



FACHBEREICH MATHEMATIK UND NATURWISSENSCHAFTEN
FACHGRUPPE PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL

b-Fragmentierung in Top-Zerfällen
Eine Studie zur Messung der b-Fragmentierung
mit dem DØ-Experiment

Diplomarbeit
von
Yvonne Peters

Juli 2005
WU D 05-07

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell	3
2.1	Die elektroschwache Wechselwirkung	4
2.2	Die starke Wechselwirkung	7
2.3	Das Top-Quark	8
3	Die Simulation von Ereignissen der Hochenergiephysik	12
3.1	Vom Protonstrahl zum stabilen Teilchen	12
3.2	Perturbative Ansätze	15
3.3	Monte-Carlo-Generatoren	16
3.3.1	Pythia	16
3.3.2	HERWIG	17
3.3.3	AlpGen	17
3.3.4	Die Detektor-Simulation	17
4	Die Fragmentierung	19
4.1	Theoretische Grundlagen	20
4.1.1	Die unabhängige Fragmentierung	20
4.1.2	Die Clusterfragmentierung	21
4.1.3	Die Stringfragmentierung	22
4.1.4	Fragmentierungsfunktionen und Skalenverletzung	25
4.1.5	Skalenverhalten der Fragmentierungsfunktionen	26
4.1.6	Die Fragmentierung schwerer Quarks	28
4.2	b-Fragmentierung in e^+e^- -Ereignissen	29

4.3	Skalenverletzung der b-Fragmentierung	31
5	Das Experiment	39
5.1	Der TEVATRON-Beschleuniger	39
5.2	Der DØ-Detektor	41
5.2.1	Das Spursystem	42
5.2.2	Das Kalorimeter	43
5.2.3	Das Muonsystem	44
5.2.4	Der Trigger und die Datennahme	45
6	Messung der b-Fragmentierung mit Hilfe muonischer Zerfälle	46
6.1	Untersuchung von x_B zu x_μ auf Generatorniveau	47
6.2	Teilchenidentifikation, Datensatz und Untergrundereignisse	58
6.2.1	Teilchenidentifikation	58
6.2.2	Datensatz und Monte-Carlo-Ereignisse	63
6.2.3	Untergrundereignisse	63
6.2.4	Ereignisselektion	66
6.3	Untersuchung von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ mit simulierten Detektordaten	69
6.3.1	Zuordnung von Detektor-Muonen zu MC-Teilchen	69
6.3.2	$\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für verschiedene Muonbeiträge	70
6.3.3	Untergrundbeitrag zu $\langle x_\mu \rangle$	74
6.3.4	$\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für Likelihood-gewichtete Ereignisse	75
6.3.5	Systematische Fehler	84
6.4	Erste Anwendung auf Daten	88
7	Zusammenfassung und Ausblick	93
A	Jets und Jetalgorithmen	96
A.1	Jetalgorithmen für Hadron-Hadron-Kollisionen	96
A.2	Der K_T -Jetalgorithmus in dileptonischen Endzuständen	100
B	Fragmentierungsfunktionen in DØ-Pythia	104
C	Wertetabellen und Daten	107

Kapitel 1

Einleitung

Die genaue Untersuchung des schwersten bisher bekannten Quarks – des Top-Quarks – ist eines der Hauptziele des DØ-Experimentes. Der DØ-Detektor befindet sich am FNAL¹⁾ in der Nähe von Chicago. Hier werden im Beschleunigerring TEVATRON Protonen und Antiprotonen auf eine Schwerpunktsenergie von 1.96 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht. Bis zur Fertigstellung des LHC²⁾ am CERN³⁾ ist das TEVATRON der einzige Beschleunigerring, an dem Top-Quarks erzeugt werden können.

Die Bestimmung der Eigenschaften des Top-Quarks ist wichtig zum genauen Verständnis des Standardmodells der Teilchenphysik. Die Masse des Top-Quarks ist einer der freien Parameter des Standardmodells, und muss experimentell bestimmt werden. Durch die hohe Masse des Top-Quarks – sie entspricht etwa der Masse eines Goldkerns – bietet das Top-Quark Möglichkeiten zur Suche nach dem noch nicht experimentell nachgewiesenen Higgs-Boson und kann experimentellen Zugang zur Suche nach neuer Physik liefern.

Durch die hohe Masse des Top-Quarks zerfällt es, bevor sich Top-Hadronen bilden können. Das Top-Quark zerfällt fast ausschließlich in ein W-Boson und ein b-Quark. Das b-Quark selbst kann nicht direkt beobachtet werden, sondern bildet einen b-Jet aus.

Die Fragmentierung des b-Quarks in einen b-Jet spielt eine wichtige Rolle. Unterschiedliche Annahmen zur b-Fragmentierung gehen z. B. als systematischer Fehler in die Messung der Top-Masse ein. Die b-Fragmentierung wurde bisher meist in Ereignissen der Form $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ gemessen. Man geht bisher davon aus, dass die Fragmentierung unabhängig vom vorhergehenden Prozess abläuft (Faktorisierungstheorem). Unter dieser Annahme sollte sich die b-Fragmentierung

¹⁾Fermi National Accelerator Laboratory

²⁾Large Hadron Collider

³⁾Centre Européen de Recherches Nucléaires

in Top-Zerfällen nicht von der b-Fragmentierung bei direkter Produktion des b-Quarks unterscheiden.

Ziel dieser Arbeit ist es, die b-Fragmentierung in Top-Zerfällen zu untersuchen und eine Messmethode zu entwickeln. Dabei wird zunächst mit Hilfe simulierter Ereignisse die Skalenverletzung der b-Fragmentierungsfunktion für verschiedene Prozesse untersucht und verglichen. Es zeigt sich, dass die Skala der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen nicht – wie z. B. bei direkt erzeugten b-Quarks – die transversale Energie ist, sondern die Top-Masse.

Um die Messung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen zu ermöglichen, muss eine Methode gefunden werden, auf das Energiefragment des B-Hadrons relativ zum zugehörigen b-Quark zu schließen. Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, wie mit Hilfe von muonischen Zerfällen des B-Hadrons auf die Fragmentierung geschlossen werden kann. Hierzu werden simulierte Daten verwendet, die eine Analyse auf Partonniveau ermöglichen. Zusätzlich werden aber auch Detektoreffekte und Untergrundereignisse mit berücksichtigt. Es zeigt sich, dass die Zerfallskaskade der b-Quarks in Muonen eine Rolle bei der Messung spielt.

Zuletzt werden die Ergebnisse einer erste Messung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen durch Anwendung der entwickelten Methode auf DØ-Daten vorgestellt.

