung des Fehlers der online gemessenen z-Vertexposition in Frage, der ja ebenfalls in die Berechnung von $\sigma_{x,CSPRIM}$ und $\sigma_{y,CSPRIM}$ eingeht, hier aber nicht gezeigt ist.

Gegenüber den Beamspotbreiten von 145 μm und 25 μm ergeben sich aus den Daten dieser Analyse die mittleren Fehler auf den CSPRIM Vertex in x und y zu 60 μm und 24 μm. Da der Beamspot in y schon so klein ist, kann er auch durch die Hinzunahme von CST-Spurinformation nicht entscheidend verbessert werden, während in x-Richtung der Fehler auf etwa 40 % des ursprünglichen Wertes reduziert wird. Da der Wert von $\sigma_{y,CSPRIM}$ bezogen auf $\sigma_{x,CSPRIM}$ immer noch klein ist, spielt die schlechte Beschreibung durch das Monte Carlo keine entscheidende Rolle.

Die Kontrollverteilung 4.7 (c) zeigt die im CSPRIM Vertexfit in $r\phi$ benutzte Anzahl an Spuren, die vom Monte Carlo gut wiedergegeben wird. Weniger gut wird dagegen die Wahrscheinlickeit für die Anpassung des Vertex in $r\phi$ in Abbildung 4.7 (d) beschrieben. Da die Anzahl der benutzten Spuren ja korrekt ist, muß dies aus den oben schon besprochenen Gründen am χ^2 des Fits liegen.

Die wichtige Position des primären Vertex in z ist in Teil (e) der Kontrollverteilungen dargestellt und weist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo auf. Man erkennt aus der Verteilung, daß in dieser Analyse kein gesonderter Schnitt auf z_{PV} notwendig ist, da die strikten Anforderungen an die Myonspur (Abschnitt 4.5.1) den Akzeptanzbereich des primären Vertex entlang der z-Achse automatisch auf $|z_{PV}| < 20$ cm beschränken.

4.7 Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes

Der hadronische Endzustand ist definiert als die Summe aller hadronischen Teilchen, die im Detektor gemessen werden. Zu seiner Rekonstruktion werden der primäre Ereignisvertex, die Teilchenspuren und die Informationen der Kalorimeter benutzt. Die an den primären Vertex angepaßten Spuren werden zu den Kalorimetern extrapoliert. Benachbarte Kalorimeterzellen werden zu Clustern zusammengefasst. Die Informationen der ausgewählten Spuren und der Cluster werden von der H1-Standardsoftware [63] nach einem in [64] vorgeschlagenen Verfahren vereinigt, um die Liste der kombinierten Objekte des hadronischen Endzustandes (hadronic final state, HFS) zu bilden.

Da die hadronische Energie hauptsächlich im LAr-Kalorimeter gemessen wird, könnte man auch nur Cluster benutzen. Dadurch würde man aber eine systematisch zu kleine Energie messen. Zum einen können die Teilchen nämlich Energie verlieren aufgrund von Wechselwirkungen mit totem Material im Detektor, bevor sie das Kalorimeter erreichen. Zum anderen werden im Kalorimeter Schnitte angewendet, um den Effekt von elektronischem Rauschen in den Zellen zu veringern. Diese Schnitte schneiden aber auch einen Teil der echten hadronischen Energie in niederenergetischen Clustern weg. Um also die Verlässlichkeit der Energiemessung zu verbessern, benutzt man auch Spuren für den hadronischen Endzustand.

Die Idee der kombinierten Objekte ist, Cluster zu verwerfen, die einer Spur zugeordnet werden können, um ein doppeltes Zählen von Energie zu vermeiden. Dabei werden nur Spuren mit einem transversalen Impuls unterhalb einer verstellbaren Schwelle, $p_{t,max}$, berücksichtigt. Man erwartet nämlich, daß hochenergetische Teilchen im Kalorimeter genauer gemessen werden, da die Genauigkeit der Impulsbestimmung einer Spur mit zunehmendem Impuls abnimmt, aufgrund der immmer kleiner werdenden Spurkrümmung, während die der Kalorimetermessung zunimmt.

Für jede an den primären Vertex angepaßte Spur werden die hadronischen (elektromagnetischen) Cluster[4] innerhalb eines Kegels mit Radius R_c^{had} (R_c^{elm}) gekennzeichnet und nach ihren Abstand zur extrapolierten Spur geordnet. Mit ansteigendem Abstand werden die Clusterenergien $E_{cl,i}$ aufsummiert, solange bis

$$\sum_{i=1}^{j+1} E_{cl,i} > E_{track}. \tag{4.18}$$

Die ersten j Cluster werden dann von der Liste der kombinierten HFS Objekte gelöscht. Der Cluster $j+1$ wird behalten und seine Energie so skaliert, daß die verworfene Energie genau der Spurenergie E_{track} entspricht.

In der vorliegenden Arbeit werden die freien Parameter dieses Verfahrens für die Kegelradien von früheren Analysen übernommen und auf:

$$R_c^{had} = 50 \text{ cm und } R_c^{elm} = 25 \text{ cm} \tag{4.19}$$

gesetzt. Die Schwelle für den transversalen Impuls, bis zu der der eine Spur benutzt wird, ist standardmäßig auf 2 GeV gesetzt. Aufgrund des Schnitts von $p_{t,\mu} > 2.5\ GeV$ würde dies bedeuten, daß die Spurinformation des Myons für die hadronische Energiemessung nicht benutzt wird und die Myonkandidaten nur über ihre im Kalorimeter hinterlassene Energie beitragen. Das ist für Myonen, die nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter abgeben, natürlich ungeeignet. Deswegen wird in dieser Analyse die Schwelle auf

$$p_{t,max} = 20\ GeV \tag{4.20}$$

angehoben. Wegen des Schnittes $p_{t,\mu} < 15\ GeV$ wird also für alle Myonkandidaten die Spurinformation für die hadronische Energiemessung benutzt.

Nachdem die HFS Objekte nun definiert sind, können sie in einen Jet-Algorithmus eingegeben werden, siehe 4.8.1.

[4]„elektromagnetisch“ oder „hadronisch“ bezieht sich hier auf den Abschnitt des Kalorimeters, der den größten Teil der Clusterenergie enthält.

4.8 Jets

In pertubativer QCD werden die Wirkungsquerschnitte für kurzreichweitige Prozesse über die Wechselwirkung von Partonen (Quarks und Gluonen) formuliert, d.h. von Teilchen, die eine von Null verschiedene Farbladung tragen. Nachfolgende langreichweitige Prozesse wie das Schauern und die Hadronisierung der primären Partonen führt zu einem Endzustand aus farblosen Hadronen. Um die von der Theorie vorhergesagten Parton-Wirkungsquerschnitte mit den auf Hadronniveau gemessenen Größen des Detektors vergleichen zu können, benutzt man Observable, die nur wenig von den langreichweitigen Prozessen abhängen und einen wohldefinierten Zusammenhang zwischen partonischem und hadronischem Endzustand herstellen, die Jet-Observablen. Aufgrund des *Confinement* der Farbladung (vergleiche Abschnitt 2.1.1) kann es allerdings keine eindeutige Zuordnung eines Bündels von farblosen Hadronen im Endzustand zu einem einzelnen farbigen Parton geben.

Ein Jet kann qualitativ definiert werden als eine große Menge an hadronischer Energie in einem kleinen Winkelbereich. Eine quantitativ exakte und eindeutige Definition erhält man durch Anwendung eines Jet-Algorithmus, siehe nächster Unterabschnitt.

Jets spielen in dieser Arbeit aus mehreren Gründen eine wichtige Rolle: Zum einen reichert man durch die Forderung, zwei Jets zu finden, Ereignisse mit schweren Quarks an. Diese Topologie erwartet man nämlich für den dominierenden Prozeß der Beauty- und Charm Produktion, die Photon-Gluon Fusion (Abschnitt 2.2.1). Zum anderen dienen die Jets dazu, die Flugrichtungen der ursprünglichen Quarks (und Gluonen) zu bestimmen. Das ist eine gute Näherung. Bei der Fragmentation eines (schweren) Quarks entstehen zwar mehrere Hadronen, auf die sich der Impuls und die Energie des primären Partons verteilen, diese erhalten aber nur „weiche“ Transversalimpulse relativ zur Impulsrichtung des Quarks. Sie liegen in der Grösenordnung mehrerer hundert MeV und sind klein gegenüber dem Partonimpuls, der typischerweise in der Größenordnung einiger GeV liegt. Deshalb unterscheidet sich die Impulsrichtung der Hadronen im Endzustand auch nicht wesentlich von der Impulsrichtung des ursprünglichen Quarks. Dies hat zur Folge, daß um die Partonrichtung ein eng kollimierter Strahl von Hadronen entsteht, ein Jet. Die Messung des Jets liefert also Informationen über das in der harten Streuung entstandene Quark (oder Gluon). Durch die zusätzliche Forderung, daß einer der beiden Jets ein Myon enthält[5], werden Ereignisse mit schweren Quarks weiter angereichert.

Außerdem wird die Topologie des Myons relativ zum assoziierten Jet dazu benutzt, zwei Observablen zu definieren, die sensitiv auf Beauty Produktion sind und damit geeignet zur Trennung von Charm und Beauty Ereignissen. In beide Observablen geht die Jet-Achse dabei als Näherung der ursprünglichen Quarkrichtung ein.

4.8.1 Jet Algorithmus

Jet-Algorithmen dienen der Rekonstruktion von Jets aus einer Liste von Objekten, wobei es sich um Partonen, Hadronen oder HFS Objekte (auch Detektorobjekte genannt) handeln kann. Allerdings existiert keine eindeutige Prozedur, so daß jeder

[5] Dieser Jet wird im folgenden als Myonjet bezeichnet.

Jet-Wirkungsquerschnitt und jede Jet-Observable von der genauen Jet-Definition im jeweiligen Algorithmus abhängt.

In dieser Analyse werden Jets im Laborsystem aus den in Abschnitt 4.7 beschriebenen kombinierten HFS Objekten rekonstruiert. Dazu wird der inklusive k_t Algorithmus im p_t Rekombinationsschema benutzt, der die eingehenden HFS-Objekte masselos setzt und auch zu masselosen Jets führt. Der inklusive k_t Algorithmus ist ausführlich in [65, 66, 67] beschrieben. Für die Definitionen verschiedener Rekombinationsschemata siehe auch [68].

Der inklusive k_t Algorithmus kombiniert Objekte anhand ihrer Abstände in der $\eta\phi$-Ebene zu Jets, wobei das Ergebnis invariant unter Lorentztransformation in z-Richtung ist. Das ist eine entscheidende Eigenschaft, da sich das Schwerpunktsystem der harten Streuung bzüglich des Laborsystems in z-Richtung bewegt. Es handelt sich dabei um einen Cluster-Algorithmus, der in einem iterativen Verfahren die Objekte einzelnen Jets zuordnet. Während bei Konus-Algorithmen Mehrdeutigkeiten auftreten können, was die Zuordnung von Objekten zu Jets angeht, die noch aufgelöst werden müssen, wird bei einem Cluster-Algorithmus jedes Objekt eindeutig einem Jet zugeordnet.

Für jedes Objekt k wird der Abstand zur Strahlachse als

$$d_k = p_{t,k}^2 \tag{4.21}$$

definiert, für den Abstand zwischen zwei beliebigen Objekten i und j gilt

$$d_{i,j} = min\,(p_{t,i}^2, p_{t,j}^2)\,\frac{R_{i,j}^2}{R_0^2}. \tag{4.22}$$

Dabei ist $p_{t,k}$ der transversale Impuls, der im Falle eines masselosen Objekts mit der transversalen Energie $E_{t,k} \equiv E_k \sin(\theta_k)$ identisch ist. $R_{i,j}$ ist der Abstand zweier Objekte in der $\eta\phi$-Ebene

$$R_{i,j} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \tag{4.23}$$

und R_0 ein einstellbarer Separationsparameter, der hier gleich 1 gewählt ist. Im Grenzfall kleiner Winkel entsprechen d_k bzw. $d_{i,j}$ dem Quadrat k_t^2 des Transversalimpulses des Objekts zur Strahlrichtung bzw. des relativen Transversalimpulses des niederenergetischen Objekts bezüglich des höherenergetischen.

In jedem Iterationsschritt wird nun das Objekt mit dem kleinsten d_k und das Paar mit dem kleinsten $d_{i,j}$ bestimmt. Falls $min\,(d_k) < min\,(d_{i,j})$ gilt, so wird das Objekt k als fertiger Jet definiert und von der Liste der Objekte gestrichen. Im anderen Fall werden die beiden Objekte i und j zu einem neuen Objekt n (*Proto-Jet*) mit

$$p_{t,n} = p_{t,i} + p_{t,j}\,,\quad \eta_n = \frac{p_{t,i}\eta_i + p_{t,j}\eta_j}{p_{t,i} + p_{t,j}} \quad \text{und} \quad \phi_n = \frac{p_{t,i}\phi_i + p_{t,j}\phi_j}{p_{t,i} + p_{t,j}}, \tag{4.24}$$

zusammengefaßt, welches die Objekte i und j im weiteren Verfahren ersetzt. Die Iteration wird solange fortgesetzt, bis alle Objekte eindeutig einem Jet zugeordnet sind. Da die benutzten Variablen p_t, η und ϕ für masselose Objekte invariant unter Lorentz-Transformation in z-Richtung sind, ist es auch der ganze Algorithmus.

Für jedes Ereignis sind nun Jets mit sukzessiv größerem Abstandsmaß, d.h. nach steigendem Transversalimpuls geordnet, definiert. Die Jets sind unabhängig von einer Auflösungs-Skala und haben untereinander einen Abstand von $Rij^2 > R_0^2 = 1$. Trotzdem ist es möglich, daß Objekte, die einem Jet zugeordnet sind, einen Abstand $Rij^2 > R_0^2 = 1$ von der Jet-Achse haben. Ebenso kann es vorkommen, daß Objekte mit einem Abstand von $Rij^2 < R_0^2 = 1$ von einer Jet-Achse nicht Teil dieses Jets sind, sondern einem anderen Jet zugeordnet werden.

Die inklusive Jet-Definition führt zu einer Vielzahl von Jets, von denen allerdings nur diejenigen mit den höchsten Transversalimpulsen physikalisch interessant sind. Deshalb wird direkt im Anschluß an den Cluster-Algorithmus ein minimaler Transversalimpuls von $p_t > 4$ GeV gefordert, alle anderen Jets werden verworfen. Der Vierer-Impuls eines Jets wird aus den Variablen p_t, η und ϕ mit dem oben angegebenen p_t Rekombinationsschema berechnet und ist masselos. Dieser Vierer-Impuls ist i.A. nicht identisch mit der Summe der Vierer-Vektoren der einzelnen Objekte des Jets, die auch als Jettöchter bezeichnet werden..

4.8.2 Jet Schnitte

Nachdem der Jet Algorithmus und die benutzten Objekte festgelegt sind, erhält man für jedes Ereignis eindeutig definierte Jets. Zur weiteren Ereignisauswahl können jetzt auch Jet Observablen herangezogen werden.

Es werden mindestens zwei Jets gefordert mit einem minimalen transversalen Impuls von 7(6) GeV für den ersten (zweiten) Jet wobei die Myon Spur einem der beiden ausgewählten Jets vom Jet Algorithmus zugeordnet worden sein muss. Dies stellt einen sinnvollen Kompromiß dar zwischen zum einen wohldefinierten Jets und zum anderen einer ausreichenden Signalakzeptanz. Die Auflösung der Jet Flugrichtung in ϕ und θ hängt nämlich stark vom gewählte Schnittwert für $p_{t,jet}$ ab, was in [52] ausführlich untersucht wird. Je größer der geforderte Jetimpuls ist, desto besser ist die Auflösung. Sie setzt sich zusammen aus Effekten der Hadronisation, der Detektorauflösung und dem nicht detektierten Zerfallsneutrino. Der Jet, welcher das Myon enthält, wird als Myonjet bezeichnet. Für den Myonjet gilt zusätzlich, daß er umso weniger vom Myonkandidaten dominiert ist, je größer der Schnitt auf das minimale $p_{t,jet}$ angesetzt wird. Diese Argumente legen einen möglichst harten Schnitt auf $p_{t,jet}$ nahe. Andererseits dominieren bei der Produktion schwerer Quarks Ereignisse mit niederenergetischen Jets. Man darf den Schnitt also auch nicht zu hoch wählen, um nicht zu viele Signalereignisse zu verlieren.

Da zur Identifikation der Beauty- und Charm Jets die genaue Messung der im Jet enthaltenen Spuren sehr wichtig ist, müssen beide Jets in der geometrischen Akzeptanz des CST Vertexdetektors rekonstruiert werden. Das entspricht einem von der z-Koordinate des primären Vertizes abhängigen Schnitt auf den Polarwinkel θ. Für $z_{PV} = 0$ gilt: $30^\circ < \theta_{jet} < 150^\circ$, was für die Pseudorapidität $|\eta_{jet}| < 1.317$ bedeutet. Diese Bedingung gewährleistet außerdem, daß beide Jets gut innerhalb der Akzeptanz der Kalorimeter LAr und SpaCal liegen und daher bis auf mögliche Neutrinos komplett nachgewiesen werden.

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind Kontrollverteilungen zum Myonjet und dem anderen zentralen hochenergetischen Jet dargestellt. Die Teile (a), (c) und (e) von Ab-

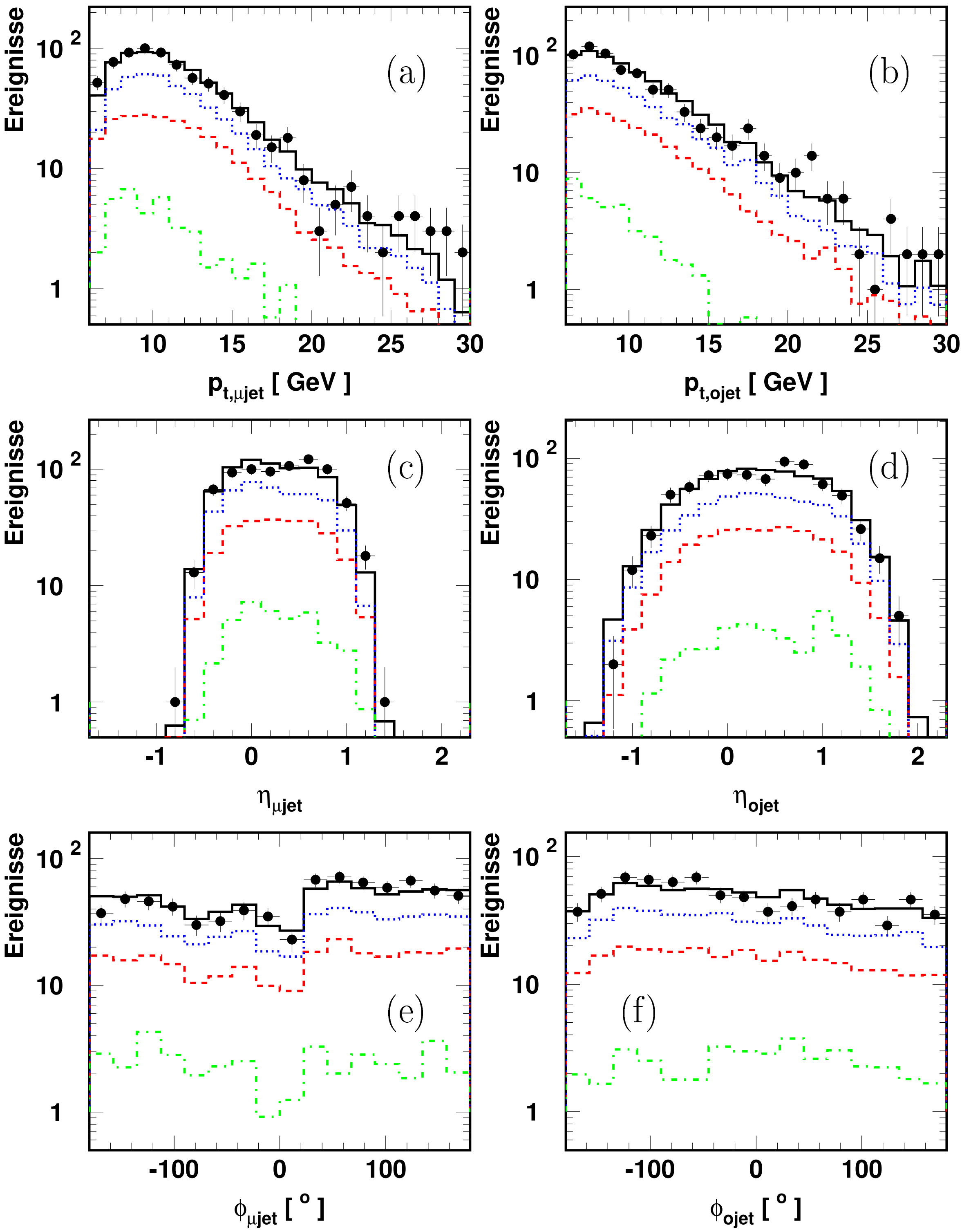


Abbildung 4.8: Kontrollverteilungen für die Kinematik der beiden rekonstruierten Jets mit dem höchsten Transversalimpuls, Teil 1.

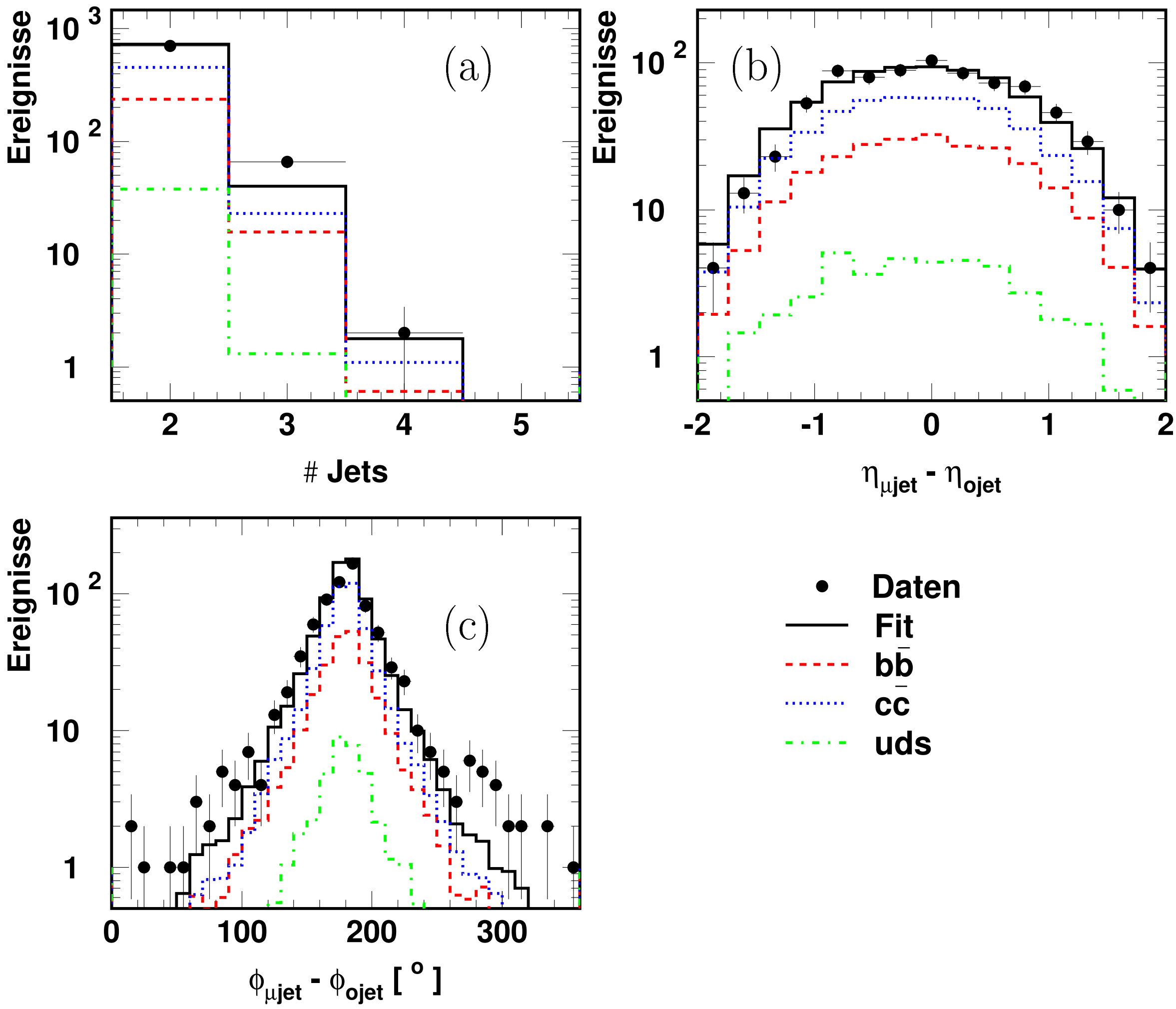


Abbildung 4.9: Kontrollverteilungen für die Kinematik der beiden rekonstruierten Jets mit dem höchsten Transversalimpuls, Teil 2.

bildung 4.8 zeigen den Transversalimpuls, die Pseudorapidität und den Azimutwinkel des Jets, der das Myon enthält, während in (b), (d) und (f) die jeweiligen Größen für den zweiten Jet gezeigt sind. In allen Verteilungen stimmt das Monte Carlo mit den Daten vernünftig überein. In der Pseudorapidität scheint ein ganz leichter Trend zu bestehen, daß die Daten systematisch mehr zu positiven Werten hin verschoben sind für beide Jets. Aufgrund von toten Bereichen der Jetkammer ist die Azimuwinkelverteilung der Jets nicht flach, sie wird aber vom Monte Carlo gut wiedergegeben.

Abbildung 4.9 (a) zeigt die Anzahl der selektierten Jets. Während die Anzahl der Ereignisse mit exakt zwei und exakt vier Jets korrekt beschrieben ist, wird die Zahl der 3-Jet-Ereignisse im Monte Carlo unterschätzt. Dies kann an einer schlechten Beschreibung der Fragmentation bzw. der Hadronisierung der Partonen des harten Streuprozesses liegen. Die Zahl an 3-Jet-Ereignissen macht allerdings nur einen Bruchteil der Gesamtereignisse aus. Die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Jets in Teil (b) der Abbildung zeigt eine gute Übereinstimmung. Hingegen stimmt die Differenz der Azimutwinkel (c) weniger gut. Beide Verteilungen haben bei 180°, dem Wert, an dem die Jets Rücken an Rücken liegen, ihre Maximumsstelle, allerdings ist die Verteilung im Monte Carlo ewtas schmäler als in den Daten. Dies kann gerade an dem Überschuß an 3-Jet-Ereignissen in den Daten liegen, bei denen die beiden Jets nicht ausbalanciert sein müssen.

4.9 Kinematische Schnitte

Um experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, müssen die verwendeten Mengen von Ereignissen wohldefiniert in Bezug auf die Kinematik sein. In dieser Arbeit werden Ereignisse der Photoproduktion untersucht. Das sind Ereignisse, bei denen das negative Quadrat des Impulübertrags des Photons, Q^2, klein ist und das Photon damit quasireell, d.h. $Q^2 \approx 0\ GeV^2$. Das Strahl-Elektron wird dabei typischerweise in das rückwärtige Strahlrohr gestreut und nicht im Hauptdetektor nachgewiesen.

Es wird zwischen „tagged“ und „untagged“ Photoproduktion unterschieden. Bei der „tagged“ Photoproduktion wird das gestreute Elektron direkt in einem der unter einem kleinen Winkel in großem Abstand vom Hauptdetektor angebrachten Elektron Tagger nachgewiesen (vergleiche Abschnitt 4.3), und es gilt: $Q^2 < 0.01\ GeV^2$. Diese Auswahl leidet allerdings unter der eingeschränkten kinematischen Akzeptanz der Elektron Tagger, die für den ET33 ungefähr 30 % im relevanten y-Bereich, $0.3 < y < 0.7$, beträgt. Sie wird deshalb in dieser Arbeit nur für Kontrollereignismengen zu technischen Studien verwendet (Abschnitt 5.3.4 und Anhang C und D).

4.9.1 „Untagged“ Photoproduktion

Diese Analyse benutzt „untagged“ Photoproduktion für die Selektion der Signalereignisse. Dabei wird das gestreute Elektron indirekt „nachgewiesen“, d.h. es darf keine experimentelle Information über das gestreute Elektron im Hauptteil des Detektors vorhanden sein, die Elektron Tagger werden nicht betrachtet. Die Rekonstruktion der Ereignis-Kinematik kann daher nur mit Hilfe des hadronischen Endzustandes erfolgen. Nach der Methode von Jacquet-Blondel [69] (auch Hadron-Methode) werden die kinematischen Variablen bestimmt zu

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{2E_e}\ ,\ Q^2_{JB} = \frac{\sqrt{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2}}{1 - y_{JB}}\ ,\ x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s y_{JB}}\ , \tag{4.25}$$

wobei die Summen über alle HFS Objekte h laufen.

Es stellt sich heraus, daß die erreichte Auflösung in Q^2_{JB} nicht ausreicht, um eine Auswahl durch einen Schnitt auf das rekonstruierte Q^2_{JB} zu erlauben. Darum wird die Ereignismenge für Photoproduktion über das Aussortieren von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung (deep inelastic scattering, DIS) erhalten. Aufgrund der $1/Q^4$ Abängigkeit des Wirkungsquerschnitts liegt der größte Beitrag des DIS Untergrundes bei niedrigen Q^2, wobei das Elektron in das rückwärtige SpaCal Kalorimeter gestreut wird. Es wird verlangt, daß weder im rückwärtigen (SpaCal) noch im zentralen (LAr) Kalorimeter ein Elektronkandidat mit einer Energie $E_e > 8\ GeV$ gefunden wird. Dazu wird der im Analyse-Paket H1PHAN implementierte Elektronfinder QESCAT benutzt, welcher aufgrund einer Schauerprofilanalyse entscheidet, ob es sich um ein hadronisches Objekt oder ein Elektron handelt. Dieser Schnitt beschränkt wegen der geometrischen Akzeptanz des SpaCal das negative Quadrat des Impulsübertrag auf $Q^2 < 1\ GeV^2$ [6].

Der DIS Untergrund, auch von Ereignissen mit hohem Q^2, kann durch einen Schnitt auf y_{JB} weiter reduziert werden. Wird das tiefinelastisch gestreute Elektron vom Elektronfinder fälschlicherweise nicht erkannt, so geht es in den Gleichungen 4.25 in die Summen über die hadronischen Endzustände mit ein. Bei einer idealen Messung des Endzustandes folgt damit aufgrund der Erhaltung der Energie und des Impulses in z-Richtung $y_{JB} = 1$. Wegen der Detektor-Auflösung und Akzeptanz-Effekten ist der gemessene Wert von y_{JB} natürlich um den wahren Wert verschmiert. Dennoch wird für DIS Untergrundereignisse $y_{JB} \approx 1$ erwartet, während „untagged" Photoproduktionsereignisse hauptsächlich kleinere Werte liefern sollten, weil durch das gestreute Elektron ein Teil der longitudinalen Energie verloren geht. Durch den Schnitt $y_{JB} < 0.8$ wird also DIS Untergrund reduziert.

Bei Ereignissen mit sehr kleinem y_{JB} landet der hadronische Endzustand meist in der Vorwärtsregion, wobei ein nicht vernachlässigbarer Teil der Teilchen außerhalb der Akzeptanz des Hauptdetektors liegt. Um den sich daraus ergebenden Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion zu entgehen, wird zusätzlich $y_{JB} > 0.2$ gefordert.

Das Ergebnis der kinematischen Selektion ist eine ziemlich reine Photoproduktionsauswahl mit $Q^2 < 1\ GeV^2$. In Abbildung 4.10 ist dies für die simulierten Beauty- und

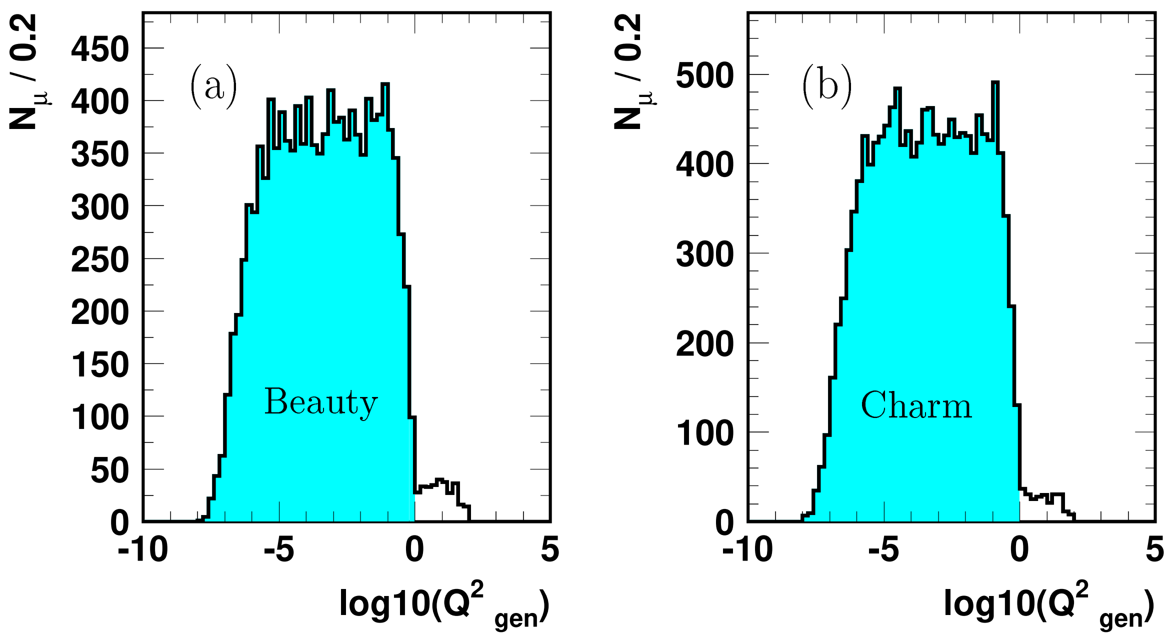


Abbildung 4.10: Log_{10} der wahren, d.h. generierten Q^2_{gen} Verteilung der simulierten Beauty (links) und Charm (rechts) Signalereignisse nach den kinematischen Schnitten. Der farbig unterlegte Bereich entspricht jeweils $Q^2_{gen} < 1\ GeV^2$.

[6] Das entspricht dem kleinsten Messwinkel des Kalorimeters

Charm Signalereignisse gezeigt. Es ist der Logarithmus der wahren, d.h. generierten Q^2_{gen} Verteilung dargestellt, wobei der farbig unterlegte Bereich, welcher 97.6 % bzw. 98.2 % der Ereignisse für Beauty bzw. Charm ausmacht, dem Bereich $Q^2_{gen} < 1\ GeV^2$ entspricht.

Die Verunreinigung durch tiefinelastische Ereignisse beträgt also 2.4 % bzw. 1.8 % für Beauty- bzw. Charm Produktion und kann vernachlässigt werden. In den Monte Carlo Simulationen wird zusätzlich $Q^2_{gen} < 1\ GeV^2$ gefordert.

4.10 Vorläufige Ereignismenge

Nach Anwendung aller in diesem Kapitel beschriebenen Selektionsschnitte, die in Tabelle 4.7 zusammengefaßt sind, erhält man ein vorläufige Ereignismenge für die Daten. Sie besteht aus 1215 Ereignissen, in denen 1225 Myonkandidaten enthalten sind, und entspricht einer integrierten Luminosität von 50.4 pb^{-1} ± 1.5 %. In Abschnitt 5.5.1

Trigger	L1-Subtrigger S19
Runselektion und Detektorstatus	Runs guter und mittlerer Qualität Wichtige Komponenten müssen funktionsfähig sein
Myon	2.5 GeV $< p_{t,\mu} <$ 15 GeV $-0.55 < \eta_\mu < 1.1$ $N_{r\phi,CST} \geq 2$ $\mathcal{P}_{r\phi,CJC-CST} \geq 0.1$ $\mathcal{P}_{CST-Iron} \geq 0.1$
Primärer Vertex (CSPRIM ohne μ)	$N_{r\phi,Spuren} \geq 2$ $\mathcal{P}_{r\phi} \geq 0.01$
Jets	$N_{jet} \geq 2$ $p_{t,jet1(2)} > 7(6)$ GeV $\lvert\eta_{jet}\rvert < 1.317$ für $z_{PV} = 0$
Kinematik (Photoproduktion)	$Q^2 < 1$ GeV^2 $0.2 < y_{JB} < 0.8$

Tabelle 4.7: Zusammenfassung der wichtigsten Schnitte für die vorläufige Ereignismenge.

wird noch zusätzlich eine Auswahl für die Spuren des Ereignisses, die in die Multi-Impaktparameter (MIP) Methode eingehen, vorgenommen. Weil diese Spurschnitte zum Teil härter als diejenigen auf die Myonspur sind, kann es vorkommen, daß keine Spur für die MIP Methode selektiert wird und das Ereignis somit verworfen wird. Dadurch reduziert sich die Anzahl der Myonkandidaten auf 1118 mit mindestens einer selektierten Spur für die MIP Methode. Da in dieser Analyse zur besseren Trennung der Quellen bzw. zur besseren Unterdrückung des *uds*-Anteils mindestens zwei Spuren gefordert werden (Abschnitt 5.5.2), verbleiben noch 770 Kandidaten in 765 Ereignissen. Alle Kontrollverteilungen in dieser Arbeit, also auch die im folgenden Abschnitt, sind auf diese Ereignismenge von 770 Myonkandidaten mit mindesten zwei für die MIP

Methode ausgewählten Spuren bezogen, es sei denn, es wird explizit etwas anderes angegeben.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß im folgenden der Begriff Ereignis der Einfachheit halber gleichbedeutend mit dem Begriff Myonkandidat verwendet wird, sofern nichts anderes angegeben ist. Da in einem Ereignis mehrere Myonkandidaten auftreten können, ist dies streng genommen nicht richtig. Diese Ungenauigkeit ist aber sehr gering, da ein Ereignis mit zwei Myonkandidaten sowohl in den Daten als auch in den verschiedenen Monte Carlo Quellen (auf Rekonstruktionsniveau) nur in höchstens einem Prozent der Fälle auftritt. Trotzdem wird dieser kleine Unterschied bei der Definition und Berechnung des Wirkungsquerschnitts für schwere Quarks berücksichtigt (vergleiche Abschnitt 6.1). Der Wirkungsquerschnitt ist nämlich auf der Basis von Ereignissen definiert, während die Anpassung der relativen Anteile der verschiedenen Quellen auf der Anzahl von Myonkandidaten beruht.

4.11 Weitere Kontrollverteilungen

In diesem Abschnitt werden weitere Verteilungen der durch die Datenselektion definierten Myon-Zweijet Ereignismenge vorgestellt und mit der Monte Carlo Simulation verglichen. Dabei handelt es sich zum einen um allgemeine kinematische Größen, zum anderen um kinematische Größen des Myons. In Abbildung 4.11 sind der Azimutwinkel ϕ_μ (a), die Pseudorapidität η_μ (b) und der Transversalimpuls p_t (c) des Myons gezeigt. Während die aufgrund von toten Spurkammerbereichen unsymmetrische ϕ_μ Verteilung von der Simulation vernünftig beschrieben wird, zeigt das η_μ Spektrum etwas stärkere Fluktuationen der Daten um die Monte Carlo Werte, die aber im Rahmen der Statistik noch vertretbar sind, auch wenn der Wert bei $\eta_\mu \approx 0.6$ um ungefähr drei Sigma von der Anpassung abweicht. Sowohl in ϕ_μ als auch in η_μ scheint ein schwacher systematischer Trend vorzuliegen, daß die Daten bei positiven Werten leicht über der Simulation liegen und im negativen Bereich darunter. Das Spektrum des Transversalimpulses des Myons ist dagegen sehr gut beschrieben.

Die Kontrollverteilungen der kinematischen Größen x_γ, x_g und y_{JB} sind in Abbildung 4.12 (a)-(c) dargestellt. Bei der Unterscheidung der Produktionsmechanismen schwerer Quarks in direkte und aufgelöste BGF-Prozesse spielt der Anteil x_γ der in den harten Streuprozeß eingehenden Photonenergie eine entscheidende Rolle. Bei direkten Prozeßen ist Wert immer genau eins, während sich aufgelöste Prozesse durch $0 < x_\gamma < 1$ auszeichnen. Mit Hilfe des hadronischen Endzustandes kann der Wert von x_γ in der Rekonstruktion abgeschätzt werden durch den Anteil an der Größe $(E - p_z)$, der aus den beiden Jets stammt, im Verhältnis zum gesamten $(E-p_z)$ des hadronischen Endzustandes:

$$x_\gamma^{obs} = \frac{\sum_{\mu Jet}(E - p_z) + \sum_{oJet}(E - p_z)}{\sum_{hadronen}(E - p_z)} \tag{4.26}$$

Dabei sind E die Energie und p_z die z-Komponente des Impulses eines Objektes des hadronischen Endzustandes, und die Summen laufen über alle Tochterobjekte der beiden Jets und über den gesamten detektierten hadronischen Endzustand. Da im Fall eines direkten Prozesses der hadronische Endzustand nur aus den beiden harten Jets bestehen sollte, sollte in diesem Fall $x_\gamma^{obs} \approx 1$ gelten. In aufgelösten Prozessen dage-

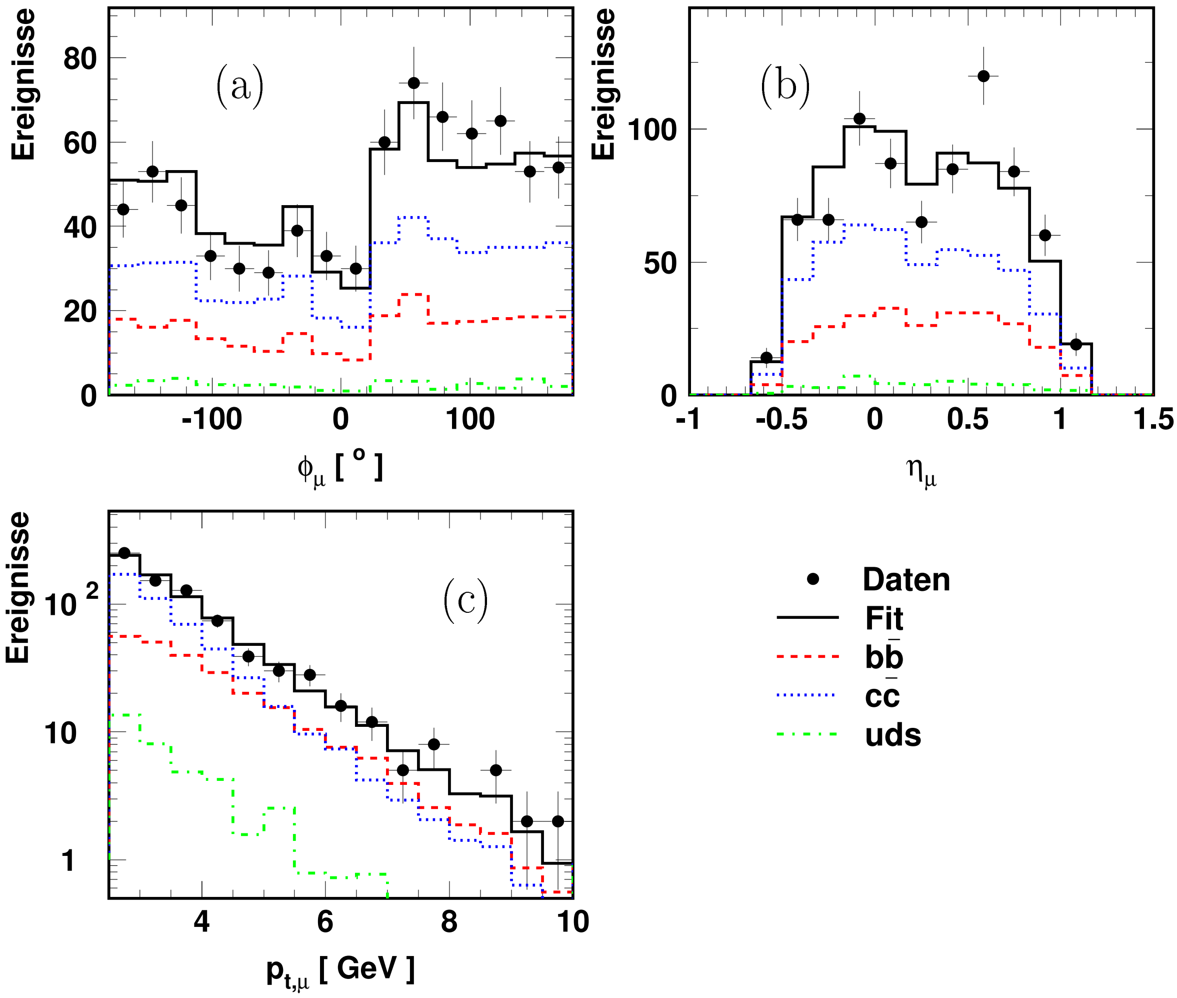


Abbildung 4.11: Kontrollverteilungen für die Kinematik des Myons.

gen trägt der Photonrest, welcher nicht in die harte Wechselwirkung eingeht, ebenfalls Energie und damit sollte $x_\gamma^{obs} < 1$ gemessen werden. In Teil (a) der Abbildung ist die Kontrollverteilung von x_γ^{obs} gezeigt. Außer dem letzten Bin, in dem die Daten um etwa 3 Sigma unter der Monte Carlo Simulation liegen, ist die Übereinstimmung von Fit und Daten sehr gut. Noch besser ist die Beschreibung der Größe x_g, welche die Gluondichte im Proton parametrisiert und in Teil (b) dargestellt ist. Sie kann ähnlich wie x_γ aus dem rekonstruierten hadronischen Endzustand des Ereignisses abgeschätzt werden zu:

$$x_g^{obs} = \frac{\sum_{\mu Jet}(E + p_z) + \sum_{oJet}(E + p_z)}{2. \cdot E_p} \tag{4.27}$$

Hier wird die Summe der Größe $(E + p_z)$ über die Objekte der beiden Jets gebildet und durch die doppelte Energie des einlaufenden Protons geteilt. Für beide Größen x_γ^{obs} und x_g^{obs} gilt, daß sie nur in einem Zweijet-Ereignis wohldefiniert sind. Die nach der Methode von Jacquet-Blondel bestimmte Inelastizität y_{JB} des Elektrons wird vom Monte Carlo innerhalb des relevante Bereichs von 0.2 bis 0.8 ebenfalls gut beschrieben,

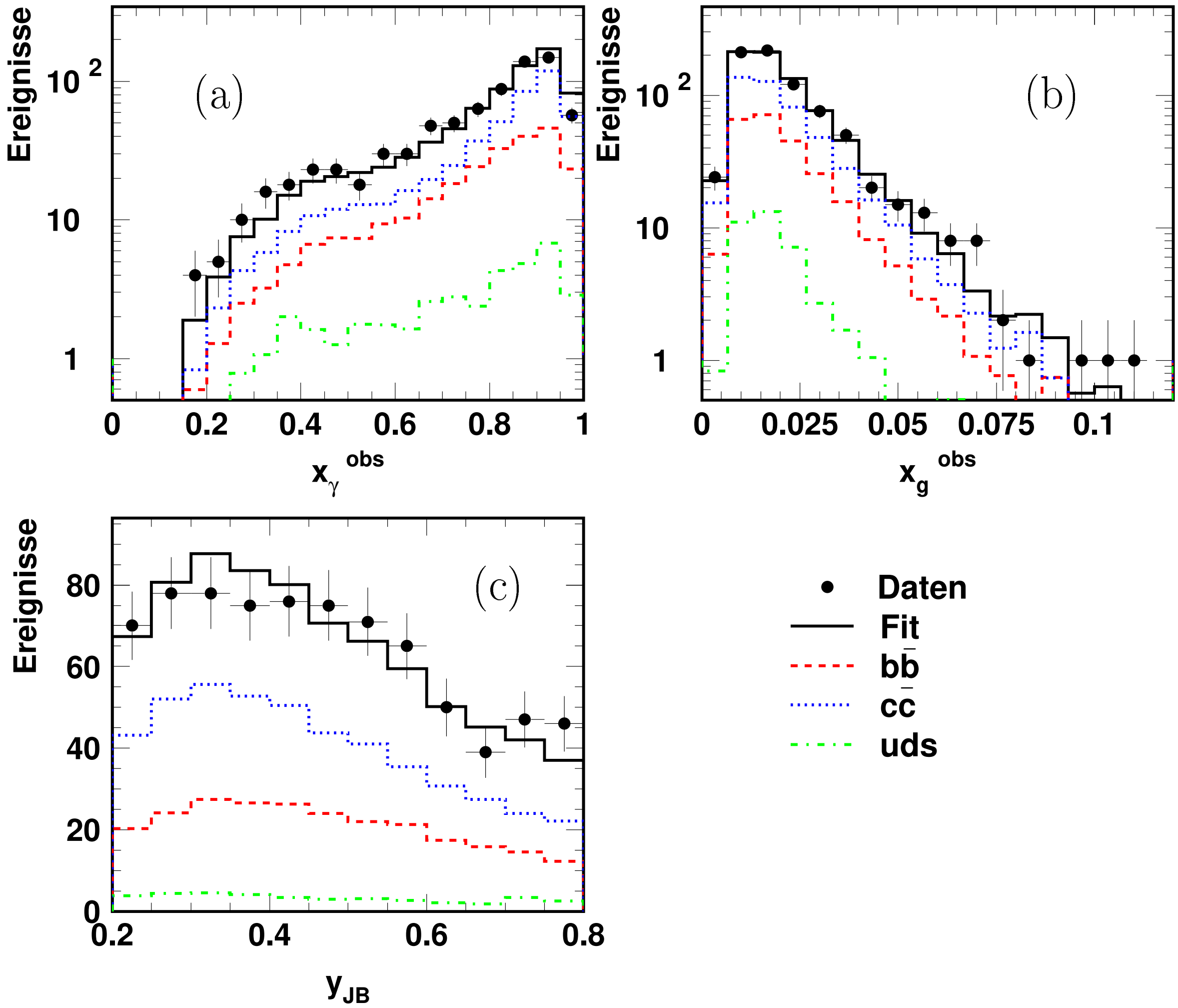


Abbildung 4.12: Kontrollverteilungen kinematischer Größen

Abbildung 4.12 (c).

Zum Abschluß des Kapitels der Datenselektion kann festgestellt werden, daß die Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo Simulation in allen Verteilungen vernünftig ist, so daß als Grundlage zur Identifikation von Beauty- und Charm Produktion eine saubere Ereignismenge definiert ist.

Kapitel 5

Identifikation schwerer Quarks

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick auf die wichtigsten Aspekte der Messung. Zuerst wird die Wahl des verwendeten semi-myonischen Zerfallskanals zur Messung der Beauty- und Charm Produktion motiviert und die typischerweise erwartete Topologie des Endzustandes wird skizziert. Dann wird auf die möglichen Untergrundquellen eingegangen und die verschiedenen verwendeten Ereignismengen werden vorgestellt. Anschließend werden die in dieser Analyse benutzten Observablen, die sensitiv auf schwere Quarks sind, eingeführt und diskutiert. Die Multi-Impaktparameter Methode und die zur Bestimmung der verschiedenen Anteile in den Daten eingesetzte Maximum-Likelihood-Anpassung werden ausführlich behandelt.

5.1 Der Zerfallskanal

In der vorliegenden Arbeit wird der semi-myonische Zerfallsmodus zur Messung der Produktion schwerer Quarks ausgewählt (vergleiche Abschnitt 2.2.3). Für den direkten semi-myonischen Zerfall eines Beauty Quarks bzw. einer Mischung von Hadronen mit Beauty Quark Inhalt beträgt das Verzweigungsverhältnis $(10.95\pm^{0.29}_{0.25})\,\%$ [14]. Das entsprechende direkte Verzweigungsverhältnis für das Charm Quark ist $(9.6 \pm 0.4)\,\%$ [14]. Nimmt man nun in guter Näherung an, daß jedes Beauty Quark in ein Charm Quark zerfällt, so kommen zum direkten semi-myonischen Verzweigungsverhältnis für das Beauty Quark noch die indirekten Kaskadenzerfälle über das Charm Quark dazu und das effektive Verzweigungsverhältnis für das Beauty Quark in ein Myon und einen beliebigen Rest beträgt etwa 21 %. Damit sind die Verzweigungsverhältnisse annehmbar groß. Das Myon ist ein minimal ionisierendes Teilchen und wird daher im Gegensatz zu anderen Teilchen des Endzustandes nicht im Kalorimeter gestoppt, sondern kann bei einem ausreichend großen Impuls im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden. Das Myon aus dem Zerfall sorgt also für ein klares Signal im Detektor und damit für eine reine Ausgangsbasis. Dies ist aufgrund der stark unterdrückten Wirkungsquerschnitte für die Signalereignisse sehr wichtig.

In den meisten Fällen stammt das Myon direkt aus dem Zerfall eines B- bzw. D-Mesons. Dies erlaubt unmittelbare Einsicht in die Zerfallskinematik. In nur etwa 13 % der Fälle in der Beautyproduktion (dies gilt für die Schnitte $p_{t,\mu} > 2.5$ GeV und $-0.55 < \eta_\mu < 1.1$) stammt das Signalmyon aus einem Charm-Kaskadenzerfall.

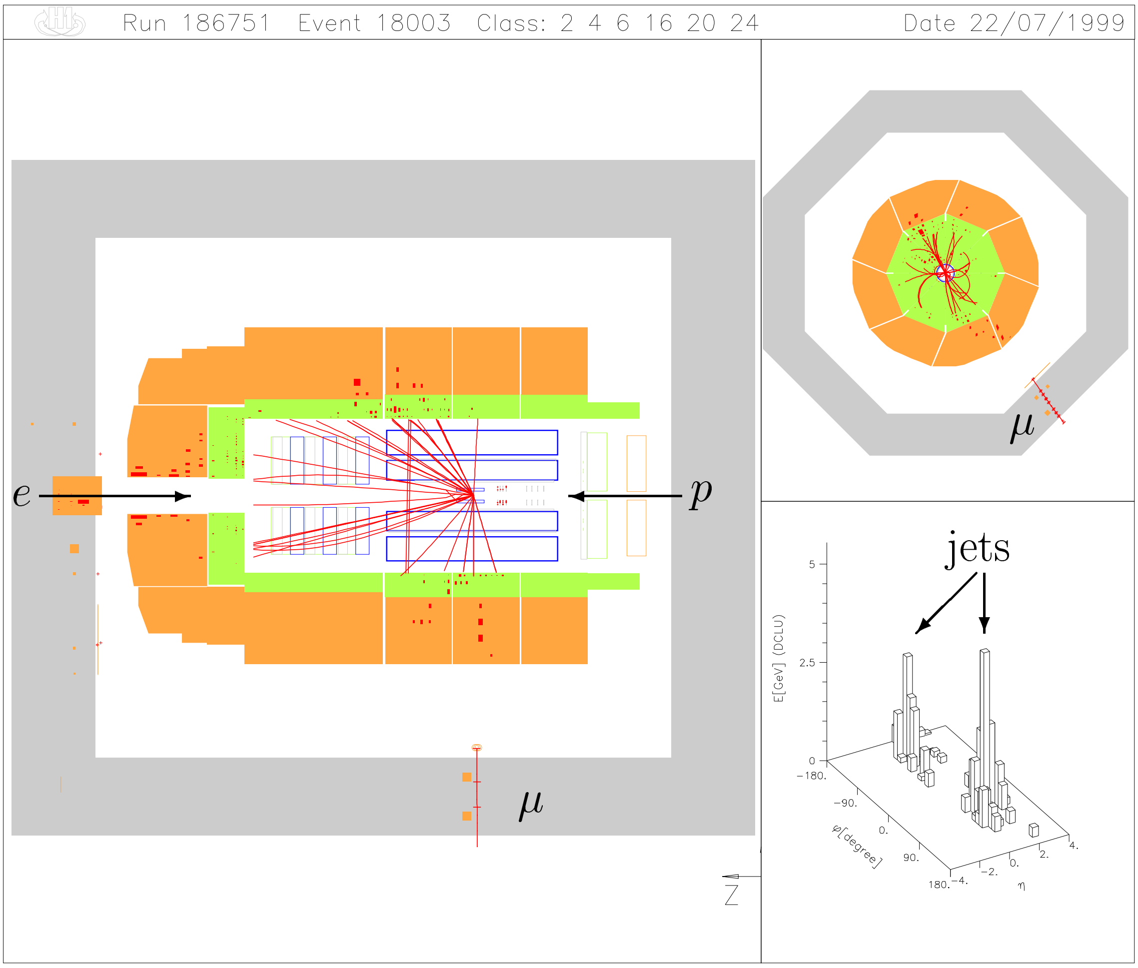


Abbildung 5.1: Graphische Ereignisdarstellung eines Signalkandidaten, der mit dem H1 Detektor im Jahr 1997 aufgenommen wurde. Für weitere Informationen siehe Text.

Durch die Auswahl einer inklusiven Myon-Ereignismenge wird also kombinatorischer Untergrund in Form von Kaskadenzerfällen vermieden, der bei Messungen mit hadronischen Zerfallsmoden im Allgemeinen eine Rolle spielt. Da das Myon-Neutrino nicht nachgewiesen wird und auch die anderen hadronischen Zerfallsprodukte nicht explizit rekonstruiert werden, geht aber trotzdem ein Teil der Zerfallsinformation bei diesem Ansatz verloren.

Wie in Abschnitt 2.2.1 dargelegt, ist der dominante Prozess der Beauty- und Charm Produktion die Bildung eines $b\bar{b}$- bzw. $c\bar{c}$-Paares in der direkten Photon-Gluon Fusion (Boson-Gluon Fusion, BGF). Wenn die Impulse der auslaufenden Quarks nicht zu gering sind, so wird jedes Quark im Detektor (mindestens) einen hadronischen Jet bilden (siehe Abschnitt 4.8). Die Richtungen der Jets werden dann zur Abschätzung der Richtungen der ursprünglichen Quarks verwendet.

In Abbildung 5.1 ist die graphische Ereignisdarstellung eines Signalkandidaten gezeigt, der mit dem H1 Detektor im Jahr 1997 aufgenommen wurde. Links ist die rz-Ebene von H1 abgebildet, in der die Elektronen von links und und die Protonen von rechts einlaufen (die positive z-Achse zeigt also nach links). Sowohl in der rz-Ebene als auch in der oben rechts dargestellten $r\phi$-Ebene ist der im Eisen gemessene und in θ zentral liegende Myonkandidat deutlich zu sehen. Die beiden Jets, die sich in ϕ genau gegenüberliegen, erkennt man am besten anhand des Energiehistogramms in der $\eta\phi$-Ebene unten rechts. Die typische Signal-Topologie ist in diesem Ereignis sehr gut sichtbar.

5.2 Untergrundereignisse

Der Produktionsmechanismus für Charm und Beauty ist prinzipiell der gleiche. Da Beauty- und Charm Hadronen beide semi-leptonisch mit einem Verzweigungsverhältnis von ungefähr 20 % bzw. 10 % zerfallen, der Wirkungsquerschnitt für Charm aber bedeutend größer ist als für Beauty, wird eine weitaus größere Anzahl an Charm-Zerfällen mit einem ähnlichen Endzustand wie für einen Beauty-Zerfall erwartet. Für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte gilt dabei ungefähr $\sigma_c : \sigma_b = 200 : 1$. Darum ist eine gute Trennung zwischen Charm und Beauty Ereignissen zwingend notwendig, um Beauty Produktion messen zu können. In dieser Arbeit wird die Charm Produktion nicht als Untergrund betrachtet, sondern als zweites Signal und ebenfalls gemessen.

Führt man eine Zwei-Jet Selektion mit einem zentralen Myon mit großem Transversalimpuls durch, so erhält man jedoch keine reine Signalauswahl an Beauty- und Charm Ereignissen. Es gibt verschiedene Untergrundprozesse, die einen ähnlichen Endzustand wie Ereignisse mit der Produktion schwerer Quarks erzeugen. Man unterscheidet zwischen Untergrundquellen, die sich nicht auf ep-Wechselwirkungen zurückführen lassen und ep induziertem Untergrund. Dabei ist die Rate an selektierten Ereignissen aus ep-Kollisionen wesentlich höher als diejenige, die nicht aus ep-Wechselwirkungen stammt. Folgende Quellen spielen dabei vor allem eine Rolle.

5.2.1 Nicht-*ep* induzierter Untergrund

Die beiden größten Untergrundquellen für nicht-ep induzierten Untergrund sind Myonen aus der Kosmischen Strahlung und Halo-Myonen. Die letzteren haben ihren Ursprung in Zerfällen geladener Pionen, die in Strahlproton-Restgas oder Strahlproton-Strahlrohr Ereignissen erzeugt werden[1]. Sie umgeben den Protonstrahl in einem Halo und durchlaufen den Detektor in horizontaler Richtung, während Kosmische Myonen dies vor allem in vertikaler Richtung tun.

Der Großteil dieser Wechselwirkungen wird verworfen durch die Triggerelemente des Flugzeit-System (Time-of-Flight, ToF) und die Anforderungen an den primären Vertex, da die Vertexposition und der Zeitpunkt solcher Reaktionen normal außerhalb des nominellen Wechselwirkungspunktes bzw. des Zeitfensters der ep-Wechselwirkung liegen. Nur in seltenen Fällen, wenn das Myon die zentrale Detektor-Region in der Nähe des primären Vertizes und gleichzeitig mit einem ep-Ereignis durchquert, kann die Struktur des Endzustandes ähnlich wie ein semi-myonischer Beauty Zerfall sein.

[1] Der Wirkungsquerschnitt entsprechender Reaktionen der Strahlelektronen ist deutlich kleiner. Außerdem reicht hier die Schwerpunktsenergie nicht zur Bildung von Jets aus.

Basierend auf einem Filter-Algorithmus, der nicht-*ep* Myon Untergrund unterdrücken soll [70], und einer Ereignisüberprüfung[2] eines Teils der finalen Ereignisauswahl dieser Analyse, kann der Untergrund von diesen Quellen als vernachlässigbar betrachtet werden.

5.2.2 *ep* induzierter Untergrund

- **Tiefinelastische Streuung**
  Hierbei handelt es sich um tiefinelastische Ereignisse, bei denen das auslaufende Elektron fälschlicherweise als Jet identifiziert wird. Dieser Untergrund wird durch die kinematischen Schnitte unterdrückt (Abschnitt 4.9.1), und ist vernachlässigbar.

- **Reaktionen mit geladenem Strom (charged current, CC)**
  Im Endzustand erscheint im Fall des geladenen Stroms ein Neutrino anstatt des Elektrons, wodurch ein Photoproduktionsereignis vorgetäuscht werden kann. Dabei entsteht jedoch wegen des nicht gemessenen Neutrinos große fehlende Transversalenergie. Da der Wirkungsquerschnitt für den geladenen Strom relativ zur Produktion schwerere Quarks sehr klein ist, kann dieser Untergrund vernachlässigt werden.

- **Schwere Vektor-Meson-Zerfälle**
  Eine weitere Untergrundquelle ist der Zerfall eines schweren Vektor-Mesons in ein Myon-Paar, insbesondere der Prozess $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Dabei rührt alle hadronische Aktivität im Gegensatz zum semi-myonischen Hadronzerfall vom zugrunde liegenden Ereignis und ist nicht direkt mit dem Zerfall verknüpft. Aus einer Monte Carlo Studie wird der relative Beitrag dieses Untergrundes auf unter 1 % abgeschätzt und folglich vernachlässigt.

- **Falsch identifizierte Hadronen**
  Außer Myonen werden alle nachweisbaren Teilchen normalerweise im LAr-Kalorimeter gestoppt und erreichen das Myonsystem nicht. In seltenen Fällen kann ein Hadron jedoch das Kalorimeter durchschlagen und ein Signal im zentralen Myonsystem erzeugen. Ein solches als Myon falsch identifiziertes Hadron wird auch als „punch through“ bezeichnet. So kann also jeder Prozess, der zwei oder mehr Jets erzeugt und ein Hadron mit großem Transversalimpuls beinhaltet, zur Signalauswahl beitragen. Obwohl die Wahrscheinlichkeit für ein einzelnes Ereignis sehr klein ist, ein falsch identifiziertes Hadron zu enthalten, erweist sich diese Untergrundquelle als nicht vernachlässigbar. Dies liegt daran, das der inklusive Zwei-Jet Wirkungsquerschnitt, der von leichter Quark-Produktion dominiert ist, den Wirkungsquerschnitt des Beauty Signals um mehrere Größenordnungen übersteigt. Die Missidentifikation von Hadronen (hauptsächlich Pionen und Kaonen) als Myonen wird in [71] untersucht. Bei einem Impuls von über 2 GeV beträgt die Wahrscheinlichkeit dafür etwa 0.5-1 % für Pionen und 2 % für Kaonen. Diese Werte werden aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Für Pionen ist das mit

[2]In Augenscheinnahme mittels der H1 Ereignis-Darstellung

Ergebnissen aus echten Daten über den Zerfall $K^0 \rightarrow \pi\pi$ verglichen worden. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

- **Zerfälle im Flug von leichten Hadronen**
  Die meisten Hadronen sind keine stabilen Teilchen, sondern haben eine endliche Lebensdauer τ. Daher kann es bereits im Detektor zu einem Im-Flug-Zerfall eines Hadrons in ein Myon kommen. So kann auch ein Ereignis, welches nur leichte Quarks (u,d und s) enthält, ein Myon erzeugen und somit ein Ereignis mit einem schweren Quark vortäuschen. Die häufigsten Hadronen, die bei der ep-Streuung bei HERA erzeugt werden, sind geladene Pionen und Kaonen. Sie haben eine mittlere Lebensdauer von $\tau(\pi^{\pm}) = 2.610^{-8}s$ bzw. $\tau(K^{\pm}) = 1.210^{-8}s$ und zerfallen zu praktisch 100 % bwz. etwa 63.5 % in ein Myon und ein Neutrino. Falls der Zerfall innerhalb des zentralen Spursystems stattfindet, so ist der Knick am Zerfallsvertex für Pionen typischerweise sehr klein und nicht nachweisbar in der Spurrekonstruktion, während im Fall von Kaonen eine geringe Abnahme des Transversalimpulses festgestellt werden kann. Da der Wirkungsquerschnitt für die Produktion leichter Quarks so groß ist, kann diese Untergrundquelle ebenfalls nicht vernachlässigt werden.

5.3 Die verschiedenen Ereignismengen

Wie aus dem vorangegangenen Abschnitt hervorgeht, werden also drei verschiedene Monte Carlo Ereignismengen benötigt, um die in Kapitel 4 selektierten Datenereignisse zu beschreiben. Diese müssen alle dieselben Auswahlkriterien wie die Daten erfüllen. Zusätzlich werden eine Daten- und eine Monte Carlo Ereignismenge mit leicht abgeänderten Anforderungen in der Selektion zu technischen Studien benutzt, wobei diese Änderungen die Triggerbedingungen und die Myonidentifikation betreffen. In den Untersuchungen zum systematischen Fehler in Abschnitt 6.5 werden noch weitere Ereignismengen verwendet, die aber erst dort näher beschrieben werden.

5.3.1 Das Beauty Signal

Mit dem PYTHIA Monte Carlo Programm [23] werden Ereignisse mit semi-myonischen Zerfällen von Beauty Hadronen simuliert, deren Anzahl einer integrierten Luminosität von 3312.9 pb^{-1} entspricht, dem etwa 65-fachen der Datenluminosität. Nach der in Kapitel 4 beschriebenen Ereignisselektion erhält man eine vorläufige Ereignismenge von 11795 Myonkandidaten. Normiert man diese Anzahl auf die integrierte Luminosität in den Daten, so entspricht das einer Vorhersage von etwa 180 Myonkandidaten aus Ereignissen mit Beauty bei 50.4 pb^{-1} durch das PYTHIA Monte Carlo auf demselben Selektionsniveau.

5.3.2 Das Charm Signal

Ereignisse mit semi-myonischen Charm Zerfällen werden ebenfalls mit dem Programm PYTHIA erzeugt. Die integrierte Luminosität beträgt hier 1731.0 pb^{-1} und damit das 34-fache der Datenluminosität. Man bekommt 13919 Myonkandidaten, was nach der

Normierung auf die Datenluminosität eine PYTHIA Vorhersage von 405 Myonkandidaten aus Charm Zerfällen ergibt.

5.3.3 Der *uds*-Untergrund

Zerfälle leichter Hadronen im Flug und falsch identifizierte Hadronen (siehe Abschnitt 5.2.2) werden zusammen als sogenannter „fake“ Myon Anteil oder als *uds*-Untergrund bezeichnet. Er bildet neben den semi-myonischen Charm- und Beauty Zerfällen die dritte Quelle, aus denen sich die Daten zusammensetzen.

Der Produktionsmechanismus dieser Ereignisse ist dabei prinzipiell derselbe wie für Beauty- und Charm Produktion. Der Unterschied besteht lediglich darin, daß im BGF-Prozeß eben kein Paar schwerer Quarks erzeugt wird, sondern nur leichte Quarks. Da für das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte in etwa der Zusammenhang $\sigma_{uds} : \sigma_c : \sigma_b = 2000 : 200 : 1$ gilt, ist die Produktion leichter Quarks klar dominant. Deswegen tragen diese trotz der Seltenheit von Zerfällen leichter Hadronen im Flug und von „punch through“ Hadronen zur selektierten Ereignismenge in den Daten bei.

Man erhält die Beschreibung des *uds*-Anteils aus der flavour-inklusiven PYTHIA Monte Carlo Simulation. Dabei werden die Ereignisse, welche in der harten Wechselwirkung ein ausgehendes Beauty- oder Charm Quark enthalten, verworfen, um ein doppeltes Zählen dieser Ereignisse in der Kombination der Monte Carlo Simulationen zu vermeiden.

