Bestimmung des ep–Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA

Determination of the ep Cross Section for Beauty Quarks via their Semileptonic Decay in Muons within the H1 Detector at HERA

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Martin Kander
aus Lübeck

Hamburg
1998

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska
	Prof. Dr. V. Blobel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska
	Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	22.06.1998
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Wirkungsquerschnitte der Produktion schwerer Quarks in der Elektron-Proton-Streuung über deren semileptonischen Zerfall in Myonen bestimmt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks. Ereignisse mit mindestens einem Myon im Polarwinkelbereich von $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ und mit einem Impuls $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ werden mit dem H1-Detektor identifiziert. Aus den Daten des Jahres 1995 sind 820 Ereignisse aus einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} = 2.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ selektiert worden. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist es notwendig, die Anteile von Charm-Quarks, Beauty-Quarks und Untergrund zu unterscheiden. Dieses erfolgt mittels einer Korrelationsverteilung zweier Variablen, die sowohl auf dem Impuls des Myonkandidaten als auch auf dem Energiefluß in der Umgebung des Myonkandidaten (*Aktivität*) beruhen.

Aus einer Anpassung werden die sichtbaren ep-Wirkungsquerschnitte für schwere Quarks in dem kinematischen Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.07 < y < 0.93$ bestimmt zu: $\sigma_{vis}(ep \to c\bar{c}X) = (1.24 \pm 0.28^{+0.32}_{-0.25})\,\mathrm{nb}$ und $\sigma_{vis}(ep \to b\bar{b}X) = (1.02 \pm 0.09^{+0.10}_{-0.16})\,\mathrm{nb}$. Die Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich ergibt die totalen ep-Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks: $\sigma_{tot}(ep \to c\bar{c}X) = (976.8 \pm 218.4^{+251.0+324.5}_{-193.4-399.6})\,\mathrm{nb}$ und $\sigma_{tot}(ep \to b\bar{b}X) = (18.59 \pm 1.69^{+1.86+0.92}_{-2.92-0.92})\,\mathrm{nb}$. Die daraus ermittlelten Photoproduktionswirkungsquerschnitte sind: $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (12.9 \pm 2.9^{+3.3+4.3}_{-2.5-5.3})\,\mathrm{nb}$ bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 174\,\mathrm{GeV}$ und $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = (0.245 \pm 0.022^{+0.025+0.012}_{-0.038-0.012})\,\mathrm{nb}$ bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 182\,\mathrm{GeV}$. Die ersten Fehler stehen für statistische Unsicherheiten und die zweiten für experimentelle systematische Unsicherheiten. Die dritten Fehler stehen für theoretische Unsicherheiten aufgrund der Wahl der Gluondichte-Parametrisierung im Proton und der Wahl des Fragmentationsmodells, und sie berücksichtigen einen möglichen Anteil von Charm-Quarks aus Prozessen mit aufgelösten Photonen.

Die gemessenen Charm-Wirkungsquerschnitte stimmen im Rahmen der Fehler mit bereits gemessenen Werten und der theoretischen Vorhersage überein. Die gemessenen Beauty-Wirkungsquerschnitte sind einen Faktor ~ 5 über den QCD-Vorhersagen in *Next to Leading Order* (NLO).

Abstract

In this thesis the cross sections of the production of heavy quarks in ep collisions are measured via their semileptonic decay into muons. Events with at least one muon in the polar angle range $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ and a momentum $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ are identified with the H1 detector. The analysis is based on a selection of 820 events corresponding to an integrated luminosity of $\int \mathcal{L} = 2.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ of the data taken in the year 1995. To determine the cross sections it is necessary to distinguish the contributions of charm quarks, beauty quarks and background. This is done using the correlation distribution of two variables, which rely on the momentum of the myon and the energy flow surrounding the myon (*activity*).

The result of a fit yields the visible ep cross sections within the kinematical range $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ and $0.07 < y < 0.93$: $\sigma_{vis}(ep \to c\bar{c}X) = (1.24 \pm 0.28^{+0.32}_{-0.25})\,\mathrm{nb}$ and $\sigma_{vis}(ep \to b\bar{b}X) = (1.02 \pm 0.09^{+0.10}_{-0.16})\,\mathrm{nb}$. The total ep cross sections are obtained extrapolating to the total kinematic range: $\sigma_{tot}(ep \to c\bar{c}X) = (976.8 \pm 218.4^{+251.0+324.5}_{-193.4-399.6})\,\mathrm{nb}$ and $\sigma_{tot}(ep \to b\bar{b}X) = (18.59 \pm 1.69^{+1.86+0.92}_{-2.92-0.92})\,\mathrm{nb}$. This results in photoproduction cross sections of: $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (12.9 \pm 2.9^{+3.3+4.3}_{-2.5-5.3})\,\mathrm{nb}$ at $\langle W_{\gamma p}\rangle = 174\,\mathrm{GeV}$ and $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = (0.245 \pm 0.022^{+0.025+0.012}_{-0.038-0.012})\,\mathrm{nb}$ at $\langle W_{\gamma p}\rangle = 182\,\mathrm{GeV}$. The first errors are statistical errors and the second errors represent experimental systematic uncertainties. The third errors represent uncertainties due to the choice of parametrisation of the gluon density in the proton, the choice of the fragmentation model and a possible contribution of resolved photons to charm production.

The measured charm cross sections are within the errors in good agreement with values previously measured and also with the theoretical prediction of next to leading order calculations. But the measured beauty cross section is about five times higher than the next to leading order QCD predictions.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* ist die Materie aus zwölf Fermionen zusammengesetzt. Die Fermionen sind sechs Quarks (u, d, s, c, b, t) und sechs Leptonen (e, ν_e, μ, ν_μ, τ, ν_τ), die über den Austausch von Eichbosonen wechselwirken. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch drei massive Eichbosonen (Z^0, $\mathrm{W}^\pm$) und ein masseloses Eichboson (γ) beschrieben. Die starke Wechselwirkung erfolgt im Rahmen der Quanten-Chromo-Dynamik durch Austausch von Gluonen zwischen den Quarks und den Gluonen selbst. Die Vorhersagen der QCD sind für Beauty-Quarks aufgrund der größeren Masse zuverlässiger als für Charm-Quarks.

Die Entdeckung der Charm-Quarks erfolgte im Jahr 1974. Den ersten Hinweis auf die Existenz von Beauty-Quarks vor ihrer Entdeckung im Jahr 1977 ergab eine Messung von zehn Ereignissen mit jeweils zwei Elektronen im Endzustand mit einer invarianten Masse von (9.5 ± 0.3) GeV gegenüber sieben Ereignissen dieser Art, die nicht innerhalb dieses Massenbereiches lagen. Diese Messung erfolgte im November 1976 durch die *Columbia-Fermilab-Stony Brook Collaboration* am Fermilab [Yoh98] und wurde im darauffolgenden Jahr mit Myonen gefestigt. Die Resonanz wurde Υ getauft und als gebundener $b\bar{b}$-Zustand interpretiert.

Bei den Experimenten H1 und ZEUS am Elektron-Proton-Speicherring HERA, dessen Betrieb im Jahr 1992 aufgenommen wurde, werden Elektronen und Protonen bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenergie liegt etwa eine Größenordnung über der vorheriger Experimente mit festem *Target* und man erhält deshalb Informationen aus einem zuvor unerschlossenen kinematischen Bereich.

Schwere Quarks werden in der Elektron-Proton-Streuung hauptsächlich durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion produziert. Hierbei wechselwirkt ein vom Elektron ausgesandtes Photon mit einem Gluon aus dem Proton. Dabei erhält man Informationen über den Gluongehalt im Proton. Die Produktion schwerer Quarks kann in Form von Vektormesonen (J/ψ, Υ) oder als D- bzw. B-Mesonen erfolgen. Bei letzterem entsteht das Meson durch die Verbindung des schweren Quarks mit einem leichteren Quark.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Messung des Wirkungsquerschnittes für Beauty-Quarks in der Photon-Gluon-Fusion mit Hilfe des H1-Detektors. Erkannt werden die Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen. Dazu ist es notwendig, Charm-Quarks, die ebenfalls semileptonisch in Myonen zerfallen können, deren Wirkungsquerschnitt jedoch etwa zwei Größenordnungen über dem der Beauty-Quarks liegt, abzutrennen. Neben den Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks, ist Untergrund von Hadronen, die eine Myonsignatur im Detektor hinterlassen und Myonen aus den Zerfällen leichter Hadronen (π, K), zu berücksichtigen. Die Untersuchung dieses Untergrundes und die Beschreibung durch Monte-

Carlo-Simulationen ist ein wesentlicher Teil dieser Arbeit.

Kapitel 2 faßt die theoretischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung und Photon-Proton-Streuung zusammen. Es wird dabei näher auf die Produktion und den Zerfall schwerer Quarks in der Boson-Gluon-Fusion und die Wirkungsquerschnittsberechnungen im Rahmen der QCD eingegangen.

Die zur Beschreibung der untersuchten Prozesse und des Untergrundes verwendeten Monte-Carlo-Simulationen werden in **Kapitel 3** vorgestellt. Dabei werden auch die Auswirkungen der bei der Selektion der Ereignisse angebrachten Schnitte untersucht.

Kapitel 4 und **Kapitel 5** beschreiben den HERA-Speicherring, den H1-Detektor und das Triggersystem beim H1-Detektor. Dabei wird auch die Güte der Triggersimulationen analysiert.

Die Rekonstruktion der vom H1-Detektor aufgezeichneten Ereignisse und die für diese Analyse relevante Selektionskette wird in **Kapitel 6** beschrieben.

Die Untersuchungen einiger Größen mit Hinblick auf die Unterscheidung von Ereignissen mit Beauty-Quarks, Charm-Quarks und Untergrundereignissen zu ermöglichen, sind in **Kapitel 7** beschrieben.

Eine eingehende Untersuchung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation bezüglich der Fähigkeit, den erwarteten Untergrund aus Hadronen und Zerfallsmyonen leichter Hadronen zu beschreiben, ist in **Kapitel 8** zusammengefaßt.

Schließlich ist in **Kapitel 9** die Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von Charm- und Beauty-Ereignissen beschrieben, die Ergebnisse werden vorgestellt und eine Diskussion der Ergebnisse wird im Vergleich mit bereits erfolgten Messungen an anderen Experimenten durchgeführt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung bei HERA gegeben. Anschließend wird die Photon-Proton-Streuung mit quasi-reellen Photonen, die Photoproduktion, beschrieben. Diese ist die Hauptquelle der Produktion schwerer Quarks, auf die anschließend näher eingegangen wird. Schließlich wird kurz der semileptonische Zerfall schwerer Quarks erläutert.

2.1 Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Elektron-Proton-Streuung wird durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons, das mit einem Parton des Protons wechselwirkt, beschrieben. Dabei wird je nach Ladung des ausgetauschten Bosons zwischen geladenen Strömen („Charged Current“, CC) und neutralen Strömen („Neutral Current“, NC) unterschieden (siehe Abbildung 2.1):

$$\begin{aligned} \text{CC} &: \; ep \rightarrow \nu_e' X \\ \text{NC} &: \; ep \rightarrow e' X \end{aligned}$$

Bei geladenen Strömen wird ein W-Boson ausgetauscht. Neutrale Ströme sind durch den Austausch eines virtuellen Photons γ oder Z^0 beschrieben. Aufgrund der großen W- bzw.

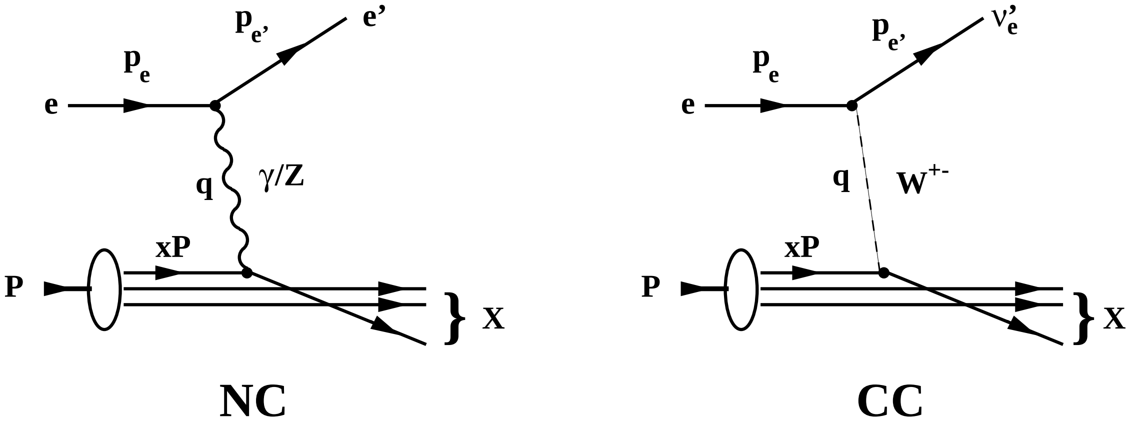

Abbildung 2.1: *Feynman-Graphen der Elektron-Proton-Streuung für Prozesse mit neutralem und geladenem Strom.*

Z^0-Masse ist der Prozeß des Photonaustausches bei den HERA-Energien der dominierende Prozeß.

Die Kinematik bei HERA wird bei fester Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ durch zwei unabhängige Variablen bestimmt. Üblicherweise verwendet man hierzu die Virtualität Q^2 und eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y. Unter Verwendung der in Abbildung 2.1 definierten Viererimpulse kann die Kinematik wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} s &= (p_e + P)^2, && (2.1) \\ Q^2 = -q^2 &= -(p_e - p_{e'})^2 && (2.2) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2P \cdot q}, && (2.3) \\ y &= \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}. && (2.4) \end{aligned}$$

Die Vierervektoren P, p_e und p'_e bezeichnen die Impulse von Proton, Elektron und gestreutem Lepton. Anschaulich stellt die Skalenvariable y den relativen Energieverlust des Positrons im Ruhesystem des Protons dar. Die Bjorkensche Skalenvariable x erhält im Quark-Parton-Modell (QPM) die anschauliche Bedeutung des Impulsanteils des an der Wechselwirkung beteiligten Partons. Die Variablen sind unter Vernachlässigung der Massen durch

$$Q^2 \approx xys \tag{2.5}$$

miteinander verknüpft.

Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse erhält man mit $E_e = 27.6\,\mathrm{GeV}$ und $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$:

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_eE_p} \approx 300\,\mathrm{GeV}. \tag{2.6}$$

Die kinematischen Grössen lassen sich aus zwei Observablen bestimmen. In der Regel vewendet man die Energie $E_{e'}$ und den Streuwinkel[1] $\Theta_{e'}$ des gestreuten Leptons. Mit der Energie des einlaufenden Elektrons E_e ergeben sich:

$$Q_e^2 = 4E_eE_{e'}\cos^2(\frac{\Theta_{e'}}{2}) \tag{2.7}$$

und

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2(\frac{\Theta_{e'}}{2}). \tag{2.8}$$

Bei Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$) wird das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut, d.h. $\Theta_{e'} \simeq 180°$, und Gleichung 2.8 vereinfacht sich unter Verwendung der Photonenergie E_γ zu:

---

[1] Der Streuwinkel wird relativ zur Richtung des einlaufenden Protonstrahls gemessen.

$$y \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} = \frac{E_e - E_{e'}}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e}. \tag{2.9}$$

Für die Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ ergibt sich:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \approx \sqrt{ys} = 2\sqrt{yE_eE_p}. \tag{2.10}$$

Wird das gestreute Lepton nicht im Detektor nachgewiesen, z.B. in der Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) oder wenn im Prozeß des geladenen Stromes ein Neutrino im Endzustand erzeugt wird, kann die gesamte Kinematik auch durch den hadronischen Endzustand festgelegt werden. Nach der Methode von Jacquet-Blondel [JBl79] werden die Energien und Impulse aller im Endzustand auftretenden Hadronen H bestimmt und aufsummiert:

$$y_{JB} = \frac{\sum\limits_H E - p_z}{2 \cdot E_e}, \tag{2.11}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum\limits_H p_x)^2 + (\sum\limits_H p_y)^2}{1 - y_{JB}}. \tag{2.12}$$

Zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes führt man noch zwei weitere Variablen ein. Die Rapidität $\hat{y}$ ist definiert durch:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - pz}. \tag{2.13}$$

Die Verteilung von $\hat{y}$ ist bis auf eine additive Konstante invariant unter Lorentztransformation entlang der Protonrichtung. Außerdem definiert man die Pseudorapidität:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - pz} = - \ln(\tan(\frac{\Theta}{2})), \tag{2.14}$$

die unter Vernachlässigung der Masse des Teilchen gegenüber seiner Energie ($m \ll E$) gleich der Rapidität ist.

2.1.1 Tief-inelastische Streuung

In der tief-inelastischen Streuung wird das Proton durch ein hochvirtuelles Photon abgetastet. Das Quark-Parton-Modell führt die inelastische Elektron-Proton-Streuung auf die inkohärente Summe aller elastischen Streuungen des Photons an einem Parton aus dem Proton zurück. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes lautet [Ing87]:

$$\frac{d^2\sigma(e^{\mp})}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2x\mathcal{F}_1(x,Q^2) + (1-y)\mathcal{F}_2(x,Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x\mathcal{F}_3(x,Q^2)\right] \tag{2.15}$$

$\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$ und $\mathcal{F}_3$ bezeichnet man als Strukturfunktionen des Protons und α ist die Feinstrukturkonstante. $\mathcal{F}_3$ ist bestimmt durch die Differenz zwischen Quark- und Antiquarkdichten im Proton und kann bei kleinen Q^2 vernachlässigt werden, da dieser Term nur beim Z^0-Austausch auftritt. Die Strukturfunktion $\mathcal{F}_1$ beschreibt die Summe der Quarkdichten im Proton für Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ und die Strukturfunktion $\mathcal{F}_2$ beschreibt die Summe der Quarkdichten für

Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ und Spin 0. Partonen mit Spin 0 sind im Quark-Parton-Modell nicht im Proton vorhanden und $\mathcal{F}_1$ und $\mathcal{F}_2$ lauten:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1(x) &= \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n_q} e_i^2(q_i(x)+\bar{q}_i(x)) && (2.16) \\ \mathcal{F}_2(x) &= x\sum_{i=1}^{n_q} e_i^2(q_i(x)+\bar{q}_i(x)). && (2.17) \end{aligned}$$

Die Summe geht dabei über die Anzahl der verschiedenen Quarksorten n_q mit den Ladungen e_i im Proton. Die $q_i(x)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark der Sorte i mit dem Impulsanteil x am Protonimpuls zu finden. Mit der Callan-Gross-Relation [CGr69]:

$$\mathcal{F}_2(x,Q^2) = 2x\mathcal{F}_1(x,Q^2) \tag{2.18}$$

erhält man:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y)+y^2\right]\mathcal{F}_2. \tag{2.19}$$

Geht man vom naiven statischen Quark-Parton-Modell zu einem dynamischen Modell über, das die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks berücksichtigt, so können Quarks Gluonen abstrahlen, die wiederum Quark-Antiquark-Paare bilden können. Dadurch werden die Partondichten zusätzlich von Q^2 abhängig. Dieses nennt man *Skalenverletzung*.

Altarelli und Parisi [APi77] haben das dynamische Verhalten der Quark- und Gluondichten durch störungstheoretische Näherungsrechnungen für die Entwicklung in $\ln(Q^2)$ beschrieben. In führender Ordnung lauten die Entwicklungsgleichungen für die Quarkdichten $q_i(x,Q^2)$ *masseloser* Quarks:

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\left[q_i(z,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \tag{2.20}$$

und für die Gluondichte $g(x,Q^2)$:

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\left[\sum_{i=u,d,\bar{u},\bar{d},\ldots} q_i(z,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \tag{2.21}$$

Die sogenannten *Splitting*-Funktionen P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} und P_{gg} geben die Wahrscheinlichkeiten der in Abbildung 2.2 aufgeführten Prozesse als Funktion des Anteils z am Impuls des einlaufenden Partons an.

Voraussetzung der Anwendbarkeit der Störungstheorie ist, daß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s klein gegen eins ist. Die Kopplungskonstante hängt von der Renormierungsskala μ_r ab und lautet in führender Ordnung:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \tag{2.22}$$

wobei $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_q$ von der Zahl der beteiligten Quarksorten abhängt. Der Parameter Λ läßt sich nicht innerhalb der QCD berechnen.

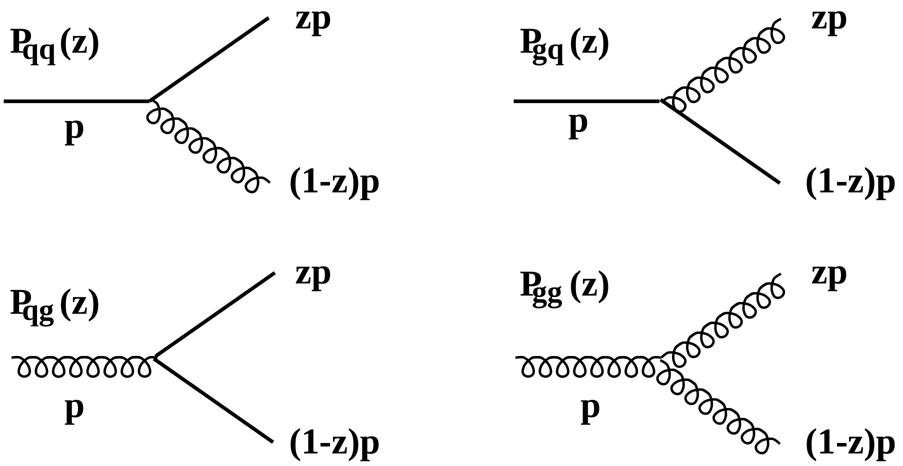

Abbildung 2.2: *Splitting-Funktionen P_{ij}: z und $(1-z)$ geben die Impulsanteile am Impuls p des einlaufenden Partons an.*

Die Q^2-Abhängigkeit der Partondichten kann ausgehend von einer bestimmten Skala Q_0^2, bei der die Partondichten gemessen werden, zu einer beliebigen Skala Q^2 entwickelt werden, während die x-Abhängigkeit in den Anfangsparametrisierungen $q_i(x, Q_0^2)$ und $g(x, Q_0^2)$ der Partondichten festgelegt wird.

In Abbildung 2.3 sind einige Beispiele von Parametrisierungen der Gluondichte $(x_g \cdot g(x_g, Q_0^2))$ als Funktion des Impulsanteils des Gluons am Gesamtimpuls des Protons x_g dargestellt. Im Bereich kleiner x_g, der erst durch HERA zugänglich wurde, treten Unterschiede bis zu einem Faktor 3 auf. Die Parametrisierung MRS(A′) [MRS94] beschreibt ein langsames Ansteigen, während die Parametrisierung GRV_LO [GRV95] einen starken Anstieg der Gluondichte zu kleinen Werten von x_g zeigt. Die zur Zeit beste Beschreibung der $\mathcal{F}_2$-Messungen bei HERA ist durch die neuere Parametrisierung MRS(R2) gegeben [Leh98]. Diese zeigt eine ähnliche x_g-Abhängigkeit der Gluondichte wie MRS(A′) und ist deshalb nicht extra gezeigt.

2.1.2 Photoproduktion

Bei kleinem Q^2 spricht man von Photoproduktion. Der Prozeß der Elektron-Proton-Streuung wird dann durch einen Fluß von quasireellen Photonen, der von den Elektronen ausgeht, und den Subprozeß der Photon-Proton-Streuung beschrieben.

Totaler Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt bei einer festen Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ setzt sich aus einem Anteil für transversal polarisierte Photonen und einem Anteil für longitudinal polarisierte Photonen zusammen:

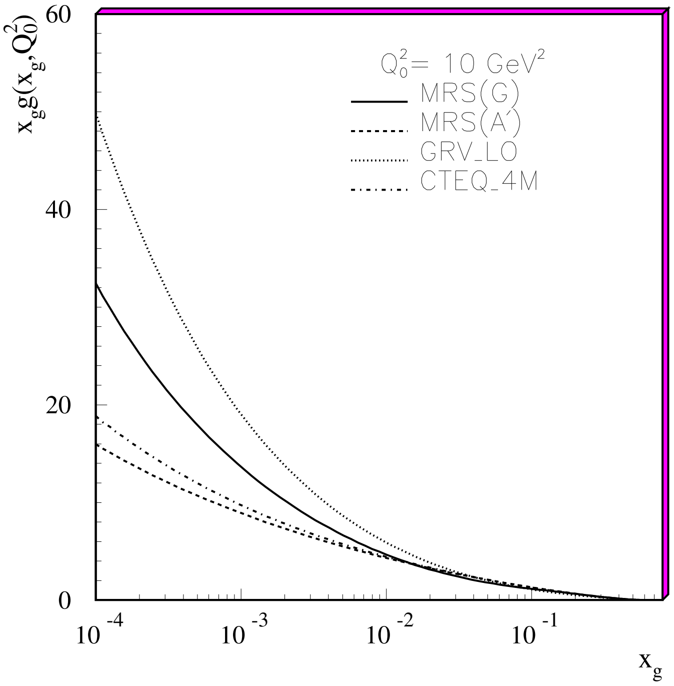

Abbildung 2.3: *Die Gluondichte im Proton als Funktion von* x_g. *Gezeigt sind die Parametrisierungen MRS(A′), MRS(G), GRV94_LO und CTEQ_4M bei einer Skala von* $Q_0^2 = 10\ GeV^2$.

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2}(s) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(A(y,Q^2)\cdot\sigma^T_{\gamma^* p}(y,Q^2) + B(y,Q^2)\cdot\sigma^L_{\gamma^* p}(y,Q^2)\right) \tag{2.23}$$

$A(y,Q^2)$ und $B(y,Q^2)$ sind kinematische Faktoren. Für kleine Q^2 ist die longitudinale Komponente vernachlässigbar, d.h. $\sigma^T_{\gamma^* p} \to \sigma^{tot}_{\gamma p}$, und man erhält unter Verwendung der Weizsäcker-Williams-Näherung [WWA34]:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{d^2\mathcal{F}^T_\gamma}{dydQ^2}\cdot\sigma^{tot}_{\gamma p} \tag{2.24}$$

mit dem Fluß transversal polarisierter Photonen:

$$\frac{d^2\mathcal{F}^T_\gamma}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\frac{1}{y}\left(1 + (1-y)^2 - 2\frac{m_e^2 y^2}{Q^2}\right) = f_{\gamma/e}(y,Q^2) \tag{2.25}$$

Durch Integration über einen festen Bereich von Q^2 und y kann man den Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt durch den Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt bei einem mittleren $\langle W_{\gamma p}\rangle$ und einem Photonfluß-Faktor darstellen:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dQ^2 f_{\gamma/e}(y,Q^2)\cdot\sigma^{tot}_{\gamma p} = \mathcal{F}_{\gamma/e}\cdot\sigma^{tot}_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p}\rangle) \tag{2.26}$$

Für Ereignisse, die in dem kinematischen Bereich

$$Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2 \;\; \text{und} \;\; 0.3 < y < 0.7$$

liegen, wurde der totale Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktenergie $\langle W_{\gamma p} \rangle = 200\,\mathrm{GeV}$ von H1 gemessen [H1-95]:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = (165.3 \pm 2.3 \pm 10.9)\,\mu\mathrm{b}.$$

Die Fehler repräsentieren die statistischen bzw. systematischen Unsicherheiten.

Die Photonstruktur

Das Photon zeigt neben der Rolle des elementaren Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung, welches an geladene Materie koppelt, Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens. Man unterscheidet in führender Ordnung der QCD folgende Beiträge:

- **Direkte Prozesse:** Das Photon koppelt direkt als punktförmiges Teilchen an ein Parton. In niedrigster Ordnung sind dieses der QCD-Compton-Prozeß und die Boson-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 2.4 und Abbildung 2.7).
- **Hadronische Prozesse:** Aufgrund der Partonstruktur des Photons koppelt ein Parton aus dem Photon an ein Parton aus dem Proton. Man unterscheidet hier abhängig von der Virtuatität [SSj93]:
  - Vektormeson-Dominanz-Anteil (VDM): Bei kleinen Virtualitäten ist die Fluktuation in ein Quark-Antiquark-Paar langlebig und es kann sich eine Wolke von Gluonen um das Quark-Antiquark-Paar bilden. Man macht den Ansatz dieses durch eine Vektormeson-Wellenfunktion zu beschreiben. Dieser Anteil ist jedoch nicht in der perturbativen QCD berechenbar und benötigt einen phänomenologischen Ansatz.
  - Die anomale Komponente: Das Photon fluktuiert in ein Quark-Antiquark-Paar. Aufgrund höherer Virtualitäten entsteht dabei jedoch kein gebundener Zustand, sondern eines der entstandenen Quarks oder ein von diesen abgestrahltes Gluon wechselwirkt mit einem Parton aus dem Proton. Dieser Anteil liefert nur Beiträge bei hohen Transversalenergien und ist im Rahmen der perturbativen QCD berechenbar.

Der totale Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung der QCD setzt sich somit aus einer direkten und einer hadronischen oder *aufgelösten* Komponente zusammen:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \sigma_{\gamma p}^{dir} + \sigma_{\gamma p}^{had} \tag{2.27}$$

Ein wichtiger Unterschied zwischen direkten und hadronischen Prozessen besteht darin, daß bei den hadronischen Prozessen nur noch ein Bruchteil x_γ der gesamten Photonenergie in den harten Subprozeß eingeht. Die nicht an der Wechselwirkung teilnehmenden Partonen fragmentieren zu einem hadronischen Photonrest, der etwa der Photonrichtung folgt.

Die hadronische Struktur des Photons wird analog zu den Altarelli-Parisi-Gleichungen [APi77] des Protons beschrieben. Die Gleichungen für die Gluondichte sind äquivalent zu denen

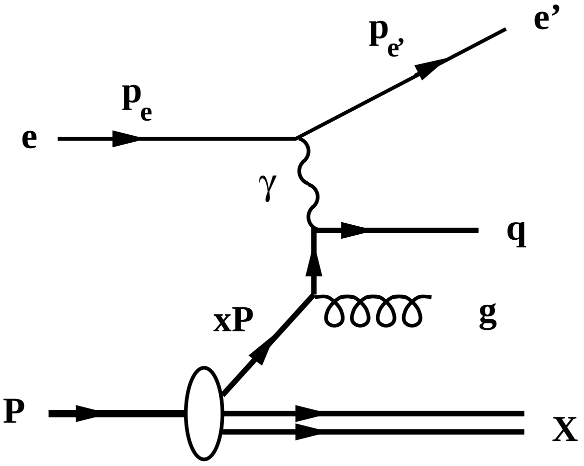

Abbildung 2.4: *Feynman-Graph des QCD-Compton-Prozesses.*

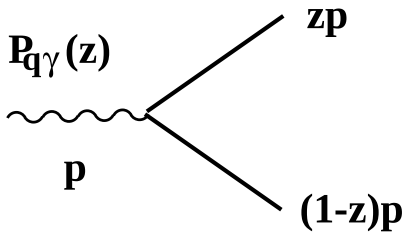

Abbildung 2.5: *Feynman-Graphen der Splitting-Funktion $P_{q\gamma}$ für die Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquark-Paar.*

des Protons. Bei den Gleichungen der Quarkdichten tritt allerdings zusätzlich zu den in Abbildung 2.2 aufgeführten Prozessen ein weiterer, der die Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar beschreibt (siehe Abbildung 2.5). Dieser muß in den Quarkdichten berücksichtigt werden [DeW79, FX97]:

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d(\ln(Q^2))} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{q\gamma}\left(\frac{x}{z}\right) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[q_i(z,Q^2) \cdot P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2) \cdot P_{qg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \tag{2.28}$$

$P_{q\gamma}$ ist die Splitting-Funktion der Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquarkpaar. Die Lösungen der durch den zusätzlichen Beitrag inhomogen gewordenen Altarelli-Parisi-Gleichungen setzen sich aus einer Überlagerung einer allgemeinen Lösung der homogenen (Gleichung 2.20) und der speziellen Lösung der inhomogenen Differentialgleichung zusammen. Die spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung wird als „anomaler“ Anteil und die allgemeine Lösung der homogenen Gleichung als „VDM-Anteil“ interpretiert.

Wie beim Proton existieren eine Reihe von Parametrisierungen der Photon-Strukturfunktion. In Abbildung 2.6 ist die Gluondichte im Photon als Funktion von x_γ für zwei Parametrisierungen GRV-G_LO [GRV89] und LAC-G_Set1 [Che93] sowie die bei H1 erfolgten Messungen

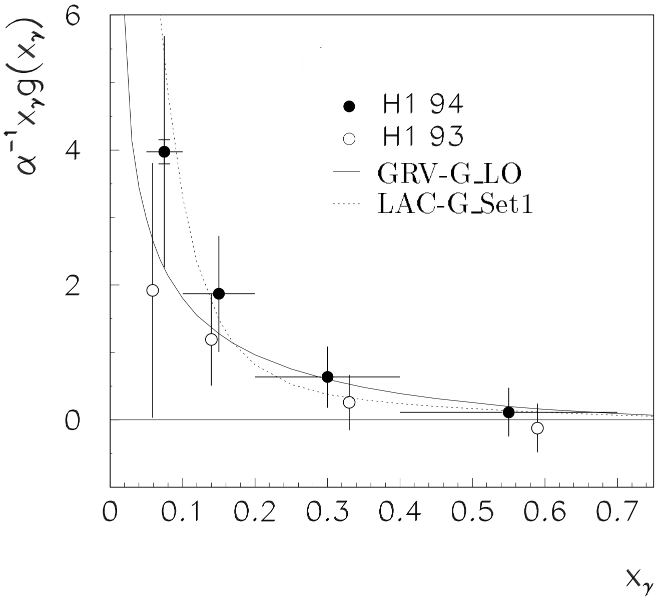

Abbildung 2.6: *Gluondichte im Photon als Funktion von x_γ. Eingetragen sind die Parametrisierungen GRV-G_LO (durchgezogene Linie) [GRV89] und LAC-G_Set1 (gestrichelte Linie) [Che93] sowie die 1993 und 1994 erfolgten Messungen bei H1 (aus [Rck97]). Die Fehler der offenen Kreise [Huf94] repräsentieren die Gesamtfehler der Messung. Die Fehler der geschlossenen Kreise [Rck97] bestehen aus den statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und der quadratischen Summe der statistischen und experimentellen systematischen Fehler.*

dargestellt [Huf94, Arp95, Rck97].

Man erkennt unter Berücksichtigung beider Messungen, daß die Parametrisierung GRV_LO die Daten besser beschreibt. Die Parametrisierung LAC_Set1 weist bei kleinen x_γ eine zu hohe Gluondichte auf.

2.2 Produktion schwerer Quarks

Der dominierende Prozess zur Produktion schwerer Quarks in der Elektron-Proton-Streuung ist die Photon-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 2.7). Da der Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion von der Gluondichte im Proton abhängt, können Messungen an schweren Quarks zur direkten Bestimmung der Gluondichte verwendet werden.

Zur vollständigen Beschreibung der Kinematik des harten Subprozesses sind neben den Größen der tief-inelastischen Streuung weitere Variablen notwendig. Dazu gehört die Schwerpunktenergie des Quark-Antiquark-Paares:

$$\hat{s} = (p_Q + p_{\bar{Q}})^2, \tag{2.29}$$

mit dem Quark- bzw. Antiquarkimpuls p_Q bzw. $p_{\bar{Q}}$. Weiterhin definiert man die Variable:

$$z = \frac{P \cdot p_Q}{P \cdot q}, \tag{2.30}$$

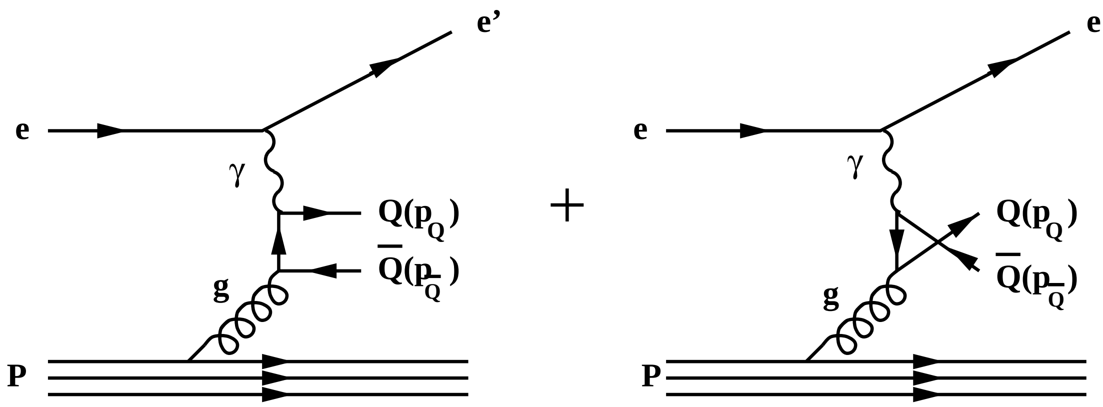

Abbildung 2.7: *Feynman-Graphen der Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung.*

mit dem Impulsübertrag des Photons q. Der Winkel zwischen der Lepton- und der Hadronebene im Quark-Antiquark-Schwerpunktsystem ($\vec{p}_Q + \vec{p}_{\bar{Q}} = 0$) ist:

$$\cos\Phi = \frac{(\vec{p}_g \times \vec{l}_e)\cdot(\vec{p}\times\vec{p}_Q)}{|\vec{p}_g \times \vec{l}_e||\vec{p}\times\vec{p}_Q|} \tag{2.31}$$

mit dem Impuls $\vec{p}_g$ des am Prozeß beteiligten Gluons, der sich aus dem Impulsanteil x_g des Gluons am Gesamtimpuls des Protons ergibt:

$$\vec{p}_g = x_g \cdot \vec{P}. \tag{2.32}$$

Anschaulich ist die Variable z im Photon-Gluon-System eine Funktion des Winkels zwischen Photon-Gluon-Achse und Quark-Antiquark-Achse. Mit den eingeführten Variablen läßt sich das Quadrat des transversalen Quarkimpulses im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem bestimmen:

$$p_t^2 = \hat{s}(1-z)z - m_Q^2. \tag{2.33}$$

Im folgenden werden zunächst die Produktionsmechanismen für schwere Quarks vorgestellt.

2.2.1 Prozesse in führender Ordnung

In niedrigster Ordnung der QCD, beschrieben durch die Photon-Gluon-Fusion, wechselwirkt ein vom Elektron ausgesandtes Photon mit einem Gluon vom Proton über ein Quark-Antiquark-Paar:

$$\gamma + g \rightarrow Q + \bar{Q}$$

Die Feynman-Graphen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s)$ sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

Neben den direkten Prozessen, die den Wirkungsquerschnitt bei der Produktion schwerer Quarks dominieren [Ali91], kann das Photon auch als Teilchen mit partonischer Struktur, die mit Partonen des Protons wechselwirken, betrachtet werden (siehe Abschnitt 2.1.2).

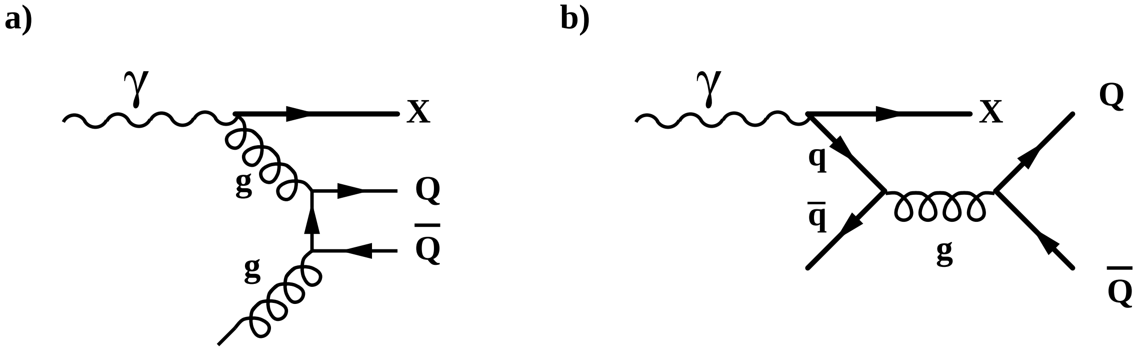

Abbildung 2.8: *Feynman-Graphen für a)Gluon-Gluon-Fusion und b) Quark-Antiquark-Annihilation.*

Direkte Prozesse

Nach Gleichung 2.26 ist der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt in der Weizsäcker-Williams-Näherung durch den Photonfluß-Faktor mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt verknüpft. Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt kann in führender Ordnung für die direkte Komponente in einen Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma g}$ und eine Gluondichte $g(x_g, \mu_f)$ faktorisiert werden [Fri78, Ell89]:

$$\sigma_{\gamma p} = \int dx_g g(x_g, \mu_f) \cdot \sigma_{\gamma g}(\hat{s}, m_Q, \mu_f, \mu_r). \qquad (2.34)$$

Darin bedeuten μ_r die Renormierungskala, die bei der Berechnung der elementaren Photon-Parton-Wechselwirkung verwendet wird, und μ_f die Faktorisierungsskala, an der die Gluondichte im Proton ausgewertet wird. Die Skalen sind nicht festgelegt und nicht notwendigerweise gleich. Üblich sind in Photoproduktion die Verwendung von $\mu_r = \sqrt{m_Q^2 + p_t^2}$ oder $\mu_r = m_Q$ und $\mu_f = 2\mu_r$ bzw. $\mu_f = \mu_r$ für Charm- bzw. Beauty-Quarks mit der Quarkmasse m_Q und dem Transversalimpuls p_t des Quarks [FX94b].

Der Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt läßt sich in führender Ordnung wie folgt berechnen [Jon78]:

$$\sigma_{\gamma g} = \frac{\pi e_Q^2 \alpha \alpha_s}{\hat{s}} \left\{ \left[2 + 2\xi - \xi^2\right] \ln\left(\frac{1+\chi}{1-\chi}\right) - 2\chi\left[1+\xi\right] \right\}, \qquad (2.35)$$

mit den Parametern $\chi = \sqrt{1-\xi}$ und $\xi = 4m_Q^2/\hat{s}$.

Aufgelöste Prozesse

Bei hohen Photon-Proton-Schwerpunktenergien, wie es bei HERA der Fall ist, werden Beiträge hadronischer Prozesse zur Produktion schwerer Quarks bis zu etwa 20% des Gesamtwirkungsquerschnittes erwartet. Bei der Produktion leichter Quarks dominiert die hadronische Komponente mit etwa 85% den Gesamtwirkungsquerschnitt.

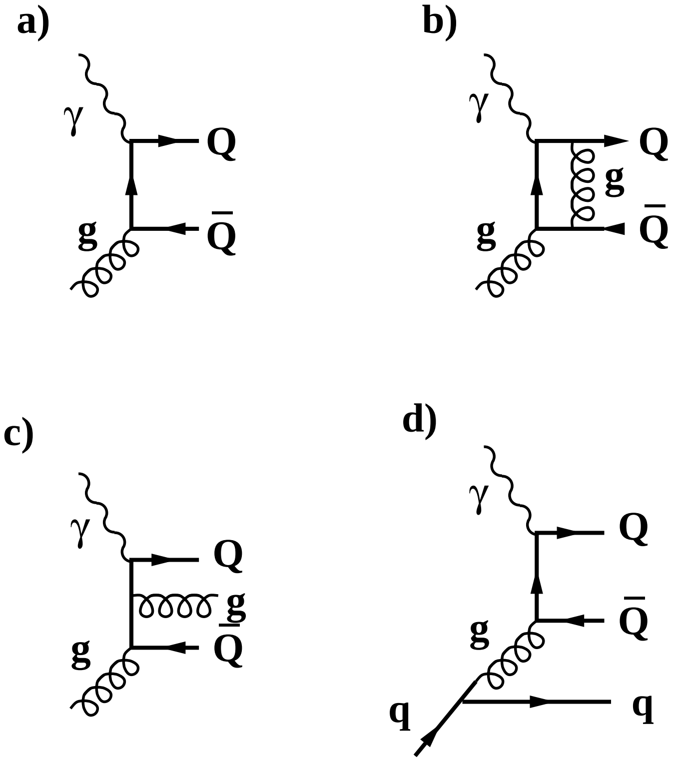

Abbildung 2.9: *Beispiele für Feynman-Graphen von Prozessen höherer Ordnung im Vergleich zum Prozeß in führender Ordnung:*
a) $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s) : \gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$,
b) $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^3) : \gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$,
c) $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2) : \gamma g \rightarrow Q\bar{Q} + g$,
d) $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2) : \gamma q \rightarrow Q\bar{Q} + q$.

In führender Ordnung werden schwere Quarks durch Gluon-Gluon-Fusion $g+g \rightarrow Q+\bar{Q}$ und Quark-Antiquark-Annihilation $q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q}$ erzeugt (siehe Abbildung 2.8). Die Quark-Antiquark-Annihilation beträgt allerdings nur etwa 10% der Gluon-Gluon-Fusion.

2.2.2 Prozesse höherer Ordnung

Basierend auf Ergebnissen von Ellis et al. [Ell89], die die Photoproduktion von Charm-Quarks bei Experimenten mit Schwerpunktenergien bis 20 GeV berechnet haben, wurden neuere Rechnungen von Frixione et al. [FX95] für die Photoproduktion schwerer Quarks bei HERA durchgeführt. Ergebnis dieser Rechnungen ist, daß die Korrekturen höherer Ordnung Beiträge der Größenordnung $\mathcal{O}(50\%)$ zu Charm-Wirkungsquerschnitten liefern [FX97].

Einige Feynman-Graphen der Prozesse höherer Ordnung sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Der größte Beitrag der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$ (NLO[2]) stammt von der Gluonabstrahlung (Abb. 2.9c). Der Prozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^3)$ (Abb. 2.9b) interferiert mit dem Prozeß führender Ordnung, da beide Prozesse den gleichen Endzustand bilden, und trägt daher ebenfalls zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$ bei. Der Prozeß der Quarkabstrahlung (Abb. 2.9d) trägt kaum zum

---

[2] Next to Leading Order

Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Photon-Gluon-Fusion in perturbativer QCD sind, um Singularitäten zu vermeiden, Renormierungen notwendig. Hier gibt es hauptsächlich zwei Schemata, die 'DIS' bzw. '$\overline{\mathrm{MS}}$' bezeichnet werden und zu leicht unterschiedlichen Ergebnissen führen [SvN92]. Hier soll dieses nicht weiter erläutert werden, jedoch ist die Angabe des Renormierungsschemas, in dem die Vorhersage gilt, notwendig. In den folgenden Abschnitten ist zur Berechnung der Vorhersagen, wenn es nicht explizit anders dargestellt ist, das Renormierungsschema 'DIS' verwendet worden. Dieses wird in der Programmbeschreibung zu [FMNR] in Verbindung mit Parametrisierungen der Photonstruktur nach GRV empfohlen.

2.2.3 NLO-Vorhersagen für Charm-Quarks

Die NLO-Vorhersagen für die Produktion von Charm-Quarks sind mit starken Unsicherheiten behaftet, die in Anlehnung an [FX95] zunächst kurz erläutert werden.

Unsicherheiten bei der Berechnung der NLO-Vorhersagen für direkte Prozesse sind proportional zu $\alpha\alpha_s^2 \ln(W_{\gamma p}^2/4m_c^2)$ und entstehen durch radiative Effekte, wie z.B. Gluonabstrahlung. Weitere Korrekturterme höherer Ordnungen der gleichen Art summieren sich zu Korrekturen proportional zu $\alpha\alpha_s^n \ln(W_{\gamma p}^2/4m_c^2)^n$ bei kleinen Werten von x_g. Abhängig von der gewählten Parametrisierung der Quark- und Gluondichten zeigen sich unterschiedlich ausgeprägte Beiträge der Korrekturen bis zur Größenordnung $\mathcal{O}(100\%)$ im Bereich der HERA-Schwerpunktenergien. Unsicherheiten der gleichen Art sind bei kleinen Werten von x_g auch in der hadronischen Komponente vorhanden und betragen zwischen 20% und 45%.

Weitere Unsicherheiten bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus der Wahl des Parameters Λ, welcher mit der starken Kopplungskonstanten gekoppelt ist (in führender Ordnung siehe Gleichung 2.22).

Die gewählte Parametrisierung der Gluondichte spielt eine Rolle bei kleinen Werten von x_g und hat somit auch großen Einfluß auf die Berechnung der Wirkungsquerschnitte, ebenso wie die Quarkmasse, die über die Wahl der Skalen in die Berechnung einfließt. Variationen der Quarkmasse um $m_c = (1.5 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV}$ bei fester Renormierungsskala bewirkt eine Änderung der direkten Komponente um einen Faktor 4, während die Wahl der Renormierungsskala bei fester Quarkmasse die direkte Komponente um einen Faktor 2 ändert.

Bei der hadronischen Komponente sind die Auswirkungen der Unsicherheiten der Quark-Masse und Renormierungskala noch dramatischer, wobei hier aber der Hauptbeitrag durch die Wahl der Parametrisierung der Photonstruktur gegeben ist.

In Tabelle 2.1 sind die Vorhersagen der Wirkungsquerschnitte der Charm-Photoproduktion bei $W_{\gamma p} = 174\,\mathrm{GeV}$ getrennt nach direkter und hadronischer Komponente aufgeführt. Es wurden die Parametrisierungen MRS(G), MRS(A′) und GRV_LO für das Proton, sowie GRV-G_HO und LAC-G_Set 1 für das Photon untersucht.

Zur Berechnung[3] der Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte wurden die üblichen QCD-Skalen $\mu_r = \mu_0$ und $\mu_f = 2\mu_0$ mit $\mu_0 = m_c = 1.5\,\mathrm{GeV}$ gewählt [FX94a].

Die totalen Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte hängen stark von der gewählten Parametrisierung der Photonstruktur ab. Der Anteil der hadronischen Komponente variiert zwischen etwa 15% und fast 70%. Jedoch nur die Summe aus direkter und hadronischer Komponente ist physikalisch sinnvoll.

---

[3] Die Berechnungen wurden mit dem von der Gruppe Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi zur Verfügung gestellten Programmpaket [FMNR] durchgeführt.

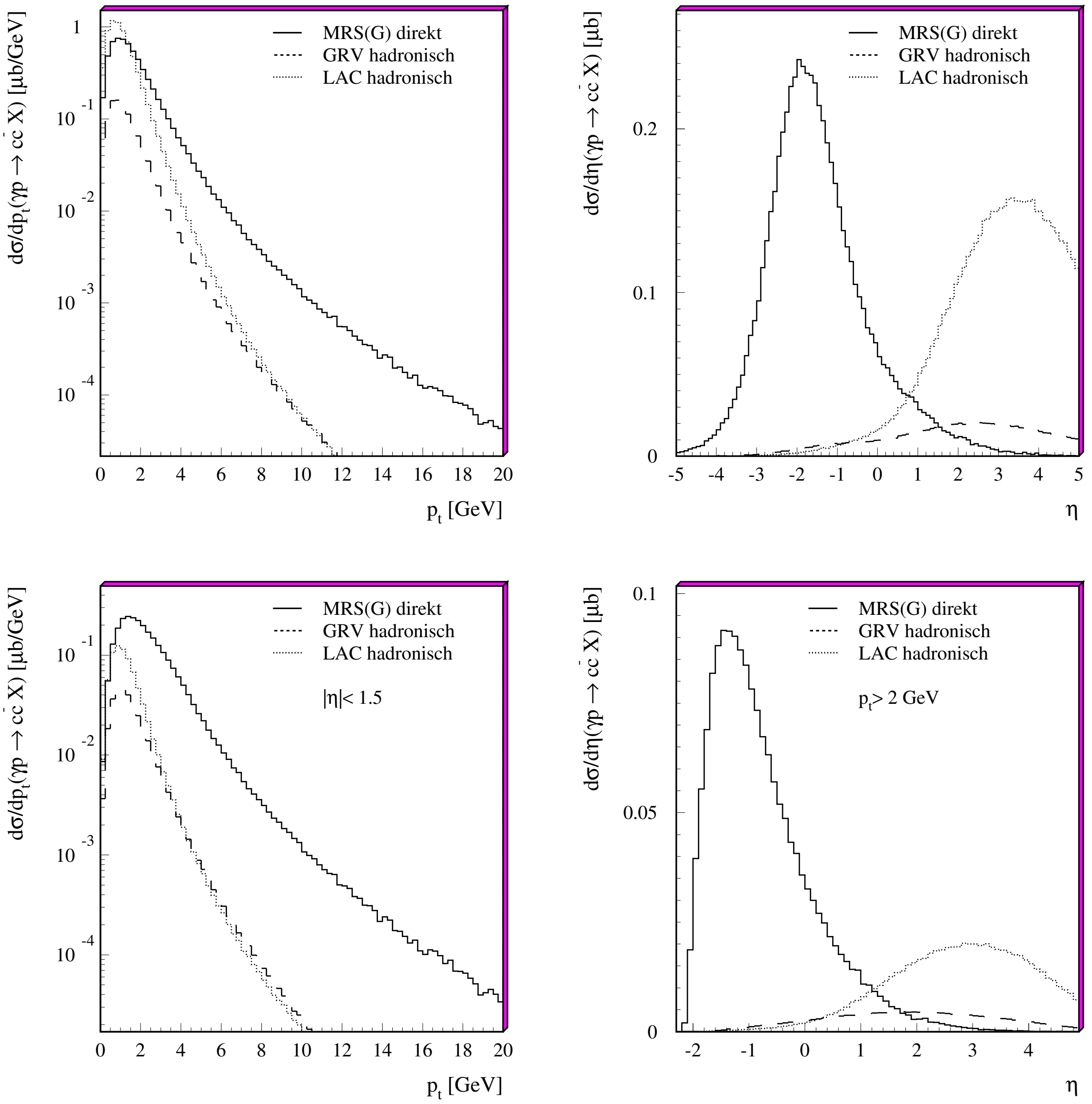

Abbildung 2.10: *NLO-Vorhersagen der differentiellen Charm-Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte als Funktion von p_t und η des Quarks jeweils für die Anteile der direkten Komponente mit der Parametrisierung der Proton-Struktur MRS(G) und der hadronischen Komponenten mit gleicher Proton-Struktur-Parametrisierung und den Parametrisierungen GRV-G_HO (GRV) bzw. LAC-G_SET1 (LAC) für die Photonstruktur. Unten sind die differentiellen Wirkungsqerschnitte jeweils nach einem Schnitt $|\eta| < 1.5$ bzw. $p_t > 2$ GeV dargestellt.*

Gluondichte		$\sigma_{dir}(\gamma p \to c\bar{c}X)$	$\sigma_{had}(\gamma p \to c\bar{c}X)$	$\sigma_{tot}(\gamma p \to c\bar{c}X)$
Proton	Photon	[μb]	[μb]	[μb]
MRS(G)	GRV-G_HO	6.97	1.27	8.24
	LAC-G_SET1		7.97	14.94
MRS(A$'$)	GRV-G_HO	4.01	1.21	5.22
	LAC-G_SET1		8.23	12.24
GRV_LO	GRV-G_HO	9.45	1.48	10.93
	LAC-G_SET1		8.68	18.13

Tabelle 2.1: *NLO-Vorhersagen der direkten und hadronischen Komponenten der Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte bei einer Photon-Proton-Schwerpunktenergie von* $W_{\gamma p} = 174$ *GeV. Es wurden die QCD-Skalen* $\mu_r = \mu_0$ *und* $\mu_f = 2\mu_0$ *mit* $\mu_0 = m_c = 1.5$ *GeV gewählt.*

Abbildung 2.10 zeigt die differentiellen Charm-Photoproduktionswirkungsquerschnitte als Funktion des transversalen Impulses p_t und Pseudorapidität η der Quarks. Die p_t-Verteilung der hadronischen Komponenten zeigt ein weicheres Verhalten als das der direkten Komponente. Allerdings ist der hadronische Anteil der Photonstruktur nach LAC-G_SET1 bei kleinen Transversalimpulsen wesentlich größer als der direkte Anteil. Die Pseudorapidität η zeigt, daß bei Ereignissen mit hadronischer Photoproduktion der hadronische Endzustand sehr weit in Protonrichtung (große η) zu erwarten ist.

Der Meßbereich dieser Analyse liegt bei etwa $p_t > 3\,\text{GeV}$ und $-1 < \eta < 1.4$. Aber schon bei Schnitten von $p_t > 2\,\text{GeV}$ und $-1.5 < \eta < 1.5$ ist nur noch ein geringer Unterschied zwischen den beiden Annahmen der Parametrisierung der Photonstruktur zu erkennen (siehe Abbildung 2.10 unten). Der hadronische Anteil am totalen Charm-Photon-Protonwirkungsquerschnitt sinkt unter 10% (siehe Abbildung 2.11).

Abbildung 2.12 zeigt den totalen Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie mit der Parametrisierung MRS(G) für das Proton und der Parametrisierung GRV-G_HO für das Photon. Es ist der Bereich gezeigt, der sich durch die Variation der QCD-Skalen $\mu_0 = 0.5 m_c$ und $\mu_0 = 2 m_c$ ergibt.

Außerdem sind die bereits erfolgten Messungen von Experimenten mit kleinen Schwerpunktenergien und Messungen von H1 und ZEUS bei HERA eingetragen [H1-96a]. Man erkennt gute Übereinstimmungen der Messungen mit der Vorhersage innerhalb der theoretischen Unsicherheiten.

2.2.4 NLO-Vorhersagen für Beauty-Quarks

Dank der größeren Masse der Beauty-Quarks, die in die Skala der perturbativen QCD eingeht, sind die Vorhersagen für Beauty-Quarks zuverlässiger als Charm-Vorhersagen [FX95]. Alle Unsicherheiten, die sich bei der Berechnung der Charm-Wirkungsquerschnitte ergeben, sind stark reduziert. Die Berücksichtigung der Korrekturen bei kleinen Werten von x_g Erhöhen die Resultate NLO-Vorhersagen um etwa 5% [FX97]. Die Variation *aller* weiterer bei Charm-Quarks diskutierter Unsicherheiten in jeweils die Richtung, die den gleichen Einfluß, steigend oder fallend, auf den direkten Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt hat, bewirkt eine Unsicherheit von einem Faktor 2 [FX94b]. Die Unsicherheiten der hadronische Komponente sind wiederum größer (Faktor 3). Sie sind allerding im Vergleich zu den Unsicherheiten durch die

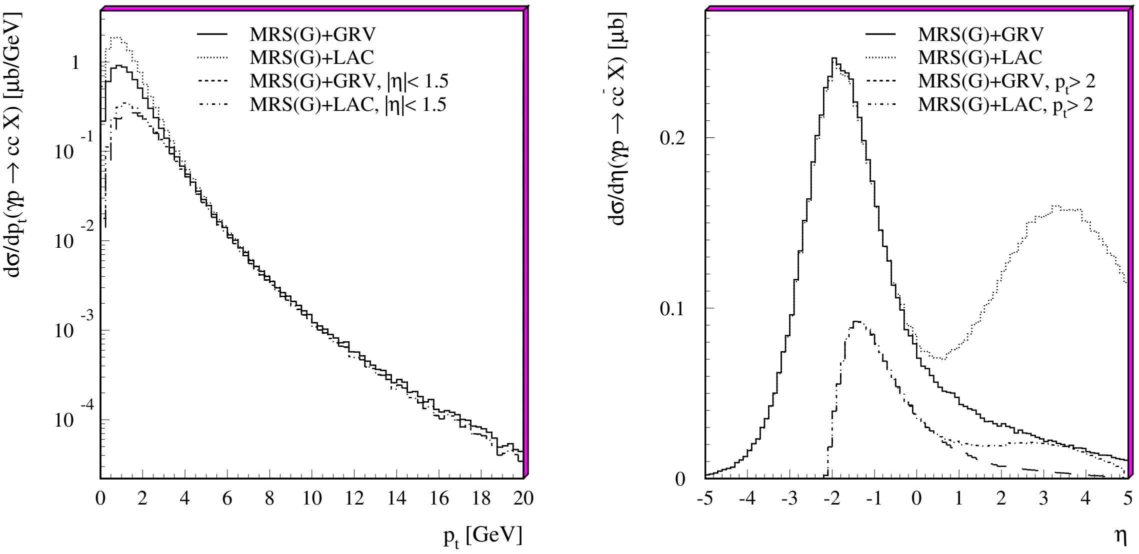

Abbildung 2.11: *NLO-Vorhersagen der gesamten differentiellen Charm-Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte als Funktion von p_t und η des Quarks. Dargestellt sind jeweils die Summe aus direkter und hadronischer Komponente. Außerdem sind die Auswirkungen nach einem Schnitt $|\eta| < 1.5$ (links) bzw. $p_t > 2\,GeV$ (rechts) dargestellt.*

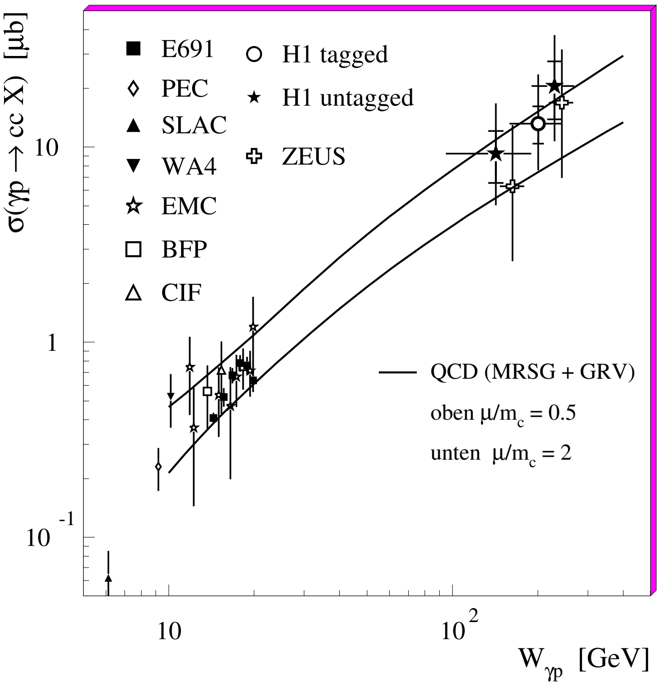

Abbildung 2.12: *Totale Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie.*

Gluondichte		$\sigma_{dir}(\gamma p \to b\bar{b}X)$	$\sigma_{had}(\gamma p \to b\bar{b}X)$	$\sigma_{tot}(\gamma p \to b\bar{b}X)$
Proton	Photon	[nb]	[nb]	[nb]
MRS(G)	GRV-G_HO	42.41	9.29	51.70
	LAC-G_SET1		23.28	65.69
MRS(A′)	GRV-G_HO	38.19	9.83	48.02
	LAC-G_SET1		24.74	62.93
GRV_LO 94	GRV-G_HO	50.28	9.33	59.61
	LAC-G_SET1		21.38	71.66

Tabelle 2.2: *NLO-Vorhersagen der direkten und hadronischen Komponenten der Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte bei einer Photon-Proton-Schwerpunktenergie von* $W_{\gamma p} = 182\,GeV$. *Es wurden die QCD-Skalen* $\mu_r = \mu_f = \mu_0 = m_b = 5.0\,GeV$ *gewählt.*

hadronische Komponente bei Charm-Quarks (Faktor 10) klein.

In Tabelle 2.2 sind die NLO-Vorhersagen der Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte angegeben. Die Werte sind ebenfalls getrennt für die direkte und hadronische Komponente angegeben. Es sind die gleichen Parametrisierungen für die Proton-Struktur und die Photonstruktur wie bei den Angaben der Charm-Wirkungsquerschnitte verwendet worden. Die Berechnungen wurden bei den QCD-Skalen $\mu_r = \mu_f = \mu_0 = m_b = 5.0\,\text{GeV}$ durchgeführt.

Der Anteil der hadronischen Komponente am totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt variiert hier nur zwischen 15% und etwa 40%.

In Abbildung 2.13 ist der differentielle Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Pseudorapidität η des Quarks dargestellt. Im Gegensatz zum Charm-Wirkungsquerschnitt wird die hadronische Komponente im von H1 meßbaren Bereich nie größer als die direkte. Allerdings sind die beiden Photonstruktur-Parametrisierungen nur bei kleinen Transversalimpulsen unterscheidbar.

Durch einen Schnitt in der Pseudorapidität von $|\eta| < 1.5$ wird der vorhergesagte hadronische Anteil mit Parametrisierung der Photonstruktur nach LAC-G_SET1 sogar kleiner als der Anteil nach GRV-G_HO Parametrisierung. Der Anteil am totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt sinkt unter 10%(siehe Abbildung 2.14).

In den Abbildungen 2.15 und 2.16 ist der Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie aufgetragen. Abbildung 2.15 beschreibt den Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt mit der Proton-Struktur-Parametrisierung MRS(R2), die am besten von $\mathcal{F}_2$-Messungen bestätigt werden kann, und der Parametrisierung der Photonstruktur GRV-G_HO mit der Unsicherheit, die sich aufgrund der Variation der Quarkmasse bzw. der Renormierungs- und Faktorisierungsskala ergibt. Die betrachteten Unsicherheiten sind einzeln betrachtet etwa gleich groß. In Abbildung 2.16 ist der Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt getrennt nach direkter und hadronischer Komponente für die Proton-Struktur mit MRS(G)-Parametrisierung und die Photonstruktur mit GRV-G_HO-Parametrisierung dargestellt. Außerdem sind die Kurven für die größtmögliche Variation der QCD-Skalen in die Richtung, die eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes bewirken ohne die Grenzen des Phasenraumes, in dem die Vorhersage gilt, zu überschreiten, eingetragen [FX94b]. Es wurden dazu folgende Parameter gewählt: $\mu_r = 0.5\mu_0$ und $\mu_f = 0.5\mu_0$ mit $\mu_0 = m_b = 4.5\,\text{GeV}$ und $\Lambda = 340\,\text{MeV}$.

Die *ep*-Wirkungquerschnitte für schwere Quarks sind außer von Frixione et al. auch von J. Smith und W.L van Neerven für unterschiedliche Renormierungsschemata berechnet worden

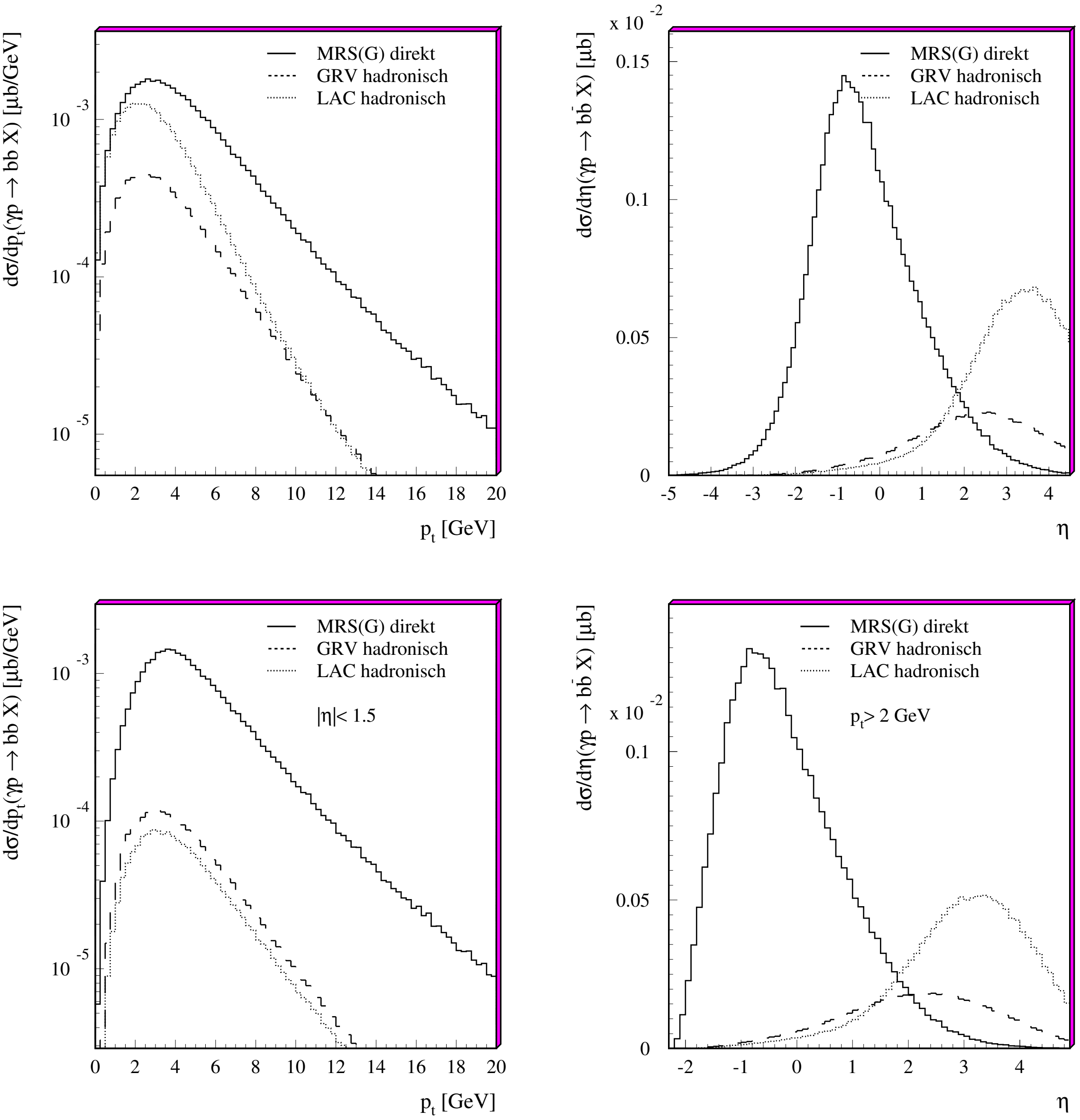

Abbildung 2.13: *NLO-Vorhersagen der differentiellen Beauty-Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte als Funktion von* p_t *und* η *des Quarks jeweils für die Anteile direkter (MRS(G)) und hadronischer Komponenten (GRV-G_HO bzw. LAC-G_SET1). Unten sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte jeweils nach einem Schnitt* $|\eta| < 1.5$ *bzw.* $p_t > 2\,GeV$ *dargestellt.*

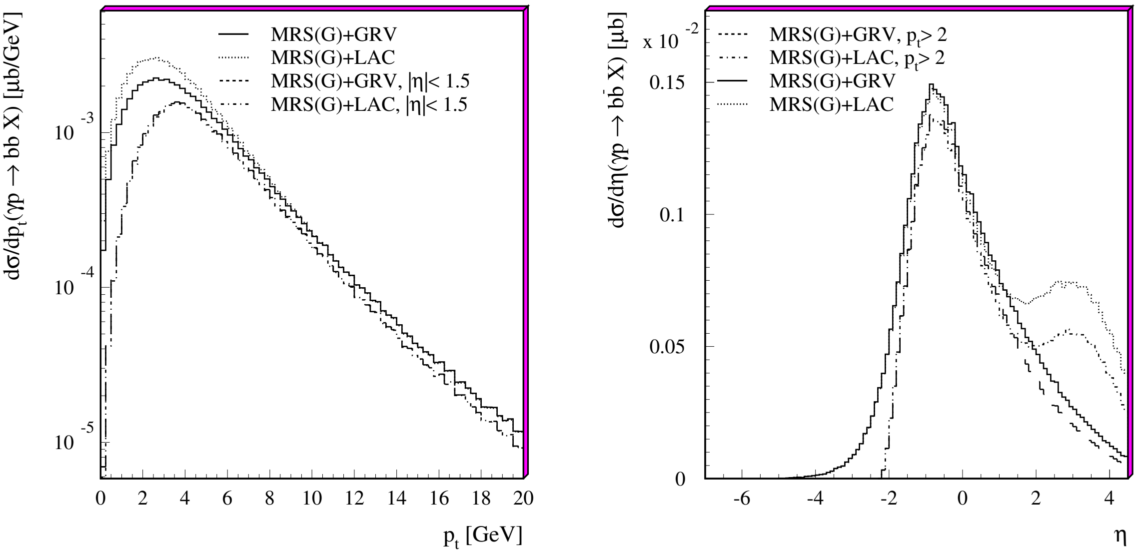

Abbildung 2.14: *NLO-Vorhersagen der gesamten differentiellen Beauty-Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte als Funktion von p_t und η des Quarks. Dargestellt sind jeweils die Summe aus direkter und hadronischer Komponente. Außerdem sind die Auswirkungen jeweils nach einem Schnitt $|\eta| < 1.5$ bzw. $p_t > 2$ GeV dargestellt.*

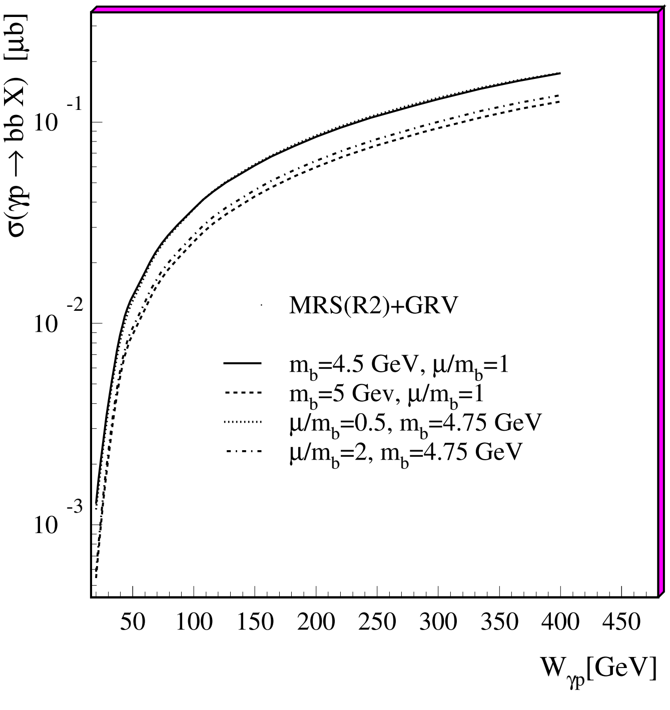

Abbildung 2.15: *Totale Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie.*

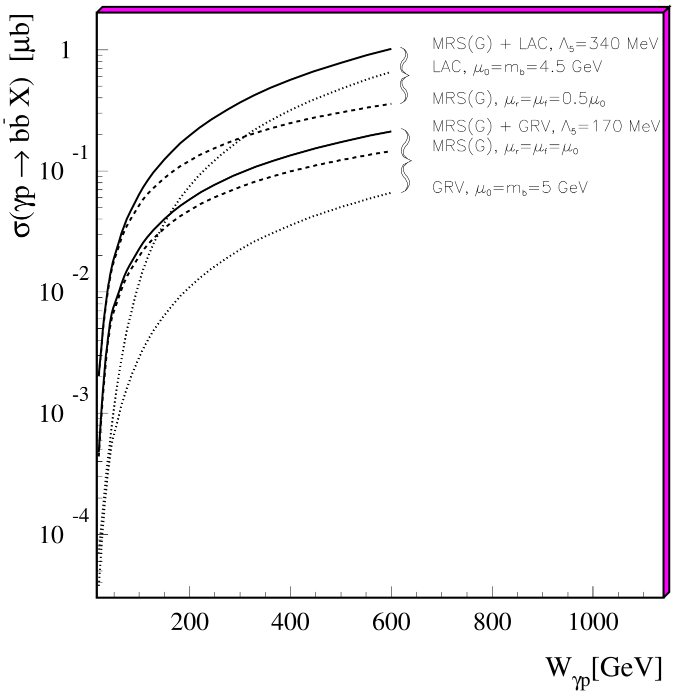

Abbildung 2.16: *Anteile von direkter (gestrichelt) und aufgelöster (punktiert) Komponente am totalen (durchgezogen) Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie für unterschiedliche Quarkmassen und QCD-Skalen.*

	DIS			$\overline{\text{MS}}$		
	$\mu_f = m_b/2$	$\mu_f = m_b$	$\mu_f = 2m_b$	$\mu_f = m_b/2$	$\mu_f = m_b$	$\mu_f = 2m_b$
$\sigma\mathcal{O}(\alpha_s)$	4.94	4.60	4.36	4.30	4.16	4.02
$\sigma\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	3.83	2.53	2.15	3.57	2.43	2.10
σ_{tot}	8.77	7.13	6.51	7.87	6.59	6.12

Tabelle 2.3: Vorhersagen des ep-Wirkungsquerschnittes für Beauty-Quarks nach [SvN92] für die Parametrisierung der Gluondichte im Proton nach Morfin-Tung [MoT91].

[SvN92]. In Tabelle 2.3 sind die Ergebnisse für Beauty-Quarks der Masse $m_b = 4.75\,\text{GeV}$ zusammengefaßt.

2.3 Semileptonischer Zerfall schwerer Quarks

Der Zerfall schwerer Quarks wird im Standard-Modell durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben. Die Zerfallsbreite Γ des Prozesses $q^a \to q^b X$ ist proportional zu den Elementen der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) [Cab63], [KM73]:

$$\Gamma(q^a \to q^b X) \propto |V_{q^a q^b}|^2 \tag{2.36}$$

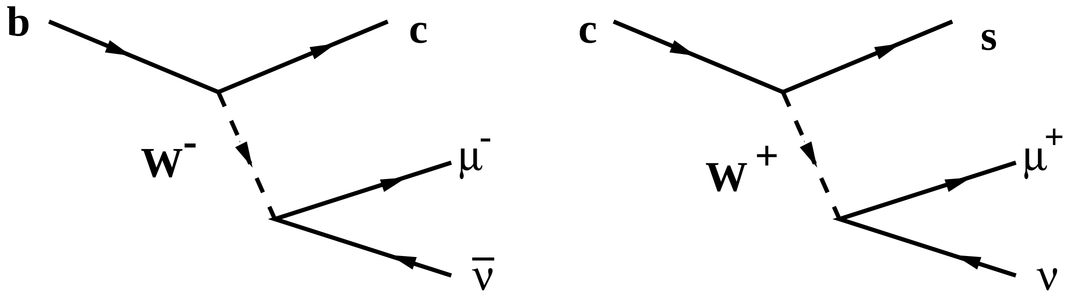

Abbildung 2.17: *Feynman-Graphen für semimyonische Zerfälle von Charm- und Beauty-Quarks.*

Quark	Masse [GeV]	Br($Q \to \mu$)	Br($Q \to e$)	Br($Q \to \tau$)
c	1.87	0.11	0.11	0
b	5.27	0.11	0.11	0.026

Tabelle 2.4: *Theoretisch berechnete Verzweigungsverhältnisse schwerer Quarks in Leptonen.*

Die dominierenden Zerfälle schwerer Quarks sind:

$$b \to c\mathrm{W}^- \tag{2.37}$$

$$c \to s\mathrm{W}^+ \tag{2.38}$$

Das bei dem Zerfall erzeugte W-Boson ist virtuell. Es kann entweder hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar oder semileptonisch in ein Lepton-Neutrino-Paar zerfallen. In Abbildung 2.17 sind die Feynman-Graphen für semimyonische Zerfälle schwerer Quarks dargestellt.