Kapitel 2

Das Standardmodell

Die heute bekannte Materie ist aus Quarks und Leptonen aufgebaut. Quarks und Leptonen sind Fermionen, die einen halbzahligen Spin besitzen und der Fermi-Dirac-Statistik unterliegen. Zwischen diesen Teilchen wirken vier fundamentale Kräfte: die Gravitation, die elektromagnetische Kraft, die schwache Kraft und die starke Kraft. Das Standardmodell der Teilchenphysik berücksichtigt drei der vier Kräfte. Die Gravitation ist gegenüber den anderen drei Fundamentalkräften um mehrere Größenordnungen schwächer und kann daher in sehr guter Näherung vernachlässigt werden. In der Feldtheorie werden die Kräfte durch Eichbosonen beschrieben, die zwischen den Fermionen ausgetauscht werden. Bosonen besitzen einen ganzzahligen Spin und unterliegen der Bose-Einstein-Statistik. Zu jeder Wechselwirkung gehören eigene Eichbosonen, die aus der zugehörigen lokalen Eichtheorie hergeleitet werden können (siehe z. B. auch [1] oder [2]).

Es existieren sechs Quark- und sechs Leptonenarten und noch einmal dieselbe Anzahl Antiquarks und Antileptonen. Quarks und Leptonen sind in drei Familien unterteilt. In Tabelle 2.1 sind die Quarks mit ihrer Ladung und Masse aufgelistet, in Tabelle 2.2 die Leptonen. Tabelle 2.3 zeigt alle fundamentalen Wechselwirkungen und die Teilchen, auf die sie wirken.

Familie	Quark	Masse [GeV]	Ladung [e]
1	down (d)	0.004 - 0.008	-1/3
	up (u)	0.0015 - 0.004	2/3
2	strange (s)	0.08 - 0.13	-1/3
	charm (c)	1.15 - 1.35	2/3
3	bottom (b)	4.1 - 4.4	-1/3
	top (t)	174.3	2/3

Tabelle 2.1: Übersicht über die Quarks [3]

Familie	Lepton	Masse [MeV]	Ladung [e]
1	e^- (Elektron)	0.511	-1
	ν_e (Elektronneutrino)	$< 3 * 10^{-6}$	0
2	μ^- (Muon)	105.7	-1
	ν_μ (Muonneutrino)	< 0.19	0
3	τ^- (Tauon)	1777	-1
	ν_τ (τ -Neutrino)	< 18.2	0

Tabelle 2.2: Übersicht über die Leptonen [3]

WW	Feldquant	wirkt auf
Gravitation	Graviton(?)	alle Masseteilchen
schwache WW	W^\pm, Z	Quarks & Leptonen
elektromagn. WW	Photon γ	Quarks, geladene Leptonen
starke WW	8 Gluonen	Quarks & Gluonen

Tabelle 2.3: Die fundamentalen Wechselwirkungen; das Graviton wurde noch nicht nachgewiesen

2.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Quantenelektrodynamik

Die zur elektromagnetischen Wechselwirkung gehörige Eichtheorie ist die Quantenelektrodynamik (QED). Sie wirkt auf alle elektrisch geladenen Teilchen. Die Bewegungsgleichung, der ein freies Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen in dieser Theorie unterliegt, ist die freie Dirac-Gleichung. Aus der Forderung, dass die Lösung der freien Dirac-Gleichung invariant unter der lokalen Eichtransformation der Gruppe U(1) ist, lässt sich die Existenz der Photonen zusammen mit deren Kopplung an die Ladung ableiten. Aus der sich ergebenden Lagrangedichte der QED lassen sich die sog. Feynmanregeln ableiten. Dabei tritt die Größe α_{QED} auf, die "Kopplungskonstante" der QED, die mit steigender Energie größer wird. Bei kleinen bis mittleren Energien¹⁾ beträgt die Größe von $\alpha_{QED} \simeq \frac{1}{137}$, ist also genügend klein, um störungstheoretische Berechnungen schon in niedriger Ordnung zu erlauben.

Die schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wirkt auf alle Quarks und Leptonen. Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, W^\pm - und Z-Boson, besitzen selbst eine

¹⁾ $\simeq 0\text{GeV}$; bei einer Energie von $\simeq m_W$ ist $\alpha_{QED} \simeq \frac{1}{128}$ [3]

Masse, im Gegensatz zu den Eichbosonen der elektromagnetischen und der starken Kraft. Dadurch ist die Lebensdauer dieser Bosonen sehr kurz und die Reichweite der schwachen Kraft sehr gering. Eine wichtige Größe für die schwache Wechselwirkung ist der schwache Isospin. Der schwache Isospin in der schwachen Wechselwirkung ist analog zur elektromagnetischen Ladung in der QED. Linkshändige Quarks und Leptonen treten jeweils als Paare auf, die sich in der dritten Komponente des schwachen Isospins unterscheiden. Rechtshändige Quarks und Leptonen sind Singletts, denen der Isospin 0 zugeordnet wird. Der Austausch von W -Bosonen bewirkt immer eine Erhöhung oder Erniedrigung der dritten Komponente des schwachen Isospins von $-1/2$ auf $+1/2$ bzw. von $+1/2$ auf $-1/2$.

Die elektroschwache Vereinheitlichung

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung liefert eine einheitliche Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft mit Hilfe einer eichinvarianten Feldtheorie. Die Theorie basiert auf der Gruppe $SU(2) \otimes U(1)$. Die Forderung nach Invarianz unter lokaler Eichtransformation führt zu vier Eichbosonen: W^1 , W^2 und W^3 (in Verbindung mit der Gruppe $SU(2)$) und B (in Verbindung mit der Gruppe $U(1)$). Die drei Eichbosonen der Gruppe $SU(2)$ wechselwirken miteinander, was durch die nicht-abelsche Struktur der Gruppe zustande kommt. Die Austauschbosonen W^+ und W^- entsprechen einer Mischung aus den Eichbosonen W^1 und W^2 :

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu}^1 \mp iW_{\mu}^2) \quad (2.1)$$