Aus einer genauen Untersuchung dieses Monte Carlos ergibt sich [8], daß ungefähr 90 % der selektierten „fake“ Myonen von geladenen Kaonen und Pionen stammen, die den Bereich des zentralen Spurkammersystems verlassen, ohne zu zerfallen. Die meisten dieser leichten Hadronen zerfallen dann myonisch im LAr-Kalorimeter und nur ein geringer Anteil macht einen „punch through“. Die restlichen 10 % der Myonen kommen je zur Hälfte aus Im-Flug-Zerfällen von geladenen Kaonen und Pionen innerhalb des Strahlrohres und im aktiven Bereich des zentralen Spurkammersystems.

Nach der vorläufigen Ereignisauswahl erhält man bei einer integrierten Luminosität von $191.6\,pb^{-1}$ 520 „fake“ Myonkandidaten. Normiert man diese Zahl wieder auf die $50.4\ pb^{-1}$ der Daten, ergeben sich 137 Myonkandidaten als PYTHIA Vorhersage für den *uds*-Untergrund nach den in Kapitel 4 angewendeten Schnitten. Durch Summation bekommt man damit insgesamt eine Vorhersage der PYTHIA Simulation für die drei Monte Carlo Quellen von 722 Myonkandidaten gegenüber 1225 gemessenen. Auf diesem Niveau beträgt das Verhältnis von Daten zu Monte Carlo also 1.7 . Es ergeben sich außerdem nach dieser Vorhersage die relativen Anteile von 24.9 %, 56.1 % und 19.0 % für die Zusammensetzung der Myonkandidaten aus Beauty-, Charm- und *uds*-Ereignissen. Allerdings kann PYTHIA die Anteile ja nur so genau bzw. derart vorhersagen, wie das Wissen, welches in das Simulationsprogramm gesteckt worden ist, es erlaubt. Die Kenntnisse über die Produktion schwerer Quarks sind aber noch unvollständig und sollen durch diese Analyse gerade ergänzt werden Zudem basiert die PYTHIA Monte Carlo Simulation nur auf Prozessen führender Ordnung in der QCD mit anschließendem Aufschauern der Partonen in der Fragmentation. Aus diesem Grund erfolgt die Bestimmung der relativen Anteile der Quellen in den Daten mit Hilfe einer Anpassung an die Verteilung geeigneter Observablen und nicht direkt aus der Vorhersage der PYTHIA Simulation. Die fehlende Normierung zwischen der

Anzahl der Ereignisse in den Daten und dem Monte Carlo spielt bei der Anpassung mit Hilfe der Maximum Likelihood Methode übrigens keine Rolle, das Ergebnis der Anpassung ist automatisch auf die Daten normiert (vergleiche Abschnitt 5.6.2).

5.3.4 Kontrollereignismengen

Um die Spurauflösung der Daten in der Monte Carlo Simulation korrekt zu beschreiben (Anhang C) und die Größe der Beamspot Ellipse zu bestimmen (Anhang D), werden in technischen Studien weitere Ereignismengen benötigt. Man braucht Ereignisse, die sämtliche Eigenschaften der Signalereignisse aufweisen, die aber nicht in ihrer Anzahl limtiert sind wie die Myonkandidaten. Also läßt man in der Selektion aus Kapitel 4 die Schnitte auf die Myonidentifikation weg und verwirft sogar alle Ereignisse, die einen Myonkandidaten enthalten, explizit. Die restliche Selektion bleibt bis auf den Trigger genau dieselbe. Diese Kontrollereignisse, die von Ereignissen mit leichten Quarks dominiert sind, besitzen also Spurkandidaten anstelle von Myonkandidaten. Bei den Spurkandidaten handelt es sich vor allem um Hadronen, die direkt vom primären Vertex ausgehen. Die Kontrollereignisse werden auch als inklusive Spur-Ereignismenge bezeichnet.

Da der für die Signalauswahl benutzte Subtrigger S19 das Myonsystem benutzt, kann er für diese Kontrollauswahl nicht verwendet werden. Es werden stattdessen die vom Myonsystem unabhängigen Subtrigger S83 und S84 benutzt. Sie sind in Abschnitt 4.1.2 erklärt und werden allgemein zur Auswahl von „tagged“ Photoproduktio (Abschnitt 4.9) eingesetzt.

Spur-Ereignismengen werden für die Daten und das flavour-inklusive PYTHIA Monte Carlo selektiert.

5.4 Die Observablen

Wie in den beiden vorangegangenen Abschnitten diskutiert, ergibt die Auswahl von Zweijet-Ereignissen mit einem identifizierten Myon eine Ereignismenge der Daten, die aus Signal und Untergrund besteht. Der Anteil an Beauty- und Charmereignissen läßt sich daraus auf einer statistischen Basis ermitteln. Dazu werden die potenziell beitragenden Prozesse modelliert mit Hilfe von Monte Carlo Ereignisgeneratoren. Ihre relativen Anteile in den Daten können dann aus einer Likelihood-Anpassung an die Form der Verteilungen geeigneter Observablen bestimmt werden. Dazu ist die Definition von Observablen notwendig, die sensitiv auf Signalereignisse sind und auch zwischen Beauty und Charm trennen können. Um bestmögliche Ergebnisse zu erzielen, werden in dieser Analyse zwei verschiedene Observablen benutzt, die unterschiedliche Aspekte der schweren Quarkproduktion ausnutzen und nun vorgestellt werden.

5.4.1 Die Variable p_t^{rel}

Hadronen, die ein Beauty Valenzquark beinhalten, sind wesentlich schwerer als solche mit einem Charm oder einem leichten Quark (uds), siehe Tabelle 2.1. Dies spiegelt sich in der Zerfalls-Kinematik und Topologie wieder und kann in Form einer geeigneten Observablen zur Trennung ausgenutzt werden.

Vergleicht man den transversalen Impuls des Myons relativ zur Strahlachse, $p_{t,\mu}$, für Beauty- und Charm Produktion, so findet man heraus, daß Beauty Produktion zu einem härteren Transversalimpuls führt. Dies liegt natürlich zum Teil an der größeren Beauty Masse, aber auch Unterschiede in der Kinematik der Hadronerzeugung und der Fragmentation spielen eine Rolle. Durch den Schnitt $p_{t,\mu} > 2.5$ GeV, der für eine gute Myonidentifikation sorgen soll, werden also bereits Beauty Ereignisse gegenüber solchen mit Charm und *uds* angereichert. In Abbildung 5.2 (a) ist der wahre Transversalimpuls für die Myonen aus dem Beauty und dem Charm Monte Carlo dargestellt. Die Verteilungen sind dabei jeweils auf die Gesamtanzahl der Myonen normiert. Man erkennt, daß der Transversalimpuls der Myonen aus Beauty Zerfällen zwar härter ist, der Unterschied in den Spektren jedoch nicht für eine klare Trennung ausreicht.

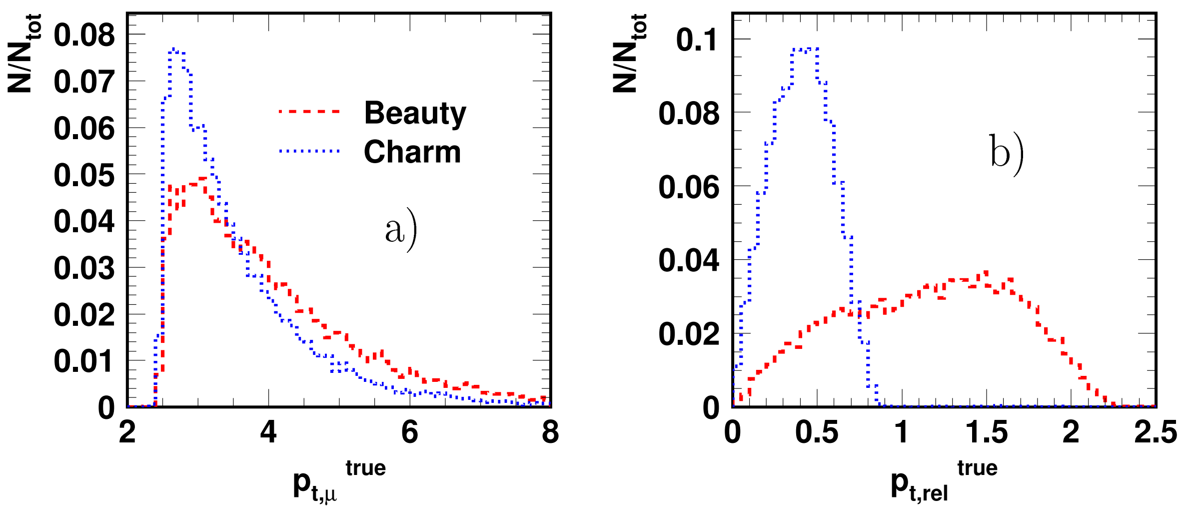


Abbildung 5.2: Auf die Gesamtanzahl der Myonen normierte Verteilungen des Transversalimpulses des Myons bezüglich der Strahlachse (a) und bezüglich der Flugrichtung des Mutterhadrons (b). Es sind jeweils die von PYTHIA simulierten Verteilungen für Beauty- (gestrichelt) und Charm Ereignisse (gepunktet) dargestellt.

Für eine quantitative Bestimmung der verschiedenen Signalanteile müssen also - und können auch - bessere Observablen gefunden werden, die nicht nur vom Impuls des Myons alleine abhängen, sondern auch vom zerfallenden Mutter-Hadron. Während die Komponente des Myonimpulses parallel zur Flugrichtung des Mutterteilchens auch von der Kinematik der Hadronerzeugung abhängt, spiegelt die Komponente senkrecht dazu die Hadronmasse am besten wider. Ihre Verteilung steht dabei in enger Beziehung zur Impulsverteilung des Myons im Ruhesystem des Mutterteilchens. Für den wahren Wert des transversalen Myonimpulses relativ zur Impulsrichtung des Mutter-Hadrons gilt

$$p_{t,true}^{rel} \equiv \left| \vec{p}_{t,true}^{\,rel} \right| = \left| \frac{\vec{p}_{\mu,true} \times \vec{p}_{had}}{|\vec{p}_{had}|} \right| \tag{5.1}$$

wobei $\vec{p}_{\mu,true}$ und $\vec{p}_{had}$ die wahren Impulse des Myons und des Hadrons sind. Abbildung 5.2 (b) zeigt die auf die Gesamtanzahl der Myonen normierte Verteilung der Größe $p^{rel}_{t,true}$ für Beauty und Charm Ereignisse. Hier erkennt man sehr deutlich einen großen Unterschied zwischen den Verteilungen, der eine gute Trennung ermöglichen sollte.

Da das Mutter-Hadron nicht direkt im Detektor gemessen werden kann, muß dessen Flugrichtung durch eine geeignete Größe angenähert werden. Dazu nimmt man die auf dem Myonjet basierende Referenzachse $\vec{A}_{\mu jet}/|\vec{A}_{\mu jet}|$ und definiert die experimentell zu messende Observable p_t^{rel} als:

$$p_t^{rel} \equiv \left|\vec{p}_t^{\,rel}\right| = \left|\frac{\vec{p}_\mu \times \vec{A}_{\mu jet}}{|\vec{A}_{\mu jet}|}\right| \tag{5.2}$$

wobei $\vec{p}_\mu$ den rekonstruierten Impuls des Myons darstellt.

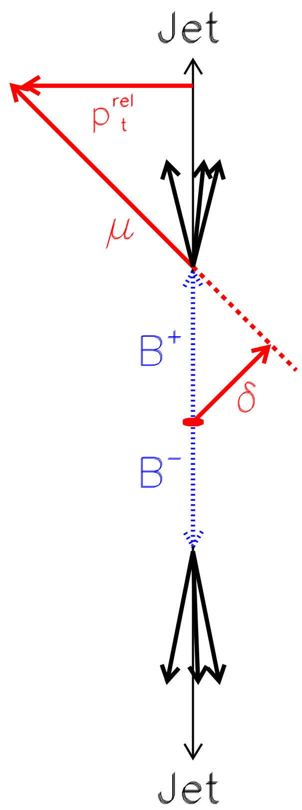


Abbildung 5.3: Skizzierte Ereignisdarstellung eines Beauty Signalkandidaten in der $r\phi$-Projektion, bei der die zur Trennung benutzten Observablen p_t^{rel} und der Impaktparameter δ_μ des Myons hervorgehoben sind.

Die Observable p_t^{rel} wurde schon in der ersten Messung von Beauty Produktion bei H1 [1, 44] benutzt. Dort wurde die sogenannte Stoß- oder *Thrust*-Achse des Myonjets als Referenzachse verwendet, wobei das Myon selbst aus der Berechnung der Thrust-Achse ausgeschlossen wurde. In der vorliegenden Analyse wird ähnlich vorgegangen. Statt der Thrust-Achse wird einfach der Impulsvektor $\vec{p}_{\mu jet}$ des aus dem inklusiven k_t-Algorithmus stammenden masselosen Jets benutzt. Um dabei unabhängig vom Myon

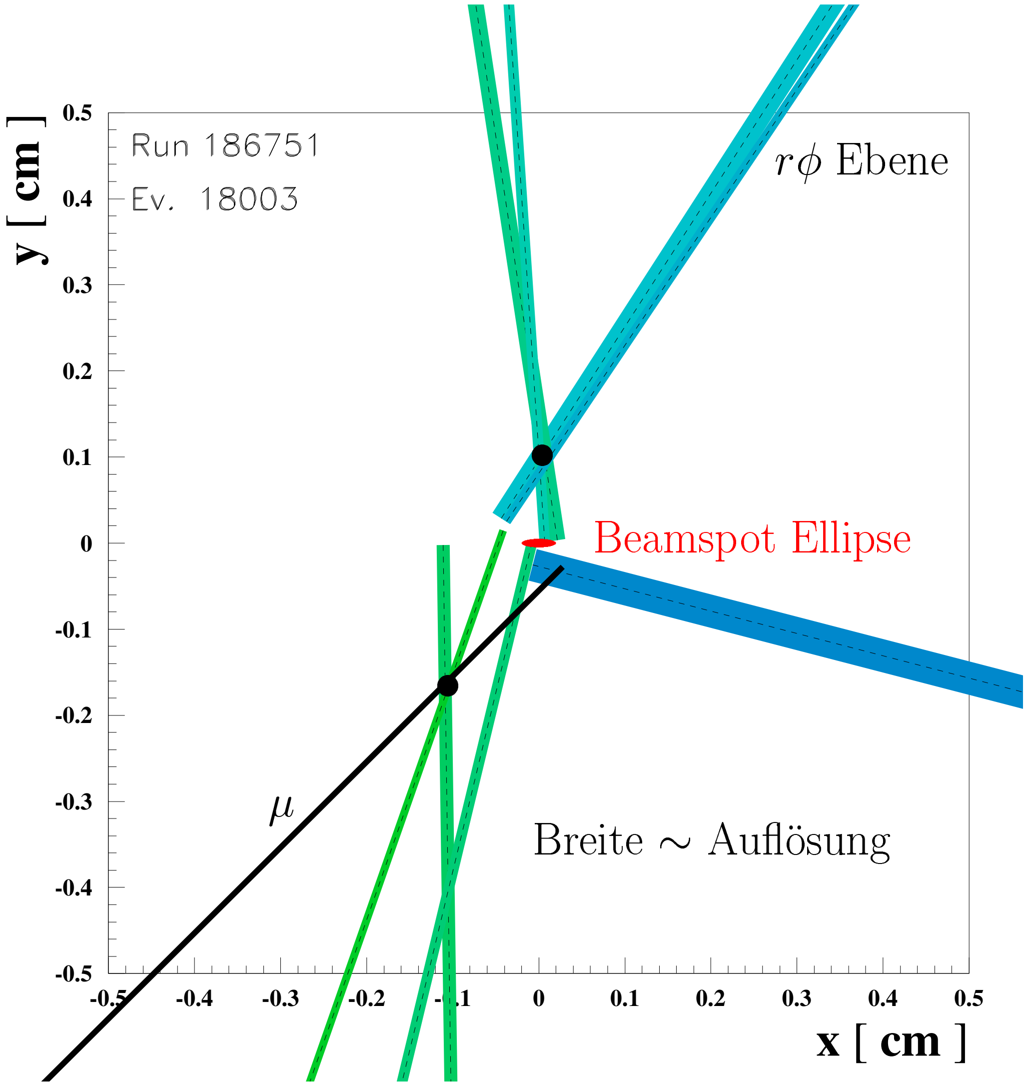


Abbildung 5.4: Vergrößerter Auschnitt der Region um den primären Vertex des Signalkandidaten, der schon in Abbildung 5.1 dargestellt ist. Für weitere Informationen siehe Text.

zu sein und um den Absolutwert von p_t^{rel} zu erhöhen, d.h. die Verteilung zu strecken, wird der Impuls des Myons ebenfalls extra berücksichtigt und vom Myonjet abgezogen. Somit ergibt sich für die hier verwendete Observable p_t^{rel}, den transveralen Impuls des Myons relativ zum zugehörigen Jet:

$$p_t^{rel} \equiv \left|\vec{p}_t^{\,rel}\right| = \left|\frac{\vec{p}_\mu \times (\vec{p}_{\mu jet} - \vec{p}_\mu)}{|\vec{p}_{\mu jet} - \vec{p}_\mu|}\right|. \tag{5.3}$$

In Abbildung 5.3 ist p_t^{rel} in einer Skizze in der $r\phi$-Ebene zusammen mit dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Impaktparameter des Myons graphisch dargestellt. Die beiden B-Mesonen fliegen in entgegengesetzter Richtung in ϕ vom primären Vertex weg und bilden jeweils einen Jet, wobei einer ein Myon enthält.

Auch in Abbildung 5.4, in welcher der schon in Abschnitt 5.1 gezeigte Signalkandidat aus dem Jahr 1997 nochmals dargestellt ist, kann die Observable p_t^{rel} motiviert werden. Es handelt sich hierbei um eine vergrößerte Darstellung der Region um den primären Vertex in der xy- bzw. $r\phi$-Ebene. Als kleines Oval ist die Beamspot Ellipse in der Nähe des Koordinatenursprungs zu sehen. Die Teilchenspuren sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Die Breite der um die Linien gelegten schattierten Streifen ist dabei proportional zur Auflösung der Spuren, während das Farbspektrum den Polarwinkel θ der Spuren widergibt. Der Myonkandidat ist in schwarz dargestellt und besitzt eine gute Auflösung. Deutlich sichtbar sind die beiden in ϕ entgegengesetzt liegenden Jets, von denen einer den Myonkandidaten enthält. Die möglichen sekundären Vertizes der schweren Hadronen sind mit dicken Punkten gekennzeichnet. Wie man erkennen kann unterscheidet sich die Myonflugrichtung hier signifikant von der des Myonjets. Dies deutet auf einen großen Transversalimpuls relativ zum Mutterteilchen hin, der aufgrund dessen großer Masse möglich ist.

Die Genauigkeit, mit der p_t^{rel} gemessen werden kann, hängt davon ab, wie präzise die Jetrichtung bestimmt werden kann und wie gut diese mit der Richtung des ursprünglichen Hadrons übereinstimmt, siehe Abschnitt 4.8.2 und [52]. Als systematischer Test wird die Analyse auch mit $\vec{A}_{\mu jet} = \vec{p}_{\mu jet}$ durchgeführt, ohne den Myonimpuls abzuziehen. Dadurch ändern sich zwar die Formen der p_t^{rel}-Verteilungen, die Ergebnisse der Anpassung aber bleiben praktisch gleich und damit auch die Wirkungsquerschnitte.

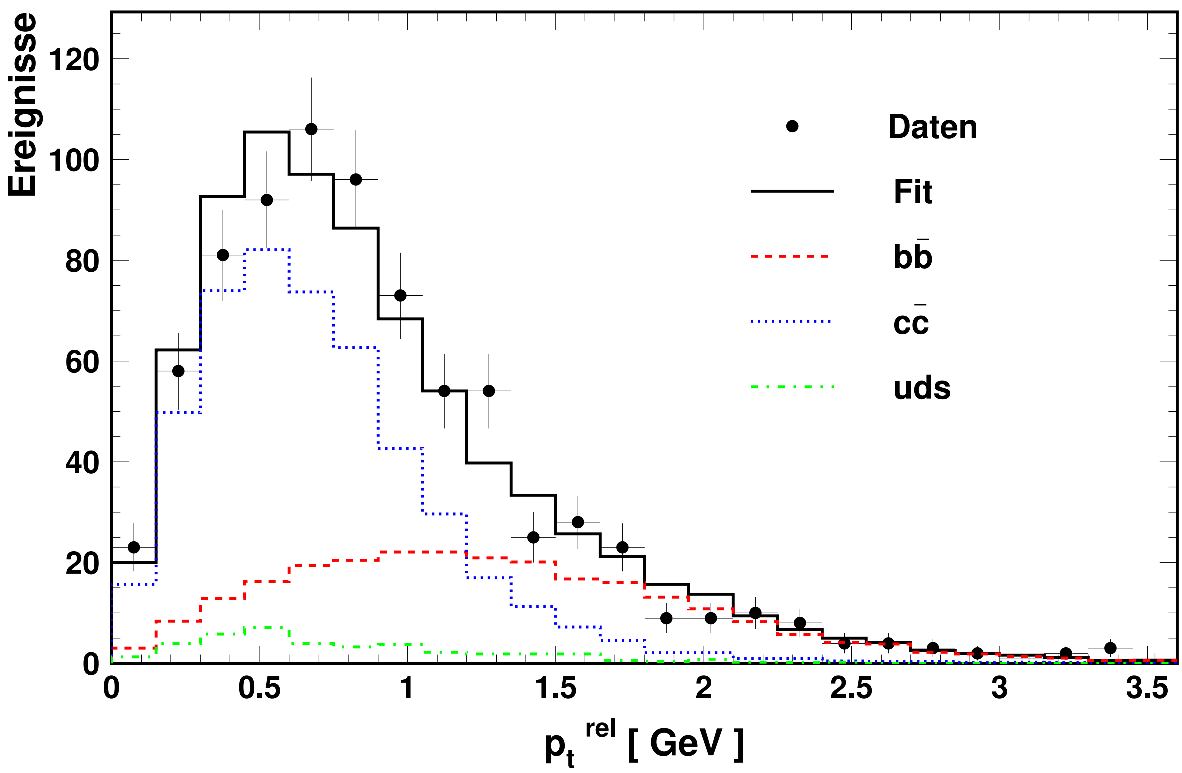


Abbildung 5.5: Die Kontrollverteilung für die Observable p_t^{rel} mit den Anteilen von Beauty, Charm und *uds* aus der finalen zweidimensionalen Anpassung mit drei Komponenten.

Abbildung 5.5 zeigt die Kontrollverteilung für p_t^{rel} mit den aus der zweidimensionalen Anpassung stammenden Anteilen. Betrachtet man die Anzahl der Bins, in denen die Daten um weniger als ein Sigma, weniger als zwei Sigma, usw. von der Anpassung entfernt sind, so beschreibt der Fit die Daten statistisch gesehen vernünftig. Um den Wert $p_t^{rel} \approx 0.6$ GeV herum erkennt man jedoch, daß das Maximum der Verteilung im Monte Carlo um ein Bin nach links verschoben ist gegenüber den Daten. Dies liegt daran, daß der Charm Anteil relativ zu Beauty zu hoch angesetzt ist. Ein höherer Beauty Anteil würde die Übereinstimmung verbessern. Da ja p_t^{rel} in die zweidimensionale Anpassung eingeht (vergleiche Abschnitt 6.2.3), aus der die Anteile bestimmt werden, liegt der etwas zu niedrige Beauty Anteil wohl an den beiden Bins bei $p_t^{rel} = 2.0$ GeV, die in den Daten so niedrig liegen, daß ein höherer Beauty Anteil nicht zustande kommen kann.

Ein Problem, das bei der Anpassung mit Hilfe des p_t^{rel} Spektrums auftritt und in Abbildung 5.5 nur schwer zu erkennen ist, ist die schlechte Trennung zwischen Charm Signal und uds-Untergrund. Beide Verteilungen sind sich sehr ähnlich und haben ihr Maximum jeweils bei $p_t^{rel} \approx 0.5$ GeV. Da der uds-Anteil aus der Anpassung so klein herauskommt, ist das uds-Spektrum nur schwer am unteren Rand der Abbildung sichtbar. Diese schlechte Trennung ist der Grund, warum bei inklusiven Myonanalysen bisher keine Messung der Charm Produktion durchgeführt werden konnte. Um dies in dieser Analyse tun zu können, muß ein weiterer Schnitt angewendet werden, der den uds-Untergrund so weit unterdrückt, daß er vernachlässigt werden kann. Das geschieht mit Hilfe der in Abschnitt 5.5.4 eingeführten Multi-Impaktparameter Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,T}$. Allerdings ist dieser Schnitt, der die Messung des Charm Anteils in den Daten ermöglicht, mit einer starken Reduktion der Statistik verbunden.

Im Gegensatz dazu ist die Trennung des Beauty Signals von den beiden anderen Anteilen anhand des p_t^{rel} Spektrums sehr gut möglich, was man auch direkt aus der Abbildung ablesen kann. Die rekonstruiert p_t^{rel} Verteilung für die Beauty Ereignismenge ist stark zu hohen Werten hin verschoben gegenüber den Verteilungen von Charm Anteil und uds-Untergrund, mit einem Maximum, das bei einem Wert von $p_t^{rel} > 1$ GeV liegt.

5.4.2 Der Impaktparameter δ

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Hadronen mit schweren Quarks ist ihre relativ lange mittlere Lebensdauer, die ebenfalls zur Definition von geeigneten Observablen verwendet werden kann. Im Ruhesystem des jeweiligen Teilchens wird sie mit τ bezeichnet und liegt für Beauty- und Charm Hadronen in der Größenordnung von $10^{-12}\,s$. Die aus der Lebensdauer resultierende mittlere Zerfallslänge l der schweren Hadronen hängt im Laborsystem noch vom sogenannten *Boost* $\beta\gamma \equiv |\vec{p}|/m$ des Hadrons ab und es gilt:

$$l = \beta\gamma \; c\tau \tag{5.4}$$

Dabei sind β und γ die relative Geschwindigkeit bezüglich der Lichtgeschwindigkeit c und der Lorentzfaktor des Hadrons, $\vec{p}$ und m sein Impuls und seine Masse. Bei HERA beträgt der mittlere Boost $\beta\gamma = 0.7$ für Photoproduktion ($Q^2 < 1$ GeV^2). Die mittlere Zerfallslänge, Lebensdauer und Masse von einigen Hadronen, die Beauty oder Charm Quarks enthalten, sind in Tabelle 2.1 in Kapitel 2 bereits zusammengefaßt worden.

Die Angaben gelten jeweils im Ruhesystem des Teilchens. Damit ergibt sich aus der mittleren Zerfallslänge im Ruhesystem und dem Boostfaktor für Beauty Mesonen im Laborsystem eine mittlere Zerfallslänge von etwa $320\,\mu$m [72].

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes Hadron mit der charakteristischen Zerfallslänge l im Laborsystem mindestens die Strecke L zwischen Erzeugung und Zerfall zurücklegt, beträgt:

$$\mathcal{P}(L) = \exp\left(-\frac{L}{l}\right) \tag{5.5}$$

Da die Spurauflösung in z nicht ausreichend ist, kann in dieser Analyse nur die Lebensdauerinformation in der $r\phi$-Ebene als Observable benutzt werden. Das bedeutet, daß nur die $r\phi$-Projektion von L eine Rolle spielt,

$$L_t = L\ \sin(\theta_{had}), \tag{5.6}$$

wobei θ_{had} der Polarwinkel des zerfallenden Hadrons ist.

Die großen Zerfallslängen der Hadronen mit schweren Quarks können nun ausgenutzt werden, um eine Observable zu definieren, die auf deren Erzeugung sensitiv ist. Eine Möglichkeit stellt die Zerfallslänge L_t in der $r\phi$-Ebene selbst dar, der Abstand zwischen Ursprungs- und Zerfallspunkt. Dazu müßte allerdings auf Detektorniveau der Zerfallsvertex explizit rekonstruiert werden. In dieser Analyse wird ein anderer Ansatz gewählt. Man benutzt die Inkompatibilität einer Spur aus dem Hadronzerfall mit dem Ursprungspunkt des Mutterteilchens. Dies entspricht einer Projektion der Zerfallslänge auf die Normale der Tochterspur und wird als Stoß- oder Impaktparameter δ einer Spur bezeichnet. In Abbildung 5.3 ist der Impaktparameter δ_μ für das Myon aus einem Beauty Zerfall dargestellt Der wahre Wert δ_{true} ist gegeben als der geringste Abstand der Spur vom Ursprungspunkt des Hadrons in der $r\phi$-Ebene. Es gilt:

$$\delta_{true} = L_t\ \sin(\alpha_{true}), \tag{5.7}$$

wobei α_{true} der Winkel zwischen der Spur des Zerfallsteilchens und der Richtung des Hadrons in der $r\phi$-Ebene ist. Der Faktor $\sin(\alpha_{true})$ kompensiert näherungsweise die Abhängigkeit von L_t vom Lorentzboost. Spuren, die sich auf einen Zerfallsvertex eines langlebigen Hadrons zurückführen lassen, zeichnen sich durch große Werte ihrer Impaktparameter aus.

In den bisherigen Analysen bei H1, welche eine inklusive Myon-Ereignismenge zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks benutzen, wird nur der Impaktparameter des Myons aus dem Zerfall selbst betrachtet, nicht aber der von anderen Spuren. Die Unterschiede in der Lebensdauer von Beauty- und Charm Hadronen führt zu signifikant unterschiedlichen Verteilungen im $\delta_{\mu,true}$-Spektrum des Myons, welches für die Myonen aus den Monte Carlo Simulationen in Abbildung 5.6 normiert auf die Gesamtanzahl der Myonen gezeigt ist. Für die in dieser Analyse angewendeten Myonschnitte ergeben sich die Mittelwerte von $\delta_{\mu,true}$ für Beauty Zerfälle von etwa $152\,\mu$m und für Charm Zerfälle von ungefähr $61\,\mu$m.

Um eine experimentell messbare Observable δ zu erhalten, die δ_{true} entspricht, muß man auf Detektorniveau übergehen. Der primäre Vertex entspricht dem Erzeugungspunkt des Hadrons und seine Flugrichtung wird wie bei p_t^{rel} durch eine auf dem Jet basierende Referenzachse $\vec{A}_{jet}/|\vec{A}_{jet}|$ angenähert. Da in dieser Analyse nicht nur der

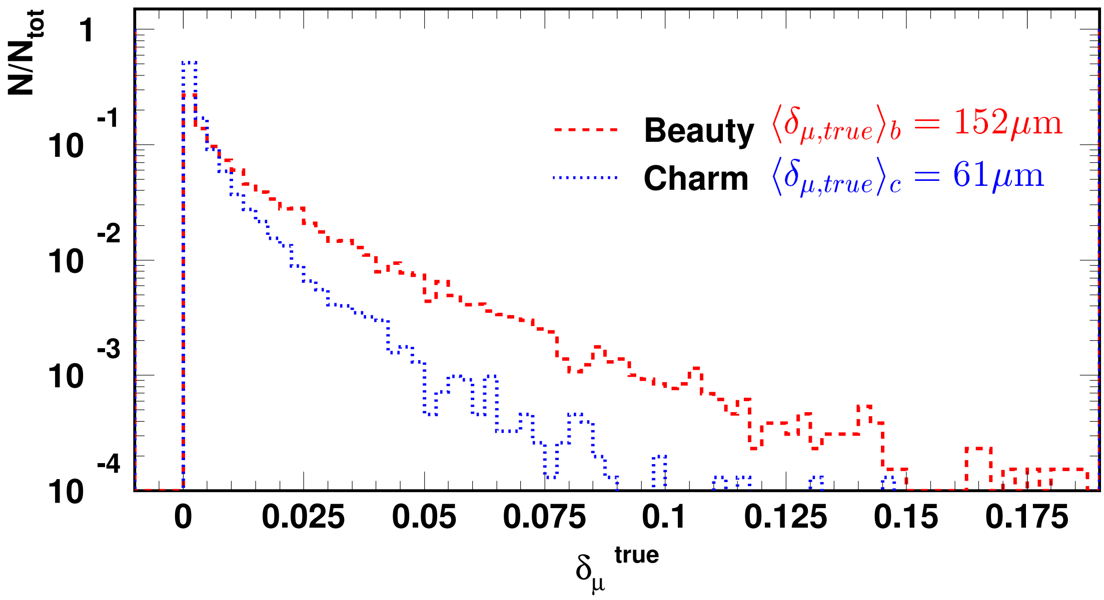


Abbildung 5.6: Auf die Gesamtanzahl der Ereignisse normierte Verteilungen des von PYTHIA simulierten Impaktparameters $\delta_{\mu,true}$ des Myons für Beauty- (gestrichelt) und Charm Ereignisse (gepunktet).

Impaktparameter des Myons, sondern diejenigen aller relevanten Spuren aus den beiden Jets benutzt werden, kann es sich bei dem Jet jetzt sowohl um den Myonjet als auch um den anderen handeln. Im Gegensatz zu p_t^{rel} wird hier jedoch $\vec{A}_{jet} = \vec{p}_{jet}$ gewählt, d.h. der Jetimpuls selbst wird als Referenzachse benutzt.

Das Vorzeichen des Impaktparameters

Der wahre Impaktparameter δ_{true} ist per Definition eine positive Größe. Für den gemessenen Wert δ hingegen, der von der Genauigkeit der Messung abhängt, ist es sinnvoll, ein Vorzeichen einzuführen. In dieses sollte die als Referenzachse gewählte Flugrichtung des Jets eingehen. Man definiert das Vorzeichen von δ als positiv, wenn sich Spur und Jetachse auf derjenigen Seite des primären Vertex schneiden, die in Flugrichtung des Jets, also des Mutterteilchens, liegt, ansonsten negativ. Formal ist das Vorzeichen von δ definiert als

$$sign(\delta) \equiv \frac{\delta}{|\delta|} = \begin{cases} +1 : für \; |\alpha| \leq \pi/2 \\ -1 : für \; |\alpha| > \pi/2 \end{cases}, \text{ mit } \; \alpha = \arccos\left(\frac{\vec{p}_{t,jet} \cdot \vec{dca}'}{|\vec{p}_{t,jet}|\,|\vec{dca}'|}\right). \tag{5.8}$$

Dabei stellt $\vec{dca}'$ den Vektor vom primären Vertex zum dca'-Punkt der Spur dar, und $\vec{p}_{t,jet}$ den Transversalimpuls des assoziierten Jets. Der Winkel α beschreibt also den gemessenen Winkel zwischen der Spurnormalen $\vec{dca}'$ vom Vertex zur Spur und dem Jetimpuls in der $r\phi$-Ebene. In Abbildung 5.7 ist die Vorzeichenkonvention für δ schematisch dargestellt. Links ist eine Situation aufgezeigt, in welcher der Schnittpunkt

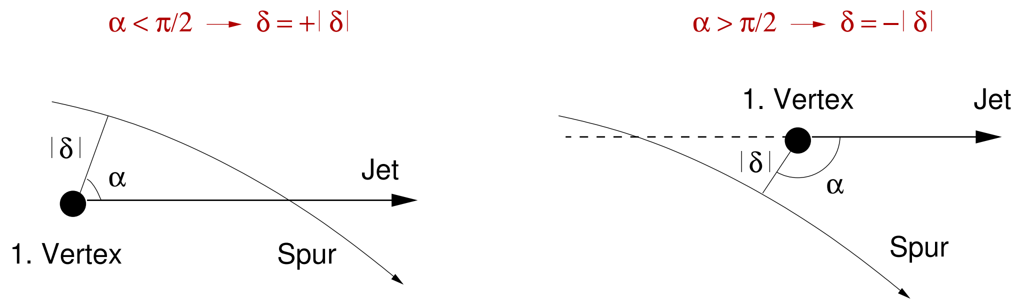


Abbildung 5.7: Die Vorzeichenkonvention des Impaktparameters δ.

der Zerfallsspur mit der Jetachse in Flugrichtung des Jets liegt. Der Winkel α hat einen Betrag kleiner als $\pi/2$ und der Impaktparameter ist positiv. Auf der rechten Seite der Abbildung dagegen liegt der Schnittpunkt vom primären Vertex aus gesehen in entgegengesetzter Richtung des Jet, der Winkel α ist betragsmäßig größer als $\pi/2$ und δ ist negativ.

Nach Definition ist der Impaktparameter δ damit bis auf das Vorzeichen mit dem Spurparameter dca' (Abschnitt 4.4.4) einer nicht vertex-gefitteten Spur identisch. Dabei wird dca' relativ zum primären Ereignisvertex gemessen. Während in das Vorzeichen von dca' nur die Spur und die Position des primären Vertex eingehen, spielt beim Impaktparameter δ jedoch auch die Flugrichtung des Jets, dem die Spur angehört, eine Rolle.

Somit ist der Impaktparameter δ eindeutig festgelegt und es gilt:

$$\begin{aligned}\delta \;=\; sign(\delta) \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|} \left[\left(-\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right) \sin(\phi_0) \;-\; x_V \right)^2 \right.\right. \\ \left.\left. + \left(+\left(\frac{1}{\kappa} - dca\right) \cos(\phi_0) \;-\; y_V \right)^2 \;\right]^{1/2} \right) \qquad (5.9)\end{aligned}$$

Zusammenfassend braucht man also folgende Informationen, um den Impaktparameter einer Spur zu bestimmen:

- Die Position des primären CSPRIM Vertex als Ursprungspunkt des Mutterteilchens.
- Die Spurparameter der nicht vertex-gefitteten Spur einschließlich der Fehler.
- Die Achse des Jets, dem die Spur angehört, als Näherung der Flugrichtung des zerfallenden Hadrons.

Die Benutzung des Impaktparameters anstatt der Zerfallslänge hat im wesentlichen zwei Vorteile. Wie oben schon angesprochen, muß der sekundäre Zerfallsvertex bei der Benutzung des Impaktparameters als Observablen nicht bekannt sein, also muß er auch nicht rekonstruiert werden. Zudem hängt δ als Projektion der Zerfallslänge nur schwach vom Boost des zerfallenden Hadrons ab, und untersucht dessen Lebensdauerinformation daher auf eine direktere Weise als die Zerfallslänge, die proportional zum Boost ist.

Es wird erwartet, daß Spuren, die direkt vom primären Vertex stammen, eine symmetrische Verteilung des δ-Spektrums um den Wert Null besitzen. Dabei entspricht die Breite der Verteilung der endlichen Meßgenauigkeit. Spuren, die vom Zerfallsvertex eines langlebigen Hadrons ausgehen, sollten dagegen einen Überschuß bei positiven Werten von δ aufweisen. Durch einen Schnitt auf $\delta_{cut} \geq 0.0\,\text{cm}$ werden dann Spuren aus schweren Zerfällen angereichert, und zwar umso mehr, je asymmetrischer die Ausgangsverteilung war.

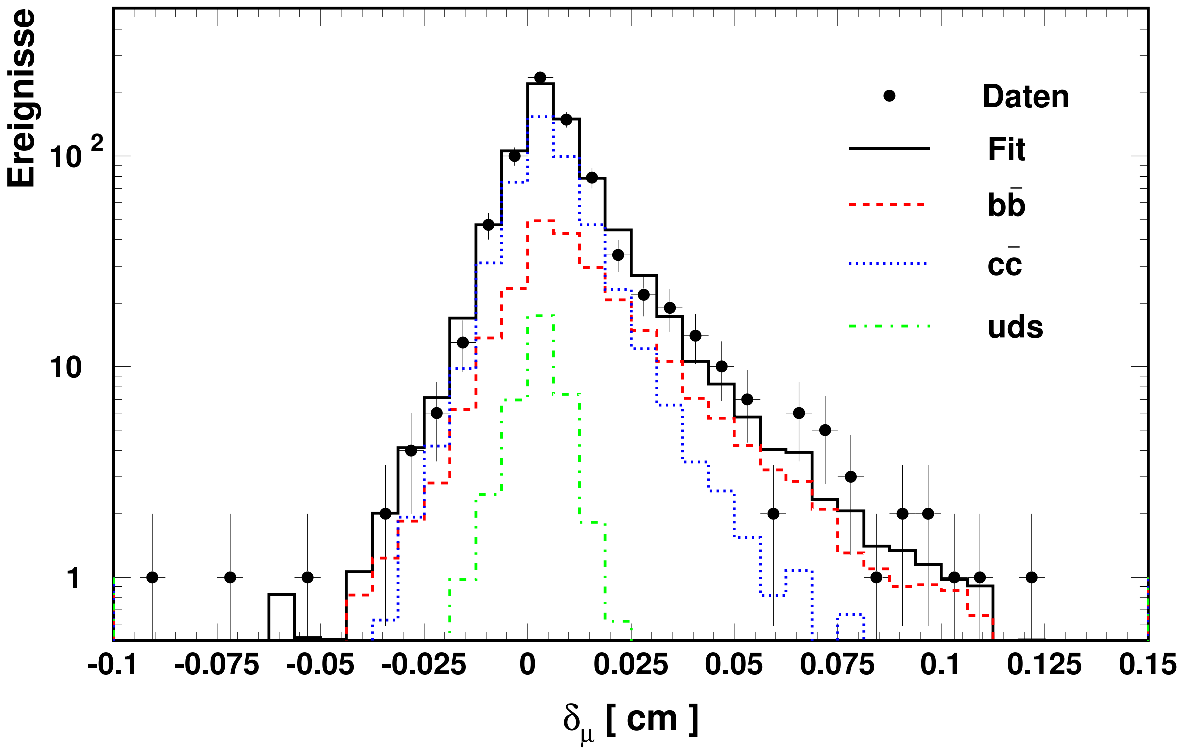


Abbildung 5.8: Die Kontrollverteilung für die Observable δ des Myons mit den Anteilen von Beauty, Charm und *uds* aus der finalen zweidimensionalen Anpassung mit drei Komponenten.

Die Meßgenauigkeit von δ hängt vor allem von der endlichen Auflösung des Impaktparameters selbst ab, wobei damit eigentlich die Auflösung des Betrags von δ gemeint ist. Deren Zusammensetzung wird im nächsten Unterabschnitt ausführlich diskutiert. Da in die Vorzeichendefinition aber neben der Spurrichtung auch die Jetachse eingeht, spielt auch die Auflösung der Jetachsenrichtung eine Rolle. Im Impaktparameterspektrum der Signalereignisse mit schweren Quarks würde eine schlechte Jetauflösung zu einer steigenden Anzahl von Spuren führen, die zwar über einen signifikant großen wahren Wert δ_{true} verfügen, der aber als negativer Impaktparameter δ rekonstruiert werden würde. Der Impaktparameter würde also das falsche Vorzeichen erhalten und dadurch wäre es nicht möglich, Lebensdauer-Effekte von einer schlecht beschriebenen Auflösung zu trennen.

Abbildung 5.8 zeigt die Kontrollverteilung des Myon Impaktparametes. Man erkennt deutlich, daß der *uds*-Anteil fast symmetrisch um Null verteilt ist, während

Charm und vor allem Beauty eine Asymmetrie zu positiven Werten hin aufweisen. Die Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Simulation ist sehr gut.

Zur Illustration des Impaktparameters des Myons und zur Motivation, noch In-

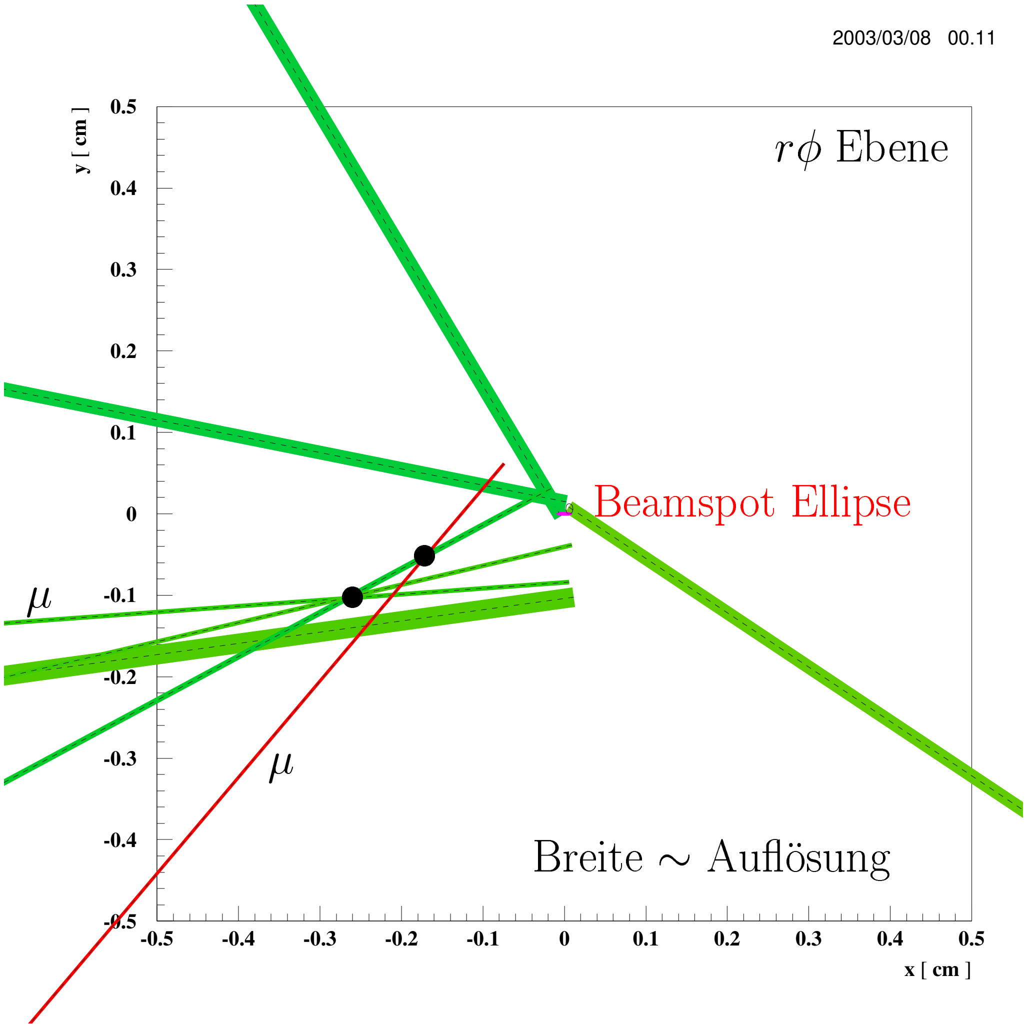


Abbildung 5.9: Vergrößerter Auschnitt der Region in $r\phi$ um den primären Vertex eines Signalkandidaten aus dem Jahr 2000. Für weitere Informationen siehe Text.

formation von weiteren Spuren zu nutzen, betrachte man Abbildung 5.9. Dort ist nochmals eine vergrößerte Darstellung der Region um den primären Vertex in der xy- bzw. $r\phi$-Ebene gezeigt, wobei es sich dieses Mal um einen Ereigniskandidaten aus dem Jahr 2000 handelt. Für eine genaue Erklärung der dargestellten Elemente siehe Text zu Abbildung 5.4. Bei dem hier vorliegenden Ereignis scheint es sich um einen Kaskadenzerfall zu handeln, die wahrscheinlichen Zerfallsvertizes sind mit dicken Punkten gekennzeichnet. Das Ereignis enthält zwei Myonkandidaten, was den Schluß nahelegt, daß sowohl B- als auch D-Meson semi-myonisch zerfallen sind. Man kann erkennen, daß beide Myonen und auch noch weitere Spuren eine signifikante Lebensdauerinformation tragen. Um eine möglichst gute Trennung der verschiedenen Anteile in den Daten zu erhalten, sollte man deshalb die Information aller relevanten Spuren in einem

Ereignis kombinieren, und nicht nur jeweils einen Myonkandidaten alleine betrachten. Dies geschieht in der Multi-Impaktparameter Methode, die in Abschnitt 5.5 vorgestellt wird.

Die Auflösung des Impaktparameters

Die Auflösung σ_δ des Impaktparameters δ ist selbst eine wichtige Größe. Das gilt nicht nur, weil sie in die Observable der Multi-Impaktparameter (MIP) Methode eingeht, sondern auch, weil man wissen muß, wie genau der Impaktparameter relativ zum primären Vertex überhaupt gemessen werden kann. Dies ist nämlich entscheidend für das Trennungsvermögen der Observablen δ. In diesem Abschnitt wird zwar die Auflösung des Impaktparameters allgemein, d.h. für eine beliebige Spur, betrachtet, die quantitativen Angaben beziehen sich hier aber immer nur auf die Myonkandidaten. Die Impaktparameter-Auflösungen der anderen zur MIP Methode beitragenden Spuren werden später quantitativ behandelt (Abschnitt 5.5.1). Dabei ist neben der fehlenden Myonidentifikation der gelockerte Schnitt auf den Transversalimpuls der einzige signifikante Unterschied bei deren Selektion.

Da der Mittelwert für $\delta_{\mu,true}$ aus Beauty- bzw. Charm Zerfällen bei etwa 150 μm bzw. 60 μm liegt, muß die Auflösung des Impaktparameters in der Größenordnug von 100 μm liegen, um zwischen den beiden Quellen unterscheiden zu können. Die Auflösung der Spur darf höchstens so groß sein wie die Lebensdauerinformation selbst, sonst ist die Messung nicht sinnvoll. Abbildung 5.10 zeigt links die Auflösung des Myon Impaktparameters ($\delta_\mu - \delta_\mu^{true}$) und rechts den rekonstruierten Wert δ_μ jeweils von oben nach unten für Myonkandidaten aus Beauty, Charm und *uds* Monte Carlo Ereignissen. Die mittleren Fehler für die Auflösung des Myon Impaktparameters sind bei allen drei Quellen relativ ähnlich und liegen in etwa knapp unterhalb der zur Trennung mindestens erforderlichen 100 μm. Der Mittelwert der rekonstruierten Impaktparameterverteilung des Myons verschiebt sich gegenüber dem Mittelwert von $\delta_{\mu,true}$ aufgrund der endlichen Meßgenauigkeit jeweils zu etwas kleineren Werten. Er beträgt 93 μm für Beauty und 41 μm für Charm. Bei *uds* ist der Mittelwert von 3 μm mit dem wahren Wert von Null verträglich. Da also beim Myon die Auflösung des Impaktparameters die gleiche Größenordnung wie der gemessene Wert selbst besitzt, ist das genaue Verständnis der Auflösung äußerst wichtig für eine erfolgreiche Trennung der Quellen. Daher wird sie nun detailliert untersucht.

Die Auflösung σ_δ setzt sich zusammen aus einem Spurbeitrag und einem Beitrag des primären Vertex:

$$\sigma_\delta = \sigma_{dca'} \oplus \sigma_{PV\perp} \quad . \tag{5.10}$$

In Abbildung 5.11 sind die verschiedenen Beiträge zum besseren Verständnis graphisch dargestellt. Die Darstellung ist maßstabsgerecht, man beachte die Achsenbeschriftungen. im Folgenden werden diese Beiträge ausführlich diskutiert.

Der exakte Fehler des Spurparameters dca' ergibt sich über eine Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 4.9 und der Fehlermatrix der Spurparameter relativ zum H1-Koordinatenursprung. Da der primäre CSPRIM-Vertex in der $r\phi$-Ebene aber nie mehr als einige Millimeter vom Ursprung entfernt liegt, und die Spuren aufgrund der Anforderung an den Transversalimpuls ($p_t > 2.5$ GeV für Myonkandidaten und $p_t > 0.7$ GeV

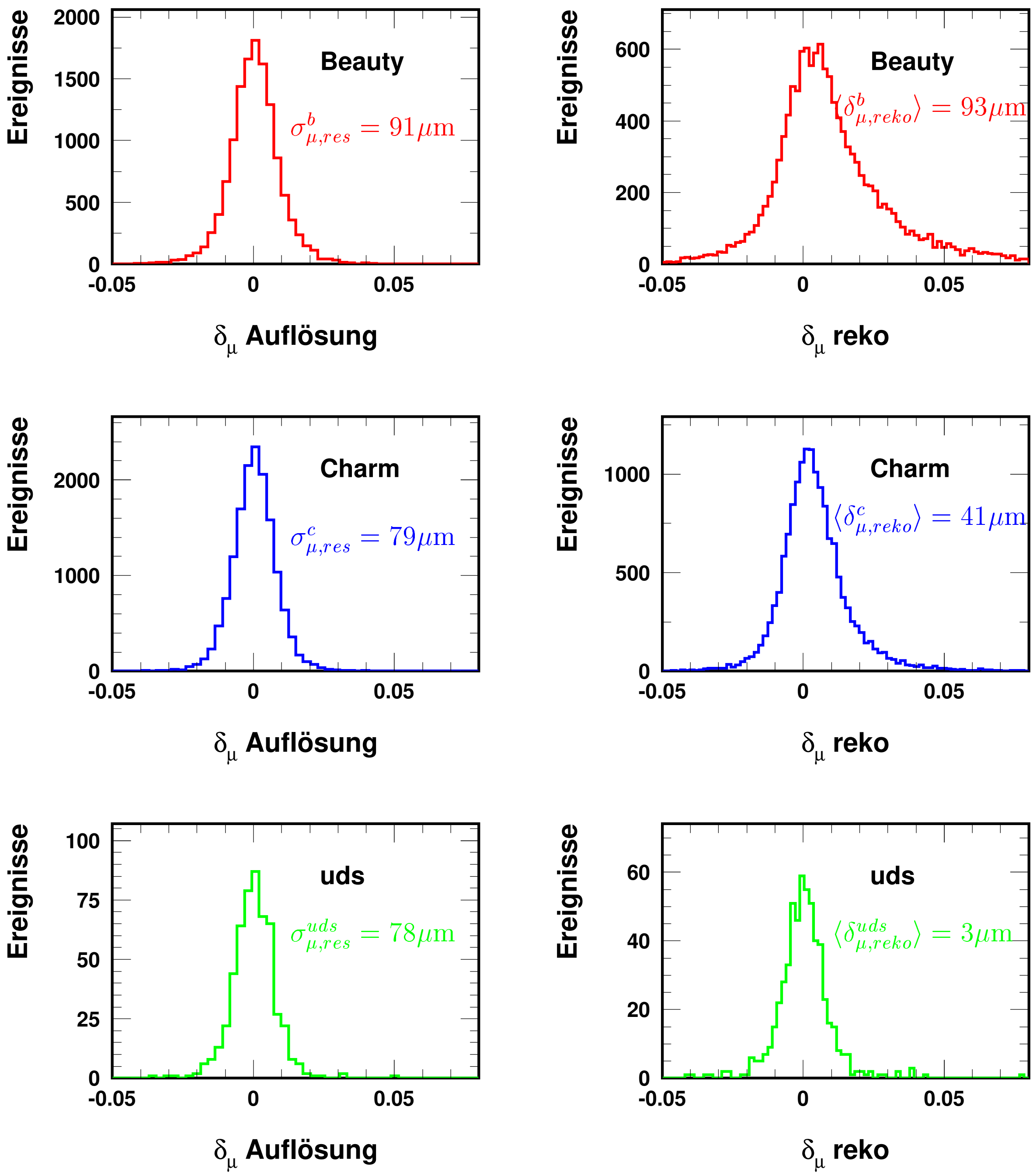


Abbildung 5.10: Die Auflösung (linke Spalte) und der rekonstruierte Wert (rechte Spalte) des Impaktparameters δ_μ des Myons für Beauty (oben), Charm (Mitte) und *uds* (unten) Monte Carlo Ereignisse.

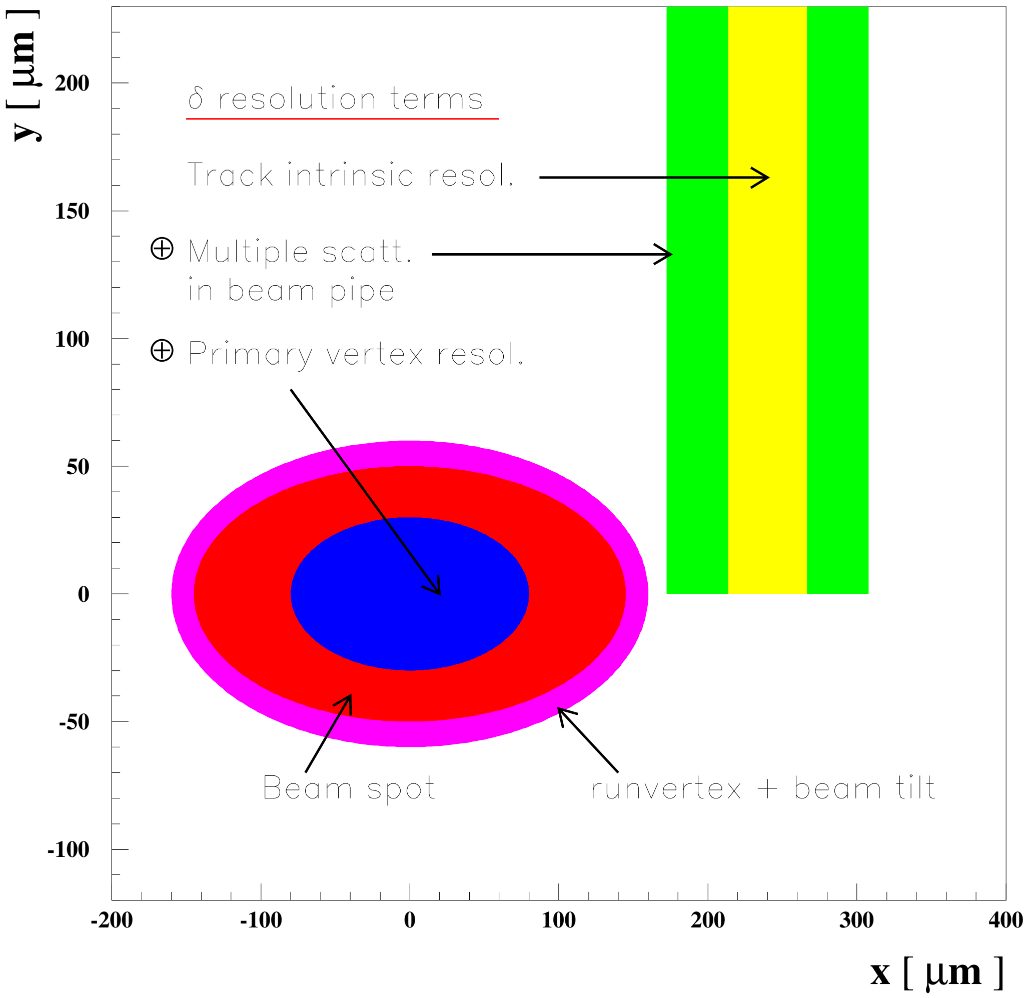


Abbildung 5.11: Maßstabsgerechte graphische Darstellung der verschiedenen Quellen, die zur Auflösung des Impaktparameters δ beitragen.

für die anderen Spuren) in guter Näherung Geraden sind, kann man ohne weiteres $\sigma_{dca'} = \sigma_{dca}$ setzen und es ergibt sich:

$$\sigma_\delta \;=\; \sigma_{dca} \oplus \sigma_{PV\perp} \quad . \tag{5.11}$$

Der Fehler auf den Spurparameter dca wiederum setzt sich ebenfalls aus zwei Anteilen zusammen, siehe Gleichung 4.5 in Abschnitt 4.4.1: Einer intrinsischen Auflösung, die für Spuren mit mindestens zwei CST-Treffern etwa $33\,\mu$m beträgt und einem Beitrag der Vielfachstreuung im Strahlrohr, der abhängig vom Transversalimpuls der Spur den Wert $90\,\mu\mathrm{m}\,/\,p_t[\mathrm{GeV}]$ annimmt.

Aus dem Fehler des primären Vertex geht nur die Projektion der Fehlermatrix in der xy-Ebene auf den Normalenvektor der Spur am dca'-Punkt in die Auflösung des Impaktparameters ein. Für die Projektion gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_{PV\perp} \;=\; & \sin^2\phi_0' \cdot \sigma^2_{x_{PV}} + \cos^2\phi_0' \cdot \sigma^2_{y_{PV}} \\ & - 2\,\sin\phi_0'\,cos\phi_0' \cdot \mathrm{cov}(x_{PV}, y_{PV}) \;, \end{aligned} \tag{5.12}$$

wobei ϕ_0' der Azimutwinkel der Spur am dca'-Punkt bezüglich des primären Vertex ist. $\sigma^2_{x_{PV}}$, $\sigma^2_{y_{PV}}$ und $\mathrm{cov}(x_{PV}, y_{PV})$ sind die Fehlermatrixelemente des primärer Vertex in der xy-Ebene. Als primärer Vertex wird der in Abschnitt 4.6.2 beschriebene CSPRIM Vertex benutzt. Seine Auflösung setzt sich wiederum zusammen aus der quadratischen Addition von der Größe des Beamspots mit dem relativ kleinen Fehler auf die Runvertexbestimmung, abzüglich der Verbesserung durch die beim Vertexfit benutzte Spurinformation des Ereignisses. Mathmatisch korrekt formuliert lautet die Formel für die inverse Fehlermatrix des CSPRIM-Vertex, die sogenannte Hesse-Matrix H_{PV}:

$$\begin{aligned}
V_{PV}^{-1} = H_{PV} &= \sum_{i=1}^{N(PV)} \frac{1}{\sigma^2_{dca'_i}} \begin{pmatrix} n'^2_{x,i} & n'_{x,i} \cdot n'_{y,i} \\ n'_{x,i} \cdot n'_{y,i} & n'^2_{y,i} \end{pmatrix} + H_{BS} + H_{RV} \ , && (5.13) \\
\text{mit } H_{BS} &= \begin{pmatrix} 1/bs_x^2 & 0 \\ 0 & 1/bs_y^2 \end{pmatrix} \text{ und} && (5.14) \\
H_{RV} &= \begin{pmatrix} 1/\sigma^2_{x_{RV}} & 0 \\ 0 & 1/\sigma^2_{y_{RV}} \end{pmatrix} . && (5.15)
\end{aligned}$$

dabei sind $n'_{x,i} = -p'_{y,i}/p'_{t,i}$ und $n'_{y,i} = p'_{x,i}/p'_{t,i}$ die Komponenten des Normalenvektors der Spur i am dca'_i-Punkt, und $\sigma_{dca'_i}$ deren Fehler auf den Spurparameter dca'_i. Die Summe geht über alle $N(PV)$ Spuren, die in den CSPRIM Vertexfit in der $r\phi$-Ebene eingehen. In die Hesse-Matrix H_{BS} des Beamspots gehen die Breiten $bs_x = 145\,\mu$m und $bs_y = 25\,\mu$m der Beamspot Ellipse ein, und in die Hesse-Matrix H_{RV} der Runvertex-Bestimmung deren Fehler $\sigma_{x_{RV}}$ und $\sigma_{y_{RV}}$, die im Bereich 4-20 μm liegen. Man kann erkennen, daß der Fehler des CSPRIM-Vertex für den Fall, daß keine Spuren benutzt werden, der um den Fehler der Runvertexbestimmung leicht verbreiterten Beamspot Ellipse entspricht.

In Tabelle 5.1 sind die verschiedenen Quellen, die zur Auflösung des Impaktparameters beitragen, nochmals zusammen mit ihren aus den Daten bestimmten Werten aufgelistet. Insgesamt ergibt sich für die mittlere Auflösung der in dieser Analyse betrachteten Spuren der Myonkandidaten ein Wert von 90 μm, wie schon in Abbildung 5.10 dargestellt. Dies sollte zur Trennung von Beauty- und Charmereignisse ausreichen.

Quelle der Auflösung	Wert
Intrinsische Spurauflösung	$\approx 33\ \mu$m
Anteil der Vielfachstreuung	$\approx 90\ \mu\mathrm{m}\,/\,p_t\,[\mathrm{GeV}]$
Beamspotbreite in x	145 μm
Beamspotbreite in y	25 μm
Fehler der Runvertexbestimmung	4-20 μm
Mittelwert von $\sigma_{x_{PV}}$ (CSPRIM)	60 μm
Mittelwert von $\sigma_{y_{PV}}$ (CSPRIM)	24 μm

Tabelle 5.1: Auflistung der verschiedenen Quellen, die zur Auflösung des Impaktparameters δ beitragen.

5.5 Die Multi-Impaktparameter Methode (MIP)

Um die Lebensdauerinformation von allen relevanten Spuren eines Ereignisses auszunutzen, werden deren Impaktparameter zur Multi-Impaktparameter (MIP) Methode kombiniert. Die MIP Methode wurde erstmals vom ALEPH-Experiment am Forschungszentrum CERN in der Schweiz angewendet, um das Verhältnis der Zerfallsbreiten $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to hadrons}$ zu bestimmen [73]. Der bei dem e^+e^--Streuexperiment angewendete Algorithmus zur Identifizierung des Zerfalls $Z \to b\bar{b}$ kann dabei nicht ohne weiteres für die Zwecke dieser Analyse übernommen werden. Darum wird er an die Eigenschaften der vom H1-Detektor bei HERA beobachteten ep-Streuung angepaßt, um in den selektierten Daten die Anteile an Beauty-, Charm- und uds-Ereignissen zu trennen.

Der Impaktparameter selbst wurde schon in Abschnitt 5.4.2 detailiert behandelt. Im Folgenden wird die Spurauswahl der für die Multi-Impaktparameter Methode in Frage kommenden Spuren erläutert und die zur Trennung von Beauty-, Charm- und Leichtquark-Anteil benutzte Observable $\mathcal{P}_{MIP}$ definiert und diskutiert. Die Spurauswahl wird dabei auf die in Kapitel 4 ausgewählte Ereignismenge von 1215 Ereignissen mit 1225 Myonkandidaten angewendet.

5.5.1 Die Spurauswahl

Grundlage der Spurselektion sind nicht an einen Vertex angepaßte Spuren, die im CST gemessen worden sind. Da es sich um Spuren aus einem schweren Zerfall handeln soll, werden nur Spuren aus den beiden ausgewählten Jets mit den höchsten Transversalimpulsen betrachtet. Im Falle der Produktion schwerer Quarks entsprechen die beiden Jets ja gerade den Zerfallsteilchen der beiden schweren Hadronen und beinhalten daher deren Lebensdauerinformation. Die Zuordnung der Spuren zu den Jets erfolgt hierbei über den Jetalgorithmus (Abschnitt 4.8.1). im Folgenden werden Jets in Ereignissen mit Beauty Produktion als Beauty Jets bezeichnet, entsprechendes gilt für die anderen Quarkflavours.

Aufgrund des Winkelschnitts auf die Jets (Abschnitt 4.8.2) liegt die Jetachse innerhalb der CST-Akzeptanz, was den Winkelbereich der im Jet enthaltenen Spuren bereits einschränkt. Im Falle einer am Rande der CST-Akzeptanz liegenden Jetachse können aber auch Spuren, die außerhalb des CST liegen, dem Jet zugeordnet werden. Deshalb wird zusätzlich der Winkelbereich für die Spuren auf $30° < \theta < 150°$ beschränkt. Um eine gute Spurauswahl zu gewährleisten, sind noch weitere Anforderungen an die Spuren notwendig. Diese sind eng an die Myon-Schnitte im inneren Spursystem (Abschnitt 4.5.1) angelehnt.