Zusätzlich zu diesen elementaren Graphen gibt es den Kaskadenzerfall, bei dem das aus einem Beauty-Zerfall stammende Charm-Quark ein Myon hervorbringt: $b \to W^- c \to W^- \mu X$. Aufgrund der höheren Masse der Beauty-Quarks ist der Zerfallskanal $\mathrm{W}^- \to c\bar{s}$ kinematisch erlaubt und es gibt einen weiteren Beitrag zum Kaskadenzerfall $b \to c\bar{s}c \to \mu^+ X$. Zur Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeiten sind, neben den CKM-Matrixelementen, QCD-Korrekturen und Berücksichtigung von Phasenraumfaktoren noch leichte Quarks zu berücksichtigen, die beim Zerfall eines schweren Mesons an das schwere Quark gekoppelt sind. Beim *Zuschauermodell* werden die leichten Quarks vernachlässigt, und man erhält die in Tabelle 2.4 berechneten Werte der Zerfallswahrscheinlichkeiten schwerer Quarks [EKu88].

Einige experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 2.5 zusammengefaßt.

$\mathrm{Br}(c \to \mu)$ [%]		$\mathrm{Br}(b \to \mu)$ [%]	
$7.8 \pm 0.9 \pm 1.2$	[MAR88]	$11.4 \pm 0.3 \pm 0.4$	[ALE93]
$8.6 \pm 1.7^{+0.8}_{-0.7}$	[ARG92]	$10.2 \pm 0.5 \pm 0.2$	[ARG93]
9.6 ± 1.1	[OPA93]	10.5 ± 0.5	[OPA93]

Tabelle 2.5: *Experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse schwerer Quarks in Myonen.*

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulationen

Um u.a. physikalische Prozesse statistisch nachvollziehen und Detektoreffekte studieren zu können, werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Dabei handelt es sich um Programme, die z.B. die Vierer-Vektoren aller in einer Elektron-Proton-Streuung entstandenen Teilchen unter Verwendung theoretischer Modelle berechnen. Dieses gliedert sich in drei Schritte:

1. *Generierung der Ereignisse:*

   Die Elektron-Proton-Streuung wird in das theoretische Modell von drei Subprozessen eingeteilt:

   - Der harte Subprozeß der Parton-Parton-Wechselwirkung,
   - Kopplung eines Partons, welches in den harten Subprozeß eingeht, an das Elektron bzw. an ein Photon,
   - Kopplung des anderen Partons an das Proton.

   Die aus dem harten Prozeß entstandenen Partonen hadronisieren dann nach einem Fragmentationsmodell (siehe Abschnitt 3.3) zu stabilen Teilchen. Alle hierfür notwendigen Rechnungen erfolgen in Monte-Carlo-Generatoren.

2. *Simulation der Ereignisse:*

   Die aus der Generierung erhaltenen stabilen Teilchen werden einer vollständigen Simulation der Detektoreffekte unterzogen. Die Simulation erfolgt mit Hilfe des Programmpaketes *H1SIM*. Die Detektorantwort besteht aus allen Signalen der Detektorkomponenten, wie sie auch bei der Datennahme aufgezeichnet werden.

3. *Rekonstruktion der Ereignisse:*

   Die aus der Simulation erhaltenen Detektorsignale durchlaufen die komplette Rekonstruktions- und Klassifikationskette wie die Daten. Dabei werden die gleichen Programmpakete, wie zur Rekonstruktion der Ereignisse der Datennahme verwendet.

Nach der vollständigen Simulation und Rekonstruktion der Ereignisse können diese den gleichen Analysetechniken unterzogen werden, die für die Ereignisse der Datennahme angewendet werden. Im folgenden wird der Begriff „Simulation“ für beide Teile, Simulation und Rekonstruktion, verwendet.

Das Besondere bei der hier verwendeten Analyse ist die starke Einbindung der Monte-Carlo-Simulationen. Da sich der untersuchte Prozeß nicht durch Rekonstruktion z.B einer invarianten Masse separieren läßt, werden die Monte-Carlo-Simulationen nicht nur, wie bei „exklusiven“ Analysen, zu Vergleichen und zur Verbesserung der statistischen Signifikanz, sondern auch direkt zur Separation der beteiligten Prozesse verwendet.

Zunächst erfolgt eine Beschreibung der in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo-Generatoren. Anschließend werden die Ergebnisse von Studien der generierten Ereignisse präsentiert.

3.1 Die Produktion schwerer Quarks mit dem Monte-Carlo-Generator AROMA

Der Monte-Carlo-Generator AROMA 2.1 [Aro95] simuliert schwere Quarks über den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion in der Elektron-Proton-Streuung. Dabei werden alle elektroschwachen Prozesse sowie die Quarkmassen berücksichtigt. Der harte Subprozeß wird in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$ sowohl für Photoproduktion als auch für tief-inelastische Streuung berechnet. Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s^2)$ der inklusiven Quark-Verteilungen (p_t und *Rapidität*) werden durch einen Korrekturfaktor am differentiellen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt, da die Verteilungen in beiden Ordnungen den gleichen Verlauf zeigen. Die absolute Vorhersage des Wirkungsquerschnittes wird unterschätzt [LRS93]. Weitere Effekte durch Gluon-Bremsstrahlung der erzeugten Quarks werden durch Parton-Schauer-Simulationen berücksichtigt. Dabei wurden die Ergebnisse von Jet-Analysen in e^+e^--Experimenten verwendet. Außerdem werden Abweichungen von der in führender Ordnung genau entgegengesetzten Flugrichtung der Quarks, die z.B. durch einen kleinen transversalen Impuls des Gluons oder durch Gluonabstrahlung hervorgerufen werden können, durch Generierung eines gaußverteilten transversalen Impulses des Quark-Antiquark-Paares relativ zur Photon-Proton-Achse simuliert.

Folgende Prozesse werden nicht im AROMA-Monte-Carlo-Generator berücksichtigt, da ihr Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt als vernachlässigbar betrachtet wird:

- Mischung mit Prozessen des geladenen Stromes,
- Intrinsischer Charm im Proton,
- Hadronische Prozesse mit aufgelösten Photonen und
- diffraktive Prozesse.

Die erzeugten Partonen werden anschließend der Fragmentation unterzogen. Diese erfolgt durch das Programmpaket JETSET [Pyt93]. Dabei bestehen unterschiedliche Wahlmöglichkeiten für Fragmentationsmodelle (siehe Abschnitt 3.3). Voreingestellt und verwendet worden ist die Fragmentation nach dem Lund-String-Modell. Die enthaltenen Verzweigungsverhältnisse in Myonen betragen für Beauty-Quarks $Br(b \to \mu X) = 10.5\%$ bzw. $Br(b \to c \to \mu X) = 8.5\%$ und für Charm-Quarks $Br(c \to \mu X) = 9.3\%$. Diese sind in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten (siehe Tabelle 2.5).

Der Vergleich der LO-Rechnung mit den simulierten NLO-Korrekturen des AROMA-Monte-Carlo-Generators mit den NLO-Rechnungen von Frixione et al. ist in Abbildung 3.1 für

	Aroma-cc-MC	Aroma-bb-MC
σ_{ep} [nb]	606.68	3.13
$\int\mathcal{L}$ [pb^{-1}]	9.95	31.66
Generierte Ereignisse	6,100,000	100,000
Ereignisse nach Generatorschnitten: $p_{t\mu} > 1\,\mathrm{GeV}$, $5^\circ < \Theta_\mu < 175^\circ$	59,949	15,755
Ereignisse nach der Vorselektion (Abschnitt 6.1.5)	2292	3028

Tabelle 3.1: *Daten der in dieser Arbeit verwendeten* AROMA*-Monte-Carlo-Simulationen. Die Schnitte in $p_{t\mu}$ und Θ_μ beziehen auf mindestens ein Myon des semileptonischen Zerfalls der Quarks beim Generieren der Ereignisse. Nur Ereignisse, die diese Generator-Schnitten passiert haben, wurden simuliert.*

die differentiellen Wirkungsquerschnitte der direkten Photoproduktion dargestellt. In beiden Fällen ist als Proton-Strukturfunktion die MRS(G)-Parametrisierung verwendet worden. Zusätzlich zu den reinen NLO-Rechnungen ist eine weitere Kurve eingezeichnet, in der die Quarks einer Peterson-Fragmentation (siehe Abschnitt 3.3) unterzogen worden sind und das Quark-Antiquark-System einen transversalen Impuls erhielt, wobei die Verteilungen der p_x und p_y als gaußverteilt mit der Breite $\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{2}$ angenommen wurden. Die differentiellen Verteilungen des AROMA-Monte-Carlo-Generators sind jeweils auf den totalen Wirkungsquerschnitt der NLO-Rechnung normiert.

Zwischen den reinen NLO-Rechnungen und den Vorhersagen des AROMA-Monte-Carlo-Generators findet man sehr gute Übereinstimmung. Die Anwendung der Fragmentation und Korrekturen durch einen Transversalimpuls des Quark-Antiquark-Systems auf die NLO-Vorhersagen erzeugt ein weicheres p_t-Spektrum, und kleine Abweichungen von der Vorhersage des AROMA-Monte-Carlo-Generators werden sichtbar. Dieses ist verständlich, da die schweren Quarks im AROMA-Monte-Carlo-Generator erst später in JETSET der Fragmentation unterzogen werden.

Der AROMA-Monte-Carlo-Generator wird in Verbindung mit der Simulation und Rekonstruktion der generierten Ereignisse in dieser Analyse zur Beschreibung der erwarteten Verteilungen der Charm- und Beauty-Quarks aus dem Prozeß der Photon-Gluon-Fusion mit direkter Kopplung der Photonen an die Gluonen verwendet. Im folgenden werden die Bezeichnungen *Aroma-cc-MC-Simulation* bzw. *Aroma-bb-MC-Simulation* für Ereignisse, die mit Charm- bzw. Beauty-Quarks generiert, simuliert und rekonstruiert wurden, verwendet. In Tabelle 3.1 sind die in dieser Analyse verwendeten Ereigniszahlen der AROMA-Monte-Carlo-Simulation zusammen gefaßt.

3.2 Der erwartete Untergrund für Myonen

Neben kosmischen Myonen besteht der Untergrund zu Zerfallsmyonen schwerer Quarks hauptsächlich aus Hadronen, die eine Myonsignatur im Detektor hinterlassen, oder aus Zerfallsmyonen von Hadronen, welche in der vorliegenden Arbeit zusammenfassend als *Untergrund* bezeichnet werden.

Während kosmische Myonen durch geeignete Schnitte stark unterdrückt werden können, muß zur Beschreibung und genaueren Untersuchung des Untergrundes eine weitere Monte-Carlo-

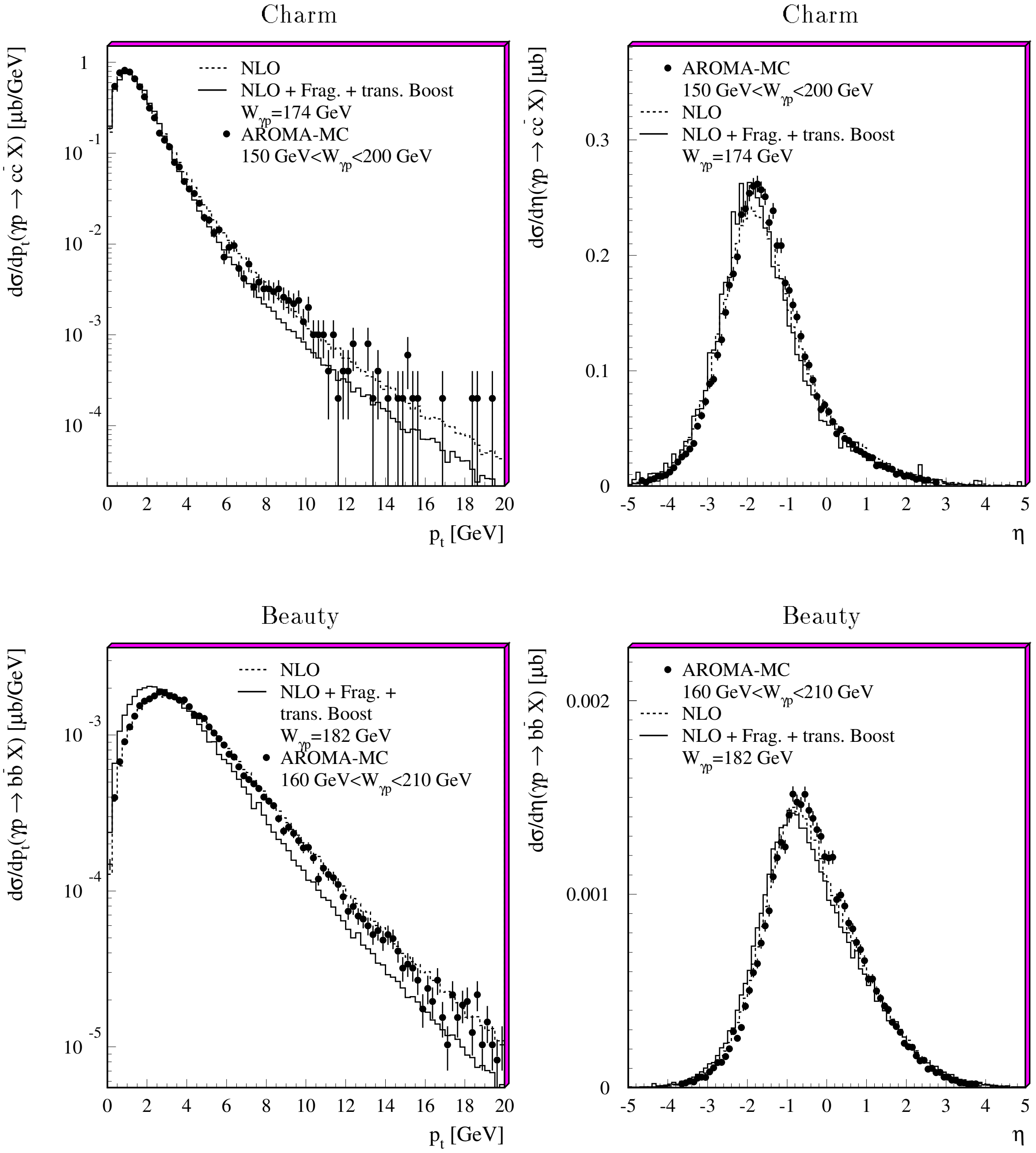

Abbildung 3.1: *Vergleich der differentiellen NLO-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte für Charm- (oben) und Beauty-Quarks (unten) als Funktion des transversalen Impulses* p_t *und der Rapidität* η *mit den Vorhersagen des* AROMA*-Monte-Carlo-Generators. Die Verteilungen des* AROMA*-Monte-Carlo-Generators sind jeweils auf den totalen Wirkungsquerschnitt der NLO-Rechnung normiert. Die NLO-Vorhersagen für Charm-Quarks gelten für* $W_{\gamma p} = 174$ *GeV, die für Beauty-Quarks für* $W_{\gamma p} = 182$ *GeV. Die Werte der Photon-Proton-Schwerpunktenergie wurden in Anlehnung an die Werte der Messung in dieser Arbeit gewählt. Für die Vorhersage des* AROMA*-Monte-Carlo-Generators wurden Ereignisse aus dem jeweils angegebenen Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktenergie verwendet. Die Bereiche wurden so gewählt, daß der Wert, an dem der Wirkungsquerschnitt berechnet wurde, etwa in der Mitte des Bereiches liegt.*

Simulation herangezogen werden. In Photoproduktion dominiert die Produktion leichter Quarks und diese werden zu etwa 85% von Prozessen mit aufgelöstem Photon erzeugt. Daher wird zur Beschreibung des Untergrundes ein Monte-Carlo-Generator gewählt, der Prozesse mit aufgelösten und direkten Prozessen des Photons generiert. Die Erzeugung des Photonenspektrums erfolgt mit dem Monte-Carlo-Generator IJRAY [Abt93]. Zur Beschreibung des harten Subprozesses wird der Monte-Carlo-Generator PYTHIA [Pyt93] verwendet. Ebenso wie im AROMA-Monte-Carlo-Generator wird die Fragmentation durch den Monte-Carlo-Generator JETSET beschrieben.

Beim Erzeugen der Ereignisse wurden nur solche zur Simulation und Rekonstruktion weiterverwendet, die schon auf Vierervektorniveau mindestens ein Teilchen mit einem Impuls $p > 2\,\mathrm{GeV}$ innerhalb des Polarwinkelbereiches von $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ und mindestens Jet mit einer transversalen Energie $E_t > 6\,\mathrm{GeV}$ besaßen.

In Kapitel 8 wird eingehend untersucht, ob die so erzeugten Ereignisse die Untergrunddaten beschreiben.

3.2.1 Die Erzeugung des Photonenspektrums mit IJRAY

Mit dem Programm IJRAY wird der QED-Prozeß $e \to e'\gamma$ generiert. Hierbei wird das vollständige Spektrum des transversalen Flusses der vom Elektron abgestrahlten Photonen erzeugt. Es ist möglich, den gesamten kinematischen Bereich in Q^2 und y zu generieren. In dieser Arbeit wird aber nur der Photoproduktionsbereich $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ ausgenutzt.

3.2.2 Der Ereignisgenerator PYTHIA

Der Ereignisgenerator PYTHIA 5.7, ursprünglich für Hadron-Hadron-Streuung entwickelt und für e^+e^-- und ep-Streuung weiterentwickelt, wurde nur für die Simulation der Photon-Proton-Wechselwirkung verwendet. Der QED-Prozeß der Photonabstrahlung vom Elektron und die anschließende direkte und hadronische Behandlung des Photons wird von dem Programm IJRAY berechnet (siehe Abschnitt 3.2.1). Die Beschreibung der Wechselwirkung reduziert sich auf die Wechselwirkung eines Partons aus dem Photon mit einem Parton aus dem Proton. Die Berechnung erfolgt mit Matrixelementen in führender Ordnung der Störungstheorie. Bei den direkten Prozessen trägt nur die Photon-Gluon-Fusion bei, bei den aufgelösten Prozessen werden Gluon-Gluon- und Quark-Antiquark-Prozesse berücksichtigt. Außerdem wird das Aufschauern der erzeugten Quarks im Anfangs- und Endzustand nach dem Parton-Schauer-Modell generiert.

3.3 Die Fragmentation mit JETSET

Die Fragmentation der Quarks der in diesem Abschnitt beschriebenen Monte-Carlo-Generatoren, wird mit dem Programm JETSET durchgeführt. Da es sich bei der Fragmentation um langreichweitige Prozesse handelt, die nicht mehr störungstheoretisch im Rahmen der QCD behandelt werden können, sind phänomenologische Ansätze notwendig. Man unterscheidet zwischen unterschiedlichen Modellen. Hier sollen nur die zwei wichtigsten aufgezählt und kurz beschrieben werden:

- Lund-String-Fragmentation,
- unabhängige Fragmentation.

Allen Fragmentationsmodellen ist ein iteratives Vorgehen gemeinsam. Ausgehend von einem Anfangsquark q_0 wird ein neues $q_1\bar{q}_1$-Paar erzeugt, welches mit dem Anfangsquark ein Meson $q_0\bar{q}_1$ bildet. Das frei werdende Quark q_1 erzeugt durch Bildung eines weiteren $q_2\bar{q}_2$-Paares ein weiteres Meson, usw. Zu diesem Vorgang werden eine Wahrscheinlichkeitsdichte, daß ein $q_i\bar{q}_i$-Paar gebildet werden kann, und die Wahrscheinlichkeit, daß das $q_{(i-1)}\bar{q}_i$-Paar ein Meson bilden kann, benötigt. In JETSET werden die beiden Wahrscheinlichkeiten faktorisierend betrachtet.

Die Erzeugung des $q_1\bar{q}_1$-Paares erfolgt in den Modellen unterschiedlich.

3.3.1 Lund-String-Fragmentation

Im Lund-String-Fragmentationsmodell wird zur Erzeugung des $q_1\bar{q}_1$-Paares von dem auseinanderfliegenden $q_0\bar{q}_0$-Paar ausgegangen. Dieses spannt ein Farb-Dipolfeld auf. Je größer der Abstand zwischen den Quarks ist, desto größer wird die potentielle Energie zwischen den Farbladungen. Beim Lund-String-Modell wird das Farbfeld zwischen den Quarks als symmetrischer quantenmechanischer Flußschlauch oder *String* interpretiert, der für den Farbfluß sorgt. Je weiter die Quarks sich voneinander entfernen, desto größer wird die in dem String gespeicherte Energie. Beim Erreichen einer Schwelle bricht der String auf und es bildet sich ein neues Quark-Antiquark-Paar. Besitzen die Quarks keine Masse oder transversalen Impuls, kann dieses klassisch betrachtet in einem Punkt geschehen, bevor die Quarks auseinander gedrückt werden. Anderenfalls müssen die Quarks in einem gewissen Abstand erzeugt werden, so daß die Feldenergie zwischen ihnen in die Summe der transversalen Massen m_t „umgesetzt“ werden kann. Im Lund-String-Modell kommt nun die Idee des quantenmechanischen Tunneleffekts zum tragen: Die Quarks werden in einem Punkt erzeugt und tunneln dann in den klassisch erlaubten Bereich. Die Wahrscheinlichkeit für das Tunneln wird wie folgt faktorisiert:

$$e^{-\left(\frac{\pi m_t^2}{\kappa}\right)} = e^{-\left(\frac{\pi m^2}{\kappa}\right)} e^{-\left(\frac{\pi p_t^2}{\kappa}\right)}. \tag{3.1}$$

κ entspricht hier der Energiedichte entlang des Strings. Dieses führt zu einem von den Quarksorten unabhängigen gaußverteilten Spektrum von p_x und p_y. Da ein String nicht transversal angeregt ist, entsteht ein Quark-Antiquark-Paar, deren Quarks im transversalen Impuls balanciert sind. Erst durch die Verbindung mit dem $q_{(i-1)}$-Quark erhält das entstehende Meson einen transversalen Impuls, der sich aus der Summe der p_t des $q_{(i-1)}$-Quarks und des $\bar{q}_i$-Quarks ergibt und in der Regel mit der Breite $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \sqrt{2}$ gaußverteilt ist. Die Faktorisierung enthält die Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks in der Fragmentation mit den Verhältnissen:

$$u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}. \tag{3.2}$$

Beim Lund-String-Modell können sich auch Strings zwischen den erzeugten Quarks und den Partonen im Proton ausbilden.

Zur Bestimmung der Energie und des longitudinalen Impulses des entstandenen Mesons M bleibt nur noch eine unabhängige Variable. Man definiert wie folgt:

$$z = \frac{E_M + p_M^{||}}{E_q + p_q}. \tag{3.3}$$

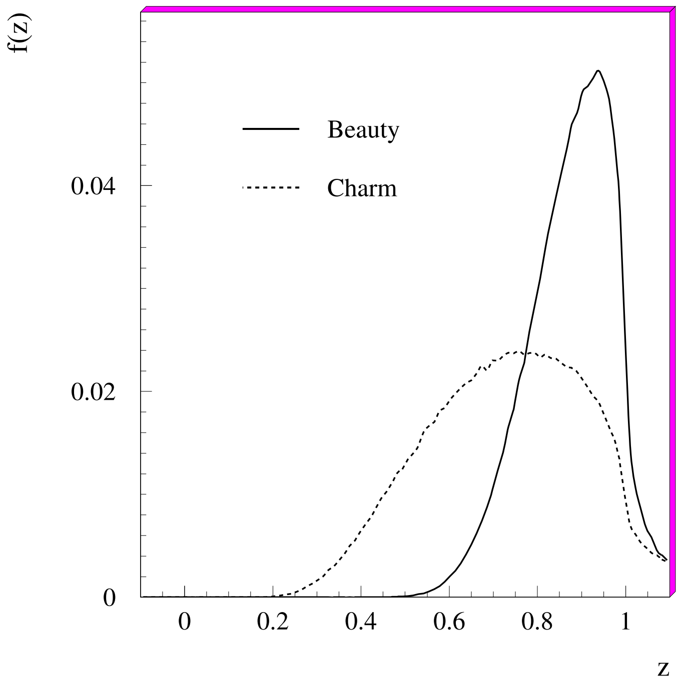

Abbildung 3.2: *Fragmentationsfunktion der Lund-String-Fragmentation für Charm- und Beauty-Quarks.*

Diese Variable gibt den Anteil vom Quarkimpuls an, den der Mesonimpuls in Richtung des Quarks erhält. Eine *Fragmentationsfunktion* $f(z)$ beschreibt dann, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein z gewählt wird.

Verlangt man, daß der Fragmentationsprozeß unabhängig vom Anfangsquark (q_0 oder $\bar{q}_0$) gleich aussehen soll, führt dieses zur „symmetrischen Lund-Fragmentationsfunktion“:

$$f(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b \cdot m_t^2}{z} \right) . \tag{3.4}$$

Die Exponenten a_α, a_β und b sind experimentell zu bestimmende Faktoren. Die a-Parameter stehen für die fragmentierenden Quarksorten, der b-Parameter für die neu erzeugte Quarksorte.

In Abbildung 3.2 ist die Verteilung der Variablen z, wie sie vom AROMA-Monte-Carlo-Generator erzeugt wird, dargestellt. Sie zeigt einen weicheren Verlauf für Charm-Quarks als für Beauty-Quarks. Man findet keine sehr weiche Fragmentation, d.h. der Bereich $z < 0.3$ ist leer.

In Abbildung 3.3 sind die Verteilungen der Variablen z nochmals dargestellt und zusätzlich der Bereich, in dem Ereignisse mit mindestens einem Zerfallsmyon mit Impuls $p > 2.5\,\text{GeV}$ im Polarwinkelbereich $35° < \Theta < 130°$ liegen. Die Forderung nach einem Myon mit diesen Kriterien zeigt, daß nur sehr hart fragmentierte Quarks selektiert werden. Dieses ist eine potentielle Quelle von Unsicherheiten im Vergleich der Messung mit der Vorhersage, denn im Bereich $z \to 1$ macht die Fragmentationfunktion große Änderungen, die sich stark in

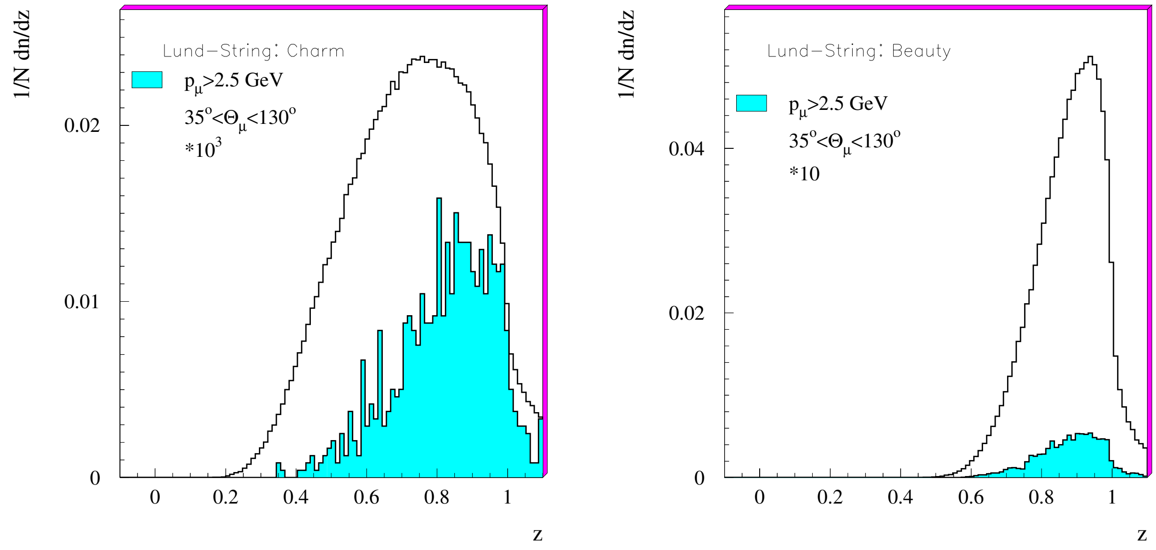

Abbildung 3.3: *Fragmentationsfunktion der Lund-String-Fragmentation für Charm- und Beauty-Quarks (offen) und nach Forderung eines Zerfallsmyons mit den angegebenen Eigenschaften (schraffiert). Zu berücksichtigen ist die angegebene Skalierung des schattierten Bereiches.*

der Rate der produzierten Myonen bemerkbar machen kann. Außerdem kann man zeigen, daß die Messung eines totalen Wirkungsquerschnittes mit Myonen, deren differentieller Wirkungsquerschnitt einem p_t-Spektrum der $-n$-ten Potenz unterliegt ($\frac{d\sigma}{dp_t} \sim p_t^{-n}$), wie es bei HERA der Fall ist, sensitiv auf die z^{n+1}-te Potenz des differentiellen Quarkspektrums ist, wenn vereinfachend $p_{t\mu} = z \cdot p_{tq}$ angenommen wird. Man mißt also in einem noch härteren Quarkspektrum.

3.3.2 Unabhängige Fragmentation

Bei der unabhängigen Fragmentation wird davon ausgegangen, daß die Fragmentation eines Systems von Partonen für jedes Parton einzeln betrachtet werden kann. Es wird ein iterativer Prozeß angenommen, bei dem jedes Quark q_0 ein Hadron $q_0\bar{q}_1$ bildet und ein Quark $\bar{q}_1$ hinterläßt, welches ebenfalls ein Hadron produziert, usw. (siehe Abbildung 3.4).

Die Aufteilung von Impuls und Energie erfolgt hier durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z)$, die der Fragmentationsfunktion entspricht. z ist bereits in Gleichung 3.3 definiert. Die wichtigste Fragmentationsfunktion für schwere Quarks, die in diesem Modell eingesetzt wird und die Daten der e^+e^--Experimente sehr gut beschreibt, ist die *Peterson-Fragmentationsfunktion* [Pet83]:

$$f(z) \propto \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)}. \tag{3.5}$$

Sie hängt im Gegensatz zur Lund-Fragmentationsfunktion nur von einem experimentell zu bestimmenden Parameter ε_Q für jede schwere Quarksorte Q ab und erzeugt ein härteres

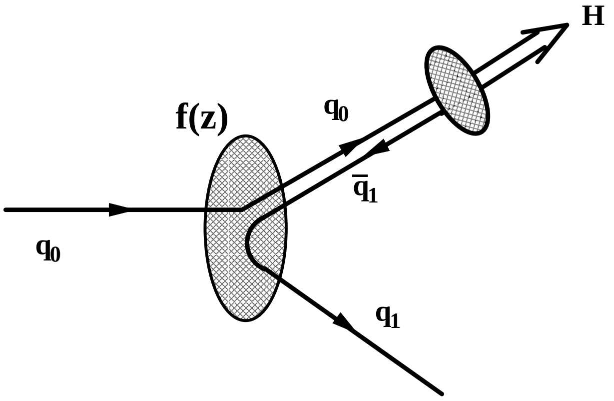

Abbildung 3.4: *Schaubild der unabhängigen Fragmentation.*

Spektrum als die Lund-Fragmentationsfunktion.

In Abbildung 3.5 ist das Spektrum der Variablen z, welches vom AROMA-Monte-Carlo-Generator mit unabhängiger Fragmentation und Peterson-Fragmentationsfunktion erzeugt wurde, für zwei Beauty-Parameter ε_b und einen Charm-Parameter ε_c dargestellt. Man erkennt mit kleiner werdendem Parameter ein härteres Spektrum. Nahe bei eins fällt das Spektrum sehr schnell ab. Die Wahl der Parameter resultiert aus den Parametern, die in dieser Arbeit zur Untersuchung der systematischen Fehler durch Fragmentation verwendet wurden und richtet sich nach [Chr87]. Bei LEP werden folgende Werte vewendet [LEP96]:

$$0.025 < \varepsilon_c < 0.031 \tag{3.6}$$

$$0.0030 < \varepsilon_b < 0.0048 \tag{3.7}$$

Da in der ep-Streuung eine andere Skala vorliegt, sind die Werte nicht einfach übertragbar. Bei HERA wurden diese Werte noch nicht bestimmt.

Die Abbildung 3.6 zeigt wiederum die Verteilungen der Variablen z zusätzlich in dem Bereich, in dem Ereignisse mit mindestens einem Zerfallsmyon mit Impuls $p > 2.5\,\text{GeV}$ im Polarwinkelbereich $35° < \Theta < 130°$ liegen. Das selektierte Spektrum ist noch härter als im Fall der Lund-Fragmentation, und die zu erwartenden Unsicherheiten werden aufgrund des noch steileren Abfalls der Fragmentationsfunktion bei $z \to 1$ noch größer sein.

3.4 Kinematik der generierten AROMA-Monte-Carlo-Ereignisse

Die Verteilungen der kinematischen Variablen $Q^2, x_g, W_{\gamma p}$ und $\hat{s}$ sind in Abbildung 3.7 für die mit dem AROMA-Monte-Carlo-Generator erzeugten Charm- und Beauty-Ereignisse dargestellt. Man findet nur leichte Unterschiede in der Q^2-Verteilung. In der Verteilung von $\hat{s}$ ist die Produktionsschwelle für Beauty-Quarks von $\hat{s}_{min} = 100\,\text{GeV}^2$ klar zu erkennen. Beauty-Quarks werden im Mittel bei größeren x_g produziert und benötigen eine höhere Photon-Proton-Schwerpunktenergie.

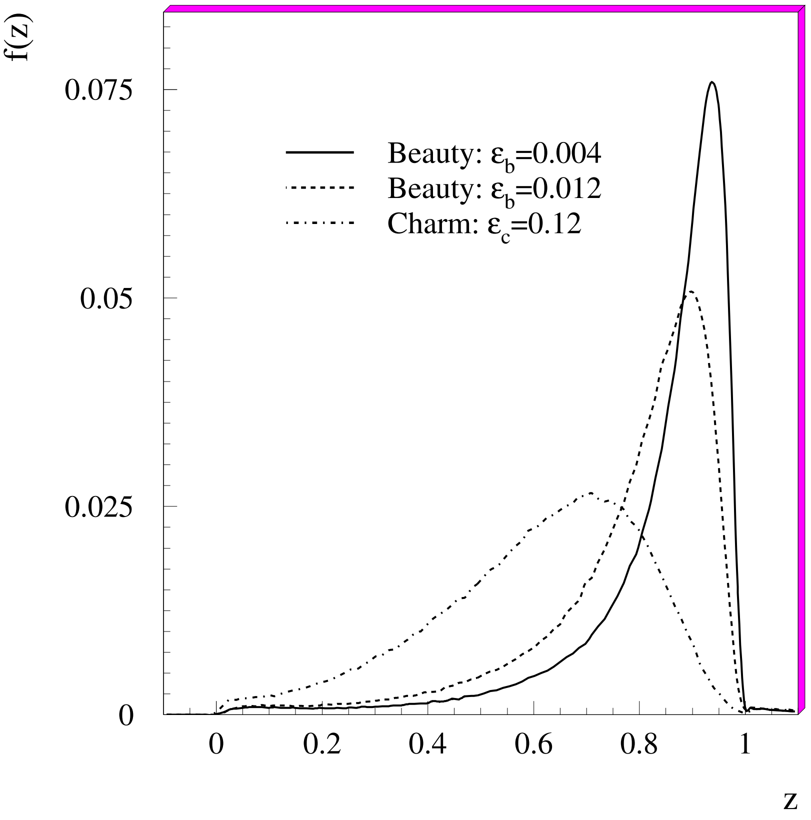

Abbildung 3.5: *Fragmentationsfunktion der Peterson-Fragmentation für Charm- und Beauty-Quarks.*

In Abbildung 3.8 sind die Auswirkung der Selektions-Schnitte, wie sie in Kapitel 6 beschrieben sind, auf die kinematischen Verteilungen von $W_{\gamma p}$, $\hat{s}$ und x_g dargestellt. Durch den stark eingeschränkten Polarwinkelbereich, in dem die Myonen selektiert werden, werden keine Ereignisse mit kleiner Photon-Proton-Schwerpunktenergie selektiert. Die Verteilung der Quark-Antiquark-Schwerpunktenergie zeigt für Beauty-Quarks nahezu keine Änderung der Form der Verteilung, sondern nur eine Skalierung, während die Form der Verteilung bei Charm-Quarks stark zu hohen $\hat{s}$ verschoben wird. Außerdem werden durch die Selektion nur Ereignisse in einen Bereich von $10^{-3} < x_g < 10^{-1}$ selektiert. Die Messung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes ist also auf einen Bereich eingschränkt, der nicht sehr sensitiv auf Parametrisierung der Proton-Strukturfunktion ist.

Die Verteilungen der erzeugten Myonen sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Für die Verteilung des transversalen Impulses ist zusätzlich die Auswirkung des Schnittes auf die Myonen von $p > 2.5\,\text{GeV}$ und $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ aufgezeigt. Man erkennt, daß nur noch Myonen von sehr hart fragmentierenden Charm-Quarks selektiert werden. Das Spektrum der Myonen von Beauty-Quarks bleibt ab etwa $p_t > 2.5\,\text{GeV}$ nahezu erhalten und wird nur skaliert.

Die Verteilung des Öffnungswinkels $\delta\omega$ zwischen Myonen (μ) und den schweren Quarks (Q_μ), die diese hervorgebracht haben, ist in Abbildung 3.10 (oben) als Punkte dargestellt. Man

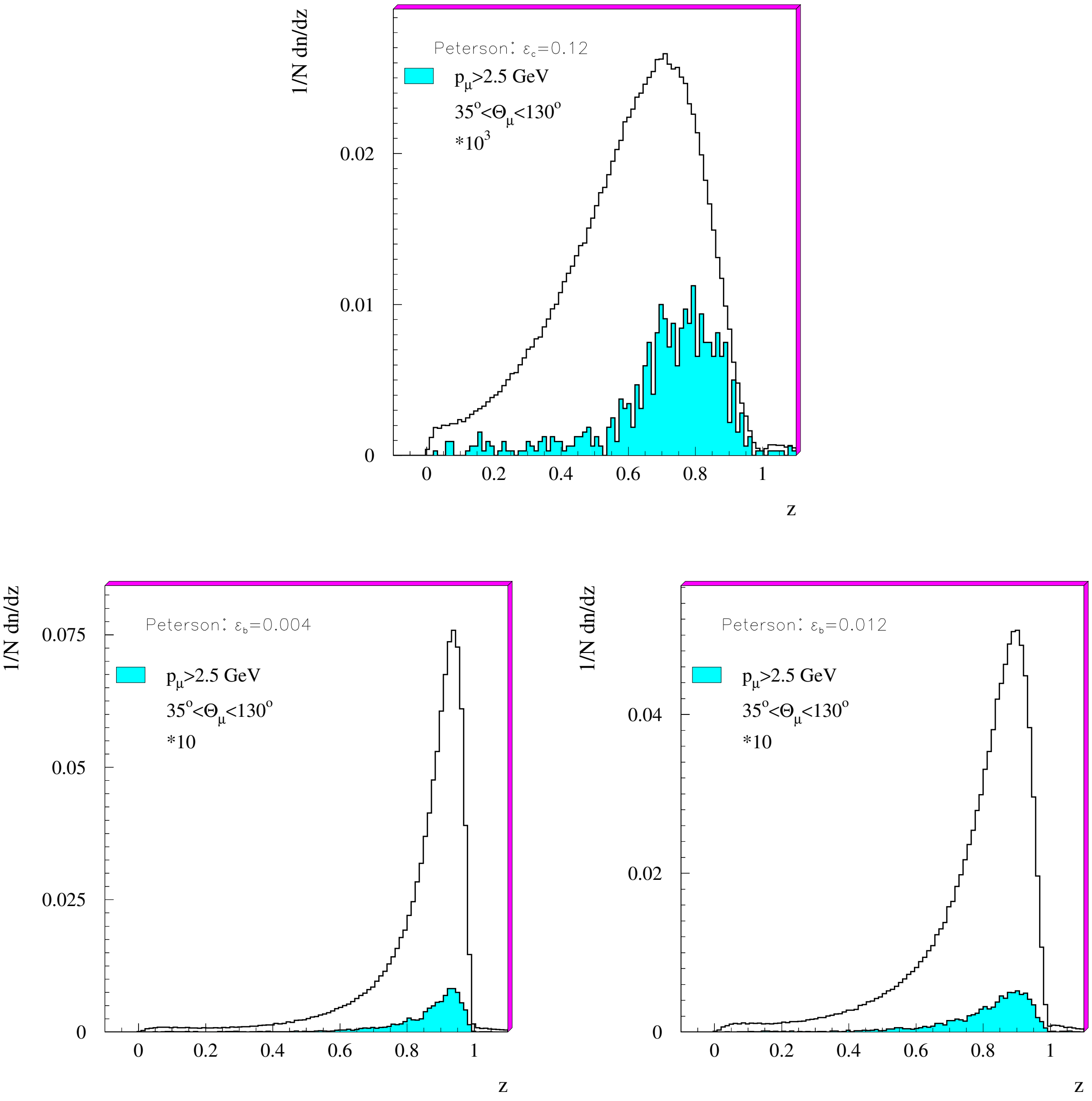

Abbildung 3.6: *Fragmentationsfunktion der Peterson-Fragmentation für Charm- und Beauty-Quarks (offen) und nach Verlangen eines Zerfallsmyons (schraffiert). Zu berücksichtigen ist die angegebene Skalierung des schattierten Bereiches.*

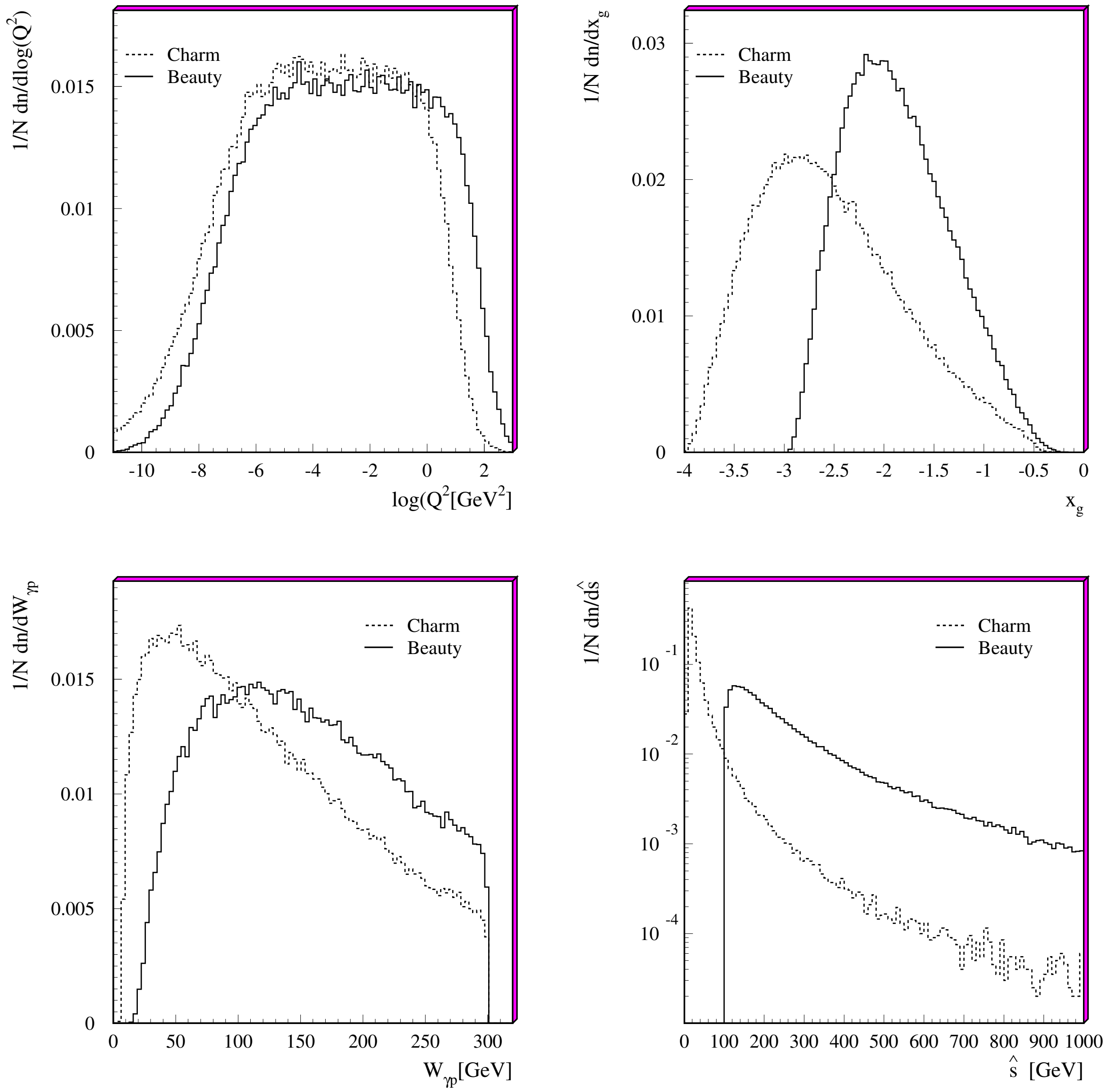

Abbildung 3.7: *Kinematische Verteilungen der Ereignisse, die vom* AROMA*-Monte-Carlo-Generator erzeugt wurden. Jede Verteilung ist jeweils auf 1 normiert.*

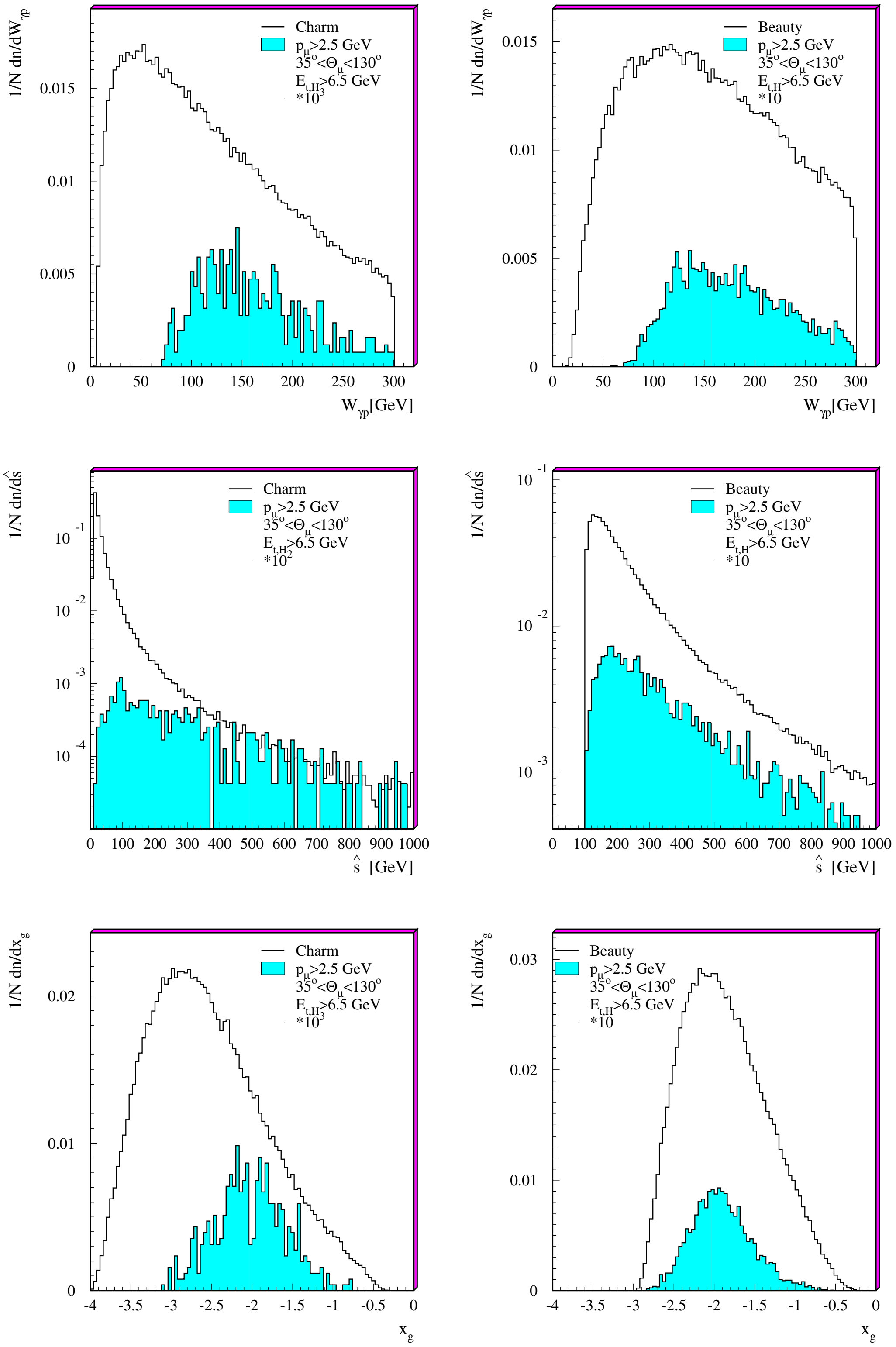

Abbildung 3.8: *Kinematische Verteilungen der Ereignisse mit Myonen, die vom AROMA-Monte-Carlo-Generator erzeugt wurden. Links sind Ereignisse mit Charm-Quarks, rechts mit Beauty-Quarks. Zu beachten ist die angegebene Skalierung der Ereignisse nach den Schnitten.*

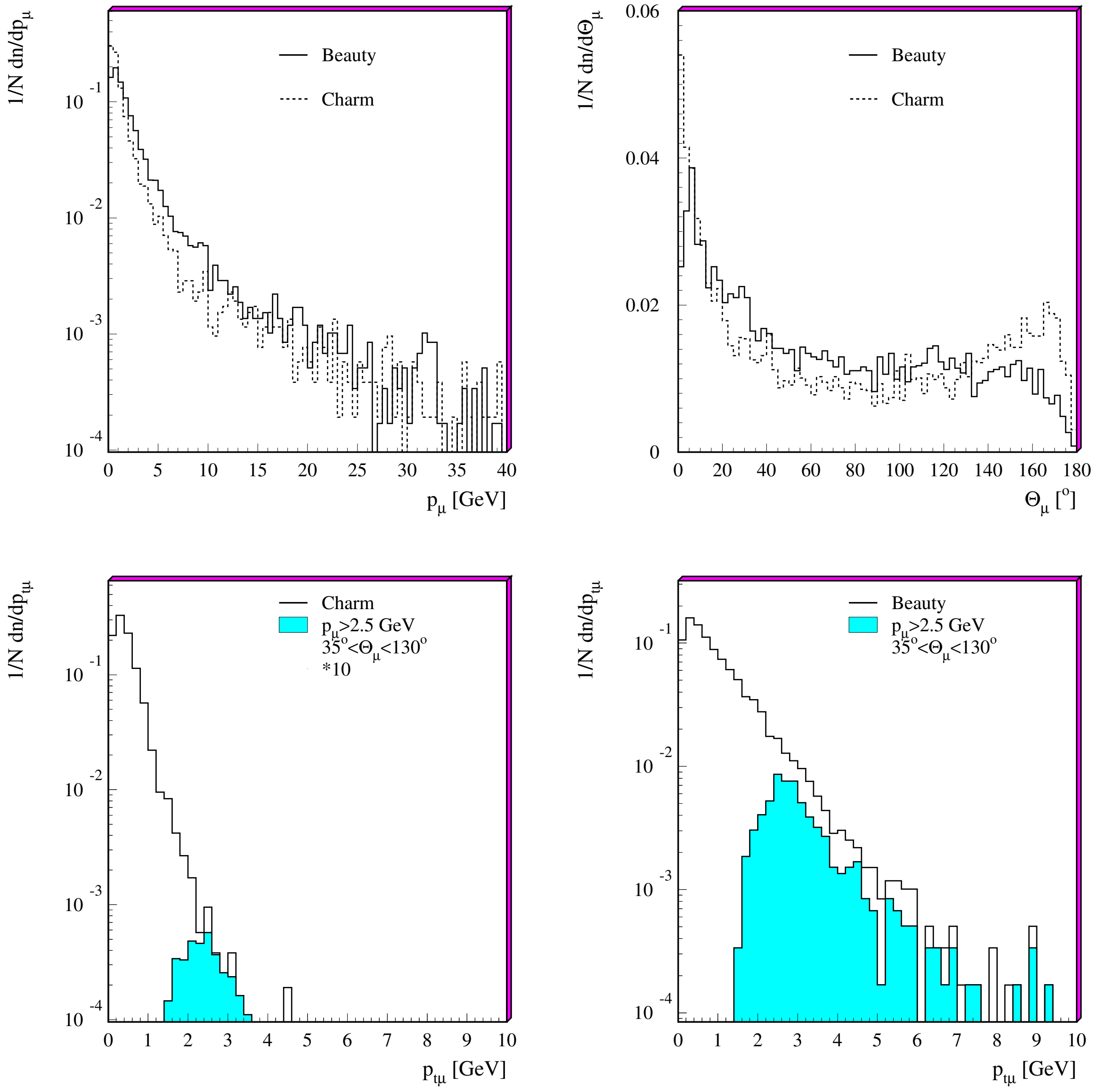

Abbildung 3.9: *Kinematische Verteilungen der Myonen, die vom* Aroma-*Monte-Carlo-Generator erzeugt wurden. Das Spektrum des Transversalimpulses enthält zusätzlich die Myonen nach Schnitten auf Impuls und Polarwinkel.*

findet einen mittleren Öffnungswinkel von etwa 10° bei Charm-Quarks und von etwa 30° bei Beauty-Quarks. Bei der getrennten Betrachtung der Abstände in Polar- und Azimutwinkel, $\delta\Theta$ bzw. $\delta\phi$ erkennt man, daß in keiner der beiden Richtungen die Quarkrichtung bevorzugt durch das Myon beschrieben wird.

Um eine weitere Bezugsachse, außer der Myonrichtung, zu erhalten, wird das Ereignis in zwei Hemisphären eingeteilt, die sich aus allen Energiedepositionen innerhalb eines Polarwinkelabstandes von $\Delta\phi < 90°$ bzw. $\Delta\phi > 90°$ zur Myonrichtung ergeben. Mit der erhaltenen Einteilung der Energiedepositionen wird für jede Hemisphäre eine Hemisphärenachse rekonstruiert (siehe Abschnitt 6.3.4). Die Hemisphärenachse, die sich aus den Energiedepositionen innerhalb der Myonhemisphäre ergeben, wird mit T_μ bezeichnet, die Hemiphärenachse der dem Myon gegenüberliegenden Hemisphäre wird T_{oppo} genannt. In Abbildung 3.10 sind ebenfalls die Verteilungen der Öffnungswinkel $\delta\omega$ und der Abstände in Polar- und Azimutalwinkel $\delta\Theta$ bzw. $\delta\phi$ zwischen den Hemisphärenachsen T_μ bzw. T_{oppo} und den der jeweiligen Hemisphäre zugehörigen Quarks Q_μ bzw. Q_{oppo} dargestellt.

Man findet für beide Quarksorten die beste Beschreibung der Quarkrichtung durch den Azimutalwinkel. Hier ist die Richtung der Charm-Quarks bis auf etwa 10° und die der Beauty-Quarks, ähnlich gut wie die Myonrichtung, bis auf etwa 20° wiedergegeben.

Die Ungenauigkeit der Quarkachsen-Rekonstruktion im Polarwinkel kommt daher, daß zur Definition der Hemisphärenachsen über alle Energiedepositionen im Polarwinkel gemittelt wird. Dieses erzeugt eine Verschiebung der Achsen in Protonrichtung.

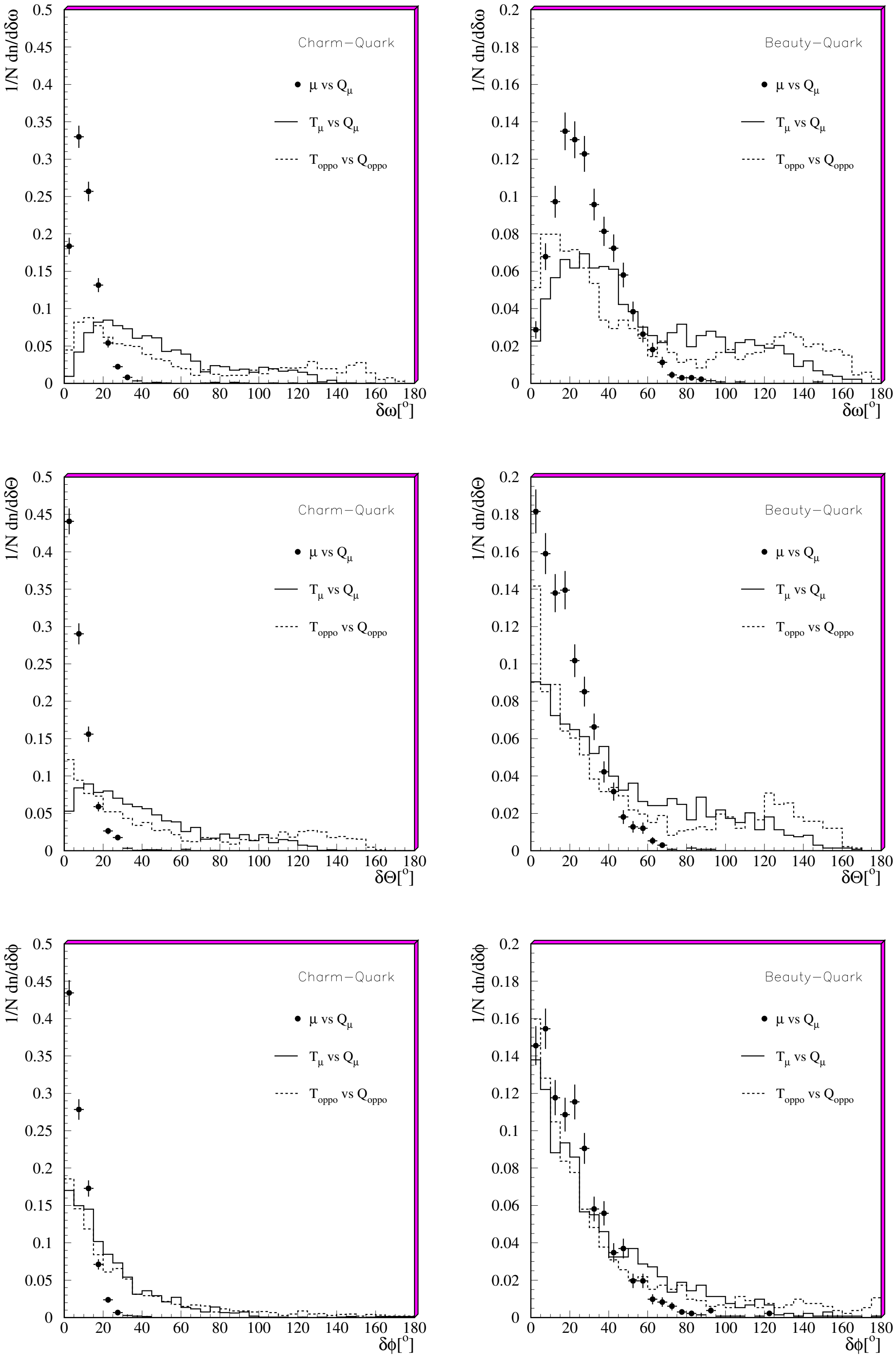

Abbildung 3.10: *Verteilungen der Öffnungswinkel $\delta\omega$ und Abstände im Polarwinkel $\delta\Theta$ und Azimutalwinkel $\delta\phi$ zwischen den schweren Quarks Q_μ und den Myonen μ, in die die Quarks zerfallen sind (Punkte), bzw. zur rekonstruierten Hemisphärenachse T_μ (durchgezogen). Außerdem sind die entsprechenden Winkelverteilungen für die jeweils anderen schweren Quarks Q_{oppo} relativ zur Hemisphärenachse T_{oppo} der dem Myon gegenüberliegende Hemisphäre gezeigt (gestrichelt).*

Kapitel 4

Das Experiment

Dieses Kapitel beschreibt den Speicherring HERA und die in dieser Analyse verwendeten Komponenten des H1-Detektors.

4.1 Der Speicherring HERA

In der Speicherringanlage HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage, Abbildung 4.1) werden Protonen einer Energie von 820 GeV mit Positronen einer Energie von 27.5 GeV zur Kollision gebracht. Die Positron-Proton-Schwerpunktenergie (ep-Schwerpunktenergie)

$$s = (P + p_e)^2 \tag{4.1}$$

ist durch die Viererimpulse P und p_e des Protons bzw. Positrons bestimmt. Bei HERA erreicht man eine ep-Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$.

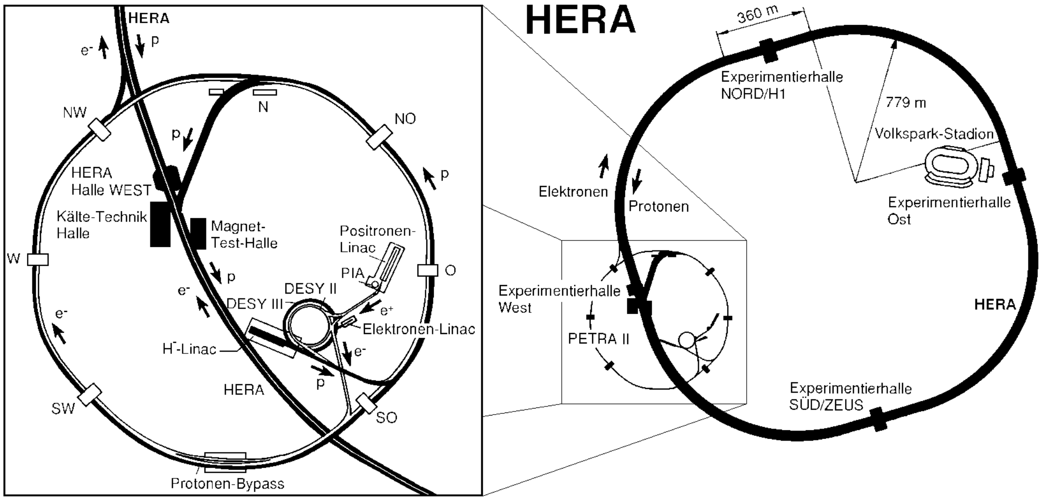

Abbildung 4.1: *Überblick über den Speicherring HERA: Links sind die Vorbeschleuniger dargestellt, rechts der Speicherring HERA mit den vier Experimentierhallen. Das H1-Experiment befindet sich in der Experimentierhalle Nord.*

Parameter	Design		1995		1996	
	e^+	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie [GeV]	30	820	27.6	820	27.6	820
mittlerer Strahlstrom [mA]	58	163	18.4	54	20.6	60.3
max. Strahlstrom [mA]	58	163	36.1	73.3	43.3	77.9
spez. Luminosität [$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$]	4×10^{29}		4.05×10^{29}		4.06×10^{29}	
max. Luminosität [$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]	16×10^{30}		5.9×10^{30}		8.4×10^{30}	
integrierte Luminosität [nb^{-1}]	10^5		11055		14366	

Tabelle 4.1: *Parameter der Speicherringanlage HERA*

Vor der Injektion der Protonen in den HERA-Ring werden diese in den Vorbeschleunigern LINAC III (auf 50 MeV), DESY III (auf 7.5 GeV) und PETRA II auf 40 GeV beschleunigt. Die Positronen werden in LINAC II (auf 450 MeV), DESY II (auf 7.5 GeV) und PETRA II auf 12 GeV vorbeschleunigt und anschließend in HERA eingebracht. Anschließend werden die Strahlen in getrennten Ringen auf ihre endgültigen Energien beschleunigt. Pro Umlauf muß dabei ein mittlerer Energieverlust der Positronen von 127 MeV durch Synchrotonstrahlung ausgeglichen werden.

Positronen und Protonen werden in Paketen im Abstand von 96 ns gespeichert. Das entspricht einer möglichen Kollisionsfrequenz von 10.4 MHz. In Tabelle 4.1 sind die in den Jahren 1995 und 1996 gemessenen Parameter, sowie deren Designwerte zusammengefaßt.

Die Proton- und Positronpakete werden an zwei sich diametral gegenüberliegenden Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Dort befinden sich die Kollisionsexperimente H1 und ZEUS. An den anderen beiden Wechselwirkungspunkten sind die Experimente HERMES und HERA-B mit jeweils einem festen *Target* aufgebaut bzw. im Aufbau. Ziel von HERMES ist die Untersuchung der Spinstruktur von Protonen und Neutronen. Dazu wird der longitudinal polarisierte Positronstrahl auf ein polarisiertes Gastarget geschossen. Bei HERA-B soll CP-Verletzung in B-Zerfällen gemessen werden. Die B-Mesonen werden durch ein an den Rand des Protonstrahls gefahrenes Kupfer- oder Aluminium-Drahttarget erzeugt.

4.2 Das H1-Experiment

Das H1-Experiment [H1-96] ist perspektivisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Ein Schnitt durch den Detektor entlang der Strahlachse ist in Abbildung 4.3 aufgezeigt. Zusätzlich sind die wichtigsten Polarwinkelbereiche eingetragen. Die im Speicherring befindlichen Protonen laufen in diesen Darstellungen jeweils von rechts und die Positronen von links in den Detektor ein. Man erkennt, daß nahezu der gesamte Raumwinkel durch den Detektor abgedeckt wird. Aufgrund der hohen Impulse der Protonen und der daraus resultierenden asymetrischen Topologie der Ereignisse ist der Detektor in Protonrichtung aufwendiger instrumentiert.

Dieser Abschnitt beschreibt die in dieser Analyse benutzten Detektorkomponenten. Dabei handelt es sich um:

- das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$[1] und das Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$, zur Rekonstruktion der Teilchenspuren und -impulse, sowie der Ereignisvertices,

---

[1] Zahlen in Kästchen beziehen sich auf Abbildung 4.2

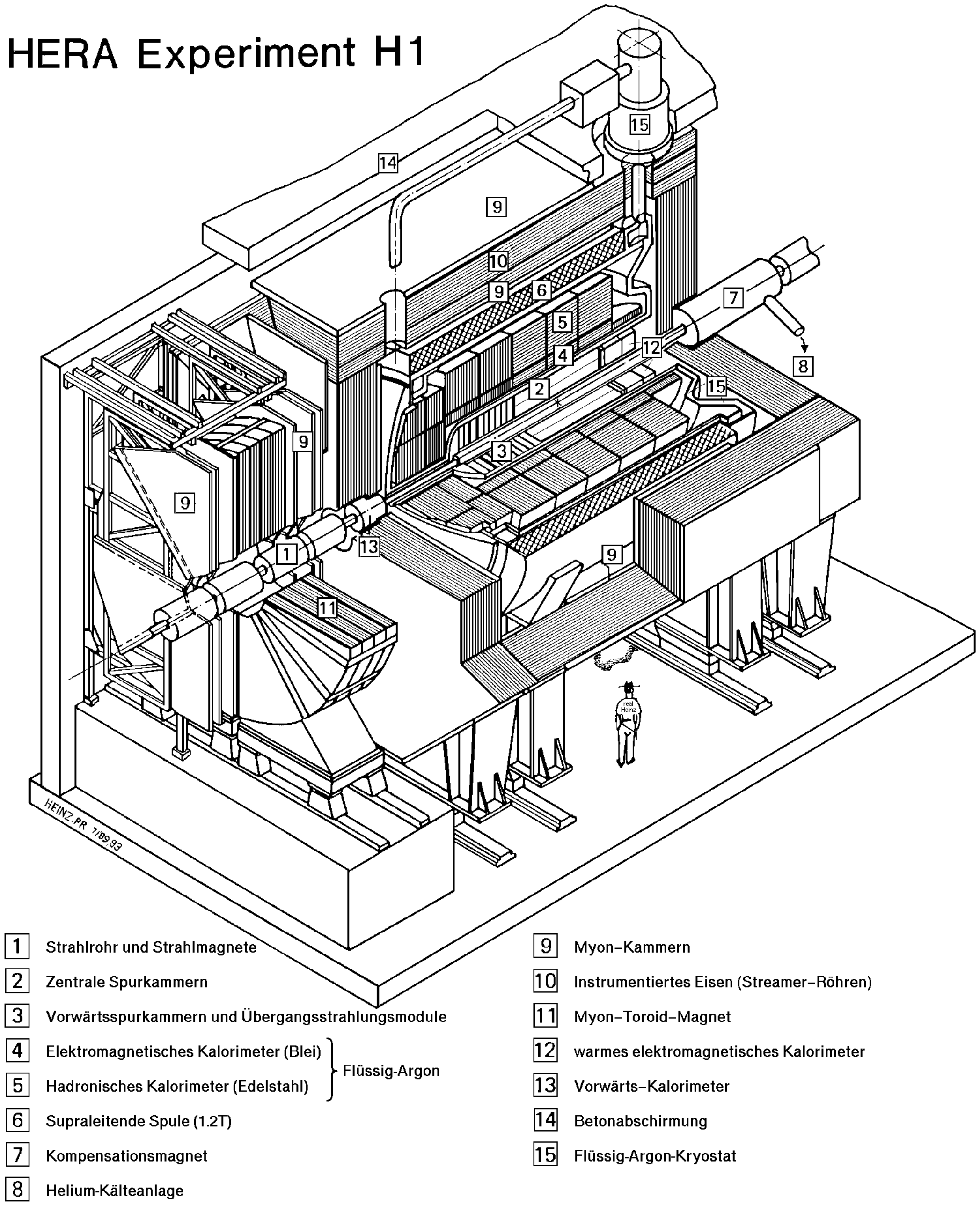

Abbildung 4.2: *Der H1-Detektor. Die Zahlen in den Kästchen benennen die Detektorteile und sind Referenzen aus dem Text.*

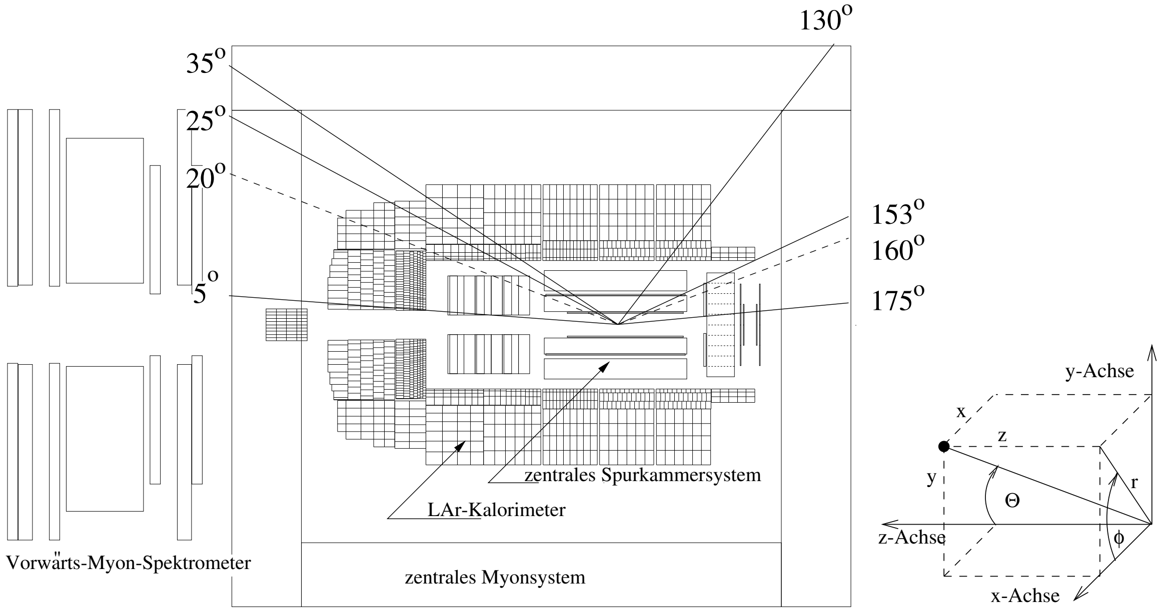

Abbildung 4.3: **Polarwinkelbereiche des H1-Detektors:** *Eingezeichnet sind die Akzeptanzbereiche des zentralen Myonsystems, des Flüssig-Argon-Kalorimeters sowie der Akzeptanzbereich des zentralen Spurkammersystems. Rechts ist das H1-Koordinatensystem dargestellt.*

- das Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter zum Nachweis von Elektronen $\boxed{4}$, Myonen und Hadronen $\boxed{5}$,
- das zentrale Myonsystem $\boxed{9}$, $\boxed{10}$ zum Nachweis von Myonen,
- den Elektron-Tagger und das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter (*SpaCal*), zum Nachweis des gestreuten Positrons,
- das Luminositätssystem, zur Bestimmung der Luminosität.

Die zentralen Komponenten sind radialsymmetrisch um das Strahlrohr $\boxed{1}$ angeordnet. Zwischen dem LAr-Kalorimeter und dem zentralen Myonsystem befindet sich eine supraleitende Spule $\boxed{6}$, die ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt.

Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem (Abbildung 4.3 rechts) ist ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem. Der Ursprung liegt am nominellen ep-Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse wird in Richtung der auslaufenden Protonen gewählt. Die x-Achse zeigt horizontal in Richtung des HERA-Mittelpunktes. Häufig finden auch der Polarwinkel Θ in der rz-Ebene, mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und der Azimutalwinkel ϕ in der xy-Ebene Anwendung. Der Polarwinkel liegt in dem Bereich von $0° \leq \Theta \leq 180°$ und der Azimutalwinkel ϕ von $-180° \leq \phi \leq 180°$. Die Vorwärtsrichtung ist durch $\Theta < 90°$ festgelegt.

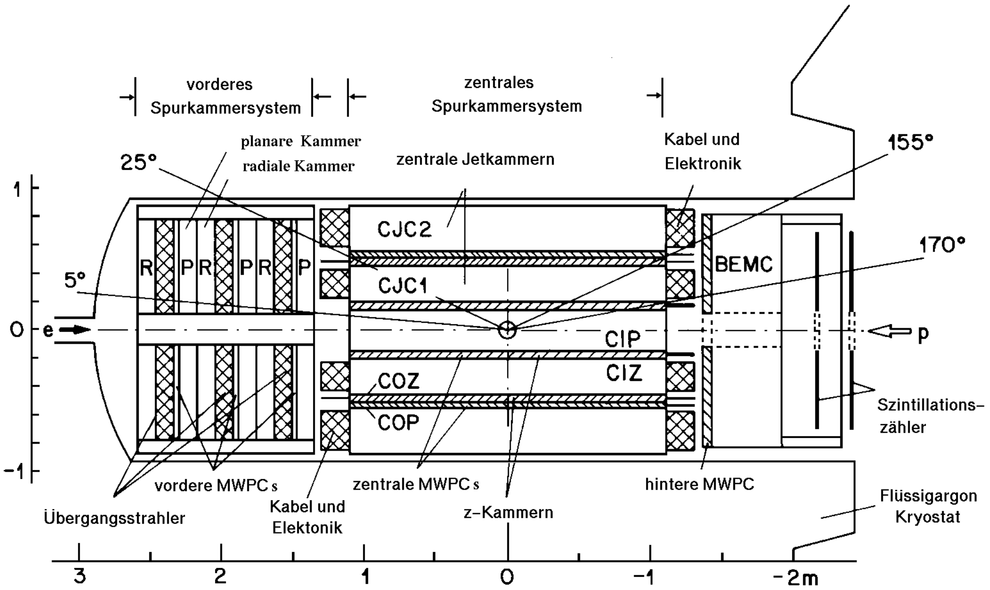

Abbildung 4.4: *Das H1-Spurkammersystem in einem Schnitt in einer Ebene transversal zur Strahlachse. Seit dem Jahr 1995 ist das rückwärtige Kalorimeter BEMC durch das SpaCal und die hintere Proportionalkammer MWPC durch die hintere Driftkammer BDC ersetzt worden.*

4.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem ([2], [3] und Abbildung 4.4) von H1 befindet sich in einem nahezu homogenen Magnetfeld von 1.2 T, das durch die supraleitende Spule erzeugt wird. Die registrierten Spurkammersignale dienen der Rekonstruktion der Vierervektoren geladener Teilchen, der Rekonstruktion des Ereignisvertex und einigen hartverdrahteten Selektionseinheiten (*Trigger*).

Man unterscheidet zwischen dem zentralen Spurkammersystem, dem Vorwärtsspurkammersystem und der hinteren Spurkammer.

Zentrales Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem ist in transversaler Richtung in Abbildung 4.5 dargestellt. Es gliedert sich in die Jetkammern, CJC1 und CJC2, die Driftkammern, CIZ und COZ, und die Proportionalkammern, CIP und COP, die konzentrisch um die Strahlachse aufgebaut sind.

Durch das zentrale Spurkammersystem wird ein Polarwinkelbereich von $20^\circ \leq \Theta \leq 160^\circ$ abgedeckt.

Die Jetkammern: Bei den Jetkammern handelt es sich um Driftkammern, deren 2640 Signaldrähte parallel zur Strahlachse und um 150 μm alternierend versetzt aufgespannt sind. Die CJC1 ist transversal in 30 Segmente mit je 24 Signaldrähten und die CJC2 in 60 Segmente mit je 32 Signaldrähten unterteilt. Man erreicht eine Auflösung der Ortsmessung in der $r\phi$-Ebene von $\sigma_{r\phi} \approx 170\,\mu$m. In der rz-Ebene wird eine Auflösung von $\sigma_{rz} \approx 22$ mm erreicht.

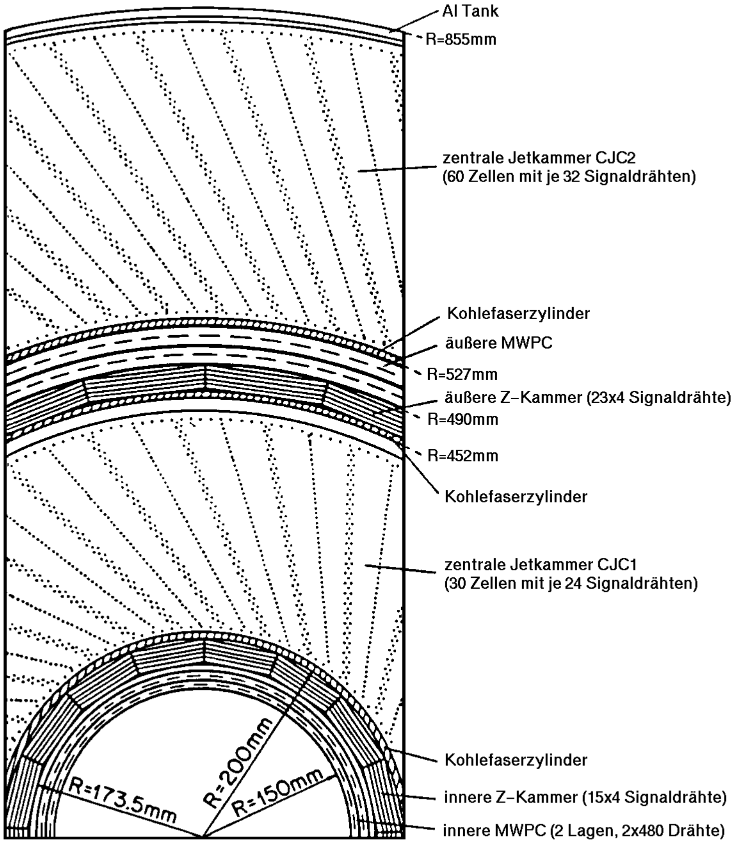

Abbildung 4.5: *Das zentrale Spurkammersystem in der $r\phi$-Projektion.*

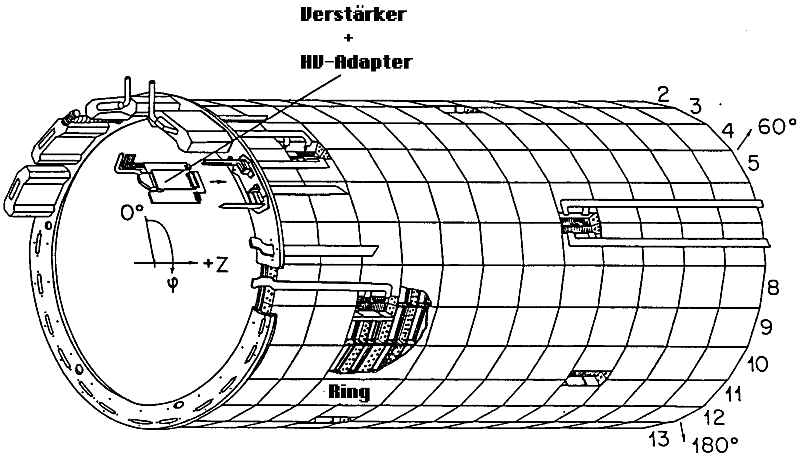

Abbildung 4.6: *Die Driftkammer COZ.*

Die Signale der Jetkammern werden zur Ereignisselektion durch den $DCR\phi$-Trigger in sogenannten Spurmasken zusammengefaßt.