Der Index μ beschreibt die μ -te Komponente des Vektorfeldes W^1 bzw. W^2 . Die beiden Bosonen W^3 und B müssen so kombiniert werden, dass ein Austauschboson nur die elektromagnetische Kraft, das andere nur die schwache Kraft widerspiegelt. Es lässt sich zeigen, dass folgende Linearkombination eine geeignete Wahl darstellt:

$$Z_{\mu} = \cos \theta_W W_{\mu}^3 - \sin \theta_W B_{\mu} \quad (2.2)$$

$$A_{\mu} = \sin \theta_W W_{\mu}^3 + \cos \theta_W B_{\mu} \quad (2.3)$$

Der Winkel θ_W heißt Weinbergwinkel und kann durch die Eichkopplungskonstanten g_W der Gruppe $SU(2)$ und g'_W der Gruppe $U(1)$ ausgedrückt werden:

$$\sin \theta_W = \frac{g'_W}{\sqrt{g_W^2 + g'^2_W}} \quad (2.4)$$

Die lokale Eichtheorie fordert zunächst, dass die Eichbosonen masselos sind. Um den drei Eichbosonen, die die schwache Wechselwirkung vermitteln, eine Masse

zu geben, wird der sog. Higgsmechanismus angewandt, der eine spezielle Form der spontanen Symmetriebrechung verwendet. Dazu wird ein Feld – das sog. Higgsfeld – postuliert, das den gesamten Raum durchdringt und einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert hat. Das Feld steht in Wechselwirkung mit den Teilchen, die sich durch den Raum bewegen und gibt ihnen eine Masse. Ähnlich wie bei der QED und QCD ist auch dieses Feld mit einem Teilchen verbunden, dem Higgs-Boson, das ungeladen und massebehaftet ist.

Durch die Gruppe SU(2) wird den Feldern der schwache Isospin zugeordnet. Alle rechtshändigen Leptonen und Quarks sind SU(2)-Singletts, alle linkshändigen Leptonen und Quarks bilden SU(2)-Dubletts (s. auch Tabelle 2.4). Im Quarksektor treten als Partner von (u,c,t) jedoch nicht direkt die Masseneigenzustände (d,s,b) auf, sondern Linearkombinationen von diesen. Die gestrichelten Quarktypen (d' , s' , b') unterscheiden sich von den Masseneigenzuständen um eine unitäre Transformation V:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Die Matrix V wird als CKM-Matrix (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) bezeichnet:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Die Unitarität stellt verschiedene Bedingungen an die Matrix, so dass insgesamt vier freie Parameter übrig bleiben: drei unabhängige Mischungswinkel und eine Phase, die im Standardmodell für die CP-Verletzung verantwortlich ist.

	Teilchen			t	t_3	y	q
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
	e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1	-1
	Quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/6 \\ 1/6 \end{pmatrix}$
u_R		c_R	t_R	0	0	2/3	2/3
d'_R		s'_R	b'_R	0	0	-1/3	-1/3

Flavour Quantenzahlen von Leptonen und Quarks:

t: schwacher Isospin mit dritter Komponente t_3

y: schwache Hyperladung

q: Ladung $q=t_3 + y$

Tabelle 2.4: Isospin-Dubletts und -Singletts für Quarks und Leptonen; Tabelle entnommen aus [4]

2.2 Die starke Wechselwirkung

Die starke Kraft wirkt auf alle farbgeladenen Teilchen. Die Farbe ist eine zur elektromagnetischen analoge Ladung, die in drei Zuständen auftreten kann. Die verschiedenen Farbladungen werden mit rot, grün und blau bezeichnet. Die zur starken Wechselwirkung gehörige Eichtheorie ist die Quantenchromodynamik (QCD). Die QCD ist eine nicht-abelsche Eichtheorie, die auf der Symmetriegruppe $SU(3)$ basiert. Auch hier führt die Forderung nach lokaler Eichinvarianz auf die Eichbosonen der Gruppe. In der QCD sind das acht masselose Gluonen, die an die Farbladung koppeln.

Gluonen besitzen selbst eine Farbladung (Gluonen tragen jeweils eine Farbe sowie eine Antifarbe), wodurch Gluonselfkopplungen zustande kommen. Ansonsten besitzen nur Quarks eine Farbladung, so dass lediglich diese Fermionen an der starken Wechselwirkung teilnehmen können. Experimentell wurde die Existenz von genau drei Farbladungen zum Beispiel dadurch bestätigt, dass eine Messung des Verhältnisses der Quarkproduktion zur Muonproduktion in der e^+e^- -Vernichtung ("R-Verhältnis")

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.7)$$

einen Multiplikationsfaktor von 3 erfordert, der mit drei Farbfreiheitsgraden erklärbar ist.

Durch die Gluonselfkopplung nimmt die Stärke der Wechselwirkung mit kleiner werdendem Abstand der Farbladungen ab. Die Abnahme der Kraft bei kleiner werdenden Abständen bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Bei größer werdenden Abständen hingegen nimmt die Stärke der Kraft zu. Dieses Verhalten der starken Wechselwirkung bewirkt, dass Quarks nie alleine auftreten können (Confinement), sondern nur in farbneutralen Zuständen. Das bedeutet, es sind nur Teilchen beobachtbar, die bezüglich der Farb- $SU(3)$ ein Singlett bilden. Es werden zwei Arten von Farb-Singletts beobachtet:

Baryonen : qqq

Mesonen : $q\bar{q}$,

wobei Antiquarks immer Antifarben tragen.

Ebenso wie in der QED ist es auch in der QCD für die Berechnung von Übergangsamplituden bzw. Wirkungsquerschnitten erforderlich, störungstheoretische Reihen aufzustellen. Berechnet man die Observable als Störungsreihe der Kopplungskonstante α_s der QCD, so muss die Störungsreihe renormiert werden, um Ultraviolett-Divergenzen zu entfernen. Die laufende "Kopplungskonstante"

$\alpha_S(Q^2)$ ergibt sich durch die Renormierung. Q^2 stellt die Skala des betrachteten Prozesses dar²⁾.

$\alpha_S(Q^2)$ hat in erster Ordnung Störungstheorie die Form (siehe z. B. [2]):

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.8)$$

Dabei ist n_f die Anzahl der bei der jeweiligen Energie zur Verfügung stehenden Quarkarten. Λ ist eine Integrationskonstante, die die Skala darstellt, bei der die "Kopplungskonstante" α_S divergiert.

Wird eine kleine Energieskala gewählt, so wird α_S sehr groß, wodurch störungstheoretische Rechnungen nicht mehr möglich sind. Dadurch sind unterhalb einer bestimmten Energieschwelle nicht-perturbative Methoden nötig, um die beobachteten Prozesse vollständig zu beschreiben.

2.3 Das Top-Quark

Die Top-Quark Produktion

Das Top-Quark – 1995 am TEVATRON entdeckt – ist das schwerste bisher bekannte Elementarteilchen. In $p\bar{p}$ -Kollisionen wird es vor allem durch die starke Wechselwirkung produziert. Das einlaufende Proton und Antiproton besteht jeweils aus Partonen (Quarks und Gluonen), die einen Teil x des (Anti-)Protonimpulses tragen. Die Partonverteilungsfunktionen (PDF) $f_a^p(x, Q^2)$ bzw. $f_b^{\bar{p}}(x, Q^2)$ beschreiben die Wahrscheinlichkeitsdichten, dass ein Parton a bzw. b an der harten Wechselwirkung mit dem Impulsbruchteil x teilnimmt. Die PDFs können nicht perturbativ berechnet werden, sondern müssen mit Hilfe von Daten bestimmt werden. Q beschreibt die Skala der gesamten Wechselwirkung. Die Trennung der harten Wechselwirkung von Prozessen mit kleinem Impulsübertrag nennt man Faktorisierung. Dabei tritt die Faktorisierungsskala μ auf.