Da ein Hadron nicht das Myonsystem zu erreichen braucht, kann die Anforderung an den Transversalimpuls gelockert werden. Um jedoch die Auflösung des Impaktparameters aufgrund von Vielfachstreuung nicht allzu sehr anwachsen zu lassen, wird $p_t > 0.7$ GeV gefordert. Der Schnitt auf die radiale Spurlänge der CJC-Spur in den Jetkammern wird gegenüber dem Myonschnitt variiert. Weil sie stark vom Polarwinkel θ abhängt, wird ein winkelabhängiger Spurlängenschnitt angewendet. Dazu wird als erstes entsprechend den Spurparametern θ und z_0' (bezüglich des primären Vertex) der Austrittsradius $r_{max}^{CJC}(\theta)$ der Spur aus den Jetkammern berechnet, wobei natürlich

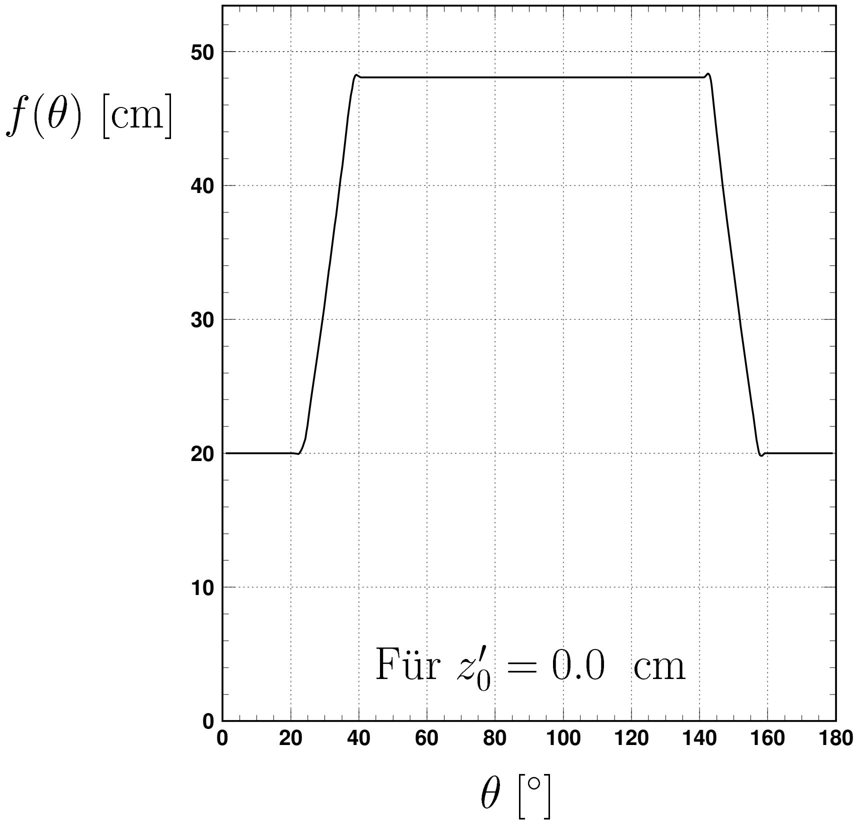


Abbildung 5.12: Die Funktion $f(\theta)$ des radialen Spurlängenschnitts in den Jetkammern ist für $z_0' = 0.0$ cm gegen den Polarwinkel θ aufgetragen.

die Geometrie der Jetkammern (-112.5 cm $< z_{CJC} <$ 107.5 cm, 20.3 cm $< r_{CJC} <$ 84.4 cm) ebenfalls eingeht:

$$r_{max}^{CJC}(\theta) = \mathrm{Min}(\,84.4\,\mathrm{cm},\, r_{max}(\theta)\,)\;, \quad mit \tag{5.16}$$

$$r_{max}(\theta) = \begin{cases} (107.5\,\mathrm{cm} - z_0')\,\tan(\theta) & : \theta < 90° \\ 84.4\,cm & : \theta = 90° \\ -(112.5\,\mathrm{cm} + z_0')\,\tan(\theta) & : \theta > 90° \end{cases} \tag{5.17}$$

Da der äußere Radius der CJC2 84.4 cm beträgt, ist dies der maximal mögliche Austrittsradius. Aus der Differenz von $r_{max}^{CJC}(\theta)$ und dem inneren Radius der CJC1 von 20.3 cm ergibt sich dann die maximal mögliche radiale Länge der Spur. Als Qualitätskriterium für die Spurmessung in der CJC wird gefordert, daß die gemessene radiale Spurlänge mindestens 75 % davon beträgt. Damit aber überhaupt eine präzise Messung der Spurparameter realisierbar ist, muß sie in jeden Fall eine radiale Mindestlänge von 20.0 cm aufweisen:

$$f(\theta) = \mathrm{Max}(\,20.0\,\mathrm{cm},\; 0.75 \cdot (\,r_{max}^{CJC}(\theta) - 20.3\;cm)\,) \tag{5.18}$$

In Abbildung 5.12 ist $f(\theta)$ für $z_0' = 0.0$ cm dargestellt. Man erkennt, daß die Winkelabhängigkeit nur in einem begrenzten Bereich zur Geltung kommt. Für zentrale

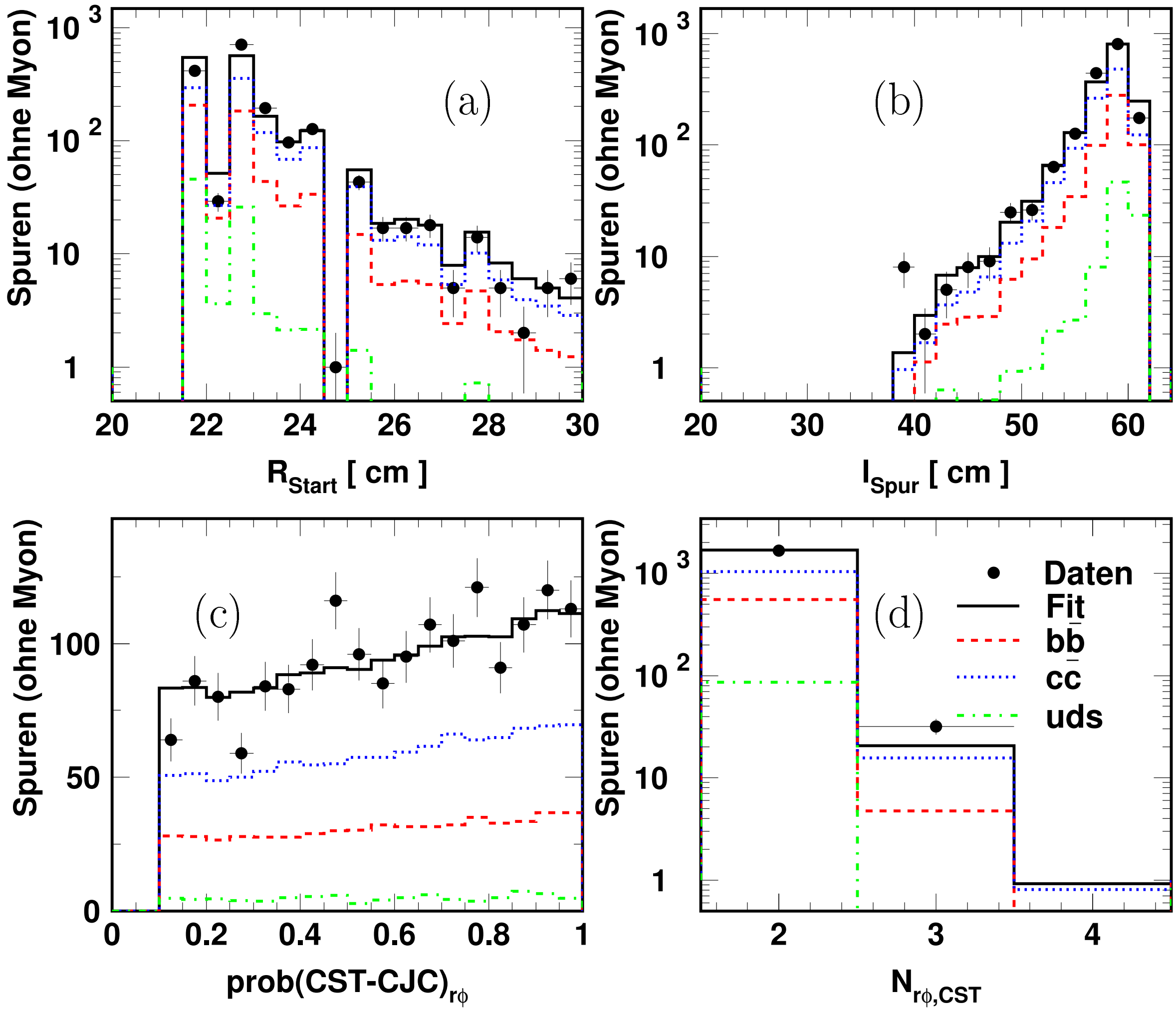


Abbildung 5.13: Kontrollverteilungen der selektierten Spuren die Spurschnitte betreffend, ohne die Spur des Myons.

Spuren um $\theta = 90°$ entspricht der Schnitt einer radialen Mindestlänge von 48.075 cm. Der Spurlängenschnitt sorgt dafür, daß die Parameter der CJC-Spur mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Damit auch die Extrapolation zum CST relativ gut ist, d.h. nicht über eine zu lange Strecke erfolgen muß, wird für den Startradius der CJC-Spur noch $R_{Start} \leq 30$ cm gefordert.

Bei der Myonidentifikation geht man von vertex-gefitteten Spuren aus. Diese sind also auch in z mit dem primären Vertex kompatibel. Bei der Multi-Impaktparameter Methode dagegen geht man sinnvollerweise von nicht-vertex-gefitteten Spuren aus, da man ja gerade den Abstand zu diesem ausnutzen will. (Zur Berechnung des Impaktparameters der Myonkandidaten werden natürlich ebenfalls die nicht-vertex-gefitteten Spuren benutzt, die vertex-gefittete Spurhypothese spielt nur bei der Identifikation eine Rolle.) Aufgrund der unterschiedlichen Messgenauigkeiten wird aber nur die $r\phi$-Ebene für die Impaktparameterbestimmung herangezogen. Damit die Spur in der weniger präzise gemessene z-Richtung nicht außerhalb des Wechselwirkungsbereichs liegt, wird der Schnitt $|z_0| < 40$ cm angewendet.

Parameter	Schnitt
Polarwinkel	$30° < \theta < 150°$
z-Koordinate am *dca*-Punkt	$\lvert z_0 \rvert < 40$ cm
Transversaler Impuls	$p_t > 0.7$ GeV
Spurlänge der CJC-Spur	$l_{Spur} \geq f(\theta)$
Startradius der CJC-Spur	$R_{Start} \leq 30$ cm
Anzahl Treffer im CST in $r\phi$	$N_{r\phi,CST} \geq 2$
Wahrscheinlichkeit der Spuranpassung in $r\phi$	$\mathcal{P}(\chi^2_{r\phi,CJC-CST}, N_{r\phi,CST}) \geq 0.1$
Impaktparameter	$0.0 \text{ cm} < \delta < 0.3$ cm

Tabelle 5.2: Zusammenfassung aller Schnitte für die Spurauswahl der in die Multi-Impaktparameter Methode eingehenden Spuren.

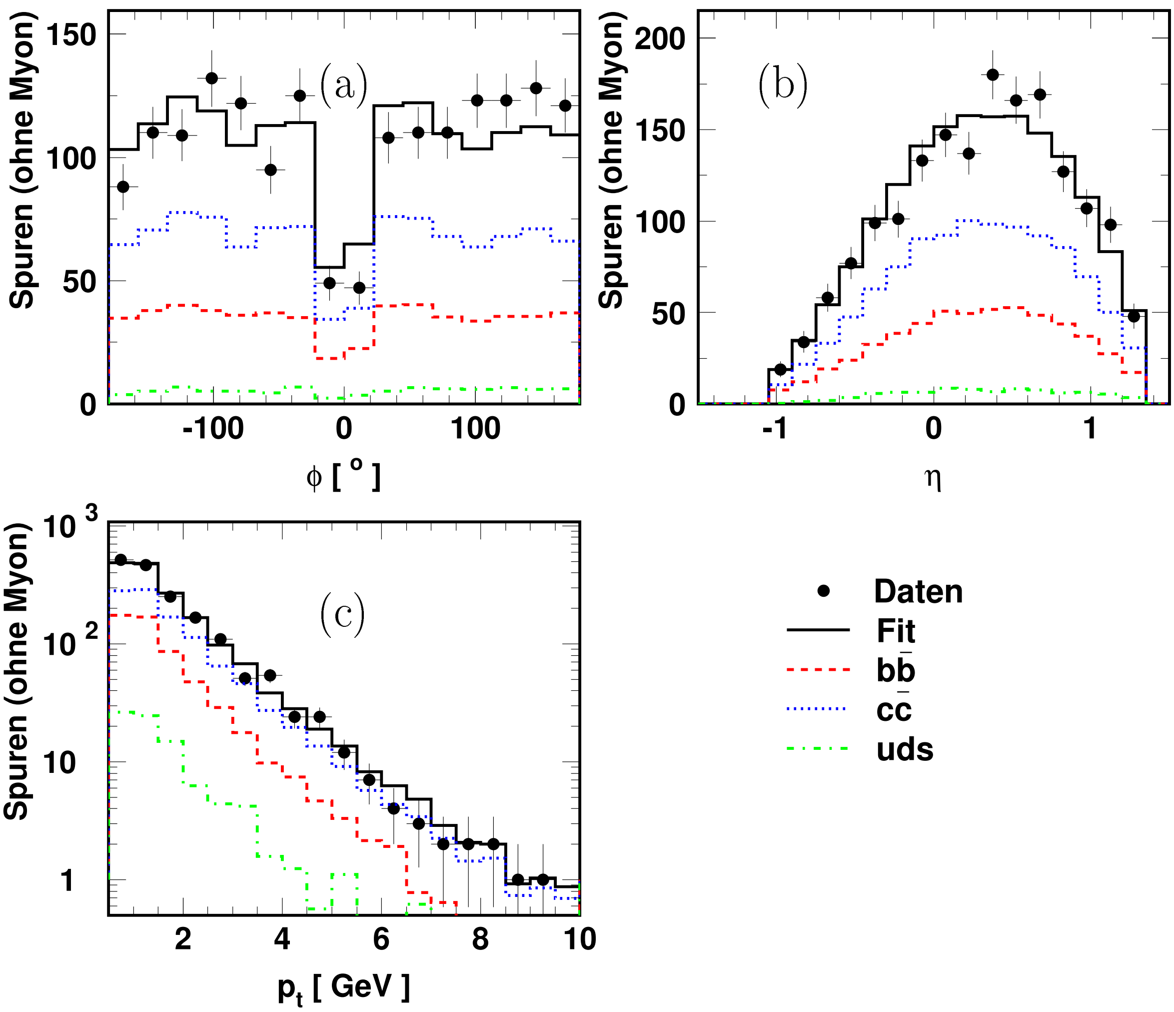


Abbildung 5.14: Kinematische Kontrollverteilungen der selektierten Spuren ohne die Spur des Myons.

Was die CST-Information der Spuren betrifft, sind die Schnitte mit denen auf den Myonkandidaten identisch. Die Spur muß ebenfalls über mindestens zwei CST-Treffer in der $r\phi$-Ebene verfügen und die Wahrscheinlichkeit der Anpassung von CJC- und CST-Information in der $r\phi$-Ebene muß mindestens 10 % betragen. Damit ist eine gute Spurqualität im Wechselwirkungsbereich gewährleistet. An den Impaktparameter selbst werden auch noch Forderungen gestellt. Um sicherzustellen, daß sein Wert nicht von der Auflösung dominiert ist, werden Spuren mit negativem Impaktparameter verworfen. (Für Studien zur Auflösung des Impaktparameters wird dieser Schnitt natürlich weggelassen.) Zusätzlich darf er nicht größer als 0.3 cm sein. Spuren mit einem größeren Impaktparameter stammen meist nicht aus dem Zerfall eines schweren Hadrons. Es handelt sich dabei vor allem um Spuren aus Zerfällen von relativ langlebigen neutralen Hadronen (K^0, Λ) oder γ-Konversionen, welche die Messung verzerren. Diese Zerfälle werden aufgrund des Öffnungswinkels zwischen den Töchterteilchen, der in Blasenkammeraufnahmen sichtbar gemacht werden kann, auch als V0-Zerfälle bezeichnet. Alle Schnitte der Spurselektion sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Abbildung 5.13 zeigt Kontrollverteilungen zu den Größen der Spurselektion für alle ausgewählten Spuren, ohne den Myonkandidaten. In den Teilen (a) und (b) sind die miteinander korrelierten Größen des Startradius R_{Start} und der Spurlänge l_{Spur} der CJC-Spur dargestellt. Bis auf die ersten drei Bins bei einem Startradius von 22 cm, bei denen das Monte Carlo im drei Sigma Bereich von den Daten abweicht, beschreibt das Monte Carlo die Daten gut. Entsprechend der fehlenden Übereinstimmung bei kleinen Startradien ist die Spurlänge dann bei großen Werten, d.h. im letzten Bin, schlechter beschrieben, der Rest der Verteilung paßt auch hier gut. Die in den Teilen (c) und (d) abgebildeten CST-bezogenen Größen der Anpassungswahrscheinlichkeit für das Verbinden der CST-Treffer mit der CJC-Spur in $r\phi$ und der Anzahl der CST-Treffer in $r\phi$ sind im Monte Carlo gut wiedergegeben.

In Abbildung 5.14 sind kinematische Kontrollverteilungen der selektierten Spuren ohne die Spuren der Myonkandidaten dargestellt. Aufgrund eines toten Bereiches in der Jetkammer ist in der ϕ-Verteilung ein Loch bei etwa 0° sichtbar. Das Monte Carlo beschreibt diese Verteilung relativ gut, auch wenn der tote Bereich gegenüber den Daten leicht überschätzt wird. Die Verteilung der Pseudorapidität der selektierten Nicht-Myonspuren wird vom Monte Carlo sehr gut wiedergegeben. Der Transversalimpuls der Spuren stimmt ebenfalls gut überein, lediglich in zwei Bins zwischen 3 und 4 GeV tritt eine größere Abweichung auf, die jedoch in verschiedene Richtungen geht, so daß keine Systematik erkennbar ist.

Die Auflösung des Impaktparameters für Nicht-Myonspuren

Durch die Hinzunahme von anderen ausgewählten Spuren aus den beiden hochenergetischen Jets zur Spur des Myonkandidaten, wird versucht, die Trennung zwischen den drei Quellen zu verbessern. Dazu ist es notwendig, daß die selektierten Spuren der Beauty- und der Charm Ereignismenge ebenfalls Lebensdauerinformation aus dem Zerfall des schweren Hadrons enthalten. Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung des wahren Impaktparameters $\delta_{o,true}$ der Nicht-Myonspuren normiert auf die Gesamtanzahl der Spuren für das Beauty- und das Charm Monte Carlo. Im Gegensatz zu den entsprechenden Spektrem der Myonkandidaten (Abbildung 5.6) erkennt man hier einen

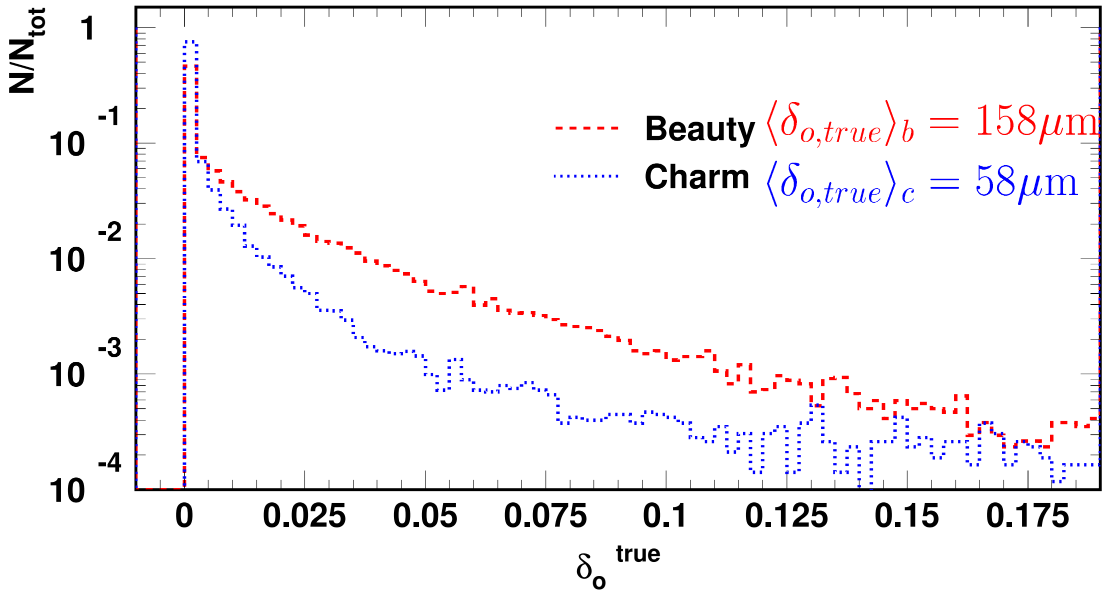


Abbildung 5.15: Auf die Gesamtanzahl der Ereignisse normierte Verteilungen des von PYTHIA simulierten Impaktparameters $\delta_{o,true}$ aller selektierten Spuren ohne Schnitt auf $\delta_o > 0.$ und ohne die Myonkandidaten für Beauty- (gestrichpunktet, rot) und Charm Ereignisse (gepunktet, blau).

erhöhten Peak im ersten Bin bei Null, der von Spuren aus den Jets herrührt, die direkt vom primären Vertex stammen. Der Anteil der Spuren, die im ersten Bin liegen beträgt im Fall der Charm Ereignisse 75 %, für die mit Beauty 45 %. Bei den Myonkandidaten lagen diese Werte bei 50 % bzw. 25 %. Daß die weiteren Spuren wirkliche Lebensdauerinformation tragen, sieht man daran, daß die Verteilungen zu hohen Werten hin etwas flacher abfallen als bei den Myonkandidaten, sowohl für Beauty als auch etwas weniger ausgeprägt für Charm. Dies hat seine Ursache darin, daß die Spuren der Jets häufig auch aus Kaskadenzerfällen stammen und dann über einen größeren Impaktparameter verfügen können. Aus den Spektren der Nicht-Myonspuren resultieren Mittelwerte für den wahren Impaktparameter $\delta_{o,true}$ von etwa 158 μm für Beauty Zerfälle und von ungefähr 58 μm für Charm Zerfälle, sie liegen also im selben Bereich wie die der Myonkandidaten.

Abbildung 5.16 zeigt links die Auflösung des Impaktparameters $(\delta_o - \delta_o^{true})$ und rechts den rekonstruierten Wert δ_o jeweils von oben nach unten für die Nicht-Myonspuren aus Beauty-, Charm- und *uds*-Monte Carlo Ereignissen. Die mittleren Fehler für die Auflösung des Impaktparameters sind bei allen drei Quellen relativ ähnlich und liegen etwas über den jeweiligen Werten für die Myonkandidaten. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da aufgrund des niedrigeren Schnittes auf den Transversalimpuls von $p_t > 0.7$ GeV die Meßungenauigkeit wegen des erhöhten Anteils an Vielfachstreuung zunimmt.

Die Mittelwerte der rekonstruierten Impaktparameterverteilungen für die Nicht-Myonspuren unterscheiden sich ebenfalls leicht von den jeweiligen Werten der Myonkandidaten. Beim Vergleich der rechten Spalten der Abbildungen 5.10 und 5.16 fällt

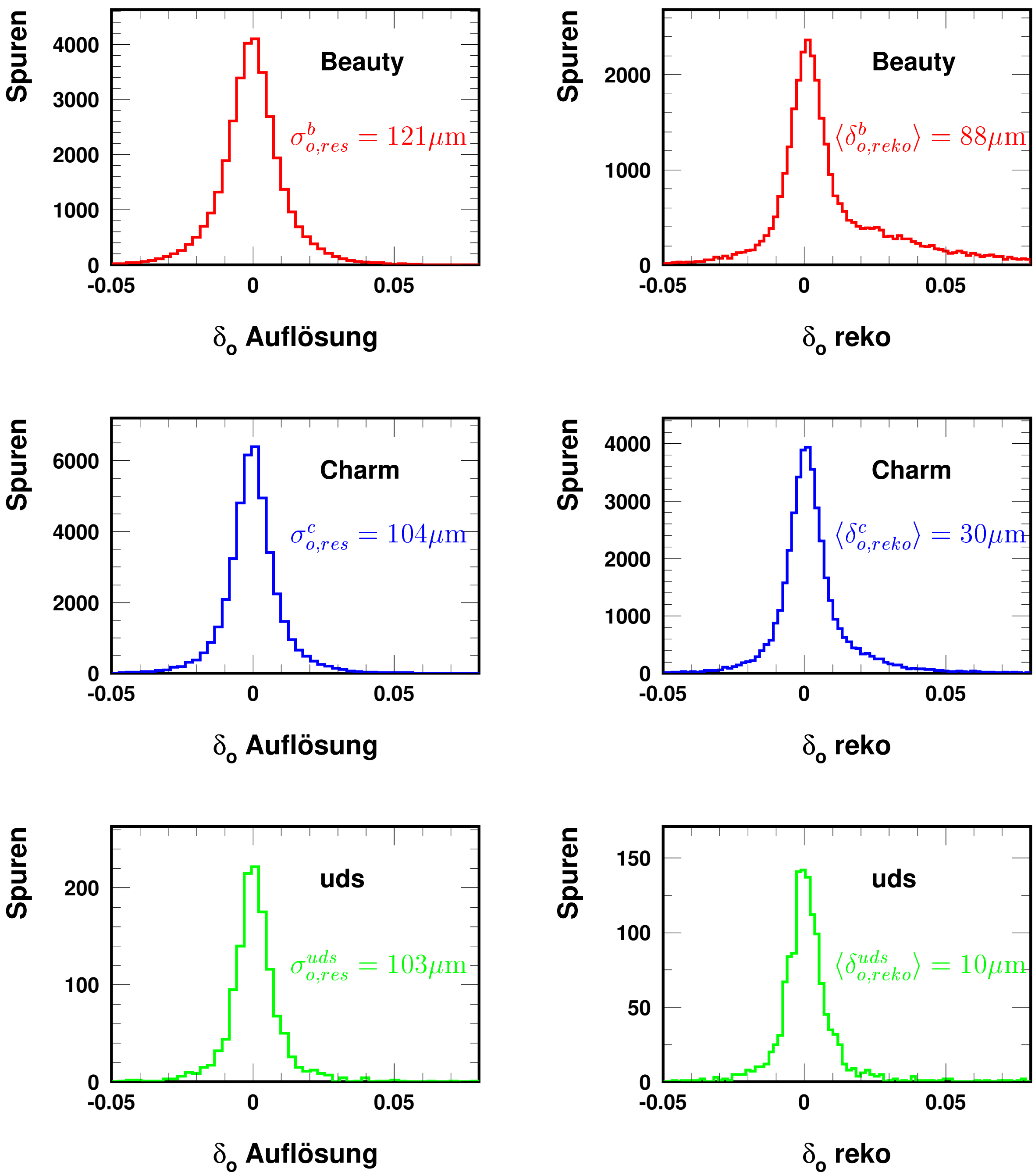


Abbildung 5.16: Die Auflösung (linke Spalte) und der rekonstruierte Wert (rechte Spalte) des Impaktparameters δ_o der selektierten Spuren ohne den $\delta_o > 0$. Schnitt und ohne Myonkandidaten für Beauty (oben), Charm (Mitte) und *uds* (unten) Monte Carlo Ereignisse.

vor allem die Beauty Verteilung der Nicht-Myonspuren auf. Das rekonstruierte Impaktparameter-Spektrum ist in diesem Fall eine Überlagerung von Spuren aus den Jets mit echter Lebensdauerinformation und solchen, die vom primären Vertex stammen. Der Mittelwert sinkt aufgrund der symmetrischen Verteilung der direkt vom primären Vertex herrührenden Spuren gegenüber dem für die Myonkandidaten von $93\,\mu$m auf $88\,\mu$m leicht ab. Dieser Effekt schlägt bei Charm noch mehr zu Buche, dort fällt der Mittelwert des rekonstruierten Impaktparameters von $41\,\mu$m auf $30\,\mu$m. Deswegen sollte die Trennung von Beauty- und Charm Ereignissen anhand aller Spuren etwas besser sein als für die Myonkandidaten alleine.

Der Mittelwert des rekonstruierten Impaktparameters der uds-Ereignisse ist leicht angestiegen von $3\,\mu$m für die Myonkandidaten auf $10\,\mu$m für Nicht-Myonspuren. Die Ursache ist wieder der geringere Transversalimpuls der Nicht-Myonspuren, welcher keine genauere Messung zuläßt. Die wichtigste Erkenntnis aus dieser Abbildung ist die, daß zwar die Trennung von Beauty- und Charm Anteil gut möglich sein sollte, die Unterscheidung von Charm- und uds-Anteil jedoch sehr schwierig bzw. wahrscheinlich ohne weitere Schnitte nicht möglich ist.

5.5.2 Die MIP-Observable $\mathcal{P}_{MIP}$

Die Signifikanz des Impaktparameters

Für jede Spur i wird der Impaktparameter δ_i mit einem individuellen Fehler σ_{δ_i} gemessen. Deshalb ist es sinnvoll, nicht den Impaktparameter selbst, sondern dessen Signifikanz $S_i = \delta_i \,/\, \sigma_{\delta_i}$ als diskriminierende Variable zu benutzen. Diese hat den Vorteil, daß sie für Spuren vom primären Vertex (PV) in guter Näherung standardisiert gaußverteilt ist. Standardisiert bedeutet, daß die Gaußverteilung den Mittelwert $\mu = 0$ und die Varianz $\sigma^2 = 1$ besitzt. Während die Verteilung der Signifikanzen für selektierte[3] Spuren aus uds- und Charm Jets also symmetrisch bzw. beinahe symmetrisch um Null (gauß-)verteilt sein sollte, sollte die Verteilung für Beauty Jets deutlich asymmetrisch zu hohen positiven Werten hin sein. Die Genauigkeit der Impaktparametermessung ist gemäß dem letzten Abschnitt anscheinend gut genug, um die Lebensdauerinformation in den Spuren aus Beauty Jets aufzulösen, für Charm Jets ist es schwieriger, da in diesem Fall die Größe der Lebensdauerinformation etwas unterhalb der Meßgenauigkeit liegt.

In den Abbildungen 5.17 (a) und (b) sind die Kontrollverteilungen für den Impaktparameter aller selektierter Spuren (inklusive der Myonkandidaten) und für dessen Signifikanz dargestellt. Deutlich erkennt man, daß der uds-Anteil in beiden Verteilungen jeweils fast symmetrisch um Null verteilt ist, während Charm und vor allem Beauty eine asymmetrische Form aufweisen. Die Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo Anpassung ist bei beiden Verteilungen sehr gut, lediglich in der negativen Flanke des Impaktparameterspektrums liegen die Daten in mehreren nebeneinanderliegenden Bins leicht unter dem Ergebnis der Anpassung.

[3]Für diese Betrachtung wurde der Schnitt $\delta > 0.0$ cm nicht angewendet.

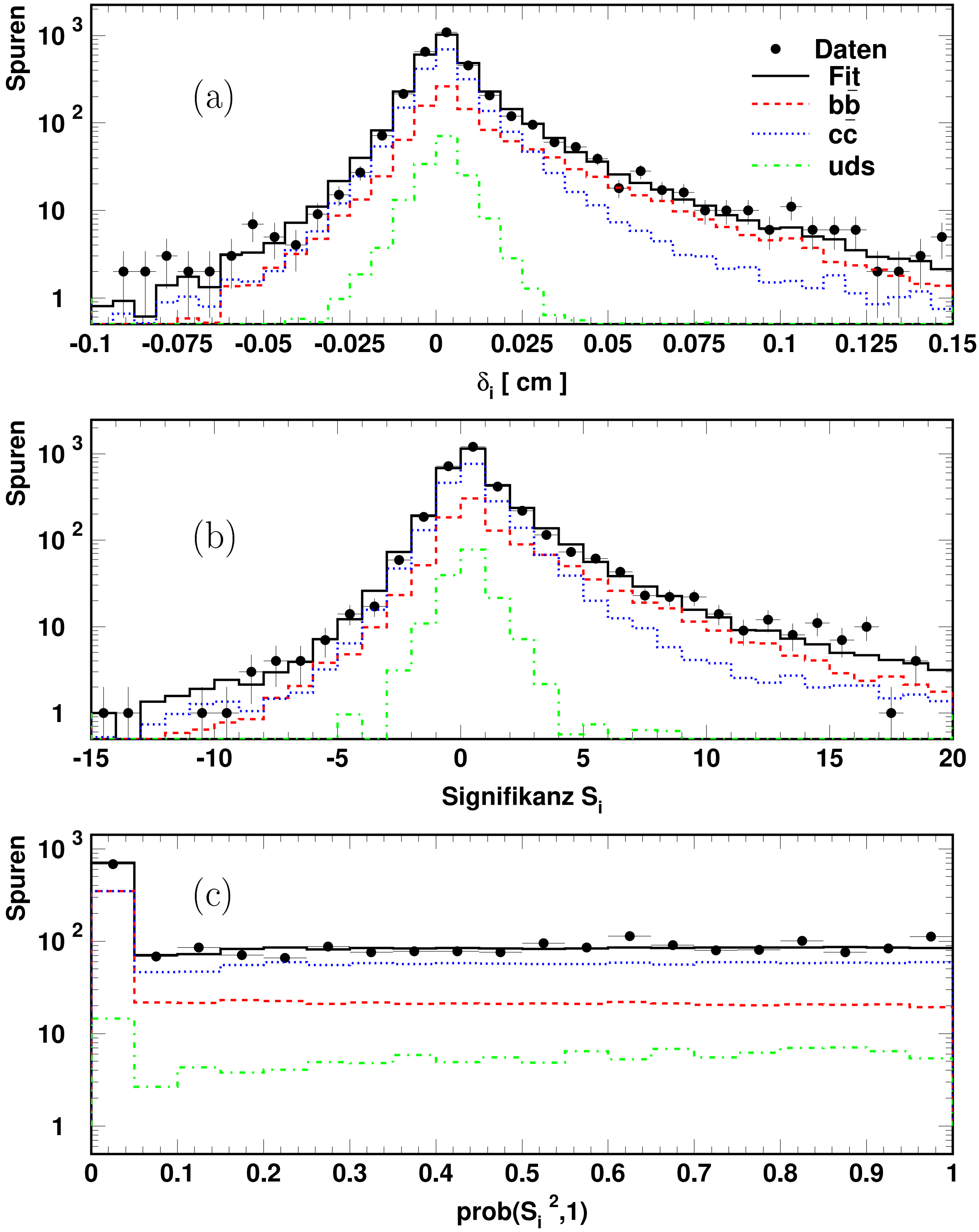


Abbildung 5.17: Kontrollverteilungen für den Impaktparameter (a) der selektierten Spuren in beiden Jets, dessen Signifikanz (b) und dessen Wahrscheinlichkeit (c), mit dem primären Vertex verträglich zu sein.

Die Wahrscheinlichkeit einer einzelnen Spur, vom PV zu stammen

Für eine beliebige Spur i mit einer gegebenen Signifikanz S_i kann nun eine Wahrscheinlichkeit p_i angegeben werden, daß ihr Ursprung mit dem primären Vertex vereinbar ist. Es gilt:

$$p_i\left(|S_i|\right) \quad = \quad 2\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{|S_i|}^{\infty}\exp\left(\frac{-t^2}{2}\right)\,dt \tag{5.19}$$

Zur mathematischen Herleitung und ausführlichen Erläuterung dieser und der noch in diesem Abschnitt folgenden Formeln zur Wahrscheinlichkeit siehe Anhang A. Dabei ist p_i gerade die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem wahren Wert $|S_i|$ des Betrages der Signifikanz ein Wert größer als $|S_i|$ gemessen wird. Für Spuren, die tatsächlich vom primären Ereignisvertex stammen, ist p_i flach verteilt zwischen Null und Eins. Das ergibt sich ganz einfach aus der näherungsweise gauß-verteilten Signifikanz dieser Spuren. Im Gegensatz dazu führen Spuren mit großen Signifikanzen zu niedrigen Werten von p_i. Bei einer reinen Beauty Signalauswahl ist in der p_i-Verteilung also eine Anhäufung der Spuren bei Null zu erwarten. Dabei hängt die Wahrscheinlichkeit p_i nur vom Betrag der Signifikanz ab, eine große negative Signifikanz führt also ebenfalls zu einem kleinen Wert von p_i. In der Spurselektion wird deshalb extra auf positive Werte des Impaktparameters geschnitten, um die mögliche Vortäuschung eines Lebensdauereffektes durch solche Spuren mit einer großen negativen Signifikanz zu vermeiden.

In Abbildung 5.17 (c) ist die Kontrollverteilung für diese Wahrscheinlichkeit p_i einer einzelnen Spur i, vom primären Vertex zu stammen, für alle selektierten Spuren (jetzt mit dem Schnitt $\delta_i > 0.0$) gezeigt. Alle Monte Carlo Quellen zeigen eine relativ flache Verteilung zwischen Null und Eins, bis auf das erste Bin bei Null, das gegenüber den anderen erhöht ist. Diese Anhäufung von Spuren fällt für Beauty deutlich am stärksten aus und für *uds* am geringsten. Die Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Anpassung ist sehr gut.

Die kombinierte MIP Wahrscheinlichkeit

Liegen in einem Ereignis mehrere selektierte Spuren vor, so kann eine entsprechende kombinierte Wahrscheinlichkeit definiert werden. Diese als MIP Observable $\mathcal{P}_{MIP}$ bezeichnete Größe soll, abhängig von der Anzahl der benutzten Spuren, angeben, wie verträglich alle Spuren zusammengenommen mit dem primären Vertex sind, d.h. wie wahrscheinlich es ist, daß alle verwendeten Spuren vom primären Vertex stammen. Man muß also vom obigen Fall $N = 1$, d.h. einer Spur, auf den Fall einer beliebigen Anzahl von $N > 1$ Spuren verallgemeinern. Dann muß $\mathcal{P}_{MIP}$ aber gerade der Wahrscheinlichkeit entsprechen, daß das Produkt $\prod_{i=1}^{N} p_i$ der verwendeten Einzelwahrscheinlichkeiten p_i bei einer Messung einen Wert annimmt, der größer ist als derjenige, den man erhält, wenn man die als wahr angenommenen Beträge der benutzten Signifikanzen $|S_i|$ einsetzt. Für diese Wahrscheinlichkeit gilt:

$$\mathcal{P}_{MIP} \quad = \quad \prod_{i=1}^{N} p_i \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\left(-\ln\prod_{k=1}^{N} p_k\right)^j}{j!}. \tag{5.20}$$

Das ist die mathematisch korrekte Formel, um N unabhängige Wahrscheinlichkeiten p_i zusammenzufassen, siehe Anhang A oder [73].

Entsprechend dem Fall $N = 1$ ist die kombinierte Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP}$ für eine beliebige Anzahl von Spuren, die tatsächlich vom primären Vertex stammen, flach zwischen Null und Eins verteilt. Das liegt daran, daß die einzelnen Signifikanzen in diesem Fall unkorreliert gaußförmig um Null mit der Breite Eins verteilt sind. Stammen dagegen einzelne oder alle verwendeten Spuren von einem sekundären Zerfallsvertex, so treten Signifikanzen S_i auf, die nicht mehr symmetrisch um Null verteilt sind und die auch stark korreliert sein können. Dies führt dann wie erwartet zu sehr kleinen Werten der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP}$. Bei mehreren Zerfallsspuren können Werte bis hinab zu etwa 10^{-100} erreicht werden.

Nach einer Spurauswahl, die nur auf Qualitätsschnitten beruht, hat man noch verschiedene kombinatorische Möglichkeiten, welche selektierten Spuren aus einem Ereignis man miteinander verknüpfen will, d.h. welche Spuren in $\mathcal{P}_{MIP}$ eingehen sollen. Wie schon im Abschnitt 5.5.1 angesprochen, bietet sich im Falle dieser Analyse natürlich eine auf Jets basierende Zusammenfassung der Spuren an. Wenn man davon ausgeht, daß sich alle Spuren aus dem Zerfall eines schweren Hadrons in einem Jet wiederfinden, so tragen nur die Spuren in den beiden Jets Lebensdauerinformation und sind somit relevant. Alle nicht in den beiden Jets enthaltenen Spuren stammen dann vom primären Vertex. Sie bringen keine Verbesserung und brauchen daher nicht berücksichtigt werden.

Zusätzlich hat man bei einer Zwei-Jet Selektion die Möglichkeit, ausgewählte Spuren der beiden Jets getrennt oder gemeinsam zu untersuchen. Die Spuren, die aus dem Myonjet stammen, und diejenigen, die dem anderen Jet zugeordnet werden, bilden dabei zwei unabhängige Spurmengen und können für zwei unabhängige Messsungen benutzt werden. Verwendet man die Spuren aus beiden Jets zusammen, so erhält man eine dritte Messung, die allerdings nicht von den beiden anderen unabhängig ist. Da die Genauigkeit der Messung mit der Anzahl der verwendeten Spuren typischerweise zunimmt, bzw. nicht abnimmt, ist die Methode, Spuren aus beiden Jets zu benutzen, die genaueste.

Um es im Folgenden nicht jedesmal explizit ausführen zu müssen, wird die Observable $\mathcal{P}_{MIP}$ ab sofort, falls eine Unterscheidung notwendig ist bzw. zur genaueren Bezeichnung, mit einem weiteren Index versehen, der angibt, welche Spuren in der MIP Methode berücksichtigt werden. $\mathcal{P}_{MIP,M}$ bezeichnet dabei die Wahrscheinlichkeit, daß alle selektierten Spuren aus dem Myonjet vom primären Vertex stammen, $\mathcal{P}_{MIP,O}$ gilt entsprechend für den zweiten (*other*, O) Jet und in $\mathcal{P}_{MIP,T}$ gehen die Spuren aus beiden (*two*, T) Jets ein. Es wurde allerdings versäumt, den Index auch in den Achsenbeschriftungen der Diagrammen anzubringen, so daß immer die Bildunterschrift beachtet werden muß.

Ein anderer Ansatz wäre die Aufteilung des Ereignisses in zwei Hemisphären. Dabei könnte man z.B. den Myonjet als Referenz benutzen und alle selektierten Spuren entweder der Myonjet- oder der Nicht-Myonjet-Hemisphäre zuordnen. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit ebenfalls aufgegriffen. Weil hierbei alle Spuren des Ereignisses eingehen können, erhält man die größtmögliche Spurmultiplizität. Die gegenüber der Jetzuordnung dazukommenden Spuren stammen aber nach Annahme vom primären Vertex und tragen daher keine Lebensdauerinformation. Deshalb sollten diese zusätzlichen Spuren keine Verbesserung der Trennfähigkeit der MIP Observablen bewirken. Da die mit Hemisphären ermittelten Ergebnisse tatsächlich nahezu identisch mit den auf Jets basierenden sind, wird diese Vorgehensweise nicht weiter verfolgt.

Gegenüber einer Methode, die nach einem expliziten sekundären Vertex sucht, hat die Multi-Impaktparameter Methode den Vorteil, daß sie einfacher zu installieren ist, weil ein sekundärer Vertex nicht erst rekonstruiert werden muß. Außerdem genügt für die Multi-Impaktparameter Methode grundsätzlich eine gemessene Spur, während ein expliziter Vertex mindestens zwei Spuren benötigt.

Die MIP Wahrscheinlichkeit für Jets

In dieser Arbeit gehen also alle in einem oder in zwei Jets selektierten Spuren in die MIP Methode ein. Abbildung 5.18 zeigt die Kontrollverteilungen der Anzahl der verwendeten Spuren im Myonjet (a), im anderen Jet (b) und in beiden Jets zusammen (c). Die Beschreibung der Daten durch die Kombination der drei Monte Carlo Simulationen ist vernünftig. Dabei fällt auf, daß aufgrund der harten Spurschnitte nur noch wenige Spuren übrig bleiben. Da auch ein positiver Impaktparameter $\delta > 0.$ gefordert wird, kann es sogar vorkommen, daß der Myonkandidat selbst verworfen wird und keine Spur des Ereignisses die Selektion übersteht. Dies ist bei 107 der 1225 Myonkandidaten in den Daten der Fall. Das bedeutet, daß nur 1118 Ereignisse in die MIP eingehen. Im Mittel (bezogen auf die 1225 Kandidaten, also inklusive der Ereignisse ohne selektierte Spur) werden in den Daten im Myonjet 1.25 Spuren ausgewählt, im anderen Jet 0.9, was für beide Jets zusammen im Mittel 2.15 Spuren ergibt. Gegenüber der Methode, die nur den Impaktparameter des Myonkandidaten alleine verwendet, gewinnt man also im Schnitt über eine weitere Spur zur Trennung hinzu. Außerdem sind durch die Beschränkung auf positive Impaktparameter die Spuren, die sicher keine Lebensdauerinformation enthalten, schon reduziert.

In Abbildung 5.19 ist die auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten normierte MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ aller selektierten Spuren aus beiden ausgewählten Jets für die Daten und die Monte Carlo Quellen dargestellt. Die interessanten Ereignisse, d.h. diejenigen, bei denen die selektierten Spuren nicht mit dem primären Vertex vereinbar sind, befinden sich ganz links im ersten Bin bei Null, also bei sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{P}_{MIP,T}$. In den restlichen Bins ist $\mathcal{P}_{MIP,T}$ für die Daten und alle Monte Carlo Quellen in guter Näherung flach verteilt. Die ganze Information über einen möglichen Zerfallsvertex eines schweren Hadrons steckt also ausschließlich in einem Bin bzw. in einem kleinen positiven Bereich um $\mathcal{P}_{MIP,T} = 0$. Je größer der jeweilige Inhalt des ersten Bins dieser normierten Verteilung ist, desto wahrscheinlicher sind in der entsprechenden Ereignismenge schwere Zerfälle enthalten. Da man mit dieser Information wenig anfangen kann, betrachtet man statt der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ lieber deren negativen dekadischen Logarithmus $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$. Dadurch wird die Lebensdauerinformation, die bei sehr kleinen positiven Werten in einem schmalen Bereich liegt, auf positive Werte abgebildet, die sich in einem gestreckten Bereich befinden. So wird z.B. der Bereich $(10^{-50} - 10^{-10})$ von $\mathcal{P}_{MIP,T}$ auf die Werte $(10 - 50)$ von $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$ transformiert und die interessanten Ereignisse liegen jetzt bei großen Werten von $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$. Für das Beauty Monte Carlo erwartet man also einen flachen Abfall der $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$ Verteilung zu großen Werten hin, während diejenige der

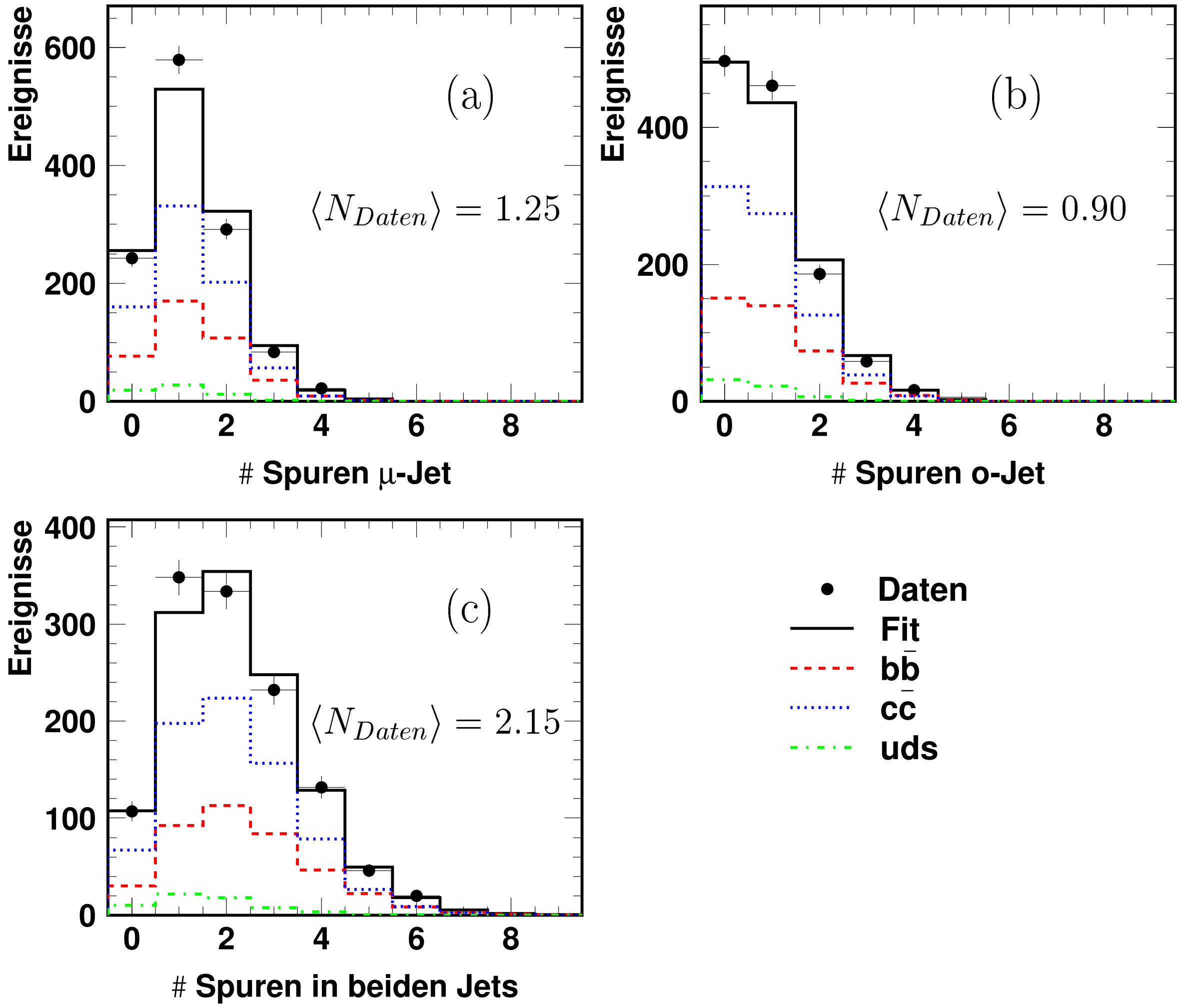


Abbildung 5.18: Kontrollverteilungen für die Anzahl der selektierten Spuren im Myonjet (a), im anderen Jet (b) und in beiden Jets zusammen (c). Bei der Anpassung mit der Multi-Impaktparameter Methode werden nur diejenigen Ereignisse benutzt, die mindestens zwei selektierte Spuren in beiden Jets aufweisen.

uds-Ereignismenge relativ steil abfallen sollte.

In Abbildung 5.20 ist nun gerade diese auf die Gesamtzahl der Ereignisse normierte Verteilung von $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$ für die Daten und die Monte Carlo Quellen gezeigt. Aus Gründen einer übersichtlichen Darstellung wird für die Verteilung von $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$ ein nicht äquidistantes Binning gewählt und sowohl die Abszisse als auch die Ordinate werden in logarithmischer Skala aufgetragen. Da bei einer logarithmischen Skala der Abszisse kleine Werte von $-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$ schlecht dargestellt werden, wird der um eine 1 erhöhte Wert $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T} + 1)$ aufgetragen und die Skala beginnt bei 1.0 . Man erkennt deutlich, daß die Verteilung der Beauty Ereignismenge am flachsten verläuft und nur um eine Größenordung abfällt, während das den *uds*-Anteil beschreibende inklusive PYTHIA Monte Carlo am steilsten verläuft und um zwei Größenordungen fällt. Trotzdem scheint es auch in der *uds*-Ereignismenge einige wenige Ereignisse zu

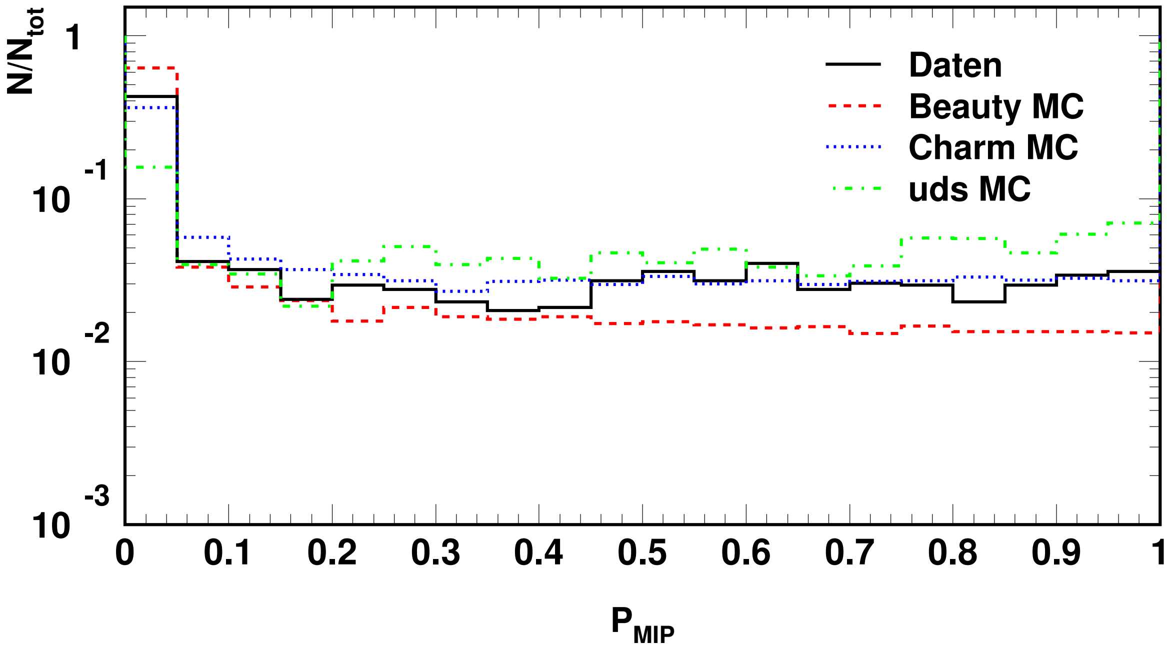


Abbildung 5.19: Die auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten normierte MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ aller selektierten Spuren aus beiden ausgewählten Jets für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

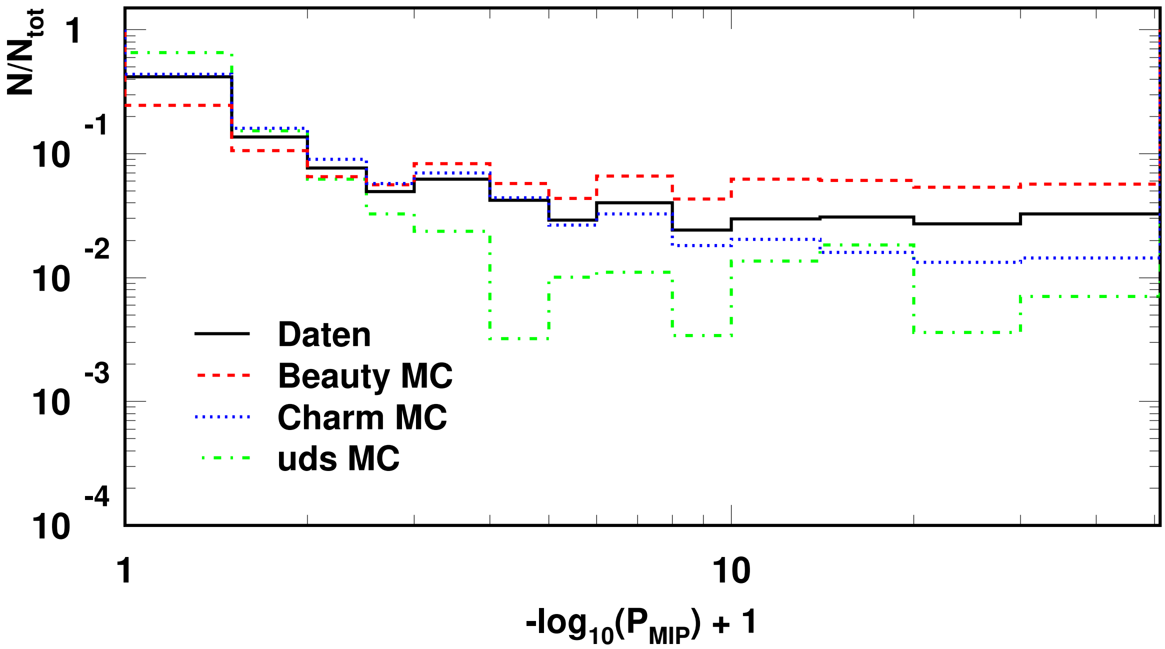


Abbildung 5.20: Der auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten normierte negative dekadische Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ aller selektierten Spuren aus beiden ausgewählten Jets für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

geben, deren Spuren eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit haben, vom primären Vertex zu stammen. Ansonsten würde die $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$ Verteilung der *uds*-Ereignisse nämlich bei hohen Werten keine Einträge mehr haben. Diese Ereignisse stören aber die erfolgreiche Trennung der drei Anteile anhand des $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$ Spektrums erheblich und es muß versucht werden, sie auf irgendeine Weise zu identifizieren und möglichst vollständig wegzuschneiden.

Es muß noch hinzugefügt werden, daß es sich bei dem nicht äquidistanten Binning auch nicht um ein logarithmisches Binning handelt, sondern um ein willkürlich gewähltes. So kann es z.B. vorkommen, daß sich die Binbreite von einem Bin zum nächsten verdoppelt. Aus diesem Grund kann es in der Darstellung von $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$ selbst in den Verteilungen der auf einer großen Statistik beruhenden Signal Monte Carlos zu großen Sprüngen in beide Richtungen kommen. Diese rühren dann aber eben nicht von einer statistischen Fluktuation her, sondern sind vom Binning generiert.

Die noch unzureichende Trennung ist auch in Abbildung 5.21 ersichtlich. Dort sind die Effizienzen für die verschiedenen Monte Carlo Quellen und die Daten bei einem Schnitt auf den negativen Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ dargestellt. In jedem Bin ist dabei der Anteil der Ereignisse an der jeweiligen gesamten Ereignismenge eingetragen, der übrigbleibt, wenn auf die obere Bingrenze im $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}$-$+1)$ Spektrum geschnitten wird. In den ersten Bins fällt die Effizienz für die *uds*-Ereignismenge bedeutend stärker ab als bei den anderen Quellen und den Daten. Im weiteren Verlauf jedoch, also in dem Bereich, in dem eigentlich nur Ereignisse liegen sollten, die wahrscheinlich nicht vom primären Vertex stammen, fällt die *uds*-Effizienz dann aber nur noch sehr flach, sehr ähnlich dem Beauty- und dem Charm Monte Carlo. Dies führt dazu, daß in diesem Bereich das Verhältnis der Effizienzen für Beauty- und *uds*-Monte Carlo relativ konstant bleibt und ein härterer Schnitt auf die Observable $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$ keinen entscheidenden Gewinn an Beauty Signal- gegenüber *uds*-Untergrundereignissen bringt. Abbildung 5.22 zeigt dazu, abhängig vom Schnitt auf die Observable $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$, die Vorhersage der relativen Anteile der drei Quellen durch die PYTHIA Simulation. Dabei werden die jeweils übrigbleibenden Ereignisse der drei Quellen auf dieselbe Luminosität normiert und dann die Verhältnisse der normierten Ereignisse der einzelnen Monte Carlos zur Summe der drei Quellen gebildet. In der Ausgangsmenge sind gemäß PYTHIA-Vorsage etwa 25.5 % Beauty-, 56.9 % Charm- und 17.5 % *uds*-Ereignissen enthalten. Die Ausgangsmenge entspricht dabei den Ereignissen, die die Selektion in Kapitel 4 überstanden haben, abzüglich der Ereignisse, bei denen in beiden Jets keine Spur für die MIP Methode ausgewählt wurde. In den Daten umfaßt diese Ausgangsmenge wie schon oben angesprochen 1118 Myonkandidaten. Der Anteil an *uds*-Ereignissen fällt zwar anfangs schnell auf etwa 8 %, bleibt dann aber relativ konstant auf diesem Wert und sinkt nicht mehr weiter. Der Anteil an Beauty steigt stetig aber relativ schwach an, anfangs vor allem auf Kosten des *uds*-Anteils, später dann von Charm. Er überschreitet allerdings auch bei sehr harten Schnitten auf $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T}+1)$ nie 60 %.

Das Verwerfen der Spur mit der höchsten Signifikanz

Aus der bisherigen Studie geht hervor, daß auch in der *uds*-Ereignismenge Ereignisse mit einer sehr kleinen Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ vorhanden sind, sogenannte „Ausrei-

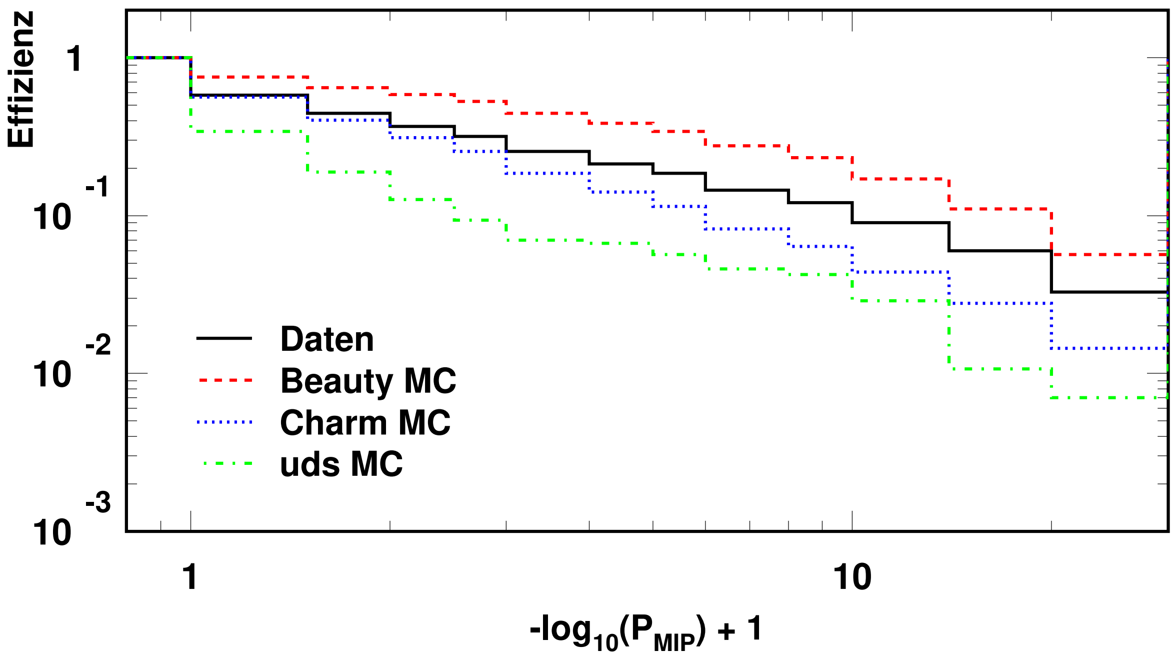


Abbildung 5.21: Die Effizienzen der verschiedenen Monte Carlo Quellen und der Daten bei einem Schnitt auf den negativen Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$.

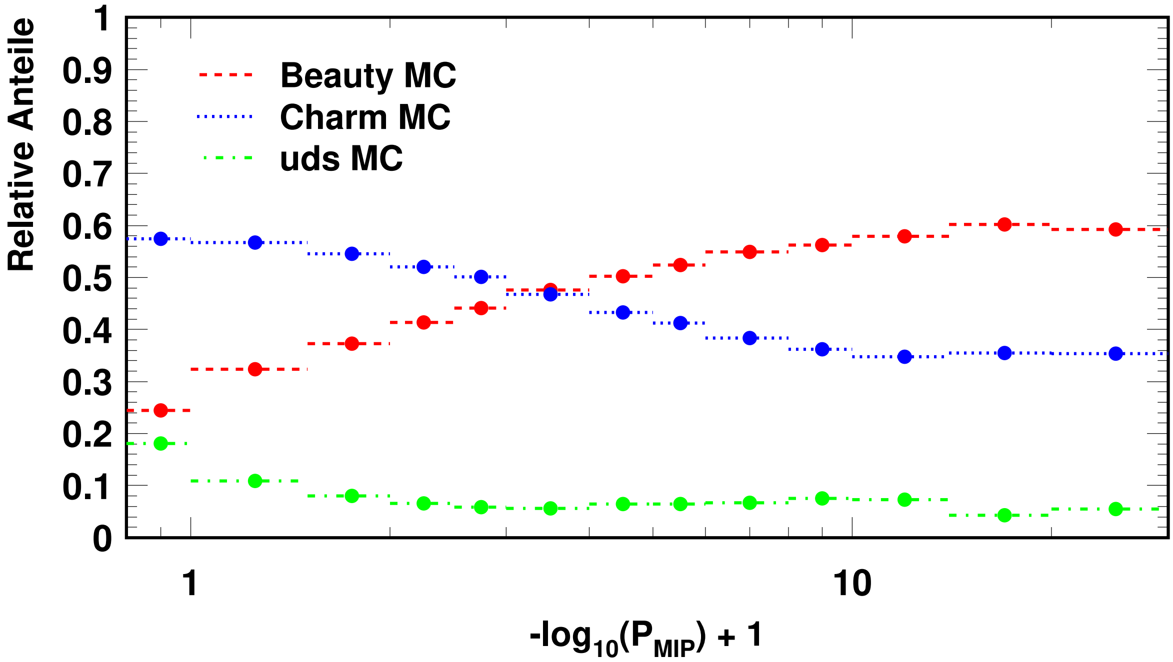


Abbildung 5.22: Die Vorhersage der relativen Anteile der drei Quellen durch die PYTHIA Simulation abhängig von einem Schnitt auf den negativen Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T} + 1)$.

ßer“-Ereignisse. Diese liegen in der $(-\log \mathcal{P}_{MIP,T} + 1)$ Verteilung dann bei sehr hohen Werten. Da durch sie die Auftrennung der Daten in Beauty- und Charm Signal sowie uds-Untergrund empfindlich gestört wird, muß nun versucht werden, die Besonderheit dieser „Ausreißer“ herauszufinden, um sie aus der Ereignismenge ausschließen zu können.

Um was für Ereignisse bzw. um was für Spuren geht es überhaupt bei diesen „Ausreißern“ ? Da die Ereignisse sehr kleine Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{P}_{MIP,T}$ besitzen, müssen eine oder mehrere selektierte Spuren dieser Ereignisse im Signifikanz- und auch im Impaktparameter-Spektrum bei sehr großen Werten liegen, weit außerhalb des Kerns der Gaußverteilung, der ja nach Anhang C gut verstanden ist. Es kann sich also eigentlich nur um schlecht rekonstruierte Teilchenspuren oder um Teilchen aus Zerfällen langlebiger neutraler Hadronen (K^0, Λ) oder γ-Konversionen handeln, sogenannten V0-Zerfällen. Natürlich können auch die echten Myonen in der uds-Ereignismenge, die aus Zerfällen von geladenen Pionen oder Kaonen im Flug stammen einen großen Impaktparameter aufweisen, wenn der Zerfall nicht kollinear stattfindet. Dies ist zwar selten der Fall, aber bei den „Ausreißern“ handelt es sich ja ebenfalls um eine kleine Teilmenge.

Es wurden mehrere Ansätze zur Reduktion dieser „Ausreißer“ ausprobiert. Zuerst wurde anhand von Variationen der Spurschnitte aus Abschnitt 5.5.1 untersucht, ob es möglich ist, die „Ausreißer“-Ereignisse im uds-Untergrund direkt wegzuschneiden. Es wurde aber kein Schnitt gefunden, der nicht gleichzeitig das Beauty und Charm Signal empfindlich reduziert. Auch der Einsatz eines sogenannten $V0$-Finders wurde getestet. Dieser versucht, die oben bereits angesprochenen sekundären Vertizes von Hadron Zerfällen oder γ-Konversionen zu rekonstruieren. Die Spuren, die von diesen Vertizes stammen, können dann verworfen werden. Es wurde aber anhand von Monte Carlo Studien festgestellt, daß der bei H1 standardmäßig benutzte $V0$-Finder nur etwa die Hälfte der wahren $V0$-Zerfälle als solche erkennt, dafür aber sehr viele Signalspuren aus einem Zerfall eines schweren Hadrons verwirft. Darum wird der $V0$-Finder in dieser Analyse auch nicht eingesetzt. Die Spuren aus $V0$-Zerfällen, welche die Messung verfälschen, werden in dieser Arbeit stattdessen durch den Schnitt $\delta < 0.3\,\mathrm{cm}$ zu einem Großteil weggeschnitten, allerdings nicht vollständig.

Da es nicht gelungen ist, die „Ausreißer“-Ereignisse durch einen Spurschnitt oder einen $V0$-Finder zu isolieren, muß anders vorgegangen werden. Dazu werden die selektierten Spuren eines Ereignisses nach der Größe ihrer Impaktparameter-Signifikanz S_i geordnet. Anschließend werden getrennt für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen jeweils die Signifikanz-Spektren der Spuren mit der höchsten Signifikanz, der zweithöchsten Signifikanz, usw. verglichen. In Abbildung 5.23 sind gerade die Signifikanz-Spektren der vier Ereignismengen für die Spur mit der höchsten Signifikanz im Ereignis dargestellt. Wie erwartet zeigt die Beauty Ereignismenge den flachsten Abfall zu hohen Werten hin, jedoch sind auch im uds-Monte Carlo Ausläufer zu erkennen, welche mit den gesuchten „Ausreißern“ identisch sind. Um diese direkt wegzuschneiden, müßte der Schnitt auf die Signifikanz so hoch angesetzt werden, daß auch fast keine Signalereignisse mehr vorhanden wären. Das Signifikanz-Spektrum wird stattdessen nun in zwei Bereiche unterteilt, den Bereich $0 < S_i < 2$ und den Bereich $2 < S_i$, und es wird jeweils der Anteil $a^j_{1.,S>2}$ der Spuren im zweiten Bereich an allen Spuren

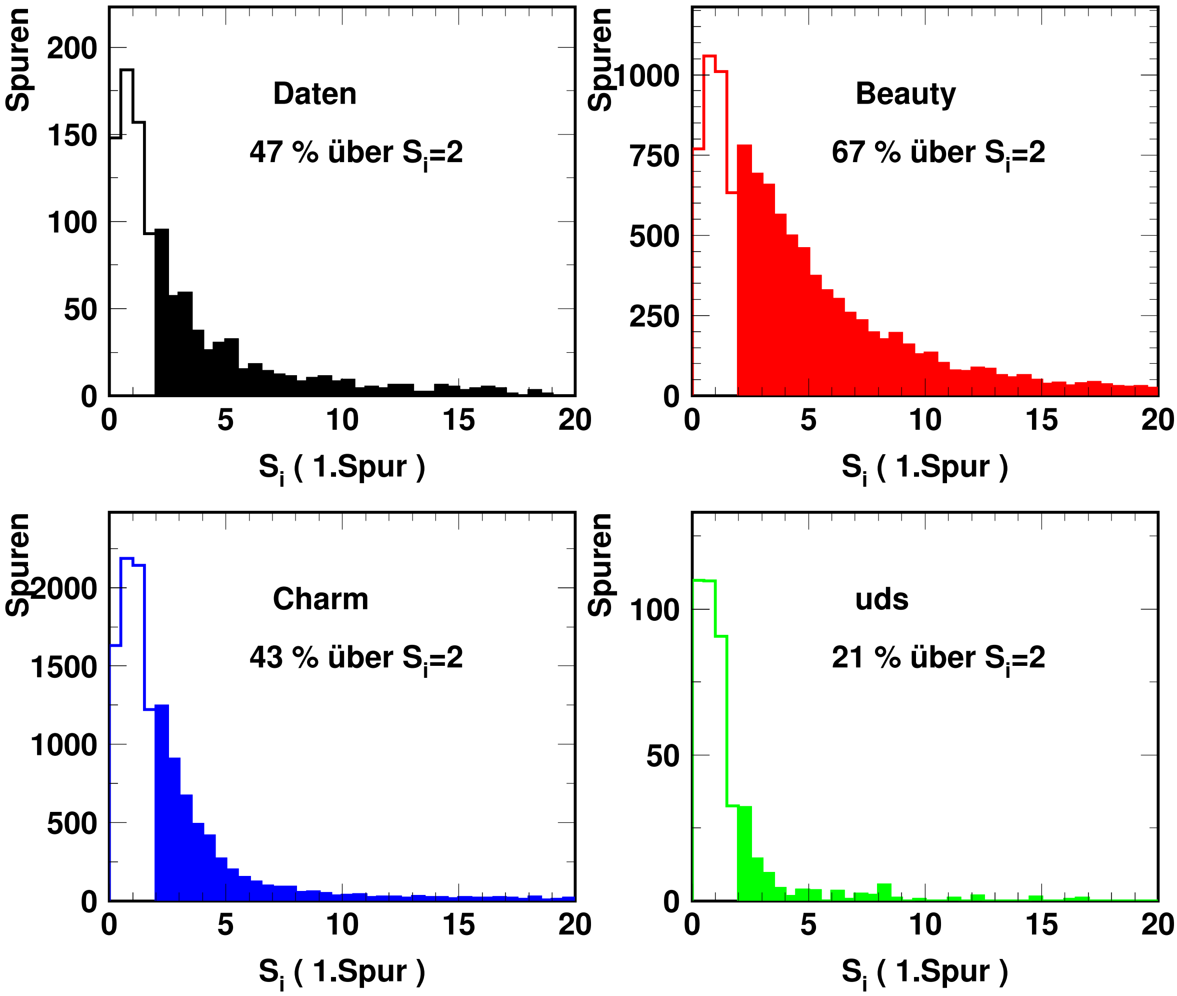


Abbildung 5.23: Die Signifikanz S_i der Spur mit der höchsten Signifikanz aller selektierten Spuren aus beiden Jets für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

berechnet. Für diesen gilt die einfache Formel

$$a^j_{1.,S>2} \quad = \quad \frac{N^j_{1.,S>2}}{N^j_{1.,tot}} \quad , \tag{5.21}$$

wobei $N^j_{1.,tot}$ alle Spuren mit der höchsten Signifikanz in der Ereignismenge j sind und $N^j_{1.,S>2}$ nur diejenigen, bei denen die höchste Signifikanz gleichzeitig größer als zwei ist. j steht für Beauty-, Charm- oder uds-Monte Carlo oder für die Daten.