Die Driftkammern: Um die Auflösung in z-Richtung zu verbessern, sind die dünnen Driftkammern CIZ und COZ (Abb. 4.6) installiert. Sie bestehen aus polygonförmig, konzentrisch um die Strahlachse gespannten Signaldrähten. Die COZ ist in 24 Zellen, die CIZ in 15 Zellen unterteilt. Jede Zelle besteht aus vier Signaldrähten. Bei der COZ liegen die vier Drähte jeweils in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse. In den Zellen der CIZ sind die Drahtebenen der in negativer z-Richtung liegenden Zellen um $-45°$ gegen die Proton-Strahlrichtung, die der anderen um $+45°$ geneigt. Dadurch bewirkt man eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Spurrichtung, wogegen bei der COZ auch sogenannte Spiegelspuren gemessen werden.

Die Driftkammern ermöglichen eine Ortauflösung von $\sigma_{rz} \approx 350\,\mu$m.

Die Signaldrahtpulse werden vom RZ-Trigger der ersten Triggerstufe zu Spuren zusammengefügt und dienen so der Ereignisselektion.

Die Proportionalkammern: Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP bestehen aus jeweils zwei Kammerlagen mit parallel zur Strahlachse laufenden Signaldrähten. Die CIP ist in 60 rz-Segmente (*Pads*) und 16 $r\phi$-Pads, und die COP in 18 rz-Pads und 16 $r\phi$-Pads unterteilt.

Die Signale der Pads dienen ausschließlich dem H1-Triggersystem zur Ereignisselektion.

Vorwärtsspurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem besteht aus drei sogenannten Supermodulen. Jedes Supermodul besteht aus

- einem planaren Modul mit drei Driftkammern,
- einer Vieldrahtproportionalkammer,
- einem Übergangsstrahlungsmodul und
- einem radialen Modul mit einer Driftkammer.

Die drei **planaren Driftkammern** sind um 60° gegeneinander verdreht und bestehen jeweils aus 32 Zellen mit je 4 senkrecht zur Strahlachse gespannten Signaldrähten. Man erreicht damit eine Auflösung von $\sigma_{r\phi} \approx 170\,\mu$m. Die **radiale Driftkammer** ist in der $r\phi$-Ebene in 48 Sektoren unterteilt. Jeder Sektor enthält 12 jeweils gegeneinander versetzte Signaldrähte, wodurch eine gute Impulsauflösung erreicht wird. Die Ortsauflösung liegt bei $\sigma_{r\phi} \approx 200\,\mu$m. Lediglich diese Module dienen der Spurrekonstruktion. Die **Vieldrahtproportionalkammer** wird für Triggerzwecke der ersten Triggerstufe benutzt und das **Übergangsstrahlungsmodul** dient der Trennung hochenergetischer Pionen und Elektronen.

Die hintere Spurkammer

Die hintere Spurkammer BDC^2 ist eine Driftkammer, die dazu dient, Spursegmente von Teilchen, die im rückwärtigen Kalorimeter registriert werden, zu bestimmen.

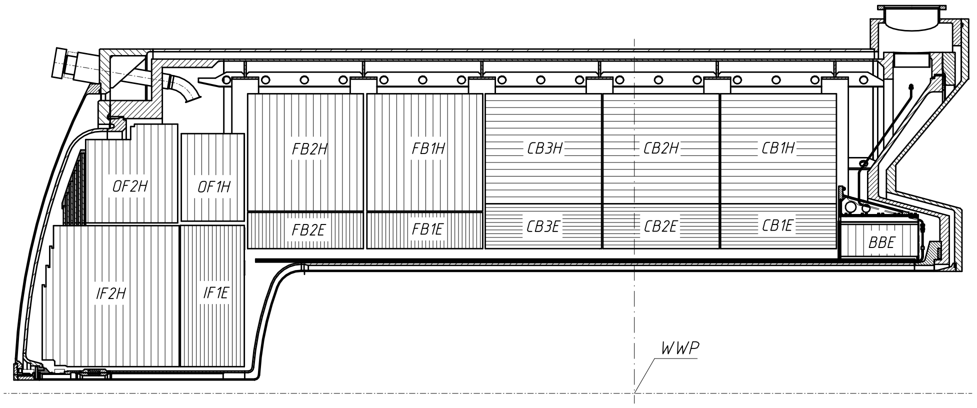

Abbildung 4.7: *Module des LAr-Kalorimeters in der rz-Projektion.*

4.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (engl.: **L**iquid-**Ar**gon-Calorimeter) liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Magnetfeldspule und deckt den Polarwinkelbereich $4° \leq \Theta \leq 153°$ ab. Da das Kalorimeter direkt an die Spurkammern anschließt, ist das inaktive Material vor dem Kalorimeter minimiert. Das LAr-Kalorimeter gliedert sich entlang der Strahlachse in ein hinteres, fünf zentrale und zwei vordere Module (Abbildung 4.7). Die Module unterteilen sich wiederum in insgesamt über 45000 Zellen.

Es handelt sich um ein nicht-kompensierendes *Sampling*-Kalorimeter, das heißt es werden für Absorption und Nachweis unterschiedliche Materialien verwendet. Bei einem nicht-kompensierenden Kalorimeter wird der überwiegende Teil eines elektromagnetischen Schauers als Ionisationsenergie gemessen, während bei einem hadronischen Schauer etwa 30% der Energie durch Anregung und Spaltung von Kernen nicht zum gemessenen Signal beitragen.

Physikalisch unterteilt sich das LAr-Kalorimeter in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil.

- **Elektromagnetischer Teil**: Hier ist das Kalorimeter aus 2.4 mm dicken Absorberplatten aus Blei mit dazwischenliegenden 2.35 mm breiten Spalten, gefüllt mit flüssigem Argon, aufgebaut. Im vorderen Bereich ist der elektromagnetische Teil $30X_0$ Strahlungslängen und im zentralen Bereich $20X_0$ Strahlungslängen dick (Abbildung 4.8). Die Energieauflösung beträgt:

  $$\frac{\sigma_E}{E} = 0.11/\sqrt{E} \bigoplus 0.01\,.$$

  Das hintere Modul (*BBE*) besteht nur aus einem elektromagnetischen Teil.

- **Hadronischer Teil**: Der hadronische Teil besteht aus 1.9 cm dicken Absorberplatten aus Stahl und 0.23 cm breiten Spalten, gefüllt mit flüssigem Argon. Hadronen durchlaufen im vorderen Bereich bis zu acht und im zentralen Bereich bis zu fünf hadronische

---

[2] BDC: **B**ackward **D**rift **C**hamber

Abbildung 4.8: *Das LAr-Kalorimeter in der rz-Projektion. Dargestellt ist die Dicke des Kalorimeters in hadronischen Wechselwirkungslängen* λ *und Strahlungslängen* X_0*. Eingezeichnet sind die Linien gleicher Strahlungslängen* $20 \cdot X_0$ *und gleicher Wechselwirkungslänge* $n \cdot \lambda$ *für Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt IP kommen.*

Wechselwirkungslängen λ (Abbildung 4.8). Die Energieauflösung beträgt mit Wichtung:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.50/\sqrt{E} \bigoplus 0.02\,.$$

4.2.3 Das Spaghetti-Kalorimeter

Das Spaghetti-Kalorimeter (*SpaCal*) ist bei $z = -150\,\mathrm{cm}$ positioniert und überdeckt den Polarwinkelbereich von $153° < \Theta < 178°$. Es ist in einen elektromagnetischen Teil mit 1192 Zellen und einen hadronischen Teil mit 136 Zellen aufgeteilt.

Die Zellen des elektromagnetischen Teils bestehen aus Bleiplatten mit eingebetteten 0.5 mm dicken szintillierenden Fasern. Die Platten sind $4 \times 4 \times 25\,\mathrm{cm}^3$ groß und ermöglichen eine Ortsauflösung von etwa 7 cm für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen. Der elektromagnetische Teil ist $27.5 X_0$ Strahlungslängen bzw. eine hadronische Wechselwirkungslänge dick. Die Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma_E^{em}}{E} = 0.075/\sqrt{E} \bigoplus 0.02$.

Die Zellen des hadronischen Teils bestehen ebenfalls aus Beiplatten mit eingebetteten Fasern. Hier sind die Platten jedoch $12 \times 12 \times 25\,\mathrm{cm}^3$ groß und die Fasern 1 mm dick. Der hadronische Teil ist eine hadronische Wechselwirkungslänge dick und die Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma_E^{had}}{E} \approx 0.3/\sqrt{E}$.

4.2.4 Das Zentrale Myonsystem

Außerhalb der supraleitenden Spule befindet sich ein Eisenjoch, das zur Myonenerkennung und Messung der Restenergie hadronischer Schauer instrumentiert ist (instrumentiertes Eisen). Damit wird ein Polarwinkelbereich von $5° \leq \Theta \leq 171°$ abgedeckt (Abb. 4.3):

- **vordere Endkappe**: $5° \leq \Theta \leq 35°$

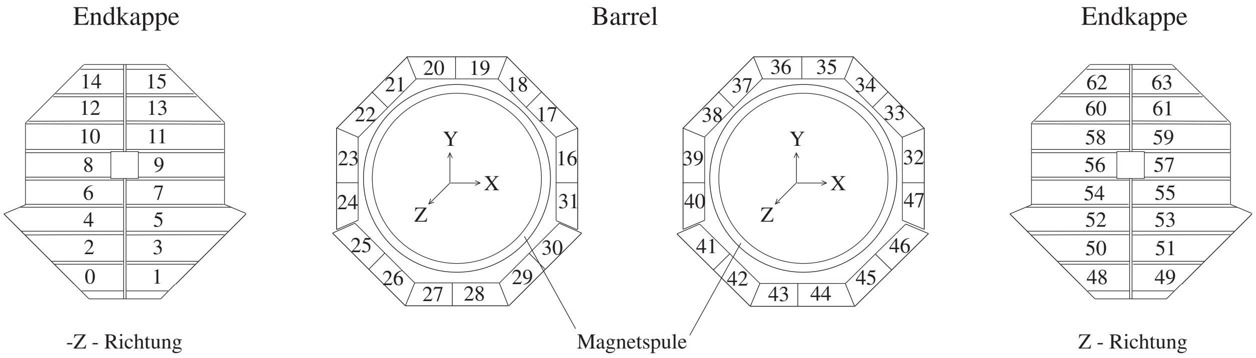

Abbildung 4.9: *Unterteilung des Myondetektors in vier Bereiche mit jeweils 16 Modulen.*

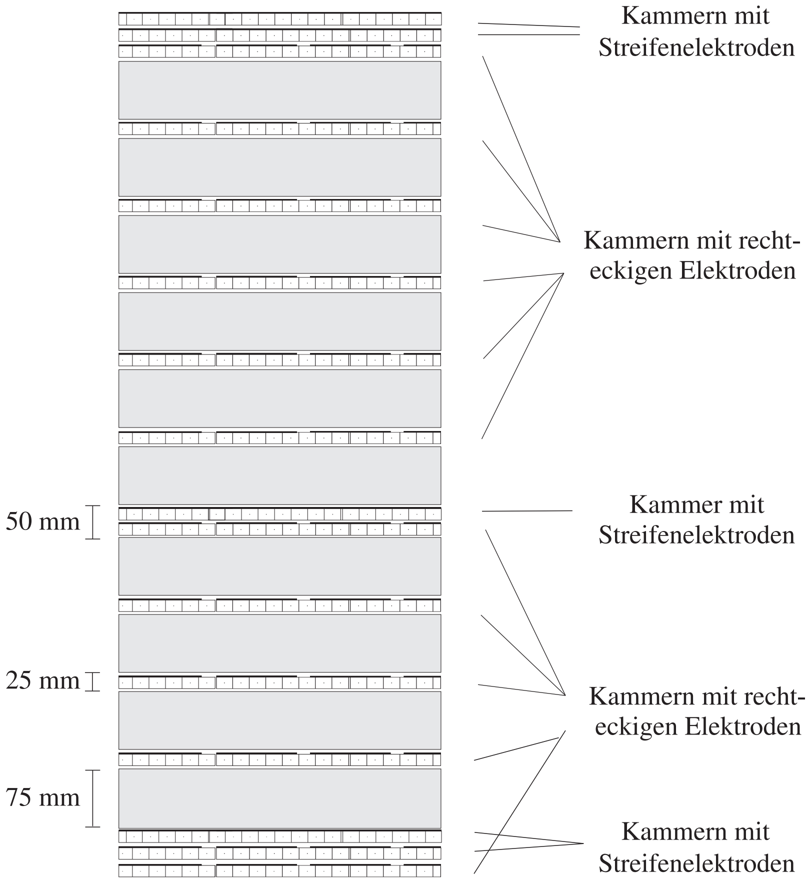

Abbildung 4.10: *Schnitt durch das instrumentierte Eisen.*

- **Zentralbereich** (*Barrel*): $35^\circ \leq \Theta \leq 130^\circ$
- **hintere Endkappe**: $130^\circ \leq \Theta \leq 171^\circ$

Die Endkappen sind in jeweils 16 Module, das Barrel ist in 32 Module unterteilt (Abbildung 4.9).

Das Eisenjoch besteht aus zehn Eisenplatten, die 7.5 cm dick sind, mit 3.5 cm (Endkappen) bzw. 2.5 cm (Zentralbereich) breiten Spalten dazwischen (Abbildung 4.10). Die Spalten sind mit Streamerrohrkammern bestückt, wobei die vierte Spalte doppelt so breit ist und zwei Streamerrohrkammern aufnimmt. Innerhalb und außerhalb des Eisens befinden sich jeweils drei Streamerrohrlagen, die sogenannten Myonboxen.

Die Drähte der Streamerrohrkammern sind $100\,\mu$m dick und im Zentralbereich parallel zur Strahlrichtung, bzw. in den Endkappen parallel zur x-Richtung gespannt. Zur Ortsbestimmung in Richtung der Drähte sind auf jeweils zwei Streamerrohrlagen der Myonboxen und in der mittleren Doppellage streifenförmige Influenzelektroden aufgebracht. Die restlichen Streamerrohrlagen sind mit quadratischen Influenzelektroden, die ebenfalls zur Kalorimetrie verwendet werden, bestückt. Man erreicht so eine Ortsauflösung von ~ 4 mm senkrecht zur Drahtrichtung und etwa 1.2 cm in Drahtrichtung. Die Impulsauflösung beträgt $\frac{\sigma_p}{p} \approx 35\%$ im Zentralbereich und aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes im Bereich der Endkappen nur $\frac{\sigma_p}{p} \gg 100\%$.

In dieser Arbeit wird das instrumentierte Eisen als **Myondetektor** bezeichnet.

4.2.5 Messung des gestreuten Positrons

Das gestreute Positron kann in drei unterschiedlichen Detektorteilen, abhängig vom Energieimpulsübertrag Q^2 auf das Photon am Elektronvertex nachgewiesen werden:

- $\mathbf{Q^2 > 100\,GeV^2}$: Nachweis im LAr-Kalorimeter.
- $\mathbf{100\,GeV^2 \geq Q^2 \geq 1\,GeV^2}$: Nachweis im SpaCal.
- $\mathbf{Q^2 < 0.01\,GeV^2}$: Nachweis im Elektron-Tagger. Es gibt zwei Kleinwinkel-Elektron-Detektoren (*Elektron-Tagger*) in Flugrichtung der gestreuten Positronen. Sie befinden sich bei $z = -33.4$ m bzw. $z = -44.0$ m, entsprechend den Akzeptanzbereichen $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ bzw. $0.08 \lesssim y \lesssim 0.18$. Im Jahr 1996 war der Elektron-Tagger bei $z = -44.0$ m in Richtung der Strahlachse beweglich, so daß hier eine Verschiebung des Akzeptanzfensters möglich war. Die Elektron-Tagger bestehen aus total absorbierenden Čerenkov-Kalorimetern mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen X_0 und einer Auflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = 0.10\sqrt{E} \oplus 0.01$.

4.2.6 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird mittels des Bethe-Heitler-Prozesses

$$ep \to e'p\gamma\,,$$

dessen Wirkungsquerschnitt bekannt ist, gemessen. Der Nachweis erfolgt durch eine Koinzidenz zwischen dem abgestrahlten Photon und dem gestreuten Positron. Die Messung der gestreuten Positronen erfolgt im Elektron-Tagger bei $z = -33.4$ m, die der Photonen im Photondetektor, der bei $z = -102$ m steht und ebenfalls ein total absorbierendes

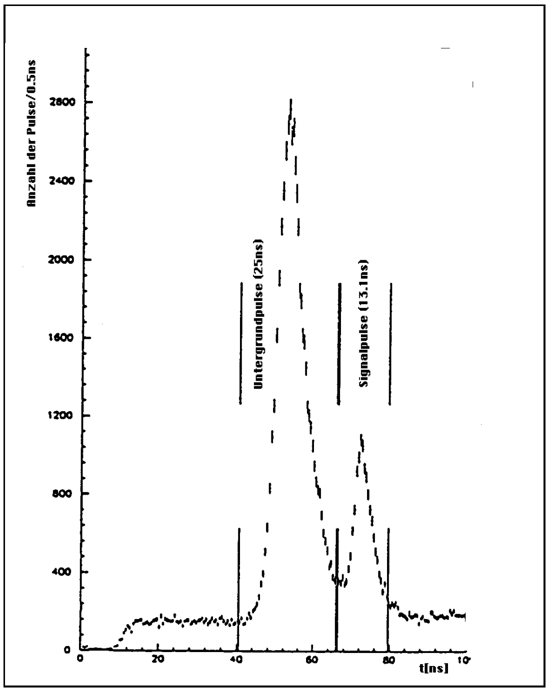

Abbildung 4.11: *Die Zeitfenster des ToFs.*

Čerenkov-Kalorimeter ist. Mit dieser Methode erreicht man eine Genauigkeit in der Luminositätsmessung von $\approx 1.5\%$ [H1-96, Seite 106].

4.2.7 Flugzeitzähler

Um die Strahlbedingungen von HERA zu kontrollieren und frühzeitig Ereignisse, die nicht von Elektron-Proton-Streuungen herrühren, erkennen zu können, sind bei H1 zwei Szintillator-Felder aufgebaut, das Flugzeit-Hodoskop (**T***ime* **o***f* **F***light*) und die Veto-Wand (*Veto wall*).

Das Flugzeitsystem

Das ToF besteht aus zwei Szintillatorebenen, die senkrecht zur Strahlrichtung aufgebaut sind. Die erste steht bei $z = -1.95\,\text{m}$ und die zweite befindet sich bei $z = -2.25\,\text{m}$. Beide Ebenen bestehen aus Szintillator- und Blei-Schichten, die durch Stahlmäntel vom H1-Magnetfeld abgeschirmt sind.

Die Zeitdifferenz zwischen passierenden Protonen- und Positronenstrahl beträgt an der aufgebauten Position des ToFs $\Delta t \approx 13\,\text{ns}$. Das Zeitfenster für den Untergrund beginnt 18 ns vor dem Häufigkeitsmaximum der Untergrundpulse und ist 25 ns lang (Abb. 4.11). Nach 1 ns beginnt das 13.1 ns lange Zeitfenster für Signalpulse. Die Auflösung beträgt 4 ns. Die Zeitinformationen werden im H1-Triggersystem verwendet.

Die Veto-Wand

Die Veto-Wand besteht aus zwei Szintillationszählerwänden, bei $z = -6.5\,\mathrm{m}$ und $z = -8.1\,\mathrm{m}$. Sie bestehen jeweils aus einer kleinen inneren Veto-Wand und einer äußeren Veto-Wand. Die äußere Veto-Wand deckt neben der inneren Veto-Wand auch den gesamten radialen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters ab. Teilchen werden durch zeitliche Koinzidenzen erkannt. Die Auflösung der inneren Veto-Wand beträgt 3 ns, die der äußeren 8 ns. Mit der zeitlichen Koinzidenz kann die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes bis auf 30 cm genau bestimmt werden. Diese Koinzidenzen finden im H1-Triggersystem Verwendung.

Kapitel 5

Trigger

Die Kollisionsrate der Proton- und Positronpakete beträgt bei HERA 10.4 MHz. Die tatsächlich Ereignisrate liegt bei etwa 100 kHz. Da man aber nur mit einer Rate von 5 Hz auf Magnetband speichern will, muß eine drastische Reduktion der Ereignisrate erfolgen. Die Ereignisrate setzt sich aus Untergrundereignissen und einem geringen Anteil physikalisch interressanter Ereignisse zusammen. Der Untergrund bei HERA setzt sich hauptsächlich aus folgenden Ereignisarten zusammen:

- Wechselwirkung defokussierter Protonen oder Positronen mit dem Strahlrohr (*Strahl-Wand-Ereignisse*). Dieses macht den Hauptanteil in der Größenordnung von 100 kHz aus.
- Wechselwirkung der Protonen oder Positronen mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas (*Strahl-Gas-Ereignisse*). Dieser Anteil ist ein bis zwei Größenordnungen kleiner als der von Strahl-Wand-Ereignissen und hängt von der Qualität des Vakuums in den Strahlröhren ab.
- Kosmische Strahlung, die die Wechselwirkungszone mit einer Rate von etwa 1 Hz trifft.
- Hochenergetische Myonen von Strahl-Wand-Ereignissen, die den Detektor parallel zum Strahl durchqueren (*Halo-Myonen*). Die Rate ist abhängig vom Protonstrom und kann bis zu 100 Hz betragen.
- Synchrotonstrahlung.

Die vom Proton induzierten Ereignisse des Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrundes werden durch die Forderung nach einem rekonstruierten Vertex nahe dem nominellen Wechselwirkungspunkt reduziert. Untergrund, der von Myonen ausgeht, kann durch Koinzidenzen zwischen Spuren im Myonsystem und Spuren im Spurkammersystem vermindert werden. Die Synchrotronstrahlung wird durch im Strahlrohr befindliche Kollimatoren eingeschränkt. Leider war 1995 ein Kollimator (C3) schlecht positioniert und verursachte einen signifikanten Anteil am Gesamtuntergrund.

5.1 Das H1-Triggersystem

Das H1-Triggersystem [Els93] gliedert sich in vier Stufen L1 bis L4 und ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Die erste und vierte Stufe sind voll funktionsfähig, während die zweite und dritte Stufe 1995 in einer Testphase waren.

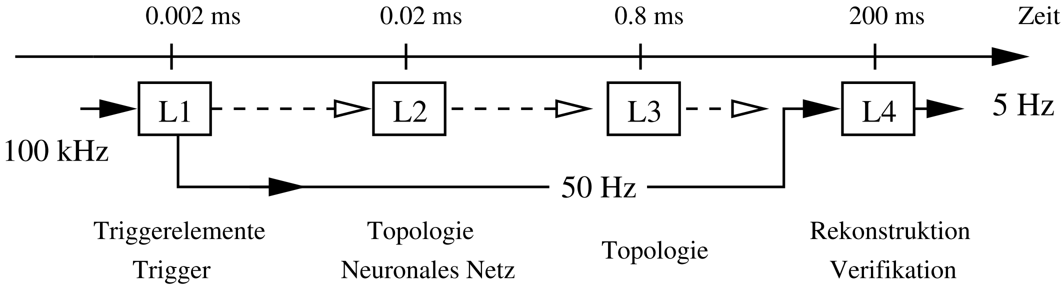

Abbildung 5.1: *Triggerstufen des H1-Experimentes.*

In der *ersten Triggerstufe* werden die einzelnen Triggersignale (Triggerelemente) der jeweiligen Subdetektoren logisch zu Triggern verknüpft. Anschließend können die *zweite* und *dritte Triggerstufe* mit Hilfe Neuronaler Netze bzw. topologischer Verknüpfungen aus den Detektorsignalen L1-Entscheidungen verifizieren. Erst dann wird das Ereignis ausgelesen. Die erhaltenen Daten werden der *vierten Triggerstufe* zugeführt, die eine Schnellrekonstruktion durchführt und entscheidet, ob das Ereignis auf Magnetband geschrieben wird.

5.1.1 Die erste Triggerstufe (L1)

Die Triggerelemente der ersten Triggerstufe aktualisieren ihre Information alle 96 ns mit der HERA-Umlauffrequenz. Da die Triggerelemente der einzelnen Subdetektoren die notwendige Detektorinformation erst nach einigen HERA-Takten zur Verfügung haben, werden die Daten über sogenannte *Pipelines* verzögert. Dabei wird ein zeitliches Abbild der Eingangsdaten in Schieberegistern festgehalten (siehe auch Funktionsweise des RZ-Triggers in Abschnitt 5.2.3).

Nach 22 HERA-Perioden werden die Triggerelemente im Zentral-Trigger (CTC, *central trigger controller*) gemäß verschiedener Topologien zu 128 Triggern kombiniert. Ist ein Trigger erfüllt, werden die *Pipelines* angehalten, und die Totzeit beginnt mit der Auslese der vollen Detektorinformation. Außerdem beginnen die zweite und dritte Triggerstufe mit der Verifikation der angesprochenen Trigger.

Wenn die Rate eines Triggers zu hoch ist, wird nur jedes n-te Triggersignal berücksichtigt (*Unterdrückungsfaktor* n, *prescaling*). Durch vier *Triggerphasen* ist es möglich den Strahlzustand durch veränderte Triggerkomposition oder unterschiedliche Unterdrückungsfaktoren zu berücksichtigen. In der Regel wird bei Beginn einer HERA-Füllung die Triggerphase 1 gewählt und mit Verbesserung der Strahlbedingungen zu den nächst höheren Triggerphasen gewechselt. Ein Triggerphasenwechsel ist abhängig von der Totzeit und von der Ausgangsrate der vierten Triggerstufe. Im Jahr 1995 war die Summe der Triggerraten für schwere Quarks auf etwa 10 Hz beschränkt, während die Gesamtrate der ersten Triggerstufe unter 40 Hz lag.

5.1.2 Die zweite und dritte Triggerstufe (L2,L3)

Die zweite und dritte Triggerstufe können die Triggerdaten der Detektoren lokal miteinander verknüpfen und so komplexere Bedingungen als die erste Triggerstufe testen. Die zweite Triggerstufe gliedert sich in zwei parallel laufende Verfahren, die in 0.02 ms entscheiden:

1. einen Neuronalen-Netzwerk-Trigger,
2. einen Topologischen Trigger.

Die dritte Triggerstufe verwendet u.a. die gleichen Informationen wie L2 und wertet sie innerhalb von 0.8 ms mit Mikroprozessoren aus. Im Jahr 1995 wurde die dritte Triggerstufe noch nicht genutzt.

5.1.3 Die vierte Triggerstufe (L4)

Der vierten Triggerstufe steht die gesamte Detektorinformation zur Verfügung. Eine Mikroprozessorfarm bestehend aus 31 Mikroprozessoren führt *online* eine Schnellrekonstruktion des Ereignisses durch. Dabei bearbeitet jeweils ein Prozessor ein Ereignis. Die angesprochenen Trigger der ersten Stufe werden überprüft und bestimmen somit, welche Rekonstruktionsmodule aufgerufen werden. Wird die Triggerentscheidung verifiziert, so werden die Daten auf Magnetband geschrieben.

Im Jahr 1995 erhielt man mit der vierten Stufe eine Datenreduktion von 50%.

5.2 Triggerelemente der ersten Triggerstufe

In diesem Abschnitt werden die Triggerelemente beschrieben, die zur Selektion von Ereignissen mit Myonsignatur verwendet werden. Dabei wird auch das Ansprechverhalten der Triggerelemente mit Hilfe von Daten bestimmt und mit den Triggersimulationen verglichen.

5.2.1 Überprüfung der Triggerwahrscheinlichkeiten

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Trigger werden mit Hilfe zweier Datensätze bestimmt. Die Wahl des Datensatzes richtet sich nach dem Triggerelement, dessen Ansprechverhalten untersucht werden soll. Allgemein ist wichtig, daß das zu untersuchende Triggerelement in den Triggern des Datensatzes nicht explizit auftritt, d.h. daß man einen von diesem Triggerelement unabhängigen Datensatz benutzt.

Zur Überprüfung der Triggerwahrscheinlichkeiten der Spurtrigger wird der in Kapitel 8 vorgestellte Datensatz der Untergrundselektion benutzt (Tabelle 8.1, Zeile A-E). Zusammengefaßt handelt es sich dabei um Ereignisse, die mindestens eine Spur mit einem Impuls $p > 2.5\,\mathrm{GeV}$ im Polarwinkelbereich von $35° < \Theta < 130°$ (*dominierendes Teilchen*) und mindestens einen *Jet* mit einer zur z-Achse transversalen Energie von $E_t > 6.5\,\mathrm{GeV}$ besitzen. Dieser Datensatz wird im folgenden **Spur-Jet-Datensatz** genannt.

Die Überprüfung des in dieser Analyse verwendeten Triggerelementes des Myondetektors erfolgt mit der in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Vorselektion von Myonkandidaten. Dabei handelt es sich um Ereignisse mit mindestens einem im zentralen Myondetektor nachgewiesenen Myonkandidaten mit einem Impuls von $p_\mu > 1\,\mathrm{GeV}$ im Polarwinkelbereich zwischen $35° < \Theta < 130°$. Um von dem Myontriggerelement unabhängig zu werden, werden nur Trigger verwendet, die auf das gestreute Positron angesprochen haben, also SpaCal- oder Kleinwinkel-Elektron-Trigger, oder solche, die auf eine Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter reagieren. Insbesondere darf das zu untersuchende Triggerelement keiner der benutzten Triggerkonfigurationen angehören. Dieser Datensatz wird folgend **Ein-Myon-Datensatz** genannt.

Abhängig von dem untersuchten Triggerelement, also dem verwendeten Datensatz, werden unterschiedliche Observablen benutzt, um das Verhalten der Triggerwahrscheinlichkeit zu bestimmen. Im Fall des **Ein-Myon-Datensatzes** wird das Ansprechverhalten der untersuchten Triggerelemente in Abhängigkeit von Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ und den in Abschnitt 7.4.3

und Abschnitt 7.4.4 definierten Ereignisgrößen $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A des Myonkandidaten betrachtet.

Wird der **Spur-Jet-Datensatz** benutzt, so wird das Ansprechverhalten der Triggerelemente als Funktion von Impuls p, Polarwinkel Θ und den in Abschnitt 8.4.1 definierten Größen $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A des *dominierenden Teilchens* untersucht. Es ist wichtig, daß eine Abhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit von den Observablen $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A richtig beschrieben wird, da mit diesen Größen die Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte schwerer Quarks erfolgt.

Die ermittelten Triggerwahrscheinlichkeiten werden mit denen, die sich aus den beiden verwendeten Monte-Carlo-Simulationen ergeben, verglichen. Es werden die Aroma- und Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen einzeln betrachtet, da teilweise unterschiedliche Triggerelement-Simulationen verwendet wurden und sich unterschiedliche Triggerwahrscheinlichkeiten bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte bemerkbar machen. Abweichungen zwischen gemessenen Triggerwahrscheinlichkeiten in den Daten und Triggerwahrscheinlichkeiten in den Monte-Carlo-Simulationen werden entweder direkt durch Umgewichten oder im systematischen Fehler berücksichtigt. Der systematische Fehler ergibt sich jeweils aus der mittleren Abweichung der Triggerwahrscheinlichkeiten zwischen den Monte-Carlo-Simulationen und den Daten.

5.2.2 Spurtrigger

In diesem Abschnitt werden die Spurtrigger vorgestellt, die 1995 an der Selektion der Myonkandidaten beteiligt waren. Dabei handelt es sich um Trigger, die Ereignisinformationen der Proportionalkammern und der zentralen Jetkammern auswerten. Insbesondere wird ein neuer Trigger vorgestellt, der 1995 noch nicht an der Selektion der Myonkandidaten beteiligt war, aber 1996 zusätzlich als unabhängiger Trigger eingesetzt wurde und die Ereignisinformationen der zentralen Driftkammern auswertet.

Der Z-Vertex-Trigger

Der Z-Vertex-Trigger wertet die Daten der Vieldrahtproportionalkammern aus, um damit in einer groben Auflösung die z-Koordinate des Ereigniswechselwirkungspunktes bestimmen zu können. Dazu dienen hintereinanderliegende Auslese-Elektroden, von denen jeweils zwei von der CIP und COP oder CIP und FPC kommen. Liegen vier der Ausleseelektroden auf einer Geraden (siehe Abbildung 5.2), deren Kreuzungspunkt mit der z-Achse im Wechselwirkungsbereich liegt, spricht man von einem Strahl (*Ray*). Der Wechselwirkungsbereich ist dabei auf den Bereich von $\pm 40\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt eingeschränkt. Die rz-Ebene und die $r\phi$-Ebene sind jeweils in 16 Bereiche unterteilt. Die ersten vier Polarwinkelbereiche sind den Vorwärtsproportionalkammern zugeordnet.

Der Wechselwirkungsbereich ist in 16 gleichgroße Abschnitte eingeteilt. Jeder gefundene Strahl macht einen Eintrag in dem seinem Kreuzungspunkt mit der z-Achse zugehörigen Abschnitt. Fallen mehrere Strahlen in den gleichen Abschnitt werden die Einträge in diesem Abschnitt aufsummiert, und es entsteht das *Z-Vertex-Histogramm*, dessen höchster Eintrag den Ereigniswechselwirkungspunkt repräsentiert.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für einen einzelnen Strahl im Polarwinkelbereich von $20^\circ < \Theta < 160^\circ$ beträgt 80%, wenn das Ansprechen aller vier Ausleseelektroden verlangt wird. Damit erhält man eine Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 94% für eine einzelne Ausleseelektrode.

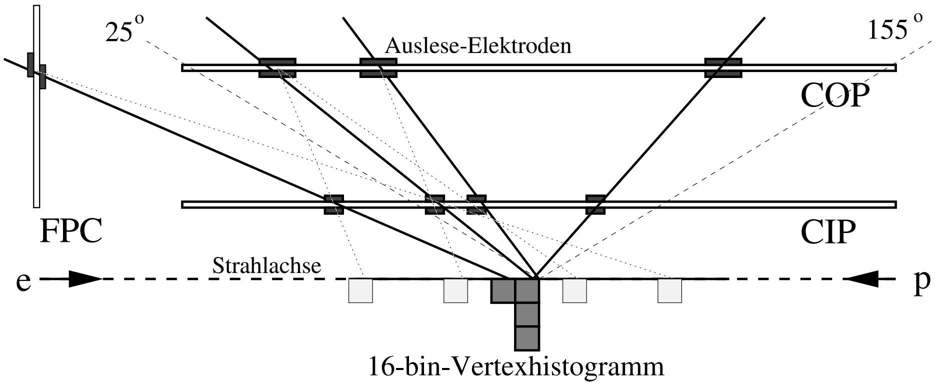

Abbildung 5.2: *Entstehung des Z-Vertex-Histogramms: Für jeden Strahl werden bis zu vier Elektroden kombiniert. Die Strahlen werden auf die z-Achse verlängert und geben dort einen Eintrag in dem Z-Vertex-Histogramm. Die durchgezogenen Linien symbolisieren Teilchen, die sich vom Vertex wegbewegen. Diese führen zu richtigen Kombinationen, die ein Maximum ergeben. Die gepunkteten Strahlen sind falsche Kombinationen der Elektroden, die die z-Achse im Bereich des Z-Vertex-Histogramms treffen.*

Die Triggerentscheidungen des Z-Vertex-Triggers ergeben sich aus dem Z-Vertex-Histogramm, in dem man die Anzahl der Einträge in dem Abschnitt mit den meisten Einträgen N_{max} mit der Summe aller anderen Einträge N_{Rest} vergleicht. Auf diese Art kann man Maxima mit unterschiedlicher Signifikanz verlangen. Im folgenden sind die in dieser Arbeit verwendeten Bedingungen aufgeführt:

- zVtx_small:
  - In dem Abschnitt mit den meisten Einträgen müssen ein bis fünf Strahlen sein: $1 \leq N_{max} \leq 5$.
  - Im restlichen Bereich dürfen nicht mehr als zwei Strahlen sein: $N_{Rest} \leq 2$.
- zVtx_sig1:
  - Der Abschnitt mit den meisten Einträgen muß sich signifikant von der mittleren Anzahl in den anderen Abschnitten abheben:

$$\frac{N_{max} - \frac{N_{Rest}}{15}}{\sqrt{N_{max}}} > 1.5$$

.

Im Akzeptanzbereich der ersten Bedingung befinden sich Ereignisse mit nur wenigen Spuren. Ereignisse mit semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks besitzen eine hohe Spurmultiplizität, liegen also typischerweise außerhalb des Akzeptanzbereiches dieses Triggerelementes. Die zweite Bedingung liegt im Akzeptanzbereich hoher Multiplizitäten. In der Konfiguration des Triggers für Myonkandidaten im zentralen Myondetektor wurden beide Bedingungen, verknüpft durch ein logisches „ODER“, eingesetzt. Für die Selektion von semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks hätte auch eine Triggerkonfiguration nur mit dem Triggerelement zVtx_sig1 genügt.

Die Triggerwahrscheinlichkeit der logischen Oder-Verknüpfung von zVtx_small und zVtx_sig1 (zVtx_small || zVtx_sig1) wurde mit dem **Spur-Jet-Datensatz** bestimmt. In Abbildung 5.3 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit oben in Abhängigkeit des Spurimpulses p und des Polarwinkels Θ und unten in Abhängigkeit von $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* dargestellt. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist von keiner der Observablen abhängig. Sie beträgt im Mittel 96%. Abweichungen der Monte-Carlo-Simulationen untereinander und zu den Daten betragen etwa zwei Prozent und werden erst später (Abschnitt 5.2.5) bei der Kombination mit den anderen Spurtriggern berücksichtigt.

Der DCRϕ-Trigger

Der DCRϕ-Trigger erhält seine Daten von 10 der 56 radialen Drahtlagen der zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2. Anhand von vorgegebenen Masken werden Spuren in der Rϕ-Ebene erkannt. Spuren mit einem transversalen Impuls $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$ innerhalb des Polarwinkelbereiches $30° < \Theta < 150°$ können mit einer Wahrscheinlichkeit von 85% bis 90% nachgewiesen werden. Durch die Definition der Masken können auch Transversalimpuls und Ladung der Spur grob rekonstruiert werden. Die Triggerelemente ergeben sich aus den angesprochenen Spurmasken:

- DCRϕ_Ta: Mindestens eine angesprochene Maske für eine Spur mit einem transversalen Impuls $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$.
- DCRϕ_TH: Mindestens eine angesprochene Maske für eine Spur mit einem transversalen Impuls $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$.
- DCRϕ_TN: Mindestens eine angesprochene Maske für eine Spur mit einem transversalen Impuls $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$ und negativer Ladung.

Die Triggerwahrscheinlichkeit der Triggerelemente des DCRϕ-Triggers werden analog zu denen des Z-Vertex-Triggers mit dem **Spur-Jet-Datensatz** bestimmt. Die Abbildungen 5.4, 5.5 und 5.6 zeigen die Triggerwahrscheinlichkeiten der oben aufgelisteten Triggerelemente des DCRϕ-Triggers in Abhängigkeit von Impuls p, Polarwinkel Θ, $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A des dominierenden Teilchens für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen.

Die Triggerwahrscheinlichkeit von DCRϕ_Ta (Abb. 5.4) zeigt in den Daten und im Aroma-Monte-Carlo keine Abhängigkeit von einer der Observablen und beträgt über 99%. Das Untergrund-Monte-Carlo liefert eine 2-3% niedrigere Triggerwahrscheinlichkeit. Insbesondere $p_{tr\phi}$ zeigt eine schwach fallende Abhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit.

Diese Beobachtungen bestätigen sich auch bei der Triggerwahrscheinlichkeit des Triggerelementes DCRϕ_TH (Abb. 5.5) und werden bei der Triggerwahrscheinlichkeit von DCRϕ_TN (Abb. 5.6) noch ausgeprägter. Die Abweichung der im Untergrund-Monte-Carlo ermittelten Triggerwahrscheinlichkeit wächst auf etwa 5%. Das Aroma-Monte-Carlo zeigt eine große Schwankung der Triggerwahrscheinlichkeit, die zwischen der der Daten, mit einer Triggerwahrscheinlichkeit von über 99%, und der des Untergrund-Monte-Carlo liegt.

Die notwendigen Korrekturen werden erst nach der Kombination mit den Triggerelementen des Z-Vertex-Triggers bestimmt.

5.2.3 Der RZ-Trigger

Der RZ-Trigger ist ein Spurtrigger, der seine Daten von den zentralen Driftkammern CIZ und COZ erhält (siehe Abbildung 5.7). Er ist in der Lage, sowohl physikalisch positive

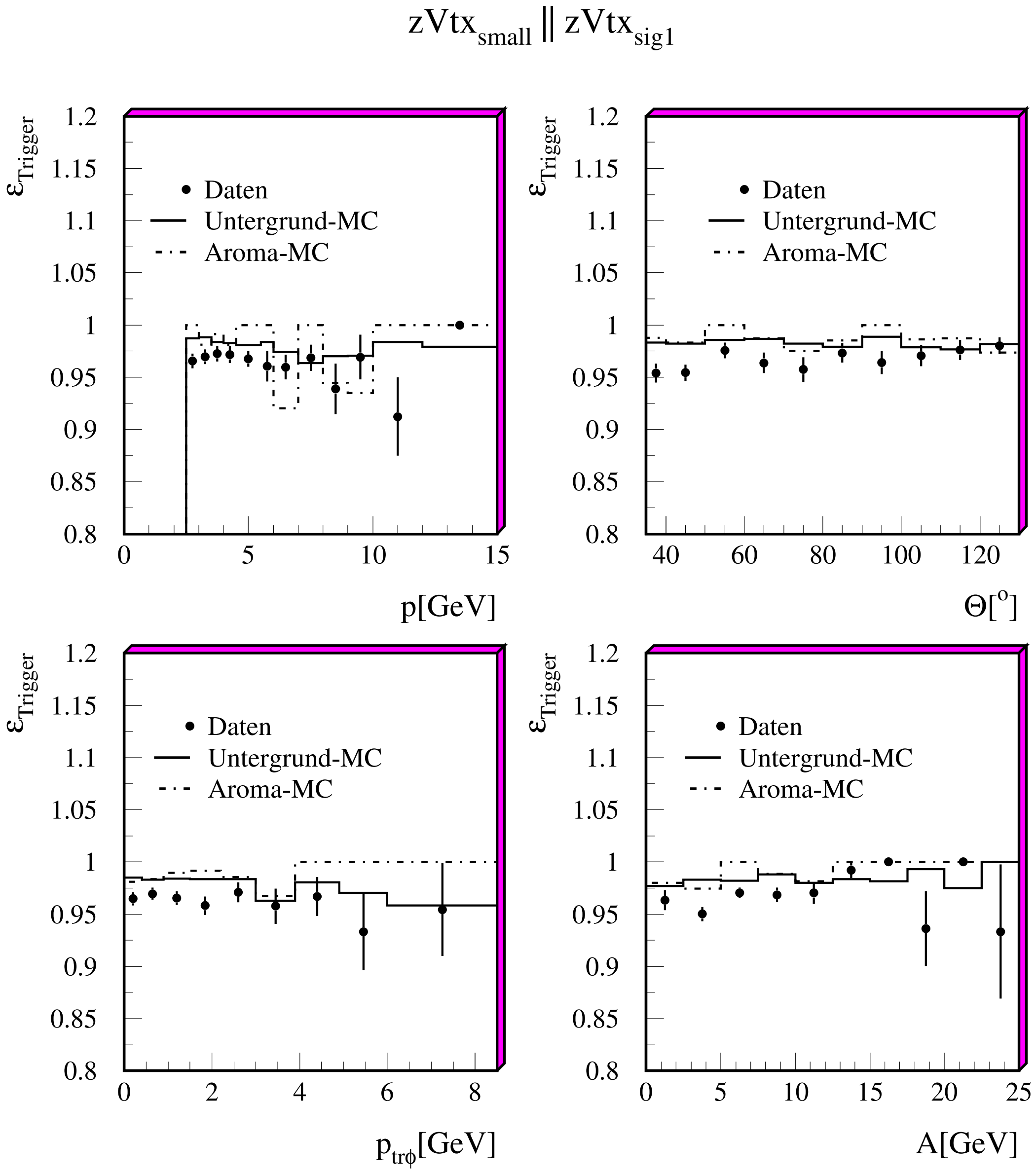

Abbildung 5.3: *Wahrscheinlichkeit, daß mindestens eines der Triggerelemente zVtx_small oder zVtx_sig1 angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm). Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel* Θ*,* $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses (dominierendes Teilchen) dargestellt.*

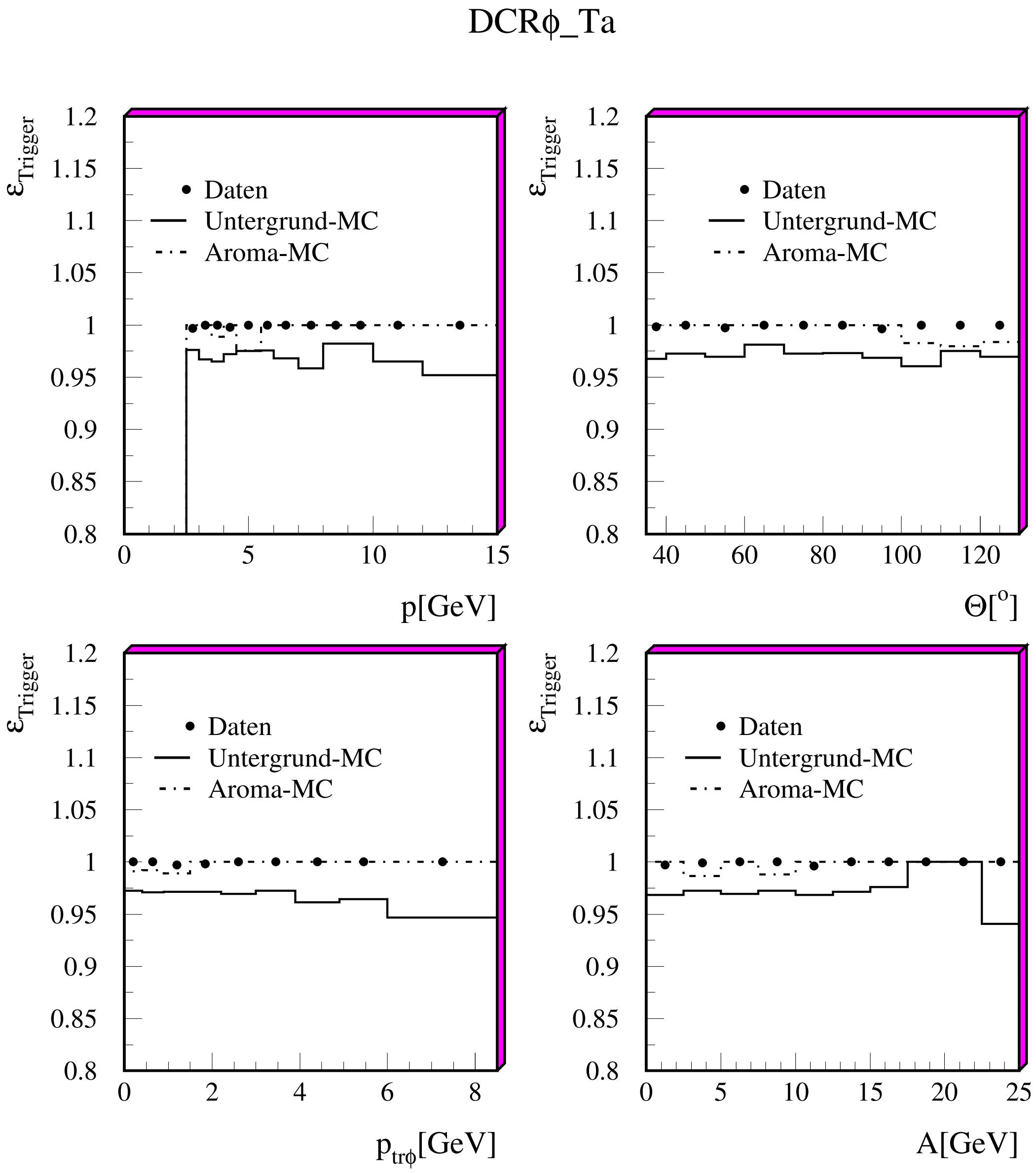

Abbildung 5.4: *Wahrscheinlichkeit, daß das Triggerelement DCRϕ_Ta angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm). Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel* Θ, $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses (dominierendes Teilchen) dargestellt.*

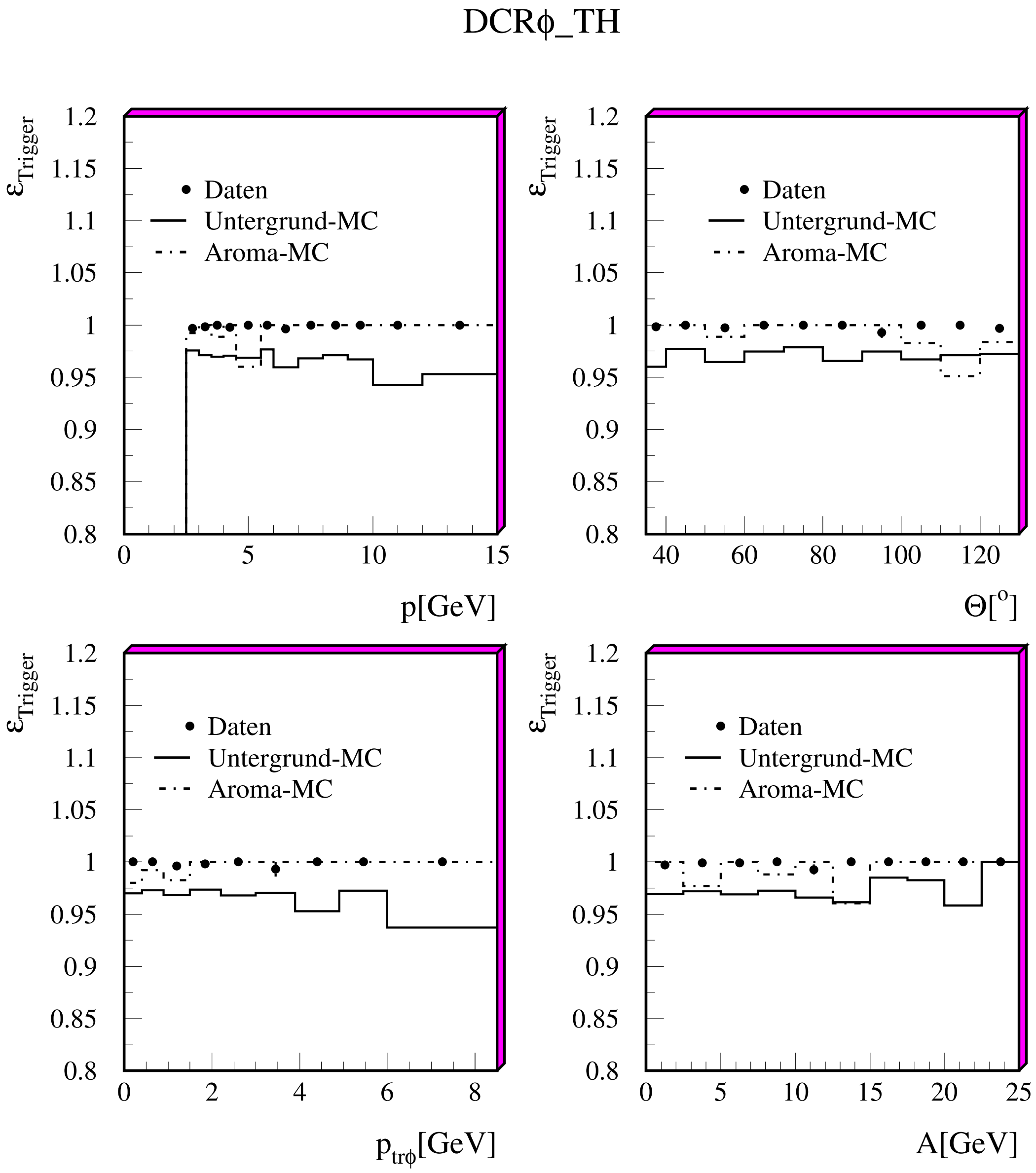

Abbildung 5.5: *Wahrscheinlichkeit, daß das Triggerelement DCRϕ_TH angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm). Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel* Θ, $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses* (dominierendes *Teilchen) dargestellt.*

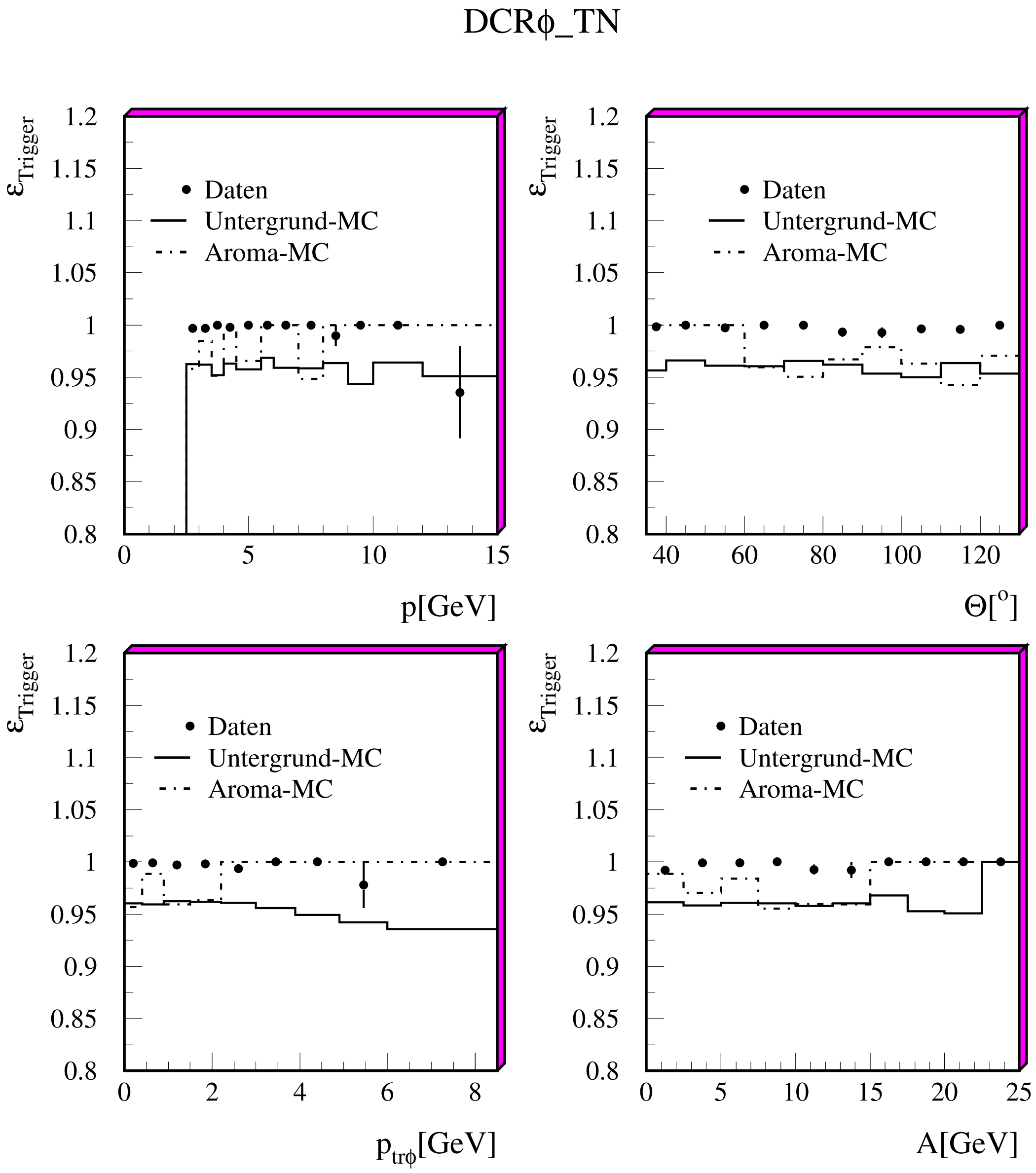

Abbildung 5.6: *Wahrscheinlichkeit, daß das Triggerelement DCRϕ_TN angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm). Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel* Θ, $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses (dominierendes Teilchen) dargestellt.*

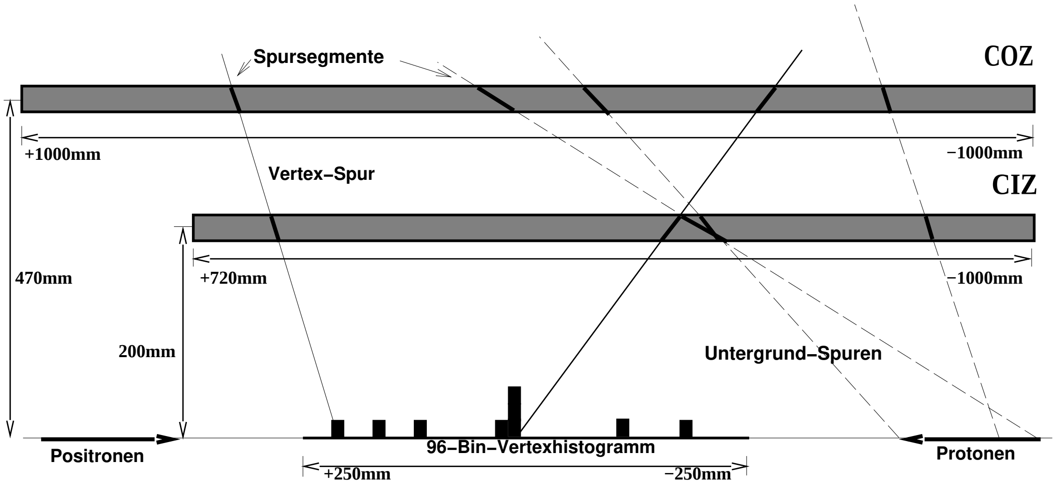

Abbildung 5.7: *Funktion des RZ-Triggers: Die getrennt gefundenen Vertex-Spursegmente der Driftkammern CIZ und COZ werden zu Vertexspuren kombiniert. Die durch die Kombination gefundenen Schnittpunkte mit der z-Achse füllen ein 96-Bin-Vertex-Histogramm auf dessen Basis Triggerentscheidungen gefällt werden. Die gefundenen Untergrundspursegmente werden gewichtet aufsummiert und bilden ein Maß für den Untergrund.*

Entscheidungen, als auch Entscheidungen gegen Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrund zu fällen. Die letztere Bedingung wurde 1995 und 1996 als Veto-Funktion bei ungefähr 50% der L1-Trigger eingesetzt. Die positive Entscheidung war 1995 nur in einigen Testtriggern und 1996 als Kontrolltrigger für den Z-Vertex-Trigger eingesetzt.

Funktionsweise

Durch Einleiten der Signaldrahtpulse der Driftkammern CIZ und COZ in Schieberegister erhält man ein zeitlich quantisiertes Abbild der Ladungsverteilung in den jeweiligen Zellen. Durch geeignete Kombination der Signaldrahtpulse einer Driftkammerzelle lassen sich in jeder Zelle Spursegmente rekonstruieren, die entweder von Teilchenspuren aus Richtung des Vertex (*Vertexspursegmente*) oder von Teilchenspuren aus Protonrichtung (*Untergrundspursegmente*) stammen. Die Vertexbereich umfaßt dabei den Bereich von $-25\,\mathrm{cm} \leq z \leq 25\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt.

Der RZ-Trigger war so konfiguriert, daß 1995 und 1996 nur in den Zellen mit $z < 0$ Untergrundspursegmente gefunden werden konnten.

Durch gewichtetes Aufsummieren der Untergrundspursegmente zur *Untergrundsumme* ($NVTXBG$) erhält man ein Maß für den Untergrundanteil des Ereignisses.

Zur Weiterverarbeitung werden die gefundenen Vertexspursegmente wiederum in Schieberegister gefüllt. Dadurch erhält man ein zeitliches Abbild der Spursegmente innerhalb einer Driftkammerzelle. Durch Kombination der Spursegmente von COZ-Zellen mit denen der CIZ-Zellen wird versucht, ganze Spuren, die vom Vertexbereich stammen, zu rekonstruieren. Von den erfolgreich gefundenen Kombinationen werden die Koordinaten der Schnittpunkte mit der z-Achse in einem Vertexhistogramm, das 96 Abschnitte (*Bins*) umfaßt, festgehalten.

Triggerelemente

Basierend auf dem Vertexhistogramm und der Untergrundsumme ($NVTXBG$) werden die Triggerelemente des RZ-Triggers gebildet. Um die Auflösung der Spurfindung zu berücksichtigen, wird aus dem Vertexhistogramm ein Nachbarsummenhistogramm aus ebenfalls 96 Abschnitten gebildet, indem jeweils die Einträge H des i-ten und des $(i+1)$-ten Abschnitts addiert werden, $NS_i = H_i + H_{i+1}$. Ein Maß für den Anteil an falsch rekonstruierten Spuren bildet die Vertexsumme ($VTXBG$) durch Summation aller Einträge, $VTXBG = \sum_i H_i$. Um die Signifikanz S, die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit ist, daß alle Spuren vom selben Ursprung kommen, bestimmen zu können, wird der Abschnitt mit den meisten Einträgen P benötigt, $P = \max(NS_i)$. Daraus werden die Triggerelemente wie folgt bestimmt:

- RZ_MulMin_6 = $P \geq 6$
- RZ_MulMin_4 = $P \geq 4$
- RZ_MulMin_2 = $P \geq 2$
- RZ_MulMin_1 = $P \geq 1$
- RZ_non_vtx = $b \cdot NVTXBG \geq a_1 + a_2 \cdot P$
- RZ_COZBwd = mindestens eine gefundene Vertexspur mit COZ-Spursegment bei $z_{Zelle} < 0$
- RZ_sig1 = $a_1 + a_2 \cdot P < NS_i - a_3 \cdot VTXBG$ für mindestens ein NS_i innerhalb von jeweils 10 zusammenhängenden Histogrammabschnitten.

Die Faktoren a_1, a_2, a_3, b sind einstellbare Faktoren, die im Fall von b festverdrahtet sind. Sie sind 1995 und 1996 auf Ereignisse mit schweren Quarks optimiert ($a_1 = 0.35$, $a_2 = 0.7$, $a_3 = 0.02$, $b = 0.05$).

5.2.4 Triggerwahrscheinlichkeit der Triggerelemente des RZ-Triggers

Die Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeiten der Triggerelemente RZ_MulMin_1 und RZ_sig1 konnte mit dem **Ein-Myon-Datensatz** und Trigger S19 erfolgen, da dieser, außer während einer kurzen Datennahmeperiode, die ausgeblendet wurde, nicht die Triggerelemente des RZ-Tiggers enthielt. In den Jahren 1995 und 1996 gab es noch keine in die H1-Simulation integrierte Triggersimulation des RZ-Triggers.

In Abbildung 5.8 bzw. Abbildung 5.9 sind die Triggerwahrscheinlichkeiten der Triggerelemente RZ_MulMin_1 bzw. RZ_sig1 als Funktion des Impulses p_μ, des Polarwinkels Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A der Myonkandidaten dargestellt. Das Triggerelement RZ_MulMin_1 besitzt eine von den untersuchten Größen unabhängige Triggerwahrscheinlichkeit von im Mittel 75%. Dieses liegt an dem 1995 beginnenden Ausfall von Detektorzellen, der sich in den Jahren 1996 und 1997 ausweitete, und ist in der schlechten Signaleffizienz der COZ von 59% ([Beh95, Beh96]) begründet. Auch die Triggerwahrscheinlichkeit des Triggerelements RZ_sig1 zeigt keine Abhängigkeit von den untersuchten Größen und liegt bei etwa 60%.

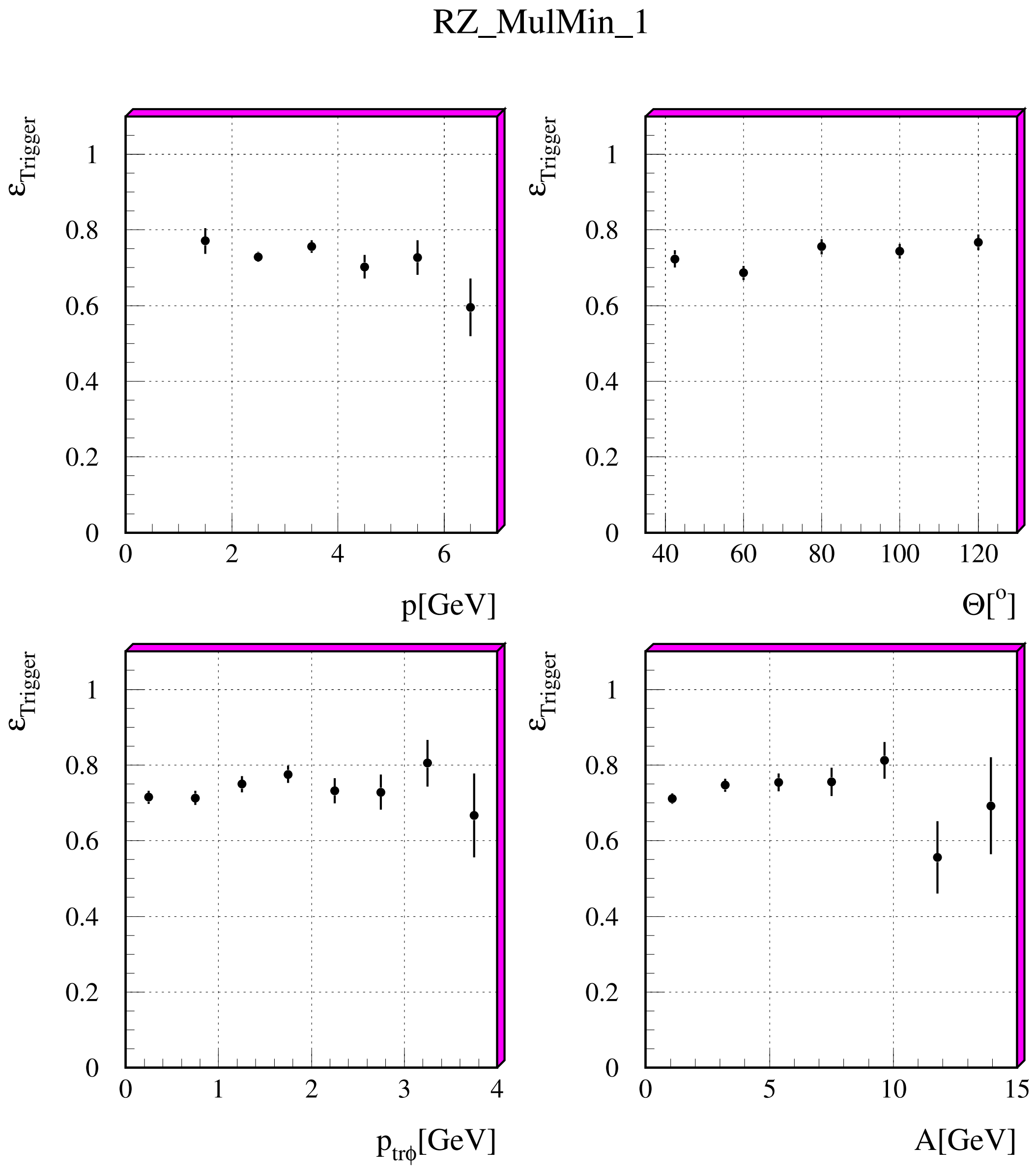

Abbildung 5.8: *Wahrscheinlichkeit des Triggerelementes des RZ-Triggers RZ_MulMin_1 bestimmt mit dem* **Ein-Myon-Datensatz** *als Funktion von Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und Aktivität A des Myons.*

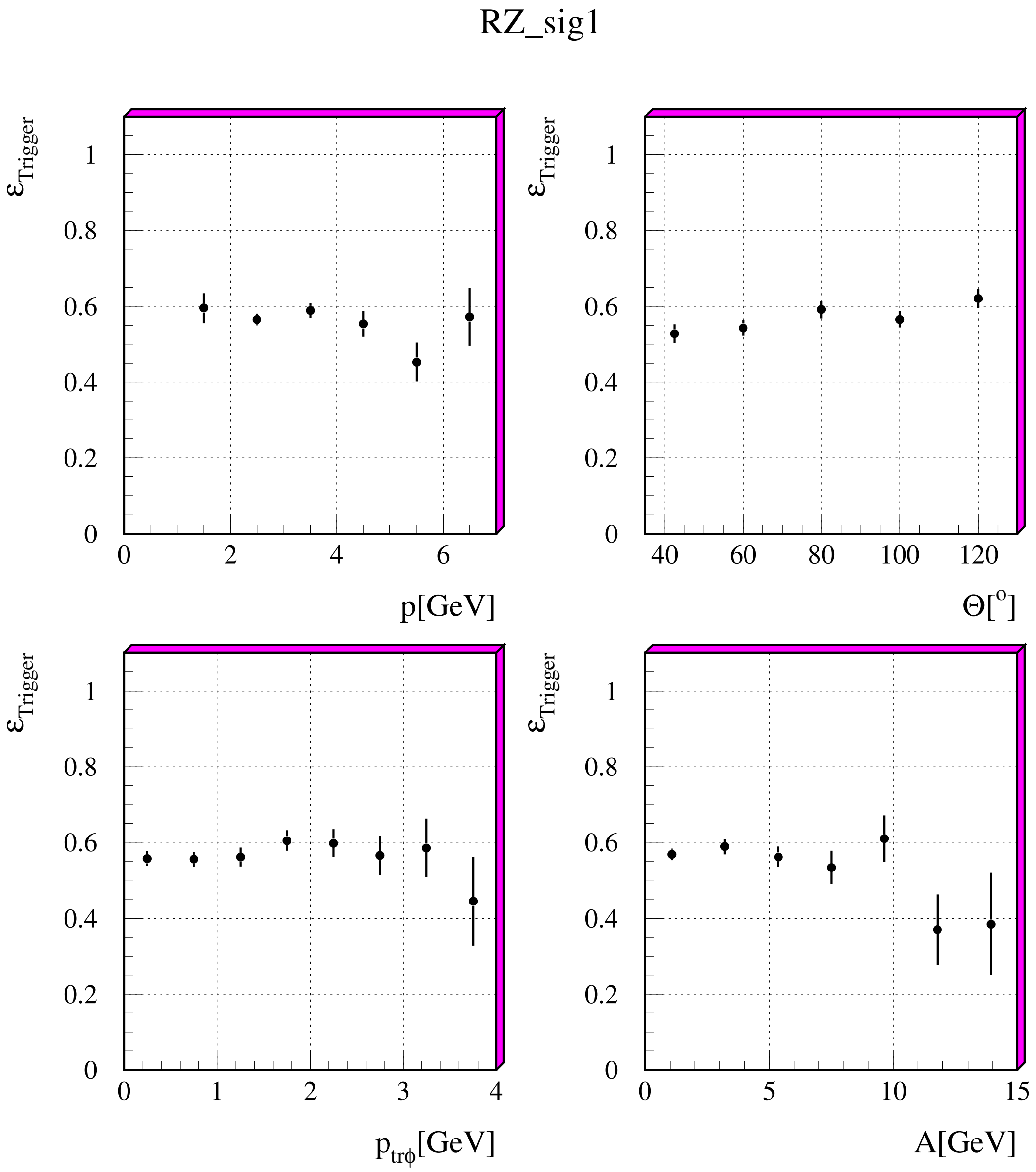

Abbildung 5.9: *Wahrscheinlichkeit des Triggerelementes des RZ-Triggers RZ_sig1 bestimmt mit dem* **Ein-Myon-Datensatz** *als Funktion von Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und Aktivität A des Myons.*

RZ_Veto

Im Jahr 1995 wurden folgende Triggerelemente des RZ-Triggers als Veto-Funktionen eingesetzt:

- Das Triggerelement RZ_non_vtx.
- Eine Kombination aus den Triggerelementen RZ_non_vtx und RZ_sig1:
  RZ_Veto = RZ_non_vtx & ¬ RZ_sig1

Das Symbol ¬ steht für die Negation des entsprechenden Triggerelementes und das Symbol & für die logische UND-Verknüpfung von Triggerelementen.

Die Fehlklassifikation des Triggerelements RZ_non_vtx und der Kombination RZ_Veto wird mit Hilfe des **Ein-Myon-Datensatzes** bestimmt. In Abbildung 5.10 bzw. 5.11 sind die Fehlklassifikationen als Funktion des Impulses p_μ, des Polarwinkels Θ_μ, des $p_{tr\phi}$ und der *Aktivität A* des Myons dargestellt. Die Fehlerkennung von Ereignissen mit semimyonisch zerfallenden schweren Quarks beträgt für das Triggerelement RZ_non_vtx im Mittel 3% und für die Kombination RZ_Veto weniger als 2%.

In Anhang B ist die Triggerwahrscheinlichkeit des Triggerelementes RZ_non_vtx für Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse angegeben.

5.2.5 Kombination der Spurtrigger

Um Korrekturen an den Monte-Carlo-Simulationen bezüglich der Triggerwahrscheinlichkeiten bestimmen zu können, müssen die in der Konfiguration des Triggers für Myonkandidaten im zentralen Myondetektor benutzten Kombinationen der Spurtriggerelemente betrachtet werden. In Abschnitt 5.3.2 wird beschrieben, daß der Trigger für Myonkandidaten im zentralen Myondetektor mit zwei unterschiedlichen Kombinationen der Spurtriggerelemente betrieben wurde:

Kombination

I: (zVtx_small || zVtx_sig1) & DCRϕ_Ta

II: (zVtx_small || zVtx_sig1) & DCRϕ_Ta & DCRϕ_TN & DCRϕ_TH.

Wie schon zuvor erwähnt, stehen die Symbole || bzw. & für die logischen Verknüpfungen „ODER“ bzw. „UND“ . Zur Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeiten der Kombinationen der Spurtriggerelemente wird der **Spur-Jet-Datensatz** verwendet.

In Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13 sind die Triggerwahrscheinlichkeiten der *Kombination I* bzw. *Kombination II* in Abhängigkeit der vier untersuchten Größen dargestellt.

Die *Kombination I* (Abb. 5.12) wird von beiden Monte-Carlo-Simulationen ohne Korrekturen gut beschrieben. Allerdings erfordert das Untergrund-Monte-Carlo in *Kombination II* eine Korrektur um 6% zu größeren Wahrscheinlichkeiten. Nach der Korrektur wird die Triggerwahrscheinlichkeit (Abb. 5.13) von beiden Monte-Carlo-Simulationen gut beschrieben. Beide Kombinationen besitzen eine Triggerwahrscheinlichkeit von 96%. Der systematische Fehler beträgt jeweils 3%.