An der Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares in harten Kollisionen sind in führender Ordnung Quark-Antiquark-Annihilation und Gluon-Gluon-Fusion beteiligt. Die Feynmandiagramme führender Ordnung der zugehörigen Prozesse sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Das obere Diagramm zeigt die Quark-Antiquark-Annihilation. Die drei unteren Diagramme ergeben zusammen die Gluon-Gluon-Fusion. Beide Prozesse tragen zu verschiedenen Anteilen zur $t\bar{t}$ -Paarproduktion bei. Der Anteil hängt von der Schwerpunktsenergie der Kollision ab. Zusätzlich spielt die Art der Kollision eine Rolle. Tabelle 2.5 zeigt die Beiträge von Quark-Antiquark-Annihilation und Gluon-Gluon-Fusion für TEVATRON und LHC. Am

²⁾Eine Skala beschreibt die einem Prozess zugrundeliegende Energie.

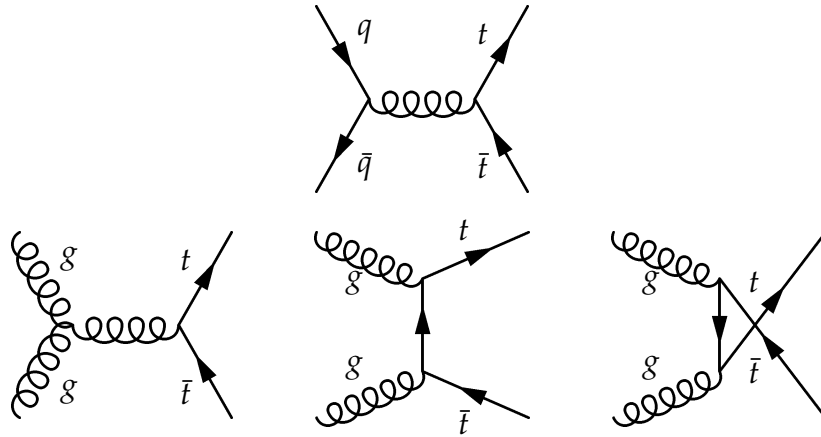


Abbildung 2.1: Feynmandiagramme niedrigster Ordnung für die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren am Tevatron

	$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	$gg \rightarrow t\bar{t}$
TEVATRON Run I ($\sqrt{1.8 \text{ TeV}} p\bar{p}$)	90%	10%
TEVATRON Run II ($\sqrt{1.96 \text{ TeV}} p\bar{p}$)	85%	15%
LHC ($\sqrt{14 \text{ TeV}} pp$)	10%	90%

Tabelle 2.5: Theoretisch berechnete relative Anteile von $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ und $gg \rightarrow t\bar{t}$ an der $t\bar{t}$ -Produktion [5]

TEVATRON dominiert bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ der Prozess $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ mit einem Beitrag von 85% zum Wirkungsquerschnitt. $gg \rightarrow t\bar{t}$ trägt nur zu 15% bei. Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass infolge einer Wechselwirkung zwischen zwei kollidierenden Teilchen eine Reaktion stattfindet.

Der Wirkungsquerschnitt für $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ kann allgemein geschrieben werden als [5]

$$\sigma_{t\bar{t}} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a^p(x_a, \mu^2) f_b^{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow t\bar{t}; \hat{s}, \mu^2, m_t), \quad (2.9)$$

wobei a über die Indizes der Gluonen oder leichten Quarks im Proton läuft. Für b gilt dasselbe im Antiproton. Die Partonen a und b tragen einen Impulsbruchteil x_a bzw. x_b vom Proton oder Antiproton. $\hat{\sigma}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau, der von der Topmasse m_t abhängt. Für eine Topmasse von 175 GeV und bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ergibt sich der theoretische Wirkungsquerschnitt in NNLO³⁾ zu [6]:

$$\sigma^{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}+X}(m_t = 175 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}) = 6.44 \pm 0.42 \text{ pb}^{-1}. \quad (2.10)$$

³⁾Next to Next to Leading Order: Störungstheorie 2. Ordnung

Die Top-Quark Masse

Die Masse des Top-Quarks ist ein wichtiger Parameter des Standardmodells. Direkte Messungen von Topereignissen haben eine Masse von [3]

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \quad (2.11)$$

ergeben.

Der Top-Quark Zerfall

Das Top-Quark zerfällt durch die schwache Wechselwirkung. Zu $\simeq 99.9\%$ ist der Zerfall durch

$$t \rightarrow W^+ b \quad (2.12)$$

$$\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \quad (2.13)$$

gegeben, da $0.999 \leq |V_{tb}| \leq 0.9992$ [3] (s. auch Gleichung 2.6). Der Zerfall des Top-Quarks in $W + s$ und $W + d$ ist durch die CKM-Matrixelemente $0.037 \leq |V_{ts}| \leq 0.043$ und $0.0048 \leq |V_{td}| \leq 0.014$ unterdrückt. In erster Ordnung Störungstheorie ist die Zerfallsbreite $\Gamma(t \rightarrow Wb) = 1.42 \text{ GeV}$ [7]. Damit ergibt sich die Lebensdauer τ_t des Top-Quarks zu

$$\begin{aligned} \tau_t &= \frac{\hbar}{\Gamma} \\ &\simeq 4.6 \cdot 10^{-25} \text{ s.} \end{aligned} \quad (2.14)$$

τ_t ist etwa zehnmal kleiner als die charakteristische Zeitskala für die Hadronisierung, also den Übergang von Quarks in Hadronen. Das bedeutet, dass das Top-Quark zerfällt, bevor es in Top-Quark enthaltende Hadronen⁴⁾ übergehen kann. Direkte Untersuchungen an Partonen sind nur mit dem Top-Quark möglich, da alle anderen bisher bekannten Quarks vor dem Zerfall hadronisieren.