Dieser Anteil entspricht im Falle des Beauty- und des Charm Monte Carlos gerade dem Anteil der Spuren, die eine signifikante Lebensdauerinformation tragen, während für den uds-Untergrundes der Anteil der „Ausreißer“ beschrieben wird, die eine Lebensdauerinformation vortäuschen. Aus Abbildung 5.23 ergeben sich für die Spuren mit der höchsten Signifikanz im Ereignis relative Anteile $a^j_{1.,S>2}$ für Spuren mit einer Signifikanz größer als zwei von 67 % für das Beauty-, 43 % für das Charm- und 21 % für das uds-Monte Carlo. Das Verhältnis der Anteile $a^b_{1.,S>2}$: $a^{uds}_{1.,S>2}$ zwischen Be-

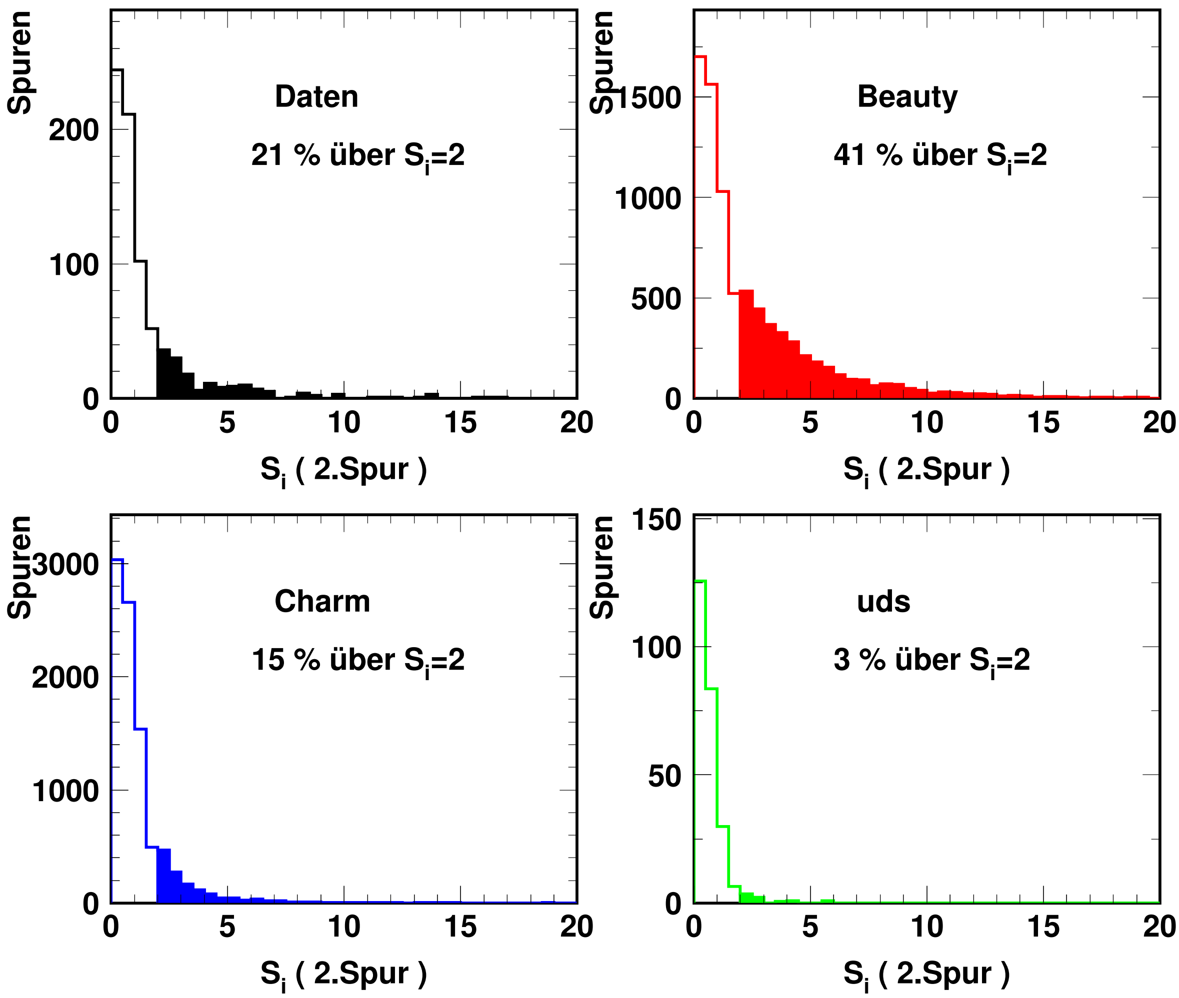


Abbildung 5.24: Die Signifikanz S_i der Spur mit der zweithöchsten Signifikanz aller selektierten Spuren aus beiden Jets für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

auty Signal und *uds*-Untergrund beträgt also etwa 3:1, zwischen Charm Signal und *uds*-Untergrund 2:1.

Entscheidend ist nun der Vergleich von Abbildung 5.23 mit Abbildung 5.24, in der dasselbe für die Spur mit der zweithöchsten Signifikanz im Ereignis gezeigt ist. In allen vier Ereignismengen fällt das Signifikanz-Spektrum der Spur mit der zweithöchsten Signifikanz erwartungsgemäß steiler ab als für die Spur mit der höchsten Signifikanz. Dies bedeutet aber nur, daß die Wahrscheinlichkeit, zwei Spuren mit einer signifikanten Lebensdauerinformation in einem Ereignis zu erhalten, kleiner ist als die für eine einzige. Damit sind auch die entsprechenden Anteile $a^j_{2.,S>2}$ der Spuren mit der zweithöchsten Signifikanz, die eine Signifikanz größer als zwei besitzen, an allen Spuren mit der zweithöchsten Signifikanz gesunken. Sie betragen in diesem Fall 41 % für das Beauty-, 15 % für das Charm- und 3 % für das *uds*-Monte Carlo. Wichtig jedoch ist, daß sich die Verhältnisse $a^{b,c}_{2.,S>2} : a^{uds}_{2.,S>2}$ der Anteile von Spuren mit einer Signifikanz größer als zwei zwischen den Signalen und dem Untergrund stark verändert haben.

Bei der Spur mit der höchsten Signifikanz betragen sie wie gesagt 3:1 bzw. 2:1, für die Spur mit der zweithöchsten Signifikanz ergeben sich die Werte 14:1 bzw. 5:1 zwischen Beauty- bzw. Charm-Signal und uds-Untergrund.

Aus dieser Verhältnisänderung läßt sich der Rückschluß ziehen, daß im Fall des uds-Untergrundes Ereignisse vorkommen können, die eine Spur mit einer hohen Signifikanz besitzen. Das Auftreten von zwei Spuren mit einer hohen Signifikanz ist dagegen eher charakteristisch für die Beauty- und Charm Ereignisse mit einem wahren schweren Zerfall und tritt bei den „Ausreißer“-Ereignissen sehr selten auf. Um die „Ausreißer“-Ereignisse zu unterdrücken werden darum in dieser Analyse nur Ereignisse mit mindestens zwei selektierten Spuren in den beiden Jets benutzt und die Spur mit der höchsten Signifikanz wird in der Multi-Impaktparameter Methode nicht berücksichtigt. Nur Ereignisse mit mindestens zwei selektierten Spuren zu verwenden reicht nicht aus, da ja auch im uds-Untergrund eine der Spuren eine hohe Signifikanz haben kann und die Anzahl der selektierten Spuren für alle Ereignismengen relativ ähnlich ist. Die Spur mit der höchsten Signifikanz muß explizit von der MIP Methode ausgeschlossen werden.

Der Vollständigkeit halber sei hinzugefügt, daß die Anteile $a^j_{3.,S>2}$ für die Spuren mit der dritthöchsten Signifikanz für die Beauty-, Charm- und uds-Ereignismenge 27 %, 5 % und 1 % betragen. Hier sind die Verhältnisse noch ausgeprägter. Durch einen Schnitt auf Ereignisse mit mindestens drei selektierten Spuren und dem Weglassen der beiden Spuren mit der höchsten und der zweithöchsten Signifikanz bei der MIP Methode würde die Statistik jedoch noch weiter reduziert werden, was aber nicht notwendig ist.

5.5.3 Die verbesserte MIP-Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$

Wie im vorangegangenen Abschnitt motiviert wird, werden für die verbesserte MIP-Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ nur Ereignisse berücksichtigt, die mindestens zwei selektierte Spuren nach Abschnitt 5.5.1 in beiden Jets besitzen, und die Spur mit der höchsten Signifikanz wird nicht verwendet. Damit ergibt sich die Formel

$$\mathcal{P}'_{MIP,T} = \prod_{i=1}^{N-1} p_i \sum_{j=0}^{N-2} \frac{\left(-\ln \prod_{k=1}^{N-1} p_k\right)^j}{j!}, \tag{5.22}$$

wobei N nach wie vor die Anzahl der selektierten Spuren des Ereignisses bzw. beider Jets beschreibt. Die Produkte über die Einzelwahrscheinlichkeiten p_i laufen nun aber nur noch über $(N-1)$ Spuren, die Spur mit der höchsten Signifikanz wird jeweils weggelassen. Entsprechende Gleichungen gelten auch für die Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ und $\mathcal{P}'_{MIP,O}$, in die nur die Spuren aus jeweils einem Jet eingehen.

Durch die Forderung nach mindestens zwei selektierten Spuren in beiden Jets reduziert sich die Anzahl der Myonkandidaten in den Daten auf 770 (von 1118 mit mindestens einer Spur bzw. 1225 insgesamt). Somit beträgt die Effizienz bezogen auf die in Kapitel 4 vorselektierten Myonkandidaten, d.h. das Verhältnis der für $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ benutzten Anzahl zu allen vorselektierten Myonkandidaten, in den Daten etwa 62.9 %. In den drei Monte Carlo Quellen ergeben sich für diese Effizienz die Werte 69.4 % für das Beauty- und 65.3 % für das Charm Signal, sowie 49.0 % für den uds-Untergrund

Für die benutzten 770 Datenereignisse alleine beträgt der Mittelwert der Spurmultiplizität 2.97. Da aber die Spur mit der höchsten Impaktparameter-Signifikanz

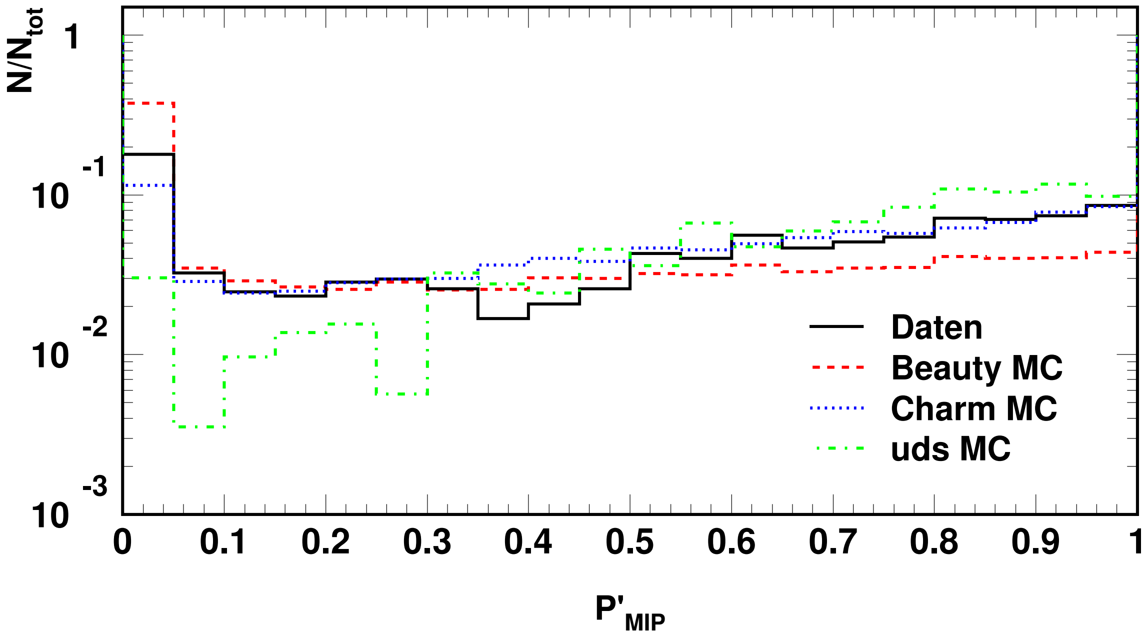


Abbildung 5.25: Die auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten normierte MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ aller selektierten Spuren aus beiden ausgewählten Jets ohne die Spur mit der höchsten Signifikanz für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

nicht berücksichtigt wird, ist die effektiv verwendete Spurmultiplizität 1.97, d.h. im Mittel gehen etwa zwei Spuren in die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ ein. Damit hat man also immer noch einen Gewinn von ungefähr einer Spur gegenüber dem Impaktparameter des Myonkandidaten alleine, allerdings auf Kosten einer niedrigeren Statistik.

Die verbesserte MIP Wahrscheinlichkei $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ ist in Abbildung 5.25, auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten (mit mindestens zwei selektierten Spuren) normiert, für die Daten und die Monte Carlo Quellen dargestellt. Man erkennt einen deutlichen Unterschied zur Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$, die in Abbildung 5.19 zu sehen ist, vor allem was die Verteilung des *uds*-Untergrundes angeht. Die anderen drei Ereignismengen sind bis auf das erste Bin immer noch einigermaßen flach zwischen Null und eins verteilt, und nur die Überhöhung des ersten Bins hat sich etwas verkleinert. Der *uds*-Untergrund jedoch ist jetzt leicht ansteigend und hat im ersten Bin so viele Ereignisse verloren, daß man nicht mehr von einer Überhöhung sprechen kann. Durch den Übergang von $\mathcal{P}_{MIP,T}$ zu $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ ist die *uds*-Verteilung der MIP Wahrscheinlichkeit also im ersten Bin abgeflacht worden.

Denselben Effekt kann man auch in der normierten Darstellung des negativen dekadischen Logarithmus von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$, der in Abbildung 5.26 gezeigt ist, erkennen. Während sich die anderen drei Verteilungen relativ wenig gegenüber dem negativen Logarithmus von $\mathcal{P}_{MIP,T}$ verändert haben, fällt die Verteilung des *uds*-Untergrundes wie erhofft nun deutlich steiler ab und besitzt keine Eintragungen bei Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ über sechs. Dabei liegt der relativ abrupte Abfall vom Promillebereich auf Null allerdings auch an der geringen Statistik des *uds*-Monte Carlos im Verhältnis zum Beauty- oder Charm Monte Carlo. Die Observable $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T}$ +-

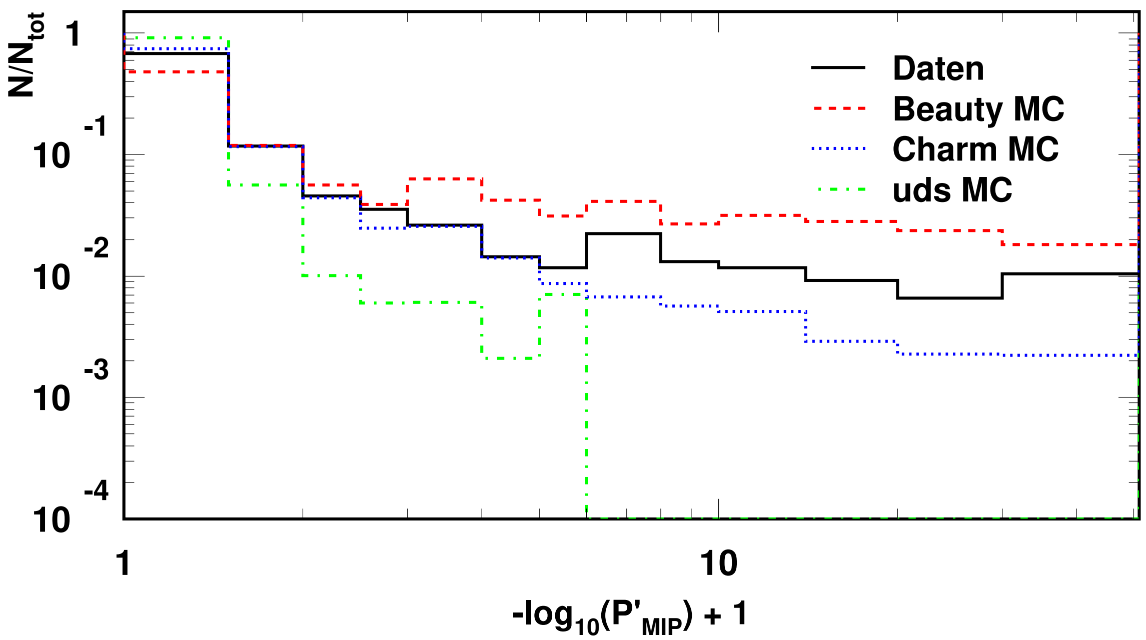


Abbildung 5.26: Der negative dekadische Logarithmus der auf die Gesamtanzahl der Myonkandidaten normierten MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ aller selektierten Spuren aus beiden ausgewählten Jets ohne die Spur mit der höchsten Signifikanz für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen.

1) kann nun zur Auftrennung der drei verschiedenen Anteile der Quellen in den Daten mit Hilfe einer Anpassung verwendet werden.

Noch deutlicher als in Abbildung 5.26 wird die gute Trennfähigkeit von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ in Abbildung 5.27, in der die Effizienzen für die verschiedenen Monte Carlo Quellen und die Daten bei einem Schnitt auf $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ dargestellt sind. Wie in Abbildung 5.21 ist dabei in jedem Bin der Anteil der Ereignisse an der jeweiligen gesamten Ereignismenge eingetragen, der übrigbleibt, wenn auf die obere Bingrenze im $(-\log$-$\mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ -Spektrum geschnitten wird. Die Effizienz des *uds*-Untergrundes fällt schnell in den Prozentbereich ab und verschwindet schließlich ganz, während die Signalverteilungen relativ flach abfallen, vor allem die des Beauty Monte Carlos. Schneidet man z.B. alle Ereignisse mit einem Wert von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ kleiner als fünf weg, so bleiben nur noch 1 % der *uds*-Ereignisse übrig, während es für Beauty- und Charm Signal noch etwa 25 % bzw. 5 % sind. In den Daten sind in diesem Fall noch 10 % der Ereignisse vorhanden. Durch einen Schnitt auf $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ werden also der *uds*-Untergrund reduziert und Signalereignisse angereichert.

In Abbildung 5.28 ist entsprechend Abbildung 5.22 die Vorhersage der relativen Anteile der drei Quellen durch die PYTHIA Simulation dargestellt, abhängig vom Schnitt auf die Observable $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$. In der Ausgangsmenge, die jetzt nur noch alle Ereignisse mit mindestens zwei selektierten Spuren beinhaltet und für die Daten 770 Myonkandidaten umfaßt, sind gemäß PYTHIA-Vorsage etwa 27 % Beauty, 58 % Charm- und 15 % *uds*-Ereignissen enthalten. Die absolute PYTHIA Vorhersage beträgt für die drei Quellen zusammengenommen und auf die Datenluminosität normiert

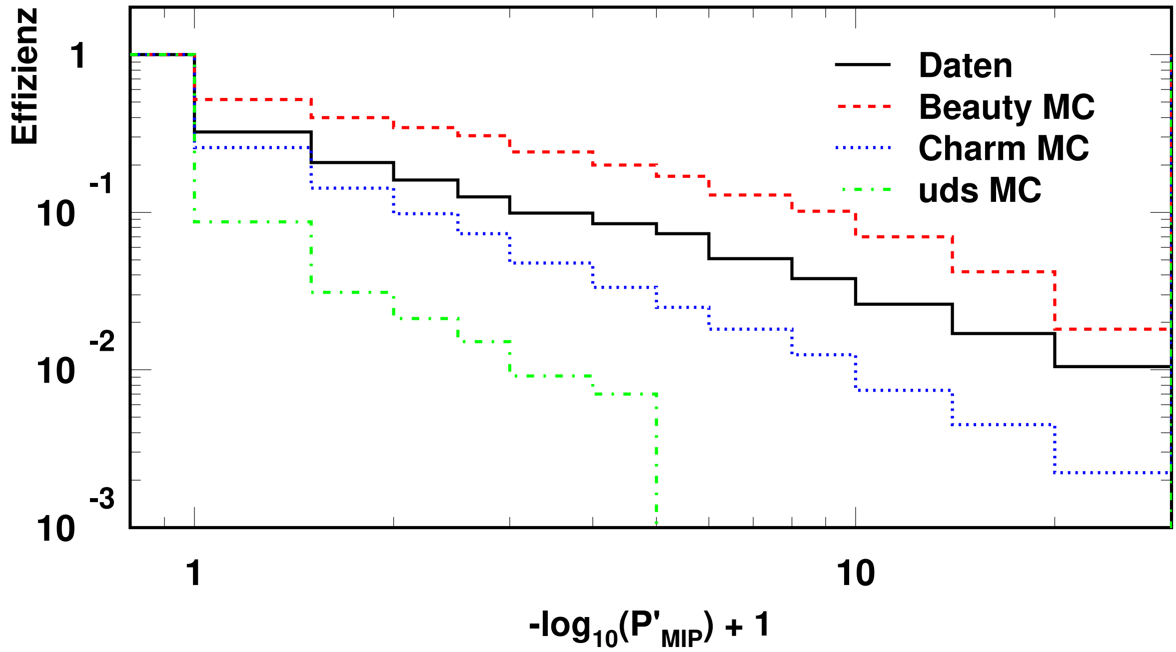


Abbildung 5.27: Die Effizienzen der verschiedenen Monte Carlo Quellen und der Daten bei einem Schnitt auf den negativen Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$.

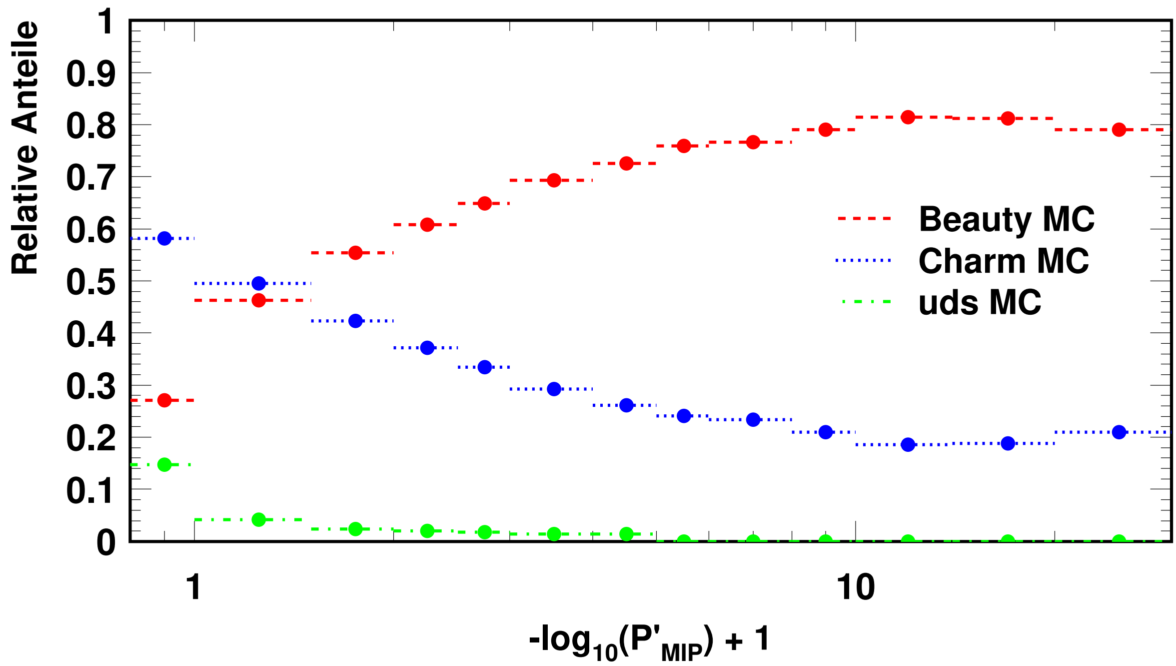


Abbildung 5.28: Die Vorhersage der relativen Anteile der drei Quellen durch die PYTHIA Simulation abhängig von einem Schnitt auf den negativen Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$.

456 Ereignisse, was einem Verhältnis Daten zu Monte Carlo von 1.7 entspricht. Der Anteil an *uds*-Ereignissen fällt bei einem Schnitt auf $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ schnell auf Prozentniveau und verschwindet schließlich sogar ganz. Der Anteil des Beauty Signals steigt gegenüber dem Schnitt auf die nicht verbesserten Wahrscheinlichkeit nun viel steiler an und erreicht Werte von bis zu über 80 %.

5.5.4 Die reine Signal-Ereignismenge

Wie man schon anhand der Abbildungen 5.26 und 5.27 aus dem letzten Abschnitt erkennen kann und in Abschnitt 5.5.1 diskutiert wurde, ist zwar die Trennung von Beauty Signal zu *uds*-Untergrund und diejenige zwischen Beauty- und Charm Signal durch die Observable $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ gegeben, allerdings fällt es schwer, zwischen Charm Signal und *uds*-Untergrund zu unterscheiden. Dies spiegelt sich auch in den Anpassung in Abschnitt 6.2 wieder. Versucht man alle drei Anteile an die Daten

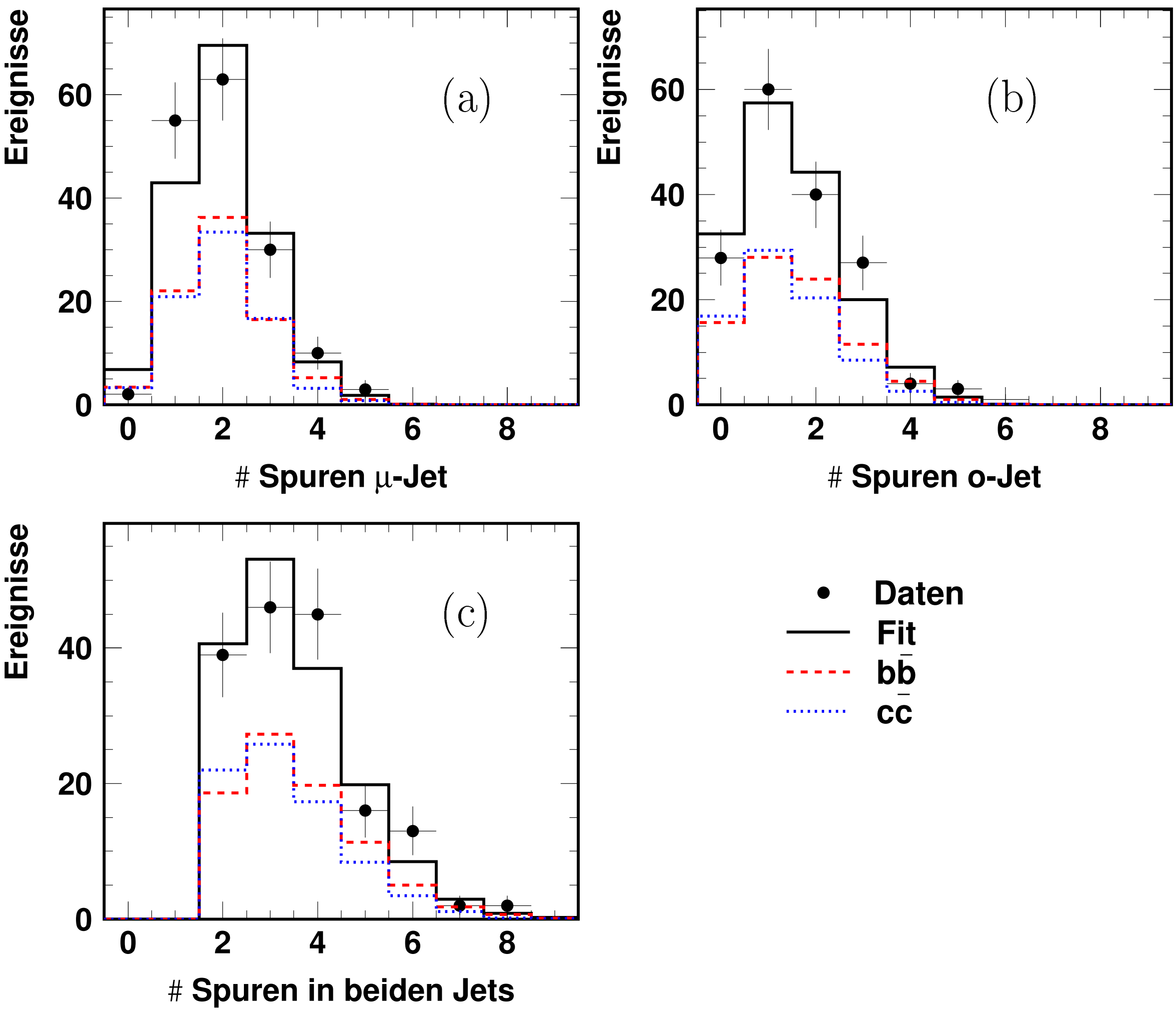


Abbildung 5.29: Kontrollverteilungen für die Anzahl der selektierten Spuren im Myonjet (a), im anderen Jet (b) und in beiden Jets zusammen (c), nachdem auf $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$ geschnitten wurde.

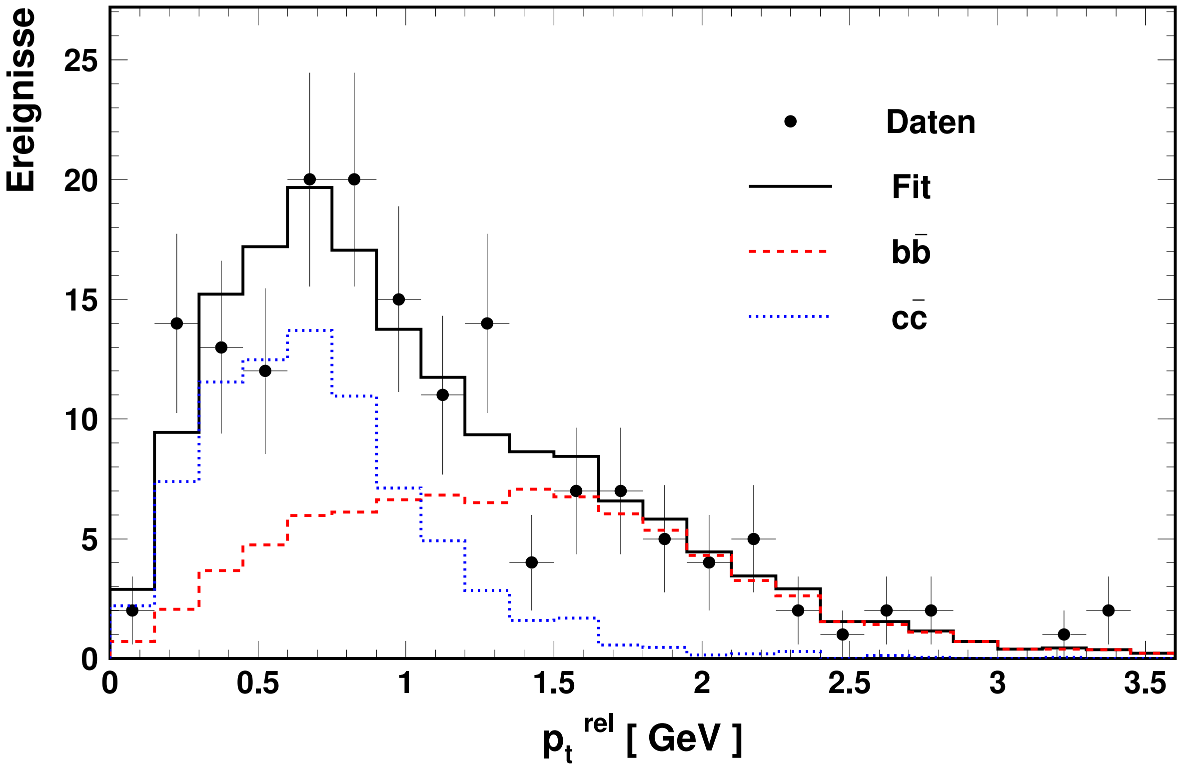


Abbildung 5.30: Die Kontrollverteilung für p_t^{rel} nach dem Schnitt $(-\log\mathcal{P}'_{MIP,T}+1) > 2$.

anzupassen, so erhält man einen großen negativen Korrelationskoeffizienten zwischen den Anteilen f_c von Charm- und f_{uds} von uds-Ereignissen in der Größenordnung von -0.9. Deshalb kann aus der Anpassung mit drei Komponenten nur der Anteil f_b der Beauty Ereignisse vernünftig bestimmt werden, die Ergebnisse für f_c und f_{uds} sind nicht vertrauenswürdig.

Um dennoch den Wirkungsquerschnitt für Charm Produktion bestimmen zu können, wird auf die $(-\log\mathcal{P}'_{MIP,T}+1)$ Verteilung in Abbildung 5.26 geschnitten. Man fordert $(-\log\mathcal{P}'_{MIP,T}+1) > 2$, was einem Wegschneiden der ersten beiden Bins der Verteilung entspricht. Es bleiben laut Abbildung 5.27 der Schnitteffizienzen dann etwa 20 % der Daten- 40 % der Beauty-, 14 % der Charm- und 3 % der ursprünglichen uds-Ereignisse (mit zwei selektierten Spuren) übrig. Die relativen Anteile der Quellen betragen nach der PYTHIA Vorhersage aus Abbildung 5.28 nach diesem Schnitt 56 % für die Beauty Ereignismenge, 42 % für das Charm Signal und nur noch 2 % für den uds-Untergrund. Dieser uds-Anteil kann somit vernachlässigt werden. Für die Anpassung an die $(-\log\mathcal{P}'_{MIP,T}+1)$ Verteilung nach diesem Schnitt sind also nur noch zwei Komponenten notwendig, nämlich das Beauty- und das Charm Signal, die durch den Schnitt beide stark angereichert werden. Beide Anteile können mit Hilfe der Observablen gut getrennt werden und es wird nun auch für die Charm Produktion ein vernünftiges Fitergebnis für den Anteil an Charm Ereignissen erhalten.

Durch diesen zusätzlichen Schnitt wird allerdings auch die Datenstatistik eingeschränkt. In dieser finalen und relativ reinen Signal-Ereignismenge sind nur noch 163

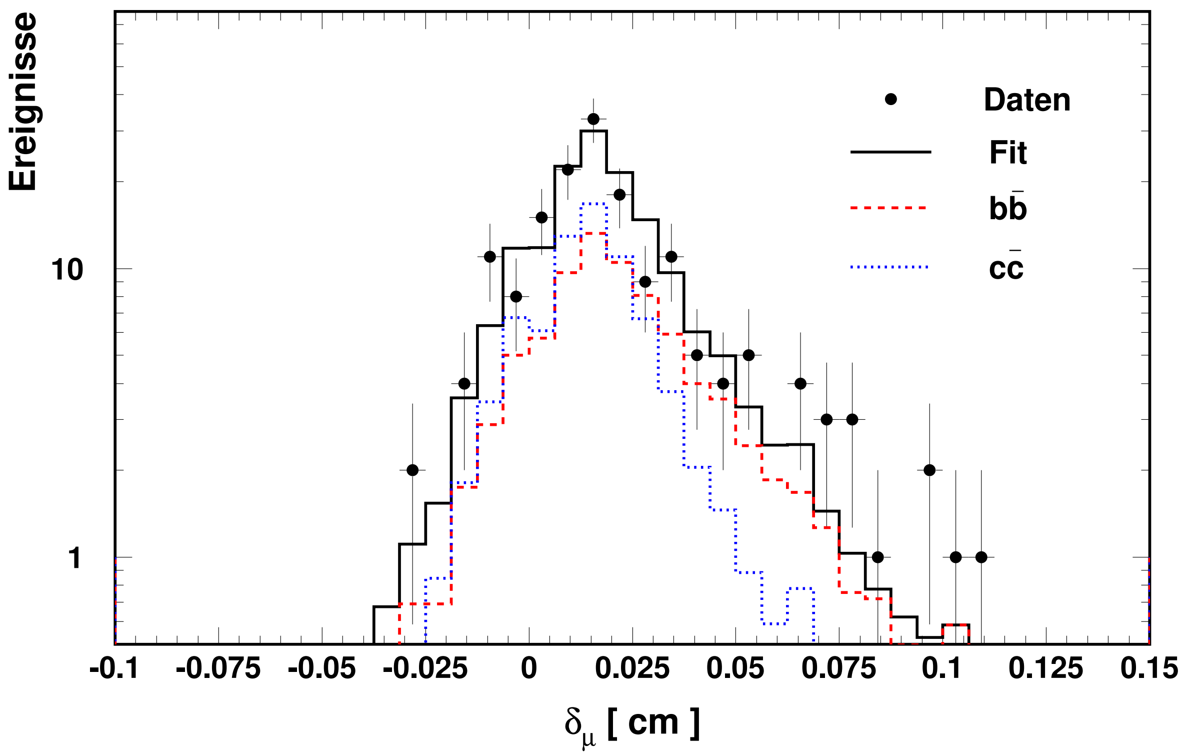


Abbildung 5.31: Die Kontrollverteilung für δ_μ nach dem Schnitt $(-\log\text{-}\mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$.

Myonkandidaten enthalten. Gegenüber der Anpassung mit drei Komponenten, für die 770 Ereignisse verwendet werden, muß die Anpassung mit zwei Komponenten also mit etwa einem Fünftel der Ereignisse auskommen.

Kontrollverteilungen für den Zwei-Komponentenfit

In diesem Unterabschnitt sollen nun auch für den Zwei-Komponentenfit die wichtigsten Kontrollverteilungen gezeigt werden, die vorführen, daß die Beschreibung der statistisch eingeschränkten Datenereignismenge durch die beiden Signal Monte Carlo Simulationen vernünftig ist. Mit Kontrollverteilung ist hier der Vergleich der 163 Myonkandidaten in den Daten, die mindestens zwei selektierte Spuren aufweisen und nach dem Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ noch übrig sind, mit der Kombination der beiden Signalereignismengen von Beauty- und Charm Ereignissen gemeint. Die Kombination erfolgt dabei gemäß dem Ergebnis der zweidimensionalen Anpassung aus Abschnitt 6.3 für die beiden relativen Anteile.

In Abbildung 5.29 (a)-(c) sind die Kontrollverteilungen zu den Spurmultiplizitäten im Myonjet (a) im anderen Jet (b) und in beiden Jets zusammen (c) dargestellt. In allen drei Fällen ist die Übereinstimmung von Anpassung und Daten vernünftig. Im Spektrum für beide Jets ist der Schnitt auf zwei selektierte Spuren deutlich zu sehen. Der Mittelwert der Spurmultiplizität in den Daten für diese Ereignismenge von 163 Myonkandidaten beträgt 3.58 Spuren in beiden Jets. Es werden also im Mittel 2.58 Spuren in der MIP Methode berücksichtigt.

Abbildung 5.30 zeigt die Kontrollverteilung für die Observable p_t^{rel}. Obwohl die Statistik nicht sehr hoch ist, kann man trotzdem feststellen, daß diese Kontrollverteilung eine bessere Übereinstimmung zeigt als die entsprechende des Fits mit drei Komponenten, die in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Die beiden sehr unterschiedlichen p_t^{rel} Spektren des Beauty- und des Charm Monte Carlos beschreiben sowohl das Maximum der Datenverteilung als auch dessen Abfall zu hohen Werten von p_t^{rel} hin gut.

Die Kontrollverteilung für den Impaktparameter des Myonkandidaten ist in Abbildung 5.31 dargestellt und zeigt ebenfalls eine angemessene Übereinstimmung von Daten und Anpassung. Abschließend wird festgestellt, daß auch die anderen Kontrollverteilungen, die für die Anpassung mit drei Komponenten in dieser Analyse gezeigt werden, für die Anpassung mit zwei Komponenten und der eingeschränkten Ereignismenge eine vernünftige Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Simulation liefern. Es wird jedoch darauf verzichtet, diese Kontrollverteilungen alle explizit in der vorliegenden Arbeit zu zeigen. Man beschränkt sich vielmehr auf die gerade diskutierten Kontrollverteilungen, welche die wichtigsten sind.

5.6 Die Methode der Anpassung

Der entscheidende Schritt bei der Messung des Beauty- und Charm Wirkungsquerschnitts ist die Bestimmung der relativen Anteile f_b und f_c der Signalbeiträge zu der vom H1-Detektor gemessenen und in der Datenauswahl selektierten Ereignismenge. Dies geschieht mit Hilfe einer Anpassung der verschiedenen Monte Carlo Quellen an die Form der Datenverteilungen von Observablen, die zur Trennung der Anteile geeignet, d.h. auf Beauty und Charm sensitiv sind. In dieser Analyse werden dazu die MIP-Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ [4] und die Observable p_t^{rel} benutzt, die in Abschnitt 5.4 definiert und diskutiert werden. Kurz gesagt, man erhält die Anteile der verschiedenen Ereignismengen in den Daten aus einer Anpassung an die Daten.

An die selektierte MIP-Ausgangsmenge der Daten, die in Abschnitt 5.5 definiert ist, werden zunächst drei verschiedene Quellen angepaßt. Diese sind Beauty- und Charm Signal, sowie *uds*- bzw. „fake“ Myon Untergrund. Nach einem zusätzlichen Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$, der den *uds*-Untergrund soweit reduziert, daß er vernachlässigbar wird, werden nur noch die beiden Signalanteile gefittet und der *uds*-Anteil weggelassen.

In Anhang B wird eine kurze Einführung in die Grundlagen der Parameterschätzung gegeben und die hier benutzte Methode zur Schätzung der relativen Anteile, die Maximum-Likelihood Methode, wird detailliert beschrieben. Da die Verteilungen der analysierten Observablen nicht in analytischer Form vorliegen, sondern nur als ein- oder zweidimensional gebinnte Verteilungen, also in Form von Histogrammen, wird die in Anhang B.2.4 dargestellte Methode der Maximum-Likelihood für Histogramme benutzt. Für die Anzahl der Ereignisse n_i in Bin i wird dabei die Poisonstatistik angenommen. Da in vielen Bins die Anzahl der Dateneinträge klein ist, ist eine gaußförmige Verteilung und damit auch eine Anpassung mit der Methode der kleinsten Quadrate nicht geeignet. Da nur an die Form der Observablenverteilungen gefittet werden soll,

[4] Eigentlich wird die transformierte Observable $(-\log \mathcal{P}'_{MIP} + 1)$ benutzt, aber der Einfachheit halber soll sie trotzdem mit $\mathcal{P}'_{MIP}$ bezeichnet werden.

und die Normierung aus den Daten genommen wird, ist die Formel der erweiterten oder extended Likelihood nicht nötig.

Angepaßt wird sowohl an die eindimensionalen Verteilungen von $\mathcal{P}'_{MIP}$ und p_t^{rel}, als auch an die zweidimensionale ($\mathcal{P}'_{MIP}$, p_t^{rel})-Verteilung. Die beiden Observablen sind komplementär bei der Unterscheidung der verschiedenen Anteile in den Daten. Deshalb sollte die Kombination der beiden Observablen im zweidimensionalen Fit nicht nur zu einem signifikant kleineren statistischen Fehler der Anpassung führen, sondern auch zu einer geringeren Abhängigkeit des Ergebnisses von systematischen Unsicherheiten, was die Beschreibung der verschiedenen Quellen betrifft.

5.6.1 Die spezifische Log-Likelihood Funktion

Im Gegensatz zu dem in Anhang B.2.4 geschilderten Problem, in dem es um eine einzige Monte Carlo Quelle geht, die von beliebigen Parametern α_j abhängt, geht es in unserem Fall um m verschiedene MC Quellen[5], welche die verschiedenen Signal- und Untergrundanteile in den zusammengesetzten Daten modellieren. Die Fitparameter α_j sind hier die m relativen Anteile f_j der verschiedenen Quellen, deren Summe auf eins normiert sein muß. Diese Normierung der Anteile ist bei Verwendung der Maximum-Likelihood Methode automatisch gegeben, siehe weiter unten. Somit ergibt sich statt Gleichung B.6 für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis[6] im Bin i von insgesamt r Bins nachgewiesen wird, die Formel:

$$p_i(f_b, f_c, f_{uds}) = p_i(f_j) = \sum_{j=1}^{m} f_j \, \frac{\nu_{ji}}{N_j} \; , \tag{5.23}$$

wobei ν_{ji} die parameterunabhängige Zahl der Monte Carlo Ereignisse der Quelle j im Bin i ist und $N_j = \sum_{i=1}^{r} \nu_{ji}$ diejenige aller MC Ereignisse dieser Quelle. Um die Formeln relativ einfach zu halten, ist hier und im Folgenden mit f_j die Menge aller m Parameter gemeint.

Damit folgt zusammen mit der Gesamtzahl $n = \sum_{i=1}^{r} n_i$ der gemessene Ereignisse für die parameterabhängige Anzahl der erwarteten Ereignisse in Bin i:

$$\mu_i(f_j) = n \, p_i(f_j) = n \sum_{j=1}^{m} f_j \, \frac{\nu_{ji}}{N_j} \; , \tag{5.24}$$

und für die negative Log-Likelihood Funktion F dieser Analyse ergibt sich:

$$\begin{aligned} F(f_j) &= -\ln L(f_j) \\ &= \sum_{i=1}^{r} \left(\mu_i(f_j) - n_i \ln \mu_i(f_j) \right) \\ &= \sum_{i=1}^{r} \left[n \sum_{j=1}^{m} f_j \, \frac{\nu_{ji}}{N_j} - n_i \ln \left(n \sum_{j=1}^{m} f_j \, \frac{\nu_{ji}}{N_j} \right) \right] \end{aligned} \tag{5.25}$$

[5] Von uns werden MC Ereignismengen für die Beschreibung der verschiedenen Quellen verwendet. Es können theoretisch natürlich auch geeignet selektierte Ereignismengen aus den echten Daten dazu benutzt werden.

[6] Da in dieser Analyse die Anzahl der Myonkandidaten und nicht die der Ereignisse gezählt wird, steht Ereignis hier und im folgenden wie schon erwähnt für Myonkandidat.

mit folgenden Größen:

- i: Binnummer
- r: Anzahl der Bins
- j: Quellennummer
- m: Anzahl der Quellen
- f_j: Fitparameter für die relativen Quellenanteile
- n_i: Anzahl der Daten im Bin i
- n: Gesamtanzahl der Daten ($n = \sum_{i=1}^{r} n_i$)
- ν_{ji}: Anzahl der parameterunabhängigen Monte Carlo Ereignisse der Quelle j im Bin i
- N_j: Gesamtanzahl der parameterunabhängigen Monte Carlo Ereignisse der Quelle j ($N_j = \sum_{i=1}^{r} \nu_{ji}$).
- μ_i: Anzahl der erwarteten Ereignisse im Bin i ($\mu_i = n \sum_{j=1}^{m} f_j \frac{\nu_{ji}}{N_j}$)

Aus der Minimierung der negativen Log-Likelihood Funktion F ergeben sich dann die Schätzwerte bzw. die Ergebnisse der Anpassung $\hat{f}_j$ für die Parameter. Damit erhält man im insbesonderen die relativen Signalanteile für Beauty und Charm und damit die Grundlage für die Messung des Wirkungsquerschnitte. Die statistischen Fehler auf die Ergebnisse $\hat{f}_j$ der Parameter werden gemäß Anhang B.3 aus der Änderung von F bei Variation der f_j um die Lösung $\hat{f}_j$ berechnet. Abhängig vom geforderten Vertrauensbereich, der bei uns für einen Ein-σ-Fehler 68.3 % beträgt, wird untersucht, für welche Variation von f_j sich $F(f_j)$ um einen bestimmten Wert gegenüber dem Minimumwert $F(\hat{f}_j)$, bei uns um 0.5, erhöht.

Zur Berechnung sowohl der Parameterschätzwerte als auch deren Ein-σ-Fehler wird das Program MINUIT [85] benutzt. In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten Merkmale der vorliegenden Fit-Analyse zusammengefaßt.

Eine fehlende Übereinstimmung von angepaßter Anzahl μ_i und gemessener Anzahl n_i von Ereignissen im Bin i kann aus falschen Anteilen f_j, aus statistischen Fluktuationen der gemessenen n_i und aus statistischen Fluktuationen der ν_{ji} resultieren. In der gebinnten Maximum-Likelihood Methode werden die ersten beiden Fehlerquellen miteinbezogen, die dritte allerdings, die auf der endlichen Monte Carlo Statistik beruht, wird nicht berücksichtigt.

5.6.2 Die automatische Normierung

Nun soll noch die oben aufgestellte Behauptung bewiesen werden, daß sich bei der Maximum-Likelihood Methode, im Gegensatz zur Methode der kleinsten Quadrate, die Normierung der Summe der relativen Anteile auf eins, $\sum_{j=1}^{m} f_j = 1$, automatisch bei der Bestimmung der Schätzwerte ergibt. Notwendige Bedingung für ein Minimum von

Methode der Anpassung:	Maximum-Likelihood für Histogramme
Anpassung sensitiv auf:	Form der Verteilungen (Normierung wird aus den Daten genommen)
Angepaßte Verteilungen:	$\mathcal{P}'_{MIP}$, p_t^{rel} eindim., ($\mathcal{P}'_{MIP}$ p_t^{rel}) zweidim.
MIP-Szenarien:	Myonjet, anderer Jet, beide Jets
Fitparameter:	a) f_b, f_c und f_{uds} im Drei-Komponenten-Fit b) f_b und f_c im Zwei-Komponenten-Fit
Fehlerabschätzung	Log-Likelihood Definition, siehe Anhang B.3
Benutztes Programm	MINUIT

Tabelle 5.3: Die in dieser Analyse gewählten Ansätze und Vorgehensweisen bei der Anpassung der Ereignisanteile in den Daten im Überblick.

F ist das Verschwinden der ersten partiellen Ableitungen von F nach den Parametern f_j. Es ergeben sich folgende m Gleichungen:

$$\frac{\partial F(\vec{f})}{\partial f_j} = \frac{n}{N_j} \sum_{i=1}^{r} \left(\nu_{ji} - \frac{n_i \nu_{ji}}{\mu_i} \right) = 0 \quad , \quad j = 1, \ldots, m \tag{5.26}$$

Multipliziert man die Gleichungen mit f_j und addiert sie zusammen, so erhält man:

$$\sum_{j=1}^{m} f_j \frac{n}{N_j} \sum_{i=1}^{r} \left(\nu_{ji} - \frac{n_i \nu_{ji}}{\mu_i} \right) = 0 \tag{5.27}$$

Vertauscht man nun die Summationen über i und j, so kann man die Gleichung vereinfachen zu:

$$(\sum_{i=1}^{r} \mu_i) - n = 0 \tag{5.28}$$

Daraus ergibt sich dann die Normierung, indem man Gleichung 5.24 für μ_i einsetzt und widerum die Summationen vertauscht:

$$(\sum_{j=1}^{m} f_j) - 1 = 0. \tag{5.29}$$

Kapitel 6

Die Ergebnisse

Dieses Kapitel beschreibt die Messung des Wirkungsquerschnitts für Beauty- und für Charm Produktion im kinematischen Bereich der Photoproduktion. Es wird sowohl der totale als auch der differenzielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit verschiedener kinematischer Größen präsentiert. Die Messung basiert auf der in Kapitel 4 durchgeführten Selektion und den zusätzlichen Anforderungen an die in der MIP Methode verwendeten Spuren aus Abschnitt 5.5, sowie der Maximum Likelihood Anpassung an die Verteilung der ausgewählten Observablen, vergleiche Abschnitt 5.4 bis 5.6. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt wird definiert und die Bestimmung der relativen Anteile von Beauty- und Charm Signal in den selektierten Daten mit Hilfe der Observablen p_t^{rel} und $\mathcal{P}'_{MIP}$ wird gezeigt. Es werden zwei unterschiedliche Selektionsniveaus untersucht. In einer Auswahl mit größerer Statistik wird neben Beauty- und Charm-Signal auch ein Anteil an uds-Unergrund mit angepaßt. Dieser kann erst nach einem Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ vernachlässigt werden, vergleiche Abschnitt 5.5.4. Nach einer Diskussion der systematischen Fehler endet dieses Kapitel mit der Zusammenfassung der Ergebnisse für die jeweiligen Wirkungsquerschnitte und einem Vergleich mit anderen Messungen und der Theorie.

6.1 Definition des Wirkungsquerschnitts

Die relativen Anteile an Beauty- bzw. Charm Ereignissen in den Daten, die in den folgenden Abschnitten bestimmt werden, können unter Berücksichtigung der Luminosität und der Kombination von Effizienz und Akzeptanz des Detektors in einen Wirkungsquerschnitt transformiert werden. Die in dieser Analyse gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines schweren Quarkpaares, d.h. von $b\bar{b}$ oder $c\bar{c}$, werden definiert als:

$$\sigma_b^{vis}(ep \to eb\bar{b}X \to ejj\mu X') = \frac{f_b n_\mu}{\epsilon \mathcal{L}} \tag{6.1}$$

$$\sigma_c^{vis}(ep \to ec\bar{c}X \to ejj\mu X') = \frac{f_c n_\mu}{\epsilon \mathcal{L}} \tag{6.2}$$

Dabei bezeichnet n_μ die Anzahl der selektierten Myonkandidaten in der Ereignismenge der H1-Daten, die einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ entspricht. Mit f_b bzw. f_c ist der aus dem Fit bestimmte relative Anteil der Ereignisse aufgrund der $b\bar{b}$- bzw. $c\bar{c}$-Produktion gemeint. ϵ schließlich stellt die Effizienz des H1-Detektors dar. Sie ist ein Produkt vieler Einzelfaktoren, die sich zu vier Anteilen zusammenfassen lassen ($\epsilon = \Pi_{i=1}^{4}\epsilon_i$).

Der erste Faktor ϵ_1 beschreibt die Detektoreffizienz, daß ein Ereignis der $b\bar{b}$- bzw. $c\bar{c}$-Produktion mit mindestens zwei Jets und einem Myon im sichtbaren Bereich die Auswahl- und Triggeranforderungen erfüllt. Der sichtbare Bereich für den Wirkungsquerschnitt wird definiert durch den Transversalimpuls und die Pseudorapidität des Myonkandidaten und der Jets sowie der benutzten kinematische Region. In Tabelle 6.1 ist die Definition des sichtbaren Bereichs der Messung zusammengefaßt. Diese

Transversaler Impuls des Myons Pseudorapidität des Myons	2.5 GeV $< p_{t,\mu} < 15.$ GeV $-0.55 < \eta_\mu < 1.1$
Transversaler Impuls der Jets Pseudorapidität der Jets	$p_{t,jet1(2)} > 7(6)$ GeV $\lvert\eta_{jet}\rvert < 1.317$
Kinematische Region	$Q^2 < 1$ GeV^2 $0.2 < y < 0.8$

Tabelle 6.1: Die Definition des sichtbaren Bereichs für den gemessenen Wirkungsquerschnitt.

Effizienz läßt sich aus der Monte Carlo Simulation als das Verhältnis der im sichtbaren Bereich rekonstruierten und selektierten Ereignisse zu allen dort generierten und simulierten Ereignissen bestimmen. Man erhält Werte von $\epsilon_1 = 23.0\,\%$ und $\epsilon_1 = 24.0\,\%$ für das Beauty- bzw. Charm Signal. Dabei muß noch hinzugefügt werden, daß für das generierte Myon in der Monte Carlo Simulation keine Zuordnung zu einem auf Hadronniveau gebildeten Jet aus Generatorteilchen gefordert wird. Man unterläßt diese Forderung deswegen, weil in der NLO QCD Rechnung, die nur auf Partonniveau stattfindet, eine solche Zuordnung nicht gemacht wird, bzw. prinzipiell nicht sinnvoll gemacht werden kann. Da mit der NLO Rechnung verglichen werden soll, möchte man möglichst konform mit ihr sein. Die Zuordnung des Myons zu einem Jet wird also nur auf Rekonstruktionsniveau gefordert. Dort ist sie aber aus mehreren Gründen notwendig, z.B. um die Observable p_t^{rel} sinnvoll definieren zu können.

Nun werden für die Anpassung der Quellen an die Daten aber nicht alle Ereignisse im sichtbaren Bereich verwendet, sondern nur diejenigen, mit zwei selektierten Spuren. Der Wirkungsquerschnitt wird also von der Menge der Ereignisse mit zwei selektierten Spuren auf den sichtbaren Bereich extrapoliert. Damit kommt als zweiter Effizienzfaktor ϵ_2 die Wahrscheinlichkeit ins Spiel, daß im sichtbaren Bereich in einem Ereignis zwei Spuren ausgewählt werden. Nach Abschnitt 5.5.3 ergeben sich dafür Werte von $69.4\,\%$ für ein Beauty Ereignis und $65.3\,\%$ für eines mit Charm.

Um den uds-Untergrundanteil vernachlässigen zu können und die Daten nur noch mit den beiden Signalquellen (Beauty, Charm) zu beschreiben, wird in Abschnitt 5.5.4 ein Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ [1] eingeführt. Dies führt zu einem weiteren Statistikverlust bzw. einer zusätzlichen Extrapolation des Wirkungsquerschnitts und

[1] Eigentlich wird auf die transformierte Observable $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T}+1)$ geschnitten. Da im gesamten Ergebniskapitel aber nur Verteilungen der MIP Observablen in der Form $(-\log \mathcal{P}'_{MIP}+1)$ auftreten und daher keine Verwechslungsgefahr besteht, sollen diese Verteilungen bzw. Observablen der Ein-

schlägt sich in einem weiteren Effizienzfaktor ϵ_3 nieder, der 40.1 % für die Beauty- und 14.2 % für die Charm Simulation beträgt.

Schließlich muß noch berücksichtigt werden, daß die Messung der relativen Anteile der Quellen in den Daten auf der Anzahl von Myonkandidaten beruht, der Wirkungsquerschnitt soll aber auf der Basis von Ereignissen definiert sein. Um diesen Unterschied einzukalkulieren, ist ein Korrekturfaktor ϵ_4 nötig. Ereignisse mit mehreren (es treten höchstens zwei auf) Myonkandidaten werden durch die Anzahl der Kandidaten geteilt und so effektiv zu einem Ereignis mit einem Kandidaten gemacht. Dabei gilt nach Abschnitt 4.10, daß ein Ereignis mit zwei Myonkandidaten sowohl in den Daten als auch in den verschiedenen Monte Carlo Quellen (auf Rekonstruktionsniveau) nur in höchstens einem Prozent der Fälle auftritt. Auf Generatorniveau der Monte Carlo Simulationen treten Ereignisse mit zwei Myonkandidaten in 2.5 % der Fälle für das Beauty- und 0.5 % der Fälle für das Charm Signal auf. Dies ergibt Werte für ϵ_4 von 97.5 % bzw. 99.5 %.

Zusammengenommen ergeben sich also die Werte $\epsilon = 15.6\,\%$ und $\epsilon = 15.6\,\%$ für Beauty- bzw. Charm Ereignisse im Fall des Selektionsniveaus mit drei Quellen, und $\epsilon = 6.2\,\%$ bzw. $\epsilon = 2.2\,\%$ für nur noch zwei nach dem zusätzlichen Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$.

Es soll noch extra angemerkt werden, daß im Gegensatz zur Definition des Wirkungsquerschnitts in anderen Analysen [1, 44] hier kein zusätzlicher Faktor $\frac{1}{2}$ eingeführt wird. Dieser Faktor wird damit begründet, daß schwere Quarks immmer in Paaren erzeugt werden und beide Quarks unabhängig voneinander in ein Myon zerfallen können. Aber gerade weil in den in dieser Arbeit untersuchten Prozessen kein einzelnes schweres Quark entstehen kann, ist dieser Faktor $\frac{1}{2}$ nicht sinnvoll. Ein Wirkungsquerschnitt sollte nur dann auf die Erzeugung eines einzelnen Quarks bezogen sein, wenn auch einzelne Quarks erzeugt werden. In dieser Analyse ist der Wirkungsquerschnitt also auf die Anzahl der entstehenden Quarkpaare bzw. die Anzahl der Ereignisse bezogen.

6.2 Der Drei-Komponentenfit

Im ersten Teil der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte geht man von der in Abschnitt 5.5.3 beschriebenen Ereignisauswahl aus, bei der die Ereignismenge der Daten durch drei verschiedene Quellen beschrieben wird. Neben dem Beauty- und dem Charm Signal spielt hier auch der uds-Untergrund eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Es werden nur Myonkandidaten mit mindestens zwei selektierten Spuren nach Abschnitt 5.5.1 betrachtet. Daraus resultiert in den Daten eine Ereignismenge, die aus 770 Myonkandidaten in 765 Ereignissen besteht, und einer integrierten Luminosität von 50.4 pb^{-1} entspricht. In fünf Ereignissen werden zwei Myonkandidaten gefunden, die allen Auswahlkriterien genügen, was 0.7 % der Ereignisse entspricht.

Zur Trennung der Anteile werden zwei Observablen benutzt, $\mathcal{P}'_{MIP}$ und p_t^{rel} , die unterschiedliche Aspekte der schweren Quarks, nämlich deren lange Lebensdauer und deren große Masse, ausnutzen. im Folgenden werden zuerst die Verteilungen der beiden Observablen jeweils alleine dazu verwendet, um die relativen Anteile der drei Quellen zu bestimmen, anschließend werden deren unabhängige Informationen kombiniert. Die

fachheit halber mit $\mathcal{P}'_{MIP}$ bezeichnet werden. Nur in Ausnahmefällen, z.B. einer expliziten Angabe eines Schnittes, wird die korrekte aber etwas lange Bezeichnung verwendet.

Extraktion der relativen Anteile geschieht mit der in Abschnitt 5.6 ausführlich beschriebenen Methode der Maximum Likelihood.

Die Beauty Produktion im kinematischen Bereich der Photoproduktion wurde bei H1 bereits unter Benutzung von p_t^{rel} und dem Impaktparameter δ_μ des Myonkandidaten bei Verwendung derselben Datennahmeperioden mit einer sehr ähnlichen Selektion gemessen [8]. Da neben dem Myonkandidaten auch andere Spuren im Ereignis Lebensdauerinformation der schweren Quarks besitzen können, wird durch das Miteinbeziehen aller relevanten Spuren in die MIP Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ eine verbesserte Genauigkeit der Messung erwartet. Dies ist auch die Hauptmotivation dafür, daß diese Analyse durchgeführt wird. Ferner soll diese Analyse dazu beitragen, daß die Multi-Impaktparameter Methode als geeignete Analyse-Methode bei H1 etabliert wird. Ein sehr wichtiger Punkt ist zudem, daß die MIP Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ die getrennte bzw. alleinige Untersuchung des zweiten Jets im Ereignis, des sogenannten Nicht-Myonjets erlaubt. Dieser wurde in inklusiven Myonanalysen bei H1 bisher noch nie untersucht und sollte eine relativ unabhängige Überprüfung der früheren Ergebnisse gewährleisten, sowie eine eigenständige Messung darstellen.

Außerdem soll mit Hilfe eines zusätzlichen Schnittes erstmals bei H1 eine verläßliche Messung der Charm Produktion anhand einer inklusiven Myonanalyse ermöglicht werden. Bisher war es aufgrund der großen Antikorrelation von Charm Signal mit *uds*-Untergrund nicht möglich, bei Verwendung von p_t^{rel} und dem Impaktparameter δ_μ des Myonkandidaten alleine diese beiden Anteile zu trennen. Die Bestimmung des Charm Anteils in den Daten wird in Abschnitt 6.3 durchgeführt.

6.2.1 Die MIP Analyse mit drei Komponenten

Wie oben diskutiert, werden nun mit Hilfe der in Abschnitt 5.6 beschriebenen Methode der Maximum Likelihood Anpassung die relativen Anteile der drei Quellen extrahiert. Dies geschieht hier anhand der $\mathcal{P}'_{MIP}$ Verteilung, die in Abschnitt 5.5.3 detailliert diskutiert wurde.

Die MIP Analyse mit drei Komponenten für den Myonjet

Zuerst sollen nur die Spuren aus dem Myonjet in die MIP Variable $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ eingehen. Aus der Anpassung der Verteilungen der drei Monte Carlo Quellen an die Datenverteilung des $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ Spektrums ergeben sich für die relativen Anteile f_b der Beauty Zerfälle, f_c der Charm Zerfälle und f_{uds} der „fake"-Myonen die Werte:

$$\begin{aligned} f_b &= [30.0 \pm 9.7]\,\% \\ f_c &= [50.9 \pm 25.2]\,\% \\ f_{uds} &= [19.0 \pm 18.0]\,\%\,. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Die angegebenen Fehler sind die rein statistischen Fehler aus der Anpassung. Die relativen Signal-Anteile f_b und f_c entsprechen dabei einer absoluten Anzahl von (120 ± 39) bzw. (204 ± 101) Myonkandidaten aus semi-myonischen Beauty- bzw. Charm Zerfällen in der selektierten H1 Datenmenge.