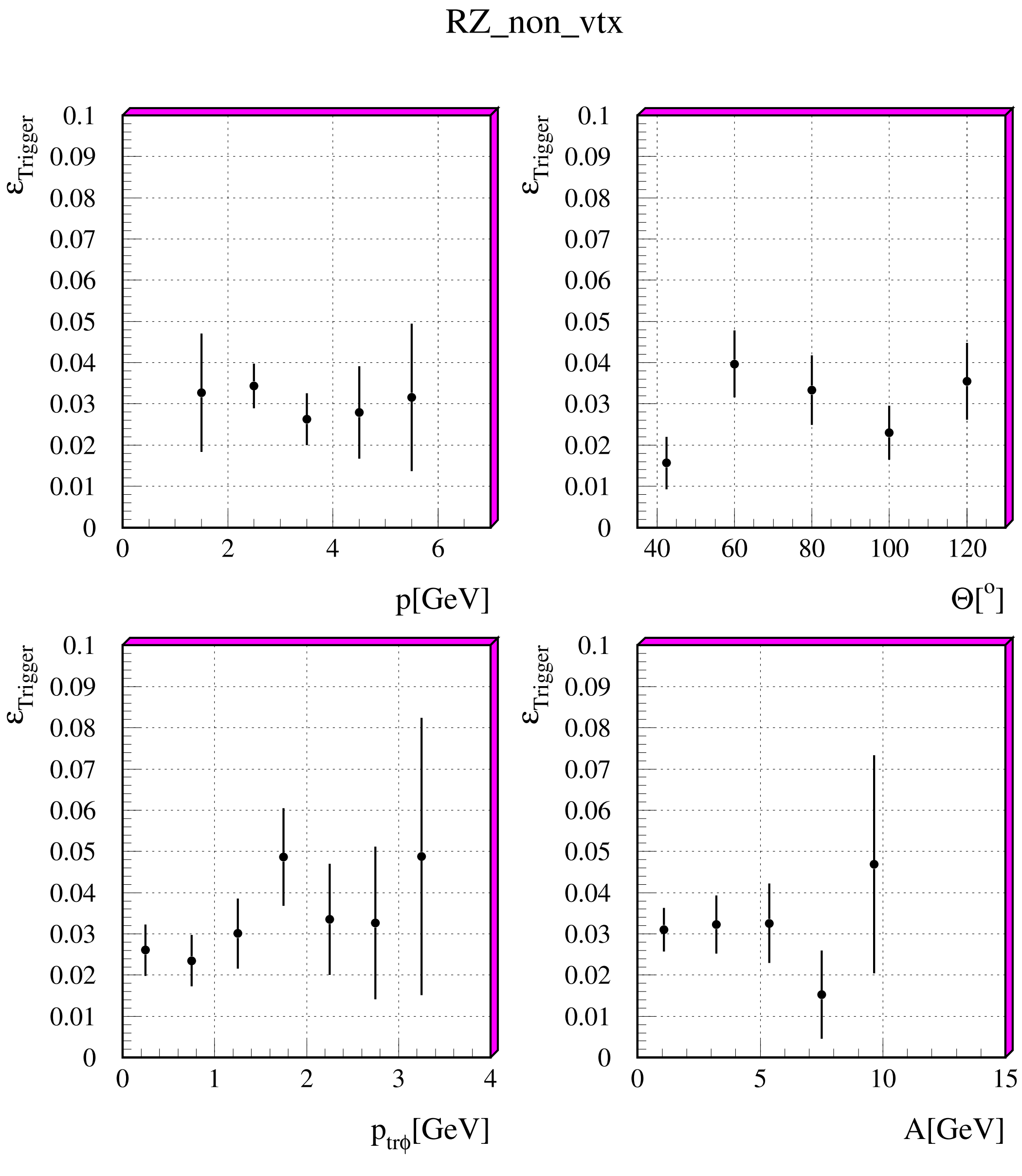

Abbildung 5.10: *Fehlklassifikation des Triggerelementes des RZ-Triggers RZ_non_vtx bestimmt mit dem* **Ein-Myon-Datensatz** *als Funktion von Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und Aktivität A des Myons.*

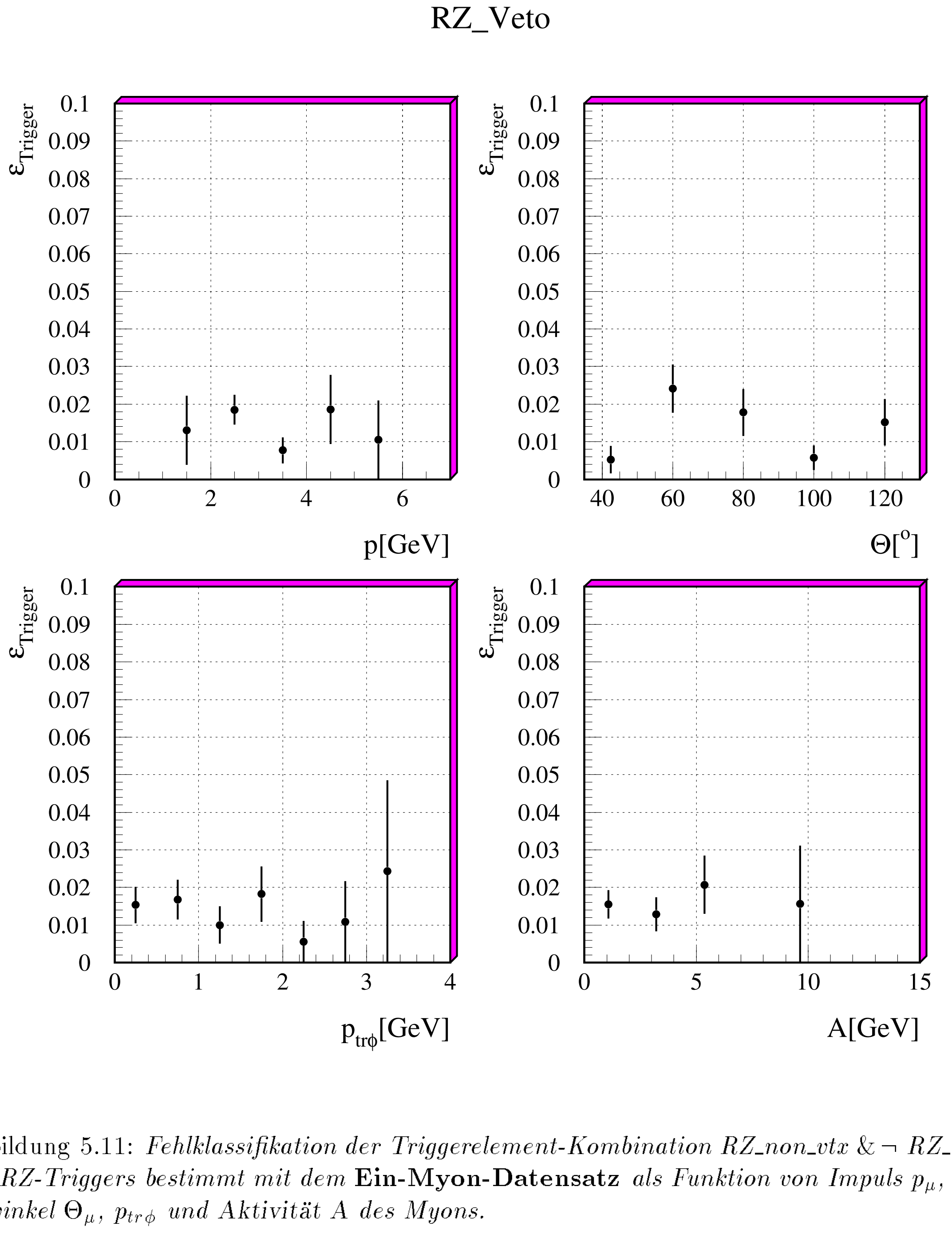

Abbildung 5.11: *Fehlklassifikation der Triggerelement-Kombination RZ_non_vtx & ¬ RZ_sig1 des RZ-Triggers bestimmt mit dem* **Ein-Myon-Datensatz** *als Funktion von Impuls* p_μ*, Polarwinkel* Θ_μ*,* $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A des Myons.*

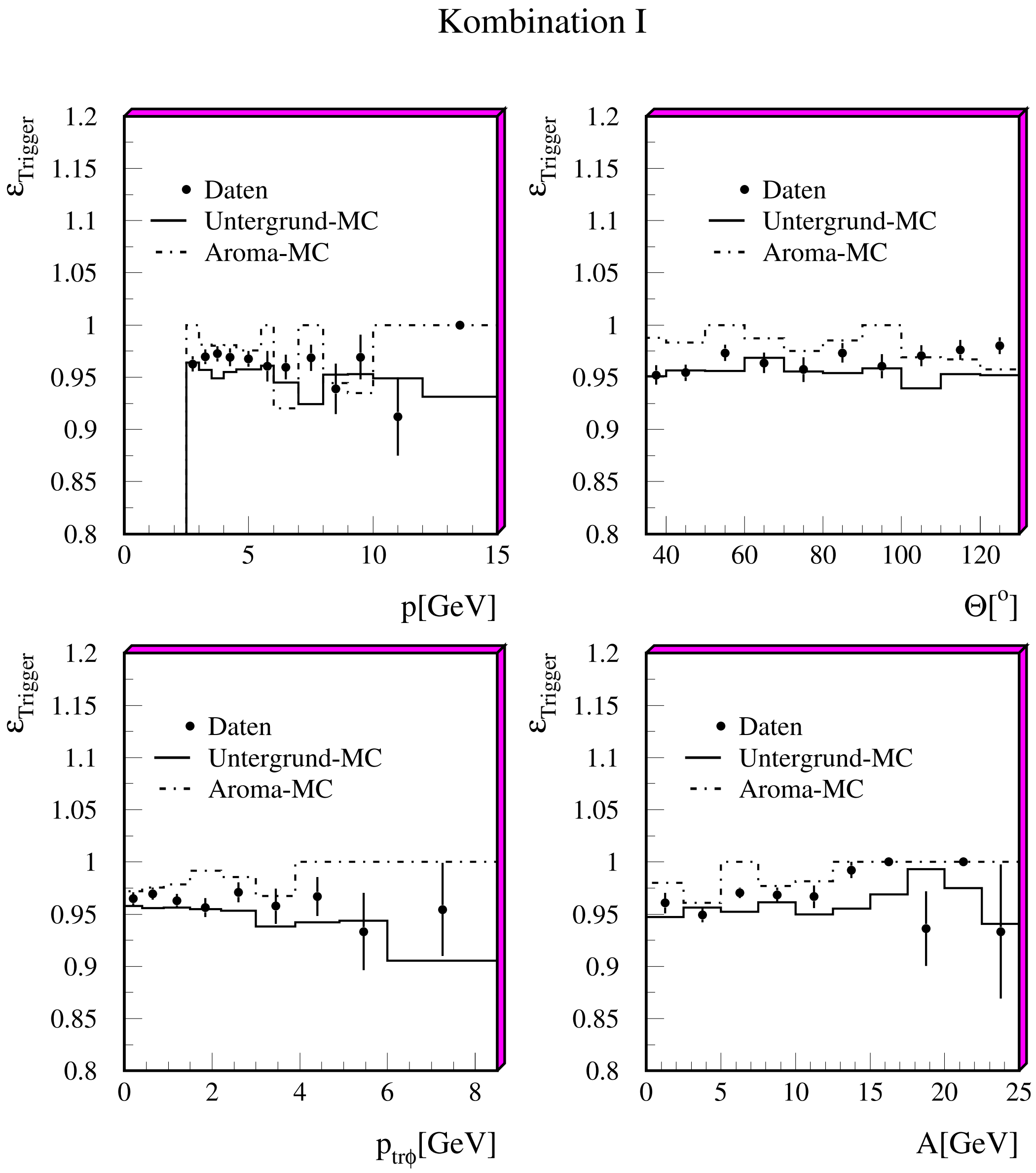

Abbildung 5.12: *Wahrscheinlichkeit, daß die* **Kombination I** *der Triggerelemente (zVtx_small || zVtx_sig1) & DCRϕ_Ta angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm). Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel Θ, $p_{tr\phi}$ und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses (dominierendes Teilchen) dargestellt.*

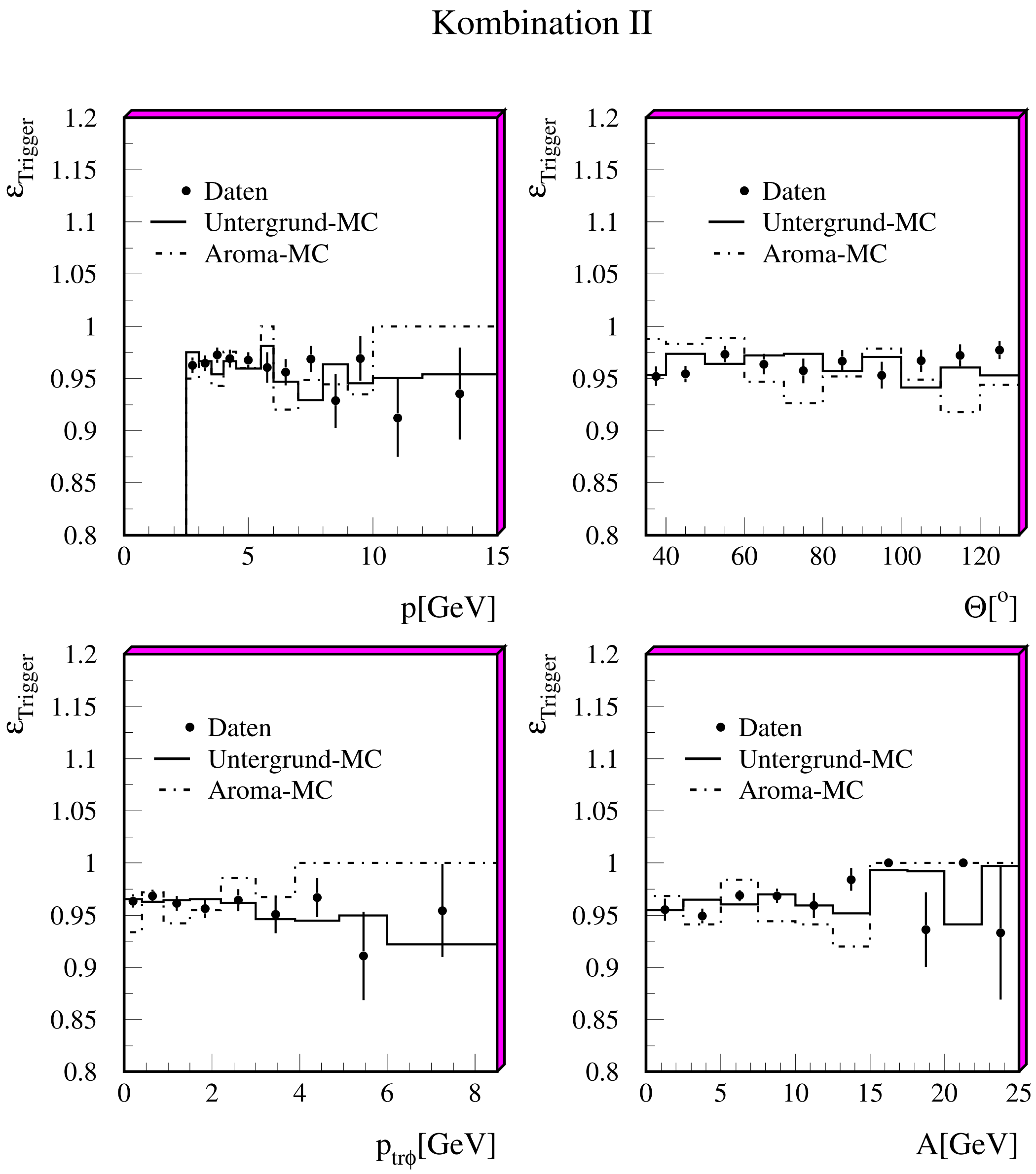

Abbildung 5.13: *Wahrscheinlichkeit, daß die* **Kombination II** *der Triggerelemente (zVtx_small || zVtx_sig1) & DCRϕ_Ta & DCRϕ_TH & DCRϕ_TN angesprochen hat, bestimmt mit dem* **Spur-Jet-Datensatz** *(Punkte). Der Vergleich erfolgt mit dem Aroma-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm) und dem Untergrund-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm), welches zuvor um +6% korrigiert wurde. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist als Funktion von Impuls p, Polarwinkel* Θ*,* $p_{tr\phi}$ *und Aktivität A der Spur mit dem größten Impuls des Ereignisses (dominierendes Teilchen) dargestellt.*

5.2.6 Triggerelemente des Myondetektors

Zur Selektion von Myonkandidaten sind Triggerelemente basierend auf Daten des Myondetektors vorhanden. Dazu stehen von den 16 Streamerrohrlagen eines jeden Moduls fünf Lagen (3, 4, 5, 8 und 12) für Triggerzwecke zur Verfügung. Der zentrale Bereich des Myondetektors (*Barrel*) liefert ein Triggerelement, das zur Selektion von Myonkandidaten verwendet wird, mit folgender Bedingung:

> **Mu_Bar:** Mindestens zwei der ersten vier Triggerlagen (3, 4, 5, 8) sind aktiv.

Die Selektion mit diesem Triggerelement impliziert einen Schnitt auf den transversalen Impuls $p_{t\mu} > 1.5\,\mathrm{GeV}$ des Myonkandidaten. Die Bestimmmung der Triggerwahrscheinlichkeit dieses Triggerelements erfolgt mit dem **Ein-Myon-Datensatz**, der einen im Myondetektor rekonstruierten Myonkandidaten und einen vom hier untersuchten Triggerelement unabhängigen Trigger enthält. Die Monte-Carlo-Simulationen verfügten zum Zeitpunkt ihrer Erstellung über keine Simulation der Triggerelemente des Myondetektors. Deshalb wurde für die Monte-Carlo-Simulationen eine einfache Simulation basierend auf Triggerlagen entwickelt:

- Mit Hilfe des **Ein-Myon-Datensatzes** wird die Triggerwahrscheinlichkeit als Funktion der Größen Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A des Myonkandidaten bestimmt. In Abbildung 5.14 (Punkte) erkennt man keine Abhängigkeit von den vier Größen und eine Triggerwahrscheinlichkeit von 70%.
- Für die Monte-Carlo-Simulationen wird verlangt, daß zwei der ersten vier Triggerlagen (3, 4, 5 und 8) aktiv sind, um das Myon-Triggerelement aktiv werden zu lassen. Um die Beschränkung der Triggerwahrscheinlichkeit zu berücksichtigen, wird jedes Ereignis der Monte-Carlo-Simulation mit aktivem Myon-Triggerelement mit Hilfe der in den Daten gefundenen Triggerwahrscheinlichkeit umgewichtet und an diese angepaßt. Der Gewichtungsfaktor beträgt für beide Monte-Carlo-Simulationen gleichermaßen 0.732.

In Abbildung 5.14 ist neben der mit dem **Ein-Myon-Kandidaten** bestimmten Triggerwahrscheinlichkeit des Triggerelements Mu_Bar auch die Triggereffizienz der oben beschriebenen Triggerlagen-Simulation nach Umgewichtung in beiden Monte-Carlo-Simulationen, Aroma-Monte-Carlo und Untergrund-Monte-Carlo, als Funktion des Impulses p_μ, Polarwinkels Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A dargestellt. Die Triggerlagen-Simulation beschreibt die Triggereffizienz des Triggerelementes Mu_Bar sehr gut. Der systematische Fehler beträgt 4%.

5.2.7 Veto-Elemente

Da die Rate von Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen einige Größenordnungen über den zu erwartenden Raten der physikalisch interessanten Ereignisse liegt, benötigt man Triggerelemente, die diese Ereignistypen schon früh als Untergrund erkennen. Diese Triggerelemente werden als Veto eingesetzt. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der Veto-Elemente, die bei Trigger S19 eingesetzt wurden, wurden mit dem **Ein-Myon-Datensatz** bestimmt. Da bei unterschiedlichen Datennahmeperioden unterschiedliche Veto-Elemente eingesetzt wurden, ist es möglich, durch Einschränkung auf die Datennahmeperiode die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit mit Trigger S19 zu bestimmen. Diese sind für die unten aufgeführten Veto-Elemente in Abbildung 5.15 als Funktion der Spurmultiplizität des Ereignisses dargestellt. Da nicht alle hier vorgestellten Veto-Elemente während aller in dieser

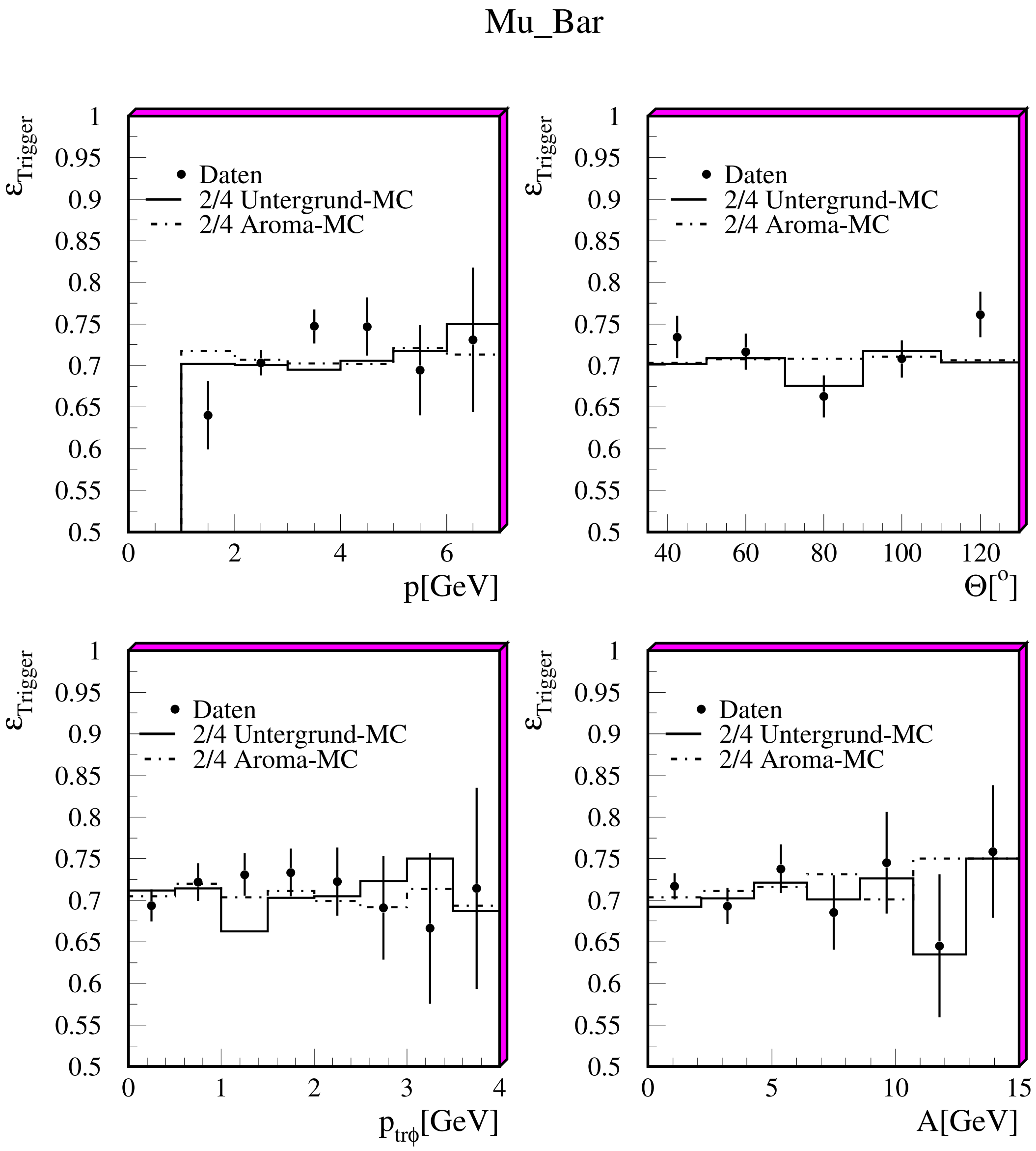

Abbildung 5.14: *Wahrscheinlichkeit des Triggerelementes des zentralen Myondetektors Mu_Bar. Die Punkte beschreiben die mit dem* **Ein-Myon-Datensatz** *bestimmte Triggerwahrscheinlichkeit in den Daten als Funktion von Impuls p_μ, Polarwinkel Θ_μ, $p_{tr\phi}$ und Aktivität A des Myons. Die Triggerwahrscheinlichkeit in den Monte-Carlo-Simulationen, Aroma-Monte-Carlo (durchgezogenes Histogramm) und Untergrund-Monte-Carlo (strichpunktiertes Histogramm), sind mit der Triggerlagen-Simulation und einer Gewichtung von 0.732 bestimmt worden.*

verwendeter Datennahmeabschnitte bei Trigger S19 eingesetzt wurden, sondern immer nur einzelne, ergibt sich der resultiernde mittlere systematische Fehler aus dem Mittelwert der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten zu +3%.

Flugzeitzähler

Durch die zeitliche Abfolge eingehender Signale im elektromagnetischen und hadronischen Teil des SpaCals werden Zeitfenster festgelegt, innerhalb derer eine Positron-Proton-Kollision, die in einem Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegt, stattfinden muß. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit des hadronischen **SPClh_ATof_CL1** beträgt $\sim$ 4% (Abb. 5.15 b), die des elektromagnetischen **SPCle_ATof_CL1** beträgt $\sim$ 2% (Abb. 5.15 a).

RZ_Veto

Die Funktion der Kombination der Triggerelemente des RZ-Triggers zur **RZ_Veto**-Bedingung, die protoninduzierten Untergrund erkennen soll, ist bereits in Abschnitt 5.2.3 beschrieben worden. Die Fehlidentifikation von Ereignissen mit semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks beträgt abhängig von der Spurmultiplizität bis zu 4% (Abb. 5.15 e).

Veto der inneren Proportionalkammer

Wenn mehr als 3 Sektoren des hinteren Viertels ($z < -1$ m) der inneren Proportionalkammer (CIP) angesprochen haben, wird das Triggerelement **CIP_Backward** gebildet. Auch hierbei handelt es sich um ein Triggerelement, das protoninduzierten Untergrund erkennen soll. Dieses ist das Veto-Element mit der größten Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von bis zu 8% bei Ereignissen mit hohen Spurmultiplizitäten (Abb. 5.15 c).

Trigger der äußeren Veto-Wand

Das Triggerelement der äußeren Veto-Wand **VETO_Outer_BG** wird durch zeitliche Koinzidenzen der Flugzeitsignale von Positron- und Protonstrahl gebildet. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit beträgt $\sim$ 3% (Abb. 5.15 d).

5.3 Die Triggerauswahl der Myonselektion

Zur Auswahl der Trigger, die an der Selektion der in dieser Arbeit untersuchten Daten beteiligt waren, werden Daten verwendet, die die komplette H1-Ereignisrekonstruktion und die in Kapitel 6 beschriebene Myon-Vorselektion durchlaufen haben (Tabelle 6.5 A-G).

5.3.1 Die Verteilung der Trigger der Myonselektion

In Abbildung 5.16 ist die Verteilung der von der vierten Triggerstufe verifizierten Trigger für die verwendeten Daten aufgetragen. Man erkennt neben Trigger S19 noch eine Gruppe von Triggern bei S80-S90, die zur Selektion beitragen. Jedoch haben etwa 50% davon Überlapp mit S19, d.h. sie sind ebenfalls durch S19 erkannt worden. Daher wird nur der Trigger S19 zur weiteren Analyse verwendet.

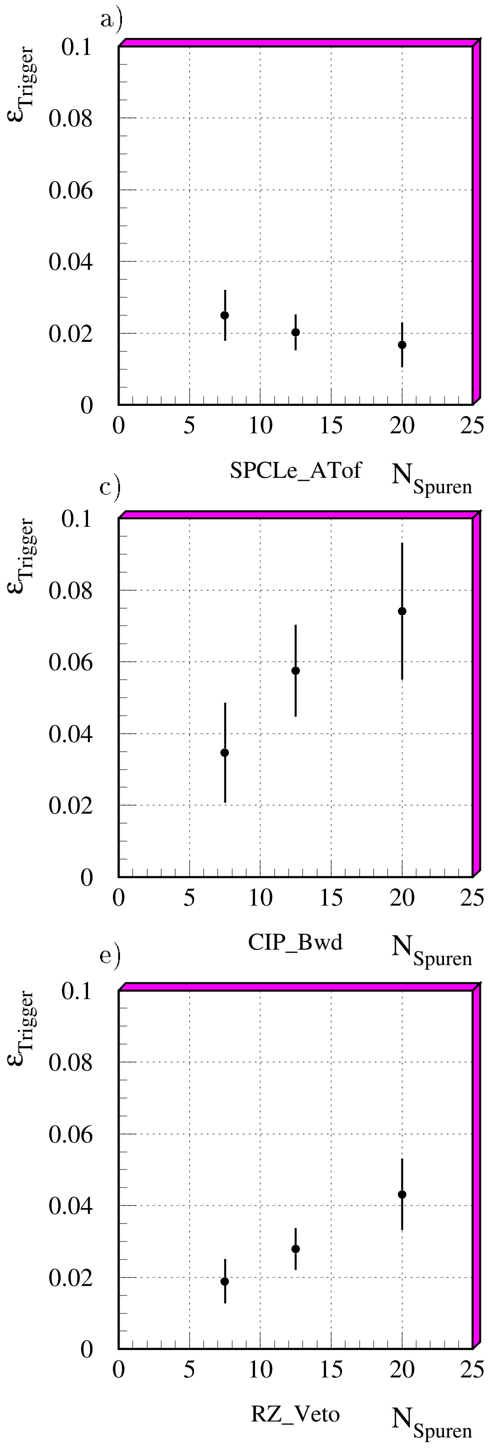

Abbildung 5.15: *Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von a) SPCle_ATof_CL1, b) SPClh_ATof_CL1, c) CIP_Backward, d) VETO_Outer_BG, e) RZ_Veto.*

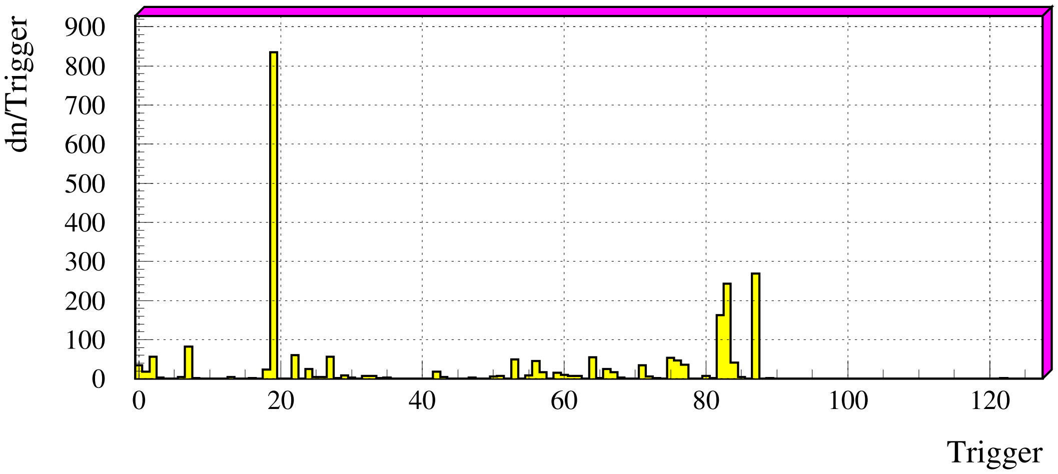

Abbildung 5.16: *Verteilung der von L4 verifizierten Trigger für die Selektion der Myonkandidaten nach allen Schnitten.*

5.3.2 Der Trigger S19

Im Jahr 1995 hatte der Trigger S19 zwei unterschiedliche Triggerelementkonfigurationen. Bis einschließlich Datennahmeabschnitt 124255 lautete die Triggerelementkonfiguration:

$$\mathbf{S19} = \mathrm{Mu\_Bar}\ \&\ (\mathrm{zVtx\_small}\ ||\ \mathrm{zVtx\_sig1})\ \&\ \mathrm{DCR}\phi\mathrm{\_Ta}$$

Danach wurden aufgrund der instabilen Rate des Triggers (Abb. 5.17 oben) weitere Triggerelemente hinzugefügt:

$$\mathbf{S19} = \mathrm{Mu\_Bar}\ \&\ (\mathrm{zVtx\_small}\ ||\ \mathrm{zVtx\_sig1})\ \&\ \mathrm{DCR}\phi\mathrm{\_Ta}\ \&\ \mathrm{DCR}\phi\mathrm{\_TN}\ \&\ \mathrm{DCR}\phi\mathrm{\_TH}$$

Die Kombination der Triggerelemente der Spurtrigger mit dem Triggerelement Mu_Bar ergibt eine Triggerwahrscheinlichkeit von $\sim 70\%$ für den Trigger S19 für die hier untersuchten inklusiven Myonen.

Da der Trigger eine hohe Rate aufwies, erhielt er einen Unterdrückungsfaktor, der abhängig vom Datennahmeabschnitt war. In Abbildung 5.17 sind die Triggerraten und Unterdrückungsfaktoren des Triggers S19 abhängig vom Datennahmeabschnitt dargestellt. Der mittlere Unterdrückungsfaktor für die untersuchte Datennahmeperiode beträgt 1.46. Außerdem wird die Triggerrate als Funktion des Produktes der Strahlströme des Elektron- und Protonstrahls gezeigt. Man erkennt bis zu Datennahmeabschnitt 124255 ein leichtes Ansteigen der mittleren Triggerrate von 2 Hz auf 4 Hz. Nach dem Hinzufügen der weiteren Triggerelemente des DCRϕ-Triggers sinkt die Rate wieder auf unter 2 Hz. Die Triggerrate zeigt eine Abhängigkeit vom Produkt der Strahlströme, welches proportional zur Luminosität ist.

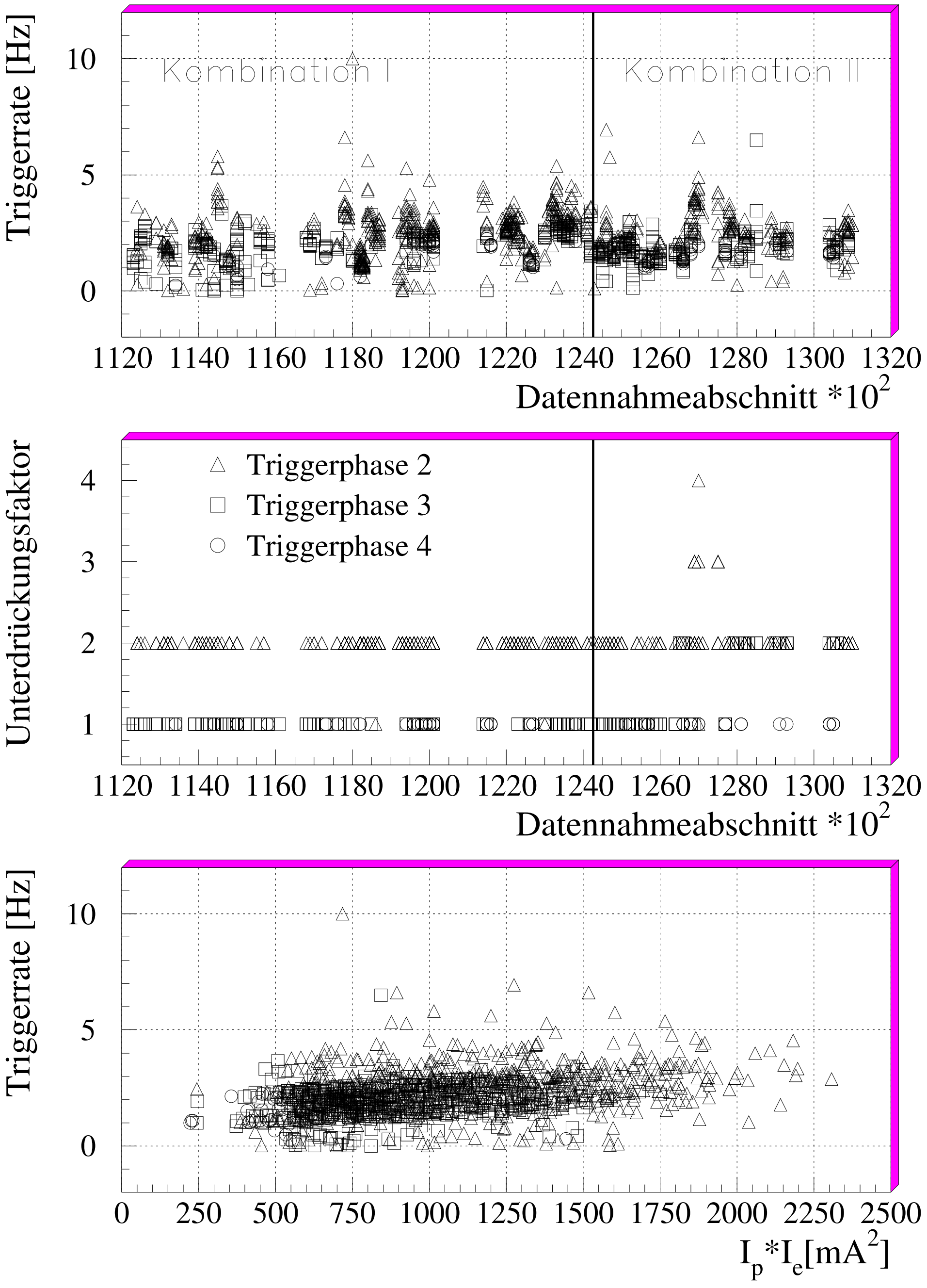

Abbildung 5.17: *Rate bzw. Unterdrückungsfaktoren des Triggers S19 als Funktion des Datennahmeabschnitts bzw. des Produktes der Strahlströhme von Elektron- und Protonstrahl.*

Systematischer Fehler der Triggerwahrscheinlichkeit von Trigger S19

Der systematische Fehler der Triggerwahrscheinlichkeit von Trigger S19 ergibt sich aus der quadratischen Addition der systematischen Fehler der Spurtriggerkombination von 3% und des Triggerelements Mu_Bar von 4%. Damit ergibt sich ein systematischer Fehler von 5%.

5.4 Trigger für das gestreute Positron

Ist das gestreute Positron im Detektor nachweisbar, kann es durch große Energiedepositionen selektiert werden. Bei hohem Viererimpulsübertrag $Q^2 \gg 0$ ist es im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder im rückwärtigen SpaCal nachweisbar. Im Fall von Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$) kann das Positron in einem eingeschränkten Akzeptanzbereich in y im *Elektron-Tagger* nachgewiesen werden.

Trigger im rückwärtigen Kalorimeter

Ereignisse mit einem Viererimpulsübertrag $1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ werden abhängig von Energieschwellen im hadronischen und elektromagnetischen Teil des SpaCal selektiert. Bei niedrigster Schwelle im elektromagnetischen Teil beträgt die Triggerwahrscheinlichkeit fast 100%. Dieses Triggerelement bildet den Trigger S0, der unter anderem als unabhängiger Trigger zur Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeit des Myontriggerelementes benutzt wurde.

Trigger im *Elektron-Tagger*

Der *Elektron-Tagger*, der sich an der Position $z = -33.4\,\mathrm{m}$ befindet, besitzt einen Akzeptanzbereich von $0.3 < y < 0.7$ (siehe Abbildung 8.1). Die mittlere Akzeptanz für Ereignisse mit semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks, deren Zerfallsmyon im Polarwinkelbereich $35° < \Theta_\mu < 130°$ im Myondetektor nachgewiesen wird, beträgt 51%. In Verbindung mit Triggerelementen des Flüssig-Argon-Kalorimeters bzw. des Triggerelements DCRϕ_Ta werden die Trigger S82 bzw. S83 gebildet.

5.5 Triggerverifikation der vierten Stufe

Die vierte Triggerstufe [Pro95] überprüft basierend auf der gesamten Detektorinformation die jeweiligen Trigger der ersten Stufe, die für die Selektion des Ereignisses verantwortlich waren. Insbesondere werden Untergrundereignisse, wie z.B. Strahl-Gas-Ereignisse, verworfen. Um zu einer Entscheidung zu gelangen, wird jedes von einem Trigger der ersten Stufe selektierte Ereignis einer schnellen Rekonstruktion unterzogen. Außerdem ist die Funktion der vierten Triggerstufe in die Ereignisklassifikation (*fünfte Triggerstufe*) integriert. Die Unsicherheit aufgrund unterschiedlicher Algorithmen wird mittels aufgezeichneter Daten, die von der vierten Stufe verworfen wurden, auf unter 1% bestimmt.

Zentrales Spurkammersystem

In den zentralen Spurkammern werden Spuren anhand der Treffer in CJC1 und CJC2 in einer schnellen Rekonstruktionsversion *CJCTGV* bearbeitet. Die endgültige Rekonstruktion erfolgt erst im Rahmen der fünften Triggerstufe *offline*. Folgenden Kriterien müssen die von der vierten Triggerstufe rekonstruierten Spuren genügen:

- Die Spuren müssen einen Transversalimpuls $p_t > 200\,\mathrm{MeV}$ besitzen und der Schnittpunkt mit der Strahlachse muß innerhalb von $-50\,\mathrm{cm} < z < 50\,\mathrm{cm}$ liegen.
- Zur Rekonstruktion der Spur müssen mindestens 15 Treffer in den Jetkammern verwendet worden sein.
- Die rekonstruierte Spur darf höchstens in einem radialen Abstand von 30 cm von der Strahlachse beginnen und muß mindestens eine radiale Länge von 15 cm besitzen.

Folgende Bedingungen an die Anzahl der so gefundenen Spuren N_{Spur}, evtl. mit Schnitt auf Transversalimpuls p_t oder Ladung q, müssen entsprechend den L1-Triggerelementen, die dem zu überprüfenden Trigger zugehören, erfüllt sein:

- zVtx_small: $1 \leq N_{Spur} \leq 5$
- zVtx_sig1: $N_{Spur} > 1$
- DCRϕ_Ta: $N_{Spur}(p_t > 450\,\mathrm{MeV}) \geq 1$
- DCRϕ_TN: $N_{Spur}(p_t > 450\,\mathrm{MeV}, q < 0) \geq 1$
- DCRϕ_TH: $N_{Spur}(p_t > 800\,\mathrm{MeV}) \geq 1$

Zentrales Myonsystem

Zur Überprüfung der Triggerelemente des zentralen Myondetektors werden mindestens eine rekonstruierte Spur im Myondetektor und mindestens eine rekonstruierte Spur im zentralen Spurkammersystem verlangt. Die Spur im Spurkammersystem muß die oben erläuterten Bedingungen erfüllen und zusätzlich einen Impuls $p > 1\,\mathrm{GeV}$ und einen Transversalimpuls $p_t > 0.2\,\mathrm{GeV}$ besitzen. Die Spur im Myondetektor muß den Bedingungen der fünften Triggerstufe (Abschnitt 6.1.4) genügen. Ausgehend von den rekonstruierten Spuren im zentralen Spurkammersystem werden in einem Konus um diese Spuren nach den rekonstruierten Spuren im Myondetektor gesucht.

Untergrund von kosmischen Myonen und Strahl-Gas-Ereignissen

Die vierte Triggerstufe erkennt ein Ereignis als kosmisches Myon, wenn zwei rekonstruierte Spuren im Myondetektor gefunden werden, die sich in Polar- und Azimutalwinkel gegenüberliegen. Außerdem dürfen nicht mehr als vier Spuren in den zentralen Spurkammern rekonstruiert sein.

Ein Ereignis wird als Strahl-Gas-Untergrund verworfen, wenn die anhand von Spuren im zentralen Spurkammersystem rekonstruierte Variable $y = \sum \frac{E-p_z}{2E_e}$ klein ist. Dabei wird über alle Spuren des zentralen Spurkammersystems, alle Signale des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des rückwärtigen Kalorimeters summiert. Durch einen zweidimensionalen Schnitt in Form einer Ellipse in der $(y, \frac{\sum p_z}{\sum p})$-Ebene:

$$R_{Strahl-Gas} = (\frac{y}{0.06})^2 + (\frac{1 - \frac{\sum p_z}{\sum p}}{0.15})^2 < 1, \tag{5.1}$$

werden Ereignisse verworfen, die lediglich Energiefluß in Vorwärtsrichtung haben. Allerdings findet dieser Schnitt keine Anwendung bei den Triggern des zentralen Myondetektors.

5.6 Zusammenfassung und Ausblick

Die ermittelten Triggerwahrscheinlichkeiten der in dieser Analyse benutzten Triggerelemente bzw. deren Kombination und deren systematische Fehler sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Trigger(element)	Effizienz [%]	sys. Fehler [%]
zVtx_small || zVtx_sig1	96	±2
DCRϕ_Ta	> 99	<3
DCRϕ_TH	> 99	<3
DCRϕ_TN	> 99	<5
Kombinination I	96	±3
Kombinination II	96	±3
RZ_MulMin_1	75	–
RZ_sig1	60	–
Mu_Bar	70	±4

Tabelle 5.1: Triggerwahrscheinlichkeit der Triggerelemente der ersten Triggerstufe und deren systematische Fehler.

Durch die Kombination der Triggerelemente des zentralen Spurkammersystems und des Myondetektors erreicht man eine Triggerwahrscheinlichkeit von $\sim$ 70% für Ereignisse mit inklusiven Myonen mit Impuls $p_\mu > 1\,\mathrm{GeV}$ und $35° < \Theta < 130°$. Der systematische Fehler beträgt 5%. Die systematischen Fehler der Triggerelemente bzw. der Kombinationen von Triggerelementen wurden durch die mittleren Abweichungen zwischen im Bedarfsfall korrigierter Monte-Carlo-Simulation und Daten bestimmt. Dabei wurden keine Korrelationen der Triggerelemente untereinander berücksichtigt, sofern sie sich nicht aus deren Kombination ergaben. Außerdem wurden nur die Projektionen auf Impuls, Polarwinkel, $p_{tr\phi}$ und Aktivität berücksichtigt, nicht aber Abhängigkeiten der Größen untereinander. Es zeigten sich aber in den verschiedenen Projektionen ähnliche Ungenauigkeiten in der Beschreibung der Triggerwahrscheinlichkeiten.

Die Triggerwahrscheinlichkeiten wurden für Monte-Carlo-Simulationen mit echten Myonen sowie für Untergrund getrennt betrachtet, da die Monte-Carlo-Simulationen mit unterschiedlichen Triggersimulationen erstellt wurden und sich unterschiedliches Verhalten der Triggerwahrscheinlichkeiten bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte bemerkbar machen kann. Es zeigte sich aber nur bei der *Kombination II* der Spurtrigger ein Unterschied von 6% zwischen den Monte-Carlo-Simulationen.

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der Veto-Elemente, die dem Trigger S19 im Jahr 1995 zugefügt wurden, sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Da nicht während der gesamten Datennahme alle Veto-Elemente der Triggerkonfiguration von S19 angehörten, wird ein mittlerer systematischer Fehler von +3% für die Veto-Elemente angenommen.

Bei den erwarteten höheren Strömen der folgenden Jahre und dem damit verbundenen höheren Untergrund werden die Signale der Proportionalkammern immer häufiger, so daß die Triggerelemente des Z-Vertex-Triggers höhrere Triggerraten bekommen. Deshalb sind neue Triggerelemente notwendig, wie z.B. die des RZ-Triggers, um einen hohen Unterdrückungs-Faktor auf den Myontriggern zu vermeiden. Insbesondere der RZ-Trigger ist nicht so stark anfällig gegen höhere Strahlströme, da seine Triggerentscheidung basierend auf Driftkam-

Veto-Element	Fehlidentifikation [%]
SPCLe_ATof_CL1	2
SPCLh_ATof_CL1	4
Veto_Outer_BG	~3
CIP_Backward	<8
RZ_Veto	<4

Tabelle 5.2: *Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit der Veto-Elemente der ersten Triggerstufe.*

mern erfolgt. Schon im Jahr 1996 wurde der RZ-Trigger in einem parallel zu Trigger S19 aufgebauten Trigger genutzt, bei dem die Triggerelemente des Z-Vertex-Triggers durch die entsprechenden des RZ-Triggers ersetzt wurden. Der neue Trigger zeigte eine Triggerrate, die etwa 60% der Rate von Trigger S19 betrug.

Kapitel 6

Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion der Ereignisse aus der Datennahmeperiode des Jahres 1995 vorgestellt mit denen die Wirkungsquerschnitte der Produktion schwerer Quarks in dieser Analyse bestimmt werden. Die Selektionskette gliedert sich in folgende Schritte:

1. Auswahl der Ereignisse auf der ersten Triggerstufe.
2. Triggerverifikation der vierten Triggerstufe.
3. Klassifikation der Ereignisse in einer physikalisch relevanten Klasse.
4. Vorselektion.
5. Endgültige Selektion der in der Analyse verwendeten Ereignisse.

Neben Versuchen zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes schwerer Quarks, z.B. D*-Mesonen, bieten Myonen semileptonischer Zerfälle eine weitere Möglichkeit zu deren Erkennung, da die Myonen im H1-Detektor eine klare Signatur hinterlassen. Deshalb wird die Selektion von Ereignissen mit schweren Quarks primär eine Selektion von Ereignissen mit inklusiven Myonen sein. Dieses wird durch die Selektionskette bis einschließlich zur Vorselektion beschrieben. Bei der endgültigen Analyseselektion soll im Vordergrund stehen, Ereignisse mit Beauty-Quarks anzureichern, deren erwarteter Produktionswirkungsquerschnitt etwa zwei Größenordnungen kleiner als der von Charm-Quarks ist. Da es neben den Zerfallsmyonen der schweren Quarks auch Myonen von Hadronzerfällen, meistens Pionen und Kaonen, gibt oder Hadronen, die eine myonähnliche Signatur im Detektor hinterlassen, ist es erforderlich, diesen Untergrund durch die Selektion zu unterdrücken.

Die Auswirkung der Schnitte auf die Ereignisse mit Myonen aus Zerfällen von Charm- und Beauty-Quarks, insbesondere auch auf den Untergrund von Hadronen, werden mit Hilfe der in Kapitel 3 vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen untersucht und für die akzeptierten Daten aufgezeigt. Da bei der Selektion der Daten nicht bekannt ist, ob es sich um ein echtes oder ein vorgetäuschtes Myon handelt, werden Teilchen mit Myonsignatur im folgenden als „Myonkandidaten“ bezeichnet.

Die Beschreibung der Selektionskette erfolgt in der oben aufgeführten Schrittfolge. Dabei richtet sich die Schrittfolge nach der Selektionsschrittfolge, die die Daten bei H1 durchlaufen, und nicht nach der tatsächlichen Selektionsfolge dieser Analyse.

Die Auswahlkriterien der ersten und vierten Triggerstufe sind bereits ausführlich in Kapitel 5 diskutiert worden. Deshalb werden hier nur die daran anschließenden Selektionsschritte beschrieben.

6.1 Ereignisklassifikation

Die Ereignisklassifikation bei H1 wird auch als *fünfte Triggerstufe* bezeichnet, da Ereignisse, die nicht in eine der physikalisch relevanten Ereignisklassen von H1 eingeordnet werden können, nicht auf Magnetband (*POT*[1]) abgespeichert und somit verworfen werden. Die Klassifikation eines Ereignisses ist nicht exklusiv, d.h. ein Ereignis kann mehreren Klassen zugeordnet werden. Die Ereignisklasse, die Ereignisse mit Myonkandidaten enthält, *Klasse 24*, basiert auf Myonsignaturen im Myondetektor, im Kalorimeter und auf rekonstruierte Spuren in den Spurkammern. Bevor die Ereignisse klassifiziert werden können, muß eine komplette Rekonstruktion jedes Ereignisses, welches die vierte Triggerstufe passiert hat, erfolgen. Deshalb wird zunächst die Rekonstruktion der relevanten Komponenten beschrieben, die zur Klassifikation der Ereignisse, die in die Vorselektion dieser Analyse gelangen, notwendig sind. Dazu gehören die Rekonstruktion der Spuren in den Spurkammern und die Rekonstruktion von Myonkandidaten. Letztere ergeben sich aus der Rekonstruktion der Spur in der jeweiligen Detektorkomponente, in der die Myonsignatur nachgewiesen wurde, und der Verbindung zu einer rekonstruierten Spur im Spurkammersystem.

Da diese Analyse Myonkandidaten mit Signaturen im zentralen Myondetektor (*Barrel*) verwendet, wird neben der Rekonstruktion der Spuren im Spurkammersystem nur die Rekonstruktion im zentralen Myondetektor und die Anpassung der Myon-Spur-Verbindung genauer erläutert.

6.1.1 Rekonstruktion der Spuren in den Spurkammern

Spurparametrisierung für Spuren in den zentralen Spurkammern

Die Teilchen bewegen sich innerhalb der Spurkammern in einem solenoidalen Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse ausgerichtet ist: $\vec{B} = (0, 0, B_z)$. In der zum Magnetfeld transversalen $r\phi$-Ebene beschreiben geladene Teilchen eine Kreisbahn mit dem Radius $r = \frac{1}{\kappa}$ und die Spur geladener Teilchen kann durch eine Helix mit fünf Parametern beschrieben werden:

κ :Inverser Krümmungsradius der Spur,
DCA[2]:Kleinster radialer Abstand der Kreisbahn zur Strahlachse,
ϕ_{DCA} :Azimutalwinkel am Punkt des DCA,
z_0 :z-Koordinate am Punkt des DCA,
Θ :Polarwinkel am Punkt des DCA (Steigungswinkel der Helix).

Die Spurfindung basiert auf Ladungs- und Zeitinformationen der Signaldrahtpulse, den sogenannten *Treffern*[3], in den zentralen Spurkammern. Zunächst erfolgt die Suche nach Spuren nur in der $r\phi$-Ebene, da die Ortsauflösung $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\text{m}$ etwa zwei Größenordnungen besser als in der rz-Ebene ist [H1-96]. Dazu werden die Parameter κ, DCA und ϕ_{DCA} durch eine Kreisanpassung bestimmt. In den Ortskoordinaten r und ϕ der Treffer lautet die Darstellung:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (r^2 + DCA^2) + (1 - \kappa \cdot DCA) \cdot r \cdot \sin(\phi_{DCA} - \phi) - DCA = 0\,.$$

Anschließend werden die Helixparameter Θ und z_0 bestimmt. Diese sind in der sz-Ebene definiert, die durch den Spurbogen der Länge s und die z-Achse aufgespannt wird. Dazu erfolgt eine Geradenanpassung an die z-Koordinaten der Treffer:

---

[1] **P**roduction **O**utput **T**ape

[2] **D**istance of **C**losest **A**pproach

[3] engl.: *Hits*

$$z(s) = z_0 + s \cdot \frac{dz}{ds} \, .$$

Aus der Steigung der Spur in der sz-Ebene ergibt sich der Polarwinkel:

$$\Theta = \arctan(\frac{dz}{ds})^{-1} \, .$$

Die Anpassung an die Kreisbahn erfolgt ausschließlich mit den Treffern der CJC1 und CJC2, in denen zunächst unabhängig voneinander nach Spursegmenten gesucht wird. Bei der anschließenden Verbindung der Spursegmente kann es aufgrund von Vielfachstreuugen im Material zwischen den Ringen nötig sein, für diese beiden Spurstücke unterschiedliche Parametrisierungen zu wählen. Unter Hinzunahme von Signaldrahtpulsen der Driftkammern CIZ und COZ kann eine Verbesserung der Auflösung bei der Geraden-Anpassung erzielt werden.

Impulsauflösung

Aus den Helixparametern κ, ϕ und Θ lassen sich die Impulskomponenten berechnen. Der transversale Impuls p_t ist proportional zum Magnetfeld und zum Krümmungsradius der Spur:

$$p_t = 0.003 \frac{\mathrm{GeV}}{T \cdot \mathrm{cm}} \cdot \frac{B_z}{\kappa} \tag{6.1}$$

Unter Berücksichtigung von $p_t = p \cdot \sin(\Theta)$, mit $p = |\vec{p}|$, erhält man die Komponenten

$$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z) = (p_t \cdot \cos(\phi_{DCA}), p_t \cdot \sin(\phi_{DCA}), p \cdot \cos(\Theta)) \, .$$

Das Vorzeichen des Krümmungsradius legt die Ladung des Teilchens fest. In der üblichen Definition von H1 erhalten Spuren negativ geladener Teilchen ein positives Vorzeichen und umgekehrt.

Die nominelle Auflösung des Transversalimpulses kann mit Hilfe der Glucksternformel [Glu63] bestimmt werden und weist eine Abhängigkeit von der Anzahl der Treffer N_{Hit} und von der radialen Spurlänge r_{Spur} auf $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} = \frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}(\sqrt{N_{Hit}}, R^2_{Spur})$. Dieses macht sich in einer drastischen Verschlechterung der Transversalimpulsauflösung um nahezu zwei Größenordnungen bemerkbar:

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}(N_{Hit} = 56, r_{Spur} = 60\,\mathrm{cm}) = 0.5\% \cdot (\,\mathrm{GeV})^{-1} \tag{6.2}$$

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2}(N_{Hit} = 10, r_{Spur} = 10\,\mathrm{cm}) = 40\% \cdot (\,\mathrm{GeV})^{-1}. \tag{6.3}$$

Rekonstruktionseffizienz für Einzelspuren

Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, geladene Teilchen im zentralen Spurkammersystem nachzuweisen, ist für Daten nur möglich, wenn Informationen über den tatsächlichen Teilchendurchgang vorhanden sind. In [Erd96] ist die Rekonstruktionseffizienz für Spuren mit einem Transversalimpuls von mindestens $p_t > 100\,\mathrm{MeV}$ mit Hilfe von K^0-Zerfällen untersucht worden. Für Transversalimpulse größer als $p_t > 150\,\mathrm{MeV}$ wurde keine Abhängigkeit

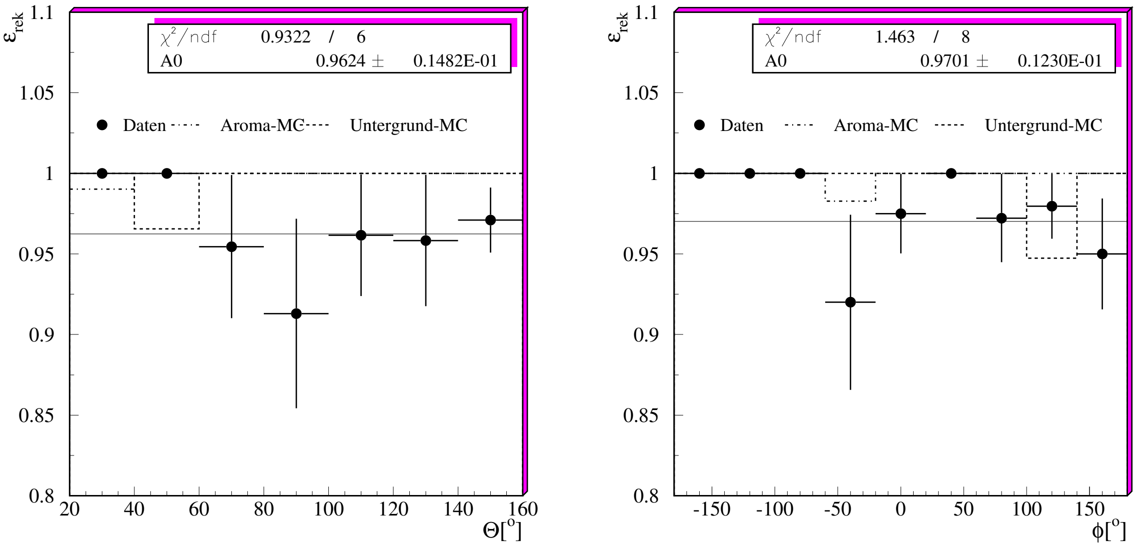

Abbildung 6.1: *Rekonstruktionseffizienz für Spuren der zentralen Jetkammer. Die horizontale Linie zeigt jeweils das Ergebnis der Anpassung einer flachen Geraden an die Meßpunkte. Zu beachten ist, daß die Skala bei 0.8 beginnt.*

vom Transversalimpuls gemessen. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen, welches den geforderten Transversalimpuls besitzt, zu rekonstruieren, wurde zu 0.98 ± 0.02 bestimmt.

Für Spuren mit großen Impulsen kann die Rekonstruktionseffizienz mit Hilfe von Ereignissen mit Myonen ermittelt werden, die unabhängig durch einen Trigger im SpaCal oder *Elektron-Tagger* selektiert wurden. Es wird im Myondetektor nach rekonstruierten Eisenspuren gesucht, an die sehr hohe Anforderungen gestellt werden:

- Mindestens sechs bzw. acht getroffene Lagen im Zentralbereich (*Barrel*) bzw. in den Endkappen.
- Die rekonstruierte Eisenspur muß in die Vertexregion zeigen.
- Die deponierte Energie in einem Zylinder um die Eisenspur muß unabhängig vom Polarwinkel größer als 1.3 GeV sein. (Ein Myon deponiert etwa 1.25 GeV beim Durchqueren der Hälfte des Myondetektors.)

Anschließend wird in einem Konus $\Delta R = \sqrt{(\frac{\Delta\phi}{2})^2 + (\Delta\Theta)^2} < 0.7$ um die rekonstruierte Eisenspur nach rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem gesucht. Die Mittelachse der Eisenspur ist durch den ersten Meßpunkt und den Vertex definiert.

In Abbildung 6.1 ist die Rekonstruktionseffizienz für die in dieser Analyse benutzten Monte-Carlo-Simulationen und die Daten dargestellt. Der ermittelte Wert von 0.97 ± 0.01 liegt in guter Übereinstimmung mit anderen Untersuchungen ([Erd96, Jan95, SSc97]). Der systematische Fehler, der sich aus der mittleren Abweichung zwischen den aus den Daten ermittelten Werten und denen der Monte-Carlo-Simulation ergibt, beträgt -3% .

Vertexanpassung

Der Bereich, in dem ep-Wechselwirkungen bei H1 stattfinden können, ist durch die Strahlausdehnung der Positron- und Protonpakete vorgegeben. Während die Ausdehnung der Wechselwirkungszone in der $r\phi$-Ebene sehr klein ist, $\sigma_x \times \sigma_y = 0.29\,\mathrm{mm} \times 0.07\,\mathrm{mm}$, kann die z-Koordinate des Ortes der ep-Wechselwirkungen (*Vertex*) durch die große Ausdehnung der Protonpakete ($\sigma_z = 110\,\mathrm{mm}$) stark variieren. Da die Strahlpositionen in x und y während einer HERA-Füllung in guter Näherung konstant sind, können die x- und y-Koordinaten des Vertex mit den Spuren von vielen Ereignissen bestimmt werden. Dieses erfolgt jeweils für einen H1-Datennahmeabschnitt. Die z-Koordinate muß dagegen für jedes Ereignis neu ermittelt werden. Durch die Anpassung der Spur an den Ereignisvertex in der $r\phi$-Ebene wird eine große Verbesserung der Transversalimpulsauflösung erzielt.

Die Effizienz der Vertexanpassung ist in [Erd96] bestimmt worden. Es wurden keine Abhängigkeit vom Transversalimpuls oberhalb von $p_t > 100\,\mathrm{MeV}$ und vom Polarwinkel Θ gefunden. Die Effizienz wurde zu

$$\epsilon_{Vtx} \geq 97\% \tag{6.4}$$

für Spuren mit einer radialen Spurlänge von mindestens $r_{Spur} \geq 10\,\mathrm{cm}$ und einem Fehler bei der Bestimmung des DCA von $\frac{\sigma_{DCA}}{|DCA|} < 1$ bestimmt. Die ermittelte Effizienz stellt lediglich eine untere Grenze dar, da Spuren, die nicht vom Ereignisvertex kommen (z.B. Spuren von Zerfallsvertices) und dennoch an den Ereignisvertex angepaßt werden, eine geringere Anpassungseffizienz besitzen.

Außerdem können Spuren auch an Zerfallsvertices angepaßt werden. Dazu wird ein ungeladenes Teilchen vom Ereignisvertex zum Zerfallsvertex eingeführt. Zerfallsvertices und deren Spuren werden in dieser Analyse allerdings nicht berücksichtigt.

Rekonstruktion der Spuren in den vorderen Spurkammern

Im Vorwärtsspurkammersystem wird zunächst getrennt in den radialen bzw. planaren Spurkammern nach Spursegmenten gesucht, die anschließend zu Spuren kombiniert werden. Bei der Suche nach Spursegmenten wird nach Qualität unterschieden in:

1. **Primäre Segmente** mit mindestens drei Treffern in allen drei Orientierungen eines Supermoduls.
2. **Sekundäre Segmente** mit mindestens drei Treffern in zwei Orientierungen und mindestens einem Treffer in der dritten Orientierung eines Supermoduls.
3. **Tertiäre Segmente** mit mindestens drei Treffern in zwei Orientierungen eines Supermoduls.

Die Anzahl der Segmente werden mit $N_{x.y}$ bezeichnet, wobei $x \in 1, 2, 3$ für die Art des Spursegments (primär=1, sekundär=2, tertiär=3) und $y \in plan,\ rad$ für das Modul steht.

Nach erfolgreicher Suche der Spursegmente erfolgt die Anpassung an den bereits ermittelten Ereignisvertex. Außerdem ist es in einem Polarwinkelbereich von $15^\circ < \Theta < 25^\circ$ möglich, Spuren des Vorwärtsspurkammersystems und Spuren des zentralen Spurkammersystems zu einer Spur zu kombinieren.

6.1.2 Spurselektion

Da aufgrund der getrennten Spurrekonstruktionen in Vorwärts- und Zentralspurkammern, sowie deren Kombination Ambiguitäten auftreten, ist eine weitere Spurselektion, die Anforderungen an die Qualität der Spur stellt und die Ambiguitäten auflöst, notwendig. Diese ist in dem Programmpaket [Wes96] enthalten. Dieser Abschnitt stellt die Kriterien an die Spurqualität vor.

In dieser Analyse werden nur Spuren verwendet, die an den primären Ereignisvertex angepaßt wurden. Treten die oben erwähnten Ambiguitäten auf, so werden diese in der folgenden Reihenfolge aufgelöst:

1. Kombinierte Spuren,
2. Spuren im zentralen Spurkammersystem,
3. Spuren im Vorwärtsspurkammersystem.

Im folgenden werden die Bedingungen, die an die Spuren gestellt werden, getrennt nach Spurkammersystem aufgeführt.

Spuren im Vorwärtsspurkammersystem

- Minimaler transversaler Impuls: $p_t > 150\,\mathrm{MeV}$.
- Polarwinkelbereich: $6^\circ < \Theta < 25^\circ$.
- Maximaler Abstand der in Richtung des Vertex extrapolierten Spur zum Vertex in der $r\phi$-Ebene: $r_0 < 10\,\mathrm{cm}$.
- Minimale Qualität der Spuranpassung unter Berücksichtigung der Anzahl der möglichen Freiheitsgrade ndf: $\frac{\chi^2_{Spur}}{ndf} < 10$.
- Minimale Qualität der Vertexanpassung unter Berücksichtigung der Anzahl der möglichen Freiheitsgrade ndf: $\frac{\chi^2_{Vertex}}{ndf} < 10$.
- Minimale Anzahl der primären und sekundären planaren Spursegmente: $N_{1.plan} + N_{2.plan} \geq 1$.
- Minimale Anzahl der planaren und radialen Spursegmente: $\sum\limits_{x \in 1,2,3} N_{x.plan} + N_{x.rad} \geq 2$.
- Maximaler Fehler der Impulsbestimmung: $\frac{\sigma_p}{p} < 1$.

Spuren im zentralen Spurkammersystem

- Minimaler transversaler Impuls: $p_t > 150\,\mathrm{MeV}$.
- Polarwinkelbereich: $20^\circ < \Theta < 160^\circ$.
- Maximaler Betrag des DCA unter Berücksichtigung einer Korrektur auf die x- und x-Koordinaten des Ereignisvertex: $|DCA| < 2\,\mathrm{cm}$.

- Maximaler Abstand des dichtesten Treffers zur Strahlachse: $r_{Start} < 50\,\mathrm{cm}$.
- Minimale Anzahl der Treffer: $N_{Hit} \geq 10$.
- Minimale radiale Spurlänge:
  - für Spuren mit $\Theta < 30°$: $r_{Spur} \geq 10\,\mathrm{cm}$.
  - für Spuren mit $30 \leq \Theta < 150°$: $r_{Spur} \geq 18\,\mathrm{cm}$.
  - für Spuren mit $\Theta \geq 150°$: $r_{Spur} \geq 5\,\mathrm{cm}$.

Kombinierte Spuren

- Minimaler transversaler Impuls: $p_t > 150\,\mathrm{MeV}$.
- Polarwinkelbereich: $15° < \Theta < 25°$.
- Maximaler Betrag des DCA unter Berücksichtigung einer Korrektur auf die x- und y-Koordinaten des Ereignisvertex: $|DCA| < 5\,\mathrm{cm}$.
- Maximaler Abstand des dichtesten Treffers von der Strahlachse: $r_{Start} < 50\,\mathrm{cm}$.
- Minimale Anzahl der Treffer: $N_{Hit} \geq 10$.
- Minimale radiale Spurlänge: $r_{Spur} \geq 10\,\mathrm{cm}$

In Abbildung 6.2 sind die Anzahl der Treffer und die radiale Spurlänge, die für die Rekonstruktion und die Auflösung des Transversalimpulses wichtig sind, dargestellt. Im Bereich von Spuren mit nur wenigen Treffern ($N_{Hit} < 30$), die also eine schlechte Auflösung des Transversalimpulses besitzen, findet man gute Übereinstimmung zwischen den in dieser Analyse benutzten Monte-Carlo-Simulationen und den Daten. Allerdings werden die Spuren in den Daten mit im Mittel weniger Treffern rekonstruiert. Dieses hat eine Verschlechterung der Transversalimpulsauflösung von weniger als 10% zur Folge. Wichtiger ist die Verteilung der radialen Spurlänge, da diese quadratisch in die Transversalimpulsauflösung eingeht. Die Monte-Carlo-Simulationen beschreiben die radiale Spurlänge sehr gut. Daher kann man insgesamt von einer ausreichend guten Beschreibung der Spuren durch die Monte-Carlo-Simulation ausgehen.

6.1.3 Rekonstruktion der Myonkandidaten

Rekonstruktion der Spuren im Myondetektor

Im Myondetektor stehen zur Rekonstruktion von Spuren die Drahtlagen, von denen es maximal 16 pro Modul gibt, und die Streifenlagen (maximal drei pro Modul) zur Verfügung. Es wird getrennt in den Endkappen und im Zentralbereich nach Spuren gesucht. Im zentralen Bereich des Myondetektors werden die x- und y-Position eines Treffers mit den Drähten, die z-Position mit Hilfe der Streifen bestimmt. Zunächst wird durch Mustererkennung (Methode des „Conformal Mapping“) nach einfachen Trefferstrukturen, wie z.B. eine flächen- oder linienartige Verteilung, gesucht. An die so gefundenen Assoziationen werden Qualitätskriterien gestellt. Enthalten die Assoziationen mindestens drei Treffer und haben eine Mindestlänge von 15 cm, so wird daran ein Spur angepaßt. Die Spuranpassung erfolgt für fünf freie Parameter mittels einer χ^2-Anpassung:

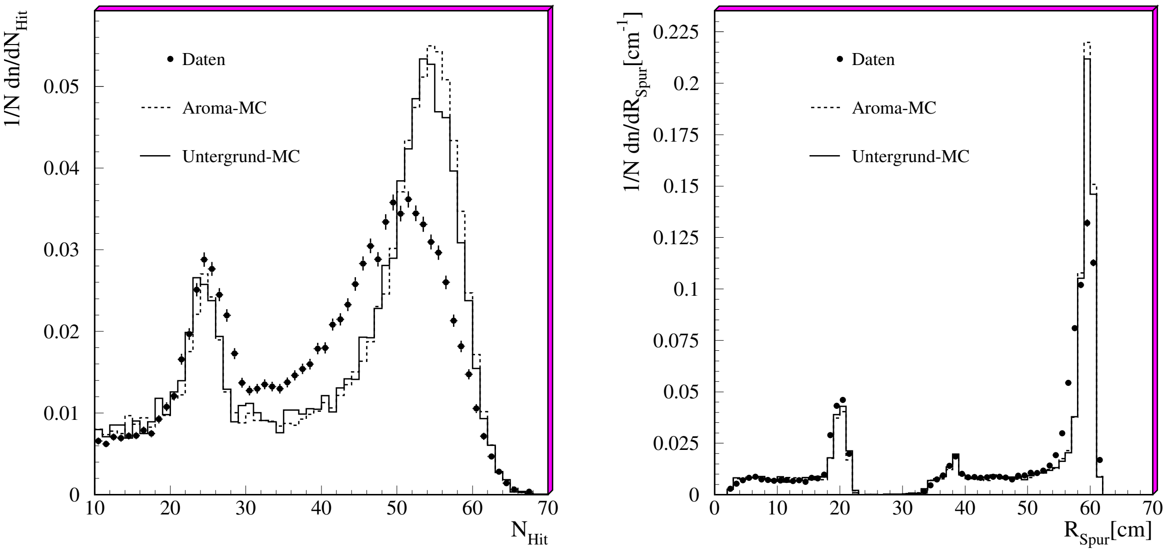

Abbildung 6.2: *Anzahl der Treffer (links) und radiale Spurlänge (rechts) der kombinierten Spuren und der Spuren im zentralen Spurkammersystem, die selektiert wurden.*

- die Ortskoordinaten am ersten gemessenen Punkt der Spur und
- der Polar- und Azimutalwinkel der Flugrichtung in diesem Punkt.

Außerdem wird das Verhältnis aus Teilchenladung und Teilchenimpuls Q/p bestimmt. Dieses ist aber aufgrund der Inhomogenität des Magnetfeldes nicht oder nur sehr ungenau rekonstruiert.

Verbindung der Spuren im Myondetektor mit den Spuren der Spurkammern

Um Verwechslungen zu vermeiden, werden im folgenden Spuren, die im Myondetektor rekonstruiert wurden, *Eisenspuren (FE)* und rekonstruierte Spuren des Spurkammersystems *Kammerspuren (CJC)* genannt.

Zur Spurverbindung wird eine Vorselektion von Kammerspuren, die eine Spurverbindung mit einer Eisenspur eingehen können durchgeführt. Die Kammerspuren müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- Der Impuls der Kammerspur ist größer als: $p > 1\,\mathrm{GeV}$.
- Die Polarwinkeldifferenz ist kleiner als: $|\Theta_{CJC} - \Theta_{FE}| < 12°$.
- Die Azimutalwinkeldifferenz berücksichtigt die durch das Magnetfeld hervorgerufene Krümmung der Kammerspur. Es muß gelten:

$$12° > (\phi_{CJC} - \phi_{FE}) > -90°\,,\ \text{wenn}\ \kappa > 0$$

bzw.

$$12^\circ > (\phi_{FE} - \phi_{CJC}) > -90^\circ\,, \text{ wenn } \kappa < 0\,.$$

Dabei gehen die bei der Rekonstruktion der Kammerspur gefundenen Parameter (Θ_{CJC}, ϕ_{CJC}) und die sich aus den Koordinaten des ersten Meßpunktes der Eisenspur und dem Vertex ergebenden Parameter Θ_{FE} bzw. ϕ_{FE} ein.

Alle Kammerspuren, die die Vorselektion erfüllen, werden unter der Annahme, daß es sich um ein Myon handelt, unter Berücksichtigung der Ionisationsverluste bis zum Beginn der Eisenspur extrapoliert. Vielfachstreuung wird im Rahmen der Fehlerrechnung behandelt.

Zu jeder extrapolierten Kammerspur wird ein χ^2 aus den Parametern $\vec{X}_{CJC}$ und den Parametern der Eisenspur $\vec{X}_{FE}$ unter Verwendung der Summe der Kovarianzmatrizen V der beiden Spuren berechnet:

$$\chi^2 = (\vec{X}_{CJC} - \vec{X}_{FE})^T V^{-1} (\vec{X}_{CJC} - \vec{X}_{FE})$$

Als Spurparameter werden für Spuren im zentralen Myondetektor die z-Koordinate des ersten Spurpunktes, der Azimutalwinkel des ersten Spurpunktes vom Vertex aus betrachtet und der Azimutalwinkel der Flugrichtung herangezogen.

Die Wahrscheinlichkeit einer χ^2-Verteilung mit N Freiheitsgraden $P(\chi^2)$ ergibt sich durch Integration der Verteilungsfunktion

$$f(\chi^2, N) = \frac{1}{2^{N/2}\Gamma(N/2)} (\chi^2)^{N/2-1} e^{-\chi^2/2}$$

über χ^2:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(X, N) dX\,.$$

Die ermittelte Wahrscheinlichkeit wird als Qualitätskriterium der extrapolierten Spur verwendet.

Zur Erkennung kosmischer Myonen wird bei zwei sich in der $r\phi$-Ebene gegenüberliegenden Kammerspuren mit kleiner Impulsdifferenz bei der Extrapolation berücksichtigt, daß diese in der oberen Detektorhälfte von außen eindringen.

6.1.4 Selektion der Myonkandidaten

Eisenspuren im zentralen Myondetektor (*Barrel*) müssen folgende Kriterien erfüllen, um als Myonkandidat gewertet zu werden:

A: Der kleinste radiale Abstand der zum Ereignisvertex extrapolierten Eisenspur muß kleiner sein als $\rho < 100\,\text{cm}$.

B: Die z-Koordinate des Schnittpunktes der extrapolierten Eisenspur mit der Strahlachse muß innerhalb von 100 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen: $-100\,\text{cm} < z < 100\,\text{cm}$.

C: Der erste Meßpunkt der Eisenspur muß innnerhalb der ersten fünf Drahtlagen liegen: $N_{1.Lage} \leq 5$.

D: Die minimale Anzahl der getroffenen Drahtlagen muß größer sein als $N_{Lagen} \geq 2$.

E: Der letzte Meßpunkt der Eisenspur darf nicht vor der zweiten Drahtlage liegen: $N_{lL} \geq 2$.

F: Die Eisenspur muß an eine Kammerspur angepaßt sein, und die Wahrscheinlichkeit der χ^2-Verteilung muß größer sein als $P(\chi^2) \geq 0.001$.

Bei den Bedingungen an die getroffenen Drahtlagen (C, D, E) werden die jeweils äußeren drei Drahtlagen, die sogenannten Myonboxen, nicht mitgezählt. Die Bedingungen A bis E sind bereits in der Verifikation der vierten Triggerstufe (Abschnitt 5.5) enthalten und werden bei der Ereignisklassifikation aus Konsistenzgründen verlangt.

An Eisenspuren in den Endkappen des Myondetektors werden ähnliche Bedingungen gestellt. Diese werden aber nicht weiter erläutert, da sie für diese Analyse nicht relevant sind. Außerdem findet eine Erkennung von Myonen und Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter statt. Dabei wird eine Spur des Spurkammersystems durch das Kalorimeter extrapoliert. Aufgrund charakteristischer Größen innerhalb zweier Zylinder um die extrapolierte Spur, wie z.B. Energiefluß und Spurlänge im Kalorimeter, ergeben sich Kriterien für die Einstufung in jeweils drei Qualitätsklassen. Eine genaue Beschreibung der Leptonerkennung im Kalorimeter ist in [Nar97] gegeben. In dieser Analyse wird die Myonerkennung im Kalorimeter zur Bestimmung der Selektionseffizienz der Myonkandidaten im Myondetektor verwendet.

Effizienz der Myonerkennung im zentralen Myondetektor

Um die Effizienz der Myonerkennung für das gesamte Impulsspektrum der Myonen von Zerfällen schwerer Quarks bestimmen zu können, werden zwei unterschiedliche Datensätze benutzt. Um den Anstieg der Effizienz der Myonerkennung als Funktion des Myonimpulses im unteren Bereich der Akzeptanz des Myondetektors ($1\,\text{GeV} < p_\mu < 3\,\text{GeV}$) zu untersuchen, werden elastische J/ψ-Kandidaten, die in ein Myonpaar zerfallen sind, verwendet. Für die Bestimmung der Erkennungseffizienz bei größeren Impulsen werden kosmische Myonen verwendet.

In beiden Fällen werden die Daten durch einen Trigger der ersten Stufe selektiert, der Ereignisse mit genau zwei sich in der $r\phi$-Ebene gegenüberliegenden *Rays* selektiert (siehe Abschnitt 5.2.2). Insbesondere werden genau zwei rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem verlangt, von denen mindestens eine einen Myonkandidaten im Flüssig-Argon-Kalorimeter mit sehr guter Qualtität repräsentiert [GuS97]. Zur Selektion der J/ψ-Kandidaten werden Ereignisse, deren Spuren sich im Polarwinkel gegenüberliegen, verworfen und die invariante Masse des Zwei-Spur-Systems muß in einem Bereich von $2.7\,\text{GeV} < M_{inv} < 3.5\,\text{GeV}$ um die Masse des Vektor-Mesons $M_{J/\psi} = 3.1\,\text{GeV}$ liegen. Im Gegensatz dazu verlangt die weitere Selektion der kosmischen Myonen nach sich im Polarwinkel gegenüberliegenden Spuren.

In Abbildung 6.3 ist die Effizienz für Myonerkennung im zentralen Myondetektor als Funktion von Impuls p_μ und Polarwinkel Θ_μ getrennt für die beiden Datensätze dargestellt. Man findet einen Abfall zu kleinen Impulsen, da diese Myonen den Myondetektor nicht erreichen können. Dieses wird sehr gut durch die Aroma-Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Ab einem Impuls von etwa $p_\mu > 4\,\text{GeV}$ wird die Effizienz der Myonerkennung nahezu unabhängig vom Impuls und beträgt etwa 65%. Man erkennt, daß die Effizienz in der Aroma-Monte-Carlo-Simulation etwa 5% größer ist. Der Grund ist in Abbildung 6.3d, die die Effizienz der Myonerkennung als Funktion des Polarwinkels für Myonen mit einem Impuls $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ zeigt, zu erkennen. Man sieht, daß der Übergang vom vorderen Teil des zentralen Myondetektors zum hinteren Teil bei $\Theta \approx 75°$, sowie der Übergang zur hinteren Endkappe des Myondetektors nicht korrekt beschrieben wird.

Die Aroma-Monte-Carlo-Simulation, die in dieser Analyse zur Beschreibung der Myonen verwendet wird, zeigt eine gute Übereinstimmung mit der aus den Daten ermittelten Effizienz der Myonerkennung. Die Abweichung, die sich aus der ungenügenden Beschreibung der Detektorübergänge ergibt, beträgt -7% .