Die $t\bar{t}$ -Zerfallskanäle

Ein W-Boson kann in Leptonen oder Quarks zerfallen, wobei drei leptonische und sechs hadronische W-Zerfälle möglich sind⁵⁾. Alle W-Zerfälle sind etwa gleich wahrscheinlich. Die Zerfallskanäle von $t\bar{t}$ -Paaren werden nach dem Zerfall der beiden W-Bosonen klassifiziert:

⁴⁾z. B. $t\bar{t}$ -Mesonen (Toponium)

⁵⁾leptonische: $W \rightarrow l\nu$ für Elektronen Muonen und Tauonen; hadronische: $W \rightarrow ud$ und $W \rightarrow cs$ für drei Farbladungen; Zerfälle zwischen Familien sind selten.

- Zerfallen beide W-Bosonen in Leptonen, so nennt man den Kanal *(di)leptonisch*. Die Wahrscheinlichkeit hierfür beträgt etwa 11%.
- Im *semileptonischen* Kanal zerfällt eines der W-Bosonen leptonisch und das andere hadronisch. Die Wahrscheinlichkeit für den *semileptonischen* Kanal beträgt etwa 44%.
- Mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 44% zerfallen beide Bosonen hadronisch. Diesen Kanal nennt man *vollhadronisch*.

Durch die im Detektor schwer zu identifizierenden τ -Kanäle werden jedoch etwa 21% der Ereignisse nicht analysiert, wodurch die Wahrscheinlichkeit für den *dileptonischen* und *semileptonischen* Endzustand sinkt.

Kapitel 3

Die Simulation von Ereignissen der Hochenergiephysik

Aufgrund des Confinements ist es nicht möglich, Quarks und Gluonen direkt zu beobachten. Stattdessen können nur stabile, für den Detektor (s. Kapitel 5.2) sichtbare Teilchen gemessen werden. Der Übergang von Partonen in Hadronen findet bei niedrigen Energien statt, bei denen Störungsreihen nicht mehr konvergieren. Bei dem Prozess

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \quad (3.1)$$

ist nicht bekannt, wie der Anfangsprozess aussieht, d. h. welche Partonen wechselwirken und wie groß die Schwerpunktsenergie des harten Prozesses ist. Die genaue Zusammensetzung von Protonen aus Quarks und Gluonen muss mit Hilfe von Partondichtefunktionen (PDF) beschrieben werden.

Monte-Carlo-Generatoren verbinden phänomenologische Modelle mit störungstheoretischen Rechnungen einzelner Teilabschnitte des Prozesses zu einem Gesamt ereignis. Die Simulation hadronischer Kollisionen mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren ist zum Verständnis und zur Untersuchung des Gesamt ereignisses unerlässlich.

3.1 Vom Protonstrahl zum stabilen Teilchen

In Abbildung 3.1 wird der Verlauf eines Ereignisses in e^+e^- -Kollisionen (links) mit dem in $p\bar{p}$ -Kollision (rechts) verglichen. Durch die farbgeladenen Strahlreste wird der Ereignisverlauf in $p\bar{p}$ -Kollision komplizierter. Die Farbstruktur der Endzustandsteilchen ist mit der Farbstruktur der Strahlreste verknüpft.

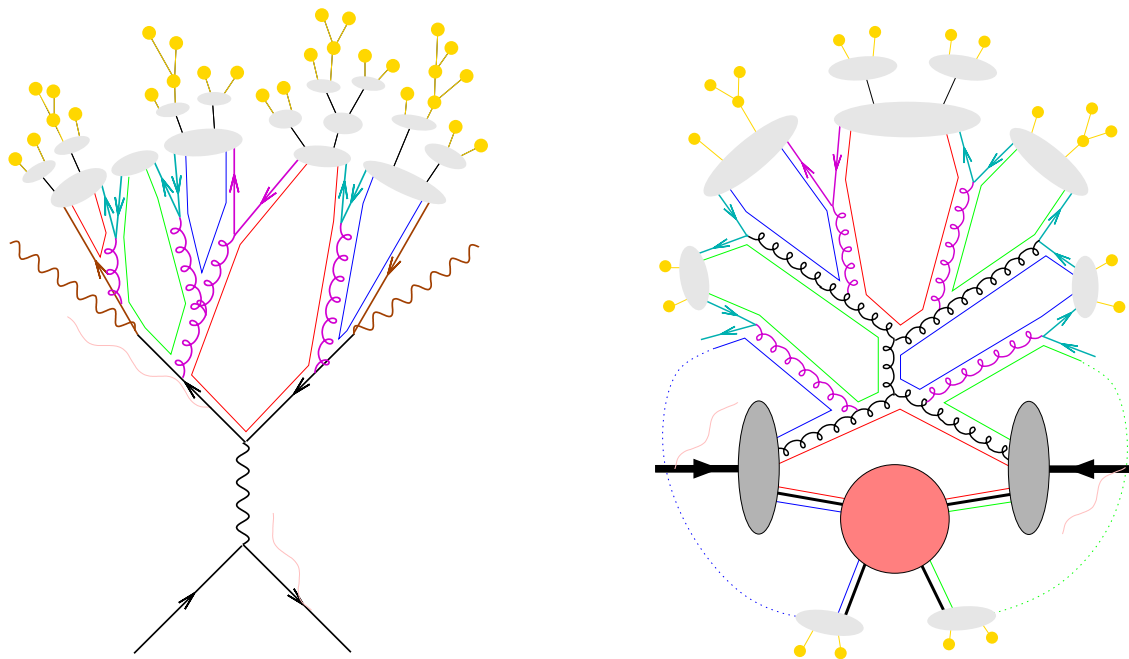


Abbildung 3.1: Schema des Ereignisverlaufs für e^+e^- -Kollisionen (links) und die kompliziertere Struktur für $p\bar{p}$ -Kollisionen (rechts) [8]

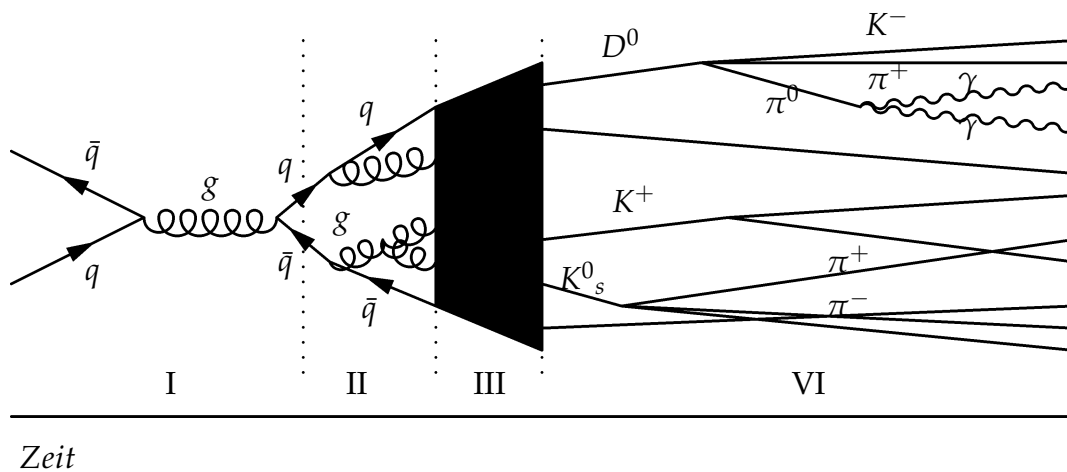


Abbildung 3.2: Schematischer Verlauf eines Ereignisses

In Abbildung 3.2 ist der schematische Verlauf eines Ereignisses vereinfacht dargestellt. Der Einfachheit halber wird die Farbstruktur hier nicht beachtet. Das Ereignis kann in vier Phasen aufgeteilt werden:

Phase I: Der elementare harte Prozess

Die Zusammensetzung von Proton und Antiproton kann mit Partonverteilungs-

funktionen beschrieben werden. Zwei Konstituenten der kollidierenden Strahlteilchen wechselwirken miteinander. Ein Quark und ein Antiquark können z. B. über die starke Wechselwirkung ein virtuelles Gluon bilden, das wiederum zwei oder mehr fundamentale Objekte – Quarks oder Gluonen – produziert. Außer der starken Wechselwirkung ist aufgrund der elektrischen bzw. der schwachen Ladung von Quarks auch die Bildung von reellen oder virtuellen Photonen, W- und Z-Bosonen möglich. Der elementare harte Prozess kann vollständig störungstheoretisch berechnet werden.

Phase II: Perturbative Phase

Die initialen Teilchen strahlen weitere Partonen ab. Quarks strahlen vor allem Gluonen ab, während Gluonen durch Gluonselfkopplung Gluonen abstrahlen können oder ein Quark-Antiquark-Paar bilden. Solange die invarianten Massen groß genug sind, lassen sich diese Prozesse störungstheoretisch berechnen. Mit jeder Abstrahlung verringert sich jedoch die invariante Masse Q . Wird eine Schwelle von $Q_0 \sim 1 \text{ GeV}$ unterschritten, so ist die Störungstheorie nicht mehr anwendbar. Zur Beschreibung dieser Phase existieren mehrere Ansätze, die in Abschnitt 3.2 vorgestellt und beschrieben werden.

Die Abstrahlung von Photonen und Gluonen der auslaufenden Teilchen wird allgemein als *Final State Radiation* (FSR) bezeichnet. Vor der Kollision der Strahlteilchen können noch Photonen oder Gluonen abgestrahlt werden (*Initial State Radiation*, ISR). Die ISR kann – genau wie die Abstrahlung der im harten Prozess entstandenen Teilchen – perturbativ berechnet werden und durchläuft einen Partonschauer im Anfangszustand.

Phase III: Hadronisierung

Die Phase der Hadronisierung findet bei kleinen Energien statt, für die die Kopplung α_s zu groß für eine störungstheoretische Entwicklung wird. Aufgrund mangelnden theoretischen Verständnisses der Hadronisierung muss diese durch QCD-basierte phänomenologische Modelle beschrieben werden. Die wichtigsten Ansätze für solche Modelle sind die Stringfragmentierung und die Clusterfragmentierung. Beide werden von verschiedenen Monte-Carlo-Programmen verwendet. In Kapitel 4.1 wird genauer auf die Modelle der Fragmentierung und ihre Eigenschaften eingegangen.

Phase IV: Zerfälle

Die instabilen Hadronen zerfallen letztendlich in stabile Endprodukte, die im Detektor nachgewiesen werden können.

Abgesehen von instabilen Hadronen können auch massive Objekte wie Top-Quarks zerfallen, noch bevor sie hadronisieren. Wird also im harten Prozess z. B. ein $t\bar{t}$ -Paar erzeugt, so zerfallen beide Quarks noch vor Phase IV in b-Quarks und W-Bosonen, die dann die perturbative Phase durchlaufen.

3.2 Perturbative Ansätze

Zur Beschreibung der perturbativen Phase existieren mehrere Ansätze. Der Partonschauer-Ansatz sowie der Farbdipolansatz beschreiben den Prozess von der Bildung der initialen Teilchen, die im harten Prozess entstanden sind, bis zu den fragmentierenden Partonen. Im Matrixelementansatz werden die Phasen I und II zusammen behandelt.

Der Matrixelementansatz

Bei der Matrixelemente-Methode werden die Übergangsmatrixelemente perturbativ berechnet. Diese Methode ist die theoretisch fundierteste. Interferenz- und Helizitätsphänomene werden berücksichtigt, ebenso wie die exakte Kinematik bis zu einer bestimmten Ordnung. Die Anzahl der beitragenden Feynmandiagramme steigt mit der Ordnung von α_s stark an, wodurch bisher nur Übergangsmatrixelemente bis zur maximal 4. Ordnung (ohne Schleifenkorrekturen) berechnet werden können. Das sind maximal 8 Partonen am Ende von Phase II. Die Matrixelemente-Methode wird z. B. vom Monte-Carlo-Generator ALPGEN (s. Abschnitt 3.3.3) verwendet. Das Monte-Carlo-Programm PYTHIA (s. Abschnitt 3.3.1) bietet für den Prozess $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ eine Matrixelemente Option, bei der Feynmandiagramme bis maximal zur Ordnung $O(\alpha_s^2)$ berücksichtigt werden.

Der Partonschaueransatz

Der Partonschaueransatz geht von sukzessiven Aufspaltungen eines Partons a in zwei Partonen b und c ($a \rightarrow bc$) aus, wobei nur die führenden logarithmischen Terme (LLA ¹⁾) einbezogen werden. Jeder Einzelprozess der Form $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ (s. auch [9]) wird durch einen Zerfallskern (*Splitting kernel*) $P_{a \rightarrow bc}(z)$ charakterisiert, dessen Integral über z die Aufspaltungsrate angibt. Die Größe z gibt den Energiebruchteil an, den Tochterteilchen b vom Mutterteilchen a mit sich trägt. Teilchen c bleibt dann der Energiebruchteil $1 - z$. Der Partonschauer bricht bei einer Energieskala Q_0 von $\sim 1 \text{ GeV}$ ab. Für kleinere Energien werden störungstheoretische Methoden ungültig.

In QCD-Schauern gibt es Farbkohärenzeffekte. Diese lassen sich durch kleiner werdende Winkel bei aufeinander folgenden Emissionen (*angular ordering*) beschreiben. Bei der Partonschauer-Methode ist das nicht unbedingt automatisch erfüllt und muss zusätzlich gefordert werden.