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 6.1 (oben) dargestellt. Zusätzlich

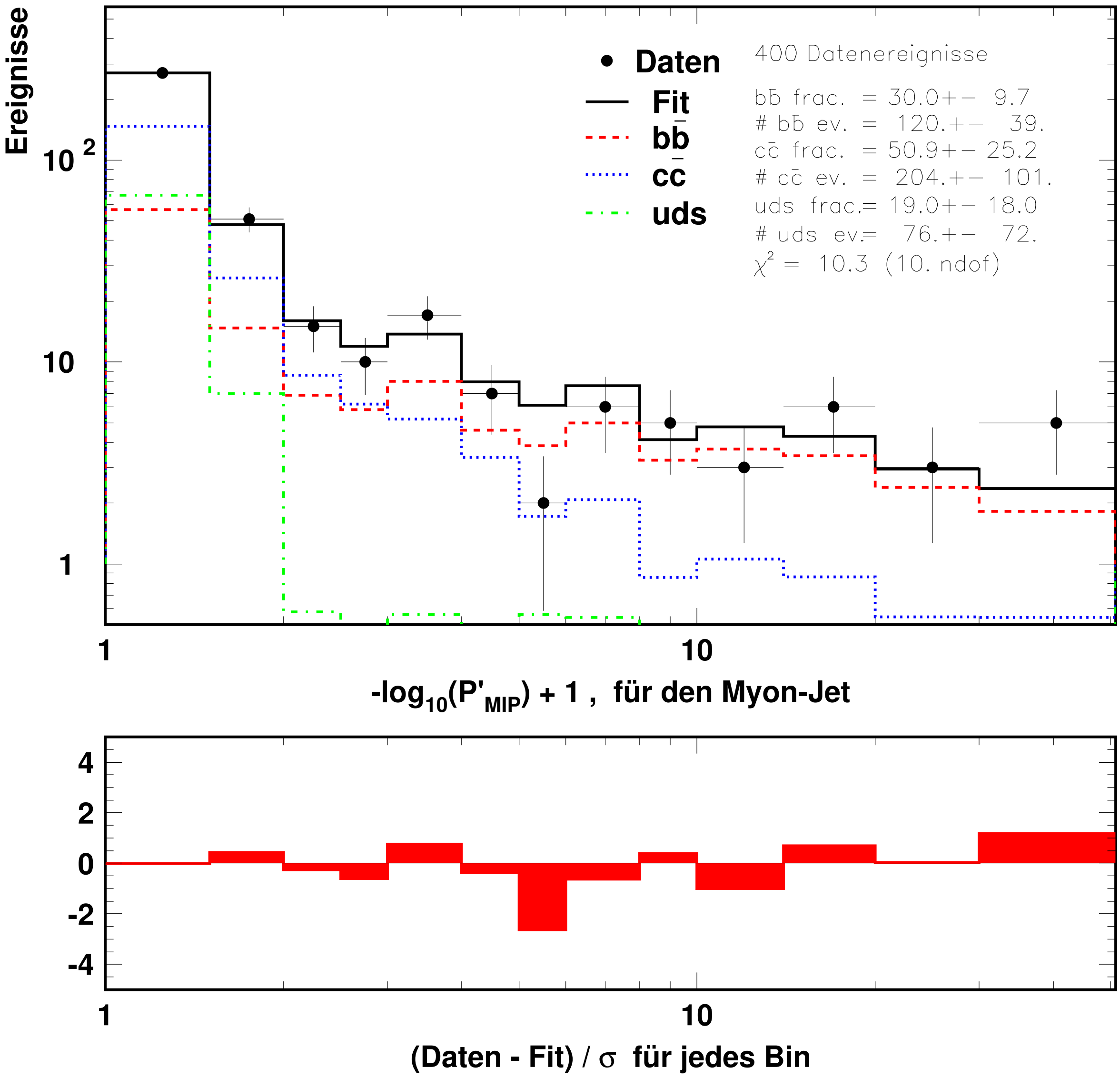


Abbildung 6.1: Die Anpassung (oben) der drei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ Verteilung mit Spuren aus dem Myonjet, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

ist im unteren Teil der Abbildung für jedes Bin der sogenannte „Pull“ der Anpassung aufgetragen. Der Pull beschreibt die binweise auf den Fehler normierte Abweichung der Anpassung von den Daten, wobei in den Fehler sowohl die endliche Statistik der Daten als auch der Monte Carlo Simulationen eingeht. Wenn also $n_{\mu,i}$ die Anzahl der Myonkandidaten im Bin i aus den Daten, μ_i die gefittete Anzahl der erwarteten Myonkandidaten und σ_i den kombinierten statistischen Fehler darstellt, so gilt für den Pull Δ_i:

$$\Delta_i = \frac{n_{\mu,i} - \mu_i}{\sigma_i} \quad , \quad mit \tag{6.4}$$

$$\sigma_i^2 = \sigma_{i,Daten}^2 + \sigma_{i,Fit}^2 . \tag{6.5}$$

Für die parameterabhängige Anzahl der erwarteten Myonkandidaten μ_i im Bin i gilt dabei Gleichung 5.24 aus Abschnitt 5.6.1, und für die Fehler ergibt sich:

$$\sigma^2_{i,Daten} = n_{\mu,i} \ , \ und \tag{6.6}$$

$$\sigma^2_{i,Fit} = n^2_\mu \sum_{j=1}^{3} f^2_j \frac{\nu_{ji}}{N^2_j}. \tag{6.7}$$

Dabei bezeichnet n_μ die über die Bins aufsummierte Gesamtanzahl der selektierten Myonkandidaten in den Daten, N_j diejenige der Monte Carlo Quelle j, ν_{ji} die Anzahl der Myonkandidaten der Quelle j in Bin i, und die Summe läuft über die drei Quellen, die in die Anpassung eingehen.

Wie auch aus der Darstellung des Pulls erkennbar ist, zeigt der Fit eine gute Beschreibung der Daten über die ganze Verteilung. Das eine Bin, in dem die Datenanzahl knapp 2.5 Sigma unter der Anpassung liegt, kann durch eine Fluktuation in der geringen Datenstatistik in diesem Bereich erklärt werden. Die Güte der Anpassung drückt sich auch im auf die Anzahl der Freiheitsgrade (number degrees of freedom, $NDOF$) normierten Chiquadrat des Fits aus ($\chi^2/NDOF = \sum_{i=1}^{r} \Delta_i/NDOF$), das hier 1.03 beträgt. Vor allem die bezogen auf die Statistik gut beschriebene Region bei großen Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,M} + 1)$, bei denen das Beauty Signal dominiert, gibt Anlaß dazu, dem Ergebnis für den Beauty Anteil zu vertrauen. Obwohl die Übereinstimmung von Daten und Anpassung bei niedrigen Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,M} + 1)$, bei denen die Verteilung vor allem von Charm Ereignissen und uds-Untergrund bestimmt wird, sogar besser ist, gibt es dort Probleme. Dies erkennt man auch an den relativ großen Fehlern von f_c und f_{uds}, verglichen mit demjenigen von f_b. Die Ursache hierfür ist einfach, daß sich die Verteilungen für Charm und uds zu wenig unterscheiden und nur schlecht getrennt werden können, was zu einem großen negativen Korrelationenkoeffizienten von $\rho_{c,uds} = -0.95$ zwischen den gefitteten Anteilen führt. Die beiden anderen Korrelationenkoeffizienten betragen dagegen $\rho_{b,uds} = 0.65$ und $\rho_{b,c} = -0.81$, und sind unproblematisch.

Zusammenfassend kann man sagen, daß nur das Ergebnis von f_b vertrauenswürdig ist, und selbst dieses einen relativen Fehler von etwa 33 % besitzt. Im Myonjet alleine sind einfach zu wenig selektierte Spuren vorhanden, um ein genaueres Ergebnis zu erhalten.

Die MIP Analyse mit drei Komponenten für den anderen Jet

Zum ersten Mal bei einer Messung der Produktion schwerer Quarks mit einer inklusiven Myonanalyse bei H1 werden auch die Spuren des zweiten hochenergetischen Jets im Ereignis, des sogenannten anderen Jets, der keinen Myonkandidaten enthalten muß, betrachtet. Die hier vorgenommene Anpassung an die Datenverteilung des $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ Spektrums, wobei nun nur die Spuren aus dem anderen Jet in die MIP Variable $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ eingehen, stellt also sowohl eine gegenüber den Spuren aus dem Myonjet unabhängige Messung dar, als auch eine bisher bei H1 noch nicht durchgeführte. Es ergeben sich für den in Abbildung 6.2 (oben) dargestellten Fit die relativen Anteile:

$$f_b = [45.6 \pm 13.1]\,\%$$

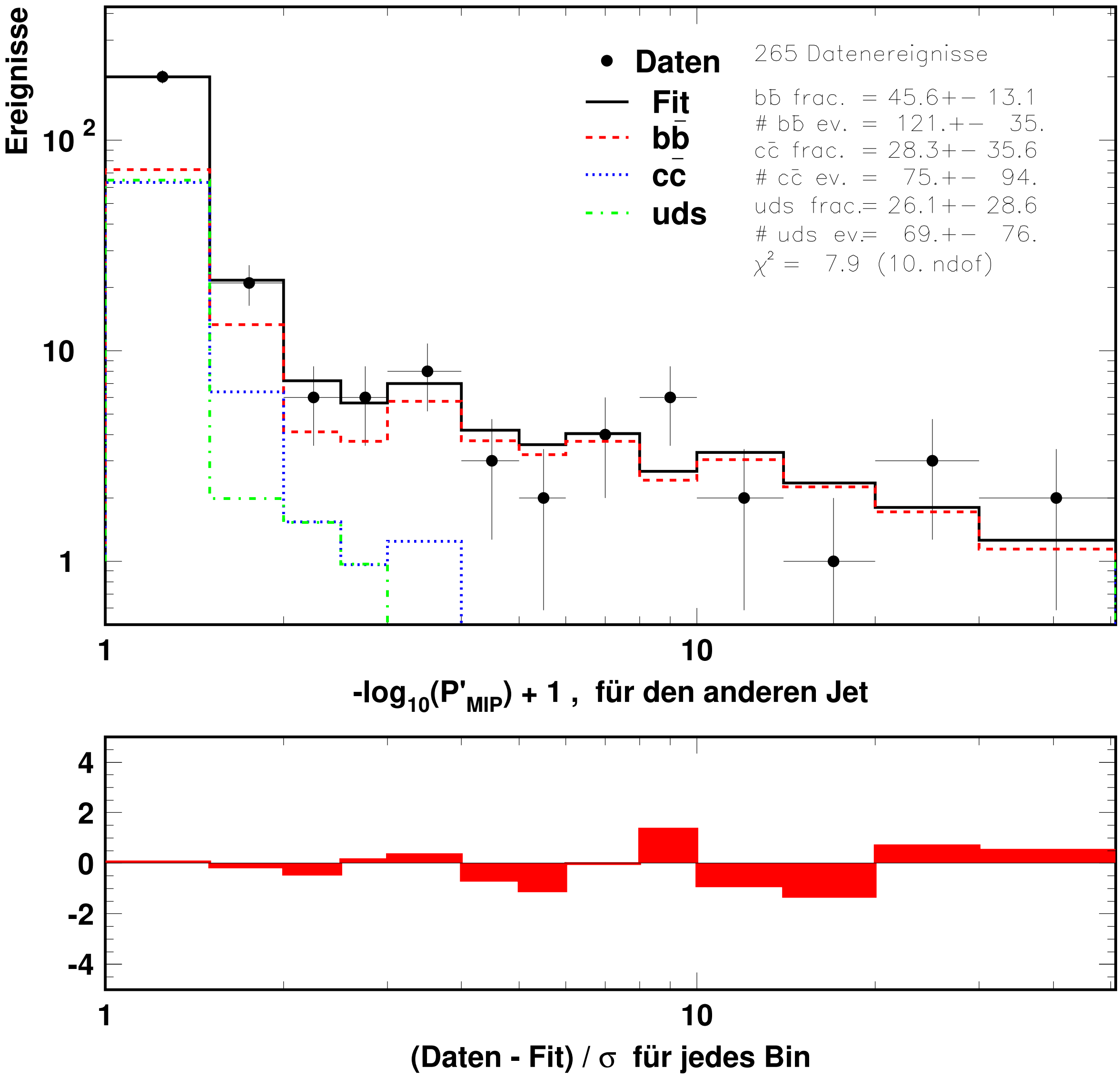


Abbildung 6.2: Die Anpassung (oben) der drei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ Verteilung mit Spuren aus dem anderen Jet, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

$$\begin{aligned} f_c &= [28.3 \pm 35.8]\,\% \\ f_{uds} &= [26.1 \pm 28.6]\,\% \end{aligned} \tag{6.8}$$

Die normierte Güte des Fits, $\chi^2/NDOF$ hat hier den Wert 0.79 und die Korrelationskoeffizienten betragen $\rho_{b,c} = -0.80$, $\rho_{b,uds} = 0.66$ und $\rho_{c,uds} = -0.97$. Bis auf den wichtigen Unterschied, daß der relative Anteil von Beauty Ereignissen von etwa 30 % um die Hälfte auf etwa 45 % angestiegen ist, sind sich die Anpassungen an die Spuren des anderen und des Myonjets sehr ähnlich. Auch hier stimmt der Fit gut mit den Daten überein und die Verteilungen von Charm Signal und *uds*-Untergrund sind stark antikorreliert, so daß die bestimmten Werte von f_c und f_{uds} sehr ungenau sind. Ihre Fehler sind hier in der gleichen Größenordnung wie die Werte selbst. Der relative Fehler

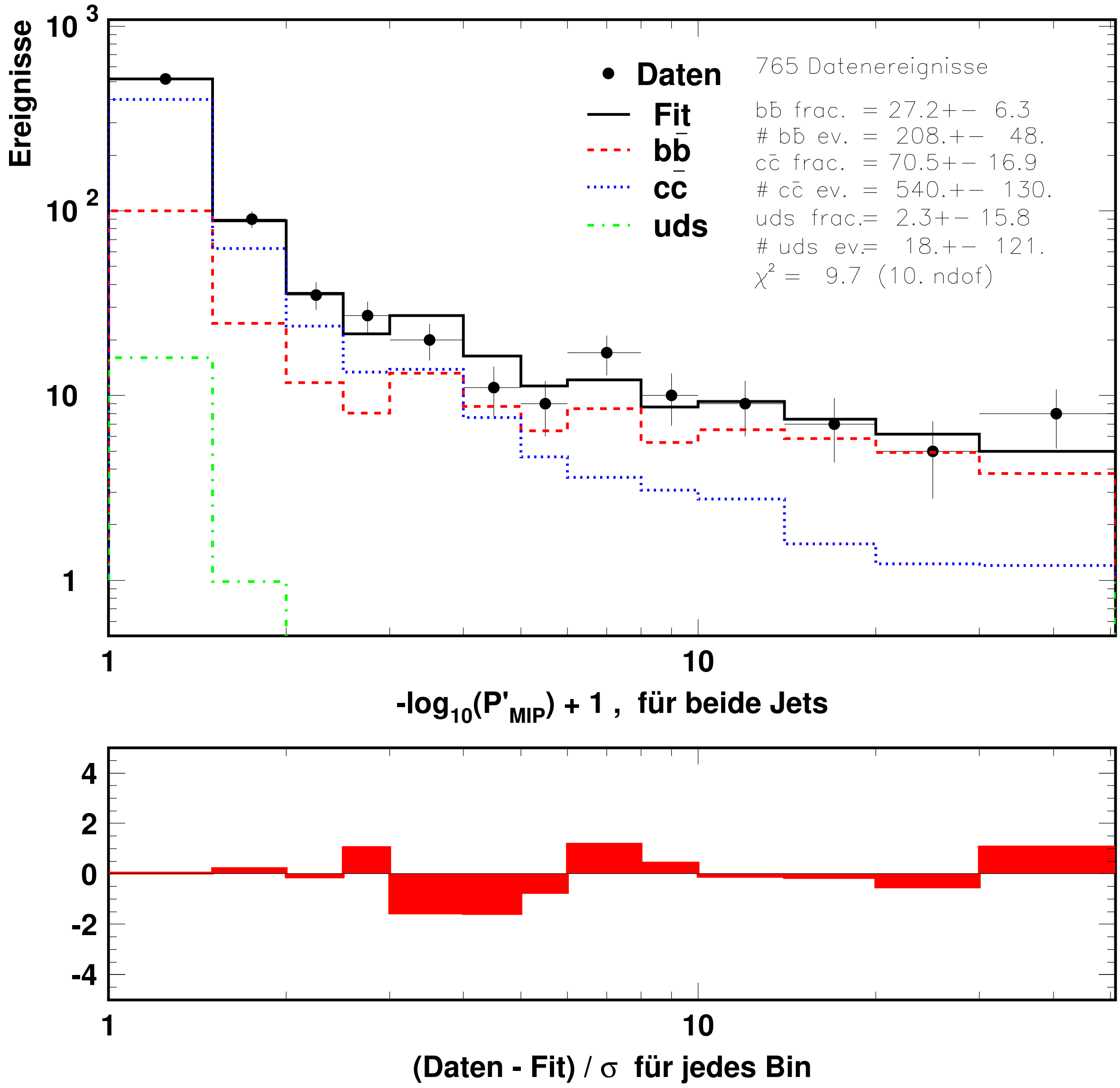


Abbildung 6.3: Die Anpassung (oben) der drei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Verteilung mit Spuren aus beiden Jets, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

auf f_b dagegen liegt wieder bei 33 %. Da die Genauigkeit von f_b damit aber trotzdem nicht besonders gut ist, stimmen die beiden Messungen von f_b innerhalb ihrer Fehler überein, obwohl sie so verschieden sind.

Es muß noch erwähnt werden, daß die Anpassung auf nur 285 Datenereignissen beruht, während es im Fall des Myonjets 400 waren. Der Grund ist die geringere mittlere Spurmultiplizität im anderen Jet gegenüber dem Myonjet.

Die MIP Analyse mit drei Komponenten für beide Jets

Durch die Kombination der Spuren aus dem Myon- und dem anderen Jet wird die Datenstatistik auf 765 Myonkandidaten erhöht (die fehlenden 5 Kandidaten haben einen Wert von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ über 51 und liegen außerhalb des Histogramms). Es wird daher eine etwas genauere Bestimmung des relativen Beauty Signalanteils erwartet als in den beiden vorigen Messungen. Aus der in Abbildung 6.3 gezeigten Anpassung erhält man folgende Anteile:

$$\begin{aligned} f_b &= [27.2 \pm 6.3]\,\% \\ f_c &= [70.5 \pm 16.9]\,\% \\ f_{uds} &= [2.3 \pm 15.8]\,\% \end{aligned} \tag{6.9}$$

Für die normierte Güte des Fits gilt hier $\chi^2/NDOF = 0.97$, und die Korrelationskoeffizienten nehmen die Werte $\rho_{b,c} = -0.78$, $\rho_{b,uds} = 0.63$ und $\rho_{c,uds} = -0.95$ an. Die charakteristischen Eigenschaften der Anpassung sind dieselben wie bei den beiden vorangegangenen und es wird deshalb hier darauf verzichtet, sie nochmals anzugeben. Wichtig ist, daß der Fit die Daten gut beschreibt, auch wenn der „dicke negative Balken“ in der Pullverteilung etwas anderes suggeriert. Es handelt sich nur um zwei benachbarte Bins, in denen die Anzahl der Datenereignisse jeweils etwa 1.5 Sigma geringer als die der Anpassung ist. Abgesehen davon ist die Anpassung sehr gut. Wie erwartet hat f_b nun eine verbesserte Genauigkeit. Der relative Fehler beträgt hier 23.2 %. Der Wert von f_b selbst ist im vorliegenden Fall der kombinierten Spuren aus beiden Jets niedriger als bei den Messungen in jeweils einem der Jets alleine. Innerhalb ihrer allerdings relativ großen Fehler stimmen die drei Messungen von f_b anhand der verschiedenen $\mathcal{P}'_{MIP}$ Verteilungen jedoch überein.

Um die Genauigkeit der aus der Anpassung resultierenden relativen Anteile entscheidend zu verbessern, muß die Observable p_t^{rel} hinzugenommen und eine zweidimensionale Anpassung vorgenommen werden. Im Folgenden soll aber zuerst noch der eindimensionale Fit an das Spektrum von p_t^{rel} alleine betrachtet werden.

6.2.2 Die p_t^{rel} Analyse mit drei Komponenten

Auch im Spektrum von p_t^{rel} ist die Antikorrelation von Charm- und uds-Verteilung sehr groß. Die beiden Quellen sind anhand von p_t^{rel} eigentlich nicht zu trennen, wie auch schon in früheren Messungen bei H1 beobachtet wurde [1], und in Abschnitt 5.4.1 diskutiert worden ist. Dies führt hier zu einem verschwindenden relativen Anteil für den uds-Untergrund. Insgesamt ergeben sich aus der Anpassung die drei Anteile zu:

$$\begin{aligned} f_b &= [34.6 \pm 3.8]\,\% \\ f_c &= [65.4 \pm 4.2]\,\% \\ f_{uds} &= [0.0 \pm 3.9]\,\% \end{aligned} \tag{6.10}$$

Da die Trennung der Beauty Verteilung von den beiden anderen Quellen in p_t^{rel} ausgezeichnet ist, stört deren Antikorrelation die Messung des Anteils f_b der Beauty Ereignisse nicht. Dessen angepaßter Wert stimmt innerhalb der Fehler mit den Werten aus den verschiedenen MIP Analysen überein, wobei der relative Fehler auf den Beauty Anteil f_b hier mit 11 % am kleinsten ist. Die Beschreibung der Daten durch die Anpassung ist noch vernünftig, auch wenn die Maximumstelle der Verteilung in den Daten gegenüber dem Fit um ein Bin zu höheren Werten verschoben ist.

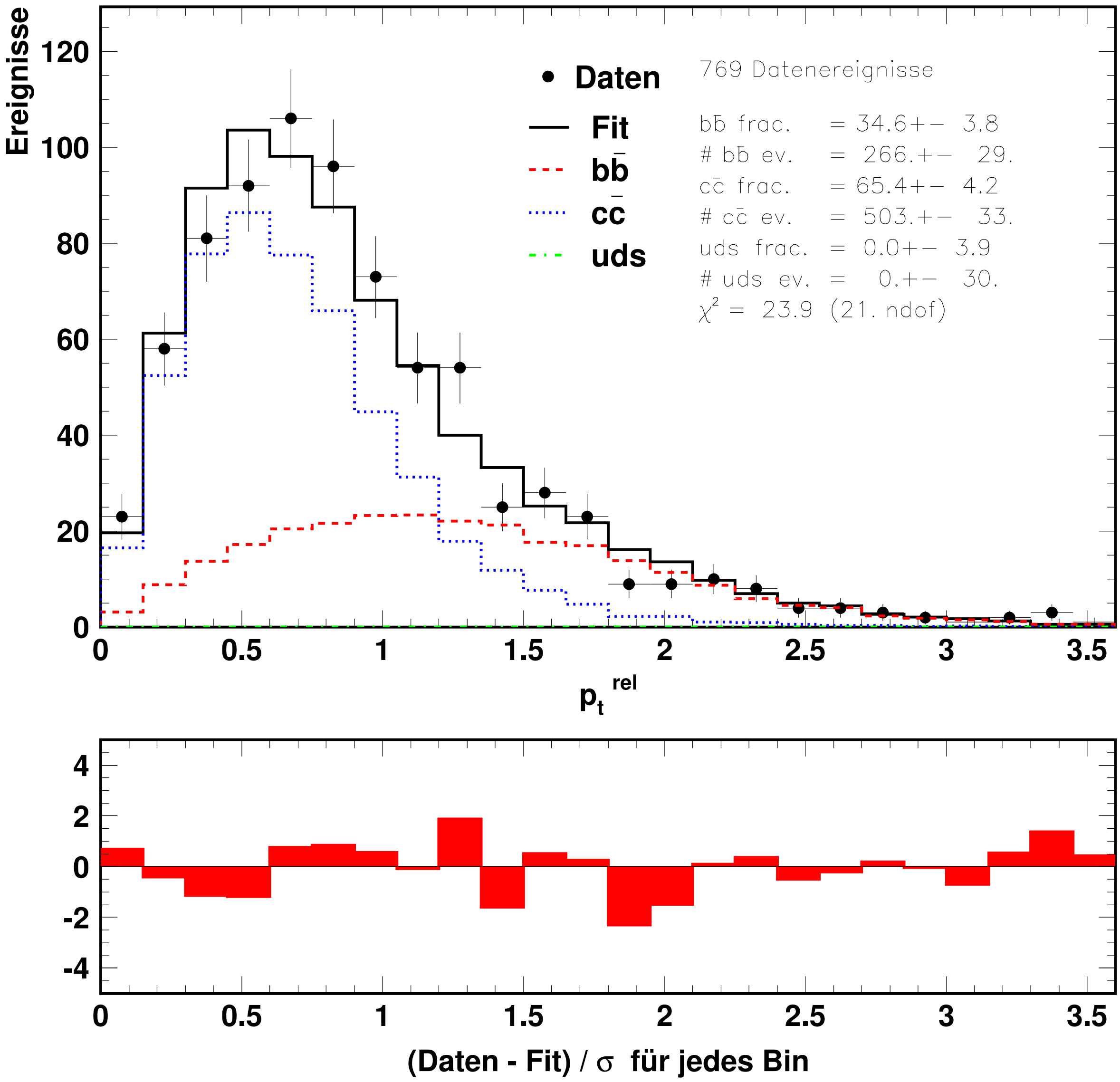


Abbildung 6.4: Die Anpassung (oben) der drei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der p_t^{rel} Verteilung, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

Die normierte Güte des Fits, $\chi^2/NDOF$, hat hier den Wert 1.14 und der Korrelationskoeffizient zwischen Beauty und Charm Signal beträgt $\rho_{b,c} = -0.60$. Aufgrund des verschwindenden *uds*-Untergrundes sind die anderen beiden Korrelationen nicht aussagekräftig.

6.2.3 Die zweidimensionale Analyse mit drei Komponenten

Eine zweidimensionale Anpassung kann die Genauigkeit der resultierenden relativen Anteile entscheidend verbessern. Zuvor muß jedoch die Konsistenz der beiden benutzten Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ und p_t^{rel} überprüft werden. Dazu werden die aus den $\mathcal{P}'_{MIP}$ Analyse bestimmten relativen Anteile zur Beschreibung des p_t^{rel} Spektrums verwendet und andersherum. Es ergibt sich jeweils eine gute Übereinstimmung der Datenverteilung mit der so errechneten Summe der Monte Carlo Quellen, auf deren Darstellung hier aber verzichtet wird. Für weitergehende und zum Teil sehr detaillierte Untersuchungen zur Konsistenz von p_t^{rel} und dem Impaktparameter δ_μ des Myonkandidaten sei auf [52, 8] verwiesen.

Hier wird nur die zweidimensionale Analysevariante untersucht, in der die Spuren aus beiden Jets in die MIP Methode eingehen. Für die Ergebnisse der zweidimensionalen Analysen bei der Spuren aus jeweils nur einem Jet benutzt werden siehe Abschnitt 6.4.1.

In Abbildung 6.5 sind die zweidimensionalen (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilungen für die Daten und die drei Monte Carlo Quellen dargestellt. Wie auch schon in der eindimensionalen Verteilung erkennt man, daß sich sowohl das Charm als auch vor allem das Beauty Signal zu großen Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ erstreckt, im Gegensatz zum uds-Untergrund. Auch die geringe Trennfähigkeit in p_t^{rel} zwischen Charm Signal und uds-Ereignismenge ist sichtbar, während das Beauty Signal in p_t^{rel} ebenfalls zu höheren Werten ausgedehnt ist. Zusätzlich kann man anhand der zweidimensionalen Darstellung keine Anzeichen für eine Korrelation der beiden Observablen feststellen. Insbesondere impliziert ein großer Wert der einen Observablen nicht automatisch einen großen Wert der anderen. Die Signalereignisse können folglich durch entsprechende Schnitte auf die eine oder die andere Observable angereichert werden, wobei die resultierenden Ereignismengen hinreichend unabhängig sein sollten. Die beiden Observablen verstärken sich also gegenseitig bei der Trennung von Signal zu Untergrund. Deshalb wird eine signifikante Verbesserung der Messung erwartet, wenn man die zweidimensionale Verteilung in der Anpassung benutzt, anstatt die beiden Spektren separat anzupassen.

Aus der zweidimensionalen Anpassung ergeben sich die relativen Anteile zu:

$$\begin{aligned} f_b &= [32.7 \pm 3.4]\,\% \\ f_c &= [62.2 \pm 7.2]\,\% \\ f_{uds} &= [5.1 \pm 6.4]\,\% \end{aligned} \tag{6.11}$$

In Abbildung 6.6 ist oben links nochmals die Datenverteilung gezeigt und zum Vergleich oben rechts die Summe der Anteile aus der Anpassung. Um die Güte der Anpassung besser beurteilen zu können, wird wieder für jedes Bin der Pull zwischen Anzahl der Datenereignisse und dem aufsummierten Ergebnis des Fits gebildet. In der Abbildung unten links sind alle Bins mit einem positiven Pull eingetragen, d.h. alle Bins in denen die Daten über dem Fitergebnis liegen, während unten rechts die negativen Pulls gezeigt sind. Liegt in einem Bin das Fitergebnis um mehr als eine Standardabweichung von den Daten entfernt, so ist zusatzlich das Vielfache der Abweichung als Zahl in die Verteilung des Pulls eingetragen. Man erkennt eine gute Beschreibung der Daten durch das Ergebnis der Anpassung und keine Bereiche mit einer systematischen Abweichung. Dies spiegelt sich auch in der normierte Güte des Fits wider, das normierte Chiquadrat $\chi^2/NDOF$ hat hier den Wert 1.03. Im zweidimensionalen Fall ist auch die Korrelation unter den einzelnen Anteilen kleiner, die Korrelationskoeffizienten betragen $\rho_{b,uds} = 0.12$, $\rho_{b,c} = -0.19$ und $\rho_{c,uds} = -0.83$.

Der relative Fehler auf den Anteil des Beauty Signals ist 9.8 % und damit ist die zweidimensionale Messung um einen Faktor 2.4 bzw. 1.1 genauer als die Messung alleine

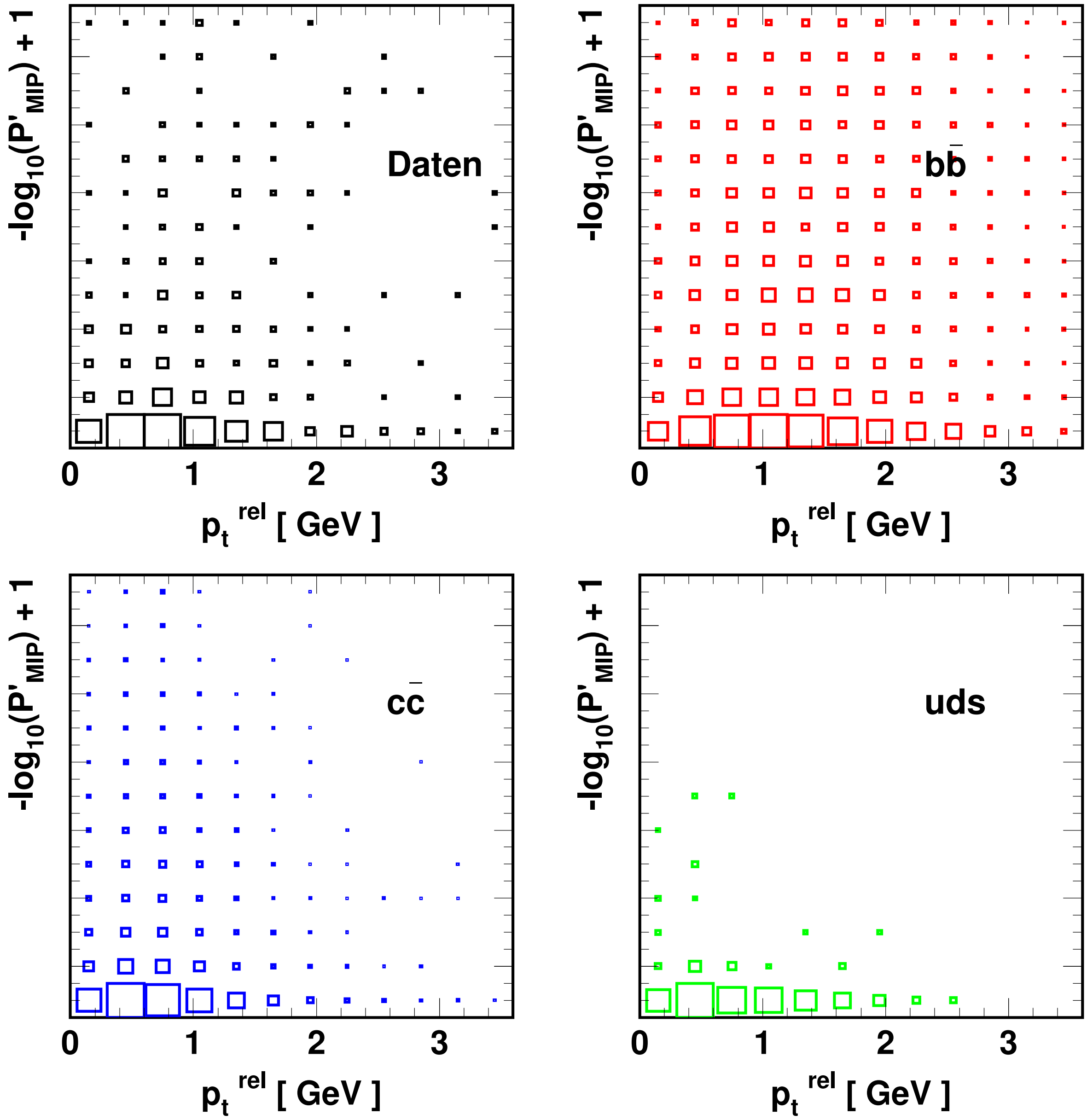


Abbildung 6.5: Die in den zweidimensionalen (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Fit eingehenden Verteilungen der Daten und der drei Monte Carlo Quellen, wobei für $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ die Spuren aus beiden Jets berücksichtigt werden.

mit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ bzw. p_t^{rel} . Die Genauigkeit der Messung stammt also vor allem aus der p_t^{rel} Verteilung.

6.3 Der Zwei-Komponentenfit

Aufgrund der großen Antikorrelation zwischen dem Charm Signal und dem *uds*-Untergrund konnten mit der Anpassung aller drei Komponenten an die Daten nur glaubwürdige Ergebnisse für den Beauty Anteil bestimmt werden. Um auch den Charm An-

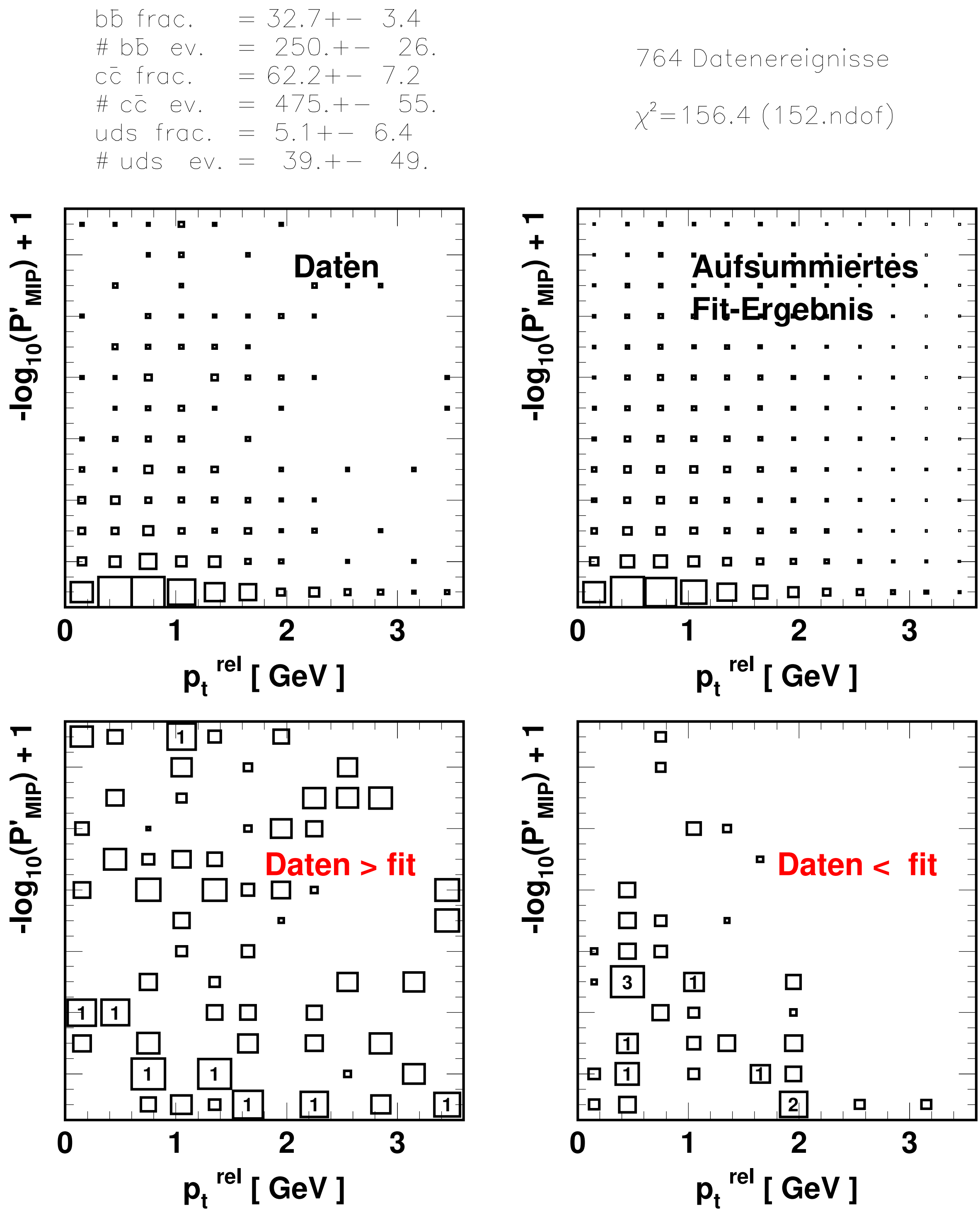


Abbildung 6.6: Die zweidimensionale (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung für die Daten (oben links) und das Ergebnis der Anpassung (oben rechts) mit drei Komponenten. Unten sind die Pulls in den einzelnen Bins angegeben, getrennt für positive (links) und negative (rechts) Werte.

teil verläßlich zu bestimmen, wird der in Abschnitt 5.5.4 beschriebene Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ angewendet. Der uds-Anteil kann dann vernachläßigt werden und es gehen nur noch das Beauty- und das Charm Signal in die Anpassung ein. Dieser harte Schnitt schränkt allerdings die in die Anpassung eingehende Datenstatistik stark ein. Es bleiben noch 163 Myonkandidaten mit zwei selektierten Spuren in beiden Jets übrig. Betrachtet man die Jets einzeln, sind es sogar noch weniger, siehe unten.

6.3.1 Die MIP Analyse mit zwei Komponenten

Entsprechen dem Fall mit drei Komponenten findet zuerst eine nach Jets getrennte Analyse mit der Observablen $\mathcal{P}'_{MIP}$ statt. Die Spuren aus beiden einzelnen Jets werden dann kombiniert, um ein genaueres Ergebnis zu erhalten. Schließlich wird die $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Analyse mit Spuren aus beiden Jets mit der p_t^{rel} Analyse kombiniert.

Die MIP Analyse mit zwei Komponenten für den Myonjet

In Abbildung 6.7 ist die Anpassung der beiden Signale an die $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ Verteilung der Daten unter Verwendung der Spuren aus dem Myonjet dargestellt. Da ja auf die $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Verteilung geschnitten worden ist und nicht auf die von $\mathcal{P}'_{MIP,M}$, sind hier noch Ereignisse in den ersten beiden Bins vorhanden. Aus der Anpassung ergibt sich ein Verhältnis von Beauty- zu Charm Anteil von etwa 3:1. Die genauen Ergebnisse sind:

$$\begin{aligned} f_b &= [74.7 \pm 24.0]\,\% \\ f_c &= [25.3 \pm 23.2]\,\%. \end{aligned} \tag{6.12}$$

Obwohl das Spektrum der Charm Ereignisse bei hohen Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,M} + 1)$ etwas mehr abfällt als das der Beauty Ereignisse ist hier keine gute Trennung von Beauty und Charm möglich. Die Verteilungen sind sich einfach zu ähnlich. Dies erkennt man zum einen direkt anhand der Verteilungen in Abbildung 6.7, zum anderen spiegelt sich dies in dem großen negativen Wert des Korrelationskoeffizienten $\rho_{b,c} = -0.92$ zwischen den gefitteten Anteilen f_b und f_c wider. Im vorliegenden Fall ist der Beauty Anteil in der Anpassung wohl etwas überschätzt worden auf Kosten des jetzt sehr geringen Anteils an Charm, bzw. aufgrund der großen Antikorrelation der beiden Anteile kann gar keine verlässliche Aussage getroffen werden. Dies wird auch in den großen relativen Fehlern der Anteile deutlich, die etwa 32 % für den Beauty Anteil und sogar knapp 100 % für den von Charm betragen.

Was sind die Ursachen für die schlechte Trennfähigkeit der Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$? Zum einen spielt natürlich die geringe Statistik eine Rolle, die dadurch entsteht, das man nur die Spuren des Myonjets und nicht die von allen beiden Jets betrachtet. Die Datenereignismenge wird so von 163 Myonkandidaten, bei denen mindesten zwei Spuren in beiden Jets selektiert wurden, auf 103 Myonkandidaten reduziert, also auf etwa 63%. Dies führt zu wenigen Ereignissen pro einzelnem Bin und damit zu großen Fehlern, die keine genaue Anpassung erlauben. Zum anderen spielt es auch eine Rolle, daß nicht auf die $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ Verteilung selbst geschnitten wurde, sondern auf die von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$. Um eine möglichst gute Trennung von Beauty- und Charm Signal anhand des Myonjets alleine zu erhalten, müßte man auf $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ schneiden, was gerade dem

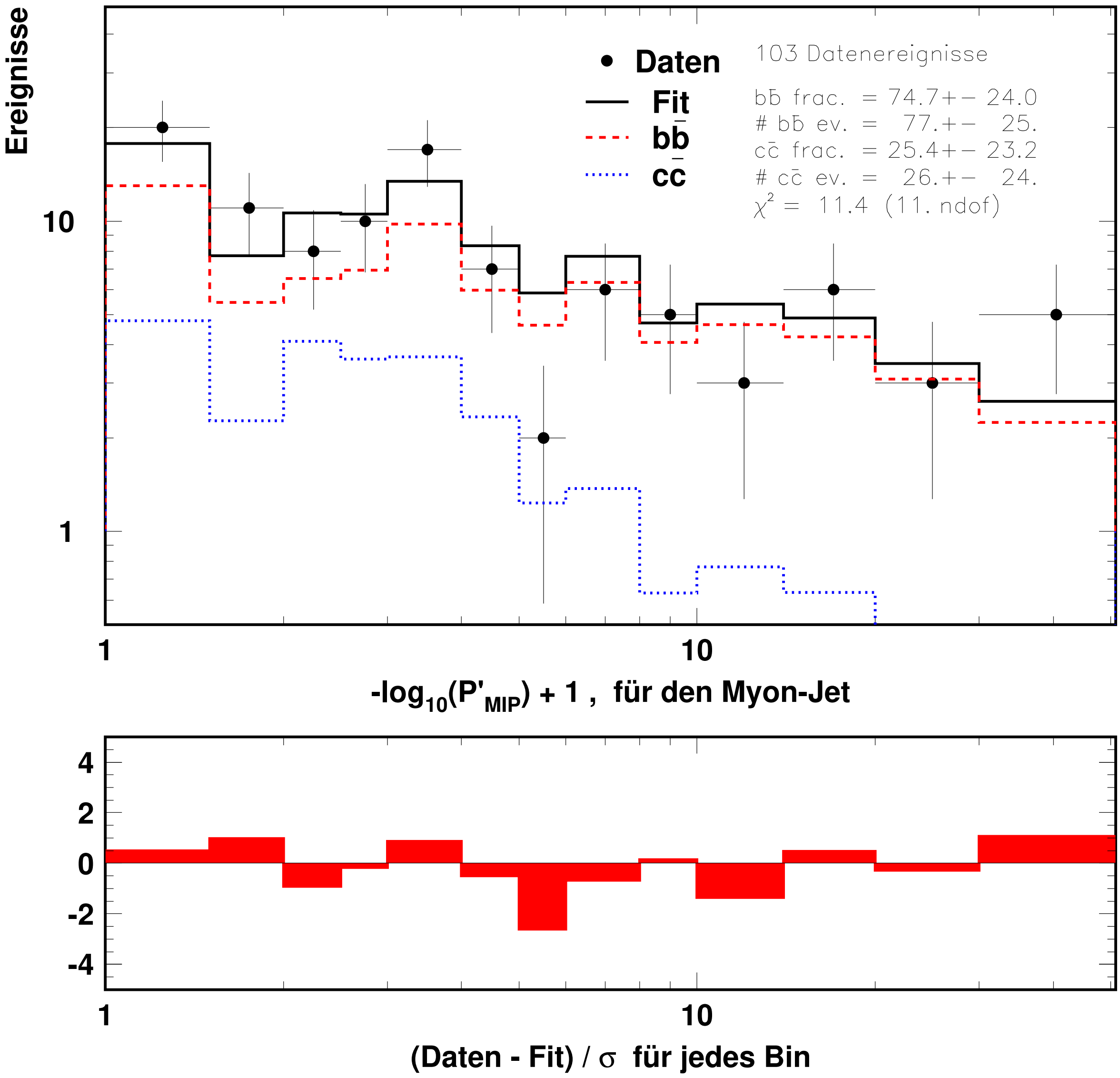


Abbildung 6.7: Die Anpassung (oben) der zwei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ Verteilung mit Spuren aus dem Myonjet, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

Weglassen der ersten beiden Bins aus Abbildung 6.7 entsprechen würde. Damit würde im Spektrum der Charm Verteilung gerade der Teil wegfallen, der am flachsten ist und vor allem für die Ähnlichkeit mit der Beauty Verteilung sorgt. Dies sollte also die Trennfähigkeit erhöhen, allerdings würde dadurch die Statistik noch weiter reduziert werden.

Eine andere Möglichkeit, den Myonjet alleine zu untersuchen, wäre, den Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ gar nicht zu machen und zum Fit mit drei Komponenten aus Abschnitt 6.2.1 zurückzugehen. Daraus folgt allerdings wieder, daß nur für den Beauty Anteil eine verläßliche Messung gemacht werden kann, da in diesem Fall Charm Signal und *uds*-Untergrund stark antikorreliert sind. Da das Ziel dieser Arbeit aber vor allem die möglichst genaue Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Beauty- und Charm

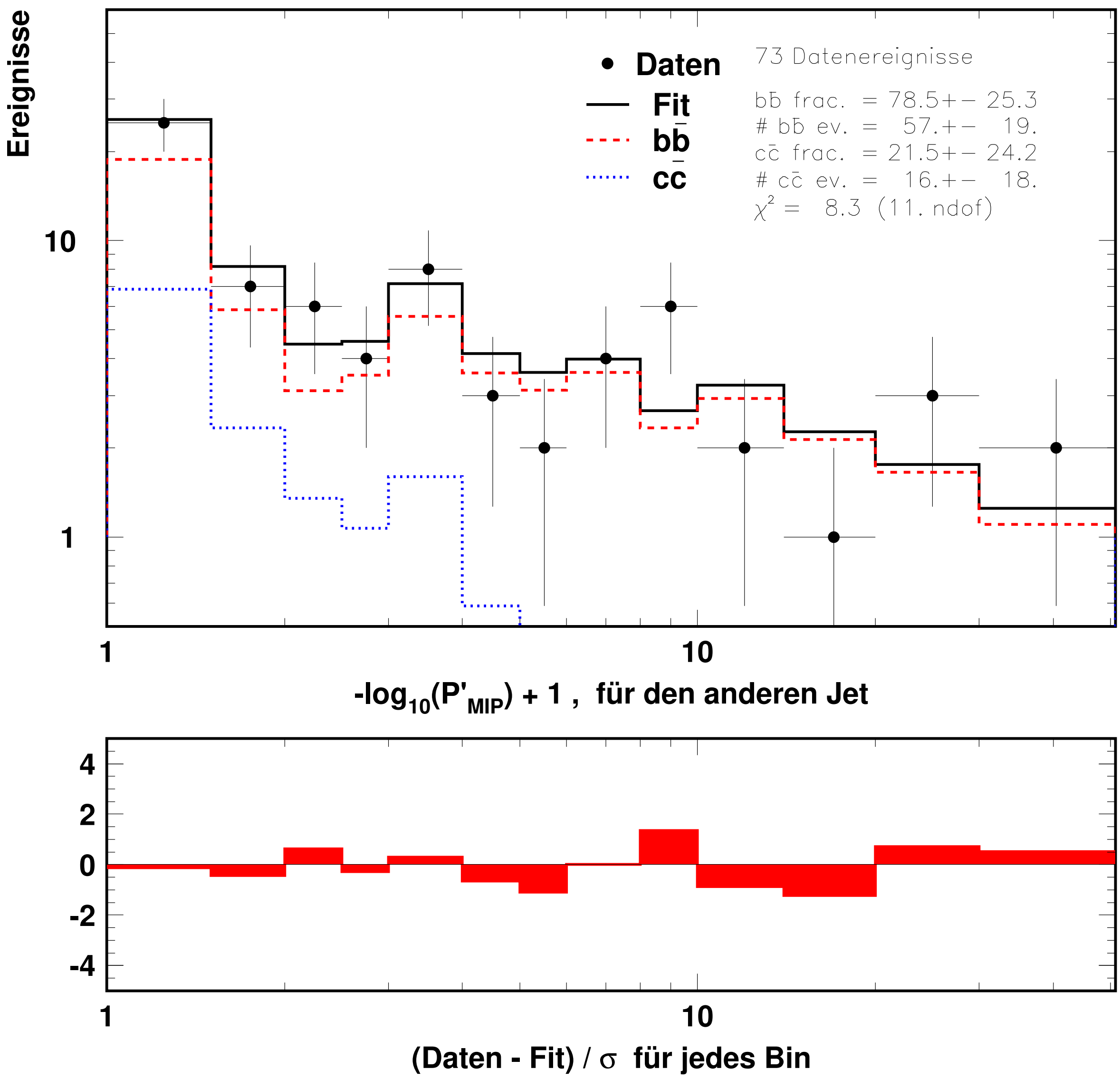


Abbildung 6.8: Die Anpassung (oben) der zwei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ Verteilung mit Spuren aus dem anderen Jet, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

Produktion mit Hilfe aller zur Verfügung stehender Information ist, und nicht die getrennte Untersuchung der einzelnen Jets, werden diese Ansätze erst einmal nicht weiter verfolgt.

Unabhängig von der schlechten Trennung zwischen Beauty- und Charm Anteil beschreibt das Ergebnis der Anpassung die Datenverteilung gut. Auch die normierte Güte des Fits, $\chi^2/NDOF$, nimmt mit 1.04 einen Wert an, der eigentlich auf eine vernünftige Anpassung hindeutet. Da sich alle drei Verteilungen, die der Daten und die der beiden Signale, aber sehr ähnlich sind, ist das nicht verwunderlich.

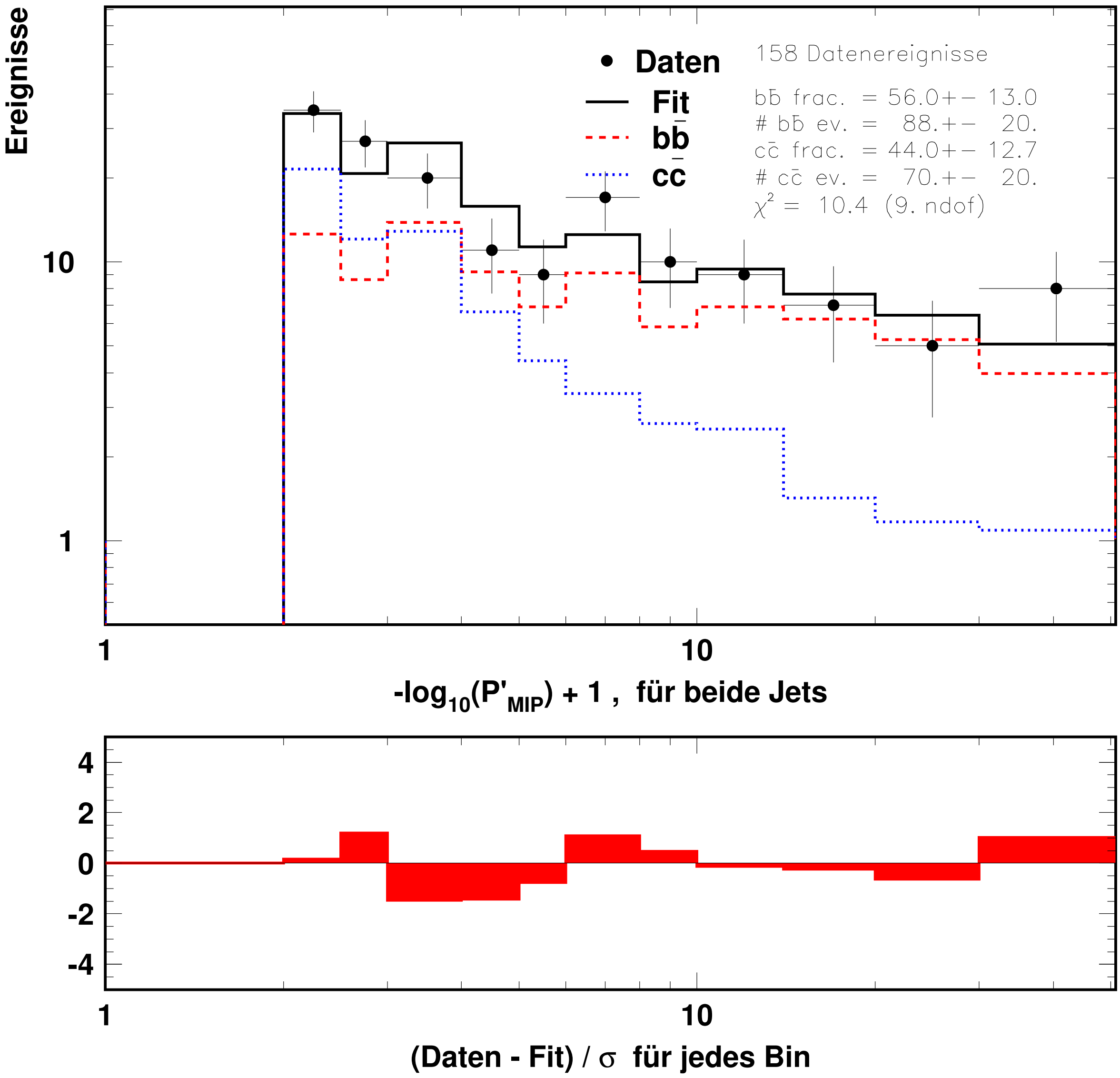


Abbildung 6.9: Die Anpassung (oben) der zwei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Verteilung mit Spuren aus beiden Jets, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

Die MIP Analyse mit zwei Komponenten für den anderen Jet

Abbildung 6.8 zeigt dieselbe Anpassung unter Verwendung der Spuren aus dem zweiten Jet, der kein Myon enthalten muß. Es gelten dieselben Aussagen wie im Falle der Spuren aus dem Myonjet, was die Qualität des Fits und die Ergebnisse samt Fehler für die Anteile angeht, für die gilt:

$$\begin{aligned} f_b &= [78.5 \pm 25.3]\,\% \\ f_c &= [21.5 \pm 24.2]\,\% \end{aligned} \tag{6.13}$$

Die Datenstatistik im zweiten Jet ist mit nur 73 Myonkandidaten noch etwas geringer als im Falle des Myonjets, die normierte Güte des Fits nimmt den zu guten Wert

$\chi^2/NDOF = 0.75$ an und der Korrelationskoeffizient $\rho_{b,c}$ hat mit -0.90 einen nur unbedeutend besseren Wert als für den Myonjet. Die beiden Anteile sind also wieder stark antikorreliert und das Ergebnis der Anpassung hat aufgrund der daraus resultierenden großen Fehler ebenfalls keine besonders gute Aussagekraft. Im Fall des zweiten Jets ist ein Schnitt auf das „eigene“ Spektrum $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ des zweiten Jets auf diesem Niveau noch weniger zu empfehlen, da dann nur noch 40 Myonkandidaten übrig bleiben würden.

Nichtsdestotrotz stellt diese Messung mit Hilfe des zweiten Jets eine von der vorherigen Messung anhand des Myonjets unabhängige Beobachtung dar, auch wenn in beiden Messungen die Fehler sehr groß sind. Erstaunlicherweise stimmen die Ergebnisse der beiden Messungen für die Anteile an Beauty- und Charm Ereignissen in den einzelnen Jets fast genau überein. Dies legt den Schluß nahe, daß die Modellierung in der PYTHIA Simulation korrekt beschrieben ist.

Die MIP Analyse mit zwei Komponenten für beide Jets

Es wird erwartet, daß durch die Kombination der Spuren aus den beiden einzelnen Jets eine bessere Trennung zwischen Beauty- und Charm Signal ermöglicht wird. Insbesondere sollte der Korrelationskoeffizient der beiden Anteile nun vom Betrag her so klein sein, daß er unbedenklich ist. Dies ist auch tatsächlich der Fall. In Abbildung 6.9 ist das Ergebbnis der Anpassung der beiden Signalanteile an die $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Verteilung der Daten dargestellt. Es ergeben sich die für die relativen Anteile an Beauty- und Charm Ereignissen die Werte:

$$\begin{aligned} f_b &= [56.0 \pm 13.0]\,\% \\ f_c &= [44.0 \pm 12.7]\,\% \end{aligned} \qquad (6.14)$$

Man erkennt den Schnitt $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$, der den uds-Untergrund unterdrückt und die Signale anreichert. Der Korrelationskoeffizient $\rho_{b,c}$ nimmt mit -0.81 diesmal einen unproblematischen Wert an, die Verteilungen sind unterschiedlich genug, um eine vernünftige Anpassung zu gewährleisten. Um den Anfang der Datenverteilung bei kleinen Werten von $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ beschreiben zu können, ist die Verteilung des Beauty Signals alleine nicht ausreichend, da sie viel flacher als die Datenverteilung abfällt. Ein zusätzlicher Anteil an Charm Ereignissen ist notwendig. Mit den aus der Anpassung bestimmten Anteilen gewichtet, beschreiben beide Quellen zusammengenommen die Daten über das gesamte Spektrum vernünftig. Die normierte Güte beträgt $\chi^2/NDOF = 1.16$.

Im Gegensatz zu den beiden Messungen mit den einzelnen Jets, in denen das Verhältnis von Beauty- zu Charm Anteil etwa einem Wert 3:1 entspricht, sind die beiden Anteile hier von ähnlicher Größe. Innerhalb der (für die einzelnen Jets sehr großen) Fehler sind aber alle drei Messungen miteinander verträglich. Der relative Fehler der Anteile beträgt nun 23 % bzw. 29 % für das Beauty- bzw. das Charm Signal und ist damit zwar gesunken, aber immer noch groß. Darum soll die Information aus $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ wie auch schon im Fall der Anpassung mit drei Komponenten mit der aus p_t^{rel} kombiniert werden.

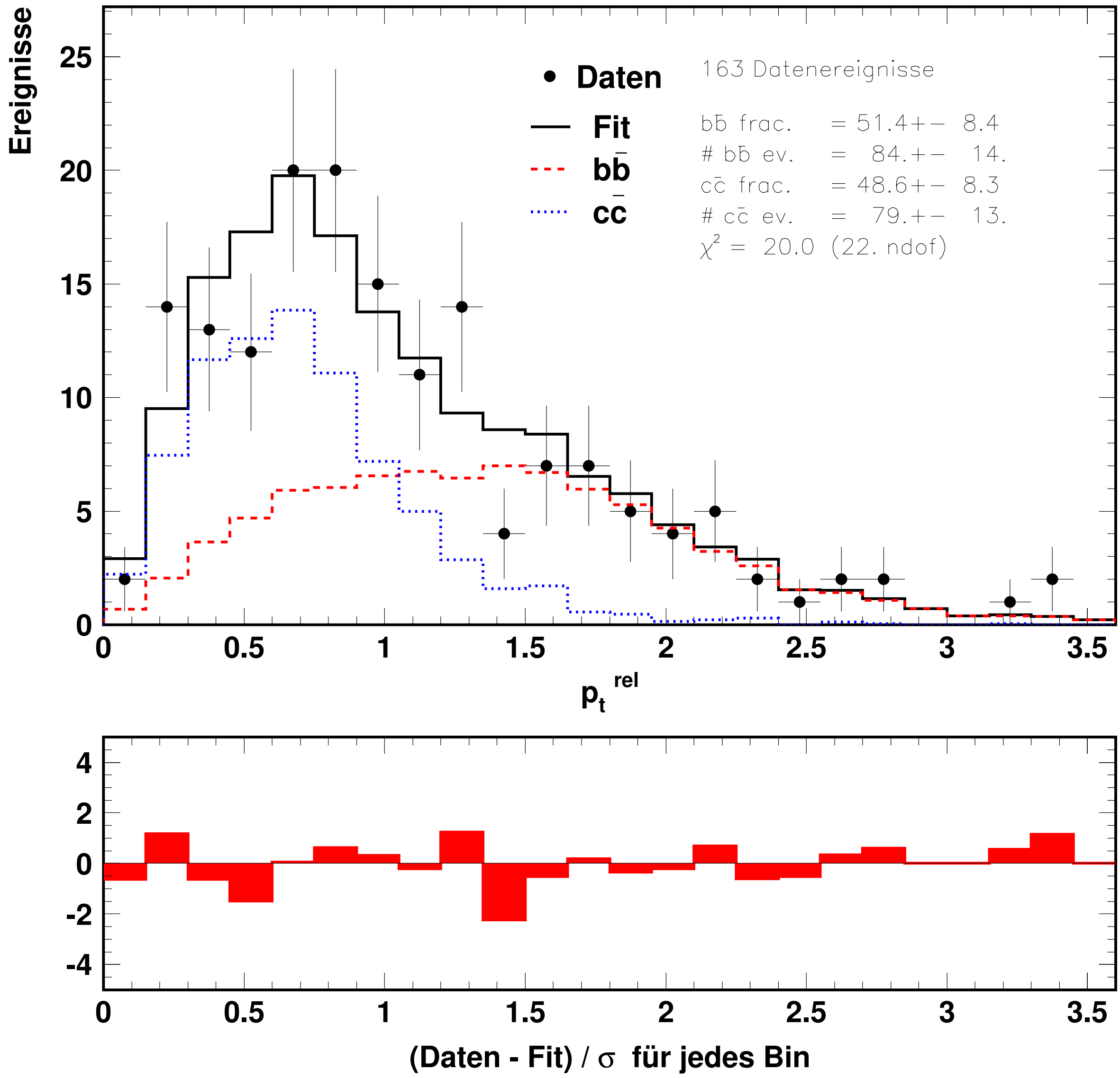


Abbildung 6.10: Die Anpassung (oben) der zwei Monte Carlo Quellen an die Daten anhand der p_t^{rel} Verteilung, sowie die Darstellung des Pulls (unten) für jedes Bin.

6.3.2 Die p_t^{rel} Analyse mit zwei Komponenten

Abbildung 6.10 zeigt die Anpassung mit zwei Komponenten für p_t^{rel} , aus der sich die Signalanteile ergeben zu:

$$\begin{aligned} f_b &= [51.4 \pm 8.4]\,\% \\ f_c &= [48.6 \pm 8.3]\,\% \end{aligned} \tag{6.15}$$

Im Gegensatz zum Fall der Anpassung mit drei Komponenten stimmt hier die Maximumstelle in den Daten mit der in der Anpassung überein. Überhaupt beschreibt das Fitergebnis die Daten über das gesamte Spektrum bis auf das eine Bin bei $p_t^{rel} \sim$ 1.5 GeV, in dem die Daten etwas über 2 Sigma unter der Anpassung liegen, sehr gut. Wichtiger als eine gute Beschreibung der Daten, die ja auch im Fall der Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ und $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ gegeben war, ist aber die sehr gute Trennfähigkeit von p_t^{rel} zwischen dem Beauty- und dem Charm Anteil. Diese kann man zum einen direkt anhand der sehr verschiedenen Verteilungen erkennen, zum anderen zeigt sie sich in dem mit -0.56 vom Betrag her sehr niedrigen Wert des Korrelationakoeffizienten $\rho_{b,c}$, der unproblematisch ist. Der Beauty Anteil ist notwendig, um die Datenverteilung bei großen Werten von p_t^{rel} gut zu beschreiben. Mit der Charm Verteilung alleine wäre eine gute Beschreibung nicht möglich. Auch die normierte Güte des Fits spiegelt mit einem Wert von 0.91 die gelungene Anpassung wider.

Das Verhältnis von Beauty- zu Charm Signal beträgt hier wie im Fall von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ mit Spuren aus beiden Jets etwa 1:1, der relative Fehler der Anteile ist mit 16 % bzw. 17 % deutlich geringer. Wie im Fall der Anpassung mit drei Komponenten besitzt also die Messung mit Hilfe des p_t^{rel} Spektrums die größte Genauigkeit.

Der harte Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$, durch den die Statistik stark reduziert und der uds-Untergrund vernachläsigbar geworden ist, ermöglicht also die gute Trennung von Beauty- und Charm Anteil mit Hilfe von p_t^{rel} .

6.3.3 Die zweidimensionale Analyse mit zwei Komponenten – Die Referenz-Analyse –

Um die Genauigkeit der Messung weiter zu optimieren, werden nun die $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ - und die p_t^{rel} -Analyse kombiniert zu einer zweidimensionalen Anpassung. In Abbildung 6.11 sind die zweidimensionale Datenverteilung und die Verteilungen der beiden Signalquellen dargestellt. Der Unterschied in den Spektren von Beauty- und Charm Ereignissen ist deutlich und sollte eine genaue Trennung der beiden Anteile gewährleisten. Auch in den hier vorliegenden signalangereicherten Verteilungen ist keine Korrelation zwischen den beiden Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ und p_t^{rel} erkennbar, und die zweidimensionale Information sollte also die Genauigkeit verbessern.

Aus dem Fit ergeben sich für die relativen Anteile die Werte:

$$\begin{aligned} f_b &= [52.0 \pm 7.8]\,\% \\ f_c &= [48.0 \pm 7.7]\,\% \end{aligned} \tag{6.16}$$

Abbildung 6.12 zeigt oben links wieder nochmals die Datenverteilung und zum Vergleich oben rechts die Summe der Anteile aus dem Fit. Die Beschreibung der Daten durch das Ergebnis der Anpassung ist gut, wie man auch anhand der Pull-Verteilungen, die unten links (positiver Pull) und unten rechts (negativer Pull) dargestellt sind, erkennen kann. Weiterhin sind keine Bereiche sichtbar, in denen die Daten systematisch unter oder systematisch über dem Fitergebnis liegen. Auch die normierte Güte des Fits, $\chi^2/NDOF$, und der Korrelationskoeffizient $\rho_{b,c}$ nehmen mit 0.86 bzw. -0.48 sehr gute Werte an. Der Korrelationskoeffizient hat hier seinen vom Betrag her kleinsten Wert aller Anpassungen mit zwei Komponenten. Dies spricht ebenfalls für eine verbesserte Trennschärfe zwischen Beauty- und Charm Signal durch die Verwendung der zweidimensionalen Verteilung in der Anpassung.

Die Anteile, die sich aus der Anpassung ergeben sind sehr gut mit den beiden Einzelmessungen verträglich. Der relative Fehler auf die Anteile des Beauty- bzw. Charm Signals beträgt 15 % bzw. 16 %. Damit ist die zweidimensionale Bestimmung des Beauty

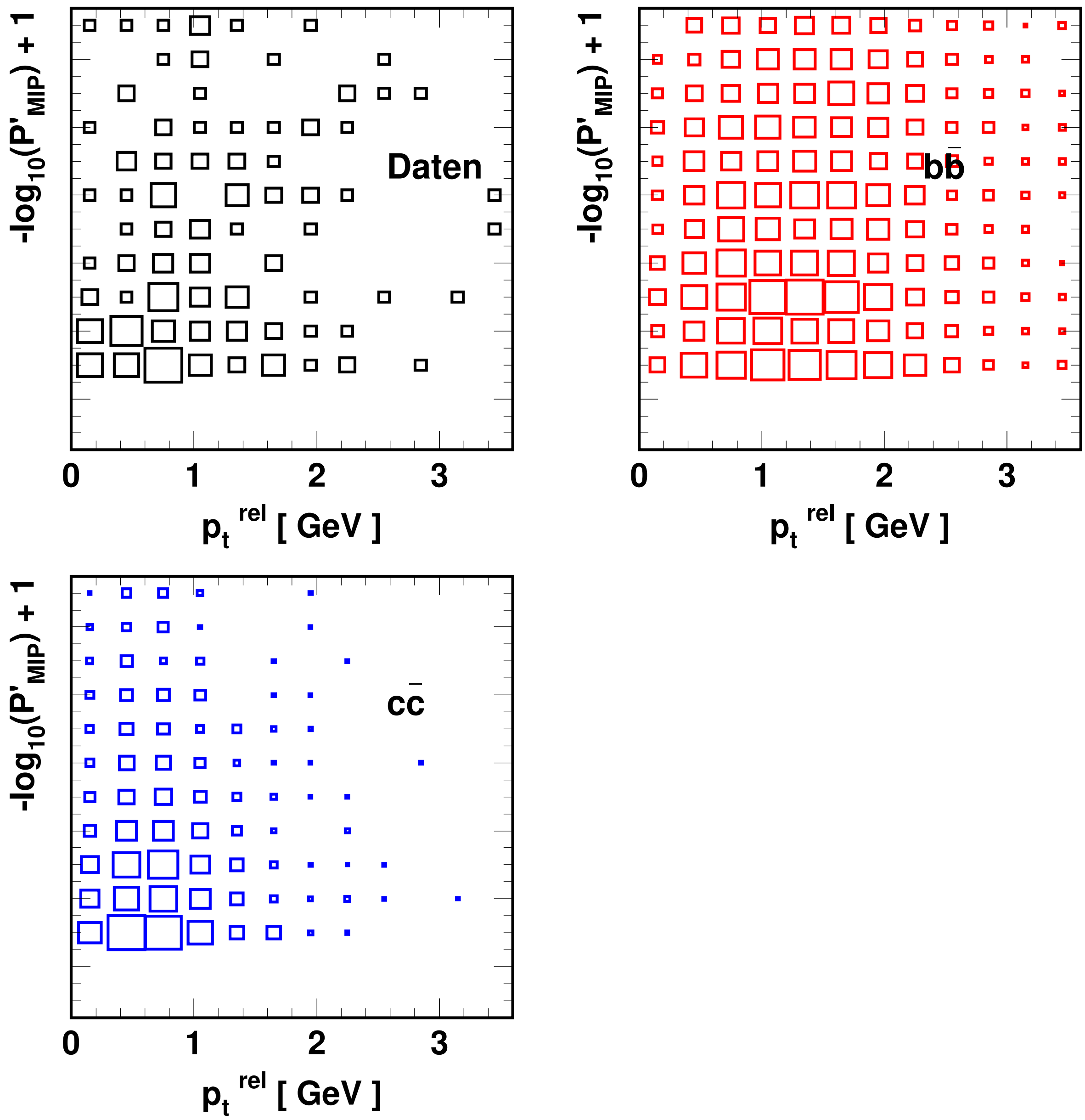


Abbildung 6.11: Die in den zweidimensionalen (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Fit eingehenden Verteilungen der Daten und der zwei Monte Carlo Quellen, wobei für $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ die Spuren aus beiden Jets berücksichtigt werden.