6.1.5 Klassifikationskriterien für die Ereignisklasse mit Myonkandidaten

Ein Ereignis muß zunächst folgende allgemeine Kriterien erfüllen, bevor weitere Bedingungen an die gefundenen Myonkandidaten gestellt werden:

- Die z-Koordinate des rekonstruierten Vertex muß innerhalb von $|z_{vtx}| < 40\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen.
- Das Ereignis darf nicht als kosmisches Myon erkannt worden sein (siehe Abschnitt 6.3.1, 3. Bedingung zur Erkennung kosmischer Myonen).

Ein Ereignis wird als Ereignis mit Myonkandidaten klassifiziert, wenn mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist. Es wurde:

- mindestens ein Myonkandidat im Myondetektor gefunden.
- genau ein Myonkandidat im Myondetektor und ein weiterer Leptonkandidat gefunden.
- genau zwei Myonkandidaten im Myondetektor oder Kalorimeter (mindestens gute Qualität) gefunden.
- genau ein Myonkandidat im Myondetektor oder Kalorimeter (mindestens gute Qualität) gefunden und es gibt weniger als sechs Spuren im Spurkammersystem.
- genau ein Myonkandidat im Myondetektor oder Kalorimeter (mindestens gute Qualität) und genau eine weitere Spur im Spurkammersystem gefunden.

6.2 Vorselektion

6.2.1 Kontrolle des Detektorstatus

Um eine konsistente Bestimmung der Analyseeffizienzen vornehmen und mit den Monte-Carlo-Simulationen vergleichen bzw. beschreiben zu können, ist eine ungestörte Funktion der zur Analyse verwendeten Detektorkomponenten erforderlich. Um die Funktionalität der Detektorkomponenten festzuhalten, werden in regelmäßigen Abständen (etwa alle 10 s) Statussignale mit Informationen über die anliegende Hochspannung aufgezeichnet. Diese können dann *offline* bei der Selektion abgefragt werden, um Ereignisse bei denen mindestens eine der notwendigen Komponenten nicht funktionstüchtig war, unberücksichtigt zu lassen.

Für diese Analyse wurde der Hochspannungsstatus folgender Detektorkomponenten verifiziert:

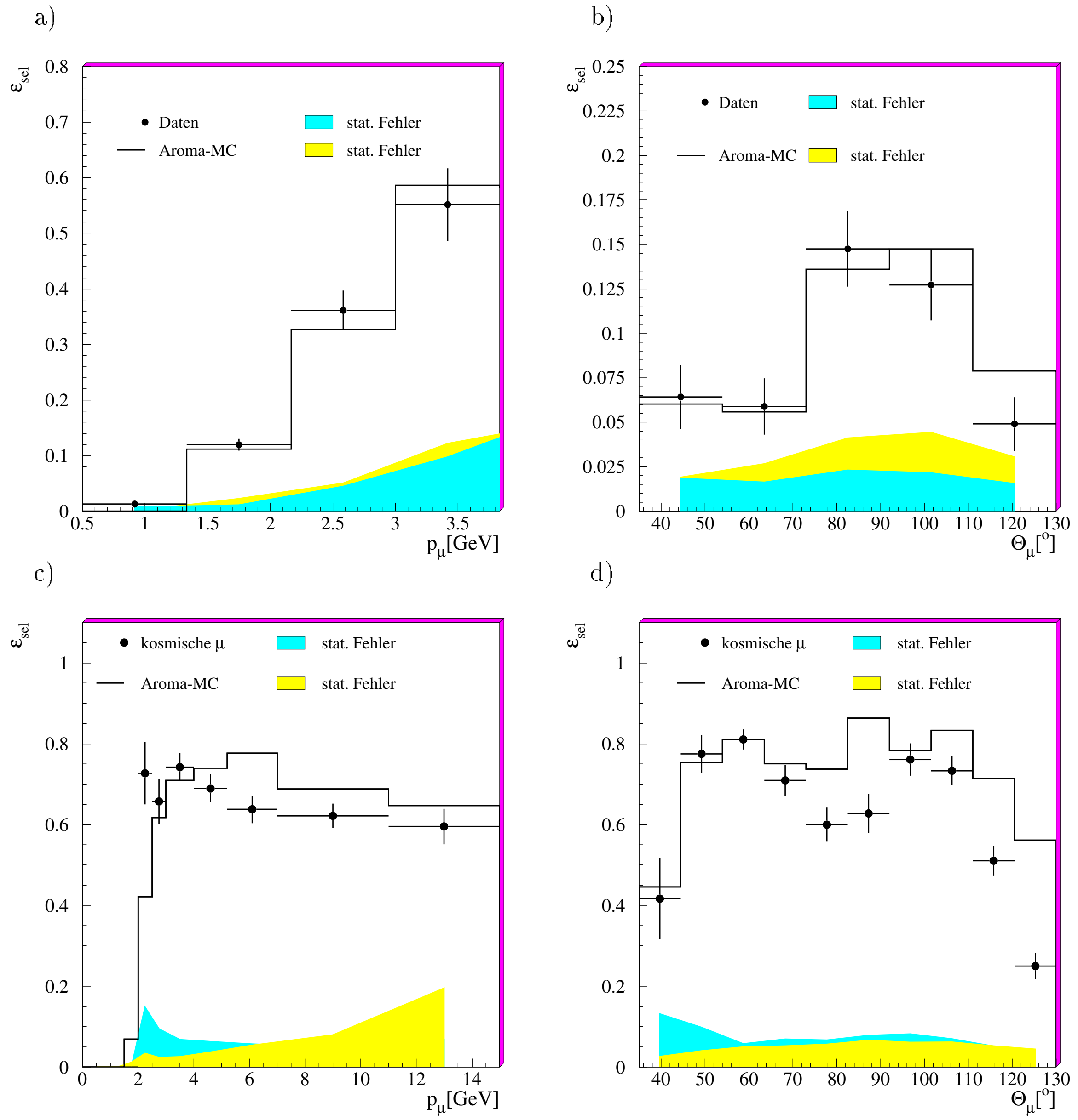

Abbildung 6.3: *Effizienz der Myonerkennung als Funktion des Myonimpulses* p_μ *und des Polarwinkels* Θ_μ *ermittelt aus der Aroma-Monte-Carlo-Simulation und* J/ψ*-Kandidaten, a) und b), bzw. kosmischen Myonen, c) und d). Beim Vergleich der Effizienz der Myonerkennung mit* J/ψ*-Kandidaten und Aroma-Monte-Carlo-Simulation wurden die Impuls- und Polarwinkelspektrum der Myonen der Monte-Carlo-Simulation entsprechend dem Impuls- und Polarwinkelspektrum der Myonen der* J/ψ*-Kandidaten umgewichtet. In Abbildung d) ist die Effizienz der Myonerkennung als Funktion des Polarwinkels für Myonen mit einem Impuls* $p_\mu > 2.5\,GeV$ *dargestellt. Die grauschattierten Bereiche geben jeweils die reinen statistischen Fehler der ermittelten Effizienzen für Daten (dunkel) und Monte-Carlo-Simulation (hell) an.*

- Spurkammersystem ohne Z-Driftkammern.
- Flüssig-Argon-Kalorimeter und rückwärtiges Kalorimeter (SpaCal)
- Myondetektor
- Luminositätssystem

Zur Bestimmung der integrierten Luminosität ist es wichtig, daß Zeiträume, in denen eine Detektorkomponente nicht nutzbar war, nicht berücksichtigt werden. Die gesamte 1995 genommene Luminosität beträgt:

$$\mathcal{L} = 4827 \pm 52\,\mathrm{nb}^{-1}. \tag{6.5}$$

Nach Korrekturen auf Hochspannung und Proton-Pilotpakete (siehe Abschnitt 6.3.1) verbleiben:

$$\mathcal{L} = 3759 \pm 40\,\mathrm{nb}^{-1}. \tag{6.6}$$

6.2.2 Vorselektion der Myonkandidaten

Die Vorselektion basiert auf Ereignissen der Ereignisklasse mit Myonkandidaten nach Berücksichtigung des Detektorstatus. Im Jahr 1995 wurden von den etwa $15 \cdot 10^6$ auf Magnetband gespeicherten Ereignissen $1 \cdot 10^6$ Ereignisse dieser Klasse zugeteilt. In Tabelle 6.1 sind die weiteren Schnitte der Vorselektion zusammengefaßt.

Ereignisklasse mit Myonkandidaten	960000
Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten im Myondetektor	$\sim$ 185000
Ereignisse mit mindestens einem Myonkandidaten im zentralen Myondetektor ($35° < \Theta_\mu < 130°$)	$\sim$ 4900

Tabelle 6.1: *Anzahl der Ereignisse nach den jeweiligen Bedingungen der Vorselektion.*

Für Ereignisse, die nach der Primärselektion verbleiben, ist in Abbildung 6.4 die Verteilung der z-Koordinate des Vertex dargestellt. Man findet eine mittlere Abweichung der Aroma-Monte-Carlo-Simulation von ca. +6 cm. Dieser Unterschied wird durch Anwenden einer aus den Gaußverteilungen ermittelten Gewichtsfunktion ereignisweise korrigiert.

In Abbildung 6.5 ist die Anzahl der Treffer der dem Myonkandidaten zugeordneten Kammerspur und die erste getroffene Drahtlage der Myonkandidaten dargestellt. Die Daten werden sehr gut durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben.

6.3 Analyseselektion

6.3.1 Erkennung von Ereignissen mit kosmischen Myonen und von Proton-Pilotpaketen

Ereignisse mit kosmischen Myonen und Ereignisse von Proton-Pilotpaketen wurden zunächst in der Vorselektion belassen, um Abschätzungen über die Anzahl dieser Ereignisarten nach der Analyseselektion geben zu können.

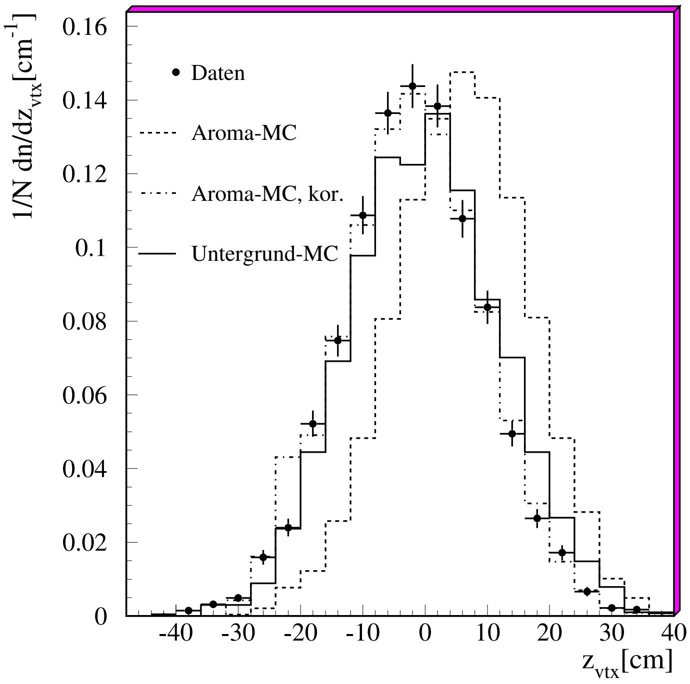

Abbildung 6.4: *Verteilung der z-Koordinate des Vertex. Die Aroma-Monte-Carlo-Simulation zeigt eine Abweichung des Mittelwertes von* $z_0 = +6\,cm$. *Eine ereignisweise Korrektur berücksichtigt diese Abweichung.*

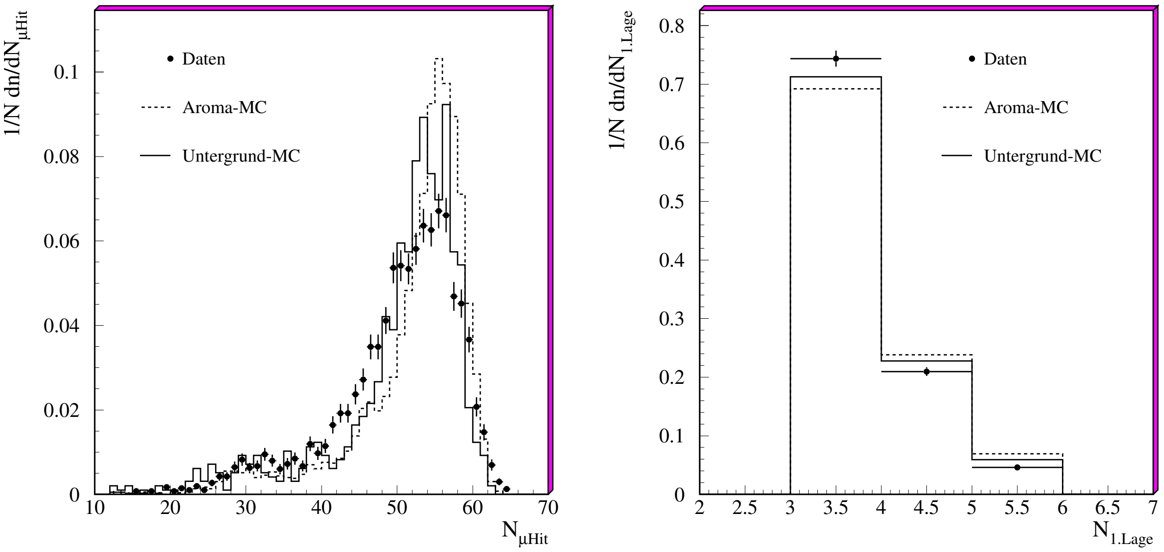

Abbildung 6.5: *Anzahl der Spurtreffer (links) und Position der ersten getroffenen Drahtlage im Myondetektor der Myonkandidaten (rechts) für die Monte-Carlo-Simulationen und die Daten.*

Erkennung von Pilotpaketen des Protonstrahls

Pilotpakete sind Pakete, die keinen Kollisionspartner im jeweils anderen Strahl besitzen. Daher können Wechselwirkungen dieser Teilchen nur mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas oder dem Strahlrohr auftreten. Mit Hilfe der Pilotpakete des Protonstrahls läßt sich der in einer Selektion verbliebene Anteil von Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Untergrund-Ereignissen abschätzen.

Unter Berücksichtigung der mittleren Strahlströme des Protonenstrahls I_p und des Proton-Pilotpaketstrahls I_{Pilot} kann aus den als Ereignis von Proton-Pilotpaketen erkannten Ereignissen N_{Pilot} die Anzahl der in der Selektion enthaltenen Strahl-Gas-Ereignisse abgeschätzt werden:

$$N_{Gas} = N_{Pilot} \cdot \frac{I_p}{I_{Pilot}}. \tag{6.7}$$

Im Jahr 1995 betrug das mittlere Verhältnis von Protonstrom zu Proton-Pilotpaketstrom $\frac{I_p}{I_{Pilot}} = 31.57$. Nach der Vorselektion verbleiben $N_{Pilot} = 45$ Ereignisse von Proton-Pilotpaketen. Somit sind in der Vorselektion noch

$$N_{Gas} = 1421 \text{ oder } \mathcal{F}_{Gas} = 29\%$$

Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Ereignisse enthalten. In der endgültigen Selektion, die unten beschrieben ist, verbleibt kein Ereignis, welches von einem Proton-Pilotpaket herrührt. Daher wird unter der Annahme, daß 2.3 Ereignisse von einem Proton-Pilotpaket stammen (99% *Confidence*), eine obere Abschätzung für den zu erwartenden Untergrund von Strahl-Gas-Ereignissen angegeben:

$$N_{Gas}^{final} < 72.6 \text{ oder } \mathcal{F}_{Gas}^{final} < 5.5\%. \tag{6.8}$$

Schnitt gegen Ereignisse mit kosmischen Myonen

Ereignisse mit kosmischen Myonen, die den Vertexbereich durchqueren treten mit einer Rate von etwa 1 Hz auf. Kosmische Myonen, die keiner ep-Wechselwirkung überlagert sind, können sehr einfach durch einen Schnitt auf die Spurmultiplizität $N_{Spur} > 2$ verworfen werden. Allerdings ist die Mehrzahl der kosmischen Myonen regulären ep-Wechselwirkungen überlagert. In diesem Fall helfen spezielle topologische Anforderungen, Ereignisse mit kosmischen Myonen zu erkennen. Grundlage dieser topologischen Anforderungen ist, daß kosmische Myonen hochenergetisch sind und die Spuren im Magnetfeld des Detektors kaum eine Krümmung aufweisen. Dann können im Polarwinkelbereich und Azimutalwinkelbereich gegenüberliegende Signaturen verlangt werden ($170° < |\Delta\phi| < 190°$, $170° < |\Delta\Theta| < 190°$). Folgende Signaturen, die zur Einstufung als kosmisches Myonen führen, werden untersucht:

1. Ausgehend von den Parametern einer rekonstruierten Spur im Myondetektor wird:
    - nach einer zweiten rekonstruierten Spur im Myondetektor gesucht.
    - in einem Konus um die Spur nach Energiedeposition im gegenüberliegenden Teil des Myondetektors gesucht.
    - in einem Konus um die Spur nach Energiedeposition im gegenüberliegenden Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters gesucht.

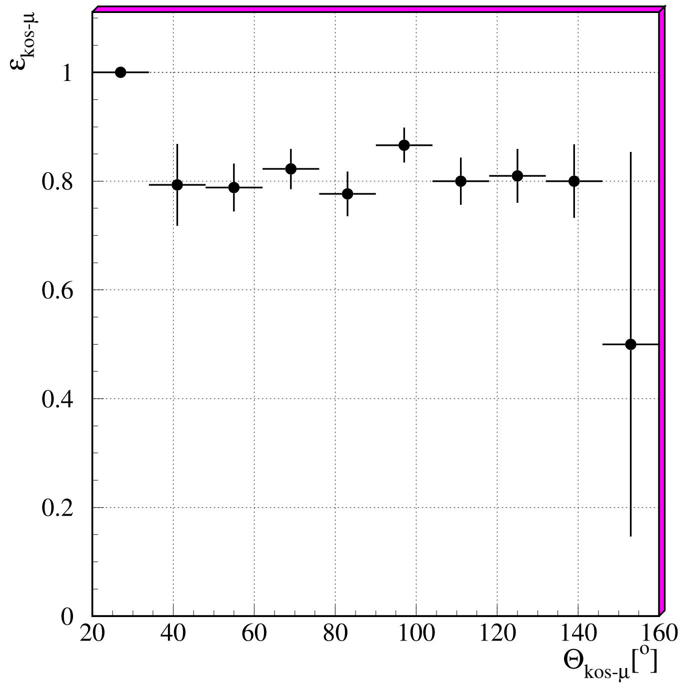

Abbildung 6.6: *Effizienz der Suchalgorithmen für kosmische Myonen als Funktion des Polarwinkels.*

2. Ausgehend von einer hohen Energiedeposition im Myondetektor wird:
   - in einem durch den Detektor extrapolierten Zylinder nach Energiedeposition im gegenüberliegenden Teil des Myondetektors gesucht.
   - in einem durch den Detektor extrapolierten Zylinder nach Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter vor und hinter der Vertexregion gesucht.
3. Zwei nicht an den Vertex angepaßte Spuren des Spurkammersystems weisen ungleiche Ladung, gleichen Krümmungsradius ($\Delta\kappa < 0.2$) und entgegengesetzte Richtung auf.

In Abbildung 6.6 ist die Effizienz der Suchalgorithmen für kosmische Myonen dargestellt. Dazu wurden die kosmischen Myonen während spezieller Datennahmeperioden, in denen der Strahlbetrieb von HERA eingestellt war, aufgezeichnet. Es ist keine Abhängigkeit vom Polarwinkel zu erkennen. Die Effizienz der Erkennung von kosmischen Myonen beträgt etwa 80%.

Von den die Vorselektion passierenden Ereignissen werden 819 Ereignisse durch die Schnitte gegen kosmische Myonen verworfen.

Von den endgültig selektierten Ereignissen der Aroma-Monte-Carlo-Simulationen werden keine Ereignisse mit Charm-Quarks und weniger als 0.5% der Ereignisse mit Beauty-Quarks verworfen.

6.3.2 Bestimmung des Viererimpulsübertragsquadrates Q^2

Die Selektion von Photoproduktionsereignissen geschieht durch einen Schnitt auf das Viererimpulsübertragsquadrat $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Die Bestimmung von Q^2 erfolgt nur für Ereignisse, bei denen das gestreute Positron im Detektor nachgewiesen wird. Q^2 wird nach Gleichung 2.7 aus dem Streuwinkel $\Theta_{e'}$ und der Energie $E_{e'}$ des Positrons berechnet. Andernfalls kann man annehmen, daß das Positron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wurde und in der Strahlröhre verblieben ist, d.h. $Q^2 \to 0$. Die Suche nach dem Positron erfolgt nacheinander im *Elektron-Tagger* in Verbindung mit dem Photon-Tagger, im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal und im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Der erste gefundene Positronkandidat wird zur Bestimmung von Q^2 verwendet.

Positron im *Elektron-Tagger*

Zur Suche der Positronkandidaten werden beide *Elektron-Tagger*, bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ (ET33) und bei $z = -44\,\mathrm{m}$ (ET44) und der Photondetektor (γT) verwendet. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, um eine Signatur als Positronkandidat zu werten:

- $E_{ET33} > 4\,\mathrm{GeV}$ und $E_{\gamma T} < 2\,\mathrm{GeV}$.
- $E_{ET44} > 6\,\mathrm{GeV}$ und $E_{\gamma T} < 1\,\mathrm{GeV}$.

Der Streuwinkel ergibt sich in diesem Fall aus den x- und y-Koordinaten der Energiedeposition und der z-Position des jeweiligen Detektors.

Alle Ereignisse mit Positronkandidaten in einem der beiden *Elektron-Tagger* sind der Photoproduktion zuzurechnen, da die Akzeptanz des *Elektron-Tagger* auf Werte $Q^2 < 10^{-2}$ beschränkt ist.

Positron im SpaCal

Im SpaCal werden die Energiedepositionen eng zusammenliegender Kalorimeterzellen zu sogenannten *Clustern* gruppiert. Die Position eines Clusters, der Clusterschwerpunkt, ergibt sich aus dem energiegewichteten Mittel der Positionen aller beteiligter Zellen. Bei der Suche nach Positronkandidaten wird je nach gewünschtem Ziel in drei Klassen eingeteilt:

- **Einfach erkannte Positronen:** Wird ein Cluster mit einer Energie $E > 7\,\mathrm{GeV}$ gefunden, so wird Q^2 berechnet. Ereignisse mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden der Photoproduktion zugerechnet.
- **Sehr gut erkannte Positronen:** Zur Erkennung von Positronen, die der tiefinelastischen Streuung zuzurechnen sind ($Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) werden härtere Bedingungen gestellt, die auch die umliegenden Detektorkomponenten miteinbeziehen:
    - Die Energie des Clusters muß größer sein als:
      $E > 8\,\mathrm{GeV}$.
    - Der Streuwinkel muß innerhalb der Akzeptanz des SpaCal liegen:
      $151° < \Theta < 178°$.
    - Der Abstand des Clusterschwerpunktes zur Strahlachse muß in einer der Koordinaten x bzw. y größer sein als:
      $\max(x, y) > 8.7\,\mathrm{cm}$.

  - Die deponierte Energie in einer Vetolage zwischen SpaCal und Strahlrohr darf nicht größer sein als: $E_{Veto} < 1\,\mathrm{GeV}$.
    Damit wird geprüft, daß der Schauer möglichst vollständig erfaßt wurde.
  - Der extrapolierte Abstand zur nächsten Spur in der rückwärtigen Driftkammer muß kleiner sein als: $d_{BDC} < 2.8\,\mathrm{cm}$.
  - Der energiegewichtete Schauerradius darf nicht größer sein als: $r_{Schauer} < 3.4\,\mathrm{cm}$.

- Ereignisse, die in keine der beiden Klassen eingeordnet werden können.

Positron im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Erkennung von Positronen im Füssig-Argon-Kalorimeter erfolgt hauptsächlich durch die Bestimmung der transversalen Ausdehnung von Energiedepositionen in Verbindung mit einer rekonstruierten Spur im Spurkammersystem. Der Vorteil gegenüber der „longitudinalen Schauerausdehnung“ als Selektionskriterium liegt darin, daß auch der hadronische Teil des Kalorimeters zur Identifikation benutzt werden kann, und somit Positronen, die durch ϕ-Lücken im elektromagnetischen Teil den hadronischen Teil erreichen, erkannt werden.

Im Flüssig-Argon-Kalorimeter werden, ebenso wie im SpaCal, zunächst Cluster gebildet. Zur Identifikation elektromagnetischer Cluster werden folgende Größen bestimmt [ScA97], die die aufgeführten Bedingungen erfüllen müssen:

- Die Clusterenergie muß größer sein als: $E > 2\,\mathrm{GeV}$.
- Die transversale Clustermasse M_T, bestimmt durch die energiegewichtete Summe der Einheitsvektoren zwischen Clusterschwerpunkt und beteiligten Zellen muß kleiner sein als: $M_T < 3.75\,\mathrm{GeV}$.
- Die transversale Clustergröße Λ_T, bestimmt durch die Summe der Ortsvektoren zwischen Clusterschwerpunkt und beteiligten Zellen muß kleiner sein als: $\Lambda_T < 3.1$.
- Der Anteil hadronischer Energie in der Umgebung des Clusters, bestimmt durch die Energie innerhalb zweier Zylinder mit Radius $r_1 = 10\,\mathrm{cm}$ und $r_2 = 25\,\mathrm{cm}$ um die Clusterrichtung, muß kleiner sein als: $\frac{E(10\,\mathrm{cm}<r<25\,\mathrm{cm})}{E(r<10\,\mathrm{cm})} < 5\%$.
- Der Anteil elektromagnetischer Energie muß größer sein als: $\mathcal{F}_{em} > 50\%$.

Zu jedem Cluster, der die aufgeführten Bedingungen erfüllt, wird eine im Spurkammersystem rekonstruierte Spur gesucht. Dazu werden die Spuren bis zum Auftreffpunkt am Kalorimeter extrapoliert. Für den Abstand zwischen Clusterschwerpunkt $\vec{r}_C$ und der sich aus dem Ereignisvertex und Kalorimeterauftreffpunkt ergebenden Richtung der Spur $\vec{r}_{spur}$ muß gelten: $d_{C,Spur} = |\vec{r}_{spur} \times \vec{r}_C| < 12\,\mathrm{cm}$.

Besitzt die gefundene Spur-Cluster-Verbindung einen transversalen Impuls $p_t > 5\,\mathrm{GeV}$ wird diese als Leptonkandidat verwendet. Werden mehrere Leptonkandidaten gefunden, wird der mit dem höchsten transversalen Impuls als das gestreute Positron behandelt.

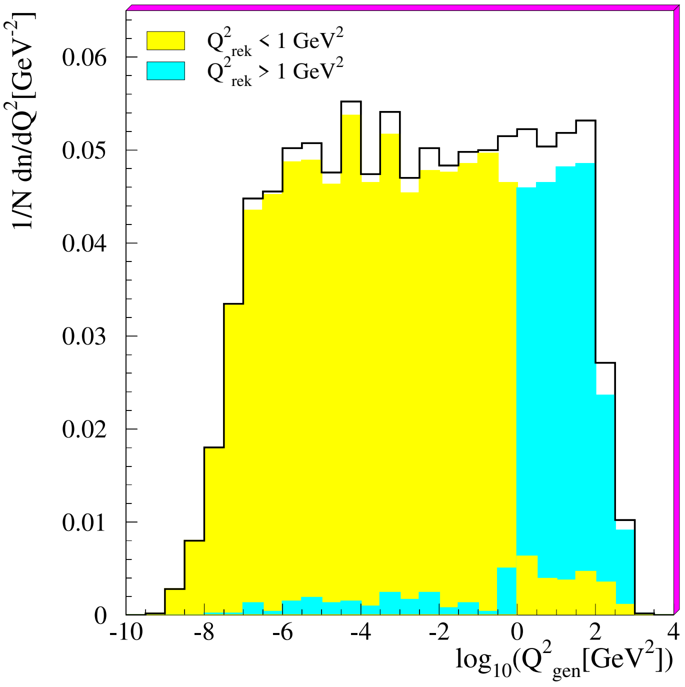

Abbildung 6.7: *Einfluß des Schnittes auf die Virtualität Q^2 für Ereignisse der Aroma-Monte-Carlo-Simulation.*

Qualität der Bestimmung von Q^2

Um die Wirkung des Schnittes zur Selektion von Photoproduktionsereignissen zu untersuchen, wurde die Aroma-Monte-Carlo-Simulation herangezogen. In Abbildung 6.7 ist die Verteilung des generierten Viererimpulsübertragsquadrates Q^2_{gen} der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die in unterschiedlichen Graustufen unterlegten Bereiche stellen die nach der Rekonstruktion der Virtualität Q^2_{rek} eingeteilten Bereiche der Photoproduktion ($Q^2_{rek} < 1\,\mathrm{GeV}^2$) und der tief-inelastischen Streuung ($Q^2_{rek} > 1\,\mathrm{GeV}^2$) dar. Man erkennt, daß mit der beschriebenen Methode eine gute Möglichkeit zur Selektion von sogenannten „*untagged*“ Photoproduktionsereignissen besteht.

In Tabelle 6.2 sind die Anzahlen der in die vier sich ergebenden Gruppen eingestuften Ereignisse gezeigt. Die linke Spalte enthält Ereignisse der Photoproduktion, die rechte Spalte Ereignisse mit tief-inelastischer Streuung. In der oberen Zeile sind Ereignisse die der Photoproduktion und unten diejenigen, die der tief-inelastischen Streuung zugeordnet wurden, angegeben. Die Mehrzahl der Ereignisse ($\sim 95\%$) wurde richtig in die entsprechende Ereignisart eingeteilt. In beiden Ereignisarten ist die Fluktuation durch falsche Erkennung gleich groß. Allerdings ist der relative Anteil bei Photoproduktionsereignissen mit $\sim 3\%$ kleiner als bei Ereignissen der tief-inelastischen Streuung ($\sim 11\%$)

Anzahl (rel. Anteil)	$Q^2_{gen} < 1\,\mathrm{GeV}^2$	$Q^2_{gen} > 1\,\mathrm{GeV}^2$
$Q^2_{rek} > 1\,\mathrm{GeV}^2$	123 (2.3%)	1171 (22.0%)
$Q^2_{rek} < 1\,\mathrm{GeV}^2$	3906 (73.3%)	123 (2.3%)

Tabelle 6.2: *Anzahl der Ereignisse der Summe der beiden Aroma-Monte-Carlo-Simulationen nach der Vorselektion, eingestuft in richtig und falsch erkannte Ereignisarten. Links unten und rechts oben sind richtig erkannte Ereignisse der Photoproduktion bzw. der tief-inelastischen Streuung. Links oben befinden sich Photoproduktionsereignisse, bei denen ein hochenergetisches Lepton als Kandidat für das gestreute Positron gehalten wurde und unten rechts sind Ereignisse der tief-inelastischen Streuung, bei denen das gestreute Positron nicht im Detektor nachgewiesen wurde.*

Selektion von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung

Da etwa 10% der selektierten Ereignisse mit hohen rekonstruierten Viererimpulsübertragsquadraten $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ der Photoproduktion zuzurechnen sind, sind härtere Kriterien an den Positronkandidaten nötig, d.h. man beschränkt sich auf Ereignisse mit „sehr gut erkannten" Positronen im SpaCal. Dadurch werden keine Photoproduktionsereignisse fehlidentifiziert und die Korrelation zwischen generierter und rekonstruierter Virtualität ist sehr gut (Abb. 6.8). Die mit der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Effizienz der Erkennung von Positronkandidaten mit Qualität „sehr gut" beträgt $\sim 90\%$ für Virtualitäten zwischen $3\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 63\,\mathrm{GeV}^2$. Außerhalb dieses Bereiches ($1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 3\,\mathrm{GeV}^2$ und $63\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$) fällt die Effizienz sehr schnell gegen Null.

In Tabelle 6.3 ist die Anzahl der verbleibenden Ereignisse mit gut erkanntem Positron in Zusammenhang mit der Selektion von Photoproduktionsereignissen zusammengefaßt.

Selektion von Ereignissen der Photoproduktion

Die Selektion von Ereignissen der Photoproduktion erfolgt, wie schon beschrieben durch einen Schnitt auf die rekonstruierte Virtualität $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$. In Tabelle 6.3 sind die Auswirkungen der bisher gemachten Selektionsschnitte auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen zusammengefaßt.

Bedingung	Daten		Aroma-cc-MC		Aroma-bb-MC		Untergrund-MC	
Vorselektion	4863		2292		3028		977	
Pilotpakete	4818		—		—		—	
Kosmische μ	3999		—		—		—	
Ereignisart	γp	DIS	γp	DIS	γp	DIS	γp	DIS
	2928	628	1625	438	2361	432	872	44

Tabelle 6.3: *Auswirkung der Selektionschnitte bis zur Selektion der Ereignisart auf die Anzahl der Ereignisse. Unterschieden wird zwischen Ereignissen der Photoproduktion ($Q^2_{rek} < 1\,GeV^2$) und der tief-inelastischen Streuung (ein sehr gut erkanntes Positron im SpaCal).*

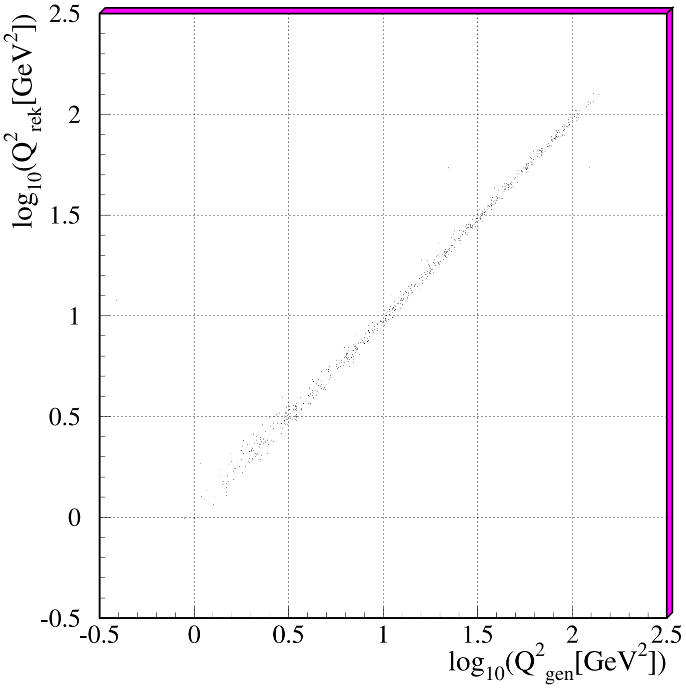

Abbildung 6.8: *Korrelation zwischen rekonstruierter und generierter Virtualität bei Ereignissen der tief-inelastischen Streuung mit einem sehr gut erkannten gestreuten Positron im SpaCal.*

6.3.3 Rekonstruktion von y

Zur Bestimmung des Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes muß der kinematische Bereich, in dem gemessen wird, bekannt sein. Die Bestimmung der Virtualität Q^2 ist bereits in Abschnitt 6.3.2 ausführlich beschrieben worden. Die Messung des Bereiches in y erfolgt durch die Rekonstruktion der Kinematik nach der Jacquet-Blondel-Methode [JBl79] (siehe Gleichung 2.11), bei der über die Energien und Impulse aller im Endzustand auftretender Hadronen summiert wird. In Abbildung 6.9 ist die Korrelation zwischen dem rekonstruierten y_{JB} und dem generierten y_{gen} dargestellt. Wird ein gestreutes Elektron im Kleinwinkel-Elektron-Detektor nachgewiesen, so kann y_{etag} nach Gleichung 2.8 berechnet werden. Die Korrelation zwischen dem nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten y_{JB} mit dem y_{etag} von Ereignissen, bei denen ein gestreutes Elektron nachgewiesen wurde, ist ebenfalls in Abbildung 6.9 dargestellt.

Die Genauigkeit der Rekonstruktion von y_{JB} im Vergleich zum gemessenen y_{etag} beträgt 30%. Im Vergleich zum generierten y_{gen} ist die Rekonstruktion von y_{JB} besser ($\sim$ 20%).

6.3.4 Definition von Hemisphären

Beim semimyonischen Zerfall eines der entstandenen schweren Quarks wird, neben einem Neutrino und dem leichteren Quark, ein Myon gebildet, welches im Detektor nachgewiesen werden kann. Um eine Bezugsachse für das Myon zu erhalten, wird das Ereignis senkrecht

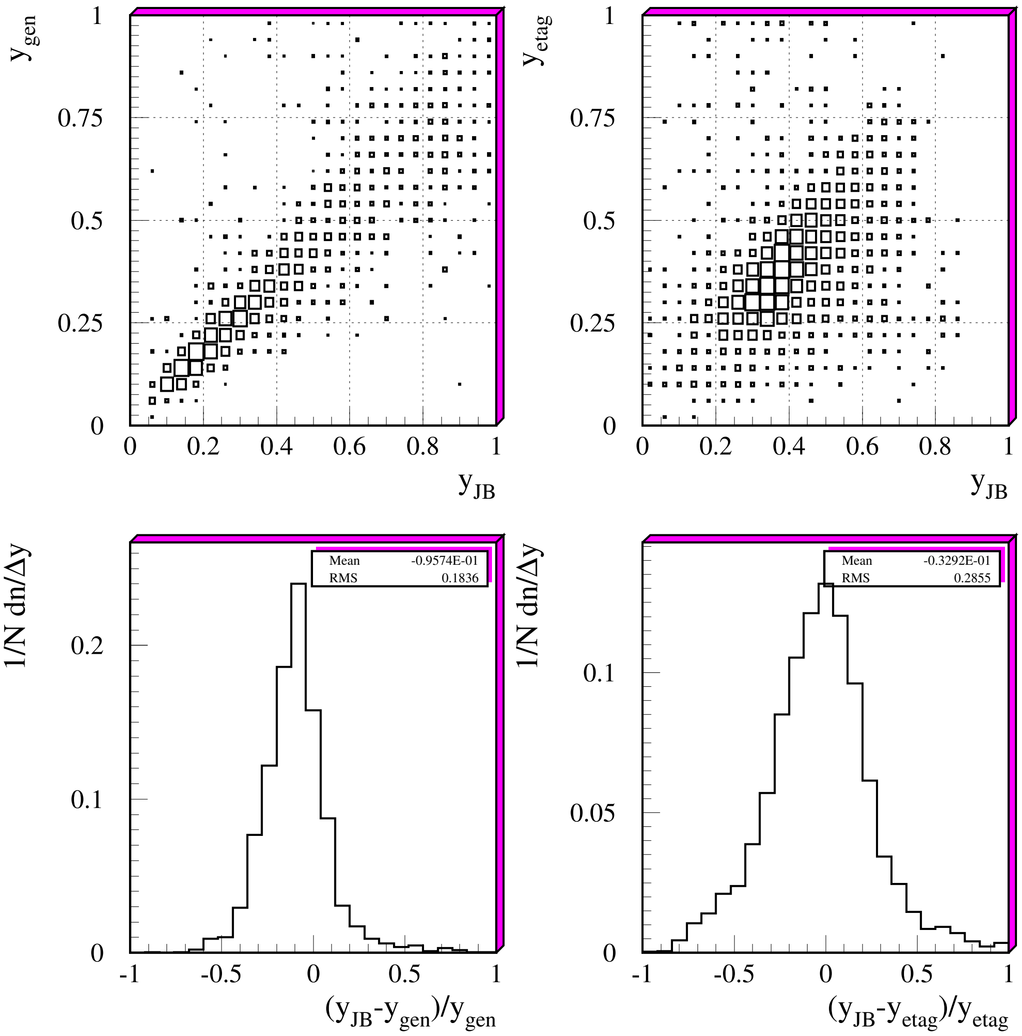

Abbildung 6.9: *Oben: Korrelation von y_{gen} und y_{JB} (links) und von y_{etag} und y_{JB} (rechts). Unten: Relative Abweichung von y_{gen} und y_{JB} (links) und von y_{etag} und y_{JB} (rechts).*

zur transversalen Flugrichtung des Myons in zwei Hemisphären[2] geteilt (siehe Abbildung 6.10). Dieses geschieht, weil das Myon die ursprüngliche Flugrichtung des schweren Quarks bis auf $\delta\phi \approx 15°$ beschreibt (siehe Abschnitt 3.4) und somit jeweils ein Quark innerhalb einer Hemisphäre zu finden ist. Jede Energiedeposition von Teilchen, die einen azimutalen Abstand von weniger als $\Delta\phi \leq 90°$ zur transversalen Flugrichtung des Myons besitzen, wird der Myon-Hemisphäre zugeordnet:

$$\Delta\phi = |\phi_i - \phi_\mu| = \cos^{-1}\left(\frac{|\vec{r_i} \cdot \vec{r_\mu}|}{|\vec{r_i}| \cdot |\vec{r_\mu}|}\right) \text{, mit } i \in \text{alle Energiedepositionen mit } \Theta > 15°. \quad (6.9)$$

Die transversalen Ortskoordinaten $\vec{r} = (x, y)$ ergeben sich aus der Richtung der gemessenen Transversalimpulse der Teilchen oder den Ortskoordinaten der Zellen, in denen die Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen wurden. Bei letzterem wurden Zellen, die im Verlauf einer als Helix ins Kalorimeter extrapolierten Spur liegen, ausgenommen. Das heißt, betrachtet man die Helixkoordinaten im gleichen radialen Abstand, den die Kalorimeterzelle zur Strahlachse hat, so müssen diese mehr als jeweils 10 cm von den Ortskoordinaten der Kalorimeterzelle abweichen, um die Energiedeposition der Kalorimeterzelle zu verwenden. Es findet also keine *Doppelzählung* von Eneriedepositionen statt. Außerdem werden keine Energiedepositionen und Spuren berücksichtigt, die sich im Polarwinkelbereich $\Theta < 15°$ befinden, um die Fragmentationsreste des Protons (*Proton remnant*) auszuschließen.

Durch diese Definition wird die Suche nach lokal begrenzten Teilchenbündeln (**Jets**), die den Endzustand des hadronisch zerfallenen anderen schweren Quarks bzw. des leichteren Zerfallsquarks beschreiben sollen, umgangen. Der hadronische Endzustand des semimyonisch zerfallenen Quarks sollte sich innerhalb der Myon-Hemisphäre befinden und deren Achse bestimmen. Die Bestimmung der Hemisphärenachse kann auf unterschiedlichen Wegen erfolgen:

- Energiegewichtete vektorielle Addition der Energiedepositionen und Impulse.
- Richtung der Thrustachse (siehe Abschnitt 7.3.2).
- Definition auf Basis eines Impulstensors, der drei Achsen liefert, z.B. Sphärizität. (siehe Abschnitt 7.3.2).

Wichtig bei der Bestimmung der Achse der Myonhemisphäre ist, daß der Myonkandidat dabei ausgeschlossen wird. Im weiteren Verlauf der Analyse hat sich die Defintion durch die Thrustachse als die erfolgsversprechendste herausgestellt.

Nachteile der Definiton von Hemisphären

Bei Ereignissen mit hoher Virtualität kann die Einteilung des Ereignisses in Hemisphären nicht mehr, wie hier beschrieben, erfolgen, da die transversale Energiebalance des Ereignisses durch das gestreute Positron beeinflußt wird. Ereignisse, die durch Boson-Gluon-Fusion mit aufgelöstem Photon entstehen, besitzen einen dritten Jet, der stark in Positronrichtung orientiert ist. Dieser sogenannte Photonrest verfügt über wenig transversale Energie, und beeinflußt die Richtung der Hemisphärenachse hauptsächlich im Polarwinkel.

---

[2] Anschaulich handelt es sich um Halbzylinder.

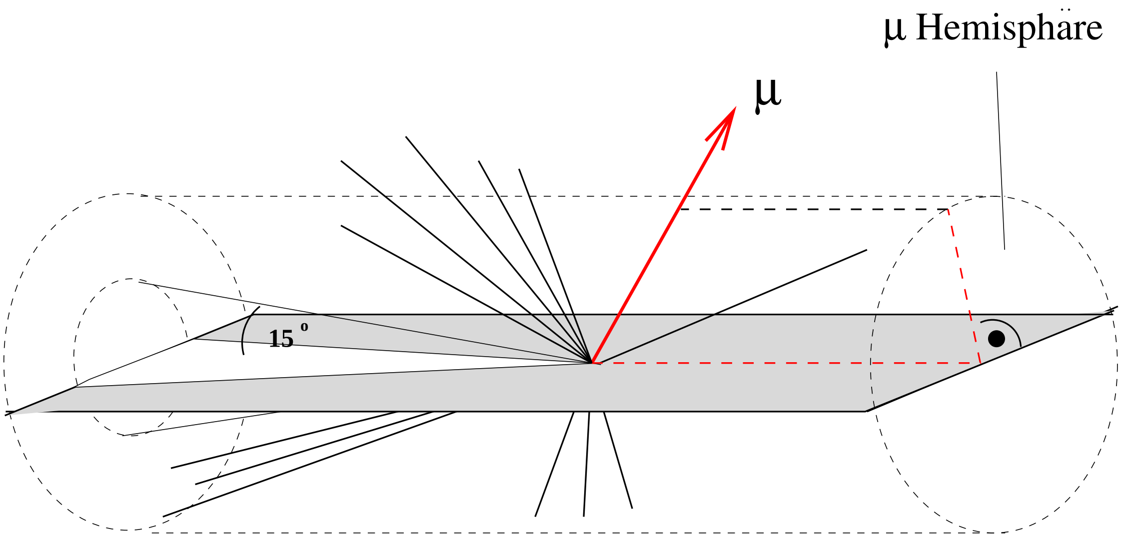

Abbildung 6.10: *Definition der Hemisphären*

6.3.5 Schnitt auf die Hemisphärenenergie

Schon beim Erzeugen der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation wurde ein Jet mit einer minimalen transversalen Energie von $E_t > 6\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Um den Einfluß dieser Forderung bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte möglichst gering zu halten, ist es notwendig, diese auch in den Daten und der Aroma-Monte-Carlo-Simulation zu stellen. Da aber keine Suche nach Jets stattfindet, wird diesem durch Verlangen einer minimalen transversalen Energie in einer der beiden Hemisphären Geltung getragen.

In Abbildung 6.11a ist die Korrelation zwischen der transversalen Energie der Myonhemisphäre, bestimmt mit Hilfe der Vierervektoren der erzeugten stabilen Teilchen und der transversalen Energie der Myonhemisphäre basierend auf Spuren und Energiedepositionen nach der Simulation und Rekonstruktion im Detektor, dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen der erzeugten und der rekonstruierten Größe ist gut. Die Verteilung der transversalen Energie einer Hemisphäre der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation zeigt zwischen $8\,\mathrm{GeV} > E_{t,H} > 6\,\mathrm{GeV}$ einen starken Abfall, der durch die Forderung eines Jets beim Erzeugen hervorgerufen wird. Der Schnitt wird bei $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$ angesetzt, um die Statistik nicht zu stark zu dezimieren. Die Wirkung des Schnittes ist in Tabelle 6.4 aufgeführt.

Es zeigt sich, daß die deponierte Energie pro Zelle des Flüssig-Argon-Kalorimeters in den Daten im Mittel etwas niedriger als in den Monte-Carlo-Simulationen ist (Abb. 6.12). Dieses betrifft aber hauptsächlich Zellen mit wenig deponierter Energie (etwa 20% der Zellen).

Dieser Effekt wird nicht korrigiert, sondern geht als systematischer Fehler ein. Er ergibt sich aus der gemittelten Abweichung der Mittelwerte der Monte-Carlo-Simulation zum Mittelwert der Daten und beträgt -4%.

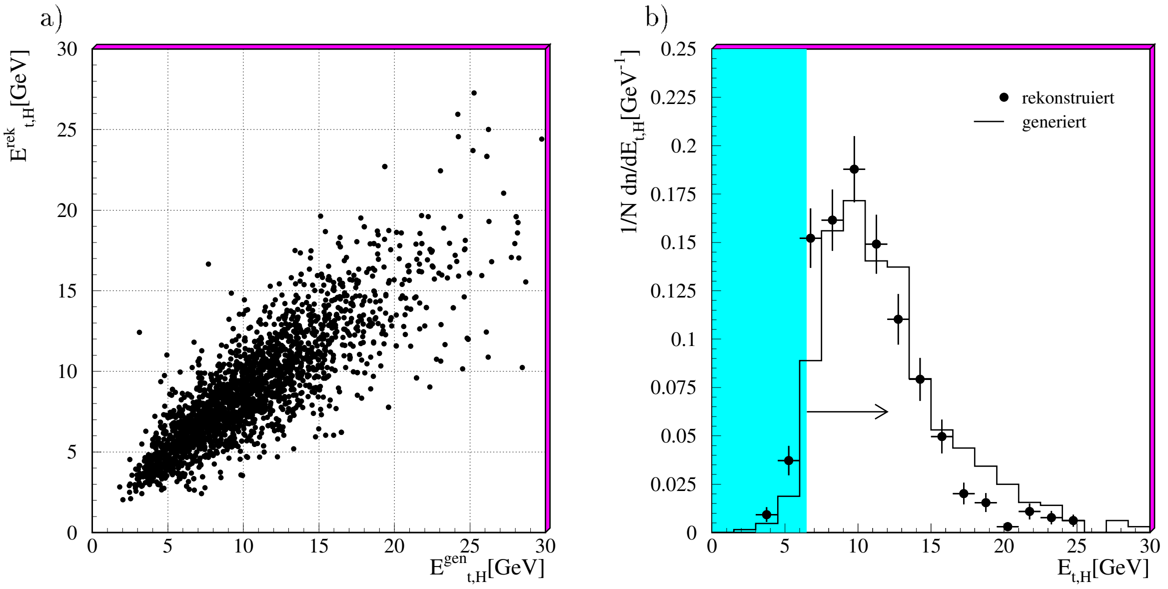

Abbildung 6.11: *a) Korrelation des transversalen Energieflusses in einer Hemisphäre auf der Stufe von Viererverktoren und Rekonstruktion. b) Transversaler Energiefluß in einer Hemisphäre der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation. Der grau schattierte Bereich mit dem Pfeil gibt den Selektionsschnitt an.*

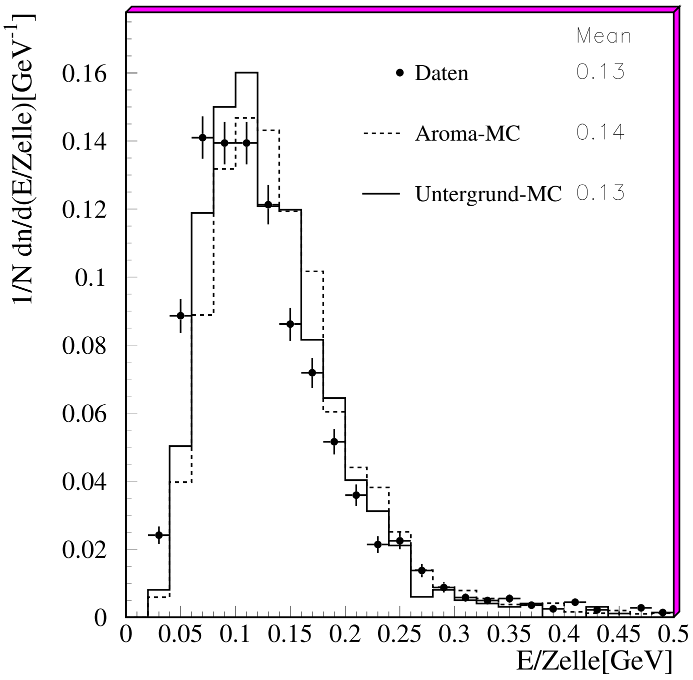

Abbildung 6.12: *Energie pro Zelle im Flüssig-Argon-Kalorimeter für Daten und die Monte-Carlo-Simulationen.*

6.3.6 Forderungen an den Myonkandidaten

Sollte ein Ereignis mehr als einen Myonkandidaten enthalten, wird derjenige mit dem höchsten Impuls zur Analyse verwendet. Der Anteil von Ereignissen mit mehr als einem Myonkandidaten im Myondetektor beträgt etwa 5%.

In Abschnitt 6.1.3 wurde gezeigt, daß die Effizienz der Erkennung von Myonkandidaten erst ab etwa $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ in einen flachen Verlauf übergeht. Außerdem wurde bei der Erstellung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation mindestens ein Teilchen mit einem Impuls $p > 2\,\mathrm{GeV}$ in dem untersuchten Polarwinkelbereich $35° < \Theta < 130°$ verlangt. Daher wird dem Myonkandidaten ein minimaler Impuls von $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ abverlangt.

In Abbildung 6.13 ist das Impulsspektrum für die Myonkandidaten vor der Forderung des minimalen Impulses, sowie die Polarwinkelverteilungen der Monte-Carlo-Simulationen und der Daten mit Auswirkung des Impulsschnittes gezeigt. Man erkennt, daß sich der Impulsschnitt hauptsächlich im zentralen Bereich, in dem der Detektor hadronisch am „dünnsten“ ist, bemerkbar macht. Besonders auffällig ist die Wirkung des Schnittes in den Daten sichtbar.

Da der Polarwinkelbereich des Myons zwischen $35° < \Theta_\mu < 130°$ liegt, werden zur Verbesserung der Qualität der dem Myon zugeordneten Spur mindestens $N_{\mu Hit} > 30$ Treffer in der zentralen Spurkammer gefordert (siehe Abbildung 6.5).

In Abschnitt 5.3.1 wurden die Anteile der an dieser Selektion beteiligten Trigger der ersten Stufe untersucht. Trigger S19 hat die meisten Ereignisse selektiert. Daher werden nur Ereignisse, die durch diesen Trigger der ersten Stufe erkannt wurden, zur weiteren Analyse verwendet.

In Tabelle 6.4 sind die Anzahl von verbleibenden Ereignissen jeweils nach den angebrachten Schnitten für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen aufgeführt.

Schnitt	Daten		Aroma-cc-MC		Aroma-bb-MC		Untergrund-MC
	γp	DIS	γp	DIS	γp	DIS	γp
	2928	628	1625	438	2361	432	872
$E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$	2070	—	1150	—	2000	—	834
$p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$	1370	413	661	265	1418	313	623
$N_{\mu Hit} > 30$	1320	400	641	252	1387	308	593
Trigger S19	820	179	417	157	926	197	382
Normiert auf $2.56\,\mathrm{pb}^{-1}$	820	179	107	40	75	16	205

Tabelle 6.4: *Anzahl der Ereignisse nach Schnitten auf die Hemisphären und Myonkandidaten.*

6.4 Zusammenfassung

In Tabelle 6.5 sind noch einmal alle Selektionsschnitte zusammengefaßt.

Die zur Selektion von Ereignissen mit semimyonisch zerfallenden schweren Quarks notwendige Rekonstruktion von Teilchenspuren und Myonkandidaten, sowie die Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird gut durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben.

Systematische Unsicherheiten, die sich bei der Selektion der Ereignisse ergeben, sind die Effizienz der Spurrekonstruktion im Spurkammersystem mit einem systematischen Fehler von

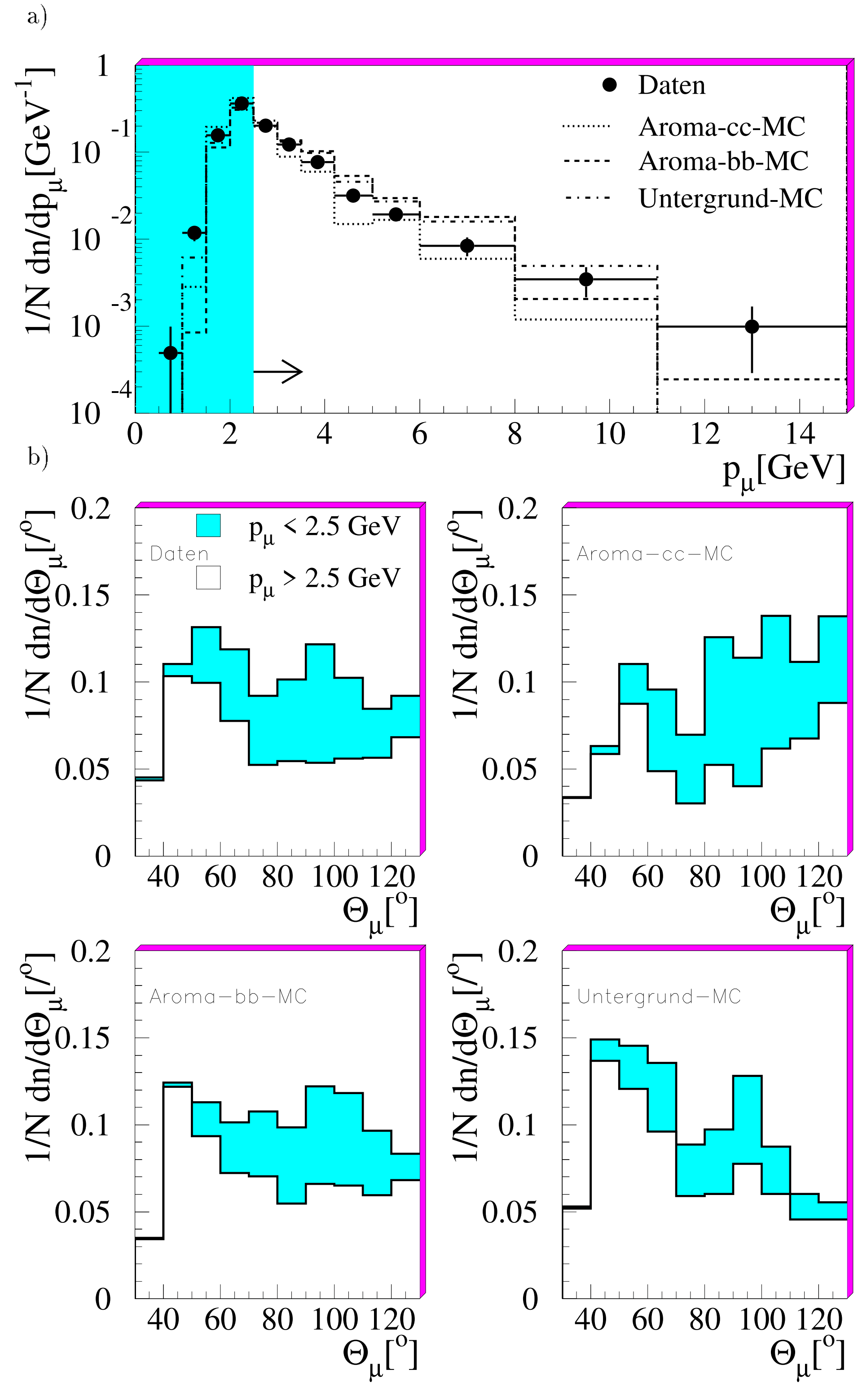

Abbildung 6.13: *a) Impulsspektrum für die selektierten Myonkandidaten. Der grau schattierte Bereich gibt den Schnitt auf den Impuls des Myonkandidaten an. b) Polarwinkelspektren für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen getrennt nach Myonen mit Impuls* $p_\mu > 2.5$ *GeV (weiß) und Myonen mit Impuls* $p_\mu < 2.5$ *GeV (grau).*

A	Unterdrückung von Ereignissen mit Proton-Pilotpaketen.
B	Selektion der Klasse mit Myonkandidaten und mindestens einem Myonkandidat im zentralen Myondetektor mit $35^\circ < \Theta < 130^\circ$.
C	Mindestens 3 rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem $N_{spur} > 2$ und topologische Schnitte gegen kosmische Myonen.
D	Einteilung in Ereignisse der Photoproduktion und der tief-inelastischen Streuung.
E	Für Ereignisse der Photoproduktion: Forderung nach einer minimalen transversalen Energie in einer der Hemisphären: $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$.
F	Der Impuls des Myonkandidaten mit dem größten Impuls muß oberhalb von $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ liegen.
G	Die rekonstruierte Spur des Myonkandidaten muß mindestens mit $N_{\mu Hit} \geq 30$ Treffern rekonstruiert worden sein.
H	Es wird Trigger S19 verlangt.

Tabelle 6.5: *Zusammenfassung aller Schnitte der Analyseselektion von Ereignissen mit semimyonisch zerfallenden schweren Quarks.*

-3% und die Bestimmung der Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter, deren systematischer Fehler etwa -4% beträgt.

Die Selektion unterscheidet zwei kinematische Bereiche:

- Ereignisse der Photoproduktion mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und
- Ereignisse der tief-inelastischen Streuung mit $1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$.

Letztere wurden über ein im SpaCal identifiziertes gestreutes Positron selektiert. Erstere wurden dadurch definiert, daß kein gestreutes Positron im Detektor gefunden wurde oder im Falle eines gefundenen gestreuten Positrons, durch die Forderung $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$.

Da bei der Erstellung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation keine Ereignisse mit $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ generiert wurden, liegen die Ereigniszahlen für tief-inelastisch erzeugte Ereignisse nicht vor.

Kapitel 7

Unterscheidungsqualität von Ereignisobservablen

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks über ihren Zerfall in Myonen sind Merkmale wichtig, die die Unterscheidung zwischen Klassen von Ereignissen mit echten Myonen von schweren Quarks und von Untergrund erlauben. Weiterhin ist es notwendig, Ereignisse mit Charm- und Beauty-Quarks unterscheiden zu können.

In diesem Kapitel sollen Observablen bezüglich ihrer Möglichkeit zur Unterscheidung der drei vorgestellten Ereignisklassen – Beauty, Charm und Untergrund – untersucht werden. Zur Beschreibung der Ereignisklassen werden drei Monte-Carlo-Simulationen herangezogen, deren Inhalt zuerst noch einmal kurz zusammengefaßt werden soll. Anschließend wird ein Kriterium vorgestellt, welches es ermöglicht, die spektrale Unterscheidungsmöglichkeit der Observablen in einer Zahl (*Überlappintegral*) zusammenzufassen. Schließlich werden einige Observablen vorgestellt und deren Überlappintegrale untersucht.

7.1 Beschreibung der Ereignisklassen durch Monte-Carlo-Simulationen

Die Ereignisklassen werden durch drei Monte-Carlo-Simulationen repräsentiert, die bereits ausführlich in Kapitel 3 beschrieben wurden. Insbesondere werden nur Ereignisse der Monte-Carlo-Simulationen, die die komplette in Kapitel 6 beschriebene Myonselektion passiert haben, in den Ereignisklassen unterschieden.

- Untergrund-Monte-Carlo (*Untergrund-MC*):

  Dabei handelt es sich um eine Monte-Carlo-Simulation, die die hadronischen Endzustände aller Prozesse, die nicht semimyonisch zerfallende schwere Quarks enthalten, beschreiben soll. In Kapitel 8 wird gezeigt, daß dieses Untergrund-Monte-Carlo mit entsprechender Normierung dazu in der Lage ist. Die Normierung ist hier nicht von Bedeutung, da nur die Spektren der untersuchten Größen betrachtet werden.

- Aroma-cc-Monte-Carlo (*Aroma-cc*):

  Dieses ist eine Monte-Carlo-Simulation, die semimyonisch zerfallende Charm-Quarks beschreibt, die in der Photon-Gluon-Fusion mit direktem Photon entstanden sind.

- Aroma-bb-Monte-Carlo (*Aroma-bb*):

  Dieses ist eine Monte-Carlo-Simulation, die semimyonisch zerfallende Beauty-Quarks beschreibt, die in der Photon-Gluon-Fusion mit direktem Photon entstanden sind.

7.2 Das Überlappintegral

Um die drei Ereignisklassen unterscheiden zu können, benötigt man eine Observable x, deren Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion $\rho(x)$ für alle drei Ereignisklassen unterschiedlich ist:

$$\rho_u(x) \neq \rho_c(x) \neq \rho_b(x)$$

Dabei steht der Index u der Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion für Ereignisse des Untergrundes, der Index c für Ereignisse mit semimyonisch zerfallenen Charm-Quarks und der Index b für Ereignisse mit semimyonisch zerfallenen Beauty-Quarks.

Man kann dann das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen zweier Ereignisklassen berechnen:

$$\int \rho_i(x)\rho_j(x)dx = r_{i-j} \text{ mit } i,j = u,c,b. \tag{7.1}$$

Dieses wird folgend als *Überlappintegral* bezeichnet [Mar84]. Es ist dabei vorteilhaft, die Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion zu normieren, so daß gilt:

$$\int \rho_i^2(x)dx = 1 \text{ mit } i = u,c,b.$$

Man sieht dann, daß $r_{u-u} = r_{c-c} = r_{b-b} = 1$ gilt. Ziel ist es also, eine Obervable zu finden, für die gilt: $r_{i-j} \ll 1$ für $i \neq j$.

Überträgt man dies auf diskrete Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilungen (*Histogramme*), so geht Gleichung 7.1 bei der gewählten Normierung über in:

$$r_{i-j} = \frac{\sum\limits_k H_i(\Delta x_k) \cdot H_j(\Delta x_k) \cdot \Delta x_k}{\sqrt{\sum\limits_k H_i^2(\Delta x_k) \cdot \Delta x_k \cdot \sum\limits_k H_j^2(\Delta x_k) \cdot \Delta x_k}} \quad i,j = u,c,b. \tag{7.2}$$

Die Summe läuft dabei über alle Abschnitte Δx_k der Histogramme. $H(\Delta x_k)$ bezeichnet die Einträge in dem Abschnitt Δx_k.

Im folgenden sollen einige Observablen mit Hilfe des Überlappintegrals untersucht werden. In [Lue97] sind weitere Observablen bezüglich ihrer Möglichkeit zur Unterscheidung der drei Ereignisklassen beschrieben.

7.3 Observablen, die in e^+e^--Experimenten verwendet werden

Zunächst werden Observable, die in e^+e^--Experimenten gute Ergebnisse zur Unterscheidung der drei Klassen liefern, untersucht ([Mar84]). In e^+e^--Experimenten liefern diese Observablen gute Ergebnisse, da die Ereignistopologien aufgrund des ruhenden Schwerpunktes symmetrisch sind und somit Unterschiede in den Spektren der Klassen hauptsächlich durch die

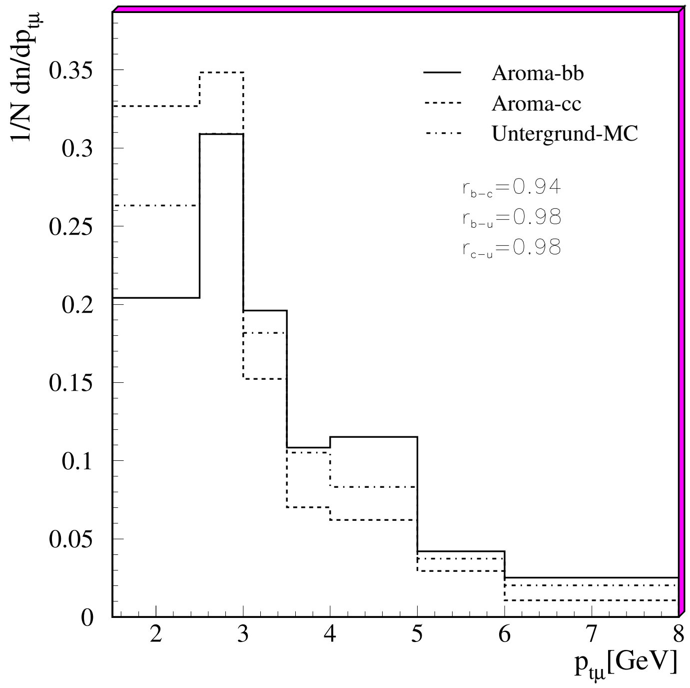

Abbildung 7.1: *Transversaler Impuls des Myons $p_{t\mu}$ relativ zur Strahlachse für die drei Ereignisklassen normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.94	0.98	0.98

Tabelle 7.1: *Werte des Überlappintegrals des transversalen Impulses des Myons $p_{t\mu}$ zur Strahlachse.*

Massendifferenz der Quarksorten hervorgerufen werden. Eine Diskussion der Ergebnisse, insbesondere auch im Vergleich zu e^+e^--Experimenten, folgt im Anschluß an die Beschreibung der Observablen.

7.3.1 Der transversale Impuls

In Abbildung 7.1 ist der transversale Impuls $p_{t\mu}$ der Myonkandidaten der vorliegenden Analyse relativ zur Strahlachse dargestellt. Man findet nur Unterschiede in den Verteilungen bei kleinen Transversalimpulsen. Das für die Unterscheidung wichtige Verhalten bei großen Transversalimpulsen zeigt keine Unterschiede. In Tabelle 7.1 sind die Werte des Überlappintegral für den Transversalimpuls zusammengefaßt.

7.3.2 Topologische Größen

Zwei Observablen, die durch die Ereignistopologie bestimmt sind, sind *Thrust* und *Sphärizität*.

Thrust

Der *Thrust* beschreibt die Jetartigkeit eines Ereignisses und ist wie folgt definiert:

$$T := \frac{\max\limits_{\vec{n}_T} \sum\limits_i |\vec{n}_T \cdot \vec{p}_i|}{\sum\limits_i |\vec{p}_i|} \quad \text{mit } i \in \text{alle Spuren und Zellen.} \tag{7.3}$$

Bei der Verwendung der Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen wird Doppelzählung berücksichtigt (siehe Abschnitt 6.3.4). Die Thrustachse $\vec{n}_T$ ist so gerichtet, daß die Summe aller longitudinalen Komponenten der Teilchenimpulse $\vec{p}_i$ relativ zu dieser Achse maximal wird. Der Thrust ändert sich von 0.5 auf 1 bei einem Übergang von einer isotropen zu einer vollständig kollinearen Teilchenverteilung.

Das Besondere an der in dieser Analyse verwendeten Definition ist, daß der Thrust und seine Richtung nicht für alle Teilchenspuren des Ereignisses, sondern nur für die Teilchenspuren, die innerhalb der in Abschnitt 6.3.4 definierten Myonhemisphäre liegen, bestimmt wird. Die Spur des Myons wird dabei ausgeschlossen. Gleichung 7.3 geht dann in die folgende Definition über:

$$T_{Hemi} := \frac{\max\limits_{\vec{n}_T} \sum\limits_i |\vec{n}_T \cdot \vec{p}_i|}{\sum\limits_i |\vec{p}_i|} \quad \text{mit} \tag{7.4}$$

$$i \in \text{Spuren und Zellen mit } |\phi_i - \phi_\mu| < 90^\circ \text{ und } \Theta_i > 15^\circ \text{ und i } \neq \mu \quad .$$

Diese Definition gibt eine Aussage über die Jetartigkeit des beim semimyonischen Zerfall der schweren Quarks entstandenden hadronischen Endzustandes. Große Thrust-Werte $T_{Hemi} \rightarrow 1$ bedeuten kollineare Verteilungen der Teilchen. Man erwartet aufgrund der größeren Masse der Beauty-Quarks eine breitere Streuung der Teilchen als bei Charm-Quarks, da die Teilchen mehr transversalen Impuls relativ zur Quarkrichtung erhalten. Das spiegelt sich in kleineren Thrust-Werten wieder.

In Abbildung 7.2 ist das Thrust-Spektrum der Myonhemisphäre für die drei Ereignisklassen dargestellt. Man erkennt, daß die hadronischen Endzustände semileptonisch zerfallener Charm-Quarks jetartiger als die von semileptonisch zerfallenen Beauty-Quarks sind. Das Thrust-Spektrum der Untergrundereignisse liegt zwischen denen der Charm- und der Beauty-Quarks, ähnelt aber eher der Verteilung der Beauty-Quarks. Allerdings sind die Unterschiede nicht so groß, daß man diese Observable zur Unterscheidung benutzen könnte, wie man an den Werten des Überlappintegrals in Tabelle 7.2 sehen kann.

Sphärizität

Die topologische Struktur eines Ereignisses im Impulsraum läßt sich global durch die Eigenwerte des Impulstensors $\hat{P}_{\alpha\beta}$ $(\alpha, \beta \in x,\, y,\, z)$ beschreiben:

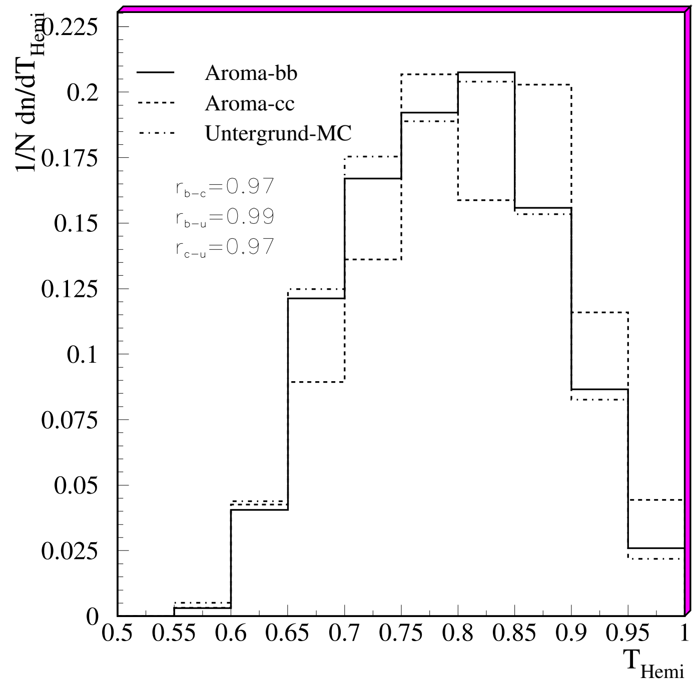

Abbildung 7.2: *Thrust der Myonhemisphäre für die drei Ereignisklassen normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.97	0.99	0.97

Tabelle 7.2: *Werte des Überlappintegrals des Thrusts der Myonhemisphäre.*

$$\hat{P}_{\alpha\beta} = \frac{\sum\limits_i p_{i,\alpha} \cdot p_{i,\beta}}{\sum\limits_i |p_i^2|} \quad \text{mit} \quad i \in \text{Spuren und Zellen mit}\, \Theta_i > 15^\circ. \qquad (7.5)$$

Durch eine Hauptachsentransformation ergeben sich mit den erhaltenen Eigenwerten drei weitere topologische Observablen, die den Impulstensor beschreiben (Abb. 7.3). Sind Q_1, Q_2, Q_3 die Eigenwerte des Impulstensors mit $Q_1 > Q_2 > Q_3$ und $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$ und $\vec{n}_3$ der kleinste Eigenvektor, so definiert man:

- Aplanarität: $Apl = \frac{3}{2} \cdot Q_3, \;\; 0 < Apl < 0.5$
- Planarität: $Pl = \frac{Q_3}{Q_2}, \;\; 0 < Pl < 1$
- Sphärizität: $S = \frac{3}{2} \cdot (1 - Q_1), \;\; 0 < S < 1$

Alle drei Observablen geben Auskunft über isotrope oder eher richtungsgebundene Verteilung der Spuren. Bei Aplanarität und Planarität beschränkt sich die Information dabei auf eine

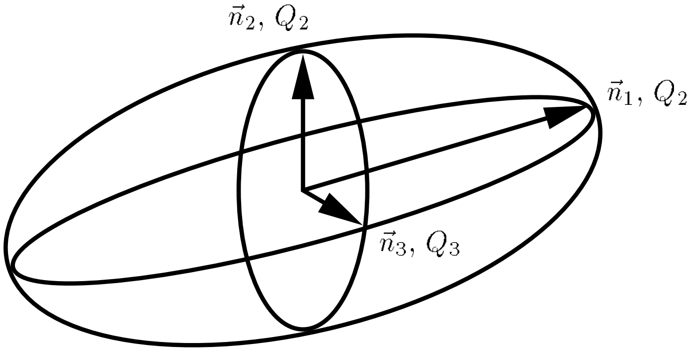

Abbildung 7.3: *Definition des Impulstensors mit den drei Hauptachsen. Die Längen der Halbachsen des Ellipsoids entsprechen den Eigenwerten.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.96	0.99	0.97

Tabelle 7.3: *Werte des Überlappintegrals der Sphärizität der Myonhemisphäre.*

Ebene. Die Sphärizität gibt Auskunft über Isotropie der Verteilung der Spuren um die Sphärizitätsachse, die durch den Eigenvektor $\vec{n}_1$ gegeben ist.

Auch bei der Definition des Impulstensors kann man sich auf die Spuren der Myonhemisphäre beschränken. In diesem Fall ist die Sphärizität S_{Hemi} ein Maß für die Breite eines *Jets* innerhalb der untersuchten Hemisphäre. Breite Teilchenbündel ergeben große Werte der Sphärizität. Auch hier erwartet man von den schwereren Beauty-Quarks breitere Teilchenbündel.

Abbildung 7.4 zeigt die Sphärizitäts-Spektren der drei untersuchten Ereignisklassen. Auch hier weist das Spektrum der Beauty-Quarks das erwartete Verhalten zu breiteren Teilchenbündeln gegenüber Charm-Quarks auf. Allerdings zeigt das Spektrum des Untergrundes wiederum keine deutlich andere Topologie als Ereignisse mit Beauty-Quarks.

Anhand der Werte des Überlappintegrals (Tabelle 7.3) kann man erkennen, daß auch diese Observable als Unterscheidungsmerkmal ungeeignet ist.

7.3.3 Zusammenfassung

Die Werte der Überlappintegrale der untersuchten Observablen sind in Tabelle 7.4 noch einmal zusammengefaßt. Hier sind zum Vergleich auch Werte angegeben, die sich bei e^+e^--Experimenten ergeben [Mar84].

Alle Observablen, die in e^+e^--Experimenten erfolgreich verwendet werden, um Ereignisse mit Beauty-Quarks von Ereignissen mit Charm-Quarks und Untergrund zu unterscheiden, zeigen in ep-Reaktionen nicht den gewünschten Erfolg. Bei HERA zeigt der Untergrund in diesen Observablen ein Verhalten, daß nicht dem der Charm-Quarks sondern dem der Beauty-Quarks ähnelt. Dieses kann einerseits durch den hohen Anteil von Ereignissen mit aufgelöstem Photon in der Photoproduktion, andererseits durch den starken *Boost* des Photon-Proton-Schwerpunktes erklärt werden. Es ist daher notwendig andere Observablen zu finden, die in

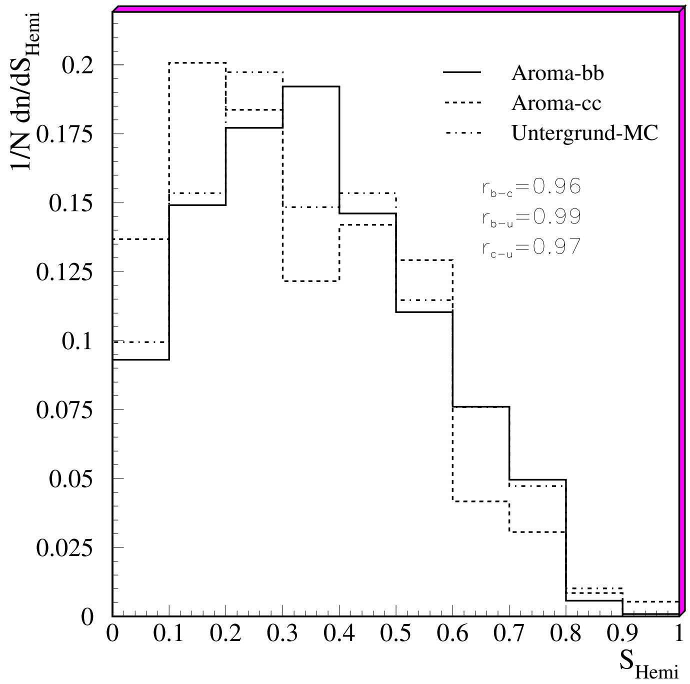

Abbildung 7.4: *Sphärizität der Myonhemisphäre für die drei Ereignisklassen normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

Observable	r_{b-c}		r_{b-u}		r_{c-u}	
	ep	e^+e^-	ep	e^+e^-	ep	e^+e^-
$p_{t\mu}$	0.95	0.47	0.98	0.42	0.99	0.96
$T_{(Hemi)}$	0.97	0.79	0.99	0.69	0.97	0.98
$S_{(Hemi)}$	0.97	0.66	0.99	0.53	0.98	0.97

Tabelle 7.4: *Werte der Überlappintegrale von Observablen, die in e^+e^--Experimenten erfolgreich verwendet werden, im Vergleich mit den in dieser Arbeit ermittelten Werten.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.98	0.98	0.97

Tabelle 7.5: *Werte des Überlappintegrals des Betrages des geringsten Abstandes der nicht vertexangepaßten Spur des Myons zum primären Vertex ($|DCA|$).*

der Lage sind, die Ereignisklassen zu unterscheiden.