Der Partonschaueransatz kann sowohl für FSR als auch für ISR angewandt werden. Im Gegensatz zur FSR, bei der direkt der Winkel zwischen zwei emittierten Partonen gemeint ist, bezieht sich das *angular ordering* im Fall der ISR auf den

¹⁾Leading Log Approximation

Winkel θ_i zwischen dem einlaufenden Hadron und dem auslaufenden Parton i . HERWIG und PYTHIA benutzen standardmäßig den Partonschaueransatz.

Der Farbdipolansatz

Dem Farbdipolansatz liegt die Annahme zugrunde, dass zwischen zwei farbgeladenen Partonen ein Farbdipol aufgespannt wird. Der Farbdipol strahlt Gluonen ab, wodurch sich sukzessiv kleinere Dipole ausbilden, die wiederum Gluonen abstrahlen. *Angular ordering* wird bei diesem Ansatz automatisch erfüllt, da immer zuerst das Gluon mit dem größten Transversalimpuls relativ zum Dipol abgestrahlt wird. Keiner der in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Generatoren benutzt bisher den Farbdipolansatz.

3.3 Monte-Carlo-Generatoren

Die im Abschnitt 3.1 beschriebenen Phasen und Modelle werden von Monte-Carlo-Programmen kombiniert und zur Simulation von Ereignissen aus Lepton-Lepton-, Lepton-Hadron- und Hadron-Hadron-Kollisionen verwendet. Die Einstellbarkeit von mehreren Parametern sowie die Kombination verschiedener Modelle für die einzelnen Phasen ermöglicht den Vergleich von simulierten mit realen Daten, aber auch den Test der Modelle.

Um Daten analysieren zu können, müssen auch Detektoreffekte richtig berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck existieren zusätzliche Detektorsimulationen, die an Phase IV anknüpfen und die Reaktion der Detektorelemente auf die Teilchen simulieren.

3.3.1 Pythia

Der in dieser Arbeit hauptsächlich verwendete Monte-Carlo-Generator ist PYTHIA (Version 6.2 [9]). PYTHIA benutzt standardmäßig den Partonschaueransatz zur Erzeugung von Partonen. Lediglich für den Prozess $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ kann auch der Matrixelemente-Ansatz verwendet werden. Zur Beschreibung von Kohärenzeffekten wird in PYTHIA das *angular ordering* im Partonschauer explizit gefordert. Als Standardhadronisierung wird in PYTHIA das Stringmodell verwendet. Alternativ können aber auch die unabhängige Fragmentierung von Field und Feynman [10], die Petersonfragmentierung [11] oder eine Funktion, die bei 0 bzw. 1 ein schmales Maximum erreicht, verwendet werden. Die Stringfragmentierung selbst kann in eine Lundsymmetrische Fragmentierungsfunktion und ein modifiziertes Modell von Bowler für schwere Quarks aufgeteilt werden. Auf beide wird in Kapitel 4.1 näher eingegangen. Die Standardeinstellung in PYTHIA

benutzt die Lundsymmetrische Fragmentierung für leichte Quarks, die Variante von Bowler für schwere c- und b-Quarks. PYTHIA kann mit ALPGEN kombiniert werden, um anstelle des Partonschauers den Matrixelemente-Ansatz verwenden zu können. Dadurch wird eine bessere Beschreibung der Topologie der führenden Jets ermöglicht.

3.3.2 HERWIG

Der Generator HERWIG [12] verwendet einen kohärenten Zerfalls-Algorithmus (*coherent branching algorithm*) für den Partonschauer. Gluoninterferenzen werden durch implizite Berücksichtigung des *angular ordering* beachtet. In führender Ordnung werden Farb-Kohärenzen zwischen Partonen sowie Korrelationen in und zwischen Jets ebenfalls berücksichtigt. Für die Hadronisierung wird der in Abschnitt 4.1.2 näher beschriebene Clusterfragmentierungs-Ansatz verwendet. HERWIG benutzt weniger Parameter als PYTHIA. Genau wie PYTHIA kann HERWIG mit ALPGEN kombiniert werden.

3.3.3 Alpgen

ALPGEN [13] generiert Ereignisse auf Parton-Niveau, simuliert jedoch nicht die Entwicklung der Partonen in hadronische Endzustände. Der Generator wurde für die exakte Berechnung der Matrixelemente bis zu einer bestimmten Ordnung in α_s von verschiedenen Prozessen der QCD und der elektroschwachen Wechselwirkung entwickelt. Mit der in dieser Arbeit verwendeten Versionen von ALPGEN können Übergangsmatrixelemente bis zur 4. Ordnung in α_s berechnet werden. Die Parton-Niveau Ereignisse besitzen die vollständige Information über Farb- und Flavorstrukturen. Das ermöglicht die Kombination von ALPGEN mit Schauer-Generatoren, die die Hadronisierung des Ereignisses simulieren.

3.3.4 Die Detektor-Simulation

Die mit einer Monte-Carlo-Simulation generierten Teilchen sind Leptonen und Jets²⁾ aus geladenen und nichtgeladenen Teilchen. Daten beinhalten nicht die Teilchen selbst, sondern im Detektor gefundene Objekte, wie z.B. *Hits*³⁾ geladener Teilchen oder Energiedepositionen im Kalorimeter. Zum Vergleich der generierten mit realen Daten müssen die Wechselwirkung der Monte-Carlo-Teilchen mit dem Detektormaterial sowie die resultierenden elektronischen Signale simu-

²⁾für die genaue Definition von Jets siehe Anhang A

³⁾Treffer im Spursystem des Detektors

liert werden. Dazu wird bei DØ eine vollständige Simulation mit DØgstar⁴⁾ und DØSim verwendet. DØgstar bestimmt die Energiedeposition in den aktiven Zonen des Detektors. DØSim simuliert die elektronischen Signale sowie zusätzlich auftretende Wechselwirkungen (*minimum bias interactions*) und Rauschen in Detektorkomponenten. Für Details siehe auch [14].

Nicht simuliert werden die Trigger, die zur Auswahl der zu speichernden Daten benutzt werden (s. auch Kapitel 5.2.4). Monte-Carlo Ereignisse werden daher zusätzlich mit einer Triggereffizienz korrigiert.

⁴⁾DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response

Kapitel 4

Die Fragmentierung

Begriffsklärung: Fragmentierung beschreibt den Übergang von farbgeladenen Quarks und Gluonen der harten Wechselwirkung in farbneutrale Hadronen. Der Begriff Fragmentierung bezeichnet ursprünglich die perturbative Phase und die Hadronisierung – den Übergang von Partonen in Hadronen bei kleinen Energien – zusammen¹⁾. Die Hadronisierung kann als Fragmentierung der Partonen am Ende der perturbativen Phase – anstelle der initialen Partonen der harten Wechselwirkung – aufgefasst werden²⁾. Im Folgenden wird der Gesamtprozess des Übergangs von Partonen in Hadronen als Fragmentierung bezeichnet.