Anteils um einen Faktor 1.5 bzw. 1.1 genauer als die Messung alleine mit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ bzw. p_t^{rel} . Für Charm erhält man die Faktoren 1.8 bzw. 1.1. Die Genauigkeit der Messung anhand der zweidimensionalen Verteilung stammt also auch in diesem Fall der Anpassung mit zwei Komponenten für beide Anteile vor allem aus der p_t^{rel} Verteilung.

Diese zweidimensionale Anpassung der Anteile von Beauty- und Charm Signal an die (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung wird in dieser Arbeit im Folgenden dazu benutzt, die zentralen Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte der Produktion schwerer Quarks zu bestimmen. Sie wird auch als Referenz-Analyse bezeichnet.

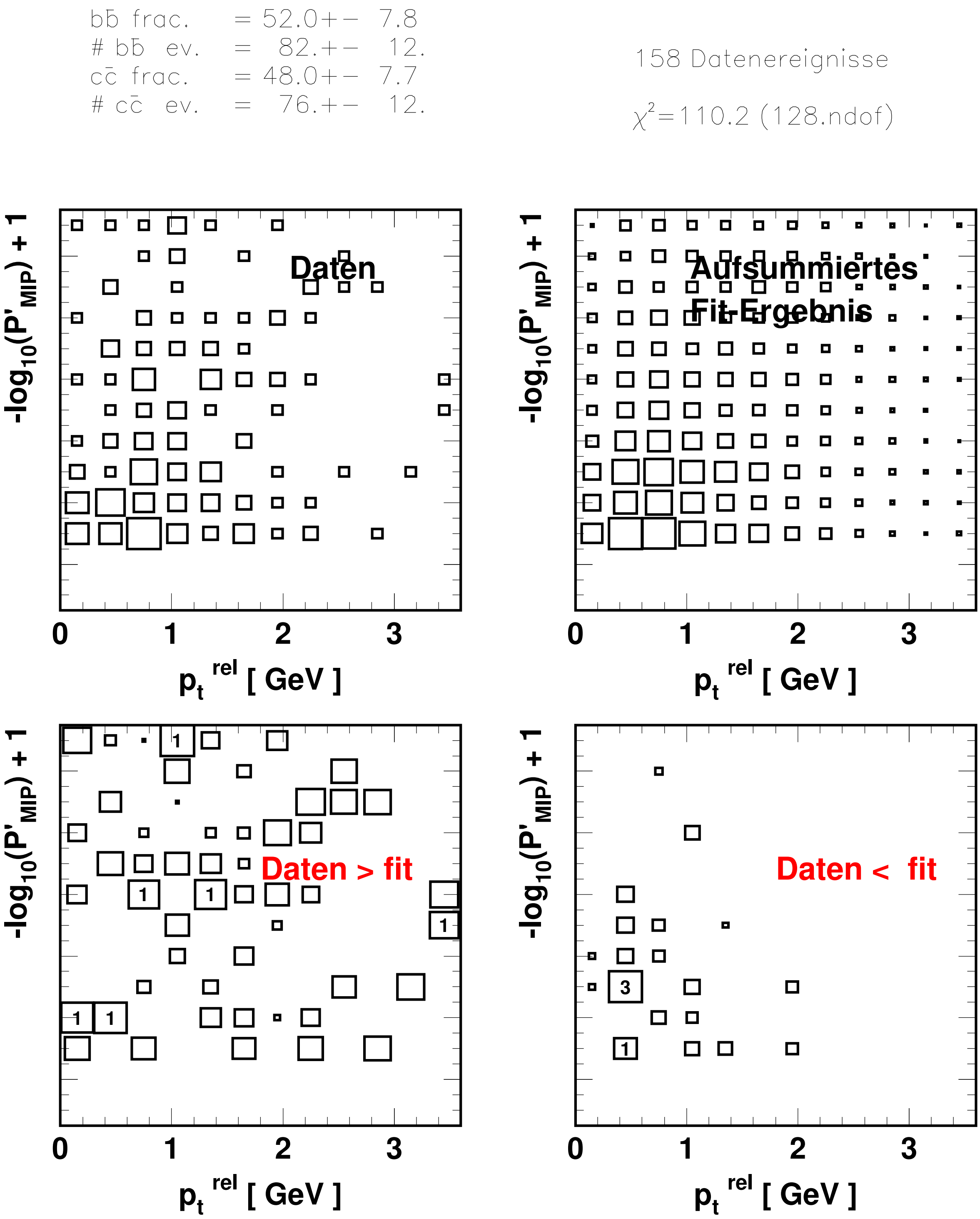


Abbildung 6.12: Die zweidimensionale (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung für die Daten (oben links) und das Ergebnis der Anpassung (oben rechts) mit zwei Komponenten. Unten sind die Pulls in den einzelnen Bins angegeben, getrennt für positive (links) und negative (rechts) Werte.

6.4 Untersuchungen zu den Wirkungsquerschnitten

In dieser Arbeit werden sowohl Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Beauty- und von Charm Quarks in dem in Abschnitt 6.1 definierten sichtbaren Bereich vorgestellt, als auch von differenziellen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit verschiedener kinematischer Größen. Alle zentralen Ergebnisse beruhen auf der Anpassung von Beauty- und Charm Signal an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung der Daten, d.h. auf der in Abschnitt 6.3.3 vorgestellten Referenz-Analyse. Der uds-Untergrund kann dabei nach einem Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ vernachlässigt werden (vergleiche Abschnitt 5.5.4).

Die Wirkungsquerschnitte für die Beauty Produktion könnten auch ohne Vernachlässigung des uds-Untergrundes aus der in Abschnitt 6.2.3 präsentierten Anpassung mit drei Komponenten bestimmt werden, d.h. ohne auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ zu schneiden. Dadurch wäre die Datenstatistik bedeutend weniger eingeschränkt. Der sich aus dieser Analyse ergebende Wirkungsquerschnitt ist mit dem aus der Referenz-Analyse konsistent (siehe weiter unten in Abschnitt 6.4.1, insbesondere Abbildung 6.14), und hat erwartungsgemäß einen kleineren statistischen Fehler. Dennoch soll in dieser Arbeit das Ergebnis der Referenz-Analyse mit dem größeren Fehler als zentrales Endergebnis verwendet werden. Auch wenn die Korrelation zwischen Beauty Signal und uds-Untergrund im Fall der anderen Analyse nicht problematisch ist, hängt diese Anpassung nämlich trotzdem systematisch von der Modellierung der „fake“ Myonen in der Monte Carlo Simulation ab. Die Statistik der selektierten „fake“ Myonen ist zudem sehr gering, was den Fit ebenfalls beeinflussen kann. Während die Monte Carlo Simulationen der Signalereignisse jeweils mit einem sehr großen Vielfachen der Datenluminosität generiert werden können, ist das für den uds-Untergrund aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts für leichte Quarks nicht möglich und die uds-Ereignismenge in dieser Analyse verfügt nur über das knapp vierfache der integrierten Datenluminosität, siehe Abschnitt 5.3. Um von dieser Systematik bzw. geringen Statistik der uds-Ereignismenge unabhängig zu sein, wird deshalb auch für die Beauty Produktion der Fit mit nur zwei Komponenten als zentrales Ergebnis betrachtet.

Im folgenden Unterabschnitt, in welchem auch die Abhängigkeit des Ergebnisses für den Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ untersucht wird, werden unter anderem die beiden eben diskutierten verschiedenen Analysen miteinander verglichen.

6.4.1 Der Wirkungsquerschnitt für Beauty Produktion

Bevor das zentrale Ergebnis der Referenz-Analyse für den totalen Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion präsentiert wird, soll auch die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts (bzw. die des Verhältnisses des gemessenen Wirkungsquerschnitts zum vom PYTHIA Monte Carlo vorhergesagten Wert) von der in der Anpassung verwendeten Verteilung und vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ studiert werden. Bisher wurde nur die Abhängigkeit der Anpassungsergebnisse, d.h. der relativen Anteile der Signale, von diesen Variablen gezeigt. Um zum Wirkungsquerschnitt zu gelangen, müssen diese aus der Anpassung erhaltenen Anteile nach Abschnitt 6.1 unter anderem auf die Detektoreffizienz korrigiert werden. Da die Effizienz für die verschiedenen Analysemethoden aber zum Teil unterschiedlich ist, kann aus dem reinen Vergleich der Fitanteile kein direkter Rückschluß auf die resultierenden Wirkungsquerschnitte gezogen werden.

Mit dieser Betrachtung soll die Wahl der in der Referenz-Analyse benutzten Verteilungen und Ereignismengen nochmals motiviert und gerechtfertigt werden. Die beiden Abhängigkeiten sollen getrennt untersucht werden. Dazu wird zuerst der Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ auf $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$ festgelegt, und es werden verschiedene Verteilungen für die Anpassung ausprobiert. Der Fit wird in diesem Fall nur mit den beiden Signalkomponenten von Beauty und Charm durchgeführt. Nachdem diejenige Verteilung, die für die zentralen Ergebnisse angepaßt werden soll, festgelegt ist, wird dann anschließend der Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ variiert, um ihn gegebenenfalls zu optimieren.

Die Abhängigkeit von der im Fit benutzten Verteilung

In Abbildung 6.13 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Beauty Produktion für die Anpassung an verschiedene ein- oder zweidimensionale Verteilungen gezeigt. Alle Ergebnisse basieren dabei wie gesagt auf der Anpassung mit zwei Komponenten an die reine Signal-Ereignismenge. Der eingezeichnete Fehler ist der rein statistische Fehler aus dem Fit. Von links nach rechts sind die Ergebnisse für die eindimensionalen Verteilungen der MIP Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ (Myonjet, MJ), $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ (*other jet*, OJ) und $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ (*two jets*, TJ), für die Observable p_t^{rel} (PTR), sowie für die Anpassungen an die zweidimensionalen (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP}$) Verteilungen dargestellt, wobei für $\mathcal{P}'_{MIP}$ wieder zwischen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ (2DM), $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ (2DO) oder $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ (2DT) gewählt werden kann. Zusätzlich ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation als gepunktete Linie eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

Was die Meßgenauigkeit angeht, so ist klar erkennbar, wie sowohl mit der steigenden Anzahl von verwendeten Spuren zwischen den zwei einzelnen Jets und beiden Jets zusammen, als auch beim Übergang von den eindimensionalen zu den zweidimensionalen Anpassungen der relative statistische Fehler der Messung abnimmt. Der Fehler in den zweidimensionalen Anpassungen ist dabei jeweils dominiert von der eindimensionalen Anpassung an p_t^{rel} , dessen gute Trennfähigkeit zwischen Beauty- und Charm Signal die Meßgenauigkeit bestimmt. Folgerichtig ist die Messung, in der alle selektierten Spuren aus beiden Jets zusammen eingehen, und in der deren Lebensdauerinformation mit der Information von p_t^{rel} über die Masse des Zerfallsteilchens kombiniert wird, diejenige mit dem kleinsten Fehler. Dies ist auch die einzige Messmethode, bei der alle zur Verfügung stehende und relevante Information eingeht. Sie ist in der Abbildung 6.13 ganz rechts dargestellt (2DT) und liefert ein Ergebnis, welches die PYTHIA Vorhersage um den Faktor 1.68 übertrifft, mit einem relativen statistischen Fehler von 15 %.

Innerhalb der zum Teil recht großen Fehler sind alle Ergebnisse miteinander konsistent. Dabei fällt auf, daß gerade die zweidimensionalen Fits zu niedrigen Ergebnissen führen (2DM, 2DO), deren eindimensionale Verteilungen (MJ, OJ) die höchsten Werte liefern. Dies ist dadurch zu erklären, daß in den Anpassungen an die beiden einzelnen Jets, die im Abschnitt 6.3.1 gezeigt worden sind, die Korrelationskoeffizienten $\rho_{b,c}$ sehr hohe negative Werte im Bereich -0.9 annehmen. Diese beiden Anpassungen sind also nicht sehr glaubwürdig. Die Ergebnisse mit der größten Aussagekraft sind diejeni-

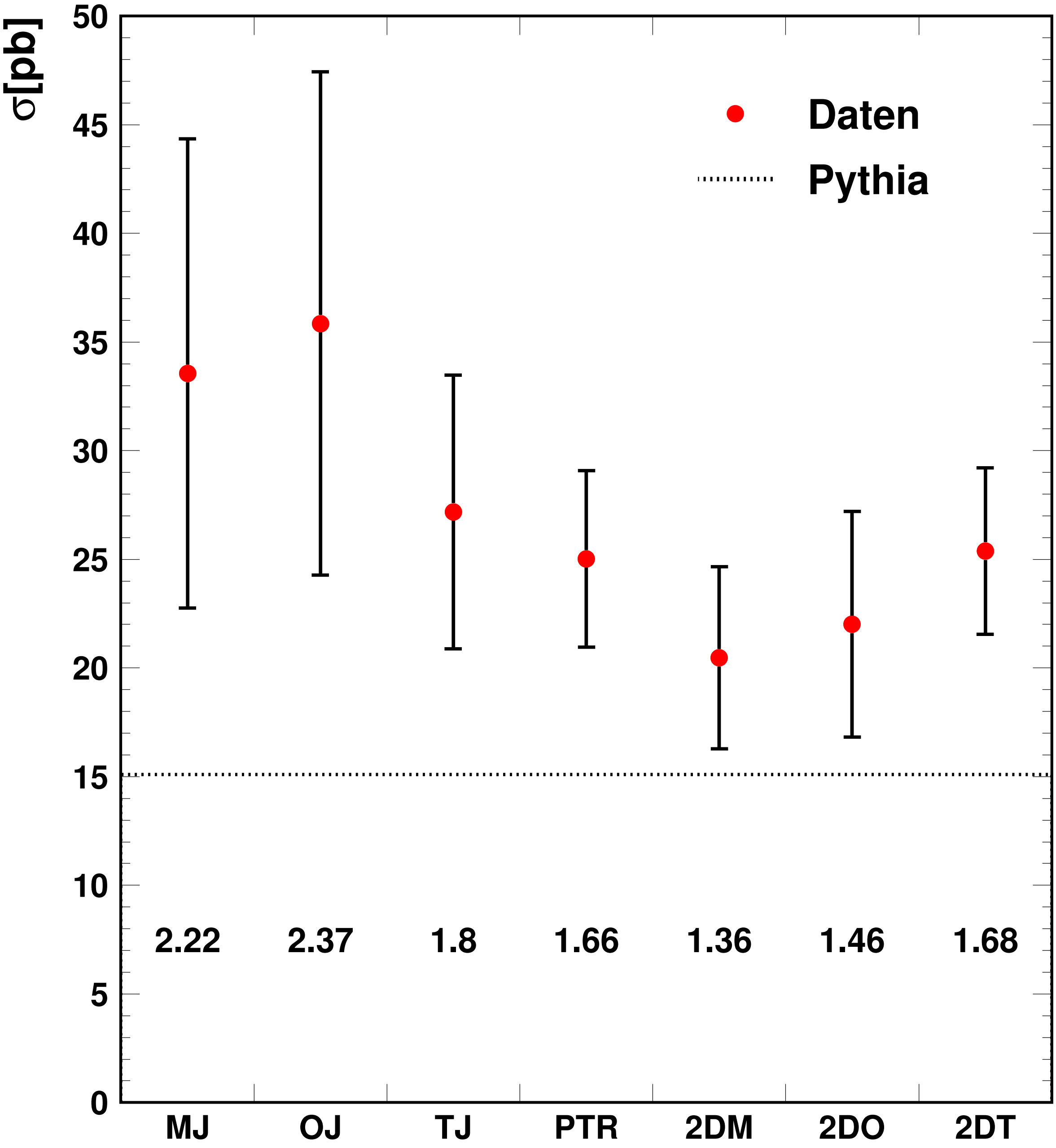


Abbildung 6.13: Die Abhängigkeit des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts der Beauty Produktion von der in der Anpassung mit zwei Komponenten an die reine Signalereignismenge verwendeten Verteilung. Die dargestellten Fehler sind nur die statistischen. Zusätzlich ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation als gepunktete Linie eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

gen, die einen vom Betrag her kleinen Korrelationskoeffizienten zwischen Beauty- und Charm Anteil aufweisen. Dies sind die Meßergebnisse, welche in Abbildung 6.13 mit den Kürzeln TJ, PTR und 2DT versehen sind. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstim-

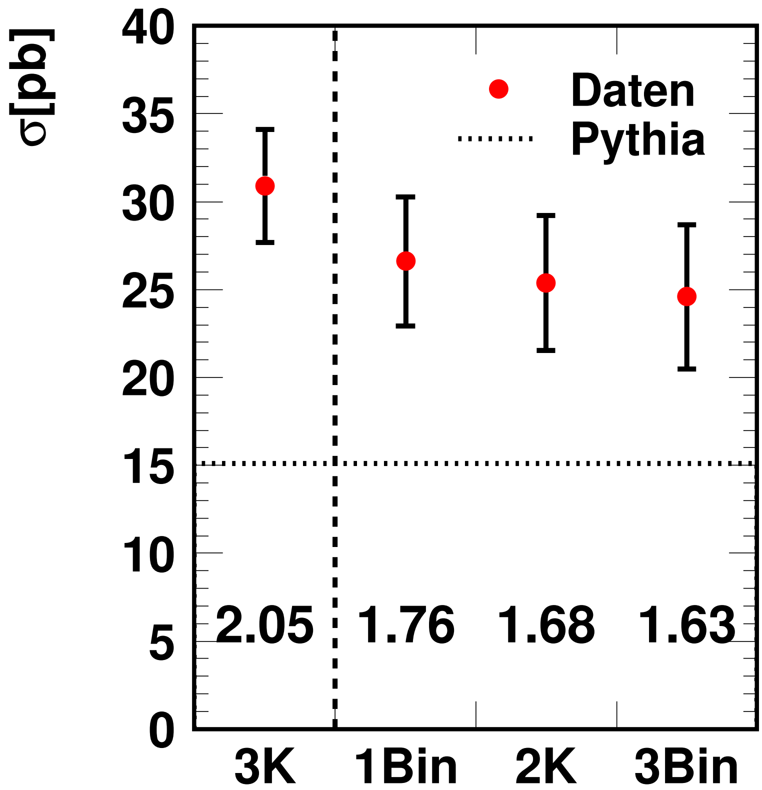


Abbildung 6.14: Die Abhängigkeit des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts der Beauty Produktion vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$. Die Anteile werden mit der zweidimensionalen Anpassung an das (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Spektrum bestimmt, wobei die Spuren aus beiden Jets in $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ eingehen. Als gepunktete Linie ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

mung. Insbesondere die Konsistenz der Meßpunkte TJ und PTR macht deutlich, daß die auf den unabhängigen Informationen der Lebensdauer und der Masse beruhenden Messungen zu übereinstimmenden Ergebnissen für den Wirkungsquerschnitt führen.

Im Folgenden werden nur noch Anpassungen an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung betrachtet, mit der alle zentralen Messergebnisse bestimmt werden (Referenz-Analyse).

Die Abhängigkeit vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$

Nachdem die Verteilung, an die angepaßt werden soll, festgelegt ist, soll nun noch die Abhängigkeit vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ studiert werden. Dabei werden neben den beiden schon bekannten Messungen, kein Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ und Anpassung mit drei Komponenten, sowie Schnitt $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T}+1) > 2.$ (schneidet die ersten beiden Bins der Verteilung weg) und Vernachlässigung des *uds*-Untergrundes, zwei weitere durchgeführt. Der Schnitt wird dabei jeweils um $\pm$ ein Bin variiert, was zu den Schnitten $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 1.5$ (schneidet nur das erste Bin weg) und

$(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2.5$ (schneidet drei Bins weg) führt. In beiden Fällen wird der *uds*-Untergrund vernachlässigt, was für den härteren Schnitt in sehr guter Näherung auch der Fall ist, beim weicheren Schnitt macht man dadurch allerdings einen kleinen Fehler. Bei diesem Schnitt beträgt die PYTHIA Vorhersage für den relativen *uds*-Anteil an allen drei Quellen nämlich noch 4 %, siehe Abbildung 5.28. Dies wird aber hier wie gesagt vernachlässigt.

In Abbildung 6.14 sind die vier verschiedenen Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts der Beauty Produktion nebeneinander aufgetragen. Links von der gestrichelten vertikalen Linie ist die einzige Messung ohne einen Schnitt und mit drei Komponenten im Fit (3K) abgebildet, rechts der Linie kommen die Messungen, in denen von links nach rechts nacheinander ein (1Bin), zwei (2K) und drei Bins (3Bin) des $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ Spektrums weggeschnitten werden. Zusätzlich ist wieder die Vorhersage des PYTHIA Monte Carlos als gepunktete Linie eingezeichnet, und die Fehler sind die rein statistischen.

Zum einen erkennt man, daß mit einem härter werdenden Schnitt, der die Statistik immer weiter einschränkt, der relative Fehler der Messung wie erwartet langsam zunimmt, von 10 % (3K) auf etwa 17 % (3Bin). Zum anderen ist ein leichter Trend sichtbar, daß mit einer zunehmenden Anreicherung von Beauty Ereignissen der totale Wirkungsquerschnitt leicht absinkt, vom etwa 2.-fachen (3K) Wert der PYTHIA Vorhersage zum 1.6-fachen (3Bin). Innerhalb der Fehler sind aber alle vier Messungen in guter Übereinstimmung.

Da bei der (1Bin) Messung der *uds*-Untergrund noch nicht vollständig vernachlässigbar ist, und bei der (3Bin) Messung die Statistik auf nur noch 123 Myonkandidaten in den Daten reduziert ist, wird als guter Kompromiß der Schnitt $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2.$ (2K) bei den nun folgenden zentralen Messungen des totalen und der differenziellen Wirkungsquerschnitte angewendet. Damit ist die Referenz-Analyse für die Messung der Beauty Produktion festgelegt.

6.4.2 Der Wirkungsquerschnitt für Charm Produktion

Genauso wie im Fall der Beauty Produktion soll vor der Präsentation des zentralen Ergebnisses für die Charm Produktion, welches auf den reinen Signal-Ereignismengen aus Abschnitt 5.5.4 und der Anpassung an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung beruht, nochmals gerechtfertigt werden, warum gerade dieses bestimmte Selektionsniveau und diese Verteilung für die Referenz-Messung verwendet werden. Dazu werden analog zu oben die Abhängigkeiten des gemessenen Wirkungsquerschnitts von diesen beiden Aspekten getrennt untersucht. Dies stellt außerdem einen zusätzlichen systematischen Test dar.

Die Abhängigkeit von der im Fit benutzten Verteilung

In Abbildung 6.15 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion für die Anpassung an verschiedene ein- oder zweidimensionale Verteilungen gezeigt. Das Selektionsniveau der für alle hier gezeigten Messungen gleichermaßen benutzten Signal-Ereignismengen ist durch den Schnitt $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$ bestimmt. Der eingezeichnete Fehler entspricht nur dem statistischen Fehler aus dem Fit. Von links nach

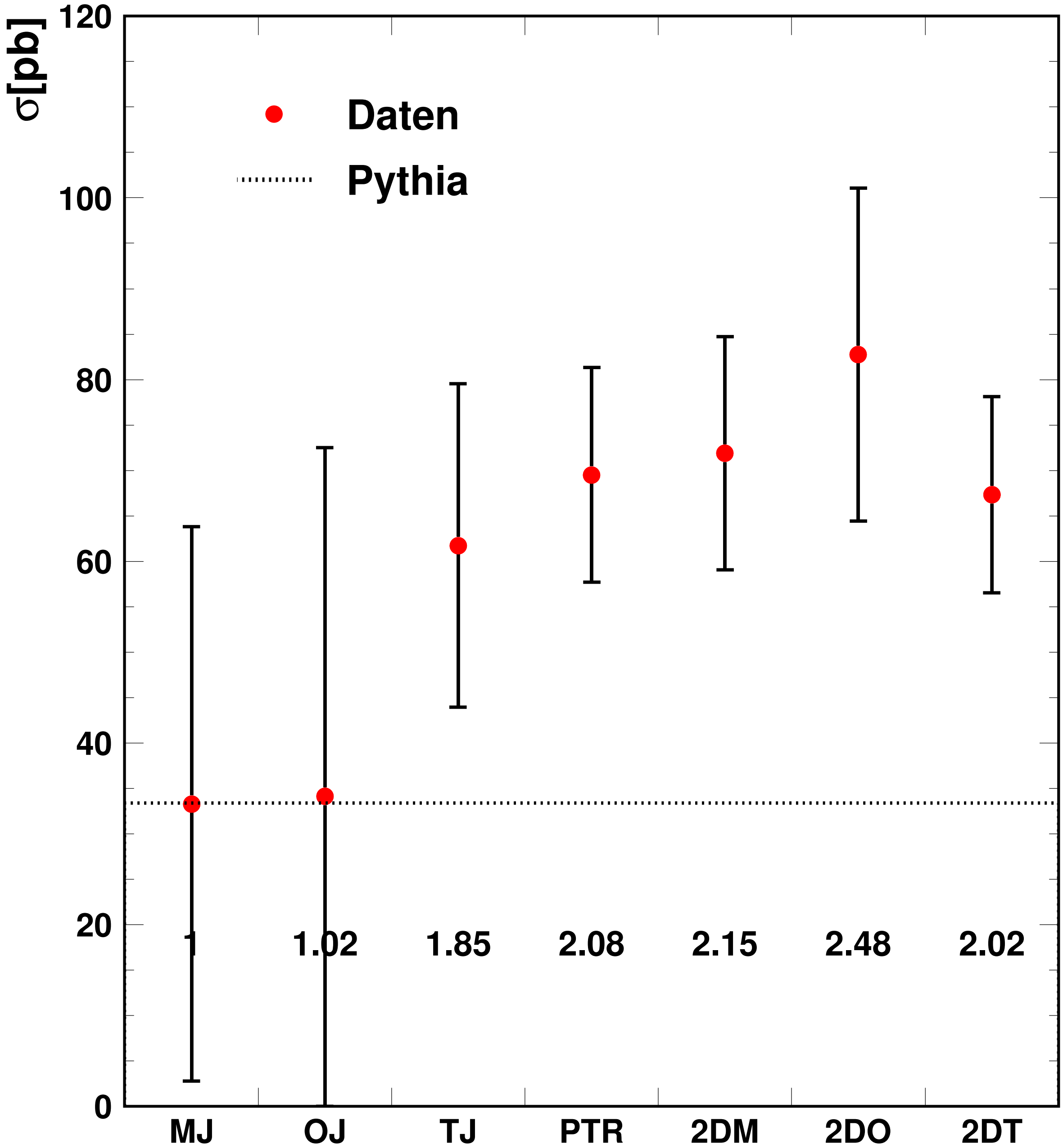


Abbildung 6.15: Die Abhängigkeit des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts der Charm Produktion von der in der Anpassung mit zwei Komponenten an die reine Signalereignismenge verwendeten Verteilung. Die dargestellten Fehler sind nur die statistischen. Zusätzlich ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation als gestrichelte Linie eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

rechts sind wieder die Ergebnisse für die eindimensionalen Verteilungen der MIP Observablen $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ (MJ), $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ (OJ) und $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ (TJ), für die Observable p_t^{rel} (PTR), sowie für die Anpassungen an die drei verschiedenen zweidimensionalen (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP}$)

Verteilungen dargestellt. Diese hängen davon ab, ob die MIP Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ mit den Spuren aus dem Myonjet (2DM), dem zweiten Jet (2DO) oder aus beiden Jets (2DT) in die zweidimensionale Verteilung eingeht. Zusätzlich zu den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation als gepunktete Linie eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

Im Fall der Charm Produktion ist der Unterschied der Genauigkeit in den verschiedenen Messungen noch viel deutlicher sichtbar. Die großen negativen Korrelationskoeffizienten $\rho_{b,c}$ in den beiden eindimensionalen Anpassungen an die einzelnen Jets, die in Abschnitt 6.3.1 gezeigt sind, führen jeweils zu einem ziemlich niedrigen Charm Anteil, der mit einem relativen Fehler von etwa 100 % behaftet ist. Daraus ergeben sich dann für den totalen Charm Wirkungsquerschnitt die Meßpunkte MJ und OJ, die zwar in Übereinstimmung mit der PYTHIA Vorhersage sind, aber keine Aussagekraft besitzen. Die Antikorrelation zwischen Beauty- und Charm Anteil in diesen beiden Messungen erkennt man auch daran, daß bezogen auf die Referenz-Analyse (2DT) der Charm Wirkungsquerschnitt tiefer und der für Beauty höher liegt, also gerade entgegengesetzt.

Die Messungen mit Aussagekraft, d.h. die mit der geringsten Korrelation, sind die mit den Kürzeln TJ, PTR und 2DT. Sie stimmen gut überein und zeigen zudem, daß die Analysen, welche nur auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ und nur auf p_t^{rel} beruhen, zu konsistenten Ergebnissen führen. Die Meßgenauigkeit in der zweidimensionalen Analyse wird auch im Fall der Charm Produktion von der p_t^{rel} Messung dominiert. Im Folgenden werden nur noch Anpassungen an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung betrachtet, mit der alle zentralen Messergebnisse bestimmt werden (Referenz-Analyse). Die Referenz-Analyse ist in Abbildung 6.15 ganz rechts dargestellt (2DT) und liefert ein Ergebnis, welches die PYTHIA Vorhersage um den Faktor 2.02 übertrifft, mit einem relativen statistischen Fehler von 16 %.

Die Abhängigkeit vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$

Nachdem nun auch für die Messung der Charm Produktion die Verteilung, an die angepaßt werden soll, festgelegt ist, soll noch die Abhängigkeit vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ studiert werden. In Abbildung 6.16 sind wieder die vier verschiedenen Varianten der Messung dargestellt. Der Messpunkt links von der gestrichelten vertikalen Linie (3K) zeigt die einzige Messung mit drei Komponenten, d.h. auch der uds-Untergrund wird mit angepaßt, und ohne einen Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$. Bei den drei Messpunkten, die rechts liegen werden nacheinander ein (1Bin), zwei (2K) und drei (3Bin) Bins aus der $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1)$ Verteilung weggeschnitten und nur noch die beiden Signalanteile angepaßt. Im Fall des Meßpunkts mit dem Kürzel 1Bin begeht man dabei einen kleinen Fehler, da die Vernachlässigung des uds-Anteils bei diesem Schnitt eine etwas grobe Näherung ist. Als gepunktete horizontale Linie ist wieder die Vorhersage des PYTHIA Monte Carlos zusätzlich eingezeichnet.

Die drei Ergebnisse für die Anpassungen mit nur zwei Komponenten stimmen sehr gut miteinander überein und ergeben ungefähr den doppelten Wert der PYTHIA Vorhersage. Man kann außerdem erkennen, wie mit abnehmender Statistik der Fehler der Messung immer größer wird. Das Ergebnis der Anpassung ohne Schnitt und drei Komponenten (3K) liegt um etwa 10 % niedriger als die anderen. Diese Abweichung

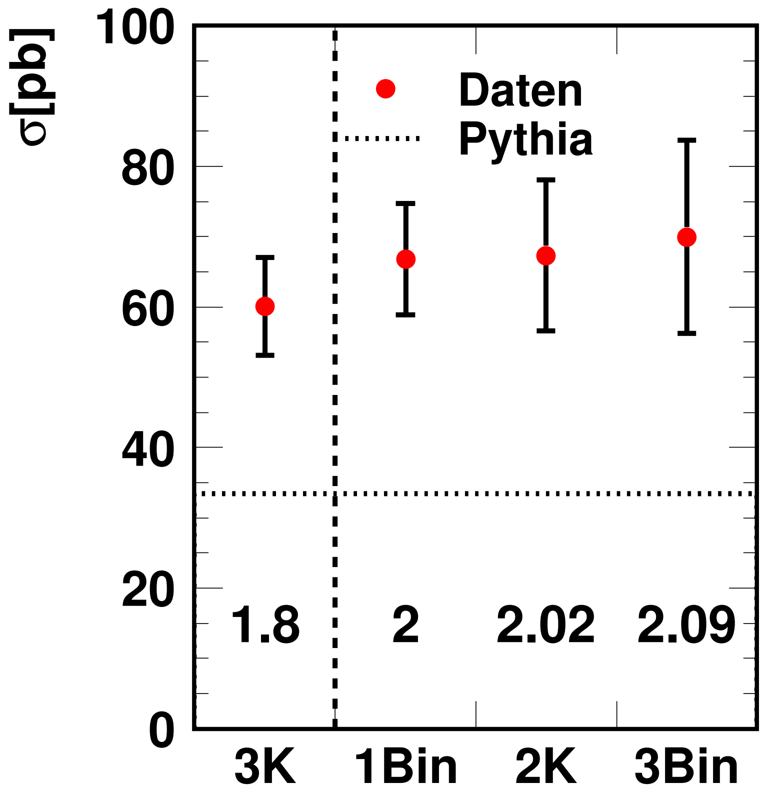


Abbildung 6.16: Die Abhängigkeit des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts der Charm Produktion vom Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP,T}$. Die Anteile werden mit der zweidimensionalen Anpassung an das (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Spektrum bestimmt, wobei die Spuren aus beiden Jets in $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ eingehen. Als gestrichelte Linie ist die Vorhersage der Pythia Monte Carlo Simulation eingezeichnet und die Verhältnisse der gemessenen zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt sind in Zahlen angegeben.

ist aber nicht signifikant.

Für die Referenz-Analyse, mit der alle nun folgenden zentralen Ergebnisse bestimmt werden, wird der Schnitt $(-\log \mathcal{P}'_{MIP,T} + 1) > 2$ angewendet. Er stellt einen guten Kompromiß zwischen einer noch genügend großen Statistik und einer guten Näherung bei der Vernachlässigung des *uds*-Untergrundes dar. Sinnvollerweise ist also die Referenz-Analyse für die Beauty- und die Charm Messung dieselbe.

6.5 Die systematischen Fehler

Um die mit der Messung des Wirkungsquerschnitts verbundenen systematischen Fehler zu bestimmen, werden viele verschiedene Aspekte der Referenz-Analyse variiert. Mit diesen variierten Größen wird anschließend die Analyse komplett durchgeführt. Aus der Abweichung des Ergebnisses für den Wirkungsquerschnitt der variierten Analyse vom Ergebnis ohne Variation ergibt sich dann der systematische Fehlerbeitrag der jeweiligen Quelle. Alle Fehlerbeiträge beziehen sich dabei auf die Referenz-Analyse, d.h. auf die

Ereignismengen mit zwei selektierten Spuren in beiden Jets nach dem zusätzlichen Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$, und die zweidimensionale Anpassung dieser Beauty- und Charm Ereignismengen an die (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung der Daten.

Quelle	Beauty Produktion $\Delta\sigma/\sigma$ [%]	Charm Produktion $\Delta\sigma/\sigma$ [%]
Detektor-Effizienzen:		
Trigger Effizienz	4	4
Myon Identifizierung	5	5
Spur-Effizienz	8	6
Luminosität	1.5	1.5
Spur-Auflösung:		
δ Auflösung	3	15
Jet-Rekonstruktion:		
Jet Achse	2	3
Hadronische Energie Skala	4	8
MC Modellunsicherheiten:		
Vernachlässigung von *uds*	1	5
PYTHIA : CASCADE	8	20
Systematischer Gesamtfehler	14	28

Tabelle 6.2: Auflistung der systematischen Fehler, die im Text diskutiert werden. Der systematische Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition der einzelnen Beiträge.

Die einzelnen Beiträge, die im Folgenden ausführlich diskutiert werden, sind in Tabelle 6.2 getrennt für die Beauty- und die Charm Messung zusammengefaßt. Zur Berechnung des systematischen Gesamtfehler werden die einzelnen Fehlerbeiträge als unabhängig betrachtet und quadratisch addiert. Man erhält auf diese Weise einen systematischen Gesamtfehler von 14 % für die Messung des Beauty Wirkungsquerschnitts und einen von 28 % für die von Charm.

Detektor-Effizienzen

Die meisten systematischen Fehler, die auf einer Effizienz des H1-Detektors beruhen, sind schon in Kapitel 4, in dem es um die Rekonstruktion und um die Datenselektion geht, diskutiert worden. Sie werden an dieser Stelle deshalb nur kurz rekapituliert, und nur die noch nicht beschriebenen Effekte werden detailliert behandelt.

Aus den statistischen Unsicherheiten und der Abweichung des Monte Carlos von den Daten in der Bestimmung der Triggereffizienzen für den Subtrigger S19 ergibt sich unabhängig von der Flavour des Quarks nach Abschnitt 4.1.3 ein systematischer Fehler der Messung von 4 %.

In Abschnitt 4.5.4 wird der systematische Fehler auf die Effizienz der Myonidentifizierung zu etwa 5 % bestimmt.

Für die Effizienz der Spurrekonstruktion in den zentralen Jetkammern inklusive der Anpassung zweier CST-Treffer mit der erforderlichen Wahrscheinlichkeit wird in Abschnitt 4.4.5 der systematische Gesamtfehler mit 3 % angegeben. Dieser kann allerdings nicht ohne weiteres für die vorliegende Analyse übernommen werden. Zum einen ist er für Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 2.5$ GeV bestimmt worden, zum anderen gilt er nur für eine einzelne Spur. In der MIP Methode werden aber im Mittel in der Ereignisauswahl, für die diese systematische Betrachtung gemacht wird, 2.58 Spuren verwendet. Darum wird zur Bestimmung des systematischen Fehlers aufgrund der Effizienz der Spurrekonstruktion für alle benutzten Spuren zusammen folgendermaßen vorgegangen: Für jede einzelne Spur wird ein systematischer Fehler von 3 % angenommen. In den Monte Carlo Simulationen werden deshalb alle selektierten Spuren mit einer Wahrscheinlichkeit von 3 % zufällig verworfen. Mit den restlichen 97 % der übriggebliebenen Spuren wird dann die gesamte Analyse durchgeführt. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler für alle verwendeten Spuren von 8 % für die Beauty Messung und von 6 % für die von Charm. Für die Beauty Messung ist das zusammen mit der Unsicherheit aufgrund des Monte Carlo Modells der größte Beitrag zum systematischen Fehler.

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung schließlich beträgt nach Abschnitt 4.3 etwa 1.5 %.

Spur-Auflösung

Um den Effekt der Spur-Auflösung auf die Analyse zu betrachten, kann man sich auf die auf Auflösung des auf den primären Vertex bezogenen Spurparameters dca' beschränken, der ja bis auf das Vorzeichen dem Impaktparameter δ entspricht. Verschmiert man dessen Auflösung gaußförmig mit einer Breite der Gaußkurve von 30 μm (die mittlere δ Auflösung der in dieser Analyse benutzten Spuren beträgt 95 μm), so erhält man einen um 3 % bzw. um 15 % veränderten Wirkungsquerschnitt für die Beauty- bzw. Charm Produktion. Diese Änderungen gehen als systematischer Fehler der Spur-Auflösung in die Messungen ein. Aufgrund der kürzeren Lebensdauer von Hadronen mit Charm Anteil wirkt sich eine schlechtere Auflösung dort bedeutend stärker aus und liefert den zweitgrößten Beitrag zum systematischen Fehler der Charm Messung.

Jet-Rekonstruktion

Vergleicht man für die Ereignismengen der inklusiven Spurauswahl (Abschnitt 5.3.4) die Daten mit der Monte Carlo Vorhersage, so erkennt man Anzeichen für Probleme bei der Beschreibung der Auflösung der Jet-Achsenrichtung [74]. Das Monte Carlo unterschätzt die Breite der Auflösung etwas. Die Richtung der Myonjet-Achse bzw. der Myonrestjet-Achse (Jetachse abzüglich des Myons) ist aber von großer Bedeutung für die korrekte Beschreibung der Observablen p_t^{rel}, siehe Abschnitt 5.4.1. Aus diesem Grund wird in der Monte Carlo Simulation eine Verschmierung der Myonrestjet-Achse in Bins des Polarwinkels θ(Restjet) und des Impulses p(Restjet) durchgeführt, so daß die Daten möglichst gut durch die inklusive Monte Carlo Spurauswahl beschrieben werden [74]. Die Verschmierung erfolgt dabei um einen gaußförmig verteilten Winkel, dessen Breite bis zu 2° betragen kann. Die Effekte auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt (Durchführung der Analyse mit und ohne Verschmierung) machen etwa 2 % für die Beauty- und 3 % für die Charm Messung aus und werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

Unsicherheiten bezüglich der Jet-Energieskala werden durch eine Variation der Energieskala des LAr-Kalorimeters von $\pm 4\,\%$ in den Monte Carlo Simulationen abgeschätzt. Das führt zu einer systematischen Änderung der Wirkungsquerschnitte von bis zu 4 % für die Beauty- und bis zu 8 % für die Charm Messung. Diese Werte werden als systematische Fehler benutzt. Dabei beruht die Änderung der Wirkungsquerschnitte ausschließlich auf einer veränderten Akzeptanz bezogen auf den Schnitt auf die minimalen transversalen Impulse der Jets.

Unsicherheiten des Monte Carlo Modells

Nach dem Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ wird der uds-Untergrund bei der Anpassung an die Daten vernachlässigt. Dies ist genaugenommen nicht ganz korrekt. Deshalb wird in einer zusätzlichen Analyserunde der Anteil f_{uds} des uds-Untergrundes auf die PYTHIA Vorhersage von 2.3 % fixiert und die Anpassung erneut durchgeführt, also wiederum mit nur zwei freien Parametern. Die Ergebnisse weichen um 1 % für die Beauty Messung und um 5 % für die von Charm von den Werten bei vernachläßigtem uds-Anteil ab.

Neben dem PYTHIA Monte Carlo Generator wird als weiterer systematischer Test alternativ der CASCADE Generator (vergleiche Abschnitt 2.3.2) zur Erzeugung von Ereignissen der Beauty- und der Charm Produktion benutzt. CASCADE beruht nicht auf der DGLAP Entwicklung sondern benutzt den CCFM Ansatz für die Entwicklung der Partonschauer. Aus der Analyse mit CASCADE ergeben sich um 8 % bzw. um 20 % veränderte Ergebnisse. Die Unsicherheit auf den verwendeten Monte Carlo Generator liefert damit für die Beauty- und für die Charm Messung den jeweils größten Beitrag zum systematischen Fehler.

Weitere Untersuchungen und Tests der Systematik

Es wurden noch andere systematische Studien und Überprüfungen durchgeführt, aus denen aber kein weiterer Beitrag zum systematischen Fehler resultiert.

Eine Variation von einigen technischen Änderungen in der Anpassung zeigt keinen signifikanten Effekt auf das Ergebnis der Anpassung. So wurde z.B. das frei gewählte, nicht äquidistante und auch nicht logarithmische Binning variiert.

Der relative Impuls p_t^{rel} des Myons wird in dieser Analyse nicht auf die gesamte Myonjet-Achse bezogen, sondern auf die Referenzachse $\vec{A}_{\mu jet} = \vec{p}_{\mu jet} - \vec{p}_{\mu}$, bei der das Myon vor der Berechnung von p_t^{rel} vom Jet abgezogen wird. Alternativ wird die Analyse mit der gesamten Myonjet-Achse als Referenzachse durchgeführt. Dies ändert das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt um etwa 1 % für die Beauty- und 2.5 % für die Charm Messung.

Um zu untersuchen, wie stark das Ergebnis von einer möglichen Kontaminierung der Ereignisse durch V0-Zerfälle (K^0, Λ, γ) beeinflußt wird, wird der Spurschnitt auf den Parameter dca' geändert. Teilchen aus diesen Zerfällen führen zu Spuren, die typischerweise sehr große Werte des Spurparameters dca' aufweisen. Statt auf $dca' < 0.3$ cm wird alternativ auf $dca' < 0.2$ cm geschnitten. Dadurch ergibt sich ein um 3 % verändertes Ergebnis sowohl für den Beauty- als auch für den Charm Wirkungsquerschnitt.

Als weitere Probe der Messung wird die Statistik der Monte Carlo Ereignismengen jeweils halbiert und die Messung getrennt mit Benutzung der beiden Teilmengen durchgeführt. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen mit den Teilmengen zum Ergebnis mit der gesamten Monte Carlo Statistik liegen für die Beauty Messung unter 7 % bzw. unter 4 % für die von Charm. Da der relative statistische Fehler der Messung des Beauty- bzw. Charm Wirkungsquerschnitts 15 % bzw. 16 % beträgt, kann diese Änderung als statistische Fluktuation betrachtet werden.

Durch die unterschiedliche Länge der Halbachsen der Beamspot Ellipse wird die getrennte Untersuchung der Ereignisse, bei denen der Myonjet in der $r\phi$-Ebene in horizontale Richtung fliegt, und der Ereignisse, bei denen er den Detektor in vertikaler Richtung durchquert, motiviert. Der Begriff vertikal ist dabei durch den Bereich des Azimutwinkels $-135° < \phi < -45°$ oder $45° < \phi < 135°$ definiert, horizontal entsprechend als $-180° < \phi < -135°$, $-45° < \phi < 45°$ oder $135° < \phi < 180°$. Aufgrund der unterschiedlichen Beamspot Größe in x- und in y-Richtung, die sich auf den Fehler des primären CSPRIM-Vertex und damit auf die Auflösung des Impaktparameters auswirkt, besitzen Spuren, die in horizontaler Richtung verlaufen eine im Mittel etwas bessere Impaktparameterauflösung als solche in vertikaler Richtung. Die getrennte Untersuchung ergibt Abweichungen der Ergebnisse aus den Teilmengen von -17 % (horizontal) und +17 % (vertikal) zum Gesamtergebnis für die Beauty Messung sowie -12 % (horizontal) und +10 % (vertikal) für die von Charm. Diese Änderungen liegen zwar für Beauty etwas außerhalb des Ein-Sigma Fehlerbereichs des statistischen Fehlers der Gesamtmessung, allerdings liegt das Gesamtergebnis immer innerhalb des größeren Fehlerbereich der Teilergebnisse. Diese Übereinstimmung wird als ausreichend stabil angesehen.

In einem ähnlichen Test werden die Impaktparameter aller Spuren nicht auf den verbesserten CSPRIM Ereignisvertex sondern auf den Runvertex, den mittleren ep-Wechselwirkungspunkt innerhalb eines Runs, bezogen. Dadurch verändert sich die Messung für Beauty Produktion um 15 % (das ist gerade der statistische Fehler der Messung), die für Charm um 8 %. Da der Runvertex zum Teil erheblich ungenauer als der CSPRIM Vertex ist, wird diese Abweichung als akzeptabel betrachtet.

In Abschnitt 6.4 werden die unterschiedlichen Ergebnisse für die verschiedenen in der Anpassung zur Anwendung kommenden Verteilungen verglichen, sowie die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ untersucht, indem dieser um $\pm$ ein Bin verändert wird. Diese Vergleiche können ebenfalls als systematische Kontrolluntersuchungen interpretiert werden.

6.6 Die gemessenen Wirkungsquerschnitte

6.6.1 Der totale Wirkungsquerschnitt für Beauty Produktion

Für den oben in Abschnitt 6.1 definierten sichtbaren kinematischen Bereich wird der totale Wirkungsquerschnitt für die Beauty Produktion in der Referenz-Analyse bestimmt zu:

$$\sigma_b^{vis}(ep \to eb\bar{b}X \to ejj\mu X') = (25.4 \pm 3.8(stat.) \pm 3.6(sys.))\ \text{pb}. \qquad (6.17)$$

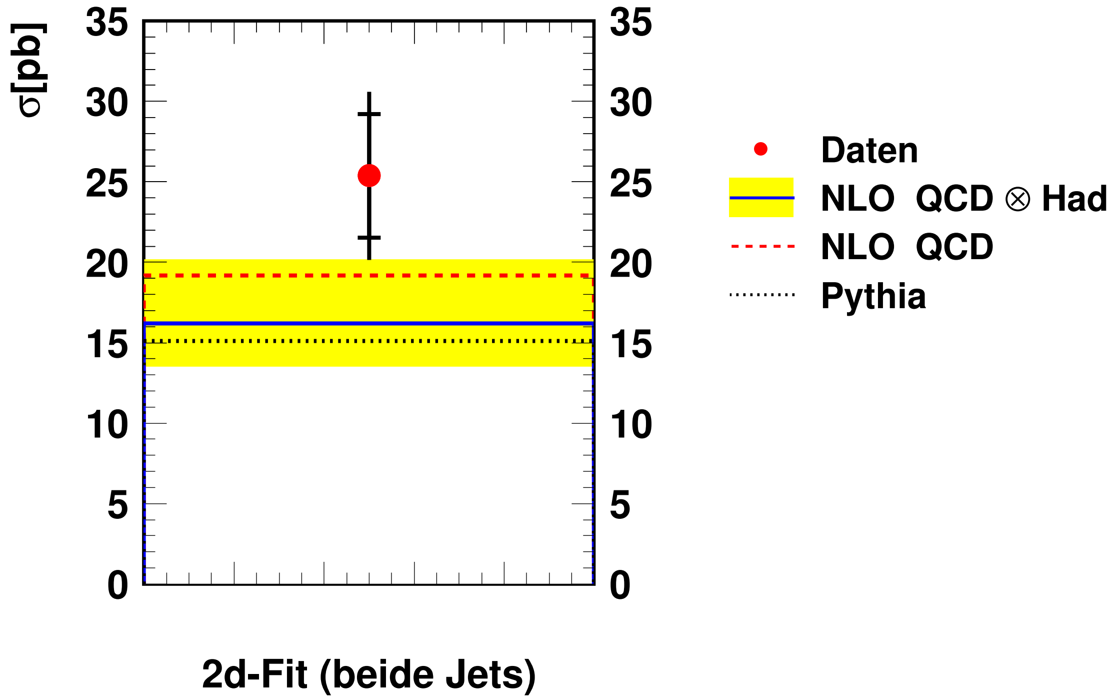


Abbildung 6.17: Der totale Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion über den Prozeß $ep \rightarrow eb\bar{b}X \rightarrow ejj\mu X'$ in dem im Text definierten sichtbaren Bereich. Der gemessene Wert wird dabei mit verschiedenen Vorhersagen verglichen, siehe im Text.

Betrachtet man die Fehler relativ, so betragen der statistische und der systematische Fehler 15 % bzw. 14 %, und der quadratisch addierte Gesamtfehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts macht knapp 21 % aus. Die in nächstführender Ordnung (NLO) QCD Störungstheorie durchgeführte Rechnung ergibt für denselben kinematischen Bereich einen Wert von $16.2^{+3.9}_{-2.8}$ pb. Dieser liegt um 1.8 Standardabweichungen, bezogen auf den Gesamtfehler der Messung, unter dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt. Anders ausgedrückt liegt die Messung um einen Faktor 1.6 über der NLO Vorhersage. Die Messung ergibt also einen Wert, der zwar über der Vorhersage liegt, jedoch nicht signifikant zu hoch ist. Für die Rechnung wird das in Abschnitt 2.4 beschriebene Programm FMNR [17] benutzt, welches von einem massiven Ansatz für die Quarkmassen ausgeht. Die NLO Vorhersage berechnet die Wirkungsquerschnitte auf dem Partonniveau während die Messung mit dem H1-Detektor auf Hadronniveau stattfindet. Zum Vergleich mit der Messung ist deshalb noch eine Korrektur von Parton- auf Hadronniveau für die NLO Rechnung durchgeführt worden. Dazu wurde die PYTHIA [23] Monte Carlo Simulation verwendet. Der Korrekturfaktor beträgt 0.845 für den totalen Wirkungsquerschnitt.

In Abbildung 6.17 ist das Meßergebnis für den totalen Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion zusammen mit den verschiedenen Vorhersagen dargestellt. Die inneren Fehlerbalken des Meßpunktes zeigen den statistischen Fehler an, die äußeren stellen den Gesamtfehler dar, der sich durch quadratische Addition aus statistischem und systematischem Fehler ergibt. Die NLO QCD Vorhersage auf Partonniveau ist als gestrichelte Linie eingezeichnet, während das Ergebnis nach der Korrektur auf Hadronniveau als durchgezogene Linie dargestellt ist. Das schattierte Band um diesen korregierten Wert der Rechnung markiert die Abweichungen vom zentralen Wert auf Hadronniveau aufgrund von Skalenunsicherheiten. Für Einzelheiten, was die für die Fehlerbandbestimmung verwendete Variation der Skalenparameter angeht, siehe Abschnitt 2.4.

Zusätzlich ist noch die Vorhersage der PYTHIA Monte Carlo Simulation als gepunktete Linie abgebildet. Sie entspricht 15.1 pb. Zwischen dem Ergebnis des auf führender Ordung QCD beruhenden PYTHIA Generators und der NLO Rechnung besteht also kein großer Unterschied.

6.6.2 Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Beauty Produktion

Neben der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der Produktion schwerer Quarks werden auch differenzielle Wirkungsquerschnitte für den in Abschnitt 6.1 definierten sichtbaren kinematischen Bereich präsentiert.

Für die Bestimmung der differenziellen Wirkungsquerschnitte wird in jedem einzelnen Bin der Messung die Anpassung mit den zwei Signalkomponenten an die zweidimensionale (p_t^{rel} , $\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilung (Referenz-Analyse) durchgeführt, in die natürlich nur die Daten- und Monte Carlo Ereignisse des jeweiligen Bins eingehen. Dadurch wird die in der Anpassung verwendete Statistik weiter reduziert und der relative statistische Fehler auf die gefitteten Anteile nimmt zu. Die geringe Statistik kann auch zu unphysikalischen Ergebnissen der Anpassung führen, siehe unten. Die gefittete Anzahl an Myonandidaten in den beiden Signalereignismengen wird für jedes Bin entsprechend Gleichung 6.1 in einen Wirkungsquerschnitt umgeformt, wobei zusätzlich durch die jeweilige Binbreite geteilt wird, um den differenziellen und nicht den totalen Wirkungsquerschnitt des Bins zu erhalten.

Auch die oben diskutierten systematischen Studien und die Parton- zu Hadronniveau Korrekturen für die NLO Rechnung werden separat in jedem einzelnen Bin der Messung durchgeführt. Dabei ergeben sich in allen Bins systematische Fehler von ähnlicher Größe wie für die ganze Ereignismenge. Deshalb wird der systematische Gesamtfehler für die Messung in jedem Bin mit 14 % für den Beauty Wirkungsquerschnitt und 28 % für den von Charm abgeschätzt. Die Korrekturfaktoren für die NLO Rechnungen liegen alle im Bereich 0.845 ± 0.100, bis auf die beiden Bins in x_γ^{obs}, siehe unten.

In dieser Arbeit werden die differenziellen Wirkungsquerschnitte für Beauty- und für Charm Produktion jeweils als Funktion der Pseudorapidität η_μ und des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ des Myonkandidaten sowie der Observablen x_γ^{obs} gemessen. In Abbildung 6.18(a)-(c) sind diese drei gemessenen differenziellen Wirkungsquerschnitte für die Beauty Produktion zusammen mit den schon im letzten Abschnitt vorgestellten Vorhersagen der FMNR NLO QCD Rechnung und des PYTHIA Monte Carlo Generators dargestellt. Da die Legende der Abbildung 6.18 mit der oben beschriebenen von Abbildung 6.17 identisch ist, wird an dieser Stelle darauf verzichtet, sie nochmals zu erklären. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind an dem Punkt innerhalb des

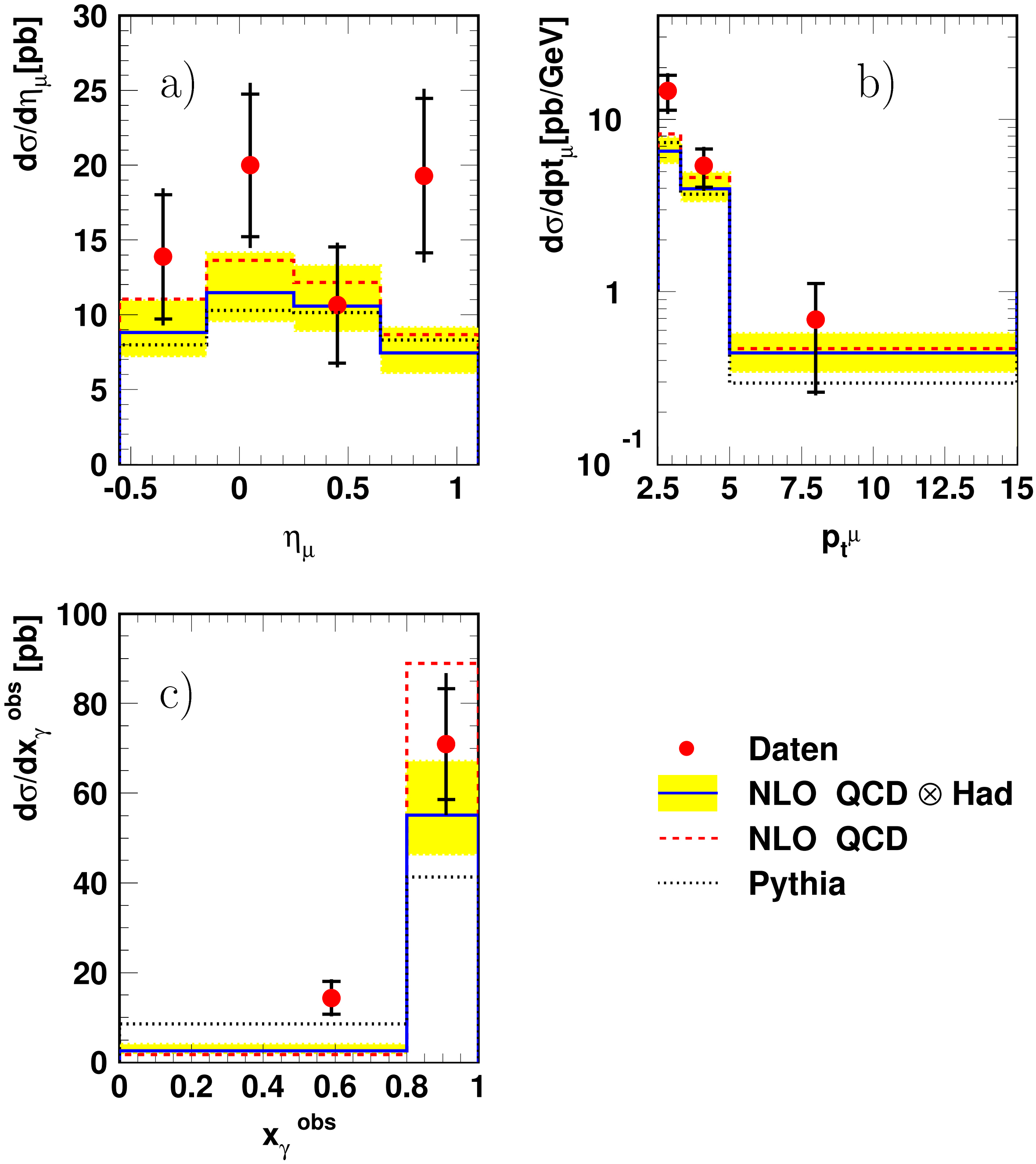


Abbildung 6.18: Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Beauty Produktion über den Prozeß $ep \to eb\bar{b}X \to ejj\mu X'$ in dem im Text definierten sichtbaren Bereich. Die Wirkungsquerschnitte werden als Funktion der Pseudorapidität η_μ (a) und des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ (b) des Myonkandidaten sowie der Observablen x_γ^{obs}(c) angegeben und mit verschiedenen Vorhersagen verglichen, siehe im Text.

Bins eingezeichnet, an dem der über das Bin gemittelte differenzielle Wirkungsquerschnitt dem wahren differenziellen Wirkungsquerschnitt entspricht. Dieser sogenannte Binschwerpunkt wird mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt und kann sehr unterschiedlich vom Mittelpunkt des Bins sein. Anhand der eingezeichneten Theoriekurven sind aber für jeden Meßpunkt die Bingrenzen, innerhalb derer er bestimmt wird, deutlich sichtbar. Alle differenziellen Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

In Teil (a) der Abbildung ist der gemessene differenzielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität η_μ des Myonkandidaten aufgetragen. Im Rahmen der großen Fehler weist er im betrachteten Phasenraum eine noch als flach zu bezeichnende Verteilung auf, deren Form von der NLO Rechnung einigermaßen beschrieben wird. Dies gilt ebenfalls für die Ergebnisse der PYTHIA Simulation, die relativ gut mit den Ergebnissen der NLO Rechnung übereinstimmen, sowohl was die Form, als auch was die Normierung angeht.

Der in Teil (b) der Abbildung dargestellte differenzielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ des Myonkandidaten fällt dagegen mit steigendem $p_{t,\mu}$ stark ab. Gegenüber der Messung fallen die Werte der NLO Rechnung dabei deutlich weniger stark ab. Während im Bin mit den kleinsten Impulsen der Datenpunkt um einen Faktor 2.3 über der NLO Vorhersage liegt, ist die Übereinstimmung in den beiden Bins bei höheren Impulsen besser. Die Vorhersage der PYTHIA Simulation dagegen ist weicher als die NLO Rechnung und beschreibt die Form der Datenverteilung gut.

Teil (c) von Abbildung 6.18 zeigt den differenziellen Wirkungsquerschnitt in zwei Bins von x_γ^{obs}. In den Daten liegt ein signifikanter Teil der Ereignisse bei Werten von $x_\gamma^{obs} < 0.8$, d.h. in der Region, in der die resolved Photon Prozesse erwartet werden bzw. angereichert sind. Die NLO Rechnung in dieser Variablen ist aufgrund der Skalenvariationen mit großen Unsicherheiten behaftet. Auch die Parton- zu Hadronniveau Korrekturfaktoren, die für die beiden vorherigen differenziellen Wirkungsquerschnitte in allen Bins nahe am Wert 0.845 für die gesamte Verteilung liegen, weichen hier stark von diesem mittleren Wert ab. Sie betragen 1.52 für $x_\gamma^{obs} < 0.8$ und 0.62 für $x_\gamma^{obs} > 0.8$ Dies ergibt sich aus der Tatsache, daß ein einzelnes Parton mehr als einen Jet auf Hadronniveau erzeugen kann, was zu Migrationen in Spektrum von x_γ^{obs} führen kann.

Aber auch innerhalb der großen Unsicherheiten bzw. Fehler kann man nicht von einer vernünftigen Beschreibung der Form der Datenpunkte durch die NLO Rechnung sprechen. Das Verhältnis der Meßwerte zu den Werten der NLO Vorhersage beträgt etwa 1.3 für $x_\gamma^{obs} > 0.8$, aber 5.5 für $x_\gamma^{obs} < 0.8$. Dies könnte daran liegen, daß im massiven Schema, welches in der FMNR Rechnung zur Anwendung kommt, Beauty- und Charm Quarks nicht als Seequarks im Proton oder Photon vorkommen, und es in der FMNR Rechnung deshalb keine Beauty- oder Charm Excitation Prozesse gibt. Der Anteil an resolved Photon Prozessen stammt in der FMNR Rechnung also allein aus Gluon-Gluon Fusionen. Zum Verständnis der Prozesse vergleiche Abbildung 2.3 in Abschnitt 2.2.1. In der PYTHIA Simulation dagegen, die den masselosen Ansatz benutzt, ist ein Beitrag von 35 % resolved Photon Prozessen enthalten, der von den Flavour Excitation Prozessen dominiert ist. Aufgrund des großen Anteils der resolved Photon Prozesse sagt PYTHIA einen relativ zur NLO Rechnung hohen Wert für den Wirkungsquerschnitt im Bin $x_\gamma^{obs} < 0.8$ vorraus. Der Datenpunkt liegt nur einen Fak-

			Messung	Experimentelle Fehler		
η_μ-bin		η_μ	$d\sigma/d\eta_\mu$ [pb]	stat. [pb]	syst. [pb]	total [pb]
–0.55	–0.15	–0.35	13.87	4.15	1.94	4.59
–0.15	0.25	0.05	19.99	4.77	2.80	5.53
0.25	0.65	0.45	10.65	3.89	1.49	4.17
0.65	1.10	0.85	19.30	5.16	2.70	5.82
$p_{t,\mu}$-bin [GeV]		$p_{t,\mu}$ [GeV]	$d\sigma/dp_{t,\mu}$ [pb/GeV]	stat. [pb/GeV]	syst. [pb/GeV]	total [pb/GeV]
2.50	3.30	2.85	14.67	3.33	2.05	3.91
3.30	5.00	4.10	5.40	1.35	0.75	1.55
5.00	12.00	8.00	0.69	0.43	0.10	0.44
x_γ^{obs}-bin		x_γ^{obs}	$d\sigma/dx_\gamma^{obs}$[pb]	stat.	syst.	total
0.00	0.80	0.59	14.37	3.63	2.01	4.15
0.80	1.00	0.91	70.96	12.33	9.93	15.83

Tabelle 6.3: Tabelle mit den Werten des differenziellen Wirkungsquerschnitts der Beauty Produktion, gemessen über den Prozeß $ep \rightarrow eb\bar{b}X \rightarrow ejj\mu X'$ im kinematischen Bereich $Q^2 < 1$ GeV^2, $0.2 < y < 0.8$, $p_{t,\mu} > 2.5$ GeV, $-0.55 < \eta^\mu < 1.1$, $p_t^{jet_{1(2)}} > 7(6)$ GeV und $|\eta^{jet}| < 1.317$. Die beiden ersten Spalten geben die Bingrenzen an. Die dritte Spalte enthält den Schwerpunkt des jeweiligen Bins, d.h. den Punkt, an dem der über das Bin gemittelte differenzielle Wirkungsquerschnitt dem wahren differenziellen Wirkungsquerschnitt entspricht. In der vierten Spalte steht der gemessene differenzielle Wirkungsquerschnitt. Die Fehler der Messung sind in den Spalten fünf bis sieben aufgeführt, wobei sie in denselben Einheiten angegeben sind wie der differenzielle Wirkungsquerschnitt.

tor 1.69 über der PYTHIA Vorhersage, das ist praktisch derselbe Wert wie für den totalen Wirkungsquerschnitt, vergleiche Abbildung 6.14 (2K). Auch im Bin $x_\gamma^{obs} > 0.8$ ist das Verhältnis von Messung zu PYTHIA Vorhersage mit 1.73 nur unwesentlich größer. Die auf dem masselosen Ansatz beruhende PYTHIA Vorhersage zeigt also in der Form der Verteilung, die in diesem Fall allerdings nur aus zwei Bins besteht, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Datenpunkten. Die massive FMNR Rechnung in nächstführender Ordnung QCD passt dagegen schlechter. Dies kann darauf hindeuten, daß der masselose Ansatz für die HERA Kinematik der geeignetere ist.

6.6.3 Der totale Wirkungsquerschnitt für Charm Produktion

Für den in Tabelle 6.1 zusammengefaßten sichtbaren kinematischen Bereich wird der totale Wirkungsquerschnitt für die Charm Produktion in der Referenz-Analyse bestimmt zu:

$$\sigma_c^{vis}(ep \to ec\bar{c}X \to ejj\mu X') = (67.3 \pm 10.8(stat.) \pm 18.8(sys.))\ \text{pb}. \tag{6.18}$$

Betrachtet man die Fehler relativ, so betragen der statistische und der systematische Fehler 16 % bzw. 28 %, und der quadratisch addierte Gesamtfehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts macht etwa 32 % aus. Die in nächstführender Ordnung (NLO) QCD Störungstheorie durchgeführte Rechnung ergibt für denselben kinematischen Bereich einen Wert von $57.7^{+23.8}_{-18.2}$ pb. Dieser liegt nur um 0.4 Standardabweichungen, bezogen auf den Gesamtfehler der Messung, unter dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt. Anders ausgedrückt liegt die Messung nur um einen Faktor 1.17 über der NLO Vorhersage. Die Messung ergibt also einen Wert, der im Rahmen der Fehler sehr gut mit der NLO Vorhersage übereinstimmt. Für die Rechnung wird wie bei der Beauty Messung das in Abschnitt 2.4 beschriebene Programm FMNR [17] benutzt, dessen Ergebnisse auf Partonniveau noch mit Hilfe des PYTHIA Generators auf Hadronniveau korrigiert werden. Im Fall der Charm Messung beträgt der Korrekturfaktor 0.922 für die gesamte Ereignismenge. Die relative Änderung der Werte aufgrund der Korrektur ist für die Charm Produktion also nur etwa halb so groß wie für die von Beauty, wo der Faktor 0.845 ist.

In Abbildung 6.19 ist das Meßergebnis für den totalen Wirkungsquerschnitt der Charm Produktion zusammen mit den verschiedenen Vorhersagen dargestellt. Die inneren Fehlerbalken des Meßpunktes zeigen den statistischen Fehler an, die äußeren stellen den Gesamtfehler dar, der sich durch quadratische Addition aus statistischem und systematischem Fehler ergibt. Die NLO QCD Vorhersage auf Partonniveau ist als gestrichelte Linie eingezeichnet, während das Ergebnis nach der Korrektur auf Hadronniveau als durchgezogene Linie dargestellt ist. Das schattierte Band um diesen korregierten Wert der Rechnung markiert die Abweichungen vom zentralen Wert auf Hadronniveau aufgrund von Skalenunsicherheiten. Für Einzelheiten, was die für die Fehlerbandbestimmung verwendete Variation der Skalenparameter angeht, siehe Abschnitt 2.4. Im Gegensatz zur Beauty Messung fällt auf, daß die aus der Variation hervorgehenden Unsicherheiten im Fall der Charm Messung bedeutend größer sind. Die relative Unsicherheit der NLO Rechnung liegt bei der Beauty Messung unter 25 % während sie für die Charm Messung über 40 % beträgt.