7.4 Observablen, die in *ep*-Experimenten Erfolg versprechen

7.4.1 Der DCA

Der Betrag des geringsten Abstandes der nicht vertexangepaßten Spur zum primären Vertex ($|DCA|$), welcher bereits bei der Ereignisselektion in Kapitel 6 eingeführt wurde, ist im Fall von Myonen aus semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks ein Maß für die Zerfallslänge des zugehörigen Mesons. Bei genügend guter Auflösung der Jetkammern, die zur Spurfindung in der $r\phi$-Ebene beitragen, sollte man die längere Lebensdauer von B-Mesonen im Spektrum des $|DCA|$ erkennen und sogar messen können.

In Abbildung 7.5 sind die $|DCA|$-Spektren der drei Ereignisklassen dargestellt. Man erkennt insbesondere zwischen den Spektren der Ereignisklassen mit Charm- und Beauty-Quarks keinen Unterschied. Daher kann man schließen, daß für eine Unterscheidung der Lebensdauer von D-Mesonen und B-Mesonen die Auflösung der Jetkammern nicht ausreichend ist. In diesem Fall könnte der 1996 in Betrieb genommene Vertex-Detektor zum Einsatz kommen. Das Spektrum der Untergrund-Klasse zeigt ein Bestreben zu etwas erhöhten $|DCA|$. Dieses kann aber nicht als ein Effekt längerer Lebensdauer betrachtet werden, sondern als Rekonstruktionseffekt, da es sich in dieser Ereignisklasse hauptsächlich um Hadronen handelt, die bis in den Myondetektor vorgedrungen sind.

Die Werte des Überlappintegrals in Tabelle 7.5 zeigen keinerlei Möglichkeit zur Unterscheidung der Ereignisklassen.

7.4.2 Anzahl der im Myondetektor durchlaufenen Wechselwirkungslängen

Eine Observable, die das unterschiedliche Verhalten von Hadronen und Myonen beim Durchqueren dichter Materie beschreibt, ist *die Anzahl der durchquerten Wechselwirkungslängen* im Eisen des Myondetektors λ_{FE}. Da Myonen minimalionisierende Teilchen sind, erwartet man, daß sie den Myondetektor je nach Impuls vollständig durchqueren. Hadronen dagegen wechselwirken hadronisch mit dem Eisen des Myondetektors, verlieren sehr schnell Energie und werden absorbiert.

Die *Anzahl der durchquerten Wechselwirkungslängen* ergibt sich aus der letzten angesprochenen Lage der im Myondetektor rekonstruierten Myonspur N_{LL} und dem Polarwinkel der rekonstruierten Vertexspur des Myons Θ_μ. Unter Berücksichtigung der Doppellage in der Mitte des Myondetektors (Abb. 4.10) läßt sich die Mindestanzahl der durchquerten Eisenlagen N_{FE} mit einer Dicke von 7.5 cm bestimmen. Mit der hadronischen Wechselwirkungslänge $\lambda = 131.9\,\mathrm{g/cm^2}$ [PDG96, Seite 72] und einer Dichte von $\rho = 7.87\,\mathrm{g/cm^3}$ des Eisens erhält man:

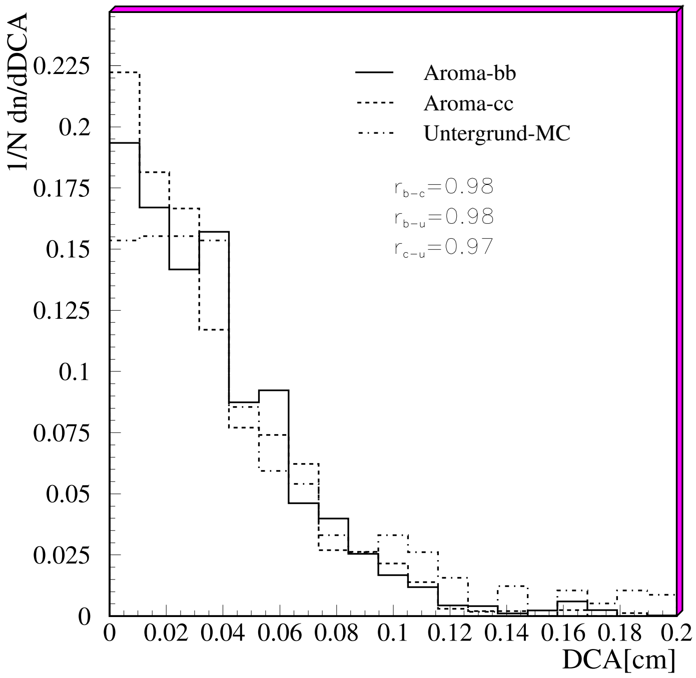

Abbildung 7.5: *Betrag des geringsten Abstandes der nicht vertexangepaßten Spur des Myons zum primären Vertex (|DCA|) für die drei Ereignisklassen normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

$$\lambda_{FE} = \frac{7.5\,\mathrm{cm} \cdot 7.87\,\mathrm{g/\,cm}^3}{131.9\,\mathrm{g/\,cm}^2} \cdot \frac{N_{FE}}{\sin \Theta_\mu} \,. \tag{7.6}$$

In Abbildung 7.6 ist die *Anzahl der durchquerten Wechselwirkungslängen* des Untergrundes und der Myonen der beiden anderen Ereignisklassen dargestellt. Man findet, daß echte Myonen meistens vier oder mehr Wechselwirkungslängen durchqueren. Der Untergrund enthält etwa 40% echte Myonen von Hadronen, die innerhalb der zentralen Spurkammern zerfallen sind (siehe Abschnitt 8.3.1, Tabelle 8.2 B, C). Deshalb zeigt der Untergrund sowohl eine größere Anzahl von Myonkandidaten, die schnell absorbiert werden (Hadronen), aber auch noch Myonkandidaten oberhalb von vier Wechselwirkungslängen, deren Spektrum dem echter Myonen aus den beiden anderen Ereignisklassen gleicht.

Erstmals findet man Werte des Überlappintegrals (Tab. 7.6), die unterhalb von 0.95 liegen und damit die Möglichkeit zur Unterscheidung des Untergrundes von den anderen beiden Ereignisklassen bietet. Da die Myonen semimyonischer Charm-Zerfälle weniger Impuls erhalten als die von Beauty-Zerfällen und ein Myon nach der Hälfte des Myondetektors etwa 1.25 GeV verloren hat, werden Myonen von Charm-Quarks etwas schneller im Myondetektor absorbiert als Myonen von Beauty-Quarks. Dieses Verhalten erkennt man im Spektrum der Wechselwirkungslängen und daran, daß der Wert des Überlappintegrals r_{c-u} zwischen den beiden anderen Werten liegt.

Allerdings findet man bei eingehenden Untersuchungen des Untergrundes, beschrieben in

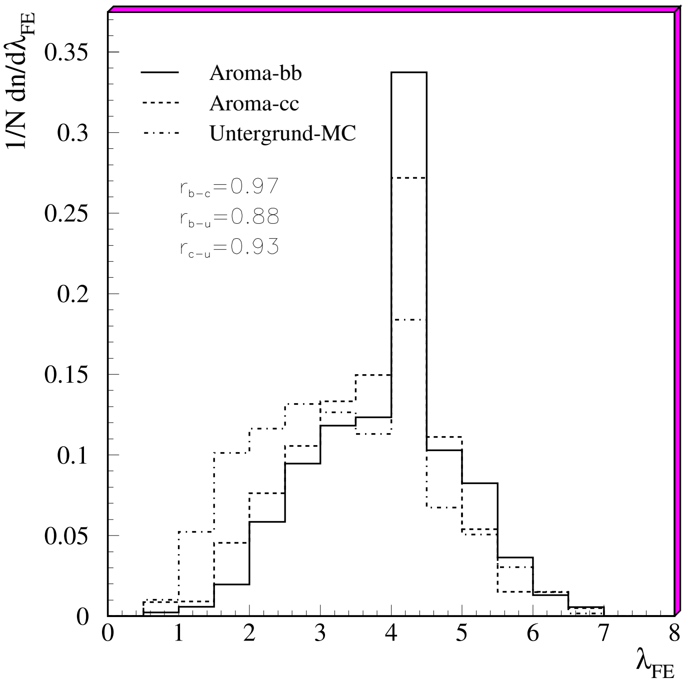

Abbildung 7.6: *Anzahl der vom Myon im Myondetektor durchquerten Wechselwirkungslängen für die drei Ereignisklassen normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.97	0.88	0.93

Tabelle 7.6: *Werte des Überlappintegrals der Anzahl der vom Myon durchquerten Wechselwirkungslängen im Myondetektor.*

Kapitel 8, daß die Vorhersage der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation bezüglich der Anzahl im Myondetektor nachgewiesener Hadronen nach Anwendung eines Schnittes auf die Anzahl der durchquerten Wechselwirkungslängen nur noch bis auf einen Faktor 2 bestimmt ist und der systematische Fehler um 45% steigt.

7.4.3 Der transversale Impuls in einer Hemisphäre

Die Untersuchung der Transversalimpulsspektren der Myonkandidaten $p_{t\mu}$ zeigte, daß eine Unterscheidung der Ereignisklassen bei hohen Transversalimpulsen nicht möglich ist. Dieses rührt daher, daß die Impulse durch den sich im Laborsystem bewegenden Schwerpunkt (*Lorentz-Boost*) relativ zur Quarkrichtung stark „verschmiert“ sind. Deshalb ist es nötig, diese Verschmierung möglichst zu umgehen. Das erreicht man, in dem man sich nur auf die Ebene transversal zur Strahlachse, die $r\phi$-Ebene, beschränkt. Der erste Schritt in diese Richtung war die Definition der Hemisphären. Beim Zerfall eines schweren Quarks $Q \rightarrow \mu + X$ wird die ursprüngliche transversale Richtung des Quarks hauptsächlich durch das Myon be-

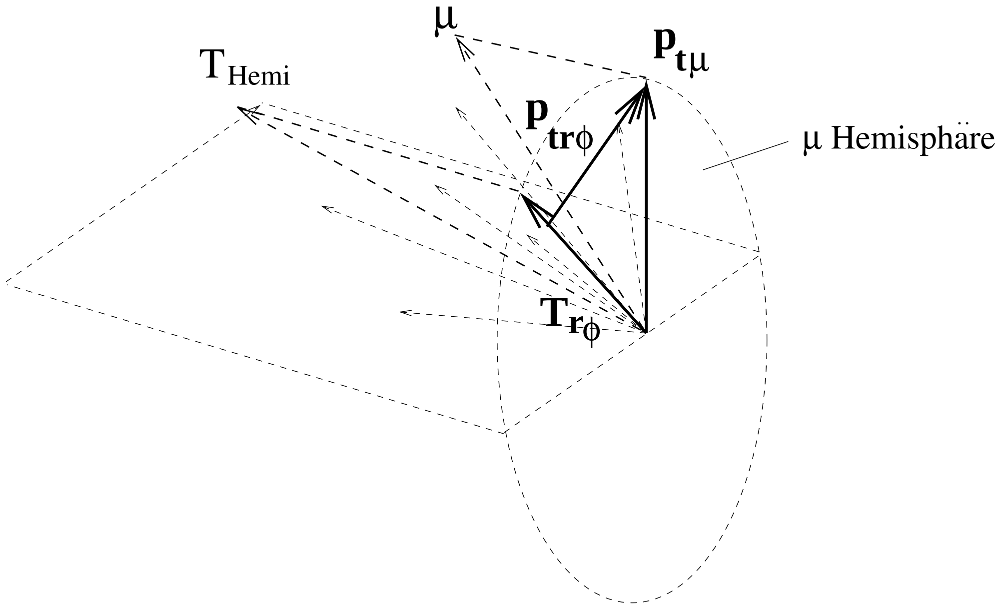

Abbildung 7.7: *Definition des transversalen Impulses in einer Hemisphäre:* $p_{tr\phi}$

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.91	0.93	0.99

Tabelle 7.7: *Werte des Überlappintegrals des* $p_{tr\phi}$ *des Myons.*

schrieben (Abb. 3.10). Der verbleibende hadronische Endzustand kann durch die Richtung der in Abschnitt 7.3.2 definierten Thrustachse $\vec{n}_{T_{Hemi}}$ in der Myonhemisphäre beschrieben werden. Um den Einfluß des *Boosts* klein zu halten, projiziert man die Thrustrichtung auf die $r\phi$-Ebene $\vec{n}_{Tr\phi}$ und definiert darin einen transversalen Impuls des Myonkandidaten relativ zur Thrustrichtung (Abb. 7.7):

$$p_{tr\phi} = \sqrt{\vec{p}_{t\mu}^{\,2} - (\vec{n}_{Tr\phi} \cdot \vec{p}_{t\mu})^2}\,. \tag{7.7}$$

Anschaulich gibt diese Größe den transversalen Impuls des Myons relativ zur Richtung des hadronischen Endzustandes an, der von dem oder den leichteren Zerfallsquarks erzeugt wird.

In Abbildung 7.8 sind die Verteilungen der drei Ereignisklassen dargestellt. Man erkennt klar, daß Ereignisse mit Beauty-Quarks größere $p_{tr\phi}$ des Myons erzeugen. Diese Observable ist als das Äquivalent zum „normalen“ p_t relativ zur Strahlachse der e^+e^--Ereignisse zu betrachten. Wie auch dort findet man kaum einen Unterschied im $p_{tr\phi}$ zwischen den Ereignisklassen mit Charm-Quarks und dem Untergrund (Tab. 7.7). Allerdings ist die Möglichkeit zur Unterscheidung der Ereignisklassen mit den schweren Quarks untereinander immer noch besser ($r_{b-c} = 0.91$) als die Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Beauty-Quarks und Untergrund ($r_{b-u} = 0.93$). Das $p_{tr\phi}$ eines Myons ist also ein geeignetes Unterscheidungskriterium zwischen der Ereignisklasse mit Beauty-Quarks und den anderen beiden Ereignisklassen.

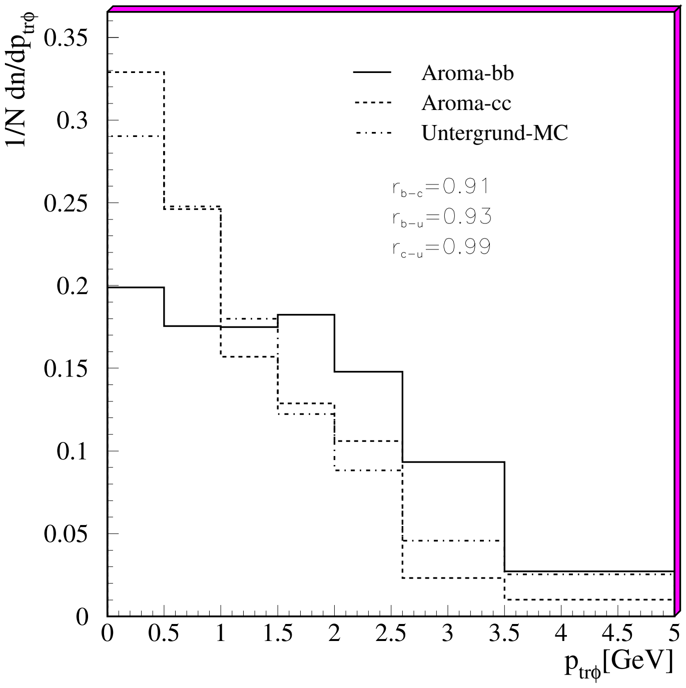

Abbildung 7.8: *Der transversale Impuls des Myons relativ zur Thrustrichtung der Myonhemisphäre in der $r\phi$-Ebene $p_{tr\phi}$ normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen.*

7.4.4 Aktivität

Bei semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks erwartet man, daß die entstehenden Teilchen größere Transversalimpulse relativ zur Richtung des zerfallenden Quarks erhalten, das Myon also nicht innerhalb des Teilchenstroms liegt. Die Größe der Transversalimpulse ist insbesondere abhängig von der Masse des zerfallenden Quarks. Hadronen, die Myonen im Myondetektor vortäuschen, oder Myonen von zerfallenden Hadronen kommen direkt aus einem Teilchenstrom. Außerdem sind Myonen minimalionisierende Teilchen, die wenig Energie auf ihren Weg zum Myondetektor deponieren, Hadronen schauern dagegen beim Durchqueren von Materie (Kalorimeter) auf. Diese Punkte zeigen, daß der Energiefluß im Bereich des Myonkandidaten ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal der untersuchten Ereignisklassen sein könnte. Man erwartet für die Ereignisklassen mit schweren Quarks einen kleinen Energiefluß in einem Bereich um den Myonkandidaten, während bei Untergrundereignissen ein großer Energiefluß vom umliegenden Teilchenstrom erzeugt wird.

Um Informationen über den Energiefluß um das Myon zu bekommen, wird die Observable *Aktivität A* eingeführt. Dazu wird ein Konus geometrisch durch eine Differenz im Polar- und im Azimutalwinkel, $\Delta\Theta_i$ bzw. $\Delta\phi_i$, relativ zur Flugrichtung des Myonkandidaten definiert (Abb. 7.9):

$$\delta r_i = \sqrt{(\Delta\Theta_i)^2 + \left(\frac{\Delta\phi_i}{2}\right)^2} \quad \text{mit} \qquad (7.8)$$

$i \in$ jede Energiedeposition, außer denen des Myonkandidaten ($i \neq \mu$)

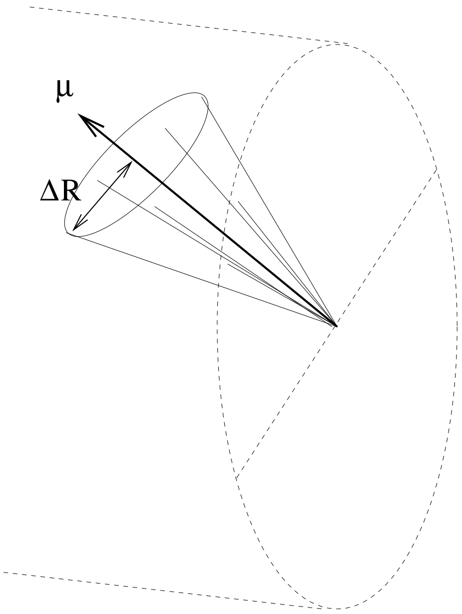

Abbildung 7.9: *Definition des Aktivitätskonus*

$$\text{für die gilt:}\, \delta r_i < \Delta R$$

Energiedepositionen sind Impuls p_i oder transversaler Impuls zur Strahlachse p_{ti} rekonstruierter Spuren und die gemessene Energie E_i oder transversale Energie $E_{ti} = E_i \cdot \sin\Theta_i$ der Zellen im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die Energiedepositionen des Myons werden ausgeschlossen. Durch den Faktor $\frac{1}{2}$ bei der Azimutalwinkeldifferenz wird die bessere Spurrekonstruktion in der $r\phi$-Ebene berücksichtigt.

Untersuchungen haben gezeigt, daß mit den transversalen Größen, also p_{ti} und E_{ti}, bessere Ergebnisse zur Unterscheidung gefunden werden. Außerdem haben Variationen der Konusgröße $\Delta R = (0.25,\, 0.5,\, 0.75)\,\text{rad}$ gezeigt, daß mit $\Delta R = 0.5\,\text{rad}$ die besten Ergebnisse erzielt werden. Hierzu wurden die Werte des Überlappintegrals als Funktion der Konusgröße betrachtet (siehe Abbildung 7.10).

Somit definiert man die *Aktivität* wie folgt:

$$A := \sqrt{(\sum_i p_{ti})^2 + (\sum_j E_{tj})^2} \;\; \text{mit} \tag{7.9}$$

$$i \in \text{alle Spuren mit}\, \delta r_i < 0.5\,\text{rad und Spur} \neq \mu$$

$$j \in \text{alle Zellen mit}\, \delta r_j < 0.5\,\text{rad und Zelle} \neq \mu\text{-Spur.}$$

Da die Messung der Spuren in den Vorwärtsspurkammern bei $\Theta_{min} = 7°$ beginnt und die Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters bei etwa $\Theta_{max} = 155°$ endet, schränkt dieses den Polarwinkelbereich der nutzbaren Myonkandidaten bei der gewählten Konusgröße von $\Delta R = 0.5\,\text{rad} \widehat{=} 28°$ auf den Polarwinkelbereich $35° < \Theta_\mu < 130°$ ein.

In Abbildung 7.11 ist die *Aktivität A* der Myonkandidaten der drei Ereignisklassen dargestellt. Man sieht, daß Myonen von Beauty-Quarks wenig Energie in ihrer Umgebung besitzen, also sehr isoliert gegen den restlichen Teilchenstrom sind. Myonen von Charm-Quarks haben im

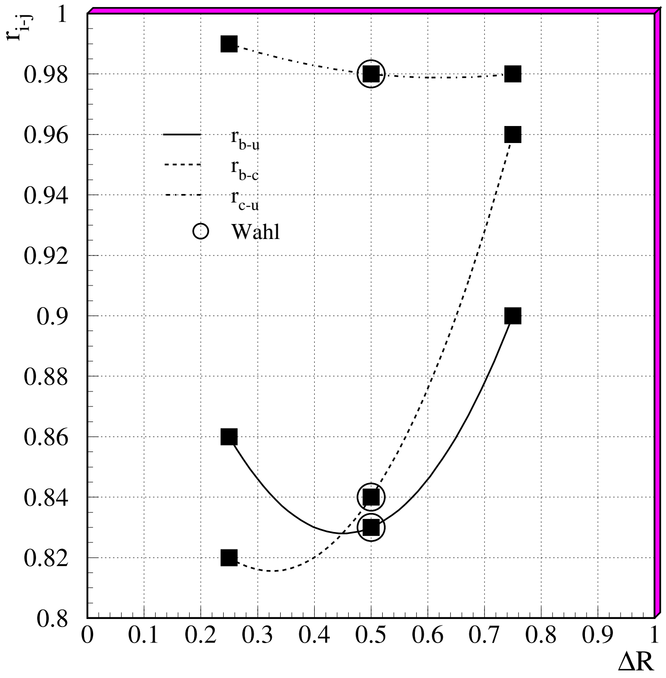

Abbildung 7.10: *Werte des Überlappintegrals als Funktion der Konusgröße der Aktivität A.*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.84	0.83	0.98

Tabelle 7.8: *Werte des Überlappintegrals der Aktivität A des Myons.*

Mittel etwa 2 GeV bis 3 GeV mehr *Aktivität*. Sie sind also nicht vom restlichen Teilchenstrom getrennt. Die anfangs gemachten Annahmen über den Teilchenstrom in Abhängigkeit von der Quarkmasse bestätigen sich also. Da, wie in Abschnitt 7.4.2 schon erwähnt, der Untergrund etwa 40% echte Myonen von Hadronzerfällen enthält, die ebenfalls minimalionisierend den Detektor durchqueren, ist der erwartete Unterschied aufgrund der im Kalorimeter meßbaren Schauer von Hadronen nicht so groß, daß eine gute Unterscheidung zu Myonen von Charm-Zerfällen möglich ist (Tab. 7.8). Allerdings erkennt man bei *Aktivitäten* unter $A < 5\,\mathrm{GeV}$ einen Unterschied zwischen der Ereignisklasse mit Charm-Quarks und dem Untergrund, der bei größeren *Aktivitäten* wegen des großen Energieflusses nicht mehr erkennbar ist. Dennoch ist die Aktivität ein sehr gutes Kriterium zur Unterscheidung der Ereignisklasse mit Beauty-Quarks von den anderen beiden Ereignisklassen mit Werten des Überlappintegrals unter $r_{b-i} < 0.85$, $i \in u, c$.

7.4.5 Korrelation zwischen *Aktivität A* und $p_{tr\phi}$

Die Observable $p_{tr\phi}$ ist eine Größe, die Informationen über das Myon liefert. *Aktivität* liefert dagegen Information über die Umgebung des Myons. Man erwartet Myonen von Beauty-

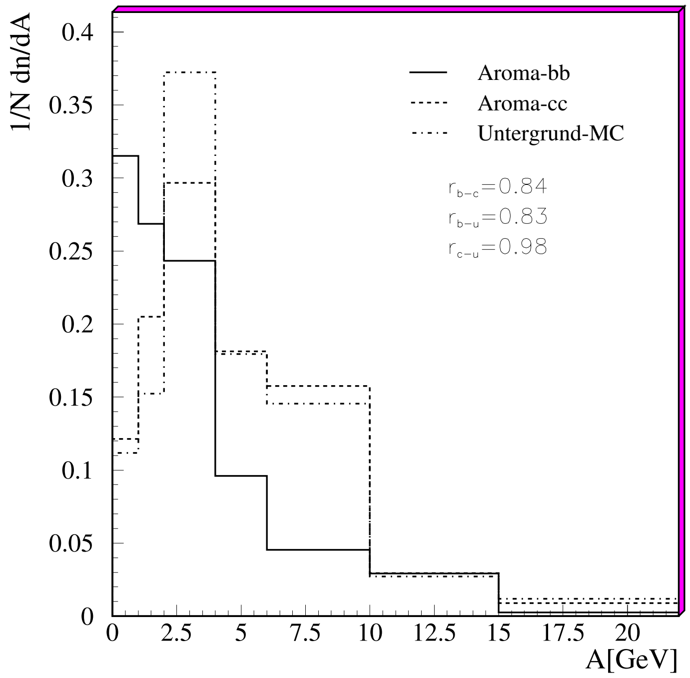

Abbildung 7.11: *Aktivität A eines Myonkandaten normiert auf die gleiche Anzahl von Ereignissen*

r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
0.77	0.75	0.95

Tabelle 7.9: *Werte des Überlappintegrals der Korrelation von Aktivität A und $p_{tr\phi}$ des Myons.*

Quarks bei großen $p_{tr\phi}$, sowie bei kleinen Aktivitäten. Es stellt sich also die Frage, ob die Korrelation der beiden Observablen auch zur Unterscheidung der Ereignisklassen beiträgt. In Abbildung 9.1 (a, b, c) ist die *Aktivität A* gegen $p_{tr\phi}$ für die drei Ereignisklassen dargestellt. Man erkennt, daß es Ereignisse mit Beauty-Quarks gibt, die große $p_{tr\phi}$ **und** wenig *Aktivität A* besitzen, während Ereignisse der anderen beiden Ereignisklassen in diesem Bereich kaum zu finden sind.

Die Definition des Überlappintegrals (Gleichung 7.2) wird für diesen Fall erweitert zu:

$$r_{i-j} = \frac{\sum\limits_{l}\sum\limits_{k} H_i(\Delta x_k, \Delta y_l)\cdot H_j(\Delta x_k, \Delta y_l)\cdot \Delta x_k \cdot \Delta y_l}{\sqrt{\sum\limits_{l}\sum\limits_{k} H_i^2(\Delta x_k, \Delta y_l)\cdot \Delta x_k \Delta y_l \cdot \sum\limits_{l}\sum\limits_{k} H_j(\Delta x_k \Delta y_l)\cdot \Delta x_k \Delta y_l}} \quad i, j = u, c, b. \tag{7.10}$$

Dabei wird die Summe auf Abschnitte Δy_l der zweiten Observablen y ausgedehnt. Die Werte des Überlappintegrals der Korrelationsverteilungen sind in Tabelle 7.9 angegeben.

Erstmals ergeben sich Werte des Überlappintegrals, die im Bereich der Werte von e^+e^--Experimenten liegen $r_{b-i} < 0.80$, $i \in u, c$. Es bietet sich also an, die Korrelation von *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks zu benutzen.

7.5 Zusammenfassung und Ausblick

Es zeigt sich, daß die von e^+e^--Experimenten benutzten Observablen zur Unterscheidung von Ereignissen mit semimyonisch zerfallenden schweren Quarks und Untergrundereignissen bei HERA nicht anwendbar sind, da der sich im Laborsystem bewegende Schwerpunkt zu einer sehr starken „Verschmierung“ der Observablen führt. Allerdings konnte dieses durch Einschränkung auf die Ebene, die transversal zur Strahlrichtung aufgespannt ist, berücksichtigt werden. Dadurch mußten neue Observablen definiert werden, die in der Lage sind, Ereignisse mit Beauty-Quarks von den anderen beiden Ereignisklassen zu unterscheiden: $p_{tr\phi}$ und *Aktivität*. Die Kombination der beiden Observablen führte zu einem verwendbaren Unterscheidungskriterium. In Tabelle 7.10 sind die in dieser Untersuchung ermittelten Werte des Überlappintegrals zusammengefaßt.

Observable	r_{b-c}	r_{b-u}	r_{c-u}
$p_{t\mu}$	0.95	0.98	0.99
T_{Hemi}	0.97	0.99	0.97
S_{Hemi}	0.97	0.99	0.98
$\|DCA\|$	0.99	0.98	0.98
λ_{FE}	0.98	0.87	0.93
$p_{tr\phi}$	0.90	0.93	0.99
A	0.83	0.81	0.99
A vs $p_{tr\phi}$	0.77	0.75	0.95

Tabelle 7.10: *Werte der Überlappintegrale der untersuchten Observablen.*

Es ist allerdings weiterhin notwendig, die absolute Vorhersage der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation, welches die Untergrundklasse beschreiben soll, festzulegen, da die Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen der Untergrundklasse und der Ereignisklasse mit Charm-Quarks nicht ausreichend sind. Die Untersuchung und Normierung des Untergrund-Monte-Carlos folgt in Kapitel 8.

Kapitel 8

Untersuchung des Untergrundes

Die Hauptquelle von Untergrund bei der Untersuchung von Myonen sind Hadronen, die bis in den Myondetektor vordringen und dort eine Myonsignatur vortäuschen oder die zuvor in Myonen zerfallen, welche im Myondetektor nachgewiesen werden (*Untergrund-Teilchen*). Hauptquelle der Untergrund-Teilchen sind leichte Quarks, deren Produktionswirkungsquerschnitt etwa zwei Größenordnungen über dem der Erzeugung von Charm-Quark-Paaren liegt. Leichte Quarks werden bei HERA in Photoproduktion dominant durch Prozesse mit aufgelösten Photonen produziert. Direkte Prozesse tragen zu etwa 15% bei.

Das im folgenden genannte *Untergrund-Monte-Carlo* (siehe Abschnitt 3.2) beinhaltet daher zu 85% aufgelöste und zu 15% direkte Prozesse. Weiterhin sind Ereignisse mit leichten und schweren Quarks, deren Produktion im direkten Teil dominiert, darin enthalten.

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, daß die erwartete Anzahl von Untergrund-Teilchen durch das Untergrund-Monte-Carlo beschrieben werden kann. Die physikalischen Prozesse, die zur Bildung der Hadronen beitragen, sind dabei nicht von Bedeutung. Es kann insbesondere nicht gezeigt werden, daß der Untergrund nur aus den im Untergrund-Monte-Carlo beteiligten Prozessen besteht. Es soll vielmehr gezeigt werden, daß das Untergrund-Monte-Carlo bei entsprechender Normierung in der Lage ist, die relevanten Spektren der Untergrund-Teilchen wiederzugeben.

Die Untersuchung muß mit von der Myonselektion unabhängigen Ereignissen erfolgen. Daher wird anfangs eine neue, nicht von Myonkandidaten abhängende Ereignisselektion vorgestellt, die nur einen vernachlässigbaren Anteil von Ereignissen mit semimyonischen Zerfällen schwerer Quarks enthält (Abschnitt 8.1).

Die Untersuchung des Untergrund-Monte-Carlos erfolgt in drei Schritten:

1. Das Verhalten der Hadronen auf dem Weg zum Myondetektor und ihre Beschreibung im Untergrund-Monte-Carlo wird untersucht. Dabei wird näher auf die einzelnen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der untersuchten Teilchen eingangen (Abschnitt 8.3).

2. Eine Normierung des Untergrund-Monte-Carlos auf die Daten wird vorgenommen (Abschnitt 8.4).

3. Mit Hilfe der im ersten Schritt gefundenen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von Untergrund-Teilchen und der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen wird die Anzahl der im Myondetektor nachgewiesenen Untergrund-Teilchen und Myonen bestimmt und mit den Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen (Abschnitt 8.5).

8.1 Selektion der Untergrunddaten

8.1.1 Vorselektion der Untergrunddaten

Die Vorselektion der Untergrunddaten wird durch die Klassifikation der Photoproduktionsklasse gegeben. Diese Klasse umfaßt Ereignisse, die durch den Kleinwinkel-Elektron-Detektor (*Elektron-Tagger*) bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ erkannt werden. Somit ist diese Klasse weitgehend unbeeinflußt durch andere Detektorkomponenten (*Minimum-bias-etag-Klasse*). Die Selektionsschnitte sind:

- gemessene Energie im *Elektron-Tagger*: $E_{ET33} > 4\,\mathrm{GeV}$
- gemessene Energie im Photondetektor: $E_{\gamma T} < 2\,\mathrm{GeV}$
- Genau ein rekonstruierter primärer Vertex innerhalb von $|z_{vtx}| \leq 50\,\mathrm{cm}$ oder mehrere rekonstruierte Vertices und eine Energie im Plug-Kalorimeter größer als $E_{Plug} > 1.5\,\mathrm{GeV}$.
- Anzahl rekonstruierter Protonen mit einem Impuls zwischen $0.1\,\mathrm{GeV} < p < 1\,\mathrm{GeV}$ ist kleiner als $N_P < 3$. Die Protonen werden anhand der Krümmung und des $\frac{dE}{dx}$ der rekonstruierten Spur erkannt.
- Bei weniger als drei rekonstruierten Spursegmenten guter Qualität in der Jetkammer muß der radiale Abstand eines sekundären Vertexes kleiner sein als $d_{r\phi}(2.Vertex) < 6\,\mathrm{cm}$.
- Bei weniger als zwei rekonstruierten Spursegmenten guter Qualität in der Jetkammer muß es mindestens ein rekonstruiertes Spursegment in Vorwärtsrichtung oder eine weitere Spur geringer Qualität mit einem transversalen Impuls $p_t > 230\,\mathrm{MeV}$ geben.
- Außerdem besteht die Möglichkeit zur Erkennung von Strahl-Gas-Ereignissen (siehe Abschnitt 5.5).

8.1.2 Analyseselektion

Aufbauend auf der *Minimum-bias-etag-Klasse* werden folgende Selektionsschnitte gemacht, die in Tabelle 8.1 A-F zusammengefaßt sind.

A
1. mindestens 1 rekonstruiertes Teilchen mit $p > 2.5\,\mathrm{GeV}$ und $35^\circ < \Theta < 130^\circ$.
2. mindestens 1 Jet mit $E_t > 6.5\,\mathrm{GeV}$.
3. $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$.

B Der rekonstruierte primäre Vertex muß innerhalb von $|z_{vtx}| < 40\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Vertex liegen.

C Es müssen mehr als drei Teilchenspuren rekonstruiert und selektiert sein (siehe Abschnitt 6.1.2).

D Die Anzahl der Treffer in der zentralen Jetkammer auf der Spur mit dem größten Impuls innerhalb des Polarwinkels $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ muß größer als 30 sein.

E Der Bereich von y ist eingeschränkt auf $0.3 < y < 0.7$.

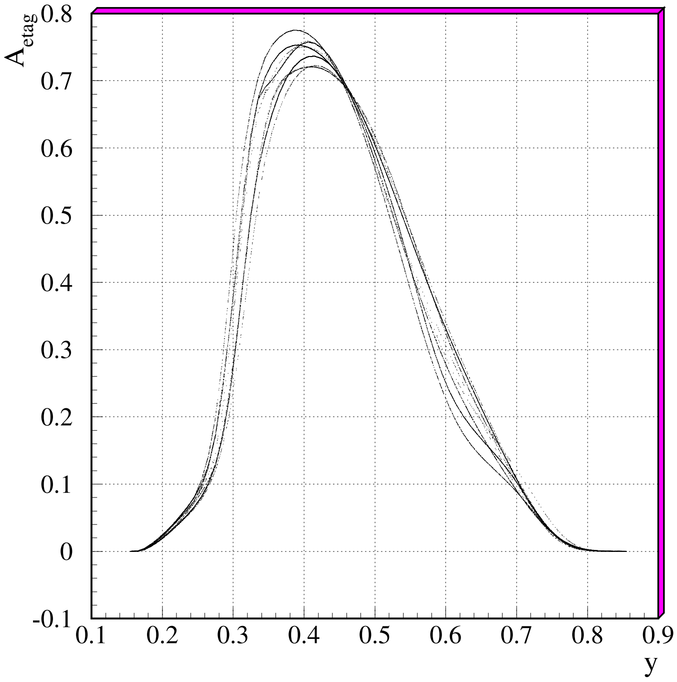

Abbildung 8.1: *Akzeptanzfunktion des Elektron-Taggers. Die Verschmierung ergibt sich durch unterschiedliche Strahlwinkel des HERA-Strahls.*

F Um eine genaue Luminositätsbestimmung zu ermöglichen und somit Anzahlen von Untergrund-Teilchen und Myonen direkt vergleichen zu können, wird Trigger S83 verlangt.

Die Schnitte A.1 und A.2 sind nötig, um den Schnitten bei der Generierung des Untergrund-Monte-Carlos gerecht zu werden. Die Schnitte in Q^2 und y berücksichtigen die Akzeptanz des *Elektron-Taggers*. Da die Akzeptanz des *Elektron-Taggers* empfindlich vom Strahlwinkel abhängig ist, ist eine Simulation des *Elektron-Taggers* in den Monte-Carlo-Simulationen nahezu unmöglich. Anstelle einer Simulation wird daher eine von der HERA-Füllung und y abhängige Akzeptanzfunktion $A_{etag} = A_{etag}(y)$ (Abb. 8.1) benutzt [Lev97], mit der die Monte-Carlo-Ereignisse gewichtet werden. Diese Akzeptanzfunktion umfaßt auch die Effizienzen der Triggerelemente des *Elektron-Taggers*. Kinematische Schnitte in Q^2 und y, die die Akzeptanz des *Elektron-Taggers* berücksichtigen, müssen vor der Gewichtung angebracht werden.

Das Untergrund-Monte-Carlo enthält neben den Ereignissen mit leichten Quarks auch Charm- und Beauty-Ereignisse. Einige dieser Ereignisse enthalten Prozesse, bei denen das schwere Quark in ein Myon zerfällt. Diese Ereignisse werden bei diesen Untersuchungen nicht berücksichtigt.

In Tabelle 8.1 sind die Anzahl der mit A_{etag} gewichteten Ereignisse bzw. der ungewichteten Ereignisse in Klammern für die unterschiedlichen Monte-Carlo-Generatoren, sowie die benutzten Ereignisse in den Daten aufgelistet. Die letzten beiden Zeilen der Tabelle 8.1 (Zeile G und H) geben jeweils die Anzahl der im Myondetektor nachgewiesenen Myonkandidaten an.

	Ereignisart	Daten	Untergrund-MC	Aroma-$c\bar{c}$	Aroma-$b\bar{b}$
	Luminosität $[pb^{-1}]$	4	-	9.954	31.66
	Schnitt/Ereignisse	–	$50 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^5$
A	$\max(p_{Spur}) \geq 2.5\,\mathrm{GeV}$ $N_{Jet}(E_t \geq 6.5\,\mathrm{GeV}) \geq 1$ $Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$	12082	9925.7(30288)	123.0(438)	145.3(433)
B	$\lvert Z_{vtx} \rvert \leq 40\,\mathrm{cm}$	11966	9924.4(30279)	123.0(438)	145.0(432)
C	$N_{Spur} > 3$	11775	9922.4(30271)	123.0(438)	145.0(432)
D	$N_{Treffer_{Spurmaxp}} \geq 30$	10725	9533.9(29036)	115.1(415)	140.6(419)
E	$0.3 < y < 0.7$	8165	8800.2(16977)	100.0(206)	129.3(243)
F	Trigger S83	4550	8388.7(16189)	98.1(203)	129.3(243)
G	$N_{FE}(2.5\,\mathrm{GeV} < p < 15\,\mathrm{GeV},$ $35° < \Theta < 130°)$	99	μ: 25.6(62) Had.: 26.1(86)	24.5(89)	43.8(137)
H	Trigger S83 $0.3 < y < 0.7$	35	μ: 24.0(42) Had.: 23.7(50)	20.2(45)	40.1(75)

Tabelle 8.1: *Anzahl der Ereignisse der Untergrundselektion in den Daten und den Monte-Carlo-Simulationen. Die Zeilen G und H geben die Anzahl der Myonkandidaten in den verbleibenden Ereignissen an. Im Fall der Monte-Carlo-Ereignisse sind die Anzahlen mit der Akzeptanzfunktion $A_{etag}(y)$ gewichtet. Die Zahlen in Klammern geben die ungewichteten Ereignis- bzw. Myonzahlen an.*

Hierbei sind im Untergrund-Monte-Carlo Ereignisse mit echten Myonen von schweren Quarks noch mitberücksichtigt, aber getrennt aufgeführt. Man sieht, daß in den Daten nach Verlangen des Triggers S83 nur 35 Myonkandidaten (Zeile H) in 4550 Ereignissen verbleiben. Man kann daraus schließen, daß der Anteil schwerer Quarks, die in Myonen zerfallen, kleiner als 1% und somit vernachlässigbar ist, selbst wenn angenommen wird, daß alle Myonkandidaten echte Myonen von schweren Quarks sind.

Weiterhin erkennt man, daß das Untergrund-Monte-Carlo nur sehr wenig Untergrund-Teilchen liefert (Zeile H). Außerdem läßt sich hier schon erahnen, daß der Anteil von Untergrund-Teilchen von der selben Größenordnung ist wie der Anteil echter Myonen. Leider ist eine Erhöhung dieser Statistik durch weiteres Erzeugen von Monte-Carlo-Ereignissen zeit- und speicherplatzaufwendig. Für die hier aufgelistete Statistik war die Simulation und Rekonstruktion von $\sim 450,000$ generierten Ereignissen notwendig.

Eine Lösung für dieses Problem stellt eine **datenbasierte Ereignissimulation** dar, die im folgenden erklärt wird.

8.2 Die datenbasierte Ereignissimulation

Die *datenbasierte Ereignissimulation* basiert auf den Daten der Untergrundselektion. Zur Bestimmung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten der Untergrund-Teilchen wird wie folgt vorgegangen.

1. Es werden alle Datenereignisse, die die Untergrundselektion bis einschließlich Schnitt C in Tabelle 8.1 passiert haben, verwendet. Es stehen also 11775 Ereignisse zur Verfügung.

2. Von diesen Ereignissen werden den Vierervektoren $(E, \vec{p})$ aller Spuren, die die Spurselektion in Abschnitt 6.1.2 passieren, zufällig eine Identität als Pion, Kaon oder Proton zugewiesen. Der relative Anteil der drei Beiträge wird mit Hilfe des Untergrund-Monte-Carlos bestimmt. Im oberen Teil der Abbildung 8.2 ist die Zusammensetzung der Hadronen basierend auf den drei Hauptkomponenten Pionen, Kaonen und Protonen abhängig von Impuls p und Polarwinkel Θ der Hadronen im Monte-Carlo dargestellt. Da nahezu keine Abhängigkeit von p und Θ sichtbar ist, wird eine konstante Hadronkomposition angenommen (Abbildung 8.2 unten). Außerdem wird die Ladung der benutzten Spuren beibehalten.
3. Alle Spuren werden anschließend der kompletten Ereignissimulation und -rekonstruktion unterzogen.
4. Jede Spur durchläuft diese Prozedur mehrmals. Dieses ist durch die in der Simulation enthaltenen Zufallsgeneratoren möglich.
5. Zur Bestimmung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P_{Had} werden alle Spuren, die nach der Simulation und Rekonstruktion die in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Spurselektionskriterien passieren, verwendet.

Durch dieses Vorgehen erhält man die Topologie der Ereignisse und kann auf schnellem Weg die Anzahl der Hadronen, die im Myondetektor nachgewiesen werden, erhöhen, d.h. zur Erhöhung der Statistik um einen Faktor 10 sind statt 4,500,000 Ereignissen nur 110,000 Ereignisse zu simulieren und rekonstruieren. Im folgenden werden Ereignisse der *datenbasierten Ereignissimulation* im Text mit *datenbasierte Simulation* und in den Darstellungen und Tabellen mit **SimRec** bezeichnet.

Bevor die Untersuchung der Monte-Carlo Ereignisse mit aufgelöstem Photon bezüglich ihrer Eigenschaft, den Untergrund der Myondaten zu beschreiben, folgt, sollen das Verhalten der Hadronkomponenten und ihre Beschreibung im Untergrund-Monte-Carlo bzw. in der *datenbasierten Simulation* genauer untersucht werden.

8.3 Beschreibung der Hadronen in den Daten und im Monte-Carlo

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß das Verhalten der Hadronen in der *datenbasierten Simulation* dem der Hadronen des Untergrund-Monte-Carlos gleicht. Weiterhin soll zum einen das Verhalten der Hadronarten auf ihrem Weg zum Myondetektor untersucht werden und zum anderen ob das Monte-Carlo bzw. die *datenbasierte Simulation* prinzipiell in der Lage sind, die Daten zu beschreiben.

Dabei beschränken sich die Untersuchungen nur auf die für diese Analyse relevanten Hadronen, die folgende kinematische Schnitte erfüllen:

$$2.5\,\mathrm{GeV} < p < 15\,\mathrm{GeV},\ 35^\circ < \Theta < 130^\circ.$$

8.3.1 Vergleich der Hadronvorhersagen

In Tabelle 8.2 sind die Anzahlen der rekonstruierten Teilchen für Daten und Simulationen zusammengefaßt. Dabei ist die Anzahl der Teilchen des Untergrund-Monte-Carlos bzw. der

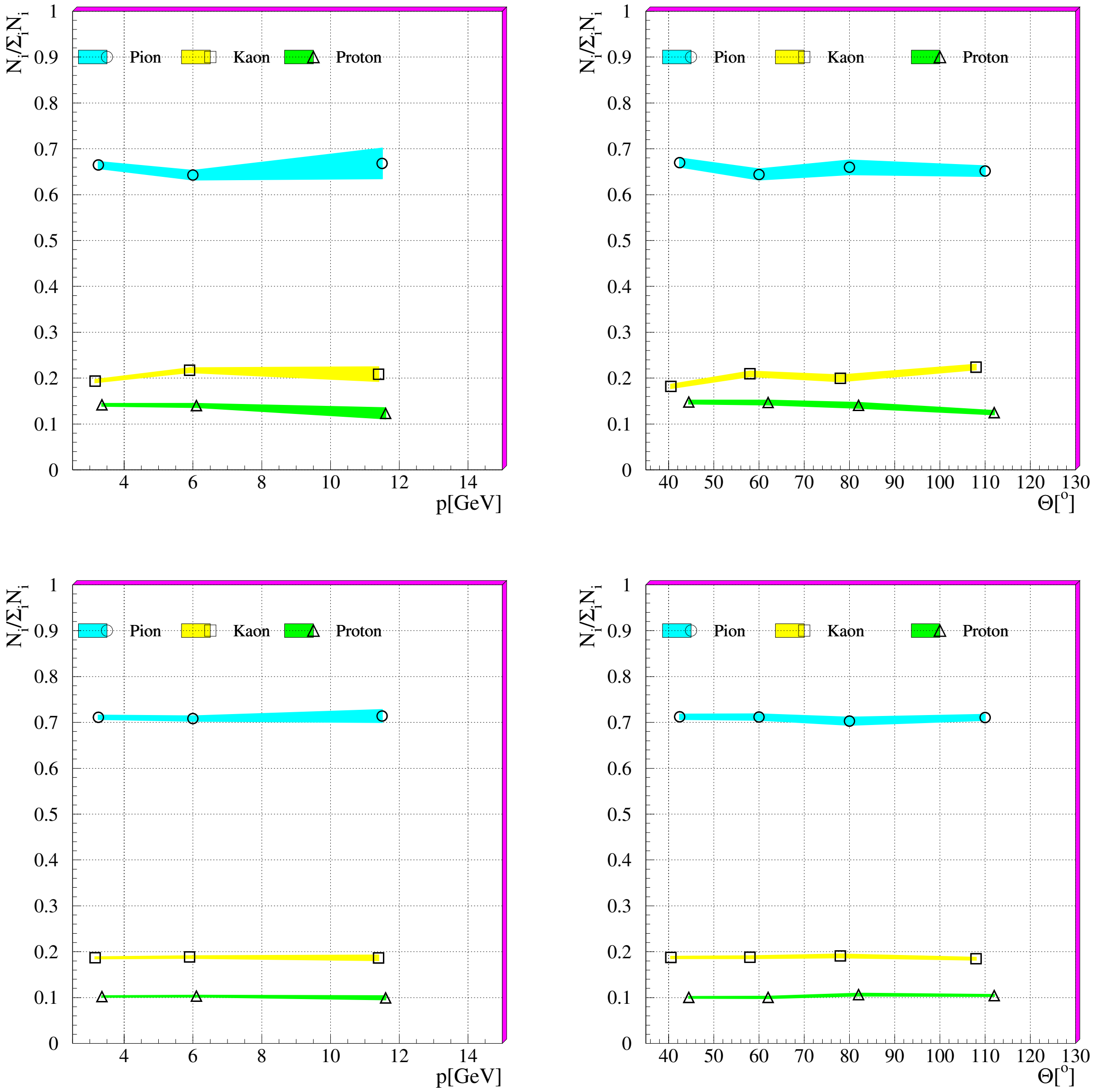

Abbildung 8.2: *Hadronkomposition für das Untergrund-Monte-Carlo (oben) und die datenbasierte Simulation (unten) in Abhängigkeit von Impuls p (links) und Polarwinkel Θ (rechts). Die Bänder beschreiben den statistischen Fehler.*

			Teilchen
A	Daten	Spuren	16066.0 ± 126.8
		Eisen	99.0 ± 10.0
		P_D $(\cdot 10^{-3})$	6.2 ± 0.6
	SimRec	Spuren	15933.0 ± 47.7
		Eisen	45.3 ± 2.5
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	2.8 ± 0.2
	Untergrund Monte-Carlo	Spuren	15997.8 ± 61.2
		Eisen	36.3 ± 2.9
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	2.3 ± 0.2

	nicht in Myon zerfallen		π	K	p
B	SimRec	Spuren	11303.3 ± 40.2	3007.9 ± 20.7	1621.7 ± 15.2
		Eisen	12.6 ± 1.3	12.9 ± 1.4	0.4 ± 0.2
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	1.1 ± 0.1	4.3 ± 0.4	0.3 ± 0.2
	Untergrund Monte-Carlo	Spuren	10232.6 ± 48.9	3200.6 ± 27.4	1959.2 ± 21.4
		Eisen	9.8 ± 1.5	11.5 ± 1.6	0.0 ± 0.0
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	1.0 ± 0.2	3.6 ± 0.5	0.0 ± 0.0

	Zerfall in Myonen		π	K
C	SimRec	Spuren	11303.3 ± 40.2	3007.9 ± 20.7
		Eisen	15.4 ± 1.5	4.0 ± 0.8
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	1.4 ± 0.1	1.3 ± 0.2
	Untergrund Monte-Carlo	Spuren	10232.6 ± 48.9	3200.6 ± 27.4
		Eisen	10.8 ± 1.6	3.7 ± 0.9
		P_{Had} $(\cdot 10^{-3})$	1.1 ± 0.2	1.2 ± 0.3

Tabelle 8.2: *Anzahl von rekonstruierten (Spuren) und im Myondetektor (Eisen) nachgewiesenen Pionen, Kaonen und Protonen innerhalb von* $2.5\,GeV < p < 15\,GeV$ *und* $35^\circ < \Theta < 130^\circ$*.* P_{Had} *gibt den Anteil der im Myondetektor nachgewiesenen Hadronen an. Die Auflistung erfolgt sowohl für das Untergrund-Monte-Carlo als auch für die datenbasierte Ereignissimulation (SimRec). Tabelle A bezieht sich auf alle Teilchen. Tabelle B enthält Pionen, Kaonen und Protonen, die nicht innerhalb des zentralen Spurkammersystems in Myonen zerfallen sind. Tabelle C enthält die Anzahlen der Pionen und Kaonen, die innerhalb des zentralen Spurkammersystems in Myonen zerfallen.*

datenbasierten Simulation normiert auf die Anzahl von Ereignissen, die zur Erstellung der *datenbasierte Simulation* benutzt wurden (siehe Tabelle 8.1 Zeile C). Dadurch kann man die absoluten Hadronzahlen direkt vergleichen.

Zunächst erkennt man in Tabelle 8.2A, daß in den Daten, der *datenbasierten Simulation* und im Monte-Carlo gleich viele Spuren vorhanden sind. Daraus läßt sich folgern, daß in allen drei Ereignisgruppen die gleiche mittlere Multiplizität im untersuchten kinematischen Bereich vorliegt.

Allerdings sind in den Daten weitaus mehr Teilchen im Myondetektor nachgewiesen worden als im Monte-Carlo bzw. in der *datenbasierten Simulation*. Dieses kann man nur durch eine

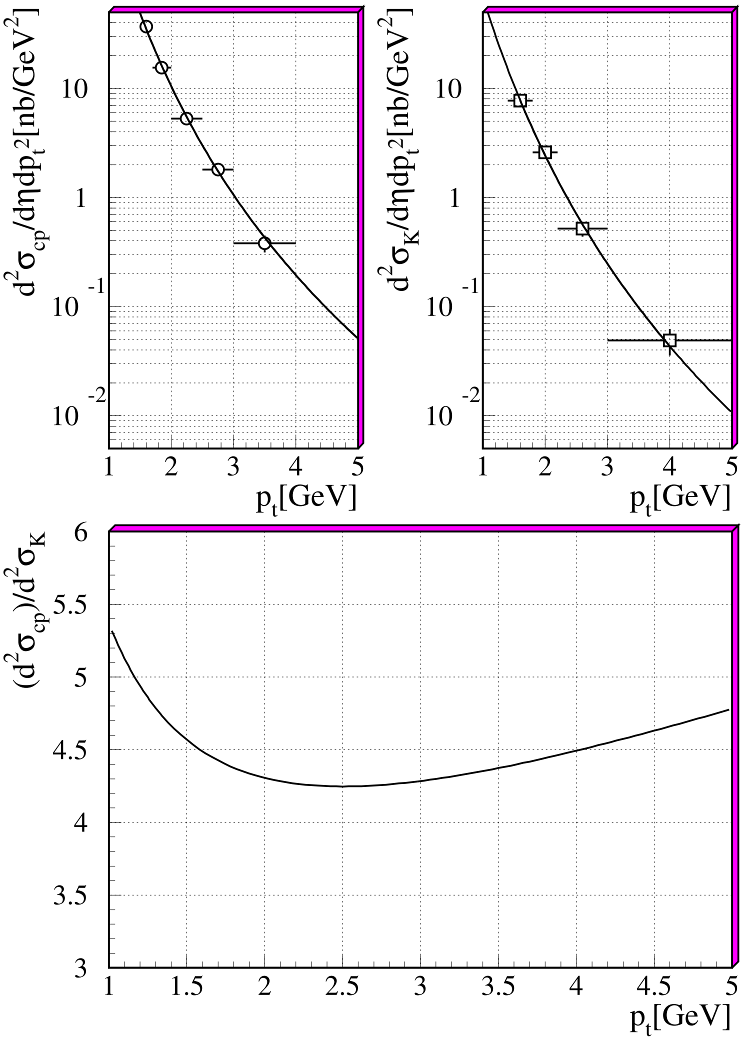

Abbildung 8.3: *Bei H1 gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte für geladene Teilchen (oben links) und Kaonen (oben rechts) für* $|\eta| < 1.5$ *und unten das Verhältnis von geladenen Teilchen zu Kaonen als Funktion des Transversalimpulses.*

falsche Simulation oder einen nicht vernachlässigbaren Anteil echter Myonen erklären.

Die Untersuchung der drei wichtigsten Hadronkomponenten (π, K, P), die im Myondetektor Signaturen hinterlassen, zeigt, daß das Monte-Carlo und die *datenbasierte Simulation* vergleichbar sind (Tabelle 8.2 B, C). Das von H1 gemessene Verhältnis von vier bis fünf geladenen Teilchen zu einem Kaon (Abbildung 8.3) findet sich auch in dem Untergrund-Monte-Carlo wieder [H1-94, H1-97].

Allerdings findet man im Myondetektor etwa gleich viele Pionen und Kaonen, die nicht zuvor im zentralen Spurkammersystem in Myonen zerfallen sind. Protonen sind als Quellen falsch identifizierter Myonen vernachlässigbar.

Zerfallen die Hadronen innerhalb des zentralen Spurkammersystems, werden nur wenige Myonen vom Kaonzerfall nachgewiesen. Dieses ist wie folgt zu erklären: Für Teilchen der Masse M mit der mittleren Lebensdauer τ ($\tau_\pi = 26\,\text{ns}$, $\tau_K = 12\,\text{ns}$), die das zentrale Spurkammersystem des Radius d mit einem Impuls p unter dem Polarwinkel Θ durchfliegen, ist die Wahrscheinlichkeit zu zerfallen:

$$P(p, \Theta) = 1 - e^{-\frac{M \cdot d}{c\tau \cdot p \cdot \sin(\Theta)}}. \tag{8.1}$$

Unter der Berücksichtigung, daß nur etwa 64% der Kaonen, aber 99% der Pionen in Myonen zerfallen, erwartet man etwa einen Faktor vier bis fünf mehr Myonen von Kaon-Zerfällen als von Pion-Zerfällen. Da die vier- bis fünffache Anzahl von Pionen gegenüber Kaonen vorhanden ist, würde man etwa gleich viele Myonen von Kaon- und Pion-Zerfällen im Myondetektor erwarten. Allerdings hat man für diese beiden Arten von Myonen unterschiedlich gute Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten, denn man erwartet, daß Myonen von Kaon-Zerfällen, aufgrund der größeren Masse des Kaons, einen größeren „Knick“ in der Spur hinterlassen und somit schlechter rekonstruiert werden können. Daher werden weniger Myonen von Kaon-Zerfällen im Myondetektor gefunden. Dieses wird sowohl vom Monte-Carlo als auch von der *datenbasierten Simulation* beschrieben.

Anschließend folgt eine Untersuchung der aus den absoluten Zahlen abgeleiteten Fehlidentifikationwahrscheinlichkeiten.

8.3.2 Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten für Untergrundpartikel im Myondetektor

Die Identifikationswahrscheinlichkeiten für Teilchen P_D und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten für die drei wichtigsten Hadron-Komponenten P_{Had} sind in Tabelle 8.2 integriert über den betrachteten kinematischen Bereich und als Funktion von p und Θ in den Abbildungen 8.4 und 8.5 aufgezeigt.

Vergleicht man die Werte von P_{Had} des Untergrund-Monte-Carlos und der *datenbasierten Simulation* miteinander, so findet man, sowohl integriert über den kinematischen Bereich als auch differentiell (Abbildung 8.4), gute Übereinstimmung. Zwischen den Simulationen (P_{Had}) und den Daten (P_D) erkennt man einen Unterschied, der sich – falls die Beschreibung der Hadronen im Monte-Carlo richtig ist – nur durch echte Myonen erklären läßt. Eine quantitative Bestimmung des Myonanteils erfolgt in Abschnitt 8.5.

Die Diskussion der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten P_{Had} von Pionen und Kaonen (Tabelle 8.3, Abbildung 8.5) erfolgt anhand der *datenbasierten Simulation*, da eine bessere Statistik als im Monte-Carlo besteht und ein gute Übereinstimmung der beiden vorliegt. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten P_{Had} von Protonen werden nicht diskutiert, da bereits oben gezeigt wurde, daß diese im gesamten untersuchten kinematischen Bereich mindestens eine Größenordnung unter der von Pionen und Kaonen liegt und somit vernachlässigbar ist.

Es wird unterschieden, ob die Pionen oder Kaonen innerhalb der zentralen Spurkammern in Myonen zerfallen, die dann als minimalionisierende Teilchen den Myondetektor erreichen oder als Hadron dort ankommen (*punch through*). Ein möglicher Zerfall innerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters wird nicht berücksichtigt.

Man findet eine schwache Abhängigkeit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P_{Had} von Pionen und Kaonen, die nicht in Myonen zerfallen sind, vom Impuls. Nach dem Zerfallsgesetz 8.1 nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron der Masse M innerhalb des Spurkammersystems mit dem Radius d zerfällt, mit steigendem Impuls ab. Dieses wird durch

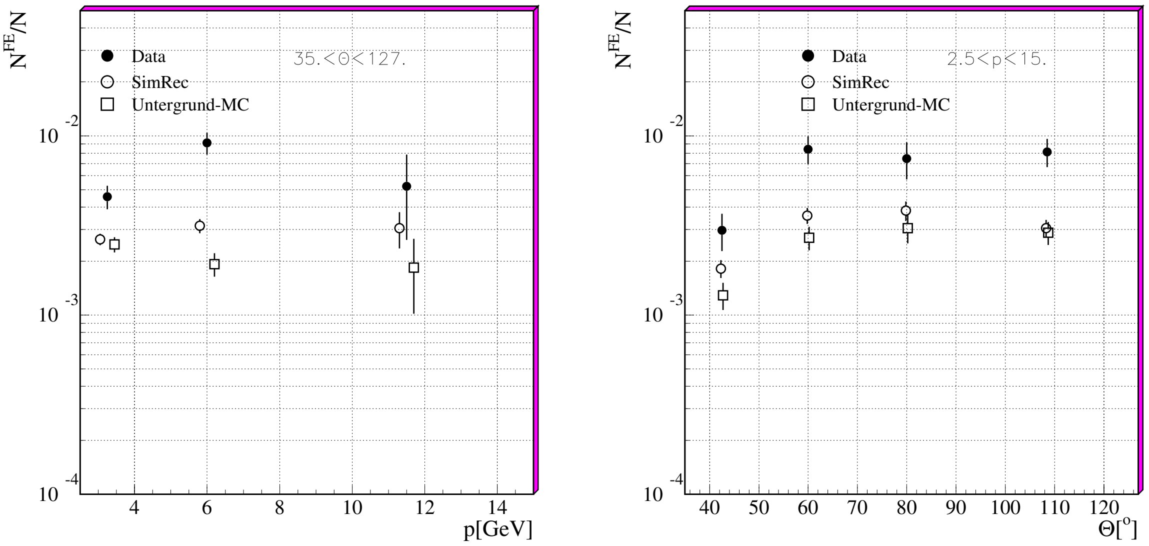

Abbildung 8.4: *P_{Had} (offen) bzw. P_D (geschlossen) für Teilchen im Myondetektor. Im Fall der datenbasierten Simulation bzw. des Monte-Carlos sind nur Pionen, Kaonen und Protonen berücksichtigt.*

p[GeV]		π	K
2.5-4	nicht zerfallen ($\cdot 10^{-3}$)	0.9 ± 0.1	3.9 ± 0.6
	Zerfall in Myon ($\cdot 10^{-3}$)	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.3
4-8	nicht zerfallen ($\cdot 10^{-3}$)	1.4 ± 0.2	4.4 ± 0.8
	Zerfall in Myon ($\cdot 10^{-3}$)	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.5
8-15	nicht zerfallen ($\cdot 10^{-3}$)	1.8 ± 0.6	7.7 ± 2.6
	Zerfall in Myon ($\cdot 10^{-3}$)	0.5 ± 0.3	0.0 ± 0.0

Tabelle 8.3: *Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P_{Had} für Pionen und Kaonen für unterschiedliche Impulsbereiche, jeweils getrennt danach, ob die Hadronen in Myonen zerfallen sind oder nicht.*

die *datenbasierte Simulation* beschrieben. Da die Zerfallsmyonen minimalionisierend den verbleibenden Teil des Detektors, hauptsächlich das Flüssig-Argon-Kalorimeter, durchlaufen, ist deren Nachweiswahrscheinlichkeit gleich der von Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks. Allerdings ist, wie schon erwähnt, die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Zerfallsmyonen von Kaonen schlechter und die Werte der P_{Had} von Kaonen und Pionen, die innerhalb des Spurkammersystems in Myonen zerfallen, sind etwa gleich.

Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß das Verhalten und die Beschreibung der Hadronen durch das Monte-Carlo bzw. die *datenbasierte Simulation* in den hier erläuterten Details qualitativ verstanden wird.

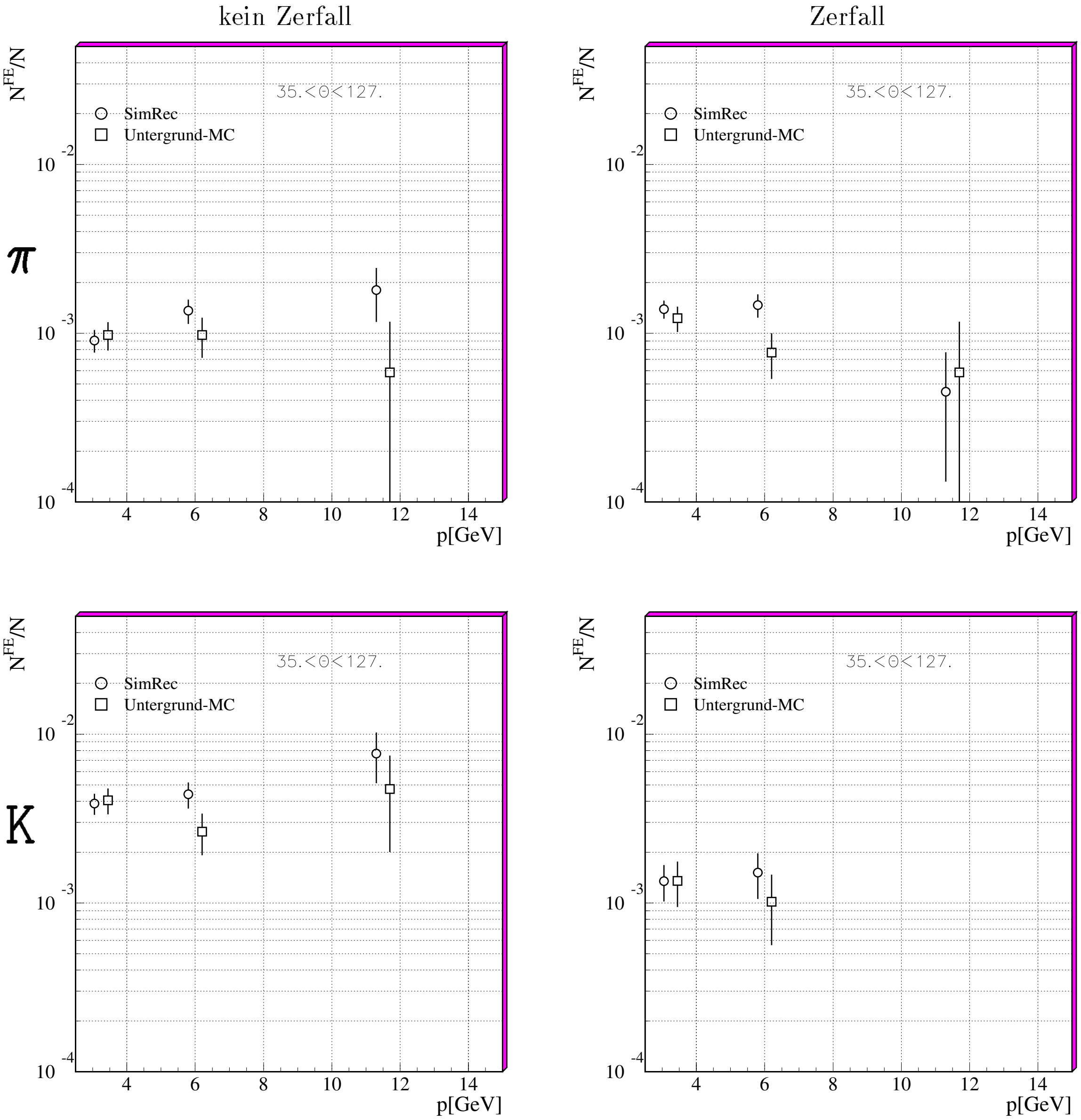

Abbildung 8.5: *P_{Had} für Pionen (oben) und Kaonen (unten). Rechts sind jeweils die P_{Had} für Hadronen, die in Myonen zerfallen sind, und links alle anderen dargestellt.*

8.4 Normierung des Untergrund-Monte-Carlos

Um zu einer korrekten Vorhersage der absoluten Ereigniszahlen des Untergrundes durch die Monte-Carlo-Simulation zu kommen, muß diese an die Daten angepaßt werden. Da die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks unter Verwendung der Größen $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* geschieht, die stark von der Ereignistopologie abhängen, bietet es sich an, die Normierung des Untergrund-Monte-Carlos als Funktion dieser Ereignisinformationen zu bestimmen. Dabei kann auch eine für die Anpassung wichtige Abhängigkeit der Normierung von diesen Größen ersichtlich werden.

8.4.1 Hadronspektren

Da die Normierung des Untergrund-Monte-Carlos mit Hilfe der für die Anpassung relevanten Spektren *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ erfolgen soll, ist eine modifizierte, auf Hadronen basierende Definiton der Größen notwendig. Dazu wird das Teilchen mit dem größten Impuls im Ereignis gesucht. Diese Spur muß innerhalb des Polarwinkelbereiches $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ liegen und einen Impuls von $p > 2.5\,\text{GeV}$ besitzen. In der Regel ist dieses Teilchen ein Hadron, denn im Untergrund-Monte-Carlo sind die Ereignisse, bei denen die schweren Quarks semimyonisch zerfallen, nicht berücksichtigt, und in den Daten ist, wie aus Tabelle 8.1 in Zeile H hervorgeht, die Anzahl der Myonkandidaten vernachlässigbar. Anschließend wird analog wie bei der Definition durch das Myon die Hemisphäre, $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* dieses Hadrons bestimmt.

In den Abbildungen 8.6 und 8.7 sind die hadronbezogenen Spektren von *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ der Untergrundselektion von Daten und Untergrund-Monte-Carlo dargestellt. Außerdem sind die Verteilungen, die sich aus den Prozessen mit aufgelöstem und direktem Photon ergeben, getrennt ersichtlich.

Man erkennt, daß die Verteilung der Aktivität bei $A < 15\,\text{GeV}$ sehr gut beschrieben wird. Darüber hinaus zeigt sich, daß in den Daten mehr Ereignisse eine größere Aktivität haben als im Untergrund-Monte-Carlo. Dies ist auf eine leicht unterschiedliche Beschreibung des Kalorimeters, insbesondere der Anzahl der angesprochenen Zellen, zurückzuführen. *Aktivitäten* $A > 30\,\text{GeV}$ sind in keinem Spektrum zu finden. In der Myonselektion werden mit der myonbezogenen Definition nur wenige Ereignisse mit einer *Aktivität* $A > 15\,\text{GeV}$ gefunden. Daher kann diese kleine Abweichung vernachlässigt werden. Der gemittelte Quotient von Daten und Monte-Carlo ergibt einen Normierungsfaktor von $U_{udscb} = 0.537$.

Das Spektrum von $p_{tr\phi}$ (Abb. 8.7) wird im Rahmen der Statistik überall gut durch das Untergrund-Monte-Carlo beschrieben.

Der gemittelte Quotient ergibt den Normierungsfaktor mit dem das Untergrund-Monte-Carlo multipliziert werden muß, um die Daten korrekt zu beschreiben:

$$\boxed{U_{udscb} = 0.537.} \tag{8.2}$$

8.4.2 Test der Hadronspektren in den Myondaten

Bei der Bestimmung der Normierung wurde angenommen, daß das Untergrund-Monte-Carlo, das hauptsächlich Ereignisse mit leichten Quarks beinhaltet, auch in der Lage ist, Ereignisse mit schweren Quarks, die hadronisch zerfallen, zu beschreiben. Da das Untergrund-Monte-Carlo Ereignisse mit schweren Quarks beinhaltet, aber nicht bekannt ist, ob deren Anteil

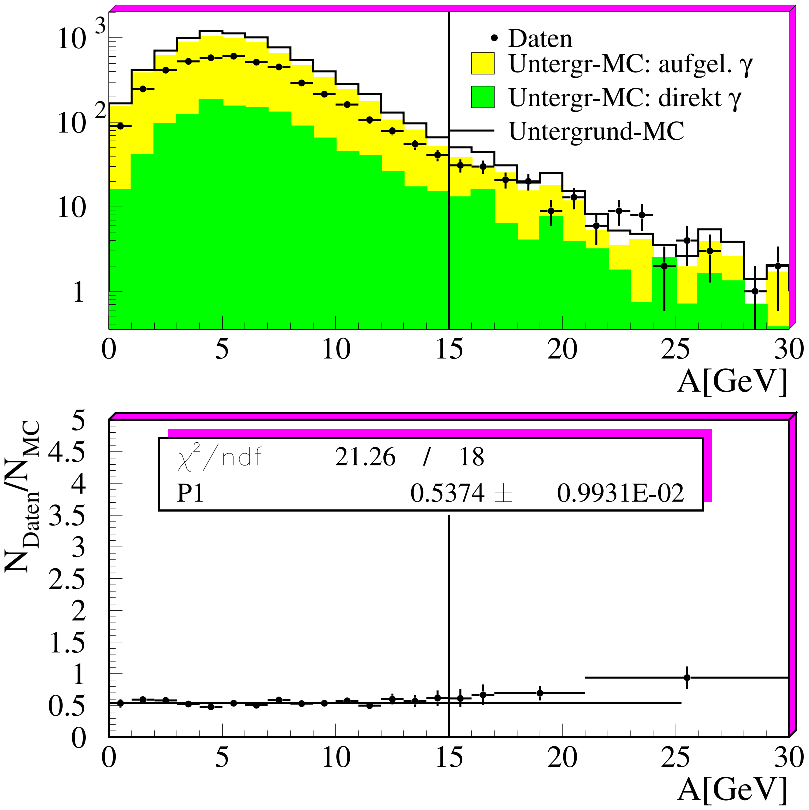

Abbildung 8.6: *Aktivität des dominierenden Teilchens mit* $p > 2.5\,GeV$ *und* $35° < \Theta < 130°$. *Die grauschattierten Histogramme zeigen die jeweiligen Anteile der Prozesse mit aufgelöstem bzw. direktem Photon des Untergrund-Monte-Carlos. Das weiße Histogramm beschreibt die Summe der Prozesse mit direktem und aufgelöstem Photon. Unten ist das Verhältnis von Daten zur Summe gezeigt. Die vertikale Linie kennzeichnet die größte in der Myonselektion gemessene Aktivität.*

richtig beschrieben wird, bleibt zu untersuchen, ob ein solcher Anteil wesentlichen Einfluß hat. Eine dahingehende Untersuchung kann in der in Kapitel 6 beschriebenen und zur eigentlichen Analyse verwendeten *Myonselektion* erfolgen.

Wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wurde, ist die transversale Flugrichtung des schweren Quarks durch das Myon bestimmt. Das andere Quark fliegt im Falle von Photoproduktionereignissen in die entgegengesetzte Richtung. Da das Ereignis durch den Myonkandidaten in zwei Hemisphären geteilt wurde, kann man davon ausgehen, daß sich das zweite schwere Quark in der dem Myonkandidaten gegenüberliegenden Hemisphäre befindet. Man kann demnach annehmen, daß sich in der gegenüberliegenden Hemisphäre hauptsächlich solche Zerfallsprozesse befinden, die keine myonische Signatur besitzen und somit im Rahmen dieser Analyse dem Untergrund zuzurechnen sind.

Bestimmt man also *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ eines Hadrons der gegenüberligenden Hemisphäre, so kann man durch direkten Vergleich sehen, ob die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation in der

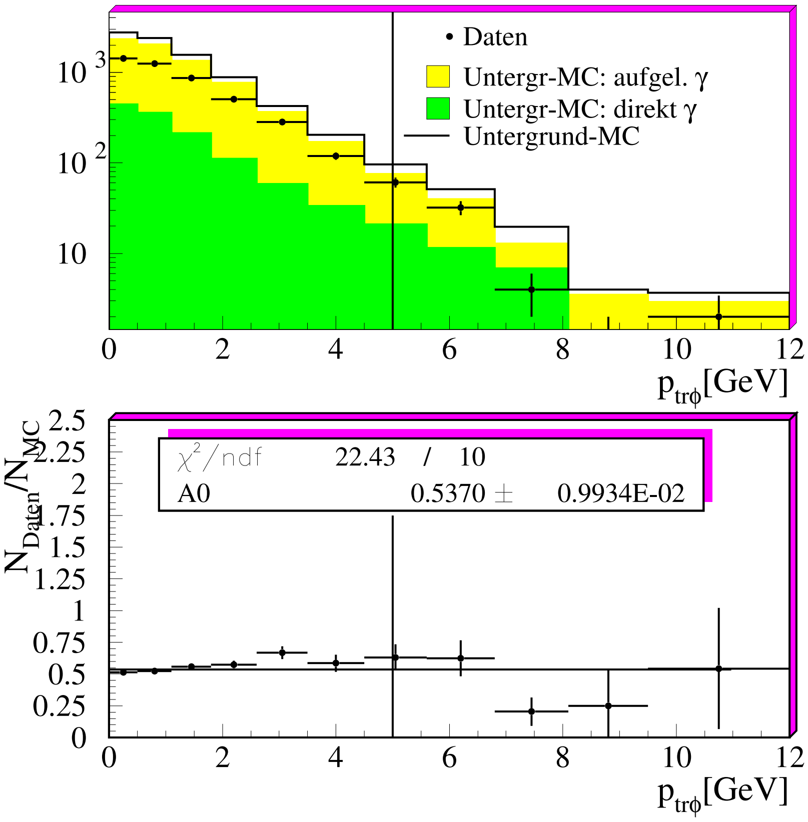

Abbildung 8.7: *$p_{tr\phi}$ des dominierenden Teilchens mit $p > 2.5\,GeV$ und $35° < \Theta < 130°$. Die grauschattierten Histogramme zeigen die jeweiligen Anteile der Prozesse mit aufgelöstem bzw. direktem Photon des Untergrund-Monte-Carlos. Das weiße Histogramm beschreibt die Summe der Prozesse mit direktem und aufgelöstem Photon. Unten ist das Verhältnis von Daten zur Summe gezeigt. Die vertikale Linie kennzeichnet das größte in der Myonselektion gemessene $p_{tr\phi}$.*

Lage ist, auch hadronische Zerfälle schwerer Quarks zu beschreiben.