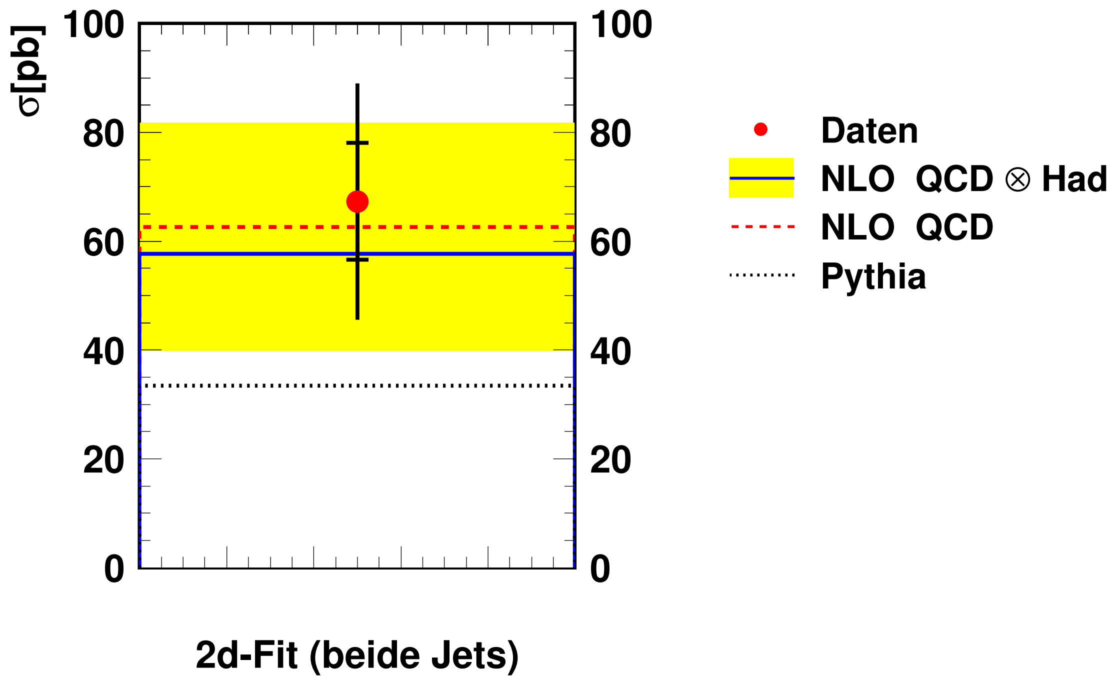


Abbildung 6.19: Der totale Wirkungsquerschnitt der Charm Produktion über den Prozeß $ep \to ec\bar{c}X \to ejj\mu X'$ in dem im Text definierten sichtbaren Bereich. Der gemessene Wert wird dabei mit verschiedenen Vorhersagen verglichen, siehe im Text.

Zusätzlich ist noch die Vorhersage der PYTHIA Monte Carlo Simulation als gepunktete Linie abgebildet. Sie entspricht 33.4 pb. Während für den totalen Wirkungsquerschnitt das Verhältnis von NLO zu PYTHIA Vorhersage im Fall der Beauty Produktion mit 1.07 im Rahmen der Unsicherheiten mit eins kompatibel ist, ergibt sich für die Charm Produktion ein Faktor 1.73. Allerdings sind wie gesagt die Unsicherheiten der NLO Rechnung bei Charm sehr groß.

Der Datenwert, der ja mit der NLO Rechnung in Übereinstimmung ist, liegt im Vergleich mit PYTHIA um einen Faktor 2.0 höher. In Standardabweichungen der

Beauty Produktion Wirkungsquerschnitt [pb]		Charm Produktion Wirkungsquerschnitt [pb]	
Daten	$25.4 \pm 3.8 \pm 3.6$	Daten	$67.3 \pm 10.8 \pm 18.8$
FMNR	$16.2^{+3.9}_{-2.8}$	FMNR	$57.7^{+23.8}_{-18.2}$
PYTHIA	15.1	PYTHIA	33.4

Tabelle 6.4: Vergleich des totalen gemessenen Wirkungsquerschnitts im sichtbaren Bereich für die Beauty und für die Charm Produktion mit der Vorhersage der PYTHIA Monte Carlo Simulation und mit Rechnungen in NLO QCD Störungstheorie (FMNR).

Messung ausgedrückt, liegt die PYTHIA Vorhersage um 1.6 Standardabweichungen unter dem Datenpunkt. Das Ergebnis der Messung ist also, bezogen auf PYTHIA, zwar nicht konsistent, aber auch nicht signifikant zu hoch.

In Tabelle 6.4 sind die Ergebnisse für den gemessenen totalen Beauty- und Charm Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich gemeinsam mit den Vorhersagen der NLO QCD Rechnung mit FMNR und der PYTHIA Simulation zusammengestellt.

6.6.4 Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion

Neben der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der Charm Produktion werden wie im Fall der Beauty Messung auch differenzielle Wirkungsquerschnitte für den in Tabelle 6.1 definierten sichtbaren kinematischen Bereich präsentiert.

Für die Bestimmung der differenziellen Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion und ihrer systematischen Fehler gilt das in Abschnitt 6.6.2 zur Beauty Produktion gesagte ebenso. Auch in der Charm Messung werden die differenziellen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Pseudorapidität η_μ und des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ des Myonkandidaten sowie der Observablen x_γ^{obs} bestimmt. In Abbildung 6.20(a)-(c) sind die drei gemessenen differenziellen Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion zusammen mit den Vorhersagen der FMNR NLO QCD Rechnung und des PYTHIA Monte Carlo Generators dargestellt. Da die Legende der Abbildung 6.20 mit der oben beschriebenen von Abbildung 6.19 identisch ist, wird sie hier nicht nochmals erklärt. Die gemessenen Datenpunkte sind wieder im aus dem Monte Carlo bestimmten Binschwerpunkt eingezeichnet.

In Teil (a) der Abbildung ist der gemessene differenzielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität η_μ des Myonkandidaten aufgetragen. Bis auf den Datenpunkt im Bin bei $\eta_\mu \approx 0.5$, welcher höher als die anderen Datenpunkte liegt, zeigen die Daten eine flache bzw. ganz leicht ansteigende Verteilung. Der hochliegende Datenpunkt ist mit einem ziemlich großen absoluten Fehler behaftet, der sich zu gleichen Teilen aus statistischem und systematischem Fehler zusammensetzt, während die Fehler der anderen Datenpunkte statistisch dominiert sind. Daher ist es schwierig, eine genauere Aussage zu treffen. Interessant ist der Vergleich mit dem entsprechenden differenziellen Wirkungsquerschnitt für die Beauty Produktion in Abbildung 6.18(a). Der hochliegende Punkt in der Charm Verteilung entspricht gerade dem am tiefsten liegenden Punkt im Beauty Spektrum. Schaut man sich die Anpassungen in den vier Bins von η_μ an, so erkennt man, daß der interessante Datenpunkt in dem einzigen Bin liegt, in dem der gefittete Charm Anteil über dem von Beauty liegt. Alle vier Anpassungen sehen gleichermaßen vernünftig aus und es kann kein Effekt ausgemacht werden. Eine verbesserte Statistik wäre jedoch auf jeden Fall hilfreich, um zumindest den statistischen Fehler zu verkleinern.

Die Verteilung der NLO Rechnung in Abhängigkeit von η_μ verläuft in den ersten drei Bins sehr flach und fällt nur im letzten Bin etwas ab. Allerdings weist die NLO Rechnung in allen Bins große Unsicherheiten auf, so daß der Abfall nicht signifikant ist. Die PYTHIA Vorhersage folgt der NLO Rechnung in der Form der Verteilung sehr gut, liegt jedoch überall etwa einen Faktor 1.7 darunter Zusammenfassend kann man sagen, daß Datenpunkte und Vorhersage innerhalb der großen Fehler und Unsicherheiten grob

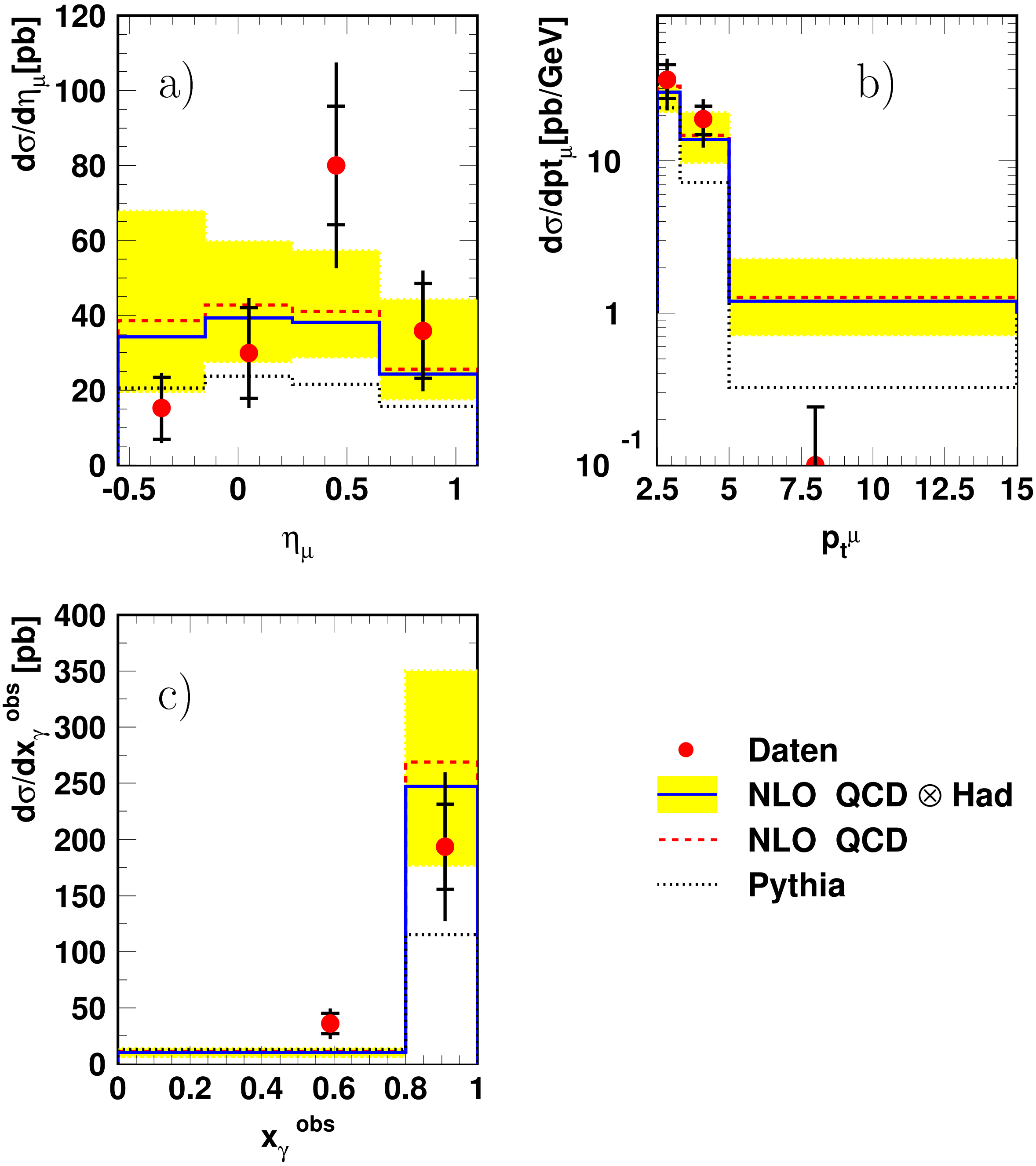


Abbildung 6.20: Differenzielle Wirkungsquerschnitte der Charm Produktion über den Prozeß $ep \to ec\bar{c}X \to ejj\mu X'$ in dem im Text definierten sichtbaren Bereich. Die Wirkungsquerschnitte werden als Funktion der Pseudorapidität η_μ (a) und des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ (b) des Myonkandidaten sowie der Observablen x_γ^{obs}(c) angegeben und mit verschiedenen Vorhersagen verglichen, siehe im Text.

übereinstimmen. Für weitergehende Aussagen müßte die Meßgenauigkeit besser sein und/oder die Unsicherheiten der Vorhersage kleiner.

Der in Teil (b) der Abbildung dargestellte differenzielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ des Myonkandidaten fällt auch für die Charm Produktion mit steigendem $p_{t,\mu}$ stark ab. Der Vergleich der Verteilungen wird jedoch dadurch erschwert, daß sich im Bin mit dem höchsten $p_{t,\mu}$ aus der Anpassung ein verschwindend geringer Charm Anteil ergibt, entsprechend praktisch ein Beauty Anteil von 100 %, was unphysikalisch erscheint. Allerdings sind in diesem Bin nur 26 Datenereignisse, so daß die Ergebnisse sehr ungenau sind.

Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß im entsprechenden differenziellen Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion in Abbildung 6.18(b) ein kleinerer Beauty Anteil im Bin mit dem höchsten $p_{t,\mu}$ zu einem kleineren Wirkungsquerschnitt führen würde und damit zu einem etwas steileren Abfall der Datenpunkte. Dadurch würde der Unterschied in der Form der Verteilung zwischen Datenpunkten und Vorhersage leicht vergrößert werden.

In den beiden übrigbleibenden ausagekräftigen Bins im differenziellen Wirkungsquerschnitt der Charm Produktion als Funktion von $p_{t,\mu}$ kann man nur erkennen, daß Datenpunkte und NLO Vorhersage in etwa gleich steil abfallen. In der Normierung stimmen sie innerhalb der Fehler sehr gut überein. Die PYTHIA Vorhersage folgt auch in Abhängigkeit von $p_{t,\mu}$ der Form nach der NLO Rechnung und liegt nur in der Normierung etwa einen Faktor 2 bis 2.5 tiefer.

Teil (c) von Abbildung 6.20 zeigt den differenziellen Wirkungsquerschnitt der Charm Produktion in zwei Bins von x_γ^{obs}. Für die Daten gelten dieselben Ausagen wie in der Beauty Produktion. Ein signifikanter Teil der Ereignisse liegt bei Werten von $x_\gamma^{obs} < 0.8$. Sowohl für Charm als auch für Beauty legen die Messsungen also einen signifikanten Anteil an resolved Prozessen nahe.

Die NLO Rechnung für Charm weist hier noch größere Unsicherheiten auf. Für $x_\gamma^{obs} > 0.8$ beträgt die relative Unsicherheit etwa 40 %, für $x_\gamma^{obs} > 0.8$ sogar ungefähr 50 %. In diesem Bin ist der Wert der Vorhersage selbst jedoch so klein, daß die große Unsicherheit in der Abbildung nur schlecht zu sehen ist. Was die Korrekturfaktoren von Parton- zu Hadronniveau angeht, so stimmen die beiden Werte in den Bins sehr gut mit dem Gesamtfaktor 0.922 überein. Dies deutet darauf hin, daß es im Fall der Charm Produktion nur zu wenigen Migrationen im Spektrum von x_γ^{obs}kommt bzw. zu keinem Überschuß an Migrationen in eine Richtung. Anscheinend kommt es bei Charm Produktion relativ selten vor, daß ein einzelnes Parton mehr als einen Jet auf Hadronniveau erzeugt. Die Korrekturfaktoren sind übrigens für die Charm Messung in allen Bins der differenziellen Verteilungen praktisch gleich, d.h. für ihre Werte gilt 0.922 ± 0.040.

Im Bin $x_\gamma^{obs} > 0.8$ stimmen Datenpunkt und NLO Rechnung gut überein, wobei der Datenwert sogar leicht unter der Vorhersage liegt. Für $x_\gamma^{obs} < 0.8$ liegt der Datenpunkt jedoch um einen Faktor 3.6 über der NLO Vorhersage. Die mögliche Ursache ist wie bei der Beauty Produktion, daß in den Daten resolved Photon Prozesse mit Flavour Excitation auftreten, die im massiven Ansatz der FMNR Rechnung nicht vorkommen können. Während der Vergleich der Datenpunkte mit der NLO Rechnung in Abhängigkeit von x_γ^{obs} für die Charm- und die Beauty Messung zu qualitativ gleichen Ergebnissen führt, ergibt der Vergleich mit der PYTHIA Vorhersage für die Charm

			Messung	Experimentelle Fehler		
η_μ-bin		η_μ	$d\sigma/d\eta_\mu$ [pb]	stat. [pb]	syst. [pb]	total [pb]
−0.55	−0.15	−0.35	15.17	8.34	4.25	9.36
−0.15	0.25	0.05	29.92	12.05	8.38	14.67
0.25	0.65	0.45	80.01	15.88	22.40	27.46
0.65	1.10	0.85	35.80	12.62	10.02	16.12
$p_{t,\mu}$-bin [GeV]		$p_{t,\mu}$ [GeV]	$d\sigma/dp_{t,\mu}$ [pb/GeV]	stat. [pb/GeV]	syst. [pb/GeV]	total [pb/GeV]
2.50	3.30	2.85	34.23	8.55	9.59	12.85
3.30	5.00	4.10	18.86	4.01	5.28	6.63
5.00	12.00	8.00	0.10	0.14	0.03	0.14
x_γ^{obs}-bin		x_γ^{obs}	$d\sigma/dx_\gamma^{obs}$[pb]	stat.	syst.	total
0.00	0.80	0.59	36.08	9.19	10.10	13.66
0.80	1.00	0.91	193.58	37.84	54.20	66.10

Tabelle 6.5: Tabelle mit den Werten des differenziellen Wirkungsquerschnitts der Charm Produktion, gemessen über den Prozeß $ep \rightarrow ec\bar{c}X \rightarrow ejj\mu X'$ im kinematischen Bereich $Q^2 < 1$ GeV^2, $0.2 < y < 0.8$, $p_{t,\mu} > 2.5$ GeV, $-0.55 < \eta^\mu < 1.1$, $p_t^{jet_{1(2)}} > 7(6)$ GeV und $|\eta^{jet}| < 1.317$. Die beiden ersten Spalten geben die Bingrenzen an. Die dritte Spalte enthält den Schwerpunkt des jeweiligen Bins, d.h. den Punkt, an dem der über das Bin gemittelte differenzielle Wirkungsquerschnitt dem wahren differenziellen Wirkungsquerschnitt entspricht. In der vierten Spalte steht der gemessene differenzielle Wirkungsquerschnitt. Die Fehler der Messung sind in den Spalten fünf bis sieben aufgeführt, wobei sie in denselben Einheiten angegeben sind wie der differenzielle Wirkungsquerschnitt.

Produktion ein anderes Resultat als bei Beauty. Dort ist in beiden Bins das Verhältnis des Datenwertes zur PYTHIA Vorhersage etwa gleich und beträgt ungefähr 1.7, was auch dem Verhältnis für den totalen Wirkungsquerschnitt entspricht. Die Form der aus zwei Bins bestehenden Verteilung wird von PYTHIA in der Beauty Produktion also sehr gut beschrieben. Hier ergeben sich die Verhältnisse 1.7 für $x_\gamma^{obs} > 0.8$ und 2.8 für $x_\gamma^{obs} < 0.8$, und der Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt beträgt 2.0. Es scheint also so zu sein, daß selbst in der PYTHIA Simulation, die einen Beitrag von 35 % resolved Photon Prozessen enthält, im Fall der Charm Produktion der Anteil an resoved Prozessen unterschätzt wird.

6.7 Vergleiche mit anderen Messungen

6.7.1 Vergleich der gemessenen Beauty Produktion mit den neuesten HERA Messungen

In Abbildung 6.21 sind die neuesten Messungen der Beauty Produktion bei HERA in Abhängigkeit der Photonvirtualität Q^2 dargestellt. Die eingezeichneten Symbole zeigen jeweils das Verhältnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte [5, 6, 7, 8] zu den entsprechenden NLO Rechnungen in QCD Störungstheorie. Für die kinematische Region der Photoproduktion mit Photonvirtualitäten $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ wird dazu das Programm FMNR [17] benutzt, im Bereich der tiefinelastischen Streuung mit größeren Werten von Q^2 kommt das Programm HVQDIS [75] zur Anwendung. Aus [6] ist zudem die Vorhersage im Schema mit einer variablen Flavour-Anzahl (*variable flavour number scheme*, VFNS) relativ zur NLO Rechnung, die einen massiven Ansatz verwendet, aufgetragen. Da in dieser Analyse die Beauty- und auch die Charm Produktion nur im Bereich der Photoproduktion gemessen wird, werden sowohl die Meßergebnisse als auch die verwendete NLO Rechnung für die tiefinelastische Streuung hier nicht näher erläutert.

Die nicht ausgefüllten Symbole entsprechen Messungen mit dem ZEUS-Detektor, die ausgefüllten Symbole stellen Messungen mit dem H1-Detektor dar. Dabei muß beachtet werden, daß die Messungen in leicht unterschiedlichen Regionen des Phasenraums vorgenommen wurden (siehe unten). Zusätzlich zu den offiziellen H1 Messungen ist als ausgefülltes Dreieck das Ergebnis der vorliegenden Arbeit eingetragen, welches aber auf einer inoffiziellen Analyse beruht und keine offizielle H1 Messung darstellt. Aus diesem Grund wurde in der Legende der Abbildung H1 in Klammern gesetzt.

Die drei Messpunkte im Bereich der Photoproduktion werden zur besseren Sichtbarkeit an verschiedenen, willkürlich gewählten horizontalen Stellen in die Abbildung eingezeichnet, sie entsprechen aber alle drei dem Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Außerdem beruhen alle drei Messungen auf einer inklusiven Myonanalyse mit zwei hochenergetischen Jets.

Das unausgefüllte Quadrat stellt die aktuellste ZEUS Messung [5] in Photoproduktion dar. Sie verwendet Daten, die in den Jahren 1996-1997 und 1999-2000 aufgenommen wurden und einer integrierten Luminosität von 110 pb^{-1} entsprechen. Der im Wirkungsquerschnitt betrachtete Phasenraum der ZEUS-Messung ist mit dem in dieser Analyse nicht identisch. Die Unterschiede liegen in der Pseudorapidität des Myons und der beiden Jets. Für die Messung der ZEUS-Kollaboration gilt $-0.9 < \eta_\mu < 1.3$ und

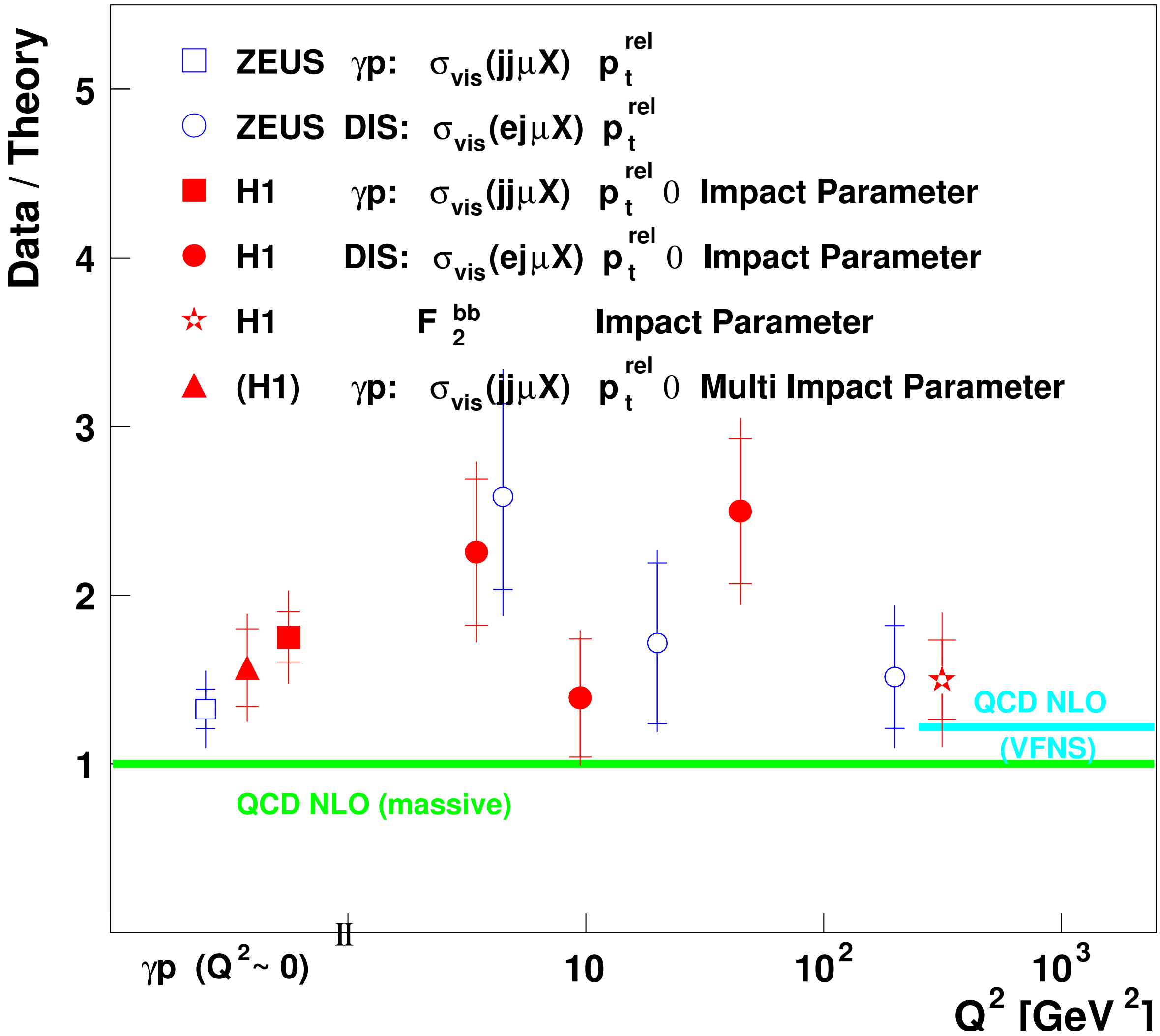


Abbildung 6.21: Zusammenfassung der neuesten Messungen der Beauty Produktion bei HERA im Vergleich mit Vorhersagen in NLO QCD. Der Meßpunkt der vorliegenden Analyse ist als ausgefülltes Dreieck dargestellt. Für weitere Erläuterungen siehe im Text.

$|\eta_{jet}| < 2.5$, während in der vorliegenden Arbeit $-0.55 < \eta_\mu < 1.1$ und $|\eta_{jet}| < 1.317$ gefordert wird. Die restlichen Schnitte auf den Phasenraum, die die Transversalimpulse des Myons und der Jets, sowie die Inelastizität y betreffen, sind gleich. Der in dieser Arbeit betrachtete Phasenraum ist also etwas kleiner, um zu gewährleisten, daß sowohl das Myon als auch die Jets im geometrischen Akzeptanzbereich des CST liegen.

Ferner sollte erwähnt werden, daß es einige konzeptionelle Differenzen zwischen der ZEUS Messung und der hier präsentierten Analyse gibt. So benutzt die ZEUS Analyse den inklusiven k_t Algorithmus [66, 67] zur Rekonstruktion von Jets im E-Rekombinationsschema [68], das zu massiven Jets führt, diese Analyse hingegen verwendet das p_t Schema und damit masselose Jets. Weiterhin wird der Wirkungsquerschnitt in der ZEUS Messung auf einem Hadronniveau vor dem Zerfall des Beauty Hadrons definiert, d.h. der Vierer-Impulsvektor des Beauty Hadrons geht in den Jet

Algorithmus ein. Im Gegensatz dazu benutzt diese Analyse alle Hadronen des Endzustandes, also nach dem Zerfall des Beauty Hadrons. Zur Trennung der verschiedenen Quellen wird in der ZEUS Analyse außerdem ausschließlich p_t^{rel} benutzt. Diese Unterschiede beinflussen das absolute Ergebnis der Messung bis zu ungefähr 20 %. Wegen dieser konzeptionelle Differenzen und dem unterschiedlichen Phasenraum werden nicht die absoluten Werte der Messungen miteinander verglichen, sondern jeweils die Verhältnisse bezogen auf die NLO Rechnung. Damit soll der Einfluß der gerade diskutierten Unterschiede beim Vergleich minimiert werden. Für die Messung der ZEUS-Kollaboration ergibt sich ein Verhältnis zur NLO Vorhersage von $1.32\pm^{0.22}_{0.24}$.

Die offizielle H1 Messung [8] in Photoproduktion, die durch das ausgefüllte Quadrat dargestellt ist, benutzt dieselben Daten wie die in dieser Analyse vorgestellte Messung und verwendet sowohl das p_t^{rel} als auch den Impaktparameter des Myonkandidaten zur Trennung der verschiedenen Anteile in den Daten. Die einzigen Unterschiede zu der hier präsentierten Messung bestehen darin, daß zum einen hier eine Multi-Impaktprameter Methode statt des Impaktparameter des Myons angewendet wird, zum anderen entspricht der Pseudorapiditätsbereich der Jets dort dem der ZEUS Messung. Das Verhältnis zur NLO Vorhersage beträgt in der offiziellen H1 Analyse 1.75 ± 0.29.

Die in dieser Arbeit präsentierte Messung der Beauty Produktion liegt mit einem Verhältnis von 1.57 ± 0.32 genau zwischen den neuesten offiziellen Messungen der H1- und der ZEUS-Kollaboration und ist mit beiden konsistent. Innerhalb der Fehler stimmen alle drei Messungen miteinander überein Zusammenfassend ergeben die Messungen der Beauty Produktion in Photoproduktion einen tendenziell etwas größeren Wirkungsquerschnitt als von der NLO Rechnung vorrausgesagt. Der Überschuß ist nun aber nicht mehr signifikant, wie es alte Messungen [1, 2, 52], die auf einer geringeren Statistik beruhen, vermuten ließen. Abbildung 6.21 zeigt, daß diese Aussage für die Photoproduktion im Rahmen der größeren Fehler auch für die tiefinelastische Streuung gilt.

6.7.2 Vergleich der gemessenen Charm Produktion mit den neuesten HERA Messungen

Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung des Wirkungsquerschnitts der Charm Produktion in Photoproduktion ist die erste, die mittels einer inklusiven Myonanalyse bei HERA durchgeführt worden ist. Alle bisherigen Messungen beruhten dagegen auf der vollständigen Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ Mesonen. In diesen Messungen (die neuesten Resultate sind zu finden unter [9, 10, 11]), bei denen zum Teil auch noch wie in dieser Analyse Jets im Endzustand verlangt wurden, fand man, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte leicht über der NLO Vorhersage im massiven Schema liegen und besser mit den Vorhersagen im masselosen Schema übereinstimmen. Das Ergebnis der Charm Messung in dieser Arbeit ergibt ein Verhältnis zur massiven NLO Rechnung von 1.17 ± 0.38 und somit sowohl eine Übereinstimmung mit der QCD Störungstheorie als auch mit den neuesten HERA Messungen innerhalb der grossen Fehler.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Messungen der in einem sichtbaren Bereich totalen und differenziellen Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion ($Q^2 < 1$ GeV^2) von Beauty- und Charm Quarks präsentiert. Die Ereignisselektion verlangt mindestens zwei hochenergetische Jets und ein zentrales Myon mit einem hohen Transversalimpuls p_t. Dabei wird zum ersten Mal bei HERA die Photoproduktion von Charm Quarks anhand einer inklusiven Myonanalyse untersucht. Die verwendeten Daten wurden mit dem H1-Detektor am HERA Speicherring in den Jahren 1999 und 2000 aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von ungefähr 50 pb^{-1}.

Zur Trennung der Anteile von Beauty- und Charm Signalereignissen sowie einem aus Ereignisse mit leichten (u,d und s) Quarks bestehenden Untergrund wird sowohl die lange Lebensdauer als auch die große Masse von Hadronen mit einem Beauty- oder einem Charm Quark ausgenutzt. Die lange Lebensdauer der schweren Hadronen spiegelt sich in großen Impaktparametern δ der Spuren aus dem Zerfall wider, wobei der Impaktparameter den Abstand der Spur zum primären Ereignisvertex in der transversalen Ebene darstellt. Die große Masse der schweren Hadronen führt zu einem vor allem für Ereignisse mit Beauty Quarks großen relativen Transversalimpuls p_t^{rel} bezogen auf den assoziierten Jet. Die vorliegende Analyse knüpft dabei methodisch an die gerade veröffentlichte Messung [8] der H1 Kollaboration an. Dort wird der Transversalimpuls p_t^{rel} des Myons relativ zum assoziierten Jet und der Impaktparameter δ_μ des Myons verwendet, um die Produktion von Beauty Quarks in Photoproduktion und DIS zu messen. In der vorliegenden Analyse wird nun zum ersten Mal nicht nur die Spur des Myons berücksichtigt, sondern alle relevanten Spuren aus den beiden hochenergetischen Jets gehen anhand ihrer Impaktparameter in eine Multi-Impaktparameter (MIP) Observable ein. Insbesondere werden also erstmals auch Spuren aus dem zweiten Jet, der kein Myon enthalten muß, betrachtet.

In Pionierarbeit wurde herausgefunden, daß die Separation von Beauty- und Charm Signal sowie uds-Untergrund mit Hilfe der MIP Observablen $\mathcal{P}_{MIP}$ erheblich verbessert werden kann, wenn nicht alle selektierten Spuren in die MIP Methode eingehen, sondern die Spur mit der höchsten Signifikanz $S = \delta/\sigma_\delta$ des Impaktparameters im Ereignis verworfen wird. Dies führt zur Observablen $\mathcal{P'}_{MIP}$, in der in jeden Ereignis nur die Spuren ab derjenigen mit der zweithöchsten Signifikanz berücksichtigt werden. Der Grund für die Verbesserung der Trennung liegt darin, daß ein großer Teil der Untergrundereignisse über eine Spur mit einer großen Impaktparametersignifikanz verfügt, mehr als eine derartige Spur zu beinhalten ist aber charakteristisch für Charm- und vor allem für Beauty Signalereignisse und unwahrscheinlich für ein uds-Ereignis. Dieser Ansatz kam in der H1 Messung [6] der Strukturfunktionen F_2^b und F_2^c auch schon zur Anwendung.

Aufgrund der so erreichten guten Trennung in der MIP Methode ist es dann möglich, durch einen geeigneten Schnitt auf die Observable $\mathcal{P}'_{MIP}$ den Untergrund auf ein vernachlässigbares Niveau zu unterdrücken. Das ist der entscheidende Schritt in der Bestimmung der Charm Produktion, da die Antikorrelation der Verteilungen von Charm- und uds-Ereignissen vorher eine zuverlässige Bestimmung des Charm Anteils verhinderte. Allerdings reduziert sich durch diesen Schnitt auch die Statistik der Signalereignisse auf etwa 40 % für Beauty und 15 % für Charm. Die Observable p_t^{rel} zeigt für diese finale Ereignismenge aus Beauty und Charm eine sehr gute Trennung. Durch die Kombination der Informationen aus p_t^{rel} und $\mathcal{P}'_{MIP}$ in einer zweidimensionalen Anpassung an das (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP}$)-Spektrum kann die Meßgenauigkeit optimiert werden.

Betrachtet man anstatt allen Spuren aus dem Ereignis die Spuren der beiden einzelnen Jets getrennt in der MIP Methode, so kommt man zu einem konsistenten Ergebnis der Beauty- und der Charm Produktion, allerdings ist die Messung dann aufgrund der limitierten Spurmultiplizität bzw. der geringen Statistik an Ereignissen mit großen Fehlern behaftet. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann daher eine konsistente Modellierung der beiden Jets in der der Produktion schwerer Quarks durch das PYTHIA Monte Carlo Programm bestätigt werden.

Die Messungen der totalen und der differenziellen Wirkungsquerschnitte im sichtbaren Bereich für Beauty- und für Charm Produktion werden mit der PYTHIA Simulation, die auf LO QCD mit Partonschauern basiert, und einer NLO QCD Störungsrechnung (FMNR) im massiven Schema verglichen. Im totalen sichtbaren Wirkungsquerschnitt zeigen die Daten gegenüber der NLO Vorhersage einen leichten Überschuß, sowohl für Charm (Faktor 1.2) als auch etwas ausgeprägter für Beauty (Faktor 1.6). Wie erwartet stimmt die PYTHIA Simulation für Beauty fast mit der NLO Rechnung überein, während bei Charm die NLO Vorhersage etwa einen Faktor 1.7 über PYTHIA liegt. Die differenziellen Wirkungsquerschnitte werden in Abhängigkeit der Pseudorapidität η_μ und des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ des Myons und des Impulsbruchteils x_γ^{obs} des Photons, welchen das in die harte Wechselwirkung eingehende Parton aus dem Photon trägt, untersucht. Aus den Vergleichen ergibt sich, das der Überschuß der Daten vor allem bei kleinen Werten von $p_{t,\mu}$ konzentriert ist. Die meisten Diskrepanzen in der Form der Verteilung ergeben sich in den differenziellen Wirkungsquerschnitten als Funktion von x_γ^{obs}. Die Ergebnisse legen einen signifikanten Anteil an resolved Prozessen nahe, sowohl für Beauty als auch für Charm, da die PYTHIA Simulation, welche einen resolved Anteil von etwa 35 % enthält, die Form signifikant besser beschreibt als die NLO Vorhersage im massiven Schema, die nur einen vernachlässigbaren Anteil an resolved Prozessen enthält. In diesem Bereich des Phasenraums scheint das masselose Schema zur Beschreibung der Daten also besser geeignet, in dem die schweren Quarks intrinsische Bestandteile von Photon und Proton sind.

Der Vergleich mit den neuesten Messungen der H1 und der ZEUS Kollaboration zeigt sowohl für Beauty [7, 8] als auch für Charm [9, 10, 11] eine gute Übereinstimmung.

Anhang A

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion PROB(X, N)

In Abschnitt 5.5 wird für eine beliebige nicht an einen Vertex angepaßte Spur i, von welcher der Impaktparameter δ_i und dessen Fehler σ_{δ_i} bekannt sind, die Wahrscheinlichkeit p_i berechnet, daß die Spur mit dem primären Vertex vereinbar ist. Sie hängt nur vom Verhältnis $S_i = \delta_i \,/\, \sigma_{\delta_i}$ ab, der sogenannten Signifikanz des Impaktparameters, bzw. sogar nur vom Betrag der Signifikanz. Es gilt:

$$\begin{aligned} p_i\left(|S_i|\right) &= 2\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{|S_i|}^{\infty} \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right)\, dt \\ &= 1 - \int_{-|S_i|}^{|S_i|} \mathrm{G}(t\,;\,0,1)\, dt \\ &= 1 - \mathrm{erf}\left(\frac{|S_i|}{\sqrt{2}}\right) \end{aligned} \tag{A.1}$$

In der obigen Gleichung ist dabei der Zusammenhang der eingeführten Wahrscheinlichkeit p_i mit der in der Statistik sehr wichtigen Gauß'schen Wahrscheinlichkeitsdichte $\mathrm{G}(t\,;\,\mu,\sigma^2)$, hier in der standardisierten Form mit $\mu = 0$ und $\sigma^2 = 1$, und mit der Gauß'schen Fehlerfunktion $\mathrm{erf}(x)$ aufgezeigt. Der Vollständigkeit halber seien die beiden ebenfalls explizit aufgeführt:

$$\mathrm{G}(t\,;\,\mu,\sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{A.2}$$

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp\left(-t^2\right)\, dt \tag{A.3}$$

Die Größe $p_i\left(|S_i|\right)$ gibt nach obiger Definition die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß eine standardisiert gauß-verteilte Zufallsvariable einen Wert annimmt, der vom Betrag her größer als $|S_i|$ ist. Da die Signifikanz der Spuren, die tatsächlich vom primären Ereignisvertex stammen, in guter Näherung gerade gauß-verteilt ist, sollte p_i für diese Spuren flach verteilt sein zwischen null und eins.

Man kann nun eine Variablensubstitution $t^2 = t'$, $dt = 1/(2\sqrt{t'})\,dt'$ durchführen. Es ergibt sich, daß die obige Wahrscheinlichkeit $p_i\left(|S_i|\right)$ äquivalent ist zu der Wahrscheinlichkeit $p_i'\left(S_i^2\right) = \mathrm{PROB}(S_i^2, 1)$ einer χ^2-verteilten Zufallsvariable mit einem

Freiheitsgrad, einen Wert anzunehmen, der größer als ein bestimmter positiver Wert $|S_i|^2 = S_i^2 = \delta^2 \,/\, \sigma_\delta^2 = X$ ist:

$$
\begin{aligned}
p_i\,(|S_i|) &= 2\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{|S_i|}^{\infty} \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right)\, dt \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}\;\Gamma(\frac{1}{2})} \int_{S_i^2}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2}t'\right)\; t'^{-\frac{1}{2}}\; dt' \\
&= p_i'\,(S_i^2) \\
&= \mathrm{PROB}(\, X = S_i^2\,,\; N = 1\,)
\end{aligned}
\tag{A.4}
$$

Man kann diese Formel dann auf eine χ^2 Verteilung mit einer beliebigen Anzahl $N \geq 1$ an Freiheitsgraden verallgemeinern. Für die Wahrscheinlichkeit, daß die Zufallsvariable einen Wert annimmt, der größer als ein gegebener Wert $X \geq 0$ ist, gilt dann:

$$
\mathrm{PROB}(X, N) \;=\; \frac{1}{\sqrt{2^N}\;\Gamma(\frac{1}{2}N)} \int_X^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2}t\right)\; t^{\frac{1}{2}N-1}\, dt \tag{A.5}
$$

Im Fall der MIP-Methode ist $X = \sum_{i=1}^{N} S_i^2$ die quadratische Summe der Impaktparameter-Signifikanzen und N bezeichnet die Anzahl der in die Methode eingehenden Spuren.

Die Formel für PROB(X, N) ist in der CERNLIB-Bibliothek [78] als Programm implementiert und kann zur praktischen Berechnung der Wahrscheinlichkeit benutzt werden. Da dieses Programm aber für $N > 1$ schon bei relativ kleinen Werten von X genau Null zurückgibt, muß anders vorgegangen werden. Man verwendet PROB(X, N) nur für die Wahrscheinlichkeiten p_i der einzelnen Spuren ($N = 1$) und kombiniert diese dann gemäß Gleichung 5.20 zu $\mathcal{P}_{MIP}$:

$$
\mathcal{P}_{MIP} \;=\; \prod_{i=1}^{N} p_i \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\left(-\ln \prod_{k=1}^{N} p_k\right)^j}{j!} \tag{A.6}
$$

Wie z.B. in [79] bewiesen wird, ist $\mathcal{P}_{MIP}$ mit PROB(X, N) identisch. Praktisch allerdings liefert die Implementierung des Programms für $\mathcal{P}_{MIP}$ in einem viel größeren Bereich von X und N numerisch von Null verschiedene Werte. Dies ist für die sich anschließende Analyse von großer Bedeutung, da als Observable zur Trennung der negative Logarithmus der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP}$ benutzt wird.

Anhang B

Schätzung von Parametern

Die vorliegende Arbeit hat die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von Beauty- und Charm Quarks in Photoproduktionsereignissen unter Anwendung einer Multi-Impaktparameter Methode zum Ziel. Dazu wird der Anteil an Beauty- und Charm Ereignissen in den Daten mit Hilfe einer Maximum-Likelihood Anpassung der verschiedenen Monte Carlo Verteilungen an die Datenverteilung der MIP-Observablen ermittelt. In diesem Anhang werden zuerst die mathematischen Grundlagen der Parameterabschätzung angesprochen. Die benutzte Methode der Maximum-Likelihood sowie die genaue Vorgehensweise bei der Bestimmung der Schätzwerte für die Parameter und deren Fehler werden ausführlich und allgemein erläutert. Detailierte Ausführungen zur Theorie der Parameterschätzung können in [79, 80, 81] gefunden werden.

B.1 Grundlagen

Mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x;\alpha)$, deren Parameter α[1] bekannt sind, kann die Häufigkeit, mit der die Zufallsvariablen x bestimmte Werte annehmen bzw. in einem bestimmten Bereich liegen, angegeben werden. Bei der Schätzung eines Parameters hat man das umgekehrte Problem: Aus einem Satz von gemachten Beobachtungen x_i sollen die unbekannten Parameter α bestimmt, d.h. möglichst 'gut' abgeschätzt werden. Man unterscheidet zwischen der Bestimmung eines einzelnen Wertes (*point estimation*) und der eines Wertebereichs (*intervall estimation*), den man auch als *Confidence* Intervall bezeichnet.

Als erstes muß dazu eine Funktion der Observablen ausgewählt werden, d.h. eine Methode mit der man von den beobachteten Meßwerten zur Schätzung gelangt, die *Estimator* genannt wird. Der numerische Wert, den man mit Hilfe des Estimators für einen bestimmten Satz von Beobachtungen erhält, ist dann der Schätzwert. Da man jede beliebige Funktion der Daten als Estimator benutzen kann, wird man versuchen, diejenige mit den besten Eigenschaften zu wählen.

[1] Hier und im folgenden sollen α und x für einen Vektor von Parametern bzw. Zufallsvariablen stehen

B.1.1 Wichtige Kriterien für einen Estimator

Die wichtigsten Eigenschaften eines Estimators sind:

1. Konsistenz:
Ein Estimator wird konsistent genannt, wenn sein Schätzwert $\hat{\alpha}$ bei zunehmendem Datenumfang gegen den wahren Wert des Parameters α_0 konvergiert: $\lim_{n\to\infty} \hat{\alpha} = \alpha_0$, wobei n die Anzahl der Messungen bzw. Daten bezeichnet. Dieses Kriterium ist so wichtig, daß es von allen üblichen Estimatoren erfüllt wird.

2. Erwartungstreue oder Verfälschungsfreiheit:
Der *Bias* ist definiert als die Differenz zwischen dem wahren Wert α_0 und dem Erwartungswert von $\hat{\alpha}$, $E[\hat{\alpha}]$, der über einen hypothetischen Satz gleicher Experimente berechnet wird. Wenn der Bias Null ist, d.h. der Schätzwert ist nicht systematisch zu groß oder zu klein, nennt man die Schätzung erwartungstreu oder verfälschungsfrei (biasfrei). Bias kann verursacht werden durch statistische Eigenschaften des Estimators oder systematische Fehler der Messung. Für gewöhnlich hängt der Bias von α oder anderen Unbekannten ab und man versucht einen Estimator zu wählen, der seine durchschnittliche Größe minimiert.

3. Effektivität oder Effizienz:
Ein Schätzwert heißt effizient, wenn er asymptotisch gauß-verteilt ist und die kleinstmögliche Varianz besitzt. Unter allgemeinen Voraussetzungen liefert die *Cramer-Rao-Ungleichung* dafür eine untere Schranke, siehe [81]. Der effiziente Schätzwert ist der bestmögliche.

4. Robustheit:
Die Robustheit bezeichnet die Insensitivität der Schätzung gegenüber falschen Voraussetzungen oder Daten, die z.B. durch Rauschen verursacht werden.

Für einige Estimatoren sind die obigen Eigenschaften exakt bekannt, es ist aber immer möglich sie durch Monte Carlo Simulationen zu bestimmen. Sie hängen häufig von den unbekannten Parametern α ab und können meist nicht alle gleichzeitig erfüllt werden. Insbesondere die beiden letzten Kriterien sind oft miteinander im Widerspruch [82]. Zum Beispiel liefert die hier benutzte Maximum Likelihood Methode eine sehr effiziente Schätzung, kann aber sehr abweichende Resultate ergeben, wenn die angenommen Form der Wahrscheinlichkeitsdichte nicht richtig ist. Es muß deshalb im konkreten Fall ein angemessener Kompromiß gewählt werden.

B.2 Maximum Likelihood

„Vom theoretischen Standpunkt aus ist die wichtigste allgemeine Methode der Parameterschätzung, die bisher bekannt ist, die Methode der Maximum Likelihood“ [83]

B.2.1 Definition und anschauliche Bedeutung der Likelihood

Man geht von n unabhängigen Meßwerten x_i aus, die alle der als bekannt angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichte $f(x;\alpha)$ folgen, wobei α die zu bestimmenden unbekannten Parameter sind. Die kombinierte Wahrscheinlichkeitsdichte $\tilde{f}$ ist gleich dem Produkt der n Einzeldichten und man kann gleichberechtigt von einem Vektor $\vec{x}$ mit der Dichte $\tilde{f}$ oder n Ereignissen der Dichte f reden:

$$\tilde{f}(x_1, x_2, \ldots, x_n; \alpha) = \prod_{i=1}^{n} f(x_i; \alpha) \tag{B.1}$$

Streng genommen muß zwischen den Variablen x_i und ihren konkreten Werten X_i in der Probe unterschieden werden, hier soll aber für beides der Kleinbuchstabe benutzt werden. Als *Likelihood* L einer Stichprobe wird der Funktionswert von $\tilde{f}$ für die gemessenen Werte definiert:

$$L(\alpha) = \prod_{i=1}^{n} f(x_i; \alpha) \tag{B.2}$$

Sie ist fur eine gegebene Stichprobe x_i also nur noch eine Funktion der Parameter und stellt die Wahrscheinlichkeit dar, bei einer vorgegebenen Wahl der Parameter gerade diese Meßwerte zu erhalten. Sie ist aber *nicht* eine Wahrscheinlichkeitsdichte in den Parametern α. Wie aus der Definition hervorgeht, ist die Likelihood mehrerer Messungen oder Experimente das Produkt der Einzellikelihoods.

B.2.2 Die Maximum-Likelihood-Methode zur Parameterbestimmung

Nach dem *Maximum-Likelihood-Prinzip* ist die beste Schätzung von α derjenige Wert $\hat{\alpha}$, welcher $L(\alpha)$ zu einem Maximum macht, d.h. die Wahrscheinlichkeit maximiert, gerade diesen Satz von Meßwerten x_i zu erhalten. Da es normalerweise einfacher ist mit dem Logarithmus $\ln L$ statt mit L zu arbeiten und beide aufgrund der Monotonie der Logarithmusfunktion ihr Maximum an derselben Stelle haben, lautet die Bedingung für den Likelihood-Schätzwert $\hat{\alpha}$ also:

$$F(\hat{\alpha}) = -\ln L(\hat{\alpha}) = -\sum_{i=1}^{n} \ln f(x_i; \hat{\alpha}) = \text{Minimum} \tag{B.3}$$

Dabei wird aus Konsistenzgründen mit der χ^2-Methode die sog. negative Log-Likelihood-Funktion $F(\alpha) = -\ln L(\alpha)$ benutzt und folglich ein Minimum gefordert. Ein notwendiges Kriterium dafür ist, daß die erste Ableitung verschwindet:

$$\frac{\partial F(\alpha)}{\partial \alpha_j} = -\frac{\partial \ln L(\alpha)}{\partial \alpha_j} = -\frac{\partial \sum_{i=1}^{n} \ln f(x_i; \alpha)}{\partial \alpha_j} = 0 \tag{B.4}$$

für alle j Parameter α_j. Diese Gleichung wird auch als Likelihood-Gleichung bezeichnet. Da für die Berechnung des Schätzwertes nur die Ableitung der Likelihoodfunktion eine Rolle spielt, können Faktoren in der Likelihood oder Summanden in der Log-Likelihood die nicht von den Parametern α abhängen weggelassen werden, was auch Terme beinhaltet, die von den Daten aber nicht von α abhängen.

Es ist jedoch wichtig darauf zu achten, daß $f(x;\alpha)$ für alle Werte von α auf eins bzw. eine beliebige Konstante normiert ist,

$$\int f(x;\alpha)\,\mathrm{d}x = 1 \text{ bzw. konstant , für alle } \alpha \tag{B.5}$$

d.h. daß das Integral über den Ereignisraum von den Parametern α unabhängig ist. Diese Normierung, die einen Großteil des numerischen Rechenaufwandes diese Methode ausmacht, muß unbedingt während aller Schritte aufrecht erhalten werden, bei denen α variiert wird, um das Minimum zu finden. Erstaunlicherweise spielt der Wert der Normierungskonstanten keine Rolle, weder was die Bestimmung des Parameters noch die seines Fehlers angeht, da ja wie gesagt durch eine additive Konstante die Log-Likelihood-Kurve nur als Ganzes verschoben wird und der gefittete Parameter oder dessen Abweichung nicht beeinflußt werden.

In der Tat ist der Wert der negativen Log-Likelihood-Funktion an ihrem Minimum - im Gegensatz zur χ^2-Methode - ziemlich bedeutungslos, und hängt sogar von den Einheiten des Ereignisraumes ab. Die wichtige Größe ist die Differenz in der Log-Likelihood zwischen zwei Punkten im Parameter-Raum, und die ist dimensionslos.

Üblicherweise - so auch in dieser Arbeit - werden zur Lösung der Likelihood-Gleichung B.4 allgemeine numerische Minimierungsprogramme wie z.B. das CERN Programm MINUIT [85] verwendet, die einen entsprechenden Code beeinhalten, welcher den vielfältigen Problemen, die auftreten können, und den Spezialfällen Rechnung trägt.

B.2.3 Die Eigenschaften der Maximum-Likelihood-Methode

Es muß zwischen asymptotischen Eigenschaften, die bei genügend großer Ereignisanzahl n gelten, und den Eigenschaften für eine endliche Ereignismenge unterschieden werden. Im endlichen Fall ist die Maximum-Likelihood-Methode in aller Regel konsistent aber nicht notwendigerweise erwartungstreu, während im asymptotischen Grenzfall die Konsistenz bewiesen werden kann [82], was die asymptotische Erwartungstreue impliziert. Im Limes $n \to \infty$ ist sie auch effizient und $\hat{\alpha}$ ist normalverteilt.

Die Wichtigkeit des Likelihood-Prinzips wird durch folgenden, in [80] bewiesenen Satz unterstrichen:

Wenn ein effizienter Schätzwert $\hat{\alpha}$ von α existiert, so hat die Likelihood-Gleichung eine eindeutige Lösung, und zwar gerade $\hat{\alpha}$.

Eine sehr nützliche Eigenschaft der Maximum-Likelihood-Methode ist ihre Invarianz gegenüber Parametertransformationen: Gilt zwischen den Parametersätzen α und β ein eineindeutiger Zusammenhang $\beta = \beta(\alpha)$, so transformiert der Likelihood-Schätzwert $\hat{\alpha}$ zu $\hat{\beta} = \beta(\hat{\alpha})$. Es ändern sich jedoch bei der Transformation i.a. viele Eigenschaften von α, insbesondere der Bias. D.h. wenn der Parameter α biasfrei ist, so ist es der Parameter β im allgemeinen nicht.

Ein Problem der Maximum-Likelihood-Methode besteht darin, daß sie die a priori Kenntnis der Form der Wahrscheinlichkeitsdicht $f(x;\alpha)$ erfordert. Oft hat man als Vorhersage keine berechenbare Dichte, sondern „nur“ Monte Carlo Ereignisse. Dann kann das eigentlich besser geeignete ereignisbasierte Likelihood-Verfahren, welches bis jetzt ausschließlich beschrieben wurde, nicht mehr angewandt werden, und man muß zu Intervallen, sogenannten Bins, übergehen was im nächsten Abschnitt erklärt wird.

B.2.4 Maximum-Likelihood für Histogramme

Bei großen Proben ist es häufig geschickter, die Analyse anhand von Histogrammen durchzuführen anstatt die Likelihood für viele Einzelereignisse zu berechnen. Im oben beschriebenen Fall, in dem man als Theorievorhersage eine Simulation benutzt, muß dies geschehen. Man vergleicht die Anzahl der Ereignisse in den r Intervallen (Kanälen, Bins) mit der parameterabhängigen Voraussage, wobei die Zahl der Monte Carlo Ereignisse möglichst groß sein sollte, damit die Simulation nicht zum statistischen Fehler beiträgt.

Die Zahl der Dateneinträge n_i pro Intervall i, mit $\sum_{i=1}^{r} n_i = n$ folgt einer Multinomialverteilung, wobei sich für jedes Bin i die Wahrscheinlichkeit $p_i(\alpha)$, daß ein Ereignis in ihm gemessen wird, aus der Vorhersage berechnet. Es gilt:

$$p_i(\alpha) = \frac{\nu_i(\alpha)}{N(\alpha)} \,, \tag{B.6}$$

wobei $\nu_i(\alpha)$ die parameterabhängige Zahl der Monte Carlo Ereignisse im Bin i ist und $N(\alpha) = \sum_{i=1}^{r} \nu_i(\alpha)$ diejenige aller simulierten Ereignisse.

In der Regel ist die Zahl der Einträge n_i in den Einzelbins klein im Vergleich zur Gesamtzahl der Daten n. Man kann dann die bequemere Poissonstatistik verwenden. Der Erwartungswert μ_i im Bin i ergibt sich aus:

$$\mu_i(\alpha) = n\, p_i(\alpha) \tag{B.7}$$

Die Likelihood bei $\mu_i(\alpha)$ erwarteten Einträgen n_i zu finden ist nach der Poissonstatistik:

$$L_i(n_i; \mu_i(\alpha)) = \frac{\mu_i(\alpha)^{n_i}\, e^{-\mu_i(\alpha)}}{n_i!} \tag{B.8}$$

Da Faktoren, die nicht von α abhängen keine Rolle spielen, kann man den Fakultät-Term weglassen. Die negative Log-Likelihood für das ganze Histogramm ist dann:

$$F(\alpha) = -\sum_{i=1}^{r} \ln L_i(n_i; \mu_i(\alpha)) = \sum_{i=1}^{r} (\mu_i(\alpha) - n_i \ln \mu_i(\alpha)) \tag{B.9}$$

Die Gleichung gilt auch,wenn die Zahlen n_i in den einzelnen Bins klein oder sogar Null sind, sie ist also universell anwendbar.

Bei der numerischen Berechnung des Minimums muß die Summe bei der Variation immer wieder neu berechnet werden. Da sich die Summe nur über die Bins und nicht wie beim normalen Likelihood-Verfahren über alle Einzeleinträge erstreckt, ist die Berechnung wesentlich schneller.

Für Erwartungswerte $\mu_i \gg 1$ (in der Praxis $\mu_i > 10$) kann die Poissonverteilung durch eine Gaußverteilung angenähert werden und man erhält einen Zusammenhang mit der Methode der kleinsten Quadrate, siehe Abschnitt B.2.6.

B.2.5 Extended-Maximum-Likelihood

Bei der üblichen Anwendung der Maximum-Likelihood-Methode werden unter Benutzung der korrekt normierten Wahrscheinlichkeitsdichte Parameter α dieser Dichte aus der Messung von n Ereignissen bestimmt. Man ist also nur auf die Form der Wahrscheinlichkeitsdichte sensitiv. Bei der Verwendung von Monte Carlo Simulationen als Vorhersage soll aber oft auch die Normierung miteinbezogen werden, d.h. die mittlere Anzahl der erwarteten Ereignisse $N(\alpha)$, die ja parameterabhängig ist, soll in die Anpassung mit eingehen. In der normalen Maximum-Likelihood-Methode fällt sie infolge der Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichte heraus, siehe Gleichung B.6.

Aus diesem Grund wird in der erweiterten oder extended Maximum-Likelihood-Methode ein weiterer Poissonfaktor $P = N(\alpha)^n\, e^{-N(\alpha)}/n!$ zur Likelihood-Funktion dazumultipliziert, der die Wahrscheinlichkeit angibt, bei einem Erwartungswert von $N(\alpha)$ Ereignissen tatsächlich n Ereignisse zu beobachten. Dieser im Rahmen des Likelihood-Prinzips liegende Ansatz ergibt die negative Log-Likelihood-Funktion:

$$\begin{aligned} F(\alpha) &= -\sum_{i=1}^{r} \ln L_i(n_i;\mu_i(\alpha)) - n\,\ln N(\alpha) + N(\alpha) + \ln n! \\ &= \sum_{i=1}^{r} (\mu_i(\alpha) - n_i \ln \mu_i(\alpha)) - n\,\ln N(\alpha) + N(\alpha) \end{aligned} \tag{B.10}$$

Man kann diesen Ausdruck noch weiter vereinfachen, wenn man die beiden letzten Terme in die Summe hineinzieht. Mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{N(\alpha)}{n}\,\mu_i(\alpha) = N(\alpha)\,p_i(\alpha) \equiv \nu_i(\alpha) \tag{B.11}$$

und unter Ausnutzung der Tatsache, daß Summanden, die nicht von den Parametern abhängen, weggelassen werden können, erhält man dann:

$$F(\alpha) = \sum_{i=1}^{r} (\nu_i(\alpha) - n_i \ln \nu_i(\alpha)) \tag{B.12}$$

Man kann den Unterschied zwischen normaler und erweiterter Maximum-Likelihood-Methode also auch so beschreiben, daß als Erwartungswert anstatt $\mu_i(\alpha) = n\,p_i(\alpha)$ die Anzahl der simulierten Ereignisse im Bin i, $\nu_i(\alpha) = N\,p_i(\alpha)$, benutzt werden, d.h. man ersetzt im Erwartungswert für das Bin die gemessene durch die erwartete Gesamtzahl an Ereignissen.

Für verschiedene Herleitungen und eine genaue Diskussion der Fehlerberechnung für die erweiterte Methode sei auf [86] verwiesen.

B.2.6 Der Zusammenhang mit den kleinsten Quadraten

Neben der Maximum-Likelihood-Methode findet die Methode der kleinsten Quadrate (χ^2-Methode) am häufigsten Anwendung. Sie kann als Spezialfall der Maximum-Likelihood-Methode für gaußverteilte Meßgrößen abgeleitet werden, es ist jedoch auch möglich, sie aus einem allgemeinen Prinzip herzuleiten, ohne diese spezielle Annahme [82].

Die zu minimierende χ^2-Funktion für r unabhängige Messungen sieht folgendermaßen aus:

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{r} \frac{(y_i(z_i) - y_{theo}(z_i;\alpha))^2}{\sigma_i^2} = \text{Minimum} \tag{B.13}$$

An den r Stützstellen z_i werden die Werte $y_i(z_i)$ gemessen, die als gaußverteilt mit dem Mittelwert $y_{theo}(z_i; \alpha)$ und der Varianz σ_i^2 angenommen werden. Die σ_i^2 sind also die aus der theoretischen Verteilung folgenden Varianzen [82]. In der Praxis werden jedoch stattdessen meist die Fehler (Standardabweichung) der Messung benutzt [81, 85], was streng genommen nicht korrekt ist, aber nicht vermieden werden kann, wenn die Varianz der theoretischen Verteilung nicht bekannt ist.

Im obigen Fall der Maximum-Likelihood für Histogramme ist der Meßwert n_i und der parameterabhängige Theoriewert $\mu_i(\alpha)$. Für gauß-verteilte Messwerte n_i ergibt sich der Zusammenhang:

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{r} \frac{(n_i - \mu_i(\alpha))^2}{\sigma_i^2} = -2 \, \ln L(\alpha) + \text{konstant} \tag{B.14}$$

Man erkennt, daß dieselben Parameter, welche L maximieren, zu einem Minimum von χ^2 führen.

Ein wichtiger Unterschied zur Maximum-Likelihood-Methode für Histogramme mit Annahme poissonverteilter Größen besteht darin, daß dort, wie aus Gleichung B.9 ersichtlich ist, die systematischen Fehler der Messung oder der Theorie nicht direkt eingehen.

B.3 Fehlerberechnung bei der Maximum-Likelihood Methode

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Betrachtungsweisen in der Statistik, wenn es um die Definition von Fehler- oder Vertrauens-Intervallen geht: die Klassische und die Bayesische. Nach der klassischen Statistik können lediglich Aussagen über obere und untere Grenze mit einer bestimmten Irrtumswahrscheinlichkeit getroffen werden. In der Bayesischen Statistik macht man Aussagen über den wahren Wert eines Parameters selbst, wozu aber eine zusätzliche Annahme nötig ist, nämlich, daß der wahre Wert mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit irgendwo in der Nähe des gemessenen liegt. Obwohl beide oft dasselbe Ergebnis liefern, können sie für kleine Ereignismengen oder Messungen nahe einer physikalischen Grenze zu sehr unterschiedlichen Confidence Limits führen. Die Mehrzahl der Physiker zählt sich zu den Klassikern oder *frequentists*, benutzt aber die Bayesische Definition, da klassische Konfidenzintervalle zu umständlich sind und manchmal zu unsinnigen Ergebnissen führen [81]. Eine rein Bayesische Betrachtungsweise hat aber ebenfalls Nachteile, da bei einer willkürlichen Wahl von Priorwahrscheinlichkeiten für Parameter der Vergleich und die Kombination der Ergebnisse verschiedener Experimente stark erschwert wird. Ein vernünftiger Kompromiß, der auch in dieser Arbeit Anwendung findet, ist die Parametrisierung der Meßergebnisse durch die Likelihoodfunktion, die im Folgenden beschrieben wird.

B.3.1 Ein Parameter

In der Likelihood-Theorie werden im eindimensionalen Fall die Fehlergrenzen entsprechend $s\,\sigma$ analog zur Gauß-Verteilung durch die Forderung definiert, daß der Wert der negativen Log-Likelihood-Funktion um 1/2 s^2 zugenommen hat, verglichen mit dem Minimum $F_{min} = F(\hat{\alpha})$, d.h.

$$F(\hat{\alpha} \pm s \cdot \sigma) = F(\hat{\alpha}) + \frac{1}{2}\, s^2 \;, \quad \text{mit } s = 1, 2, 3, \ldots \tag{B.15}$$

Dieses intuitive Verfahren hat seine Rechtfertigung darin, daß die Log-Likelihood-Funktion häufig näherungsweise gaußverteilt ist. Die Fehlergrenzen können allerdings asymmetrisch um $\hat{\alpha}$ liegen, und dann ist die Schätzung nicht erwartungstreu.

Im asymptotischen Grenzfall $n \to \infty$ nähert sie sich auf jeden Fall einer Gauß-Funktion an und die Varianz $V[\hat{\alpha}]$ strebt gegen Null. Um das Minimum herum kann die negative Log-Likelihood-Funktion in diesem Fall in eine Gauß-funktion entwickelt werden und aus einem Vergleich folgt der Zusammenhang:

$$\sigma(\hat{\alpha}) = \left(\left. \frac{\mathrm{d}^2 F}{\mathrm{d}\alpha^2} \right|_{\hat{\alpha}} \right)^{-1/2} \tag{B.16}$$

Die Log-Likelihood-Funktion hat die Form einer Parabel und ihre zweite Ableitung ist eine Konstante. Im mehrdimensionalen Fall führt dies zu der üblichen Näherung, die Fehlermatrix der Parameter über die Inversion der Matrix der zweiten Ableitungen der negativen Log-Likelihood-Funktion, genommen an der Minimumstelle, zu bestimmen.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit, die in den Konfidenzinterevallen $\hat{\alpha} \pm s \cdot \sigma$ enthalten ist, kann aus der Gaußverteilung berechnet werden.

Zeigt die tatsächliche Log-Likelihood-Funktion also ein parabolisches Verhalten, so kann die Standardabweichung aus Gleichung B.16 bestimmt werden. Weicht sie jedoch davon ab, so muß eine nichtlineare Transformation der Variablen α in eine Variable $\beta = \beta(\alpha)$ gesucht werden, so daß $F(\beta)$ ein parabolisches Verhalten zeigt, und dann kann wieder wie oben verfahren werden.

Aufgrund der schon erwähnten Invarianzeigenschaft der Maximum-Likelihood-Methode ist die beste Schätzung $\hat{\beta} = \beta(\hat{\alpha})$ und es gelten die Identitäten,

$$F(\hat{\beta} + s \cdot \sigma_\beta) = F(\hat{\beta}) + \frac{1}{2}\, s^2 = F(\hat{\alpha}) + \frac{1}{2}\, s^2 = F(\hat{\alpha} + \sigma_{o,\alpha}(s)) \neq F(\hat{\alpha} + s \cdot \sigma_{o,\alpha}) \tag{B.17}$$

$$F(\hat{\beta} - s \cdot \sigma_\beta) = F(\hat{\beta}) + \frac{1}{2}\, s^2 = F(\hat{\alpha}) + \frac{1}{2}\, s^2 = F(\hat{\alpha} - \sigma_{u,\alpha}(s)) \neq F(\hat{\alpha} - s \cdot \sigma_{u,\alpha}) \tag{B.18}$$

mit denen man die rechts- und linksseitigen Fehler $\sigma_{o,\alpha}(s)$ und $\sigma_{u,\alpha}(s)$ des Parameters α bestimmen kann. Dabei sei nochmal darauf hingewiesen, daß im parabolischen Fall die Fehler sowohl proportional zur Anzahl der Standardabweichungen sind, d.h. ein Fehler von zwei Standardabweichungen ist doppelt so groß wie einer mit einem Sigma, als auch symmetrisch um die Minimumstelle verteilt sind, während beides im nichtparabolischen Fall nicht gegeben ist. Einer Abweichung der Log-Likelihood-Funktion von ihrer asymptotischen Gestalt wird durch asymetrische Fehler Rechnung getragen.

Anhand der beiden Gleichungen B.17 und B.18 kann man also Aussagen über den Parameter α und seine Fehler machen, ohne die Transformation durchführen zu müssen, indem man an die Stelle geht, an welcher der Wert der negativen Log-Likelihood-Funktion um $1/2 \cdot s^2$ gegenüber dem Wert $F(\hat{\alpha})$ des Minimums zugenommen hat.

B.3.2 Zwei oder mehr Parameter

Im Fall von zwei Parametern zeichnet man Konturlinien der negativen Log-Likelihood als Linien gleicher Funktionswerte $F(\alpha) = F(\hat{\alpha}) + 1/2 \cdot s^2$. Asymptotisch nähert sich die Likelihood wieder einer Gaußverteilung an, wobei die Konturlinien dann exakten Ellipsen entsprechen würden. Abweichungen vom asymptotischen Verhalten lassen sich durch asymmetrische Fehler beschreiben, analog zum Fall mit einer Variablen.

Formal ist eine Funktion $F_{min}(\alpha_i)$ des i-ten Parameters von α definiert durch: $F_{min}(\alpha_i) := \min F(\alpha)$, welche das Minimum von $F(\alpha)$ bezüglich aller anderen Parameter α_j darstellt. Dann werden durch

$$F_{min}(\hat{\alpha}_i + \sigma_o(s)) = F(\hat{\alpha}) + \frac{1}{2}s^2 \tag{B.19}$$

$$F_{min}(\hat{\alpha}_i - \sigma_u(s)) = F(\hat{\alpha}) + \frac{1}{2}s^2 \tag{B.20}$$

die Fehler wie im eindimensionalen Fall definiert. Diese Methode ist im Programm MINUIT [85] unter dem Namen MINOS implemetiert.