Zur Bestimmung von $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* sucht man in der dem Myonkandidaten gegenüberliegenden Hemisphäre nach der Spur mit dem höchstem Impuls mit $p > 2.5\,\mathrm{GeV}$ und $35° < \Theta < 130°$. Für diese Spur wird dann wie gewöhnlich *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ bestimmt. Die so erhaltenen Verteilungen sind, normiert auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten, für die drei Monte-Carlo-Simulationen und die Daten in Abbildung 8.8 dargestellt.

Man findet in beiden Größen kaum Unterschiede zwischen den Spektren der unterschiedlichen Ereignisquellen und auch deren Mittelwerte liegen sehr nahe beieinander (Tab. 8.4). Besonders gut stimmen auch hier die Beschreibung zwischen Untergrund-Monte-Carlo und Daten überein.

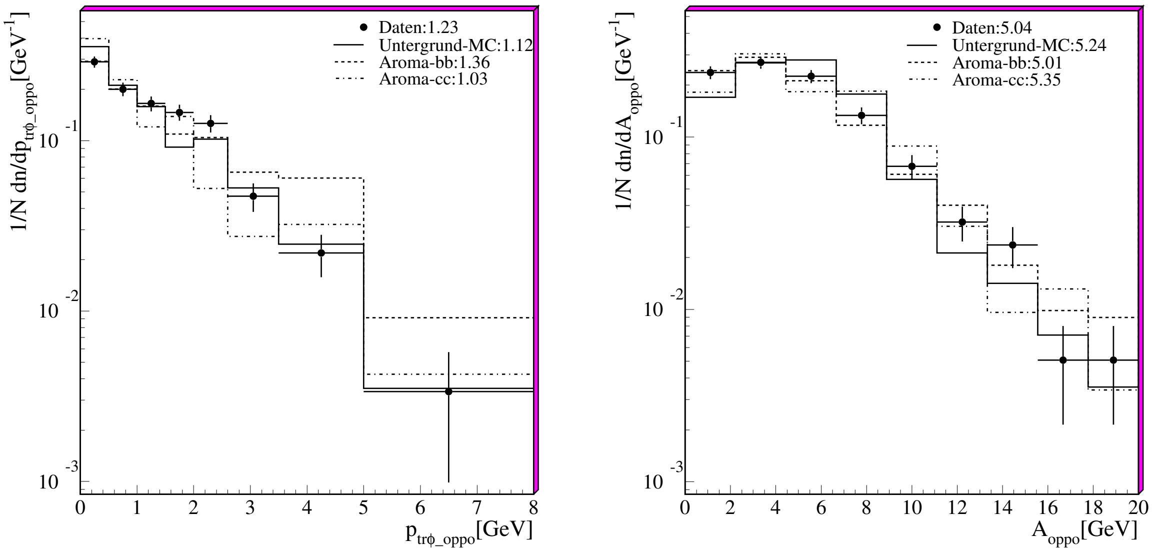

Abbildung 8.8: *Vergleich der Hadronspektren für Aktivität und $p_{tr\phi}$ der dem Myon gegenüberliegenden Hemisphäre normiert auf die Anzahl von Ereignissen im Untergrund-Monte-Carlo. Die Zahlen in der Legende geben jeweils den Mittelwert der entsprechenden Ereignisquelle an.*

Ereignisquelle	$p_{tr\phi\_oppo}$[GeV]	A_{oppo}[GeV]
Daten	1.23	5.04
Untergrund-MC	1.12	5.24
Aroma-bb	1.36	5.01
Aroma-cc	1.03	5.35

Tabelle 8.4: *Mittelwerte der Hadronspektren der dem Myon gegenüberliegenden Hemisphäre.*

8.5 Vergleich der Anzahl von Myonen und Hadronen im Myondetektor mit den Vorhersagen

In diesem Abschnitt soll als letzter Schritt gezeigt werden, daß das Untergrund-Monte-Carlo in der Lage ist, den erwarteteten Untergrund zu beschreiben, d.h. daß sich die Abweichung zwischen der gemessenen Zahl von Myonkandidaten und der vorhergesagten Zahl von Untergrund-Teilchen durch echte Myonen erklären läßt. Dazu wird zunächst der Anteil echter Myonen im Myondetektor bestimmt. Hierzu werden benötigt:

- die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen (Myon oder Hadron) im Myondetektor nachzuweisen,
- die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Untergrund-Teilchen und
- die Wahrscheinlichkeit ein Myon nachzuweisen.

Die Anzahl der Hadronen im Myondetektor kann dann durch Subtraktion der Anzahl echter Myonen von der Anzahl der Myonkandidaten berechnet werden und mit der Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos verglichen werden.

8.5.1 Entfaltungsmethode zur Bestimmung des Anteils echter Myonen im Myondetektor

Man kann annehmen, daß sich die untersuchten Ereignisse aus Myonen N_μ und Untergrund-Teilchen, in der Regel Hadronen, N_{Had} zusammensetzen. Dann gilt für die Gesamtzahl der Teilchen im Ereignis: $N_D = N_\mu + N_{Had}$. Gelangen Teilchen bis in den Myondetektor und werden dort als Myonkandidaten rekonstruiert, so setzt sich diese Anzahl ebenfalls aus der Summe von Myonen N_μ^{FE} und Untergrund-Teilchen N_{Had}^{FE} zusammen:

$$N_D^{FE} = N_\mu^{FE} + N_{Had}^{FE}. \tag{8.3}$$

Dieses kann auch durch einen Anteil echter Myonen f_μ ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} N_\mu^{FE} &= f_\mu \cdot N_D^{FE} && (8.4)\\ N_{Had}^{FE} &= (1 - f_\mu) \cdot N_D^{FE}\,. && (8.5) \end{aligned}$$

Ziel ist es f_μ zu bestimmen.

Nur die Anzahl der Myonkandidaten N_D^{FE} und der rekonstruierten Teilchen N_D sind meßbare Größen und können den Daten entnommen werden. Es gilt: $P_D = \frac{N_D^{FE}}{N_D}$. Die Normierungen der Myonen und Hadronen müssen zunächst als nicht bekannt angenommen werden. Mit Hilfe der *datenbasierten Ereignissimulation* erhält man die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Untergrund-Teilchen: $P_{Had} = \frac{N_{Had}^{FE}}{N_{Had}}$. Weiterhin ist das Verhalten der Myonen im Detektor gut verstanden, und man kann die Nachweiswahrscheinlichkeit, ein Myon im Myondetektor nachzuweisen, aus der Aroma-Monte-Carlo-Simulation benutzen: $P_\mu = \frac{N_\mu^{FE}}{N_\mu}$.

Damit können die entsprechenden Anzahlen von Teilchen in den Gleichungen 8.3, 8.4 und 8.5 ersetzt werden. Man erhält zwei Bestimmungsgleichungen für das Verhältnis von Hadronen zu Myonen, die nur noch von den P_D, P_{Had} und P_μ abhängen:

$$\begin{aligned} \frac{N_{Had}}{N_\mu} &= \frac{P_\mu}{f_\mu \cdot P_D} - 1\\ \frac{N_\mu}{N_{Had}} &= \frac{P_{Had}}{(1 - f_\mu) \cdot P_D} - 1\,. \end{aligned}$$

Man sieht, daß sich Normierungen der Anzahlen in diesen Gleichungen herauskürzen. Verknüpft man diese beiden Gleichungen miteinander, so kann man den Anteil der im Myondetektor nachgewiesenen echten Myonen bestimmen:

$$\boxed{f_\mu = \frac{P_\mu}{P_D} \cdot \frac{P_{Had} - P_D}{P_{Had} - P_\mu}.} \tag{8.6}$$

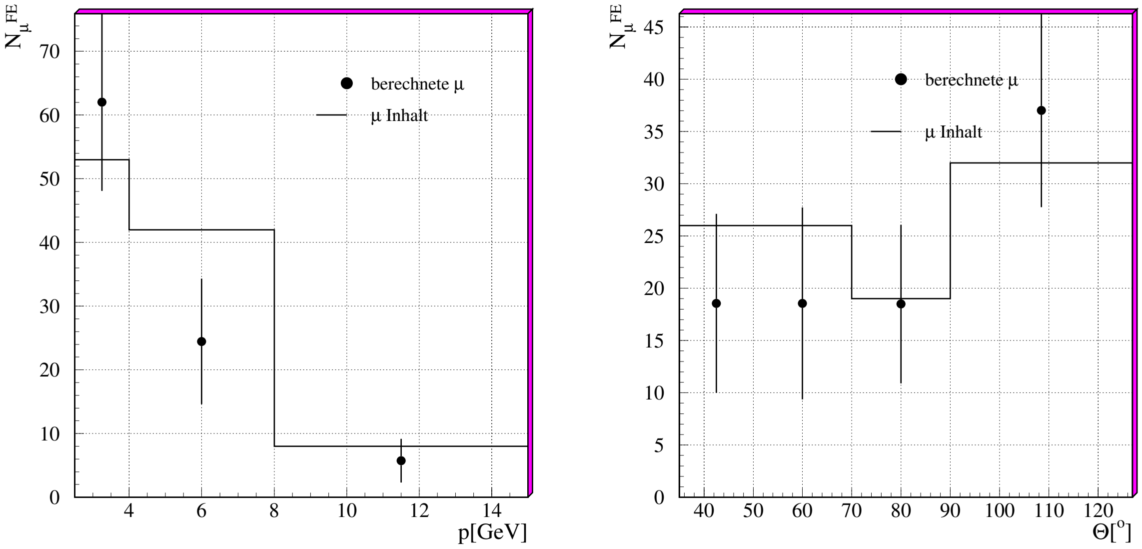

Abbildung 8.9: *Anzahl von Myonen in einer Monte-Carlo-Simulation mit Myonen und Hadronen (*Pythia*) abhängig von Impuls (links) und Polarwinkel (rechts). Die Histogramme geben jeweils die tatsächliche Zahl von Myonen und die Punkte die berechnete Zahl von Myonen an.*

8.5.2 Test der Entfaltungsmethode

Um zu prüfen, ob die beschriebene Methode richtige Ergebnisse liefert, wird sie zunächst auf eine Monte-Carlo-Simulation angewandt, welche Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks beinhaltet. Es wird so verwendet, wie später die Daten verwendet werden sollen. Man kann dann die berechnete und die tatsächliche Anzahl von Myonen direkt vergleichen. Wenn die Anzahl der Myonen gut übereinstimmt, stimmt aufgrund der Linearität der Gleichungen auch die Anzahl der Hadronen überein.

Zum Test wird P_D mit der verwendeten Test-Monte-Carlo-Simulation bestimmt. P_{Had} und P_μ werden, wie zuvor beschrieben, mit der *datenbasierten Simulation* (siehe Abb. 8.4) und der Aroma-Monte-Carlo-Simulation ermittelt.

In Abbildung 8.9 ist die Anzahl der Myonen der Test-Monte-Carlo-Simulation, die im Myondetektor nachgewiesen wurden, aufgezeichnet. Der Vergleich der mit der Entfaltungsmethode berechneten und der vorhandenen Anzahl zeigt sowohl im Impulsspektrum, als auch im Spektrum des Polarwinkels im Rahmen der Statistik gute Übereinstimmung.

8.5.3 Bestimmung der im Myondetektor gemessenen Anzahl von Myonen und Hadronen

Der Myonanteil

Der Anteil echter Myonen f_μ wird nach Gleichung 8.6 bestimmt. P_{Had} (siehe Abb. 8.4 offene Punkte) stammt aus der *datenbasierten Simulation*, P_μ aus der Aroma-Monte-Carlo-Simulation und P_D (siehe Abb. 8.4 geschlossene Punkte) wird mit den Daten gemessen.

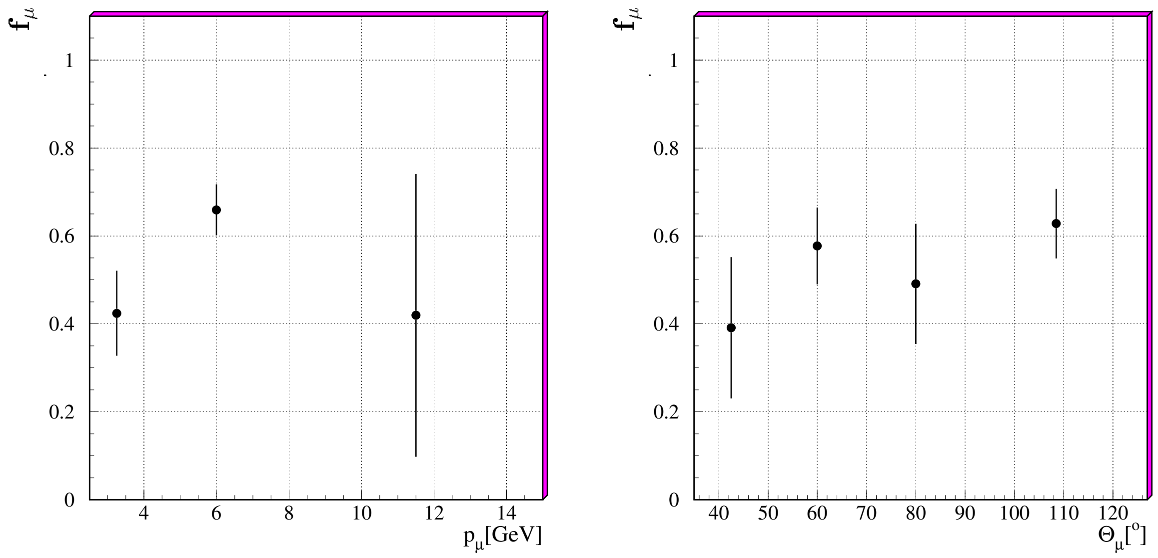

Abbildung 8.10: *Relativer Anteil echter Myonen f_μ der im Myondetektor nachgewiesenen Myonkandidaten als Funktion von Impuls p_μ und Polarwinkel Θ_μ.*

In Abbildung 8.10 ist der auf diese Weise bestimmte Anteil echter Myonen im Myondetektor in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel dargestellt. Man erkennt, daß der Anteil von etwa 40% Myonen bei $2.5\,\mathrm{GeV} < p_\mu < 4\,\mathrm{GeV}$ mit dem Impuls auf über 60% bei $4\,\mathrm{GeV} < p_\mu < 8\,\mathrm{GeV}$ steigt. Bei Impulsen $p_\mu > 8\,\mathrm{GeV}$ sinkt der Myonanteil zwar, ist aber innerhalb der Statistik mit einem konstanten Anteil von 60% ab $p_\mu > 4\,\mathrm{GeV}$ verträglich.

Abhängig vom Polarwinkel erkennt man einen Anteil von nur 40% Myonen im vorderen Bereich des Myondetektors $35° < \Theta < 50°$. Das läßt sich damit erklären, daß ein großer Anteil von Hadronen innerhalb des Spurkammersystems in Myonen zerfallen ist und diese dann den Myondetektor erreichen. Bei größeren Polarwinkeln mißt man einen Myonanteil von etwa 60%.

Anzahl der Myonen und Hadronen der Untergrundselektion im Myondetektor

Mit Hilfe des gefundenen Anteils echter Myonen f_μ in den Untergrunddaten kann mit den Gleichungen 8.4 und 8.5 die Anzahl der Myonen bzw. Hadronen berechnet werden. Diese werden im folgenden als die *gemessenen* Anzahlen bezeichnet. Man kann diese dann mit den Vorhersagen des Untergrund-Monte-Carlos im Fall von Hadronen bzw. den Vorhersagen der Aroma-Monte-Carlo-Simulationen im Fall der Myonen vergleichen.

In Abbildung 8.11 ist die Anzahl der im Myondetekor gemessenen Hadronen (oben) und Myonen (unten) als Funktion von Impuls und Polarwinkel dargestellt. Die Punkte zeigen die gemessenen Anzahlen von Myonen und Hadronen, die Histogramme beschreiben die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulationen.

Zunächst soll mit den Vorhersagen der mit dem Faktor $U_{udscb} = 0.537$ normierten Untergrund-Monte-Carlo-Simulation verglichen werden (Abb. 8.11 oben). Man erkennt, daß das Impulsspektrum im Rahmen der Statistik gut und die Polarwinkelverteilung der Hadronen sehr gut

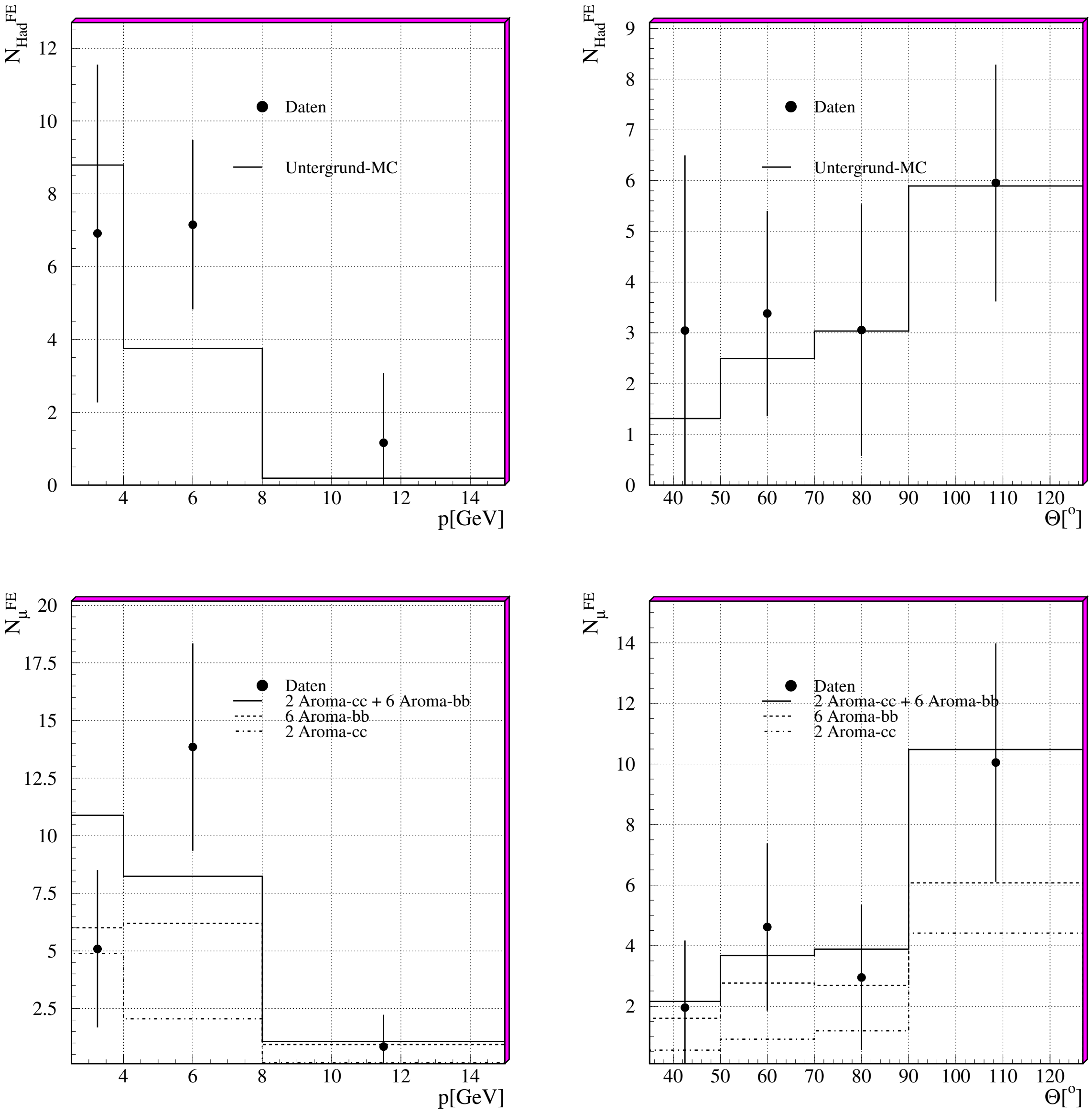

Abbildung 8.11: *Anzahl der Hadronen (oben) und Anzahl der Myonen (unten), die im Myondetektor nachgewiesen wurden als Funktion von Impuls und Polarwinkel. Die geschlossenen Kreise geben den gemessenen Anteil an. Die Histogramme geben den vorhergesagten Inhalt des Untergrund-Monte-Carlos (oben) bzw. der Aroma-Monte-Carlo-Simulation(unten) an. Ereignisse mit Myonen von Charm-Zerfällen wurden mit 2, Ereignisse mit Myonen von Beauty-Zerfällen wurden mit 6 gewichtet.*

durch das Untergrund-Monte-Carlo wiedergegeben wird. Außerdem ist die richtige Normierung des Untergrund-Monte-Carlos auch hier wiederzufinden.

Daraus läßt sich schließen, daß die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation mit einer Normierung von $U_{udscb} = 0.537$ verwendet werden kann, den hadronischen Endzustand und das Verhalten von Hadronen, die im Myondetektor nachgewiesen werden, aller Prozesse, die nicht den semimyonischen Zerfall schwerer Quarks beinhalten, zusammenzufassen.

Der systematische Fehler, der sich aus der mittleren Abweichung der Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos und der Messung ergibt, beträgt $\sim 13\%$.

Vergleicht man die Anzahl der gemessenen Myonen mit den Vorhersagen der Aroma-Monte-Carlo-Simulationen (Abb. 8.11 unten), fällt auf, daß die Daten nicht ohne eine drastische Erhöhung der Myonvorhersage beschrieben werden können. Daher wird hier, unter Verwendung des Ergebnisses dieser Arbeit, eine Normierung des Aroma-cc-Monte-Carlos mit einem Faktor zwei und des Aroma-bb-Monte-Carlos mit einem Faktor sechs vorgenommen. Nach Anwendung dieser Normierungen erkennt man, daß zumindest die Summe der Polarwinkelverteilungen von Myonen von Charm- und Beauty-Zerfällen das Spektrum der gemessenen Myonen sehr gut wiedergeben. Das Impulsspektrum zeigt nur eine mäßige Beschreibung der Daten. Man erkennt aber schon bei der getrennten Betrachtung der Verteilungen der Myonen von Charm- und Beauty-Zerfällen, daß das Spektrum der Myonen von Beauty-Zerfällen dem gemessenen Spektrum mehr ähnelt als das Spektrum der Myonen von Charm-Zerfällen.

8.5.4 Erhöhung des Myonanteils

Bei der Untersuchung der Möglichkeiten zur Unterscheidung der Myonquellen in Kapitel 7 fiel die Anzahl der im Myondetektor durchlaufenden Wechselwirkungslängen λ_{FE} (Abschnitt 7.4.2, Gleichung 7.6), als Unterscheidungsmerkmal auf. λ_{FE} ist proportional zur Anzahl der durchquerten Eisenlagen des Myondetektors N_{LL} unter Berücksichtigung des Polarwinkels Θ_μ.

$$\lambda_{FE} \sim \frac{N_{LL}}{\sin(\Theta_\mu)} \tag{8.7}$$

Man erwartet, daß Myonen sehr viele Wechselwirkungslängen durchqueren, Hadronen dagegen nur wenige. Dieses ist in der Abbildung 7.6 ersichtlich. Wendet man den Schnitt $\lambda_{FE} > 4$ an, erhöht man den Myonanteil. In Abbildung 8.12 ist der gemessene Anteil echter Myonen als Funktion von Impuls und Polarwinkel des Myons dargestellt. Man sieht, daß schon bei kleinen Impulsen der Anteil echter Myonen um 20% über dem Anteil ohne den Schnitt auf die Wechselwirkungslängen (Abbildung 8.10) liegt. Bei größeren Impulsen wächst der Myonanteil auf etwa 75%. Der Myonanteil ist nahezu unabhängig vom Polarwinkel und beträgt etwa 70%.

Der Vergleich der gemessenen Anzahl von Hadronen im Myondetektor mit der Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos zeigt im Rahmen der Statistik Übereinstimmung im Impulsspektrum und im Polarwinkelspektrum (Abbildung 8.13 oben). Allerdings scheint die Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos gegenüber der Messung etwa einen Faktor zwei zu niedrig zu sein. Der systematische Fehler steigt auf 19%. Der Vergleich der Anzahl der gemessenen Myonen mit der gewichteten Anzahl von Myonen der Vorhersagen der Aroma-Monte-Carlo-Simulationen zeigt dennoch gute Übereinstimmung (Abbildung 8.13 unten).

Aus Tabelle 8.5 kann man ablesen, daß der Anteil von Myonen durch einen Schnitt von $\lambda_{FE} > 4$ im Mittel von $\sim 57\%$ auf $\sim 69\%$ steigt. Außerdem sinkt die Anzahl der Myonen

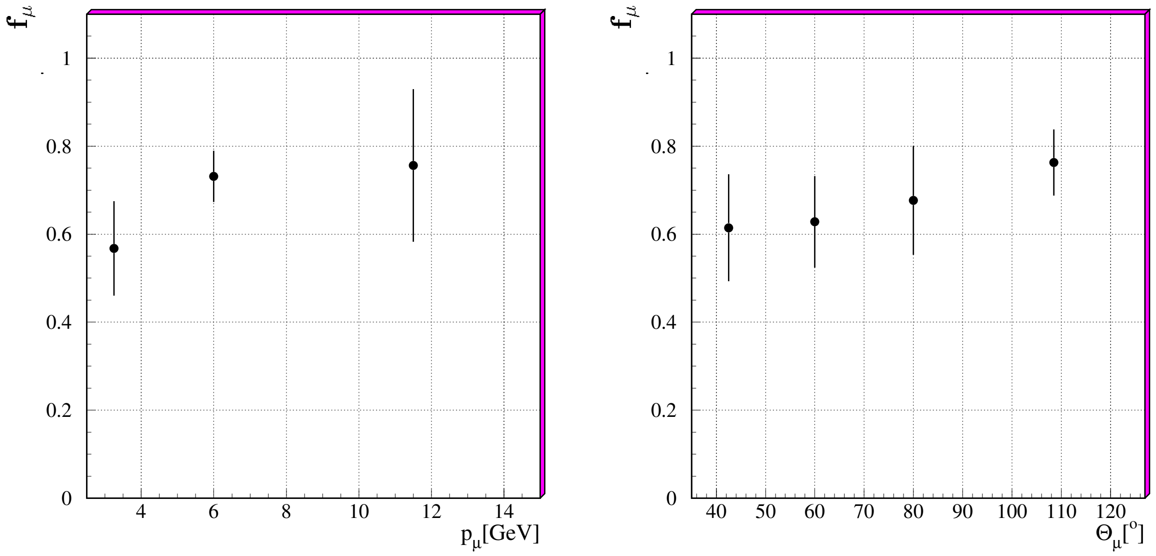

Abbildung 8.12: *Relativer Anteil echter Myonen der nachgewiesenen Myonkandidaten der Untergrundselektion nach einem Schnitt auf die Anzahl der durchlaufenen Wechselwirkungslängen* $\lambda_{FE} > 4$.

	Myonkandidaten	Myonen	Hadronen
ohne Schnitt auf λ_{FE}	35.0 ± 5.9	19.8 ± 5.8	15.2 ± 4.5
$\lambda_{FE} \geq 4$	23.0 ± 4.8	15.9 ± 4.8	7.1 ± 2.1

Tabelle 8.5: *Anzahl von Myonkandidaten, Myonen und Hadronen gemessen im Myondetektor in einer Luminosität von* $\mathcal{L} = 1.8 pb^{-1}$ *der Untergrundselektion.*

im Mittel nur um ~ 20%, während sich die Anzahl von Hadronen im Mittel auf ~ 46% der Anzahl von Hadronen ohne den Schnitt verringert.

In Abbildung 8.14 ist die Anzahl der Myonkandidaten und die Anzahl der darin enthaltenen echten Myonen als Funktion von Impuls p und Polarwinkel Θ dargestellt. Man sieht hier, daß die beschriebenen Verbesserungen des Signal-Untergrundverhältnisses durch den Schnitt auf die Anzahl der durchlaufenen Wechselwirkungslängen $\lambda_{FE} > 4$ hauptsächlich bei kleinen Impulsen $p < 8\,\mathrm{GeV}$ und großen Polarwinkeln $\Theta > 70°$ sichtbar ist.

Vergleicht man die gemessene Anzahl von fehlidentifizierten Hadronen ohne Schnitt auf die Anzahl der durchlaufenen Wechselwirkungslängen λ_{FE} aus Tabelle 8.5 mit der vorhergesagten Anzahl aus Tabelle 8.1H, so findet man unter Anwendung der gefundenen Normierung eine gute Übereinstimmung.

$$15.2 \pm 4.5 \rightleftharpoons 0.537 \cdot (23.7 \pm 3.4) = 12.7 \pm 1.8$$

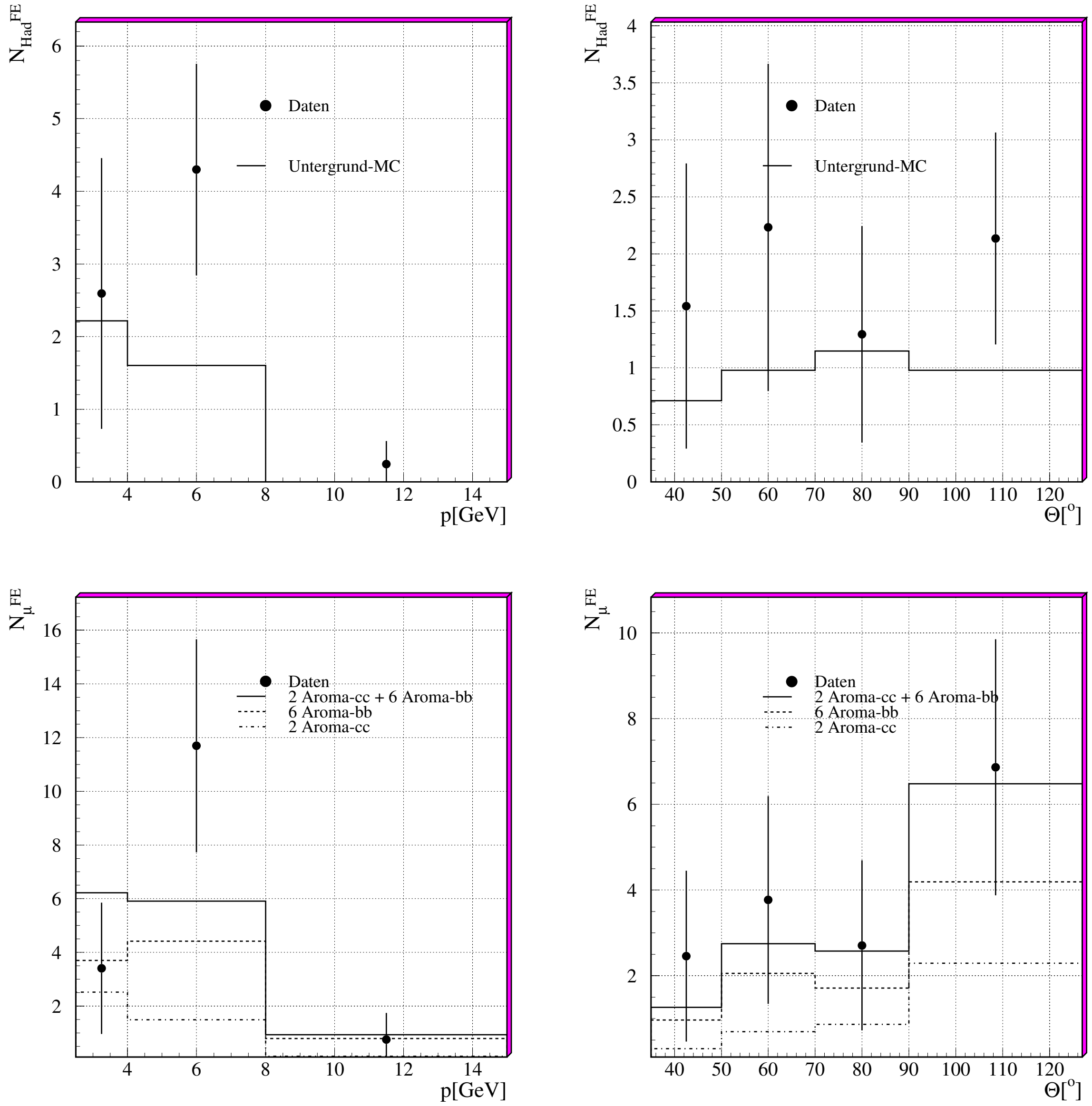

Abbildung 8.13: *Anzahl der Hadronen (oben) und Anzahl der Myonen (unten), die im Myondetektor nachgewiesen wurden und mindestens 4 Wechselwirkungslängen* $\lambda_{FE} > 4$ *durchquert haben, als Funktion von Impuls und Polarwinkel. Die geschlossenen Kreise geben den gemessenen Anteil an. Die Histogramme geben den vorhergesagten Inhalt des Untergrund-Monte-Carlos (oben) bzw. der Aroma-Monte-Carlos(unten) an. Ereignisse mit Myonen von Charm-Zerfällen wurden mit 2, Ereignisse mit Myonen von Beauty-Zerfällen wurden mit 6 gewichtet.*

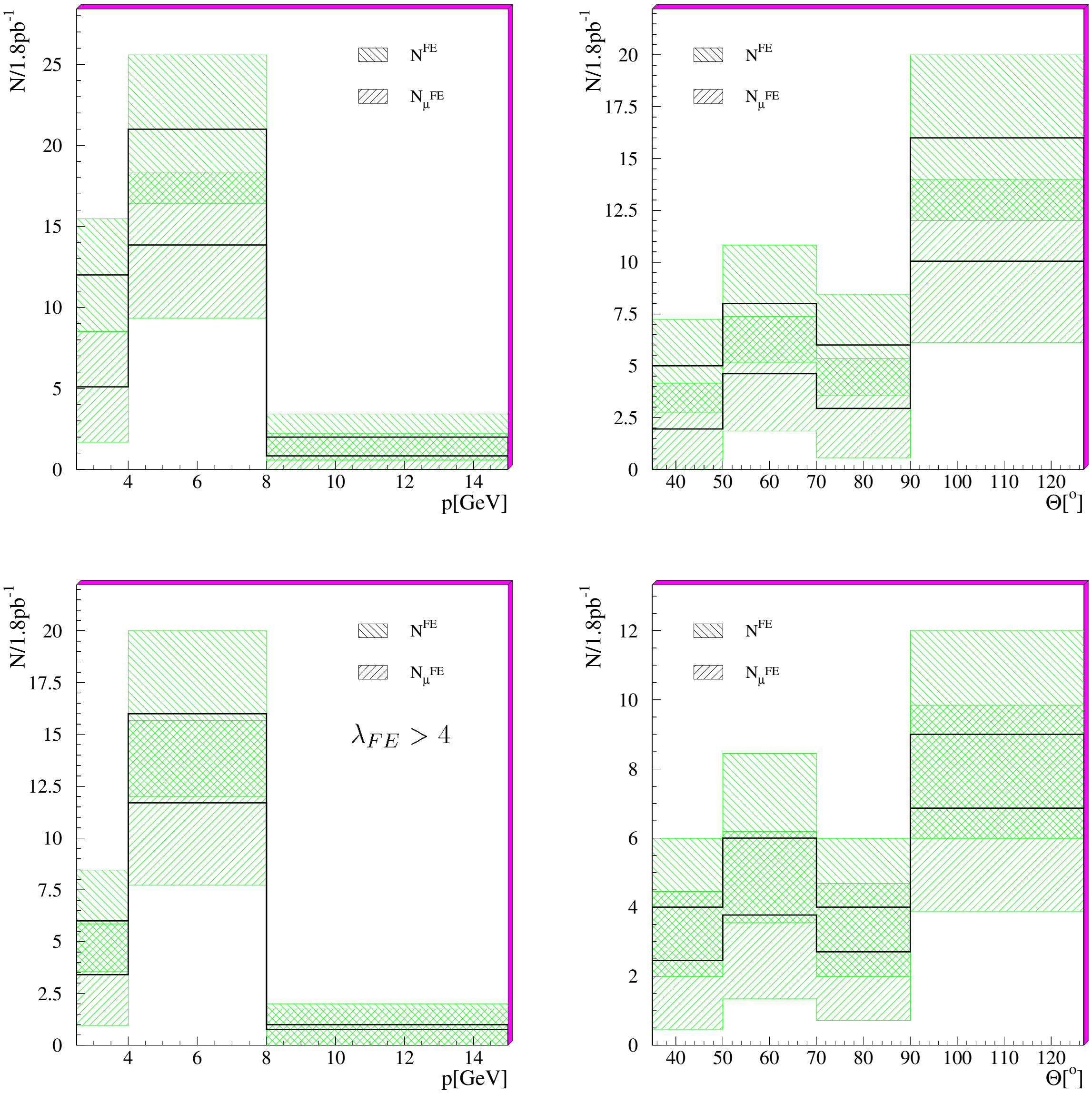

Abbildung 8.14: *Oben ist die Anzahl von im Myondetektor nachgewiesenen Myonkandidaten und Myonen in den Daten dargestellt. Bei der unteren Darstellung werden nur Myonkandidaten benutzt, die mindestens 4 Wechselwirkungslängen im Myondetektor durchquert haben. Die schraffierten Bereiche geben jeweils den Fehler an.*

8.6 Zusammenfassung

Um die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulationen mit den Daten vergleichen und die daraus ermittelten Ergebnisse auf die Myonselektion übertragen zu können, war die Selektion eines Datensatzes notwendig, der unabhängig von einer Selektion von Myonen ist. Diese *Minimum-bias-etag-Selektion* enthielt fast ausschließlich Ereignisse, die den Untergrundprozessen der Analyse mit Myonkandidaten zuzurechnen sind. Die Untersuchung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation erfolgte in drei Schritten:

1. Untersuchung des Verhaltens der Hadronen auf dem Weg zum Myondetektor:

   Bei der Beschreibung der Hadronen auf dem Weg zum Myondetektor zeigte sich kein unerklärbares Verhalten, insbesondere auch nicht bei dem gut verstandenen Myonenzerfall von Hadronen.

2. Vergleich der hadronbezogenen Spektren von $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A mit der Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos:

   Der Vergleich der für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wichtigen Spektren von $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* A zeigten keinen von diesen Größen abhängigen Unterschied zwischen Daten und Untergrund-Monte-Carlo. Es wurde ein Normierungsfaktor von $U_{udscb} = 0.537$ mit dem das Untergrund-Monte-Carlo multipliziert werden muß, ermittelt. Der Vergleich zwischen den hadronbezogenen Spektren A und $p_{tr\phi}$ der dem Myonkandidaten gegenüberliegenden Hemisphäre in der Myonselektion zeigte, daß ein unbekannter, jedoch sehr kleiner Anteil schwerer Quarks, die hadronisch zerfallen, ebenfalls durch das Untergrund-Monte-Carlo beschrieben und in der Normierung berücksichtigt wird.

3. Vergleich der gemessenen Anzahl von im Myondetektor nachgewiesenen Hadronen und Myonen mit der Vorhersage des Untergrund-Monte-Carlos bzw. der Aroma-Monte-Carlo-Simulation:

   Zuletzt wurde gezeigt, daß das Untergrund-Monte-Carlo mit der gefundenen Normierung in der Lage ist, die Anzahl der im Myondetektor gemessenen Hadronen absolut und auch als Funktion von Impuls p und Polarwinkel Θ richtig zu beschreiben. Der systematische Fehler, der sich durch die gemessene Ungenauigkeit des Untergrund-Monte-Carlos ergibt, liegt bei 13%. Außerdem ergab sich beim Vergleich der Anzahl der gemessenen Myonen mit den Vorhersagen der Aroma-Monte-Carlo-Simulationen schon ein Hinweis darauf, daß die darin enthaltenen Vorhersagen zu niedrig sind und durch Verwenden der in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte gute Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen hergestellt werden kann.

Kapitel 9

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel wird die Methode, mit der die Wirkungsquerschnitte von Ereignissen mit schweren Quarks bestimmt werden, und deren Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

9.1 Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Aus den Verteilungen einer gemessenen Observablen ξ, z.B der Korrelation von $p_{tr\phi}$ und Aktivität, der im Jahr 1995 aufgezeichneten Ereignisse $N^d = N^d(\xi)$, können unter Berücksichtung des Untergrundes von Hadronen $N^q = N^q(\xi)$, aus den Anzahlen von Ereignissen mit Charm- und Beauty-Quarks, $N^c_{rek} = N^c_{rek}(\xi)$ bzw. $N^b_{rek} = N^b_{rek}(\xi)$, die ep-Wirkungsquerschnitte der letztgenannten Ereignisse bestimmt werden. Es gilt[1]:

$$N^d - N^q = N^c_{rek} + N^b_{rek}. \tag{9.1}$$

Mit Hilfe der jeweiligen Effizienz der Rekonstruktion und Selektion der Ereignisse ε^Q_{rek}, mit $Q = c, b$, und der Wahrscheinlichkeit ε_{trig}, daß der Trigger S19 ein Ereignis mit den geforderten Kriterien erkennt, erhält man aus der tatsächlich vorhandenen Anzahl von Ereignissen im untersuchten kinematischen Bereich[2] N^Q_{vis}:

$$N^Q_{rek} = N^Q_{vis} \cdot \varepsilon^Q_{rek} \cdot \varepsilon_{trig}. \tag{9.2}$$

Aus der Gesamtanzahl von Ereignissen der jeweiligen Quarksorte N^Q_{tot} und der jeweiligen Akzeptanz $\mathcal{A}^Q$, daß ein Ereignis innerhalb des untersuchten kinematischen Bereiches liegt, erhält man:

$$N^Q_{rek} = N^Q_{tot} \cdot \mathcal{A}^Q \cdot \varepsilon^Q_{rek} \cdot \varepsilon_{trig}. \tag{9.3}$$

Im folgenden wird nur die Herleitung für die Bestimmung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes erläutert, da sich der totale Wirkungsquerschnitt durch Einsetzen von:

$$N^Q_{vis} = N^Q_{tot} \cdot \mathcal{A}^Q \tag{9.4}$$

---

[1] Im folgenden wird abkürzend die Abhängigkeit der Observablen nicht mitgeführt.

[2] Im folgenden wird immer $Q = c, b$ angenommen, wenn es nicht explizit erwähnt wird.

ergibt.

Da sich die Anzahl N_{vis}^{Q} aus dem Produkt des ep-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{vis}(ep \to x\bar{x}X)$ mit integrierter Luminosität $\mathcal{L}_d = \int Ldt$ berechnen läßt ($N_{vis}^{Q} = \sigma_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \cdot \mathcal{L}_d$), kann Gleichung 9.1 wie folgt geschrieben werden:

$$N^d - N^q = \varepsilon_{trig} \cdot \mathcal{L}_d \cdot \sum_{Q=c,\,b} \varepsilon_{rek}^{Q} \cdot \sigma_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X). \tag{9.5}$$

Unter der Annahme, die Observable ξ würde eine klare Trennung von Ereignissen mit Charm- und Beauty-Quarks ermöglichen, d.h. es gäbe Bereiche, in denen jeweils nur eine Quarksorte zur Summe beiträgt, wäre es möglich mit Gleichung 9.5 ep-Wirkungsquerschnitte zu berechnen.

Da aber im Rahmen dieser Analyse keine solche Observable gefunden wurde (siehe Kapitel 7), sondern in allen Bereichen der untersuchten Observablen Charm- und Beauty-Quarks sowie Untergrund zur Summe der Ereignisse beitragen, ist es notwendig, die Zusammensetzung der Daten zu bestimmen. Hierzu werden die Monte-Carlo-Simulationen für Charm-Quarks, Beauty-Quarks und den Untergrund herangezogen, die die Verteilungen der Observablen getrennt nach der jeweiligen Herkunft beschreiben. Die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen sind in Kapitel 3 beschrieben und in Kapitel 8 untersucht worden. Betrachtet man die Summe der Ereignisse der Monte-Carlo-Simulationen, die die gleiche Selektionskette wie Ereignisse der Daten durchlaufen haben (Kapitel 6, Tab. 6.4), und vergleicht diese mit der Anzahl der selektierten Daten, so findet man einen signifikanten Unterschied von 820 Ereignissen in den Daten und 387 vorhergesagten Ereignissen, unter Berücksichtigung der in Kapitel 8 gefundenen Normierung des Untergrund-Monte-Carlos. Da die Beschreibung des Untergrundes durch die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation ausführlich untersucht wurde (Kapitel 8) und eine gute Beschreibung der Daten bei einer festen Normierung ergab, wird die Ursache der Abweichung von der Vorhersage in abweichenden Wirkungsquerschnitten von Ereignissen mit schweren Quarks vermutet.

Daher werden die unbekannten Wirkungsquerschnitte in Gleichung 9.5 durch die in den Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Wirkungsquerschnitte und einen Faktor ausgedrückt: $\sigma_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) = \mathcal{E}^{Q} \cdot \sigma_{vis}^{MC}(ep \to Q\bar{Q}X)$. Die Trigger-Wahrscheinlichkeit ε_{trig} wurde aus den Daten ermittelt, durch eine spezielle Simulation nachträglich in die Monte-Carlo-Simulation integriert und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Daten (Abschnitt 5.2.6). Auch die Effizienz der Myonerkennung, die Effizienz der Spurrekonstruktion und die Rekonstruktion im Kalorimeter zeigen gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Die Anzahl der Untergrundereignisse erhält man von der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation: $N^q = N_{MC}^{q}$. Somit läßt sich Gleichung 9.5 wie folgt schreiben:

$$N^d - N_{MC}^{q} = \varepsilon_{trig} \cdot \mathcal{L}_d \cdot \sum_{Q=c,\,b} \varepsilon_{rek}^{Q} \cdot \mathcal{E}^{Q} \cdot \sigma_{vis}^{MC}(ep \to Q\bar{Q}X). \tag{9.6}$$

Durch Einsetzen der ep-Wirkungsquerschnitte aus den Monte-Carlo-Simulationen

$$\sigma_{vis}^{MC}(ep \to Q\bar{Q}X) = \frac{N_{MC_{vis}}^{Q}}{\mathcal{L}_{MC}^{Q}}, \tag{9.7}$$

und unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz und der Triggerwahrscheinlichkeit erhält man die Anzahl der in den Monte-Carlo-Simulationen selektierten Ereignisse $N_{MC_{rek}}^{Q}$:

$$N^Q_{MC_{rek}} = \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon^Q_{rek} \cdot N^Q_{MC_{vis}}. \tag{9.8}$$

Für die Zusammensetzung der Daten gilt dann:

$$\boxed{N^d(\xi) = \mathcal{E}^c \cdot N^c_{MC_{rek}}(\xi) \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^c_{MC}} + \mathcal{E}^b \cdot N^b_{MC_{rek}}(\xi) \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^b_{MC}} + N^q_{MC}(\xi).} \tag{9.9}$$

Die Ermittlung der ep-Wirkungsquerschnitte von Ereignissen mit Charm- und Beauty-Quarks ist also gleichbedeutend mit der Bestimmung der Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$. Wie an Gleichung 9.9 zu erkennen ist, ergeben sich die Faktoren aus den Verteilungen der Observablen ξ der selektierten Ereignisse der Monte-Carlo-Simulationen $N^Q_{MC_{rek}}(\xi)$ und $N^q_{MC}(\xi)$ im Vergleich zum Spektrum der selektierten Datenereignisse $N^d(\xi)$.

Der ep-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} ist über die Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Abschnitt 2.1.2) mit dem γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ verknüpft. Für kleine Viererimpulsübertragsquadrate Q^2 gilt:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y) \cdot \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) dy \approx \sigma_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p} \rangle) \cdot \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y) dy. \tag{9.10}$$

Daraus ergibt sich mit dem über einen festen y-Bereich integrierten Photonfluß $\mathcal{F}_{\gamma/e} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y) dy$:

$$\sigma_{vis}(\gamma p \to x\bar{x}X) = \frac{\sigma_{vis}(ep \to x\bar{x}X)}{\mathcal{F}_{\gamma/e}}. \tag{9.11}$$

Berücksichtigt man, daß der totale γp-Wirkungsquerschnitt aus einer direkten und einer hadronischen Komponente des Photons besteht, gilt:

$$\sigma_{vis}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) = \sigma^{dir}_{vis}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) + \sigma^{had}_{vis}(\gamma p \to Q\bar{Q}X). \tag{9.12}$$

Unter der Vorraussetzung, daß sich die Verteilungen der Observablen ξ für Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon nicht stark unterscheiden, kann man annehmen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{\gamma/e} \cdot [\sigma^{dir}_{vis}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) + \sigma^{had}_{vis}(\gamma p \to Q\bar{Q}X)] &= \sigma^{dir}_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) + \sigma^{had}_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \\
&= \sigma_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \\
&= \frac{N^Q_{dir} + N^Q_{had}}{\mathcal{L}} \\
&= \sigma^{dir}_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \cdot (1 + \frac{N^Q_{had}(\xi)}{N^Q_{dir}(\xi)}) \\
&= \sigma^{dir}_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \cdot (1 + \epsilon^{had}_{dir}(\xi)) \qquad (9.13) \\
\sigma_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) &\approx \text{const.} \cdot \sigma^{dir}_{vis}(ep \to Q\bar{Q}X) \qquad (9.14)
\end{aligned}$$

Das heißt der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem direkten Wirkungsquerschnitt und einer multiplikativen Konstante. Diese kann aber auch in den zu ermittelnden Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ berücksichtigt werden.

	N	$\mathcal{L}[pb^{-1}]$
$c\bar{c}$	417	9.95
$b\bar{b}$	926	31.66
Untergrund	382	4.77
Daten	820	2.56

Tabelle 9.1: *Anzahl der Ereignisse und integrierte Luminositäten der an der Anpassung beteiligten Monte-Carlo-Simulatonen nach allen Schnitten.*

9.2 Bestimmung der Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ durch eine Log-Likelihood-Anpassung

Die Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ können durch eine Log-Likelihood-Anpassung in einer Observablen ξ ausgehend von Gleichung 9.9 ermittelt werden. Die verwendete Log-Likelihood-Anpassung berücksichtigt die begrenzte Statistik der Monte-Carlo-Simulationen und ist in [Bar93] ausführlich beschrieben (siehe auch Anhang A). Die Anpassung erfolgt zwischen der Summe der in Kapitel 3 beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen und den Daten unter Anwendung der Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$. Dabei werden nach Gleichung 9.14 die Anteile mit Prozessen von aufgelösten Photonen vernachlässigt und später dem systematischen Fehler zugerechnet. Die Verteilungen der eingeführten Observablen ξ sind durch die Korrelationsverteilungen aus Aktivität und $p_{tr\phi}$ gegeben.

9.2.1 Anpassungsverteilungen

In Abschnitt 7.4.5 wurde gezeigt, daß die Korrelation von Aktivität und $p_{tr\phi}$ die Unterscheidung des Untergrundes und der Charm-Quarks von Beauty-Quarks ermöglicht. In Abbildung 9.1 sind die Verteilungen für simulierte Ereignisse mit schwere Quarks, Untergrundereignisse und für die selektierten Daten dargestellt. Die Kantenlänge (nicht die Fläche) einer *Box* repräsentiert dabei den Anteil der Ereignisse in dem betrachteten Intervall relativ zu dem Intervall mit den meisten Ereignissen. In den Abbildungen 9.2 und 9.3 sind die Projektionen in $p_{tr\phi}$ bzw. Aktivität jeweils normiert auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten dargestellt.

Beim Vergleich der vier Korrelationsverteilungen in Abbildung 9.1 fällt auf, daß Ereignisse mit Beauty-Quarks meistens Ereignisse mit kleinen Aktivitäten $A < 2\,\mathrm{GeV}$ und großen $p_{tr\phi}$ sind, während Ereignisse mit Charm-Quarks größere Aktivitäten und kleine $p_{tr\phi}$ haben. Untergrundereignisse besitzen auch hohe $p_{tr\phi}$ aber nur sehr wenige haben eine kleine Aktivität. Betrachtet man die Verteilung der Daten, so fällt auf, daß ein großer Anteil von Ereignissen mit kleinen Aktivitäten vorhanden ist, der nicht durch Untergrundereignisse oder Ereignisse mit Charm-Quarks erklärt werden kann, sondern nur durch Ereignisse mit Beauty-Quarks.

9.2.2 Ergebnis der Anpassung

Mit den in Tabelle 9.1 angegebenen Luminositäten und Ereigniszahlen ergeben sich folgende Faktoren für die in den Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Wirkungsquerschnitte:

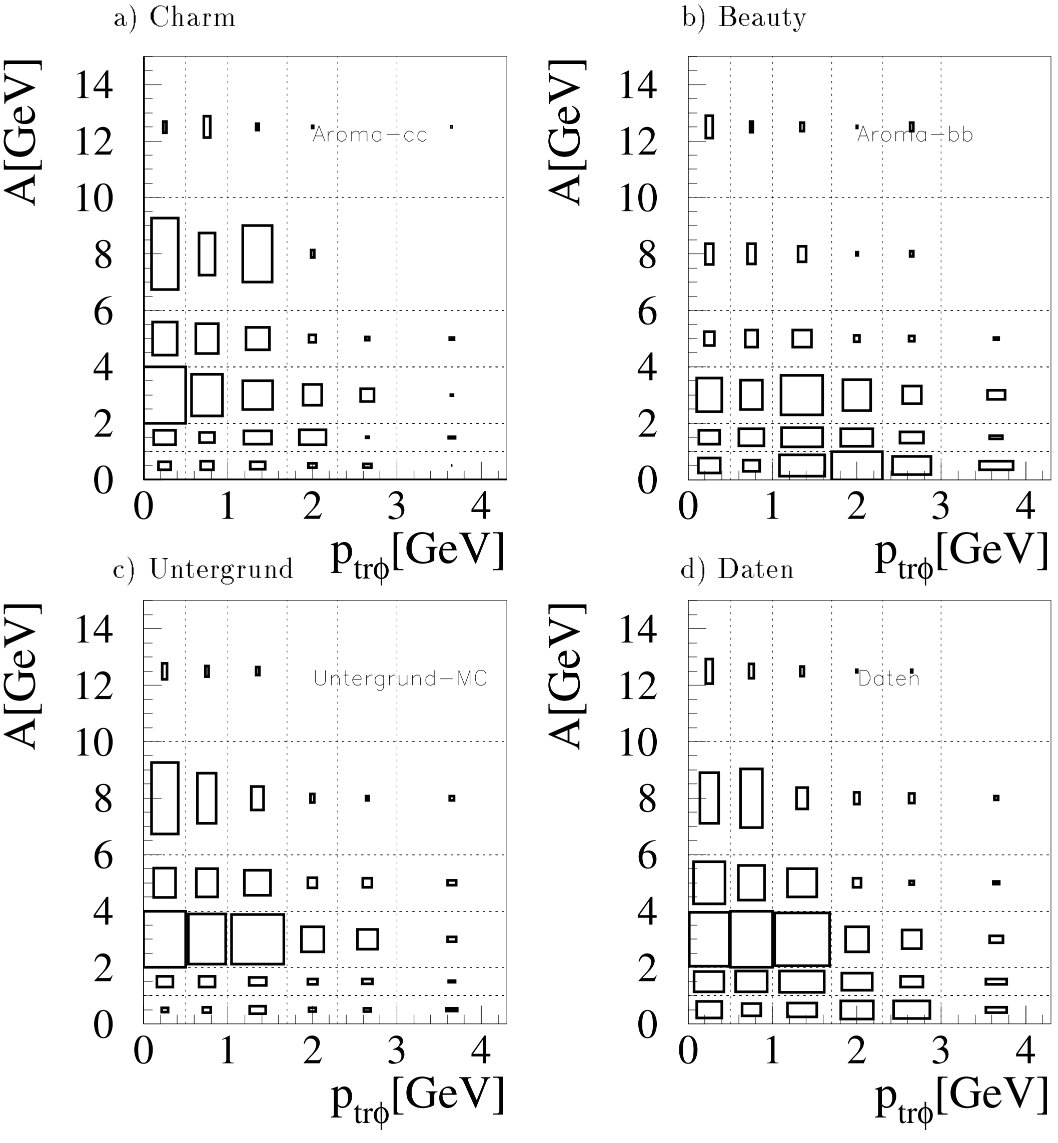

Abbildung 9.1: *Korrelationsverteilung von Aktivität und $p_{tr\phi}$ für a) Ereignisse mit Charm-Quarks, b) Ereignisse mit Beauty-Quarks, c) Untergrundereignisse und d) Daten. Die Kantenlänge einer Box spiegelt dabei den Anteil der Ereignisse in dem betrachteten Abschnitt relativ zu der Box mit den meisten Ereignissen wider. Dargestellt ist nur ein Ausschnitt der jeweils ersten sechs Abschnitte der jeweiligen Größen.*

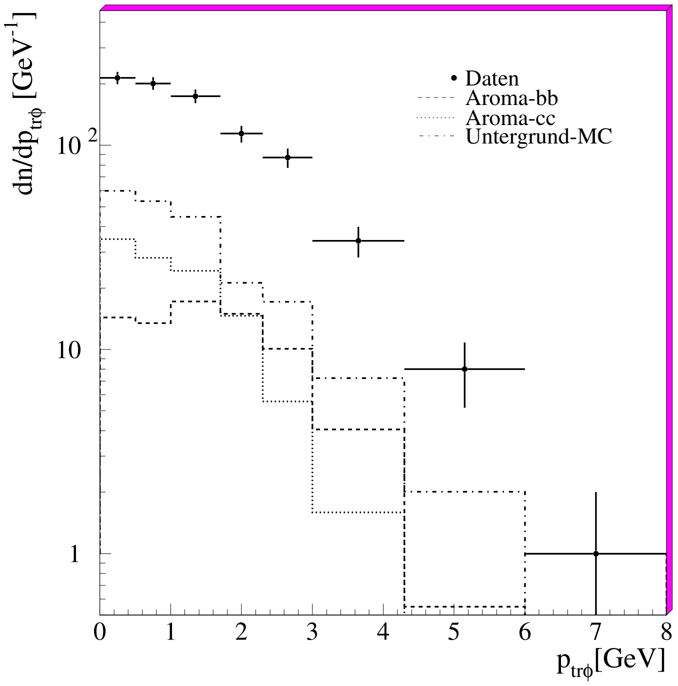

Abbildung 9.2: *Verteilung von $p_{tr\phi}$ für alle Aktivitäten für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks, Untergrundereignisse und die selektierten Daten, vor der Anpassung und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.*

$$\boxed{\begin{array}{rcl} \mathcal{E}^c & = & 1.61 \pm 0.36 \\ \mathcal{E}^b & = & 5.94 \pm 0.54. \end{array}} \qquad (9.15)$$

Ein χ^2-Test (siehe Gleichung 9.16) der Anpassung liefert $\frac{\chi^2}{ndf} = \frac{16.8}{42}$, wobei *ndf* die Anzahl der Freiheitsgrade bedeutet. Die Korrelation der beiden Parameter untereinander beträgt $\rho_{cb} = -0.75$. In Abbildung 9.4 ist der Verlauf der Anpassungsfunktion für jeweils einen Parameter dargestellt. Der entsprechende andere Parameter wurde auf dem Ergebnis der Anpassung festgehalten. Es ist ein klares Maximum ohne Nebenmaxima zu erkennen.

Bei diesem Ergebnis ist zu bemerken, daß sich die erhaltenen Faktoren auf die in den verwendeten Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Wirkungsquerschnitte beziehen. Erst der Vergleich der mit diesen Faktoren berechneten Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Modellen läßt einen Schluß auf die Signifikanz des erstaunlich hohen Faktors von etwa ~ 6 für Ereignisse mit Beauty-Quarks zu. Dieses erfolgt in Abschnitt 9.5. Zunächst soll die Qualität der Anpassung näher untersucht werden.

9.2.3 Qualität der Anpassung

Zur Kontrolle der erhaltenen Faktoren werden die Spektren, in denen die Anpassung stattfand, und unabhängige Verteilungen mit den Faktoren gewichtet und deren Summe im Ver-

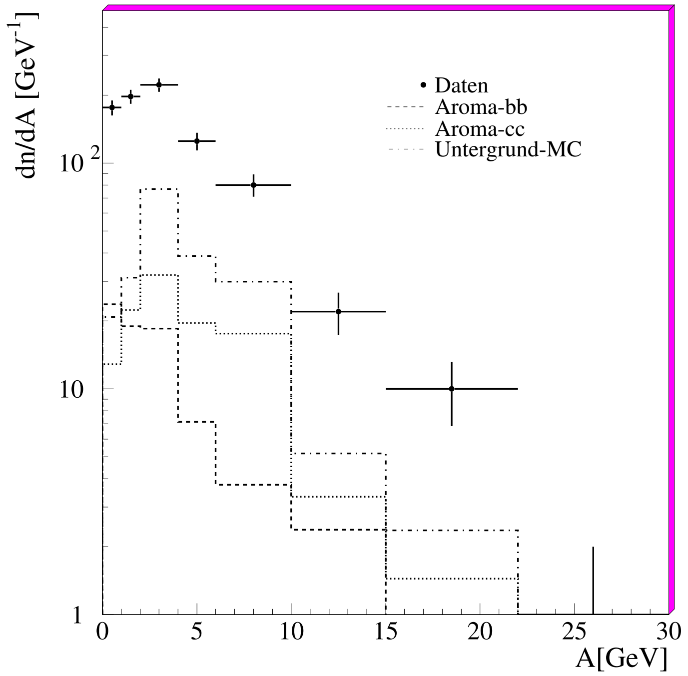

Abbildung 9.3: *Verteilung der Aktivität für alle $p_{tr\phi}$ für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks, Untergrundereignisse und die selektierten Daten, vor der Anpassung und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.*

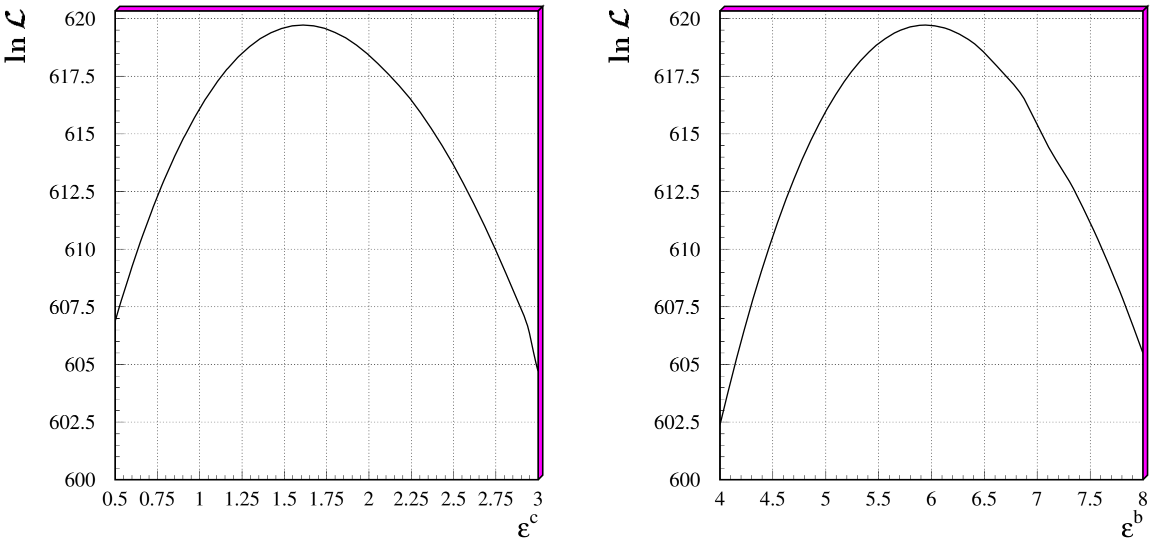

Abbildung 9.4: *Verlauf der Anpassungsfunktion als Funktion der Parameter $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$. Der jeweils andere Parameter wurde auf dem Ergebnis-Wert der Anpassung festgehalten.*

gleich zum Spektrum der Daten betrachtet.

Verteilungen der Anpassung

In den Abbildungen 9.5 und 9.6 sind die Projektionen der Korrelationsverteilungen von Aktivität und $p_{tr\phi}$ dargestellt. Die in den Daten enthaltenen Anteile, die sich aus den gewichteten Ereignissen der Monte-Carlo-Simulationen ergeben, sind jeweils durch unterschiedliche Graustufen gekennzeichnet. Man erkennt, daß die Summe der Monte-Carlo-Ereignisse die Daten in beiden Projektionen gut beschreibt. Das Verhältnis von Ereignissen in den Daten zur Summe der Ereignisse in den Monte-Carlo-Simulationen zeigt in den statistisch signifikanten Bereichen der Verteilungen keine Abweichungen von mehr als 15%.

In der Abbildung 9.7 sind nochmals die Verteilungen von Aktivität und $p_{tr\phi}$ dargestellt. Hier sind die Anteile von Untergrundereignissen und Ereignissen mit Charm- bzw. Beauty-Quarks vergleichend dargestellt. Man sieht, daß während die $p_{tr\phi}$-Verteilungen der Charm- und Untergrundereignisse nahezu linear abfallen, das Spektrum der Beautyereignisse erst leicht ansteigt und anschließend steiler abfällt. Im ganzen Bereich liegt der Anteil von Ereignissen mit Beauty-Quarks über den jeweils anderen Anteilen. In den Aktivitätsverteilungen kann man bei großen Werten $A > 4\,\mathrm{GeV}$ kaum Unterschiede zwischen den Verteilungen ausmachen. Dagegen überwiegt der Beauty-Anteil zu kleiner werdenden Werten immer mehr.

In Abbildung 9.8 ist die Verteilung des $p_{tr\phi}$ für jeweils einen Aktivitätsabschnitt zu sehen, d.h. hier kann jeder Abschnitt der Korrelationsverteilung einzeln betrachtet werden. Man erkennt, wie das bei kleinen Aktivitäten und großem $p_{tr\phi}$ sichtbare „Signal" der Beauty-Ereignisse mit steigender Aktivität immer schwächer wird.

Weitere Verteilungen

In der Abbildung 9.9 sind die Verteilungen des Transversalimpulses $p_{t\mu}$ und des Polarwinkels Θ_μ des Myons sowie der Transversalenergie der Myonhemisphäre $E_{t,H}$ nach der Anpassung dargestellt. Die unterschiedlichen Graustufen geben wiederum die Anteile der jeweiligen Ereignisherkunft an. Das Spektrum des Transversalimpulses gibt die Daten ausreichend wieder. Die Daten zeigen jedoch ein etwas weicheres Spektrum als die Monte-Carlo-Simulationen es beschreiben. Die Verteilungen des Polarwinkels werden gut und die der transversalen Hemisphärenenergie ausreichend von den Monte-Carlo-Simulationen beschrieben.

Abbildung 9.10 zeigt die Verteilung des nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten y und des damit berechneten $W_{\gamma p} = \sqrt{ys}$ dar. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung der y-Verteilung festzustellen. Die Verteilung des $W_{\gamma p}$ zeigt gute Übereinstimmung.

In Tabelle 9.2 sind die Werte von χ^2-Tests mit

$$\chi^2 = \frac{(N^d - (\mathcal{E}^c N^c_{MC_{rek}} + \mathcal{E}^b N^b_{MC_{rek}} + N^q_{MC}))^2}{N^d + (\mathcal{E}^c)^2 N^c_{MC_{rek}} + (\mathcal{E}^b)^2 N^b_{MC_{rek}} + U^2_{udscb} N^q_{MC}} \tag{9.16}$$

für die beschriebenen Verteilungen zusammengefaßt.

9.3 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt

Mit den gefundenen Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ lassen sich die sichtbaren ep-Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit schweren Quarks bei kleinen Viererimpulsquadratüberträgen $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$

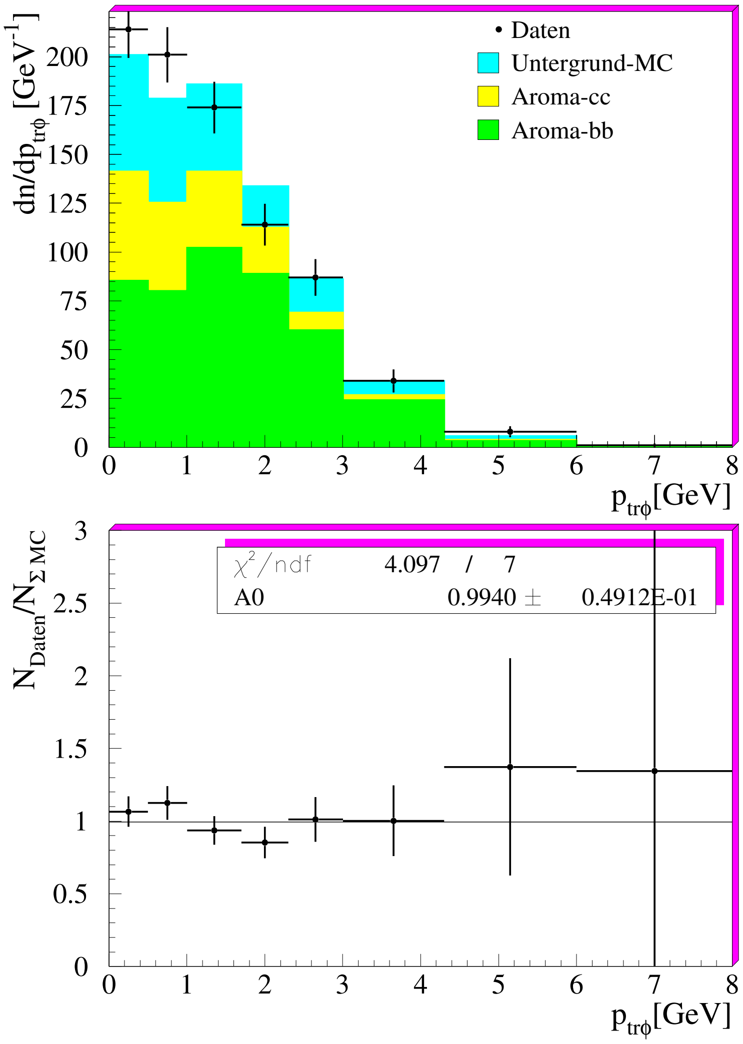

Abbildung 9.5: $p_{tr\phi}$ *-Verteilung für* **alle** *Aktivitäten für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks, Untergrundereignisse und die selektierten Daten. Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Untergrundereignisse sind mit* U_{udscb} *gewichtet. Die Flächen unterschiedlicher Graustufen repräsentieren jeweils den Anteil der spezifischen Ereignisse in dem jeweiligen Abschnitt. Unten ist das Verhältnis von Daten zur Summe der Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Der Mittelwert des Quotienten ist im Kästchen angegeben.*

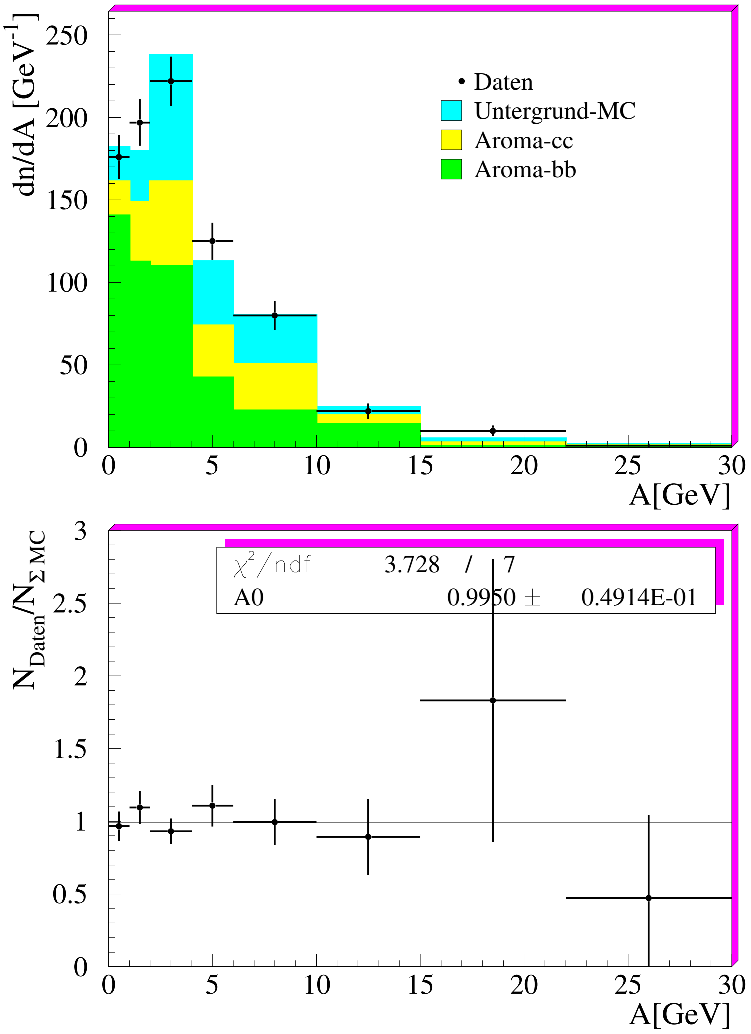

Abbildung 9.6: *Aktivitätsverteilung für* **alle** $p_{tr\phi}$ *für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks, Untergrundereignisse und die selektierten Daten. Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Untergrundereignisse sind mit* U_{udscb} *gewichtet. Die Flächen unterschiedlicher Graustufen repräsentieren den Anteil der spezifischen Ereignisse in dem jeweiligen Abschnitt. Unten ist das Verhältnis von Daten zur Summe der Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Der Mittelwert des Quotienten ist im Kästchen angegeben.*

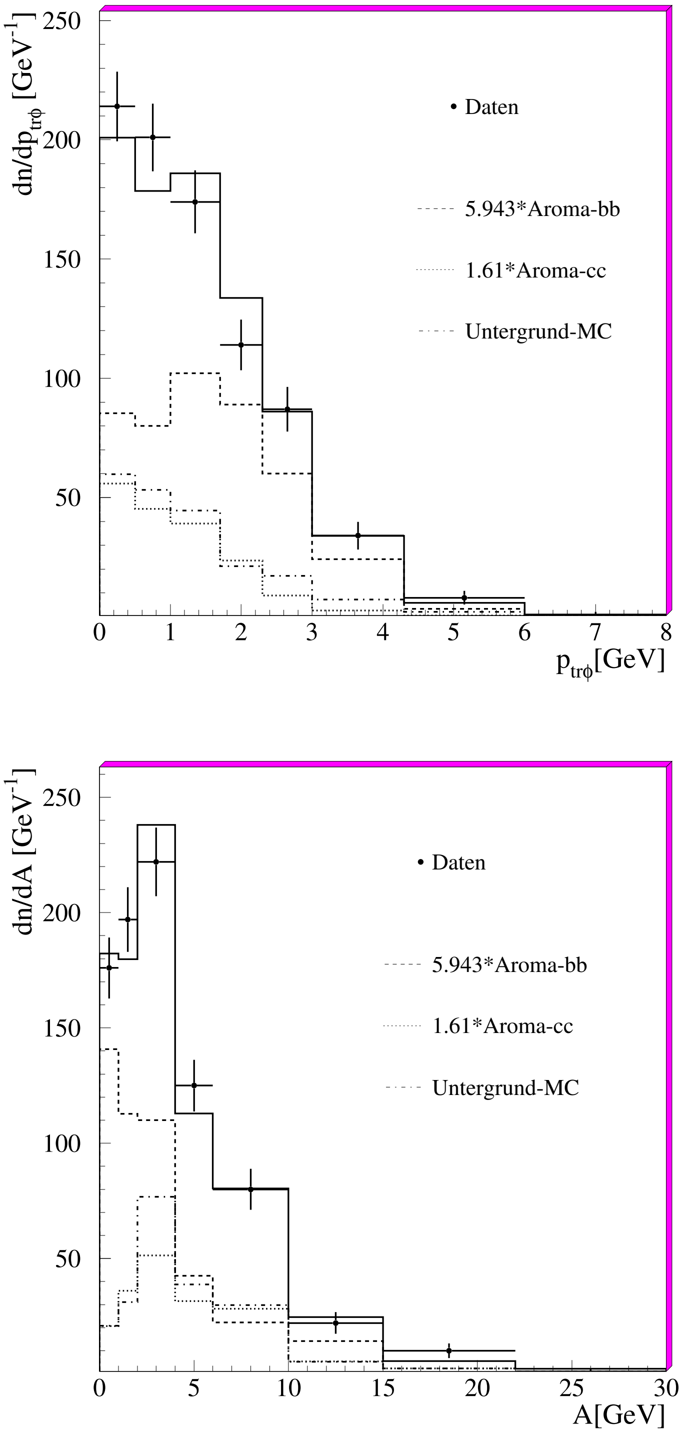

Abbildung 9.7: *Projektionen der Korrelationsverteilung für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks. Untergrundereignisse und die selektierten Daten. Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert, Untergrundereignisse sind mit* U_{udscb} *gewichtet.*

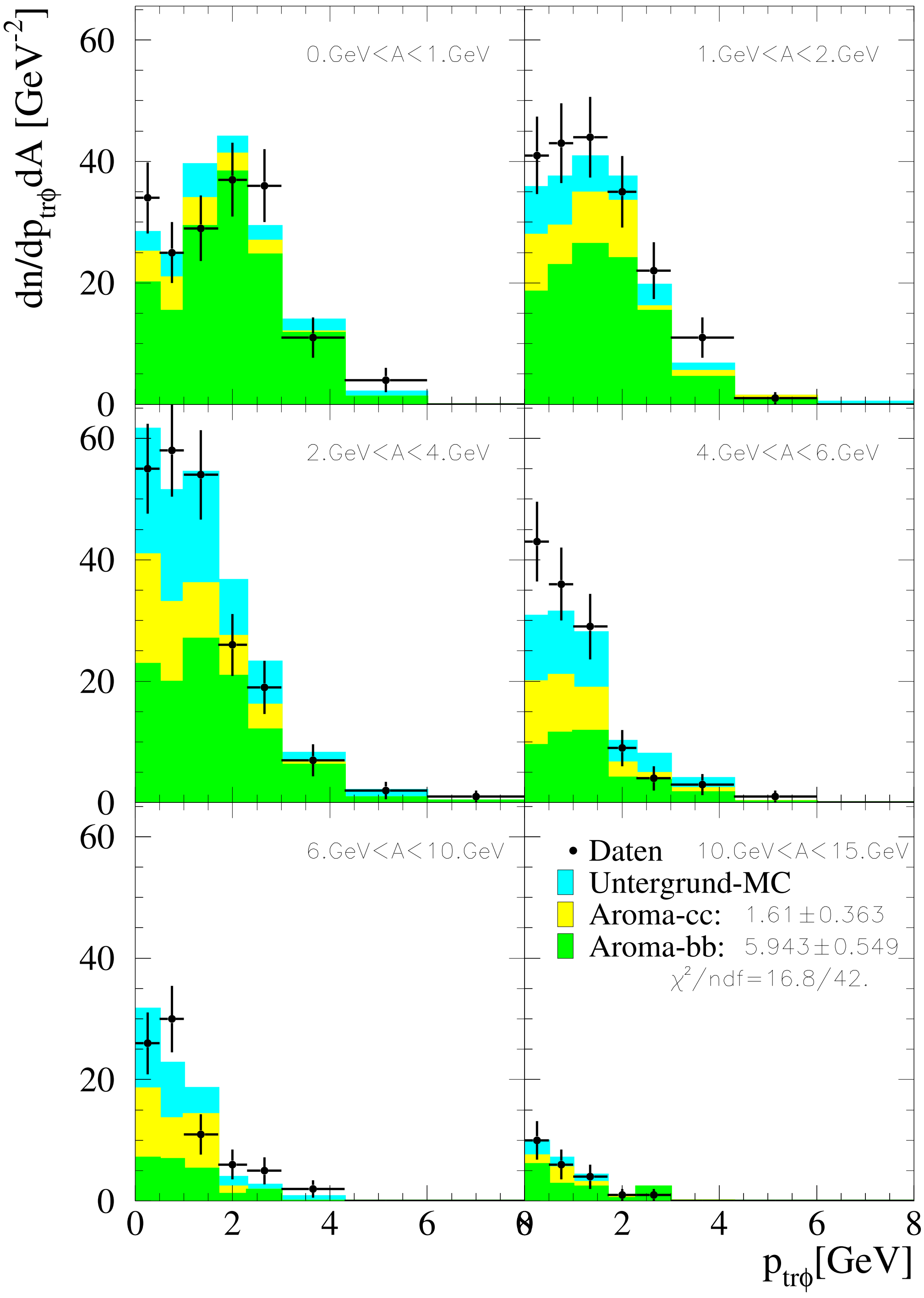

Abbildung 9.8: $p_{tr\phi}$*-Verteilung in jeweils* **einem** *Aktivitätsabschnitt. Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Untergrundereignisse sind mit* U_{udscb} *gewichtet. Die Flächen unterschiedlicher Graustufen repräsentieren den Anteil an allen Ereignisse in dem jeweiligen Abschnitt.*

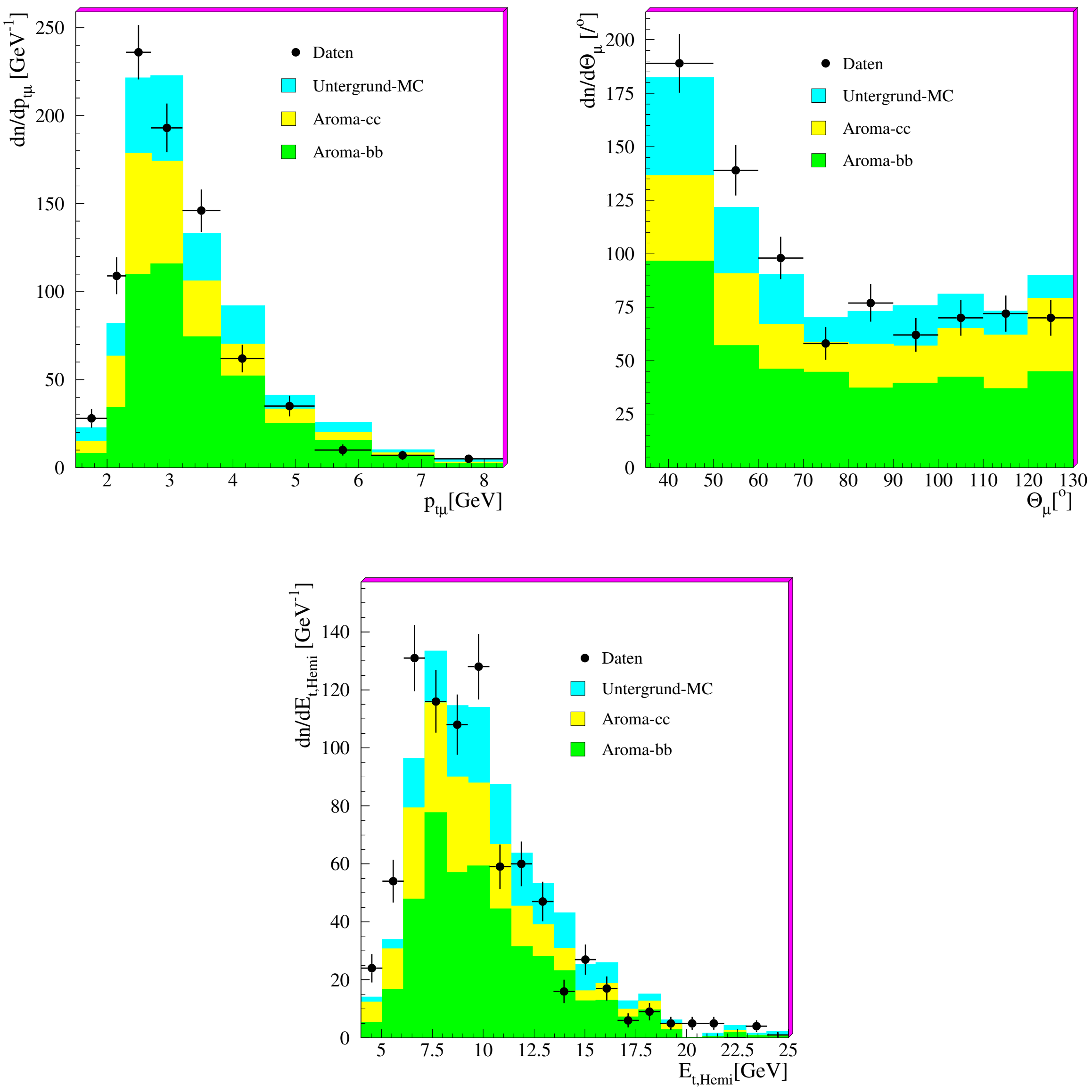

Abbildung 9.9: *Verteilung von $p_{t\mu}$, Θ_μ und $E_{t,H}$. Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Untergrundereignisse sind mit U_{udscb} gewichtet. Die Flächen unterschiedlicher Graustufen repräsentieren den Anteil der spezifischen Ereignisse in dem jeweiligen Abschnitt.*

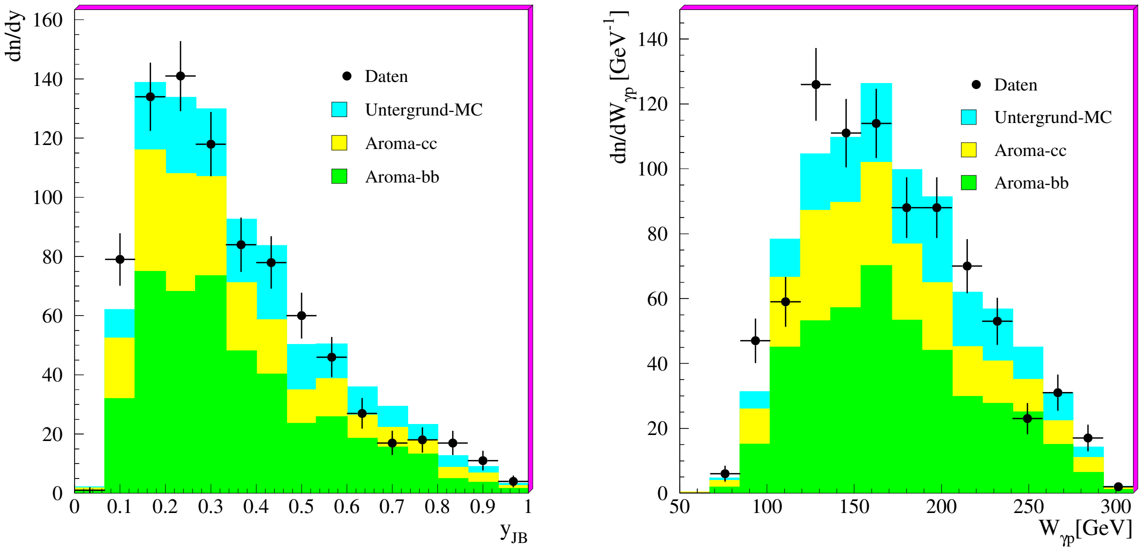

Abbildung 9.10: *Verteilung des nach der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten* y *und des daraus berechneten* $W_{\gamma p}$. *Charm- und Beauty-Ereignisse sind jeweils mit den Faktoren der Anpassung gewichtet und auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Untergrundereignisse sind mit* U_{udscb} *gewichtet. Die Flächen unterschiedlicher Graustufen repräsentieren jeweils den Anteil der spezifischen Ereignisse in dem jeweiligen Abschnitt.*

Verteilung	χ^2/ndf
$p_{tr\phi}$ vs A	16.8/42
$p_{tr\phi}$	4/6
A	4/6
$p_{t\mu}$	30.1/8
Θ_{μ}	10.2/7
$E_{t,H}$	64.3/18
y_{JB}	15.1/13
$W_{\gamma p}$	24.2/12

Tabelle 9.2: *Werte von* χ^2*-Tests nach der Anpassung für die untersuchten Größen.*

Partondichte	Quarkmasse [GeV]	$\sigma_{vis}^{dir}(ep \to c\bar{c}X)[pb]$	$\sigma_{vis}^{dir}(ep \to b\bar{b}X)[pb]$
MRS(G)	$m_c = 1.2, m_b = 4.5$	814.8	222.3
	$\mathbf{m_c = 1.5}, m_b = 4.75$	**771.6**	202.8
	$m_c = 1.8, \mathbf{m_b = 5.0}$	729.6	**172.0**
MRS(D0)	$m_c = 1.5$ $m_b = 5.0$	820.3	178.9
MRS(A')		752.4	176.1
GRV_LO		781.9	178.8
CTEQ_4M		871.7	184.7
Mittelwert		791.8	187.9

Tabelle 9.3: *Sichtbare Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Quarkmassen und Parametrisierungen der Proton-Partondichten. Die fett gedruckten Angaben kennzeichnen die in den verwendeten Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Werte.*

und $0.07 < y < 0.93$, die semileptonisch in mindestens ein Myon mit einem Impuls $p_\mu > 2.5\,\text{GeV}$ innerhalb des Polarwinkelbereiches $35° < \Theta < 130°$ zerfallen, bestimmen. In Tabelle 9.3 sind die theoretischen Wirkungsquerschnitte des untersuchten kinematischen Bereiches, ermittelt mit den Aroma-Monte-Carlo-Simulationen für unterschiedliche Quarkmassen und Parametrisierungen der Proton-Strukturfunktionen, zusammengefaßt. Die Wirkungsquerschnitte zeigen nur wenig Abhängigkeit von theoretischen Unsicherheiten, wie Quarkmasse oder Partondichten im Proton.