Anhang C

Die Beschreibung der Spur-Auflösung durch das Monte Carlo

Um zu Überprüfen, ob die Spurauflösung in den Daten vom Monte Carlo gut beschrieben wird, werden die in Abschnitt 5.3.4 diskutierten inklusiven Spur-Ereignismengen für Daten und Monte Carlo verwendet. Statt eines Myonkandidaten enthalten diese Ereignisse einen Spurkandidaten, der bis auf die Myonidentifikation alle anderen Auswahlschnitte für die Myonspur erfüllt. Anstelle des Subtriggers S19 werden für die Kontrollereignisse die vom Myonsystem unabhängigen Subtrigger S83 und S84 benutzt. Ansonsten durchlaufen die Kontrollereignisse diesselbe Selektionskette wie die Signal-Daten und die Signal- und Untergrund-Monte Carlo Ereignisse. Damit weisen die inklusiven Spur-Ereignisse bis auf die Myonsignatur sämtliche Eigenschaften der Signalereignisse auf, sind aber im Gegensatz zu diesen nicht statistisch limitiert. Bei den Spurkandidaten handelt es sich vor allem um Hadronen, die direkt vom primären Vertex ausgehen.

Für die Trennung der verschiedenen Anteile in den Signaldaten ist eine korrekte Beschreibung der Spurauflösung unerläßlich. Ein direktes Maß für die Genauigkeit der Kovarianzmatrix der Spurparameter stellt die Größe $\mathcal{P}_{r\phi} = \mathcal{P}(\chi^2_{r\phi,CJC-CST}, N_{r\phi,CST})$ dar, welche die Wahrscheinlichkeit für die gelungene Anpassung der CST-Treffer an die CJC-Spur in der $r\phi$-Ebene angibt. Dabei ist $N_{r\phi,CST}$ die Anzahl der angepaßten CST-Treffer in $r\phi$ und $\chi^2_{r\phi,CJC-CST}$ die in der Anpassung minimierte Funktion. Genaugenommen ist $\mathcal{P}_{r\phi}$ die Wahrscheinlichkeit, ein größeres χ^2 als in der Minimierung zu erhalten, und sollte für eine fehlerfrei beschriebene Spurauflösung flach zwischen 0 und 1 verteilt sein.

In Abbildung C.1(a) ist nun die normierte $\mathcal{P}_{r\phi}$ Verteilung für die inklusiven Spurkandidaten der Daten und der PYTHIA Monte Carlo Simulation dargestellt, wobei der Schnitt $\mathcal{P}_{r\phi} > 0.1$ auf das Monte Carlo schon angewendet worden ist und auf die Daten noch nicht. Man erkennt deutlich, daß das Monte Carlo eine relativ flache Verteilung besitzt, während die Datenverteilung stark abfallend ist. D.h. das Monte Carlo beschreibt zwar seine eigene Spurauflösung gut, die wahre Spurauflösung in den Daten ist allerdings schlechter als in der Kovarianzmatrix der Daten und als im Monte Carlo angenommen.

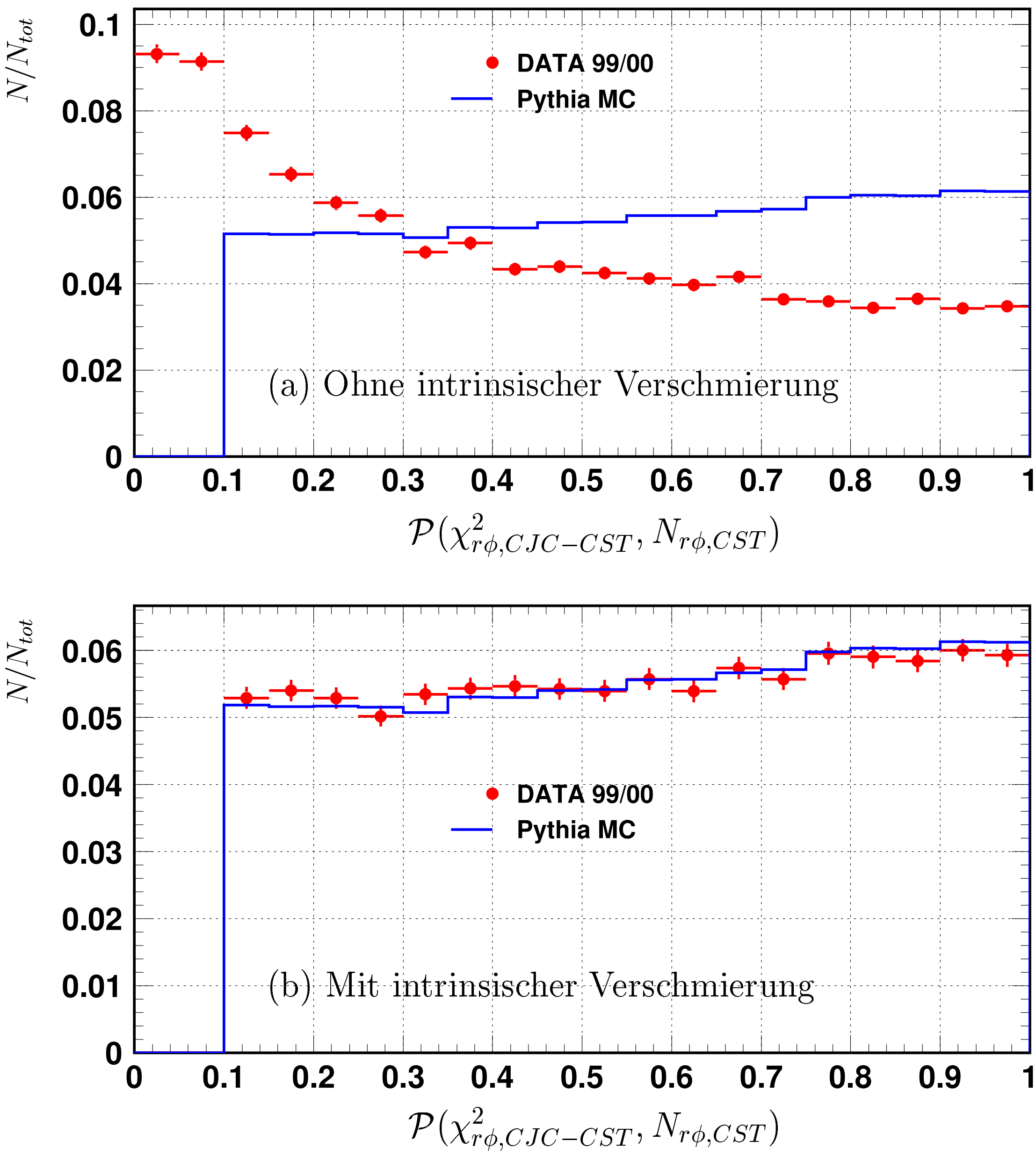


Abbildung C.1: Auf die Gesamtanzahl der Spurkandidaten normierte Verteilungen der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\chi^2_{r\phi,CJC-CST}, N_{r\phi,CST})$ für die gelungene Anpassung der CST-Treffer an die CJC-Spur in der $r\phi$-Ebene. In Teil (a) ohne Verschmierung der intrinsischen Spurauflösung, in Teil (b) mit Verschmierung. Die Punkte stellen jeweils die Daten dar, die Histogramme die PYTHIA Monte Carlo Simulation.

Um die Spurauflösungen zu korrigieren, geht man folgendermaßen vor:

- Da anhand der $\mathcal{P}_{r\phi}$ Verteilung festgestellt wird, daß die Daten eine schlechtere Spurauflösung als angenommen besitzen, wird in den Daten die Kovarianzmatrix der CST-Spurparameter skaliert (*gefudged*). Es soll aber nur der intrinsische Anteil der Auflösung verändert werden. Darum wird mit Hilfe der in Abschnitt 4.4.1

diskutierten Extrapolations-Routine CSTCOR die Kovarianzmatrix aufgespalten in den intrinsischen und den von Vielfachstreuung herrührenden Teil. Der intrinsische Teil wird dann skaliert, wobei es zwei getrennte Skalierungsfaktoren für die $r\phi$- und die rz-Ebene gibt. Aus der Optimierung anhand der obigen $\mathcal{P}_{r\phi}$ Verteilung erhält man die Faktoren $f_{r\phi} = 1.35$ und $f_{rz} = 1.0$. Zusätzlich müssen in den Daten auch $\chi^2_{r\phi,CJC-CST}$ bzw. $\chi^2_{rz,CJC-CST}$ noch exzplizit an die schlechtere Auflösung angeglichen werden, indem mit $1/f^2_{r\phi}$ bzw. $1/f^2_{rz}$ multipliziert wird.

- Da die Daten über eine schlechtere Spurauflösung als die Monte Carlo Simulationen verfügen, werden die Spurparameter der CST-Spur in den Monte Carlo Simulationen verschmiert, um das Monte Carlo an die Daten anzupassen. Es wird nur der intrinsische Anteil der Auflösung verschmiert, und zwar gerade um die Faktoren $f_{r\phi} = 1.35$ und $f_{rz} = 1.0$. Dabei erhält man den verschmierten Spurparameter t_{new} aus dem rekonstruierten und dem wahren Wert des Parameters t_{rek} bzw. t_{true} nach dem Schema:

$$t_{new} = t_{true} + f \cdot (t_{rek} - t_{true}) \tag{C.1}$$

  Ebenso wie in den Daten wird im Monte Carlo der intrischische Anteil der Kovarianzmatrix mit $f_{r\phi}$ und f_{rz} skaliert. Im Fall des Monte Carlos muß $\chi^2_{r\phi,CJC-CST}$ bzw. $\chi^2_{rz,CJC-CST}$ nicht angeglichen werden, da sowohl die Spurparameter selbst, als auch deren Kovarianzmatrix mit denselben Faktoren verschmiert bzw. skaliert wurden.

Wie aus Abbildung C.1(b) ersichtlich, stimmen nach der Skalierung bzw. Verschmierung des intrinsischen Anteils der Spurauflösung in der $\mathcal{P}_{r\phi}$-Verteilung Daten und Monte Carlo Simulation gut miteinander überein und verlaufen annähernd flach. Im Folgenden sowie in der ganzen Arbeit werden nur noch diese neuen Auflösungen verwendet.

Bisher wurden allerdings nur die inklusiven Spurkandidaten selbst untersucht, die nach Selektion einen Transversalimpuls von mindestens 2.5 GeV besitzen. Aus diesem Grund konnte auch der Anteil der Vielfachstreuung an der Auflösung vernachlässigt werden. Aber auch Spuren mit einem niedrigeren Transversalimpuls sollen vernünftig beschrieben werden, vor allem, da sie ebenfalls in die MIP Methode eingehen können. Deshalb sollen im Folgenden alle Spuren, die den Schnitten aus Tabelle 5.2 genügen, untersucht werden, wobei die Anforderung an den Transversalimpuls auf $p_t > 0.3$ GeV gesenkt wird.

Für diese ausgewählten Spuren soll nun die Auflösung des Spurparamters dca'[1] direkt betrachtet werden. Dabei wird dca' hier nicht auf den CSPRIM-Ereignisvertex (Abschnitt 4.6.2) bezogen , sondern auf den mit dem Beamtilt korrigierten Runvertex (Abschnitt 4.6.1), um von Verzerrungen aufgrund von anderen Spuren aus dem jeweiligen Ereignis unabhängig zu sein. Um die Spuren aus den Daten mit denen aus dem Monte Carlo detailliert zu vergleichen, wird dabei folgendermaßen vorgegangen:

- Man füllt zweidimensionale Histogramme, die von dca' und einer weiteren Observablen der Spur abhängen, und betrachtet die dca'-Verteilung dann in Scheiben, sogenannten *Slices*, dieser anderen Größe.

[1] dca' entspricht bis auf das Vorzeichen, welches bei der Auflösung keine Rolle spielt, dem Impaktparamter δ.

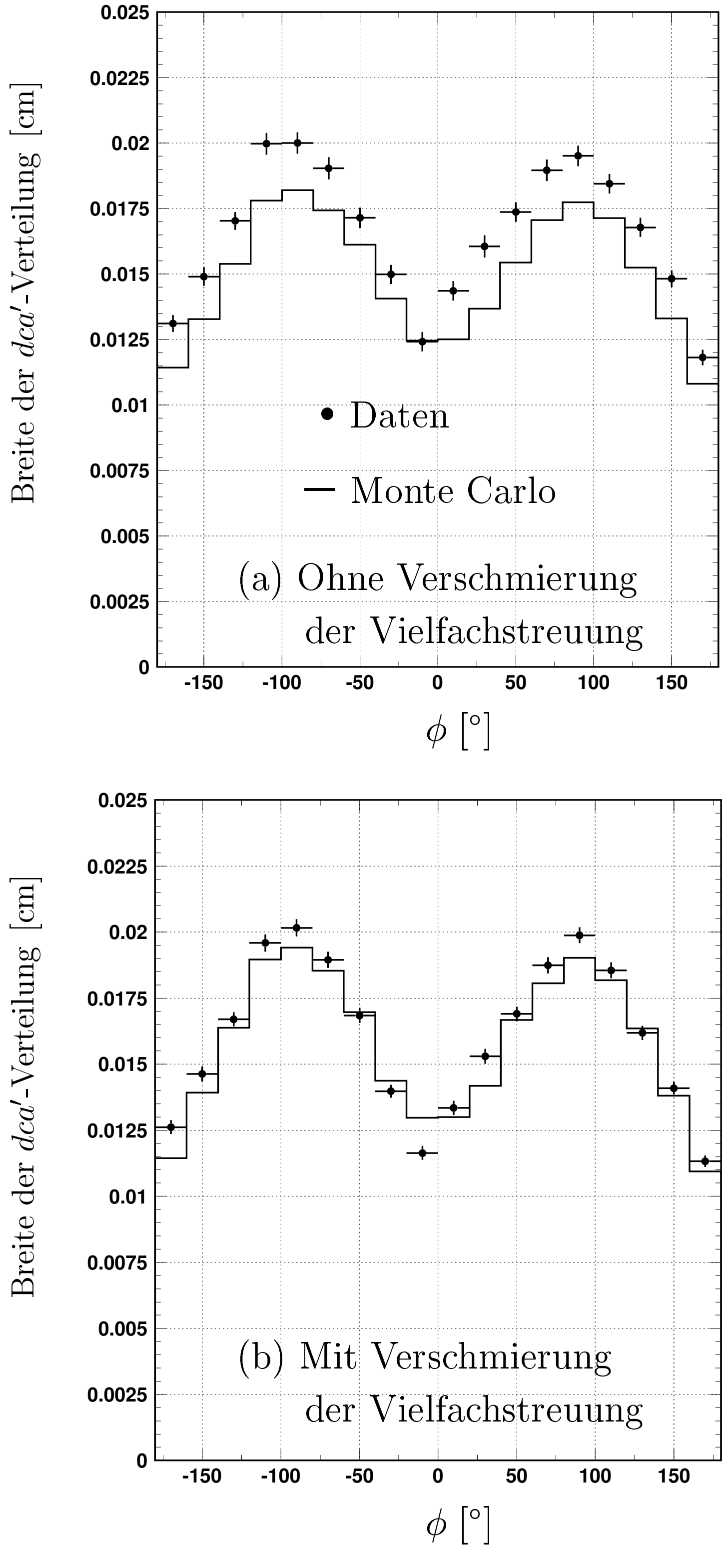


Abbildung C.2: Die zentrale Gaußbreite der dca'-Verteilung in Abhängigkeit des Azimuthwinkels ϕ der Spuren. In Teil (a) ohne Verschmierung des Anteils der Vielfachstreuung an der Spurauflösung, in Teil (b) mit Verschmierung. Die Punkte stellen jeweils die Daten dar, die Histogramme die PYTHIA Monte Carlo Simulation.

- Für jeden Slice wird nun eine Gaußkurve an den Innenteil (*Core*) der dca'-Verteilung angepaßt. Dabei ist mit Innenteil der Bereich $\pm 1.5\sigma^2$ um den Mittelwert der Verteilung gemeint, wobei σ^2 die Varianz der gesamten Verteilung in dem jeweiligen Slice bezeichnet und die Mittelwerte alle gut mit Null verträglich sind.

→ Auf diese Weise erhält man für jeden Slice eine Breite der angepaßten Gaußverteilung, welche den Innenteil der dca'-Verteilung widerspiegelt. Diese Breite soll im Folgenden mit innerer oder zentraler Gaußbreite bezeichnet werden.

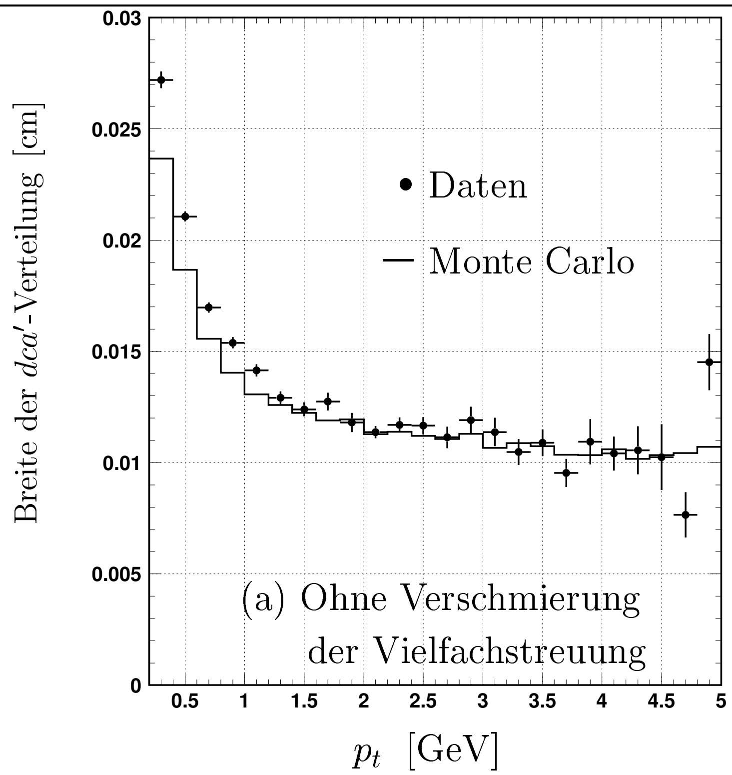
In Abbildung C.2(a) ist die zentrale Gaußbreite der dca'-Verteilung in Abhängigkeit des Azimuthwinkels ϕ aller selektierter Spuren mit $p_t > 0.3\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Die Abhängigkeit der Auflösung von der Beamspot-Ellipse ist deutlich erkennbar. Für $\phi \pm 90°$, wo die große Ausdehnung der Ellipse in x-Richtung zum Tragen kommt, ist die zentrale Gaußbreite am größten, während für $\phi = 0°$ und $\phi \pm 180°$ die kleine Größe des Beamspots in y für die schmälste Breite sorgt. Ferner ist ersichtlich, daß die Auflösung in den Daten signifikant schlechter ist als in der Monte Carlo Simulation. Da diesselbe Abbildung für Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 2.5\,\mathrm{GeV}$ eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo zeigt (hier nicht dargestellt), liegt die Vermutung nahe, daß der Anteil der Vielfachstreuung an der Auflösung schlecht beschrieben ist bzw. daß im Monte Carlo das tote Material unterschätzt wird. Dabei ist mit Vielfachstreuung vor allem die Streuung in der Strahlrohrwand und in der inneren CST-Lage gemeint.

Das Problem ist auch in Abbildung C.3(a) sichtbar. Dort ist gerade die zentrale Gaußbreite der dca'-Verteilung in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_t der Spuren dargestellt. Für Transversalimpulse über 1.8 GeV stimmen die Daten sehr gut mit der Simulation überein, während für $p_t < 1.2\,\mathrm{GeV}$ eine deutliche Diskrepanz zu erkennen ist. Um diese Diskrepanz zu korrigieren wird genauso wie oben für den intrinsischen Anteil der Auflösung beschrieben, nun auch der Anteil, der von Vielfachstreuung verursacht wird, im Monte Carlo verschmiert, und die Kovarianzmatrizen der Spurparameter in den Daten und im Monte Carlo entsprechend skaliert. Es ergibt sich für die Vielfachstreuung ein Skalierungsfaktor $f_{ms} = 1.22$ (*Multiple Scattering, MS*). Das entspricht effektiv einer im Monte Carlo um 22 % dickeren Strahlrohrwand.

Die Ergebnisse der Skalierung bzw. Verschmierung sind in den Abbildungen C.2(b) und C.3(b) gezeigt. Sowohl in Abhängigkeit von ϕ als auch von p_t ist eine deutliche Verbesserung sichtbar, Daten und Monte Carlo stimmen jetzt gut überein.

Um zu demonstrieren, daß der Innenteil der dca'-Verteilung nach diesen beiden Verschmierungen gut beschrieben ist, ist in Abbildung C.4 die zentrale Gaußbreite in Abhängigkeit des Polarwinkels θ der Spuren in vier verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses dargestellt. In allen vier Bereichen stimmen Daten und Monte Carlo in allen Slices innerhalb 10 % sehr gut überein. Ferner kann man gut erkennen, daß die Auflösung mit steigendem p_t besser wird.

Im Folgenden sowie in der ganzen Arbeit werden nur noch die Spurparameter verwendet, bei denen sowohl der intrinsische als auch der Vielfachstreuungs-Anteil verschmiert und/oder (MC/Daten) die Kovarianzmatrix skaliert ist.



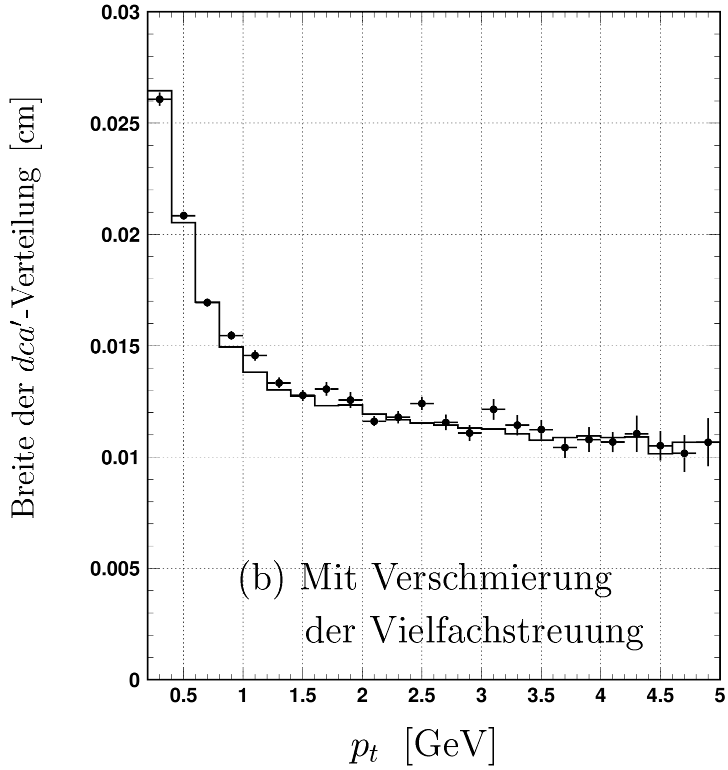


Abbildung C.3: Die zentrale Gaußbreite der dca'-Verteilung in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_t der Spuren. In Teil (a) ohne Verschmierung des Anteils der Vielfachstreuung an der Spurauflösung, in Teil (b) mit Verschmierung. Die Punkte stellen jeweils die Daten dar, die Histogramme die PYTHIA Monte Carlo Simulation.

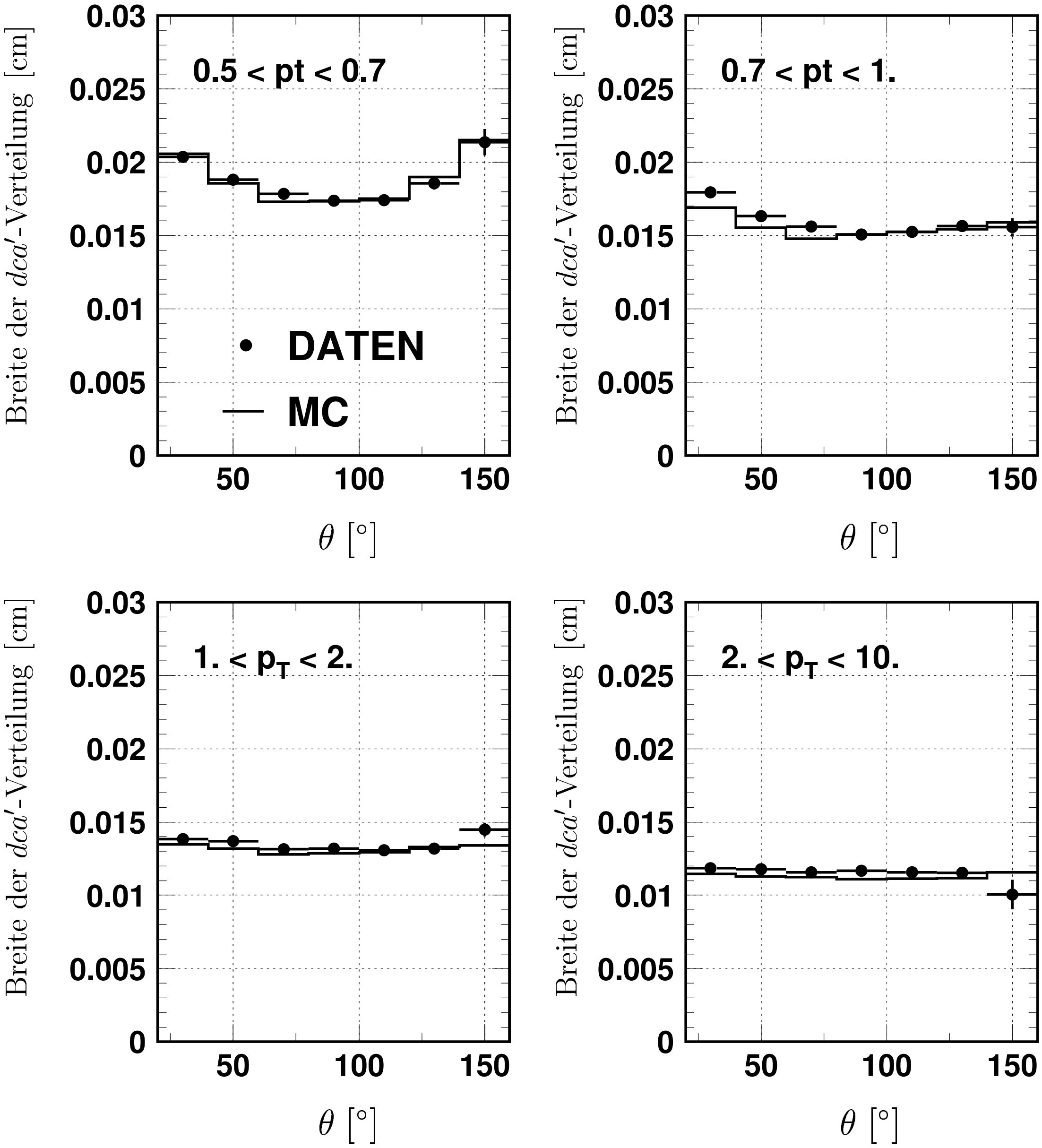


Abbildung C.4: Die zentrale Gaußbreite der dca'-Verteilung in Abhängigkeit des Polarwinkels θ der Spuren in verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses p_t. Es wurde jeweils die Verschmierung von intrinsischem und Vielfachstreuungs-Anteil vorgenommen. Die Punkte stellen die Daten dar, die Histogramme die PYTHIA Monte Carlo Simulation.

Anhang D

Die Beamspot-Ellipse

Da nach dem vorangegangenen Abschnitt ein gute Beschreibung der Spurauflösung in den Daten durch das Monte Carlo gegeben ist und die gemessenen Auflösungen auch mit den angenommenen übereinstimmen, soll in diesem Abschnitt die Größe der Beamspot-Ellipse aus den Daten bestimmt werden. Es werden wieder die inklusiven Spur-Ereignismengen verwendet.

Dazu wird eine leicht modifizierte Version des in Abschnitt 4.6.2 ausführlich beschriebenen Programms CSPRIM [62] benutzt. Die Information des Runvertex und seines Fehlers, und damit auch die Information der bisher angenommenen Beamspot-Ellipse, wird aus dem Programm gestrichen und der modifizierte CSPRIM Vertex wird alleine aus den Spuren des jeweiligen Ereignisses selbst bestimmt.

Bis auf zwei, allerdings wichtige, Änderungen bleiben alle Anforderungen an die in CSPRIM eingehenden Spuren gleich. Zwei der in Tabelle 4.3 zusammengefaßten Schnitte auf die Spuren , die in die Anpassung des Vertex in der $r\phi$-Ebene eingehen, werden gelockert. Die Signifikanz des Betrages des radialen Abstands $|S| = |dca'|/\sigma_{dca'}$ ($\sigma_{dca'}$ enthält implizit die Beamspot-Größe) bezogen auf den Beamtilt korrigierten Runvertex darf hier Werte bis zu 5 annehmen, statt sonst nur 2. Und der maximale Beitrag einer einzelnen Spur zum $\chi^2_{r\phi}$-Wert des Fits, $\Delta\chi^2_{r\phi}$, darf ebenfalls bis zu 5 groß sein, anstatt nur 3, solange mehr als eine Spur in den Fit eingeht. Um zu gewährleisten, daß die verwendeten Runs alle über eine genügend große Anzahl an Ereignissen verfügen und bei stabilen Strahlbedingungen aufgezeichnet worden sind, werden zwei zusätzliche Schnitte auf die Fehler der Runvertexbestimmung gefordert: $\sigma_{x_{RV}} < 10\,\mu$m und $\sigma_{y_{RV}} < 10\,\mu$m.

Der so aus CSPRIM gewonnene primäre Vertex soll mit $\vec{x}_{BS}$ bezeichnet werden. Getrennt für die x- und die y-Richtung wird nun die Differenz des nur aus den Spuren eines einzelnen Ereignisses bestimmten primären Vertex $\vec{x}_{BS}$ zum Beamtilt korrigierten Runvertex $\vec{x}_{RV}$ berechnet:

$$x_V = x_{BS} - x_{RV} \tag{D.1}$$

$$y_V = y_{BS} - y_{RV} \tag{D.2}$$

Dieser sozusagen doppelt korrigierte Vertex $\vec{x}_V$ wird gegen seinen Fehler, der sich durch quadratische Addition aus dem Fehler des neu bestimmten Vertex, $\sigma_{\vec{x}_{BS}}$, und dem Fehler der Runvertexbestimmung (ohne Beamspot), $\sigma_{\vec{x}_{RV}}$, ergibt, getrennt für x und y

in jeweils ein zweidimensionales Histogramm eingetragen.

$$\sigma_{x_V} = \sqrt{(\sigma_{x_{BS}})^2 + (\sigma_{x_{RV}})^2} \tag{D.3}$$

$$\sigma_{y_V} = \sqrt{(\sigma_{y_{BS}})^2 + (\sigma_{y_{RV}})^2} \tag{D.4}$$

Es wird erwartet, daß die Breite der x_V- bzw. y_V-Verteilung sich im Grenzfall $\sigma_{x_V} \to 0$ bzw. $\sigma_{y_V} \to 0$ der jeweiligen Halbachse der Beamspot-Ellipse annähert. Darum werden die beiden zweidimensionalen Verteilungen (analog wie im letzten Kapitel) in Slices der Fehler unterteilt und für jeden Slice wird der Innenteil (*Core*) der x_V- bzw. y_V-Verteilung an eine Gaußverteilung angepaßt. Dabei ist mit Innenteil der Bereich $\pm 2\,\sigma^2$ um den Mittelwert der Verteilung gemeint, wobei σ^2 die Varianz der gesamten Verteilung in dem jeweiligen Slice bezeichnet und die Mittelwerte alle gut mit Null verträglich sind.

Trägt man diese zentralen Gaußbreiten von x_V und y_V, die mit $w(x_V)$ und $w(y_V)$ bezeichnet werden, gegen den Fehler σ_{x_V} bzw. σ_{y_V} auf, so sollte man diese folgendermaßen parametrisieren können:

$$w(x_V) = \sqrt{bs_x^2 + k_x^2 \cdot \sigma_{x_V}^2} \tag{D.5}$$

$$w(y_V) = \sqrt{bs_y^2 + k_y^2 \cdot \sigma_{y_V}^2} \tag{D.6}$$

Dabei stellen bs_x und bs_y die gemessenen Halbachsen der Beamspot-Ellipse dar und k_x und k_y Skalierungsfaktoren, die von der fehlerfreien Beschreibung der Spurauflösung abhängen und im Idealfall jeweils vom Betrag 1 sein sollten.

Als Test wurde die eben vorgestellte Methode zuerst an der inklusiven Spur-Ereignismenge der PYTHIA Monte Carlo Simulation ausprobiert. Im Fall des Monte Carlos ist ja die Größe der Beamspot-Ellipse, die hineingesteckt wurde, bekannt, und kann mit dem gemessenen Ergebnis der Methode verglichen werden. Für die „wahren" Werte $bs_x = 145\mu$m und $bs_y = 39\mu$m wurden aus der Parametrisierung (ohne Abbildung) die Werte $bs_x = (143 \pm 2)\mu$m und $bs_y = (40 \pm 1)\mu$m bestimmt, was den Einsatz der Methode rechtfertigt. Für die Skalierungsparameter ergeben sich mit $k_x = 1.00 \pm 0.05$ und $k_y = -1.09 \pm 0.03$ ebenfalls annehmbare Werte

In Abbildung D.1 sind nun die zentralen Gaußbreiten $w(x_V)$ (oben) und $w(y_V)$ (unten) für die inklusive Spur-Ereignismenge der Daten gegen ihre jeweiligen Fehler aufgetragen. Aus der Parametrisierung erhält man folgende Werte:

$$bs_x = (143 \pm 4)\mu\text{m} \tag{D.7}$$

$$bs_y = (24 \pm 3)\mu\text{m} \tag{D.8}$$

$$k_x = 1.09 \pm 0.14 \tag{D.9}$$

$$k_y = -1.11 \pm 0.2 \tag{D.10}$$

Der Skalierungsparameter k_x ist innerhalb des Fehlers mit 1 verträglich und auch die Abweichung von k_y von -1 ist noch zumutbar. Hier könnte allerdings eine Feinjustierung der Spurauflösung noch einen kleinen Gewinn bringen. Aufgrund dieser Studie wurden die Halbachsen der Beamspot-Ellipse in den Daten und im Monte Carlo auf $bs_x = 145\mu$m und $bs_y = 25\mu$m gesetzt. Während die Halbachse in x-Richtung damit unverändert blieb, wurde die Halbachse in y-Richtung anscheinend bisher überschätzt und hat nun einen um 36 % kleineren Wert.

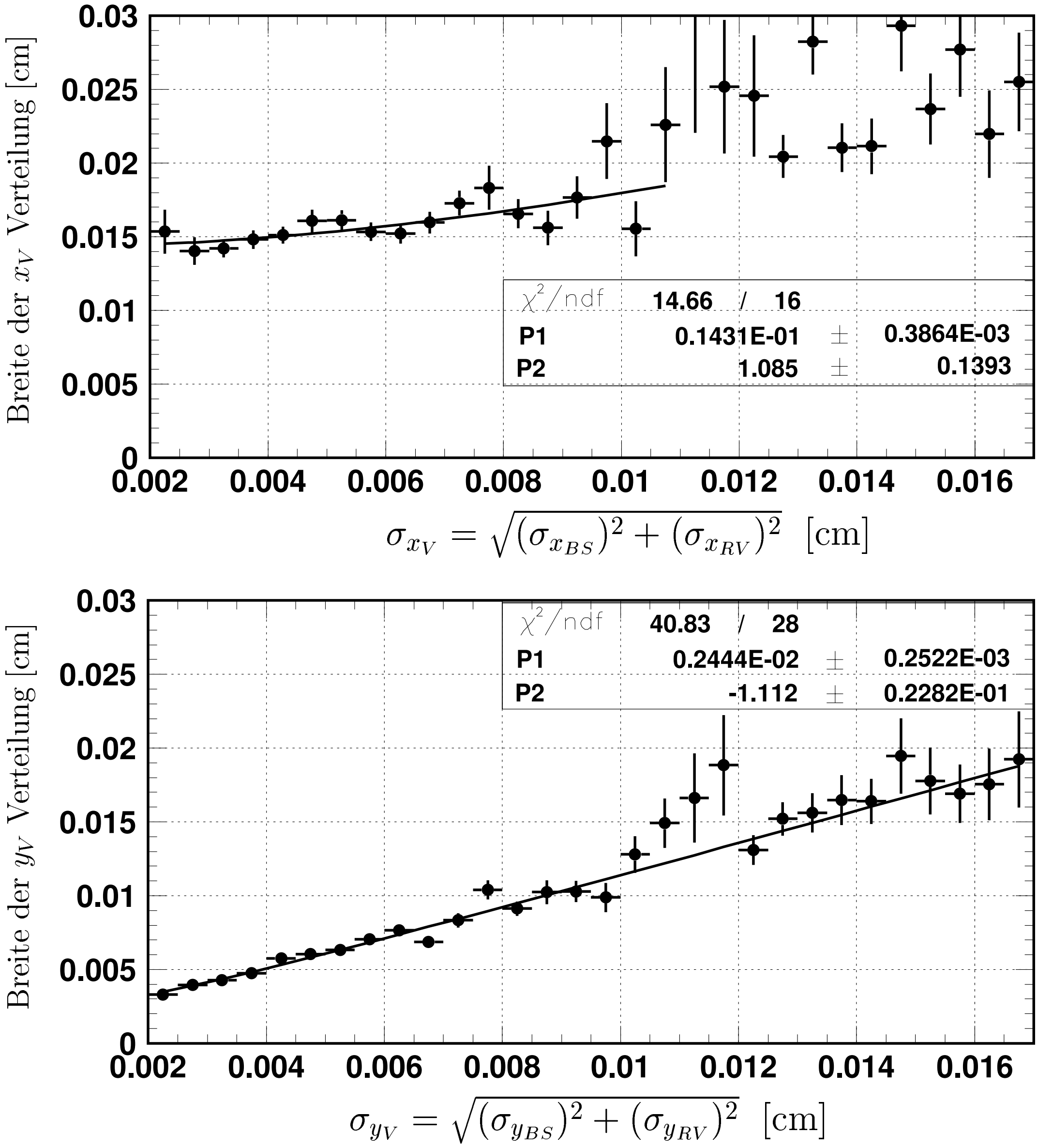


Abbildung D.1: Die Bestimmung der Halbachsen des Beamspot-Ellipse in x- (oben) und in y-Richtung (unten) aus den Daten. Weitere Informationen im Text.

Anhang E

Die Nummerierung der CST-Halbleitern

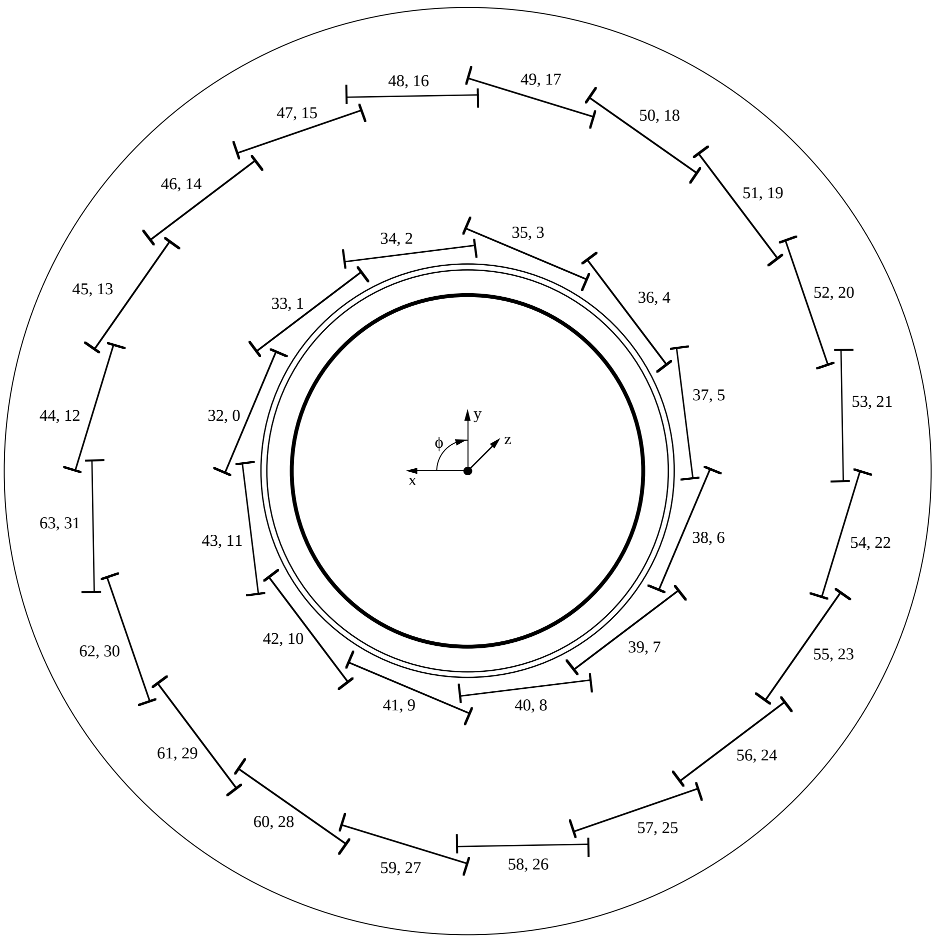


Abbildung E.1: Die Abbildung zeigt die Nummerierung der CST-Halbleitern, wobei die erste der bei jeder Leiter angegebenen beiden Zahlen die Nummer der Halbleiter in negativer z-Richtung angibt, die zweite Zahl die derjenigen in positiver z-Richtung. Der Blick auf den CST ist entlang der Protonflugrichtung dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Der ep-Streuprozeß in niedrigster Ordnung. 7
2.2 Die starke Kopplungdkonstante α_s 13
2.3 LO Produktion schwerer Quarks. 15
2.4 NLO Produktion schwerer Quarks. 16
2.5 Die Peterson Fragmentationsfunktion. 19
2.6 Myonischer Beauty Quark Zerfall. 21
2.7 Semi-Myonischer Zerfall eines B-Hadrons. 21
2.8 Monte Carlo Ereignissimulation 22

3.1 Der HERA-Speicherring und die Vorbeschleuniger 26
3.2 Der H1-Detektor 29
3.3 Längsschnitt durch das innere Spurkammersystem 31
3.4 Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem 33
3.5 Querschnitt durch den zentralen Silizium-Vertexdetektor 35
3.6 Ein CST Halbleiterelement 36
3.7 Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter 37
3.8 Das zentrale Myonsystem 40
3.9 Das H1 Luminositätssystem. 41
3.10 Das H1 Triggersystem. 43

4.1 Der z-Vertex Trigger 49
4.2 Triggerefffizienzen 51
4.3 Die fünf Spurparameter einer Teilchentrajektorie. 55
4.4 Effizienz der CST-Schnitte 59
4.5 Kontrollverteilungen für die Myonspur 62
4.6 Kontrollverteilungen für die Myonidentifizierung 64
4.7 Kontrollverteilungen für den primären CSPRIM-Vertex 71
4.8 Kontrollverteilungen für die Jetkinematik Teil 1 77
4.9 Kontrollverteilungen für die Jetkinematik Teil 2 78
4.10 Q^2_{gen} Verteilung der simulierten Beauty- und Charm Signal-Ereignisse . 80
4.11 Kontrollverteilungen für die Myonkinematik 83
4.12 Kontrollverteilungen für kinematische Größen 84

5.1 Ereignisdarstellung eines Signalkandidaten 86
5.2 Die wahren Spektren von $p_{t,\mu}$ und p_t^{rel} 92
5.3 Die Observable p_t^{rel} 93
5.4 Vergrößerter Auschnitt eines Signalkandidaten in $r\phi$ 94

5.5 Die p_t^{rel}-Kontrollverteilung 95
5.6 Die wahre Verteilung des Impaktparameters $\delta_{\mu,true}$ 98
5.7 Das Vorzeichen des Impaktparameters δ 99
5.8 Die δ_μ-Kontrollverteilung 100
5.9 Vergrößerter Auschnitt eines zweiten Signalkandidaten in $r\phi$ 101
5.10 Die Auflösung des Myon-Impaktparameters 103
5.11 Die zur Auflösung des Impaktparameters beitragenden Quellen 104
5.12 Winkelabhängiger radialer Spurlängenschnitt 107
5.13 Kontrollverteilungen der sel. Nicht-Myon Spuren zu den Schnitten . . . 108
5.14 Kinematische Kontrollverteilungen der sel. Nicht-Myon Spuren 109
5.15 Die wahre Verteilung des Impaktparameters $\delta_{o,true}$ 111
5.16 Die Auflösung des Impaktparameters der anderen Spuren 112
5.17 Impaktparameter und Signifikanz der selektierten Spuren 114
5.18 Anzahl der selektierten Spuren pro Jet 118
5.19 Die MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ 119
5.20 Der negative Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{MIP,T}$ 119
5.21 Die Schnitteffizienz von $\mathcal{P}_{MIP,T}$ 121
5.22 PYTHIA Vorhersage abhängig vom Schnitt auf $\mathcal{P}_{MIP,T}$ 121
5.23 Die Signifikanz der Spur mit der höchsten Signifikanz 123
5.24 Die Signifikanz der Spur mit der zweithöchsten Signifikanz 124
5.25 Die MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 126
5.26 Der negative Logarithmus der MIP Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 127
5.27 Die Schnitteffizienz von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 128
5.28 PYTHIA Vorhersage abhängig vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 128
5.29 Anzahl der selektierten Spuren pro Jet nach Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 129
5.30 Kontrollverteilung für p_t^{rel} nach Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 130
5.31 Kontrollverteilung für δ_μ nach Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 131

6.1 Der Fit mit 3 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ des Myonjets 141
6.2 Der Fit mit 3 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ des anderen Jets . . . 143
6.3 Der Fit mit 3 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ beider Jets 144
6.4 Der Fit mit 3 Komponenten anhand von p_t^{rel} 146
6.5 Die (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilungen der vier Ereignismengen 148
6.6 Der (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Fit mit 3 Komponenten 149
6.7 Der Fit mit 2 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,M}$ des Myonjets 151
6.8 Der Fit mit 2 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,O}$ des anderen Jets . . . 152
6.9 Der Fit mit 2 Komponenten anhand von $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ beider Jets 153
6.10 Der Fit mit 2 Komponenten anhand von p_t^{rel} 155
6.11 Der (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Verteilungen der drei Ereignismengen 157
6.12 Der (p_t^{rel} ,$\mathcal{P}'_{MIP,T}$) Fit mit 2 Komponenten 158
6.13 Die Abhängigkeit des Beauty WQ von der benutzten Verteilung. 161
6.14 Die Abhängigkeit des Beauty WQ vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 162
6.15 Die Abhängigkeit des Charm WQ von der benutzten Verteilung. 164
6.16 Die Abhängigkeit des Charm WQ vom Schnitt auf $\mathcal{P}'_{MIP,T}$ 166
6.17 Der totale Wirkungsquerschnitt der Beauty Produktion 171
6.18 Der differenzielle Beauty Wirkungsquerschnitt. 173

6.19 Der totale Wirkungsquerschnitt der Charm Produktion 177
6.20 Der differenzielle Charm Wirkungsquerschnitt. 179
6.21 Der Vergleich mit anderen Messungen für die Beauty Produktion. . . . 183

C.1 Wahrscheinlichkeit der CST-CJC Spuranpassung in $r\phi$ 199
C.2 Breite von dca' in Abhängigkeit von ϕ 201
C.3 Breite von dca' in Abhängigkeit von p_t 203
C.4 Breite von dca' in Abhängigkeit von θ 204

D.1 Größe der Beamspot-Ellipse 207

E.1 Die Nummerierung der CST-Halbleitern 208

Tabellenverzeichnis

2.1 Eigenschaften schwerer Hadronen. 20
2.2 Monte Carlo Programme 24

3.1 Betriebsdaten des HERA-Speicherrings 27
3.2 Abkürzungen der Spurdetektoren 32
3.3 Akzeptanz und Auflösungsvermögen der zentralen Spurkammern 33

4.1 Die fünf Spurparameter einer Teilchentrajektorie. 54
4.2 Auswahl-Schnitte für das Myon 60
4.3 Auswahl-Schnitte für den CSPRIM-Fit in $r\phi$ 67
4.4 Auswahl-Schnitte für die Spur-Anpassung an den Vertex in $r\phi$ 68
4.5 Auswahl-Schnitte für den CSPRIM-Fit in z, CJC 69
4.6 Auswahl-Schnitte für den CSPRIM-Fit in z, CST 69
4.7 Auswahl-Schnitte für die vorläufige Ereignismenge 81

5.1 Die Auflösung des Impaktparameters 105
5.2 Spurauswahl-Schnitte für die MIP Methode 109
5.3 Die Fitmethode dieser Analyse im Überblick 135

6.1 Definition des sichtbaren Bereichs für den Wirkungsquerschnitt 138
6.2 Auflistung der systematischen Fehler. 167
6.3 Der differenzielle Beauty Wirkungsquerschnitt. 175
6.4 Vergleich der totalen WQ mit NLO und PYTHIA 177
6.5 Der differenzielle Charm Wirkungsquerschnitt. 181

Literaturverzeichnis

[1] H1 Kollaboration, C. Adloff *et al.*,
Measurement of Open Beauty Production at HERA,
Phys. Lett. **B 467** (1999), 156; Erratum ibid. **B 518** (2001), 331.

[2] ZEUS Kollaboration, J. Breitweg *et al.*,
Measurement of Open Beauty Production in Photoproduction at HERA,
Eur. Phys. J. **C 18** (2001), 625, hep-ex/0011081.

[3] CDF Kollaboration, F. Abe *et al.*,
Phys. Rev. Let. **71** (1993) 2396, *Phys. Rev.* **D 53** (1996), 1051;
D0 Kollaboration, S. Abachi *et al.*,
Phys. Rev. Let. **74** (1995) 3548, *Phys. Let.* **B 370** (1996), 239.

[4] L3 Kollaboration, M. Acciarri *et al.*,
*Measurements of the Cross Sections for Open Charm and Beauty Production in gamma gamma Collisions at s**(1/2) = 189-GeV - 202-GeV*,
Phys. Lett. **B 503**, 10 (2001), hep-ex/0011070.

[5] ZEUS Kollaboration, S. Chekanov *et al.*,
Beauty Photoproduction measured using Decays into Muons in Dijet Events in ep Collisions at $\sqrt{(s)}$*=318 GeV*,
DESY **03-212** (2003), eingereicht beim Physical Review D.

[6] H1 Kollaboration, A. Aktas *et al.*,
Measurement of $F_2^{c\bar{c}}$ *and* $F_2^{b\bar{b}}$ *at High* Q^2 *using the H1 Vertex Detector at HERA,*
eingereicht beim Eur. Phys. J. C. (2004), hep-ex/0411046.

[7] ZEUS Kollaboration, S. Chekanov *et al.*,
Measurement of Beauty Production in Deep Inelastic Scattering at HERA,
DESY **04-070** (2004), eingereicht bei den Physics Letters B.

[8] H1 Kollaboration, A. Aktas *et al.*,
Measurement of Beauty Production at HERA using Events with High Momentum Muons,
wird eingereicht beim *Eur. Phys. J.* (2004).

[9] ZEUS Kollaboration,
Measurement of D^* *Photoproduction at HERA,*
Konferenzbeitrag: *31st International Conference on High Energy Physics,*
ICHEP03, Amsterdam, Niederlande (2003), ZEUS-prel-02-004.

[10] ZEUS Kollaboration,
Inclusive Charm Jet Cross Sections in Photoproduction,
Konferenzbeitrag: *32nd International Conference on High Energy Physics,*
ICHEP04, Peking, China (2004), ZEUS-prel-04-023.

[11] H1 Kollaboration,
Photoproduction of D^* Mesons at HERA,
Konferenzbeitrag: *32nd International Conference on High Energy Physics,*
ICHEP04, Peking, China (2004), H1prelim-03-071.

[12] R.K. Ellis, W.J. Stirling und B.R. Webber,
QCD and Collider Physics,
Cambridge University Press, Cambridge (1976).

[13] A. Bodek et al.,
Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions,
Phys. Rev. **D 20** (1979), 1471-1552.

[14] K. Hagiwara *et al.*,
Review of Particle Physics,
Phys. Rev. **D 66** (2002), 010001.

[15] L.M. Jones und H.W. Wyld,
Charmed Particle Production by Photon Gluon Fusion,
Phys. Rev. **D 17** (1978), 759.

[16] G. Kramer, *Open Heavy Flavour Photoproduction at NLO*, in:
G. Grindhammer, B.A. Kniehl und G. Kramer (Herausgeber),
New Trends in HERA Physics,
Proceedings of the Workshop, Tegernsee 1999, Springer, Berlin (2000), 275.

[17] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi,
Heavy Quark Correlations in Photon-Hadron Collisions,
Nucl. Phys. **B 412** (1994), 225.
S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi,
Total Cross Sections for Heavy Flavour Production at HERA,
Nucl. Phys. **B 348** (1995), 633.
S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi,
Differential Distributions for Heavy Flavour Production at HERA,
Nucl. Phys. **B 454** (1995), 3, hep-ph/9506226.

[18] B.A. Kniehl, G. Kramer und M. Spira,
Phys. Lett. **B 356** (1995), 539; *Z. Phys.* **C 76** (1997), 689.
J. Binnewies, B.A. Kniehl und G. Kramer,
Z. Phys. **C 76** (1997), 677; *Phys. Rev.* **D 58** (1998).
M. Cacciari und M. Greco,
Phys.Rev. **D 55** (1997), 7134.

[19] V. N. Gribov and L. N. Lipatov,
Deep Inelastic E P Scattering In Perturbation Theory,
Sov. Journ. Nucl. Phys. **15** (1972), 78;
G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom In Parton Language*
Nucl. Phys. **B 126** (1977), 298;
Y.L. Dokshitzer, *JETP* **46** (1977), 641.

[20] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand,
Parton Fragmentation And String Dynamics,
Phys. Rept. **97** (1983), 31.

[21] P. Nason und C. Oleari,
A Phenomenological Study of Heavy-Quark Fragmentation Functions in e^+e^- Annihilation,
Nucl. Phys. **B 565** (2000), 245.

[22] A.T. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelmann und H. Jung,
Monte Carlo Generators for HERA Physics,
Proceedings of the Workshop, Vol. 2, Hamburg (1999).

[23] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **39** (1986), 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, *Comput. Phys. Commun.* **43** (1987), 367;
T. Sjöstrand,
High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,
Comput. Phys. Commun. **82** (1994), 74;
T. Sjöstrand *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **135** (2001), 238, hep-ph/0010017.

[24] JETSET 7.4;
T. Sjöstrand,
Lund Univ. preprint LU-TP-95-20 (August 1995), 321pp;
T. Sjöstrand,
CERN preprint TH-7112-93 (February 1994), 305pp.

[25] H. Jung and G. P. Salam,
Hadronic final state predictions from CCFM: The hadron-level Monte Carlo generator CASCADE,
Eur. Phys. J. **C 19** (2001), 351, hep-ph/0012143.
H. Jung,
The CCFM Monte Carlo generator CASCADE,
Comput. Phys. Commun. **143** (2002), 100, hep-ph/0109102.

[26] M. Ciafaloni,
Coherence Effects In Initial Jets At Small Q^2 / S,
Nucl. Phys. **B 296** (1988) 49,
S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini,
QCD Coherence In Initial State Radiation,
Phys. Lett. **B 234** (1990) 339,
S. Catani, F. Fiorani and G. Marchesini,

Small X Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD,
Nucl. Phys. **B 336** (1990) 18,
G. Marchesini,
QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x,
Nucl. Phys. **B 445** (1995) 49.

[27] H. Jung,
k(t)-factorisation and CCFM: The solution for describing the hadronic final states - everywhere?,
Mod. Phys. Lett. **A 19** (2004), 1 , hep-ph/0311249.
J. Andersen *et al.*,
Small x phenomenology: Summary and status 2002,
hep-ph/0312333.
M. Hansson and H. Jung,
Status of CCFM: Un-integrated gluon densities,
hep-ph/0309009.

[28] CTEQ Kollaboration, H. L. Lai *et al.,*
Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions,
Eur. Phys. J. **C 12** (2000), 375, hep-ph/9903282.

[29] M. Glück, E. Reya und A. Vogt,
Parton Structure of the Photon beyond the Leading Order,
Phys. Rev. **D 45** (1992), 3986;
M. Glück, E. Reya und A. Vogt,
Photonic Parton Distributions,
Phys. Rev. **D 46** (1992), 1973.

[30] H1 Kollaboration, I. Abt *et al.*,
The H1 detector at HERA,
Nuclear Instruments and Methods **A 386** (1997), 310-347.

[31] H1 Kollaboration, I. Abt *et al.*,
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA,
Nuclear Instruments and Methods **A 386** (1997), 348-396.

[32] H1 Kollaboration,
Technical proposalto build silicon tracking detectors for H1,
DESY PRC **92/01** (1992).

[33] W. Eick *et al.*,
Development of the H1 Backward Silicon Strip Detector,
Nuclear Instruments and Methods **A 386** (1997), 81-86.

[34] W. Erdmann,
Untersuchung der Photoproduktion von D^*-Mesonen am ep-Speicherring HERA,
Dissertation, ETH Zürich, Schweiz (1996).

[35] J. Steinhart,
Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions- Wirkungsquerschnittes durch die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA,
Dissertation, Universität Hamburg, Deutschland (1999).

[36] M. Kausch-Blecken von Schmeling,
The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, event reconstruction and studies on Heavy Quark decays,
Dissertation, Universität Hamburg, Deutschland (1998).

[37] D. Pitzl *et al.*,
The H1 Silicon Vertex Detector,
Nuclear Instruments and Methods **A 454** (2000), 334, hep-ex/0002044.

[38] J. Gassner,
Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektor,
Diplomarbeit, ETH Zürich, Schweiz (1996).

[39] H1 Kollaboration (I. Abt *et al.*),
The H1 Liquid Argon Calorimeter System,
Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993), 460-498.

[40] H1 Calorimeter Group,
Results from pion calibration runs for the H1 LAr calorimeter and comparisons with simulations,
Nuclear Instruments and Methods **A 336** (1993), 499–509.

[41] H1 Calorimeter Group,
Beam tests and calibration of the H1 LAr calorimeter with electrons,
Nuclear Instruments and Methods **A 350** (1994), 57–72.

[42] R. D. Appuhn *et al.*,
The H1 Lead/Scintilatting-Fibre Calorimeter,
Nuclear Instruments and Methods **A 386** (1997), 397-408.

[43] C. Kleinwort und U.-P. Krüger,
Track Reconstruction in the Iron,
H1 Interne Software Note 35-08/92 (1992)

[44] U. Langenegger,
A measurement of the Beauty and Charm Production Cross Sections at the ep Collider HERA,
Dissertation, ETH Zürich, Schweiz (1998).

[45] H. Bethe, W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. **A 146** (1934), 83.

[46] E. Elsen,
The H1 Trigger and Data Acquisition System,
H1 Internes Dokument H1-01/93-262 (1993)

[47] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann und J. Coughlan,
Experience with the first level trigger of H1,
IEEE Nucl. Sci. **42** (1995), 900.

[48] H. C. Schultz-Coulon, E. Elsen, T. Nicholls, J. Coughlan und H. Rick,
A general scheme for optimization of trigger rates in an experiment of limited bandwith,
IEEE Nucl. Sci. **46** (1999), 915.

[49] S. Egli *et al.*,
Calculating event weights in case of downscaling on trigger levels 1-4,
H1 Internes Dokument H1-04/97-517 (1997)

[50] T. Nicholls *et al.*,
Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector,
IEEE Nucl. Sci. **45** (1998), 810.

[51] CERN Computing and Networks Division,
GEANT Detector Description and Simulation Tool,
CERN Program Library W5013 (1993).

[52] J. Kroseberg,
A Measurement of Beauty Production in High-Energy Positron-Proton Scattering,
Dissertation, Universität Zürich, Schweiz (2002).

[53] R. Riedlberger,
The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers,
H1 Internes Dokument H1-01/95-419 (1995).

[54] H. Beck,
Principles and Operation of the z-Vertex Trigger,
H1 Internes Dokument H1-05/96-479 (1996).

[55] V. Karimäki,
Fast code to fit circular arcs,
Report, Universität Helsinki HU-SEFT-1991-10 (1991).

[56] J. Gassner,
A Measurement of D-Meson Production at HERA by Decay Vertex Identification,
Dissertation, ETH Zürich, Schweiz (2002).

[57] O. Behnke und J. Kroseberg,
CSTLIN: Combined CJC-CST Track Fit,
H1 Interne Software Note, in Bearbeitung.

[58] O. Behrendt,
Improved Track Linking between Central Jet Chamber and Central Silicon Tracker,
DESY Sommerstudent Projektarbeit, unveröffentlicht (1999).

[59] S. Mohrdieck,
Inelastische J/ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA,
Dissertation, Universität Hamburg, Deutschland (2000).

[60] L. West,
Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code,
H1 Internes Dokument (1996).
`http://www-h1.desy.de/icas/imanuals/h1phan/track_manual30106.ps`

[61] O. Behnke und A. Meyer
Private Kommunikation,
Hamburg, Deutschland (2003).

[62] O. Behnke, M. Kausch und T. Kuhr,
CSPRIM: Primary Vertex Cetermination using CST Measurements,
H1 Internes Dokument, (2000).
Leider ist die unter folgender Adresse zu findende Dokumentation mittlerweile veraltet: `https://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/itracker/isitracker/icst/reconstruction/csprim/csprim.ps.gz`

[63] J. Marks *et al.*,
HFS - a software package to cope with the Hadronic Final State,
H1 Internes Dokument:
`http://www-h1.desy.de/iwork/iescale/hfs/hfs.html`.

[64] H1 Kollaboration, C. Adloff *et al.*,
Diffractive Dissociation in Photoproduction at HERA,
Z. Phys. **C 74** (1997), 221, hep-ex/9908059.

[65] S. Catani, Y. L. Dokshitzer and B. R. Webber,
The K(t) clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions,
Phys. Lett. **B 285** (1992), 291.

[66] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber,
Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron-hadron collisions,
Nucl. Phys. **B 406** (1993), 187.

[67] S. D. Ellis and D. E. Soper,
Successive combination jet algorithm for hadron collisions,
Phys. Rev. **D 48** (1993), 3160.

[68] J. M. Butterworth, J. P. Couchman, B. E. Cox, B. M. Webber,
KtJet: A C++ implementation of the K(t) clustering algorithm,
Comput. Phys. Commun. **153** (2003), 85, hep-ph/0210022.

[69] F. Jacquet, A. Blondel,
in Proc.: Study of an ep Facility for Europe,
(Editor: U. Amaldi) DESY **79-048** (1979), 391.

[70] I. Negri,
A Minimal Comprehensive Set of Muon Background Topological Finders for High p_t Physics Analyses,
H1 Internes Dokument H1-10/96-498 (1996).

[71] U. Langenegger und G. Tsipolitis,
On Muon Identification in the Barrel of the H1 Detector,
H1 Internes Dokument H1-04/98-542 (1996).

[72] S. Lüders,
A Measurementof the Beauty Production Cross Section via $B \to J/\Psi X$ at HERA,
Dissertation, ETH Zürich, Schweiz (2001).

[73] ALEPH Kollaboration, D. Buskulic *et al.*,
A precise measurement of $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to hadrons}$,
Phys. Lett. **B 313** (1993), 535.

[74] O. Behnke und A. Meyer,
Private Kommunikation,
Hamburg, Deutschland (2004).

[75] B.W. Harris und J. Smith, *Nucl. Phys.* **B 452** (1995), 109.

[76] ZEUS Kollaboration, J. Breitweg *et al.*,
Measurement of Inclusive $D^{*\pm}$ and Associated Dijet Cross Sections in Photoproduction at HERA,
Eur. Phys. J. **C 6** (1999), 67-83, DESY **98-085**.

[77] ZEUS Kollaboration, S. Chekanov *et al.*,
Dijet Angular Distributions in Photoproduction of Charm at HERA,
Phys. Lett. **B 565** (2003), 87-101, DESY **03-015**.

[78] CERN Program Library Office,
CERNLIB - Short writeups,
CERN Program Library entry **G100**, Genf, Schweiz (1996).

[79] W. T. Eadie, D. Dijard, F. E. James, M. Roos and B. Sadoulet,
Statistical Methods in Experimental Physics,
North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Niederlande (1971).

[80] A. Stuart and A. K. Ord,
Kendalls Advanced Theory of Statistics, Vol. 2 : Classical Inference and Relationship 5th Ed.,
Oxford Univ. Press, England (1991), und frühere Ausgaben von Kendall und Stuart.

[81] G. Zech,
Einführung in Statistik und Meßwertanlyse für Physiker,
Vorlesungsskript, Siegen, (2004).
`http://elfi1.physik.uni-siegen.de/VorlesungsSeite/VSTATM.PDF`

[82] V. Blobel und E. Lohrmann,
Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse,
B.G. Teubner, Stuttgart (1998).

[83] H. Cramer,
Mathematical Methods of Statistics,
Princton Univ. Press, New Jersey, USA (1958).

[84] G. Zech,
Classical and Bayesian Confidence Limits,
Skript, Siegen, (1999).
`http://elfi1.physik.uni-siegen.de/ArbeitsgebietsSeite/Statistik/C2.PS`

[85] F. James and M. Roos,
MINUIT Function Minimization and Error Analysis: Reference Manual,
CERN Program Library entry **D506**, Genf, Schweiz (1998), und
Nuclear Instruments and Methods **A 340** (1994), 396.

[86] R. Barlow,
Extended maximum liklihood,
Nuclear Instruments and Methods **A 297** (1990), 496-506.

Nach dem Spiel ist vor dem Spiel

Sepp Herberger

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen bedanken, die mich bei der Analyse der Daten, dem Verfassen dieser Arbeit oder in sonst einer Weise unterstützt haben. An erster Stelle gilt mein Dank meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Franz Eisele, für die hervorragende Betreuung dieser Arbeit, seine stete Diskussionsbereitschaft und sein Vertrauen. Bei Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier bedanke ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens. Für die Bereitschaft an meiner Disputation als Prüfer teilzunehmen danke ich Herrn Prof. Dr. Dieter Gromes und Herrn Prof. Dr. Eberhard Freitag.

Besonderer Dank geht an Dr. Olaf Behnke für seine tägliche Betreuung dieser Analyse. Durch sein großes Engagement, sein ständiges Offensein für Fragen und Diskussionen, egal welcher Art, seine wertvollen Anregungen und Hilfestellungen, vor allem in Bezug auf Programmierung und Präsentation, und das Korrekturlesen der Arbeit hat er einen sehr großen Beitrag zum Gelingen dieser Analyse geleistet.

Bei meinen Kollegen der H1–Gruppe am Physikalischen Institut in Heidelberg: Dr. Olaf Behnke, Dr. Jörg Marks, Dr. Jochen Dingfelder, Dr. Malte Ellerbrock, David Emschermann, Christoph Werner, Gerhard Brandt, Matthias Mozer, Stefan Schenk und Roger Wolf möchte ich mich für die anregende und freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken. Ich wurde von Ihnen in allen Lebens- und Physikerlagen unterstützt, motiviert, aufgemuntert und erheitert, je nachdem, was gerade nötig war. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei allen Kollegen der anderen Hochenergiephysik–Gruppen am Physikalischen Institut, welche da sind: BaBar, HERA-B, LHC*b* und OPAL. Es hat immer ein sehr angenehmes Arbeitsklima im Erdgeschoß des Instituts geherrscht.

Vor allem in den letzten Wochen vor der Abgabe hätte ich es ohne die aufmunternte Musik der finnischen Band Eläkeläiset in den endlosen Nächten bedeutend schwerer gehabt. Ein dickes Humppa an Jens Kessler.

Da meine Arbeit auf früheren Analysen aufbaut, möchte ich mich bei allen an der $B \rightarrow \mu X'$ Analyse beteiligten Kollegen bei H1 für die Bereitstellung und die Mithilfe bei der Weiterentwicklung des „bphan"–Codes bedanken, vor allem bei Dr. Olaf Behnke, Dr. Jürgen Kroseberg, Thorsten Lux und Dr. Andreas Meyer.

Bei den am DESY sitzenden Kollegen der Heidelberger H1–Gruppe, Johannes Haller, Sebastian Schätzel und Frank-Peter Schilling, möchte ich mich für die freundschaftliche Aufnahme in den Büros bedanken, wann immer ich in Hamburg am DESY war. Dank auch an die Mitglieder der Heavy Flavour Gruppe von H1 für zahlreiche Anregungen, insbesondere an die Leiter Dr. Olaf Behnke, Dr. Andreas Meyer und Dr. Felix Sefkow. Bei der gesamten H1-Kollaboration bedanke ich mich für den offenen wissenschaftlichen Austausch und für die Bereitstellung der Daten. Die ausgezeichnete Arbeit des HERA–Teams hat diese Arbeit jedoch erst ermöglicht.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin Sandra, die in unserer nun zehnjährigen Wochenendbeziehung sehr geduldig mit mir war, obwohl es gegen Ende doch länger als erwartet gedauert hat. Ihre Liebe hat mir über so manchen Tiefpunkt der Analyse hinweggeholfen, und das Zusammensein mit ihr war mir eine willkommene und notwendige Ablenkung von der Physik.

Zum Schluß möchte ich mich bei meiner Mutter, meinem leider schon verstorbenen Vater und meinem Bruder für ihre Liebe und Unterstützung bedanken. Ohne Euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.