Die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt 10% für Ereignisse mit Charm-Quarks und 18% für Ereignisse mit Beauty-Quarks. Für den sichtbaren ep-Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit:

$$\boxed{\begin{aligned}
\sigma_{vis}(ep \to c\bar{c}X) &= \mathcal{E}^c \cdot \sigma_{vis}^{dir}(ep \to c\bar{c}X) \\
&= (1.61 \pm 0.36) \cdot 0.772\,\text{nb} \\
&= 1.24 \pm 0.28^{+0.32}_{-0.25}\,\text{nb} \\
\sigma_{vis}(ep \to b\bar{b}X) &= \mathcal{E}^b \cdot \sigma_{vis}^{dir}(ep \to b\bar{b}X) \\
&= (5.94 \pm 0.54) \cdot 0.17\,\text{nb} \\
&= 1.02 \pm 0.09^{+0.10}_{-0.16}\,\text{nb}
\end{aligned}} \qquad (9.17)$$

Die statistischen Fehler (erster Fehler) ergeben sich aus den Fehlern der Faktoren, die der Fehlermatrix der Anpassung entnommen sind. Die zweiten Fehler geben die experimentellen systematischen Unsicherheiten an, die in Abschnitt 9.4 diskutiert werden.

9.4 Systematische Unsicherheiten

Die Quellen der systematischen Unsicherheiten gliedern sich in experimentelle Fehler, die die Methodik und Abweichungen zwischen Monte-Carlo-Simulationen und Daten berücksichtigen, und in theoretische Fehler, wie z.B. unterschiedliche Fragmentationsmodelle oder die Vernachlässigung der aufgelösten Komponente des Photons. Unsicherheiten auf-

Quelle	Fehler	Verweis
Beschreibung des Untergrundes	±13%	S. 146
Triggerwahrscheinlichkeit	±5%	S. 79
Fehlidentifikation der Veto-Trigger	+3%	S. 75
Myonerkennung	−7%	S. 93
Spurrekonstruktion	−3%	S. 86
Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters	−4%	S. 106
Bestimmung der Luminosität	±1.5%	S. 52

Tabelle 9.4: *Quellen der experimentellen systematischen Fehler. Der Verweis bezieht sich auf den Abschnitt, in dem der Fehler ermittelt wurde.*

grund unterschiedlicher Parametrisierungen der Partondichten im Proton oder von Quarkmassen machen sich erst bei der Extrapolation zum totalen Wirkungsquerschnitt bemerkbar und werden daher getrennt betrachtet.

9.4.1 Experimentelle systematische Fehler

Einige Quellen der experimentellen systematischen Fehler dieser Analyse, die auf Detektoreffekten beruhen, sind in Tabelle 9.4 zusammengefaßt, wo ebenfalls ein Verweis auf den Abschnitt, in dem der Fehler ermittelt wurde, angegeben ist.

Zusätzliche Unsicherheiten der Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ entstehen bei der Variation des Schnittes auf die transversale Energie in mindestens einer Hemisphäre und die Wahl einer anderen Intervallbildung[3] der Korrelationsverteilungen.

Zur Bestimmung der Auswirkung oben aufgeführter Unsicherheiten auf die Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ bzw. die Wirkungsquerschnitte werden die Korrelationsverteilungen, die die Variation der Unsicherheiten enthalten, jeweils neu gebildet und der Anpassung unterzogen. Die relativen Abweichungen, die sich für die Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ ergeben, sind in Tabelle 9.5 zusammengefaßt.

Die größten Unsicherheit bei der Bestimmung des Charm-Faktors $\mathcal{E}^c$ entsteht durch die Wahl des *Binning*. Um die systematische Unsicherheit anzugeben, wurde die Anzahl der Intervalle verdoppelt bzw. halbiert. Beim Halbieren geht Information verloren und die drei Verteilungen werden sich ähnlicher, so daß die Korrelation zwischen den Verteilungen steigt. Daher fällt der Wert des Beauty-Faktors $\mathcal{E}^b$, wenn der des Charm-Faktors $\mathcal{E}^c$ steigt und umgekehrt. Weiterhin liegen große Unsicherheiten bei der Bestimmung des Charm-Faktors in der Untergrundnormierung und der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Das erste ist dadurch zu verstehen, daß sich die Verteilungen von Untergrundereignissen und Charm-Ereignissen stark ähneln. Daher macht sich eine Änderung der Untergrundnormierung fast ausschließlich bei Ereignissen mit Charm-Quarks bemerkbar. Die Akzeptanz des Schnittes von $E_{t,H}$ auf die transversale Hemisphärenenergie ist für Charm-Ereignisse kleiner als für Beauty-Ereignisse. Somit macht sich die Variation der Energieskala beim Charm-Faktor $\mathcal{E}^c$ stärker bemerkbar.

Die größte Abweichung bei der Bestimmung des Faktors für Ereignisse mit Beauty-Quarks kommt durch die Forderung einer höheren transversalen Hemisphärenenergie $E_{t,H} > 8\,\mathrm{GeV}$ gegenüber $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$. Ein Erhöhen des Schnittes über den Wert $E_{t,H} > 8\,\mathrm{GeV}$ hinaus,

---

[3] Binning

exp. sys. Unsicherheit	$\frac{\Delta\mathcal{E}^c}{\mathcal{E}^c}[\%]$	$\frac{\Delta\mathcal{E}^b}{\mathcal{E}^b}[\%]$
Untergrund	-11.8 $+9.1$	-1.0 $+3.0$
ε_{trig}	-9.1 $+10.2$	-5.2 $+5.6$
Veto-Trigger	$+3.0$	$+3.0$
Myonerkennung	$+6.2$	$+6.5$
Spurrekonstruktion	$+4.8$	$+1.3$
Energieskala LAr	$+13.5$	-3.6
Luminosität	±1.5	±1.5
$E_{t.H} > 8\,\mathrm{GeV}$	-12.4	-13.9
Binning	-3.8 $+14.8$	$+2.1$ -3.3
Gesamter exp. sys. Fehler	$+25.7$ -19.8	$+10.0$ -15.7

Tabelle 9.5: *Experimentelle systematische Fehler.*

z.B. $E_{t,H} > 10\,\mathrm{GeV}$ vergrößert die Abweichung des Faktors zu kleineren Werten nicht weiter. Dieses ist wie folgt zu erklären:

Der Wirkungquerschnitt für Ereignisse mit einem Jet fällt exponentiell mit der transversalen Jetenergie. Beim Generieren der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation wurde bereits ein Jet mit einer minimalen transversalen Energie von $E_t > 6\,\mathrm{GeV}$ gefordert, bei den Aroma-Monte-Carlo-Simulationen jedoch nicht. Das heißt, der zur Verfügung stehende Jet-Wirkungsquerschnitt der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation „knickt“ für $E_t < 6\,\mathrm{GeV}$ ab. Deshalb wurde bei der Selektion eine minimale transversale Energie innerhalb mindestens einer Hemisphäre von $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$ gefordert. Dieser Schnitt deckt aber offensichtlich nicht die Jet-Forderung auf Generatorebene ab und ist noch nicht auf dem exponentiell abfallenden Teil, sondern in dem Übergangsbereich, der durch den Generatorschnitt künstlich geschaffen wird. Die Rate des Untergrundes wird etwas zu niedrig vorausgesagt. Erst weiteres Erhöhen des Schnittes auf die Hemisphärenenergie von $E_{t,H} > 8\,\mathrm{GeV}$ bringt volle Abdeckung mit dem Generator-Jet-Schnitt. Dennoch wurde dieser Schnitt so niedrig gewählt, um die Statistik des Untergrund-Monte-Carlos nicht zu stark zu dezimieren.

9.4.2 Theoretische Unsicherheiten

Aufgelöste Komponente des Photons

Wie schon in Abschnitt 9.1 erwähnt, ist der Beitrag aufgelöster Photonen bei Charm- und Beauty-Quarks vernachlässigt worden. Um den Einfluß eines solchen Beitrages zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation herangezogen, die Charm-Quarks aus der Photoproduktion mit aufgelösten Photonen mit der Parametrisierung der Photon-Struktur GRV-G_HO enthält. Die Korrelationsverteilung und deren Projektionen von Ereignissen, die die komplette Selektionskette passiert haben, ist in Abbildung 9.11 dargestellt.

Die Verteilung zeigt sowohl Ähnlichkeit mit der Verteilung von Charm-Quarks aus direkter Photoproduktion als auch mit der der Untergrundereignisse (Abbildung 9.1), die

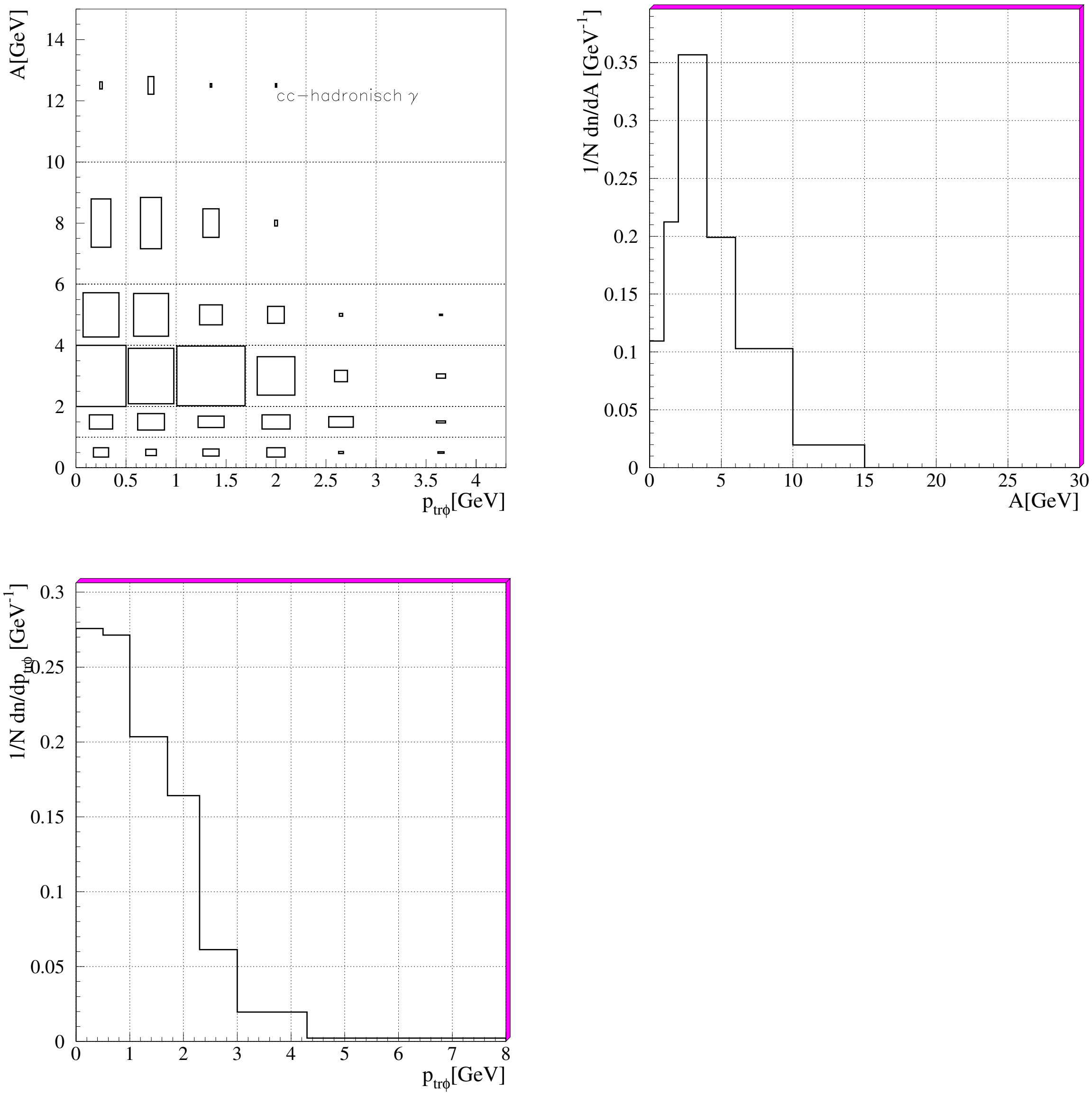

Abbildung 9.11: *Korrelationsverteilung von Aktivität und* $p_{tr\phi}$ *sowie deren Projektionen, für Ereignisse mit Charm-Quarks aus der Photoproduktion mit aufgelöstem Photon. Die Kantenlänge einer Box gibt den relativen Anteil der Ereignisse in dem betrachteten Intervall relativ zu dem Intervall mit den meisten Ereignissen an.*

Eingabe		Messung	
$\frac{\sigma_{tot}^{had}(ep\to c\bar{c}X)}{\sigma_{tot}^{dir}(ep\to c\bar{c}X)}[\%]$	$\frac{\sigma_{vis}^{had}(ep\to c\bar{c}X)}{\sigma_{vis}^{dir}(ep\to c\bar{c}X)}[\%]$	$\frac{\Delta\sigma_{vis}(ep\to c\bar{c}X)}{\sigma_{vis}(ep\to c\bar{c}X)}[\%]$	$\frac{\Delta\sigma_{vis}(ep\to b\bar{b}X)}{\sigma_{vis}(ep\to b\bar{b}X)}[\%]$
13	6	+2.0	−0.7
25	12	+4.1	−1.4
40	19	+5.8	−2.0
100	48	+10.8	−3.7

Tabelle 9.6: *Systematische Fehler durch Anteile von Prozessen aufgelöster Photonen bei der Produktion von Charm-Quarks.*

ε_c	ε_b	$\frac{\Delta\varepsilon^c}{\varepsilon^c}[\%]$	$\frac{\Delta\varepsilon^b}{\varepsilon^b}[\%]$
0.04	0.004	+29.2	+4.9
0.12	0.012	+19.9	−2.4

Tabelle 9.7: *Systematische Fehler durch Fragmentation.*

hauptsächlich aus Ereignissen der aufgelösten Photoproduktion besteht. Im Vergleich mit der verwendeten Aroma-cc-Monte-Carlo-Simulation beträgt der Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt etwa 11%, im sichtbaren kinematischen Bereich nur etwa 5%. Durch Umgewichten der Ereignisse mit aufgelösten Photonen wurde der Anteil auf bis zu 50% des totalen Wirkungquerschnittes erhöht. Der Einfluß auf die gemessenen sichtbaren Wirkungsquerschnitte ist in Tabelle 9.6 für variierende Anteile zusammengefaßt.

Man entnimmt der Tabelle, daß die größte Abweichung, die bei gleichen Anteilen von direkter und aufgelöster Komponente entsteht, was etwa der Photon-Partondichte-Parametrisierung nach LAC-G_SET1 entspricht, immer noch kleiner als der experimentelle systematische Fehler ist. Die jeweils größte Abweichung (+10.8% bzw. −3.7%) werden den systematischen Fehlern zugerechnet.

9.4.3 Fragmentation

In den Monte-Carlo-Simulationen ist die Fragmentation der schweren Quarks nach dem Lund-String-Modell (siehe Abschnitt 3.3) enthalten. Ein anderes Modell der Fragmentation ist die unabhängige Fragmentation mit der Peterson-Fragmentations-Funktion. Um die Auswirkung der Peterson-Fragmentation auf die Messung zu untersuchen, wurden für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programmpaket AROMA erzeugt. Dabei wurden für Charm- und Beauty-Quarks jeweils zwei Parameter in Anlehnung an [Chr87] gewählt: $\varepsilon_c = 0.04, 0.12$ und $\varepsilon_b = 0.004, 0.012$.

Die relativen Änderungen der sichtbaren Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 9.7 zusammengefaßt.

Der Charm-Faktor zeigt bei beiden gewählten Parametern der Peterson-Fragmentation-Funktion einen Anstieg, d.h. größere Wirkungsquerschnitte. Man könnte dieses Ergebnis dahingehend interpretieren, daß beide Peterson-Parameter zu klein gewählt sind, also $\varepsilon_c > 0.12$. Da beide Ergebnisse den Faktor erhöhen, wird die Abweichung, die sich aus $\varepsilon_c = 0.12$ ergibt, dem systematischen Fehler hinzugerechnet. Der Beauty-Faktor wird nur wenig beeinflußt. Die Variation wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

Partondichte	Quarkmasse[GeV]	σ_{tot}^{dir}[nb]	$\mathcal{E}^c$	$\sigma_{tot}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$[nb]
MRS(G)	$m_c = 1.2$	1167.4	1.67 ± 0.34	1949.6 ± 396.9
	$\mathbf{m_c = 1.5}$	**606.7**	$\mathbf{1.61 \pm 0.36}$	$\mathbf{976.8 \pm 218.4}$
	$m_c = 1.8$	350.5	1.53 ± 0.35	536.3 ± 122.7
MRS(D0)	$m_c = 1.5$	412.3	1.40 ± 0.33	577.2 ± 136.1
MRS(A')		483.5	1.46 ± 0.35	705.9 ± 169.2
GRV_LO		706.4	1.72 ± 0.36	1214.3 ± 254.3
CTEQ_4M		555.9	1.36 ± 0.31	756.0 ± 172.3
Partondichte	Quarkmasse[GeV]	σ_{tot}^{dir}[nb]	$\mathcal{E}^b$	$\sigma_{tot}(ep \rightarrow b\bar{b}X)$[nb]
MRS(G)	$m_b = 4.5$	4.52	4.54 ± 0.40	20.52 ± 1.81
	$m_b = 4.75$	3.76	5.00 ± 0.40	18.80 ± 1.50
	$\mathbf{m_b = 5.0}$	**3.13**	$\mathbf{5.94 \pm 0.54}$	$\mathbf{18.59 \pm 1.69}$
MRS(D0)	$m_b = 5.0$	3.08	5.90 ± 0.58	18.17 ± 1.79
MRS(A')		3.09	6.04 ± 0.58	18.66 ± 1.79
GRV_LO		3.31	5.49 ± 0.48	18.17 ± 1.59
CTEQ_4M		3.31	5.61 ± 0.51	18.57 ± 1.69

Tabelle 9.8: *Totale ep-Wirkungsquerschnitte berechnet für unterschiedliche Quarkmassen und unterschiedliche Proton-Partondichten. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte wurden den Aroma-Monte-Carlo-Simulationen entnommen. Die in den Aroma-Monte-Carlo-Simulationen voreingestellten Werte sind fett gedruckt.*

9.5 Der totale Wirkungsquerschnitt

9.5.1 Der ep-Wirkungsquerschnitt

Die totalen ep-Wirkungsquerschnitte für den kinematischen Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.07 < y < 0.93$ ergeben sich direkt aus den in den Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen totalen Wirkungsquerschnitten und den ermittelten Faktoren. Hierbei machen sich die unterschiedlichen theoretischen Ansätze zur Parametrisierung der Proton-Partondichte und auch unterschiedliche Quarkmassen aufgrund der Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich stark bemerkbar und tragen zur Unsicherheit bei.

In Tabelle 9.8 sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene untersuchte Partondichten und unterschiedliche Quarkmassen (siehe Abschnitt 9.3) für Ereignisse mit Charm- bzw. Beauty-Quarks zusammengefaßt.

Betrachtet man die totalen ep-Wirkungsquerschnitte der Charm-Ereignisse, so fällt auf, daß diese stark abhängig von den Partondichten und Quarkmassen sind, während die Ereignisse mit Beauty-Quarks relativ unabhängig davon sind. Die jeweils größte Abweichung erhält man durch die Variation der Quarkmasse, sowohl bei Ereignissen mit Charm-Quarks ($\sim 100\%$), als auch bei Ereignissen mit Beauty-Quarks ($\sim 50\%$). Allerdings wird die Unsicherheit im Fall der Beauty-Ereignisse nicht auf die Messung übertragen, d.h. die ermittelten Faktoren $\mathcal{E}^b$ kompensieren die Abweichungen der theoretischen Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulationen.

Mit den in den verwendeten Aroma-Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Quarkmassen $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV}$ bzw. $m_b = 5.0\,\mathrm{GeV}$ und der Proton-Partondichte MRS(G) erhält man folgende totale ep-Wirkungsquerschnitte:

$$\boxed{\begin{aligned} \sigma(ep \to c\bar{c}X) &= (976.8 \pm 218.4\,{}^{+251.0}_{-193.4}\,{}^{+324.5}_{-399.6})\ \mathrm{nb} \\ \sigma(ep \to b\bar{b}X) &= (18.59 \pm\ 1.69\,{}^{+1.86}_{-2.92}\,{}^{+0.92}_{-0.92})\ \mathrm{nb} \end{aligned}} \tag{9.18}$$

Die ersten beiden Fehler geben die statistischen und experimentellen systematischen Unsicherheiten an. Der letzte Fehler berücksichtigt die theoretischen Unsicherheiten, die sich aufgrund

- der Extrapolation bei unterschiedlichen Partondichte-Parametrisierungen,
- des Fragmentationsmodells und
- eines Anteils von Charm-Prozessen mit aufgelösten Photonen

ergeben. Unsicherheiten aufgrund der Variation der Quarkmassen sind nicht im Fehler enthalten.

9.5.2 Der γp-Wirkungsquerschnitt

Nach Gleichung 9.11 ergibt sich der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt aus dem totalen ep-Wirkungsquerschnitt und dem über einen festen y-Bereich integrierten Photonfluß. Der totale ep-Wirkungsquerschnitt wurde in einem Bereich $0.07 < y < 0.93$ für kleine $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ gemessen. Integration über diesen Bereich ergibt einen Photonfluß-Faktor von $\mathcal{F}_{\gamma/e} = 0.076$. Damit erhält man bei mittleren Photon-Proton-Schwerpunktenergien von $\langle W_{\gamma p}^{cc} \rangle = 174\,\mathrm{GeV}$ bzw. $\langle W_{\gamma p}^{bb} \rangle = 182\,\mathrm{GeV}$ folgende γp-Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (12.9 \pm 2.9^{+3.3}_{-2.5}\,{}^{+4.3}_{-5.3})\ \mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p}^{cc} \rangle = 174\,\mathrm{GeV} \tag{9.19}$$

$$\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = (0.245 \pm 0.022^{+0.025}_{-0.038}\,{}^{+0.012}_{-0.012})\ \mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W_{\gamma p}^{bb} \rangle = 182\,\mathrm{GeV} \tag{9.20}$$

Die Fehler geben die statistischen, experimentellen und theoretischen Unsicherheiten an.

9.6 Diskussion

Die Resultate der Charm-Wirkungsquerschnitte sind in guter Übereinstimmung mit den bereits von H1 veröffentlichen Werten [H1-96a] (siehe Abbildung 9.12):

$$\sigma(ep \to c\bar{c}X) = (941 \pm 160^{+142}_{-120})\ \mathrm{nb} \ \text{ für } Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2 \tag{9.21}$$

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) &= (12.6 \pm 2.1^{+2.1}_{-2.4}\,{}^{+9.4}_{-4.4})\ \mu\mathrm{b} \\ &\ \text{bei } \langle W_{\gamma p} \rangle \approx 180\,\mathrm{GeV}\ \text{und}\ Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2 \end{aligned} \tag{9.22}$$

NLO QCD-Rechnungen ergeben mit der Parametrisierung der Proton-Partondichte MRS(G) und der Photon-Partondichte GRV-G_HO einen totalen Photoproduktionsquerschnitt von $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = 8.2\,\mu\mathrm{b}$ bei $\langle W_{\gamma p} \rangle = 174\,\mathrm{GeV}$. Unter Verwendung der Photon-Partondichte LAC-G_SET1 steigt der Photoproduktionquerschnitt auf $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = 14.9\,\mu\mathrm{b}$. Bei dieser

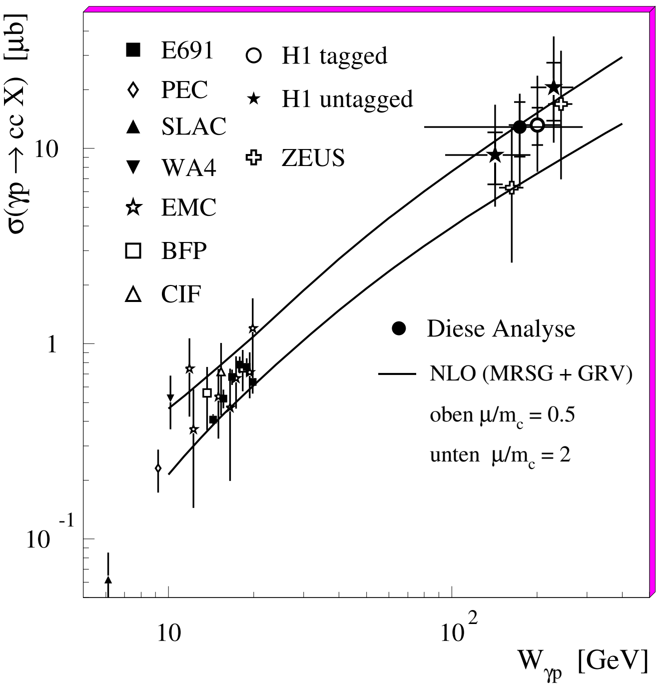

Abbildung 9.12: *Totale Charm-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie im Vergleich zur NLO-Vorhersage mit der Parametrisierung der Proton-Struktur MRS(G) und der Parametrisierung der Photonstruktur GRV-G_HO.*

Parametrisierung der Photon-Partondichte ist der Anteil der aufgelösten Komponente des Photons vergleichbar mit dem der direkten Komponente.

Der Wirkungsquerschnitt von Beauty-Quarks ist bei HERA zuvor noch nicht gemessen worden. Der hier bestimmte Wert liegt etwa einen Faktor ~ 5 über der NLO-Vorhersage von $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = 51.7\,\mathrm{nb}$ mit der Parametrisierung der Proton-Struktur nach MRS(G) und Photon-Struktur nach GRV-G_HO. Bei der Wahl der Proton-Struktur-Parametrisierung MRS(R2) in Verbindung mit der gleichen Photon-Struktur-Parametrisierung liegt der gemessene Wirkungsquerschnitt nur noch einen Faktor ~ 3 über der NLO-Vorhersage von $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = 74\,\mathrm{nb}$. Der Unterschied beträgt ~ 4.5 Standardabweichungen.

In Abbildung 9.13 ist der Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie für die Proton-Struktur mit MRS(G)-Parametrisierung und die Photon-Struktur mit GRV-G_HO-Parametrisierung dargestellt. Außerdem ist der Beauty-Photoproduktionswirkungsquerschnitt für die größtmögliche Variation der QCD-Skalen in die Richtung, die eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes bewirken, eingetragen [FX94a]. Es wurden dazu folgende Parameter gewählt: $\mu_r = 0.5\mu_0$, $\mu_f = 0.5\mu_0$ mit $\mu_0 = m_b = 4.5\,\mathrm{GeV}$ und $\Lambda_5 = 340\,\mathrm{MeV}$. Für die Parametrisierung der Photon-Struktur wurde LAC-G_SET1 gewählt. Der in dieser Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitt ist als Punkt mit dem zur Messung verwendeten $W_{\gamma p}$-Bereich eingezeichnet. Der Fehler gibt den statistischen und experimentellen systematischen Fehler an. Der Fehler theoretischer Unsicherheiten (äußere Fehlerbalken) ist aufgrund seiner Größe nicht zu erkennen. Selbst bei der extremen

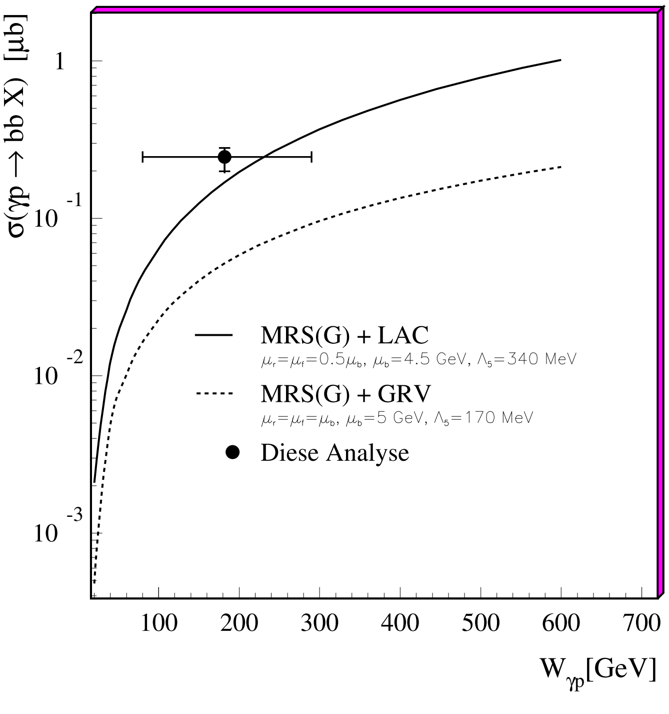

Abbildung 9.13: *Totaler Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie. Die gestrichelte Kurve gibt die NLO-Vorhersagen für die Parametrisierung der Proton-Struktur MRS(G) und die Parametrisierung der Photon-Struktur GRV-G_HO an. Die durchgezogene Kurve beschreibt den Wirkungsquerschnitt mit gleicher Proton-Struktur-Parametrisierung, jedoch extremer Wahl der QCD-Skalen, und Photon-Struktur-Parametrisierung LAC-G_Set1.*

Wahl der Parameter liegt der Meßwert 1.7 Standardabweichungen über der Vorhersage von $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) = 169\,\text{nb}$.

Eine weitere Analyse bei H1, die parallel zu dieser stattfand, hat in einer Myonselektion mit fast gleichen Myonkriterien ($p_{t\mu} > 2\,\text{GeV}$, gleicher Polarwinkelbereich), allerdings der Forderung nach zwei Jets mit einer transversalen Energie von $E_t > 6\,\text{GeV}$ den Beauty-Wirkungsquerschnitt bestimmt [Lan98]. Der gemessene sichtbare Wirkungsquerschnitt in dem kinematischen Bereich $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.8$ beträgt $\sigma_{vis}(ep \to b\bar{b}X) = (0.93 \pm 0.08^{+0.21}_{-0.12})\,\text{nb}$. Die Extrapolation ergibt einen Wert von $\sigma_{tot}(ep \to b\bar{b}X) = (18.8 \pm 1.6)\,\text{nb}$ für den totalen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt. Beide Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit.

Bei den Proton-Antiproton-Experimenten D0, UA1 und CDF wurden Wirkungsquerschnitte etwa einen Faktor 2 über den theoretischen NLO-Vorhersagen gemessen [FX97]. In Abbildung 9.14 ist das Verhältnis von gemessenem und vorhergesagtem Wirkungsquerschnitt als Funktion des Schnittes auf den minimalen transversalen Quarkimpuls für die drei Experimente dargestellt. Diese sind allerdings mit den theoretischen Unsicherheiten der Vorhersage verträglich.

Eine neuere Messung des Beauty-Produktions-Wirkungsquerschnittes am Experiment D0 mit

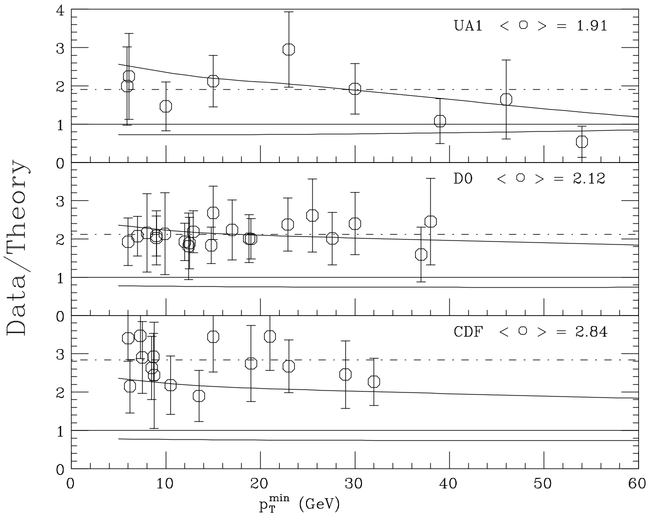

Abbildung 9.14: *Verhältnis von gemessenen und vorhergesagten Proton-Antiproton-Wirkungsquerschnitten als Funktion des Schnittes auf den minimalen transversalen Quarkimpuls. Die durchgezogenen Bänder geben die theoretischen Unsicherheiten wieder. Der ermittelte mittlere Faktor ist jeweils angegeben und durch die strichpunktierte Linie aufgezeigt. Die Messungen erfolgten bei* $\sqrt{s} = 630\,GeV$ *(CDF, D0, UA1) und bei* $\sqrt{s} = 1800\,GeV$ *(CDF, D0) (aus [FX97]).*

einer Zwei-Myonen-Selektion zeigt einen Faktor von etwa 5 gegenüber der Vorhersage der ISAJET-Monte-Carlo-Simulation [ISA86] (siehe Abbildung 9.15).

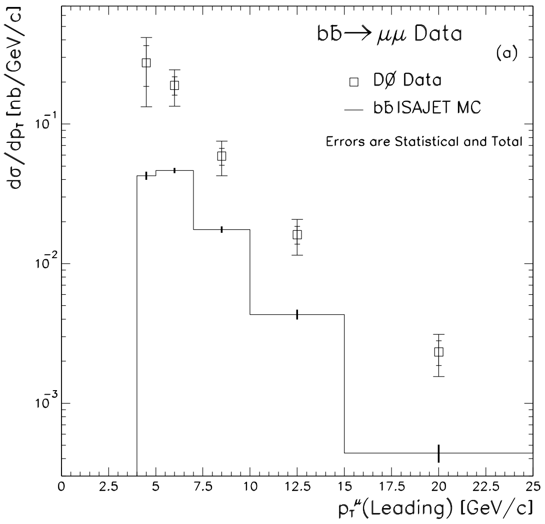

Abbildung 9.15: *Differentieller Beauty-Produktion-Wirkungsquerschnitt gemessen in der Proton-Antiproton-Streuung bei D0 am Tevatron als Funktion der transversalen Myonimpulses im Vergleich zu Vorhersage mit der Strukturfunktion MRS(D0) (aus [Fei96]).*

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Nachweis und der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks in der Elektron-Proton-Streuung am Speicherring HERA beim Experiment H1.

Die Produktion schwerer Quarks, und somit auch von Beauty-Quarks, findet in der Elektron-Proton-Streuung dominant in Photoproduktion statt. Dabei ist das Photon quasireell, da das Viererimpulsübertragsquadrat am Elektronvertex gegen Null geht. Der Prozeß, in dem die schweren Quarks hauptsächlich erzeugt werden, ist die Photon-Gluon-Fusion. Der erwartete Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt von Beauty-Quarks ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als der von Charm-Quarks und beträgt in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$ $\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) \approx 50\,\mathrm{nb}$. Die theoretischen Unsicherheiten in der Vorhersage werden zu maximal einem Faktor 2 abgeschätzt.

Der Nachweis der Beauty-Quarks erfolgt über ihren Zerfall in Myonen. Das Verzweigungsverhältnis von Beauty-Quarks in Myonen beträgt etwa 11%. Die selektierten Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1995 müssen mindestens einen Myonkandidaten enthalten, der im zentralen Myondetektor des H1-Experimentes innerhalb des Polarwinkelbereiches von $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ mit einem Mindestimpuls von $p > 2.5\,\mathrm{GeV}$ nachgewiesen wurde. Aus einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}dt \approx 2.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ sind 820 Ereignisse mit solchen Myonkandidaten durch verschiedene weitere Schnitte zur weiteren Untersuchung selektiert worden.

Da der Wirkungsquerschnitt von Charm-Quarks etwa ein bis zwei Gößenordnungen über dem der Beauty-Quarks erwartet wird, stellen Ereignisse mit Myonen von semileptonisch zerfallenden Charm-Quarks einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der selektierten Myonkandidaten dar. Außerdem werden im H1-Detektor Hadronen von Prozessen leichter Quarks mit einem Wirkungsquerschnitt, der etwa zwei Größenordnungen über dem der Charm-Quarks liegt, produziert. Die leichten Hadronen (π, K) können mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ minimalionisierend den Detektor durchlaufen und eine Myonsignatur hinterlassen oder zuvor in Myonen zerfallen, welche dann im Myondetektor nachgewiesen werden. Sie stellen daher eine wichtige Untergrundquelle dar.

Dieser Untergrund ist eingehend im Vergleich mit einer Monte-Carlo-Simulation untersucht worden. Dazu ist es notwendig, eine von Myonkandidaten unbeeinflußte Selektion zu verwenden. Im Rahmen dieser Untersuchung sind aus dem inklusiven Spektrum der in dieser Selektion enthaltenen Myonkandidaten die Anteile echter Myonen und fehlidentifizierter Hadronen unabhängig von absoluten Normierungen extrahiert worden. Hierzu ist ein Verfahren vorgestellt worden, das es erforderlich machte, die Statistik von zur Verfügung stehenden simulierten Hadronen zu erhöhen. Um letzteres Ziel zu erreichen, wird die *datenbasierte*

Ereignissimulation eingeführt, die einen Weg zur schnellen datenorientierten Erhöhung der Statistik von simulierten Ereignissen darstellt. Das Resultat der Untersuchungen ist eine im Rahmen der Statistik gute Übereinstimmung zwischen der Vorhersage des Untergrundes durch die Monte-Carlo-Simulation und den Daten, sowohl als Funktion von Impuls und Polarwinkel der Hadronen, als auch absolut bei einer Normierung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation.

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von Charm- und Beauty-Quarks sind Größen notwendig, die es ermöglichen, die Herkunft der selektierten Ereignisse, also Beauty-Quark, Charm-Quark oder Untergrund, möglichst gut zu unterscheiden. Hierzu werden im Laborsystem ausgehend von einer Einteilung des Ereignisses senkrecht zur transversalen Myonrichtung in zwei Hemisphären die Observablen $p_{tr\phi}$ und *Aktivität* definiert. Die Größe $p_{tr\phi}$ beschreibt den tranversalen Impuls des Myonkandidaten relativ zur auf die $r\phi$-Ebene projizierten Hemisphärenachse, welche sich aus den Energiedepositionen innerhalb einer Hemisphäre ergibt. *Aktivität* beinhaltet den Energiefluß in einem Konus um den Myonkandidaten. Die Korrelation dieser beiden Größen zeigt eine ausreichende Unterscheidung der Beauty-Quarks von Charm-Quarks und Untergrund. Ereignisse mit kleinen Aktivitäten $A < 1\,\mathrm{GeV}$ und großem $p_{tr\phi} > 2\,\mathrm{GeV}$ stellen einen Hinweis auf Ereignisse mit Beauty-Quarks dar. Die Beschreibung der Korrelationsverteilungen von Charm- und Beauty-Quarks erfolgte durch Aroma-Monte-Carlo-Simulationen, mit der Parametrisierung der Proton-Strukturfunktion von Martin, Roberts und Stirling MRS(G).

Eine Log-Likelihood-Anpassung der Korrelationsverteilungen von *Aktivität* und $p_{tr\phi}$ der verwendeten Monte-Carlo-Simulationen an die Daten ergibt Gewichtsfaktoren zu den in den Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen Wirkungsquerschnitten für Charm-Quarks $\mathcal{E}^c$ und Beauty-Quarks $\mathcal{E}^b$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^c &= 1.61 \pm 0.36 \\ \mathcal{E}^b &= 5.94 \pm 0.54 \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler enthalten statistische Fluktuationen der Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Multiplikation der in den Monte-Carlo-Simulationen enthaltenen sichtbaren Wirkungsquerschnitte für den kinematischen Bereich von $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.07 < y < 0.93$ mit den Faktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$, liefert die gemessenen sichtbaren ep-Wirkungsquerschnitte für Charm- und Beauty-Quarks, die in Myonen mit einem Impuls $p > 2.5\,\mathrm{GeV}$ innerhalb des Polarwinkelbereiches $35° < \Theta < 130°$ zerfallen:

$$\begin{aligned} \sigma_{vis}(ep \to c\bar{c}X) &= (1.24 \pm 0.28(stat.)^{+0.32}_{-0.25}(sys.))\,\mathrm{nb} \\ \sigma_{vis}(ep \to b\bar{b}X) &= (1.02 \pm 0.09(stat.)^{+0.10}_{-0.16}(sys.))\,\mathrm{nb} \end{aligned}$$

Die ersten Fehler geben die statistischen, die zweiten Fehler die experimentellen systematischen Unsicherheiten an.

Die Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich führt auf den totalen ep-Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm- und Beauty-Quarks:

$$
\begin{aligned}
\sigma(ep \to c\bar{c}X) &= (976.8 \pm 218.4^{+251.0}_{-193.4}{}^{+324.5}_{-399.6})\,\mathrm{nb} \\
\sigma(ep \to b\bar{b}X) &= (18.59 \pm 1.69^{+1.86}_{-2.92}{}^{+0.92}_{-0.92})\,\mathrm{nb}
\end{aligned}
$$

Die ersten beiden Fehler geben die statistischen bzw. experimentellen systematischen Unsicherheiten wie oben an. Die letzten Fehler beinhalten folgende Unsicherheiten:

- die Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich mit unterschiedlichen Partondichten (MRS(D0) bzw. GRV_LO) im Proton,
- die Wahl des Fragmentationsmodells (unabhängige Fragmentation mit Peterson-Fragmentationsfunktion und $\varepsilon_c = 0.12$ bzw. $\varepsilon_b = 0.004$ und $\varepsilon_b = 0.012$) und
- einen Charm-Quark-Beitrag (50%) von Prozessen mit aufgelösten Photonen.

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte gelten für die Quarkmassen $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV}$ und $m_b = 5\,\mathrm{GeV}$. Systematische Unsicherheiten aufgrund der Quarkmassen sind ebenfalls untersucht worden, jedoch nicht in dem angegebenen systematischen Fehler enthalten.

Der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt für den Bereich $80\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 290\,\mathrm{GeV}$ wurde aus dem totalen ep-Wirkungsquerschnitt und dem Photonflußfaktor $\mathcal{F}_{\gamma/e} = 0.076$ bestimmt:

$$
\begin{aligned}
\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) &= (12.9 \pm 2.9^{+3.3}_{-2.5}{}^{+4.3}_{-5.3})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W^{cc}_{\gamma p}\rangle = 174\,\mathrm{GeV}, \\
\sigma(\gamma p \to b\bar{b}X) &= (0.245 \pm 0.022^{+0.025}_{-0.038}{}^{+0.012}_{-0.012})\,\mu\mathrm{b} \quad \text{bei } \langle W^{bb}_{\gamma p}\rangle = 182\,\mathrm{GeV}.
\end{aligned}
$$

Die angegebenen Fehler ergeben sich aus den Fehlern des totalen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnittes.

Die gemessenen Charm-Wirkungsquerschnitte zeigen einerseits gute Übereinstimmung mit bereits erfolgten Messungen von H1 und ZEUS, und andererseits mit NLO QCD-Vorhersagen. Der gemessene Beauty-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt ist bisher nicht gemessen worden und liegt etwa einen Faktor **3** bis **5** über der QCD-Vorhersage in NLO. Auch in der $p\bar{p}$-Streuung hat man Beauty-Wirkungsquerschnitte bei Schwerpunktenergien von $\sqrt{s} = 630\,\mathrm{GeV}$ bzw. $\sqrt{s} = 1800\,\mathrm{GeV}$ gemessen (D0, CDF, UA1). Es zeigen sich ebenfalls Abweichungen von den Vorhersagen zu höheren Wirkungsquerschnitten.

Eine Ausdehnung dieser Analyse auf die folgenden Jahre der Datennahme gestaltet sich möglicherweise schwierig, weil zur Normierung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation die Selektion des von Myonkandidaten unabhängigen Datensatzes erfolgen muß. Diese sind aber aufgrund der großen Datenmengen in den Jahren 1996/97 nicht vollständig aufgezeichnet worden.

Es sollte daher nach anderen Möglichkeiten gesucht werden, den Untergrundanteil zu bestimmen. Weitere Analysen zur Festigung der Messung können möglicherweise durch Selektion von Zwei-Myon-Ereignissen beitragen. Diese zeichnen sich durch geringere systematische Fehler aus. Außerdem ist in Zukunft B-Meson-Erkennung durch Lebenszeit-Messung mit dem Vertex-Detektor bei H1, der 1997 in Betrieb ging, geplant.

Anhang A

Log-Likelihood-Anpassung

In diesem Abschnitt wird im Rahmen der in dieser Arbeit benutzten Anwendung eine kurze Einführung in das Verfahren der Log-Likelihood-Anpassung unter Berücksichtigung der Statistik in den Monte-Carlo-Simulationen gegeben. Eine ausführliche Abhandlung ist in [Bar93] beschrieben.

In Gleichung 9.9 wurde die gemessene Anzahl von Myonkandidaten $N^d(\xi)$ mit der erwarteten Anzahl in Verbindung gebracht:

$$N^d(\xi) = \mathcal{E}^c \cdot N^c_{MC_{rek}}(\xi) \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^c_{MC}} + \mathcal{E}^b \cdot N^b_{MC_{rek}}(\xi) \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^b_{MC}} + N^q_{MC}(\xi)$$

Die Verteilungen der Observablen ξ, also hier die Korrelationsverteilung von $p_{tr\phi}$ und Aktivität, sind in Histogramme mit $m_1 \times m_2$ Abschnitte (Bins) gefüllt, die mit i bezeichnet werden. Hierbei wird der Einfachheit das zweidimensionale Histogramm der Korrelation durch Aneinanderreihung der einzelnen Bins als eindimensionales Histogramm mit $m = m_1 \cdot m_2$ Bins interpretiert. Im folgenden werden die Histogramme der Monte-Carlo-Simulationen abkürzend als Monte-Carlo-Histogramme und das Histogramm der Daten als Datenhistogramm bezeichnet. Man kann dann verallgemeinert schreiben:

$$N_i^d \cong S_i \tag{A.1}$$

$$S_i = \sum_{j=c,b,q} \mathcal{E}^j \cdot N_i^j \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^j_{MC}} \tag{A.2}$$

$$\tag{A.3}$$

Dabei läuft die Summe über die drei Monte-Carlo-Simulationen, d.h. die Untergrund-Monte-Carlo-Simulation wird zunächst ebenfalls als variabel betrachtet. S_i ist dann die Summe der Ereignisse der Monte-Carlo-Simulationen in Bin i und N_i^d ist die Anzahl der Ereignisse in den gemessenen Daten im Bin i. Zur weiteren Vereinfachung werden die Faktoren $\mathcal{E}^j$ und die Normierung auf die Luminositäten in einem Faktor $P^j = \mathcal{E}^j \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}^j_{MC}}$ für jede Monte-Carlo-Simulation zusammengefaßt:

$$S_i = \sum_{j=c,b,q} P^j \cdot N_i^j \tag{A.4}$$

Da die Beiträge der Monte-Carlo-Simulationen statistisch verteilt sind und somit gewissen Schwankungen unterliegen, müßte die Summe korrekterweise durch eine genaue Anzahl erwarteter, jedoch unbekannter, n_i^j in jedem Bin der Monte-Carlo-Histogramme gebildet werden:

$$S_i = \sum_{j=c,b,q} P^j \cdot n_i^j \tag{A.5}$$

Zur Berücksichtigung der Statistik in den Bins der Monte-Carlo-Histogramme werden die n_i^j jeweils als poissonverteilt angenommen und erzeugen so die N_i^j.

Mit den Wahrscheinlichkeiten von poissonverteilten Zufallsgrößen von Daten- und Monte-Carlo-Histogrammen:

$$p_i^d = \frac{S_i^{N_i^d}}{N_i^d!} e^{-S_i} \tag{A.6}$$

$$p_i^j = \frac{(n_i^j)^{N_i^j}}{N_i^j!} e^{-n_i^j} \tag{A.7}$$

kann man dann die wahrscheinlichste Lösung durch eine Log-Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$ unter Weglassen konstanter Faktoren gewinnen:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{m} \left(N_i^d \ln S_i - S_i + \sum_{j=c,b,q} N_i^j \ln n_i^j - n_i^j \right) . \tag{A.8}$$

Diese Gleichung gilt es zu maximieren, um die Werte der gesuchten P^j und der eigentlich uninteressanten n_i^j zu finden. Zur Lösung dieser Gleichung mit $3 \times (m+1)$ Unbekannten differenziert man die Gleichung und setzt die Ableitungen Null. Man erhält zwei Sätze von Gleichungen durch Ableitung nach den P^j und den n_i^j:

$$\sum_{i=1}^{m} \frac{N_i^d n_i^j}{S_i} - n_i^j = 0 \ \forall j, \tag{A.9}$$

$$\frac{N_i^d P^j}{S_i} - P^j + \frac{N_i^j}{n_i^j} - 1 = 0 \ \forall i, j. \tag{A.10}$$

Diese $3 \times (m+1)$ Gleichungen sind nichtlinear und miteinander verknüpft. Die Gleichungen A.10 können wie folgt vereinfacht und sortiert werden:

$$1 - \frac{N_i^d}{S_i} = \frac{1}{P^j} \left(\frac{N_i^j}{n_i^j} - 1 \right) \ \forall i, j. \tag{A.11}$$

Da die linke Seite nur noch von i abhängt definiert man:

$$t_i = 1 - \frac{N_i^d}{S_i} \tag{A.12}$$

Gleichung A.11 kann dann wie folgt geschrieben werden:

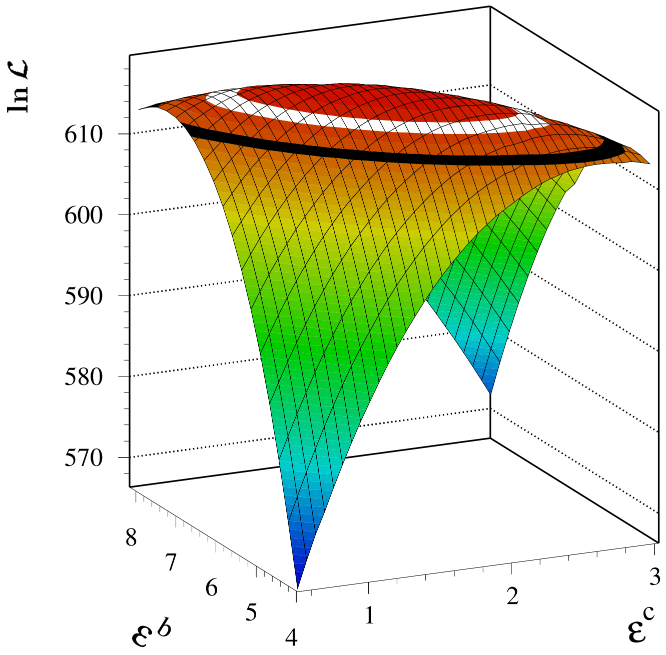

Abbildung A.1: *Verlauf der Log-Likelihood-Funktion als Funktion der Parameter $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$.*

$$n_i^j = \frac{N_i^j}{1 + P^j t_i} \quad \forall i, j. \tag{A.13}$$

Damit hat man das Problem, die $3 \times m$ Unbekannten n_i^j eines vorgegebenen Satzes der P^j zu berechnen, auf die Ermittlung der m Unbekannten t_i reduziert. Wenn $N_i^d = 0$ ist, dann ist $t_i = 1$, anderenfalls gilt mit Gleichung A.12 und Gleichung A.13:

$$\frac{N_i^d}{1 - t_i} = S_i = \sum_{j=c,b,q} P^j n_i^j = \sum_{j=c,b,q} \frac{P_j N_i^j}{1 + P^j t_i}. \tag{A.14}$$

Sind alle m Gleichungen zur Ermittlung der t_i und somit n_i^j erfüllt, so gilt dieses auch für alle $3 \times m$ Gleichungen A.10.

Numerisches Lösen der m Gleichungen A.14 liefert die t_i und somit nach Gleichung A.12 die n_i^j. Unter der Bedingung, daß $n_i^j > 0$ sein muß, liegen die Werte von t_i in dem Bereich $-\frac{1}{P^{max}} < t_i < 1$ mit dem größten Wert P^{max} der P^j, und $t_i = 0$ bilden gute Startwerte.

Die Anpassung durch Variation der P^j erfolgt durch das Programmpaket MINUIT [Min94]. Vor der Berechnung der Log-Likelihood-Funktion A.8 werden die Gleichungen A.14 für den jeweiligen Satz P^j numerisch nach der *Newton-Methode* gelöst. Da der Untergrundanteil in Gleichung 9.9 nicht als variabel angenommen wird, wird der Anpassungsparameter der Verteilungen der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation P^q festgehalten, jedoch die numerische Bestimmung der n_i^q durchgeführt. Dadurch ist gewährleistet, daß eine statistische Schwankung der Verteilung der Untergrund-Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt wird.

Der Verlauf der Log-Likelihood-Funktion in Anhängigkeit der Anpassungsparameter, die den Gewichtsfaktoren $\mathcal{E}^c$ und $\mathcal{E}^b$ entsprechen, ist in Abbildung A.1 gezeigt.

Die Funktion zeigt im gesamten Bereich einen glatten Verlauf.

Eine Programm-Version dieser Methode ist in [Bru93] enthalten.

Anhang B

Effizienz des Veto-Elementes des RZ-Triggers

Die Bestimmung der Effizienz des Veto-Elementes des RZ-Triggers für Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse wurde mit Hilfe der von der vierten Triggerstufe (L4) verworfenen, jedoch zu Kontrollzwecken auf Magnetband gespeicherten Daten durchgeführt. Der für die Bestimmung der Effizienz erforderliche Datensatz bestand aus Ereignissen, die eine Kennung von der vierten Triggerstufe als Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Ereignis oder ähnliche von der vierten Triggerstufe erkannte Bedingungen, die auf Ereignisse dieser Art hinweisen, erhielten. Kennzeichen von Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen sind sehr viele Spuren aus der Protonrichtung, die im allgemeinen nicht an einen Vertex in der nominellen Wechselwirkungsregion angepaßt werden können. Im folgenden sind die L4-Bedingungen, die zur Selektion der Ereignisse geführt haben, zusammengefaßt [Pro94]:

- L4_ENFL_BEAMGAS
- L4_EFCL_BEAMGAS
- L4_CJT_UPSTREAM_ANY
- L4_WIDE_VERTEXLOW
- L4_CJC_FULL
- L4_LONGCJC_BEAM
- L4_CJC_MANYHITS
- L4_CJT_VTXZ_DOWN

In Abbildung B.1 ist die Effizienz des Veto-Elementes des RZ-Triggers als Funktion der Anzahl der nicht an den Vertex angepaßten Spuren, der z-Koordinate des rekonstruierten Vertexes und des Produktes aus Elektron- und Protonstrom dargestellt.

Man erkennt, daß die Effizienz des Veto-Elementes stark von der Anzahl der nicht an den Vertex angepaßten Spuren abhängt. Erst bei etwa 150 Spuren wird die maximale Effizienz von fast 90% erreicht. Allerdings liegt die Effizienz auch schon bei 100 Spuren, die die meisten Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse erreichen, über 70%.

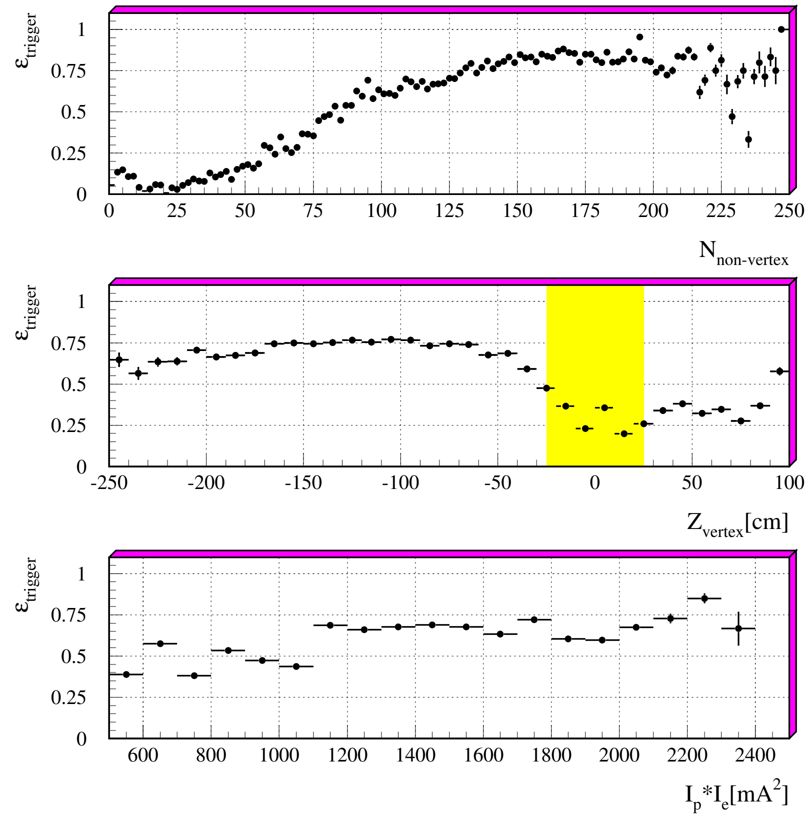

Abbildung B.1: *Effizienz des Veto-Elementes des RZ-Triggers als Funktion der Anzahl nicht an den Vertex angepaßter Spuren (oben), der* z*-Koordinate des rekonstruierten Vertexes (Mitte) und des Produktes aus Elektron- und Protonstrom (unten) für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse. Der schattierte Bereich in der Mitte kennzeichnet den Bereich von* $-25\,cm < z < 25\,cm$ *um den nominellen Wechselwirkungspunkt* $z_0 = 0\,cm$*, der den Akzeptanzbereich der Vertexerkennung des RZ-Triggers darstellt.*

In Abhängigkeit der z-Koordinate des rekonstruierten Vertexes ist klar der Akzeptanzbereich des Veto-Elementes außerhalb des nominellen Vertexbereiches in Protonrichtung zu erkennen. Liegt der rekonstruierte Vertex mehr als 50 cm in Protonrichtung verschoben, so ist keine weitere Abhängigkeit der Effizienz von der Vertexposition festzustellen. Die mittlere Effizienz des Veto-Elementes für Strahl-Wand und Strahl-Gas-Ereignisse beträgt in dem Akzeptanzbereich des RZ-Triggers 75%.

Die Effizienz des Veto-Elementes zeigt bei großen Luminositäten (großes Produkt aus Elektron- und Protonstrom) eine starke Abhängigkeit vom Produkt aus Elektron- und Protonstrom, während bei mittleren Luminositäten kaum eine Abhängigkeit zu erkennen ist.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abt93] I. Abt, *Manual to* IJRAY*, a Monte Carlo generator shell to produce ep events for H1*, H1-Note H1-10/93-290, (1993)

[ACL91] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy, *Parametrization of Parton Distributions in the Photon*, Phys. Lett. **B269** (1991) 458.

[ALE93] ALEPH Kollaboration, *Measurement of Prompt Photon Production in Hadronic Z Decays*, D. Buskulic et al., Z. Phys. **C57** (1993) 17.

[Ali91] A. Ali, D. Wyler, *Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview*, Proceedings of the workshop „Physics at HERA“ Vol. 2, Hamburg (1991) 669.

[APi77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298, V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438, 675.

[ARG92] ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *A Measurement of the Inclusive Semileptonic Decay Fraction of Charmed Hadrons*, Phys. Lett. **B278** (1992) 202.

[ARG93] ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *A Model Independent Determination of the Inclusive Semileptonic Decay Fraction of B Mesons*, Phys. Lett. **B318** (1993) 397.

[Aro95] G. Ingelmann, J. Rathsman, G.A. Schuler, AROMA *2.1 – A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*, Nicht publizierte Programmbeschreibung (1995).

[Arp95] M. Arpagaus, *Measuring the Partonic Structure of the Photon at the ep Collider HERA*, Disssertation, ETH-11338 (1995).

[Bar93] R. Barlow, C. Beeston, *Fitting Using Finite Monte Carlo Samples*, Comp. Phys. Comm. **77** (1993) 219.

[Beh95] H.-J. Behrend, *Memo on the Performance of the RZ-Trigger in 1995*, Memorandum (1996).

[Beh96] H.-J. Behrend, M. Kander, *RZ-Trigger in 1996, Performance, Some Trigger Studies, Outlook*, Memorandum (1997).

[Bru93] R. Brun et al., *HBOOK Version 4.22*, Cern Program Library **Y250** (1993).

[Cab63] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[CGr69] C.G.Callan, D.J. Gross, *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys.Rev.Lett. **22** (1969) 156.

[Che93] H.Y. Cheng et al., *Chiral Lagrangians for Radiative Decays of Heavy Hadrons*, Phys. Rev. **D47** (1993) 1030.

[Chr87] J. Chrin, *Upon the Determination of Heavy Quark Fragmentation Functions in e^+e^- Annihilation*, Z. Phys. **C36** (1987) 163.

[DeW79] R.J/ DeWitt, L.M. Jones, J.D. Sullivan, D.E. Willen, H.D. Wyld,*Anomalous Components of the Photon Structure Functions*, Phys. Rev. **D19** (1979) 2046.

[EKu88] R.A. Eichler, Z. Kunszt et al., *Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions.*, Nucl. Phys. **B308** (1988) 791.

[Ell89] R.K. Ellis, P.Nason, *QCD Radiative Corrections to the Photoproduction of Heavy Quarks*, Nucl. Phys. **B312** (1989) 551.

[Els93] E. Elsen, *The H1 Trigger and Data Acquisition System*, H1-Note H1-01/93-262, Hamburg (1993).

[Erd96] W. Erdmann, *Untersuchung der Photoproduktion von D^*-Mesonen am ep-Speicherring HERA*, Dissertation, ETH Zürich IPP, 1995, ETH Nr. 11441 und ETHZ-IPP 96-01.

[Fei96] D.K. Fein, *Measurement of the $b\bar{b}$ Cross Section and Correlations Using Dimuon Events in $p\bar{p}$ Collosions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Dissertation, University of Arizona, 1996.

[Fri78] H.Fritzsch, K.H. Streng, *Photoproduction of Heavy Quark Flavors*, Phys. Lett. **B72** (1978) 385.

[FMNR] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, FORTRAN-Programm zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte schwerer Quarks in NLO.

[FX94a] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Heavy Quark Correlations in Photon Hadron Collisions*, Nuc. Phy. **B412** (1994) 225.

[FX94b] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Charm and Bottom Production: Theoretical Results Versus Experimental Data*, Nucl. Phys. **B431** (1994) 453.

[FX95] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Total Cross Sections For Heavy Flavour Production At HERA*, Phys. Lett. **B348** (1995) 633.

[FX96b] S. Frixione, *Bottom Production in Hadronic Collisions*, Preprint ETH-TH/96-23.

[FX97] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Heavy-Quark Production*, Preprint CERN-TH/97-16.

[Glu63] R.L. Gluckstern, Nucl. Instr. Meth. **24** (1963) 381.

[GRV89] M. Glück, E. Reya, und A. Vogt, *Radiatively Generated Hadronic Photon Structure at Low Q^2*, Phys. Lett **B222** (1989) 149.

[GRV92] M. Glück, E. Reya, und A. Vogt, *Photonic Parton Distributions*, Phys. Rev **D46** (1992) 1973.

[GRV95] M. Glück, E. Reya, und A. Vogt, *Dynamical Parton Distributions of the Proton and Small X Physics*, Z. Phys. **C67** (1995) 433.

[GuS97] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/Ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY F11/F22-97-01 (1997).

[H1-94] H1-Kollaboration, I. Abt et al., *Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduktion at HERA*, Phys. Lett. **B328** (1994) 176.

[H1-95] H1-Kollaboration, S. Aid et al., *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at* 200 *GeV Centre of Mass Energy*, Z. Phys. **C69** (1995) 27.

[H1-96] H1-Kollaboration, I. Abt et al., *The H1-Detektor at HERA*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A386** 310.

[H1-96a] H1 Collaboration, S. Aid et al., *Photoproduktion of $D^{*\pm}$ Mesons in Electron-Proton Collision at HERA*, Nucl. Phys **B472** (1996) 32.

[H1-97] H1-Kollaboration, I. Abt et al., *Photoproduction of K^0 and Λ at HERA and a Comparison with Deep Inelastic Scattering*, Z. Phys. **B76** (1997) 213.

[Huf94] H. Hufnagel, *Messung der Partondichten im Proton in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA*, Dissertation (1994).

[Ing87] G. Ingelman et al., *Deep Inelatistic Physics and Simulation*, Proceedings of the HERA workshop Vol. 1, Hamburg (1987).

[ISA86] F. Paige, S.D. Protopopescu, *ISAJET Monte-Carlo*, BNL 38034 (1986).

[Jan95] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Erzeugung bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1995.

[JBl79] F. Jacquet and A. Blondel, *Detectors for Charged Current Events*, Proceedings of the workshop „Study for an *ep* Facility in Europe“ (1979) 391.

[Jon78] L.M. Jones, H.W. Wyld, *Charmed Particle Production by Photon Gluon Fusion*, Phys. Rev. **D17** (1978) 759.

[KM73] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[Lan98] U. Langenegger, *A Measurement of the Beauty and Charm Production Cross Sections at the ep Collider HERA*, Dissertation, ETH Zürich.

[Leh98] F. Lehner, *persönliche Mitteilung.*

[LEP96] LEP Collaboration, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, *A Combination of Priliminary Electrweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, Nucl Inst. and Meth. in Phys. Res. **A378** (1996)

[Lev97] S. Levonian, *Help for the Etagger Related Analysis*, **http://www-h1.desy.de/ levonian/QPETAC.html**.

[LRS93] E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith, W.L. van Neerven, *$\mathcal{O}(\alpha_s)$ Corrections to Heavy Flavor Inclusive Distributions in Electroproduction*, Nucl. Phys. **B392** (1993) 229.

[Lue97] S. Lüders, *Erkennung semimyonischer Zerfälle schwerer Quarks durch Neuronale Netze am H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, (1997).

[MAR88] MARK II Kollaboration, R.A. Ong et al., *Inclusive Lepton Production in e^+e^- Annihilation at 29 GeV*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2587.

[Mar84] R. Marshall, *The Separation of Quark Flavours in e^+e^- Annihilation and its Applications*, RAL-84-002.

[Min94] F. James, MINUIT*, Function Minimization and Error Analysis*, Reference Manual Version 94.1, Cern Program Library **D506** (1994).

[MoT91] J.G. Morfin, W.K. Tung, *Parton Distributions from a Global QCD Analysis of Deep Inelastic Scattering and Lepton Pair Production*, Z. Phys. **C52** (1991) 13.

[MRS94] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Parton Distributions for low Q^2*, Phys. Rev. **D51** (1995) 4756.

[MRS95] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Pinning down the Glue in the Proton*, Phys. Lett. **B354** 155.

[Nar97] B. Naroska, S. Schiek, G. Schmidt, *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta*, H1-Note H1-05/97-518 (1997).

[SvN92] J. Smith, W.L. van Neerven, *Heavy Flavour Production*, Nucl. Phys. **374** (1992) 36.

[OPA93] OPAL Kollaboration, P.D. Acton et al., *Measurement of* $\Gamma(Z^0 \to B\bar{B})/\Gamma(Z^0 \to$ *HADRONS*) *Using Leptons*, Z. Phys. **C58** (1993) 523.

[PDG96] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D54** (1996) 1-720.

[Pet83] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P.M. Zerwas, *Scaling Violation in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[Pro94] R. Prosi, *Pedestrian's Guide to the L4 Filter Farm*, H1-Note 111/94-412.

[Pro95] R. Prosi, *The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm*, H1 Report, Hamburg (1995).

[Pyt93] T. Sjöstrand, PYTHIA *5.7 and* JETSET *7.4, Physics and Manual*, CERN-TH.7112.93 (1993), T. Sjöstrand, Com. Phys. Comm. **39** (1986) 347, T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Com. Phys. Comm. **43** (1987) 367, H.U. Bengtsson und T. Sjöstrand, Com. Phys. Comm. **46** (1987) 43.

[Rck97] H. Rick, *Messung der effektiven Partonverteilung im Photon*, Dissertation (1997).

[ScA97] A. Schöning, *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^\pm$-Bosonen am H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY F11/F22-96-02 (1997).

[SSc97] S. Schiek, *Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY F11/F22-97-01 (1997).

[SSj93] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction*, Nucl. Phys. **B407** (1993) 539.

[Wes96] L. West, *Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code Version 1.00/12*, (1996).

[WWA34] C.F. Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. **88** (1934) 612, E.J. Williams, *Nature of the High Enenrgy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae*, Phys. Rev. **45** (1934) 729.

[Yoh98] J. Yoh, *The Discovery of the b Quark at Fermilab in 1977: The Experiment Coordinator's Story*, Fermilab IL 60510.

Danksagung

Diese Arbeit fand im Rahmen der H1-Kollaboration statt, bei deren Mitgliedern ich mich an dieser Stelle für die Zusammenarbeit bedanken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Frau Prof. Dr. B. Naroska für die hervorragende Betreuung und Begutachtung der vorliegenden Arbeit. Herrn Prof. Dr. V. Blobel danke ich für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.

Herrn Dr. A. Behrend und Dr. G. Franke danke ich für die gute Zusammenarbeit und interessanten Aufgaben am RZ-Trigger, sowie dem Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit.

Weiterhin möchte ich Dr. B. List, Dr. E. Elsen, Dr. C. Grab, Dr. F. Sefkow und Dr. Y. Tsipolitis für die Korrektur der ganzen oder Teilen der Arbeit und instruktiven Diskussionen danken.

Mein spezieller Dank gilt Dirk Schmidt, Helge Wollatz und Katja Krüger, die mir durch fruchtbare Diskussionen und durch „extensives“ Korrekturlesen sehr geholfen haben.

Für die gute Atmosphäre danke ich der Myon- und der FPS-Gruppe.

Zu guter Letzt danke ich Tatjana Riebandt für die moralische Unterstützung gegen Ende der Arbeit und meinen Eltern, die mir all dies ermöglicht haben.