Nach der Gluonbremsstrahlung der initialen Quarks findet der Übergang in Hadronen bei kleinen Energien statt, bei denen eine perturbative Rechnung aufgrund der Größe von α_s nicht möglich ist. Daher werden zur Beschreibung der Fragmentierung QCD-basierte phänomenologische Modelle verwendet. Alle zur Zeit existierenden Modelle benötigen freie Parameter zur Beschreibung des Fragmentierungsprozesses.

Aufgrund von fehlendem theoretischen Verständnis der Fragmentierung sind Messungen zur Bestimmung der Parameter notwendig. Dabei werden die Modelle durch Variation der Parameter den Daten angepasst. Beschreibt ein Modell die Daten nur schlecht, so scheinen die zugrunde liegenden physikalischen Annahmen ungeeignet oder unzureichend zu sein. Das Modell kann überarbeitet oder verworfen werden. Mit dieser Methode konnten mit Hilfe von LEP-Daten³⁾ eine Reihe von verschiedenen Fragmentierungsfunktionen auf ihre Konsistenz überprüft werden. Die b-Fragmentierung im Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b} \rightarrow B\bar{B}X$

¹⁾“...interpret ...[fragmentation] as referring to inclusive hadron spectra, for which factorization ‘theorems’ are available” [15]

²⁾“Hadronization, on the other hand, will be taken here to refer specifically to the mechanism by which quarks and gluons produced in hard processes form the hadrons that are observed in the final state” [15]

³⁾Large Electron Positron Collider

wurde z. B. von den Experimenten DELPHI, ALEPH, OPAL am CERN und SLD am SLAC⁴⁾ untersucht.

4.1 Theoretische Grundlagen

Zur Beschreibung der Fragmentierung müssen Modelle und Funktionen verwendet werden. Die unabhängige Fragmentierung sowie die Stringfragmentierung sind Grundlage für verschiedene Fragmentierungsfunktionen. Das Modell der Clusterfragmentierung hat nicht direkt die Parametrisierung einer speziellen Funktion zur Folge. Nach dem Partonschauer wird bei der Clusterfragmentierung der gesamte Hadronisierungsprozess durch Phasenraum- und Spinfaktoren bestimmt.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die verschiedenen Fragmentierungsmodelle und -funktionen vorgestellt. Abschnitt 4.1.6 konzentriert sich auf die Besonderheiten der Fragmentierung schwerer Quarks.

4.1.1 Die unabhängige Fragmentierung

Die unabhängige Fragmentierung ist das einfachste Fragmentierungsschema. Dieses 1978 von Field und Feynman [10] publizierte Modell hat verschiedene Schwächen, die zur Aufgabe dieses Ansatzes beigetragen haben. So sind z.B. die Energie und der Longitudinalimpuls des Gesamt ereignisses nicht automatisch erhalten, sondern müssen am Ende des Prozesses durch Reskalierung erzwungen werden. Weiterhin kann der sogenannte Stringeffekt nicht beschrieben werden.

Das Modell der unabhängigen Fragmentierung enthält jedoch einige Merkmale, die in heutigen Fragmentierungsmodellen verwendet werden. Wichtige Charakteristika sind z. B. die lokale Quantenzahlerhaltung, die Verwendung von Fragmentierungsfunktionen und der lokale Ausgleich von Transversalimpuls und Farbfluss.

In der unabhängigen Fragmentierung wird jedes Parton separat behandelt. Das initiale Quark q_0 wird mit einem Antiquark \bar{q}_1 von einem Paar $q_1\bar{q}_1$ zu einem Meson M_0 kombiniert. $q_1\bar{q}_1$ entstehen aus dem Vakuum. Das verbleibende Quark q_1 kombiniert wiederum mit dem Antiquark \bar{q}_2 aus einem Paar $q_2\bar{q}_2$ zu einem Meson M_1 , usw. Eine Fragmentierungsfunktion $f(z)$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, mit der das Hadron M_i einen Impulsbruchteil z relativ zum gerade betrachteten Quark q_i mit sich führt. Für alle Hadronen der Kette wird dieselbe Fragmentierungsfunktion verwendet. Jedes neue Quark erhält einen Transversalimpuls p_T gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung $e^{-p_T^2/2\sigma_q^2}$, das Antiquark

⁴⁾Stanford Linear Accelerator

erhält dementsprechend $-p_T$. Der Transversalimpuls der Hadronen wird durch die Summe der Transversalimpulse seiner Partonkomponenten⁵⁾ gegeben.

4.1.2 Die Clusterfragmentierung

Die zugrunde liegende Idee der 1984 von Webber, Marchesini und Morris [12] entwickelten Clusterfragmentierung ist die Eigenschaft des *pre-confinement*⁶⁾. Die Clusterfragmentierung selbst ist unabhängig vom harten Prozess.

Die initialen Partonen des harten Prozesses durchlaufen zunächst den perturbativen Partonschauer bis zu einer Abbruchskala Q_0 (siehe Kapitel 3.2). Alle aus der Partonkaskade kommenden Gluonen werden daraufhin nicht-perturbativ in leichte $q\bar{q}$ - oder Diquark-Antidiquark-Paare aufgespalten. Aus benachbarten Quarks und Antiquarks bzw. Diquarks und Antidiquarks werden farbneutrale Cluster gebildet. Durch das *pre-confinement* ist die Massenverteilung und räumliche Ausdehnung der Cluster bei kleinen Werten konzentriert und fällt für große Clustermassen und -ausdehnungen stark ab. Sowohl die Massenverteilung als auch die räumliche Ausdehnung sind unabhängig von der Art und Skala der harten Wechselwirkung. Jedes Cluster zerfällt normalerweise in zwei primäre⁷⁾ Hadronen. Ist ein Cluster zu leicht, um in zwei Hadronen zerfallen zu können, so repräsentiert es ein leichtes Hadron. Durch Energie- und Impulsaustausch mit einem benachbarten Cluster wird die Energie- und Impulserhaltung gewährleistet. Ist ein Cluster sehr schwer, so zerfällt es zunächst iterativ in weitere Cluster, bevor der Zerfall in Hadronen stattfindet. Der Zerfall eines Clusters in zwei Hadronen erfolgt isotrop im seinem Ruhesystem. Die Wahl der Zerfallsprodukte wird nur über die Zustandsdichte (Spin- und Phasenraumfaktoren) für den zugehörigen Zerfallskanal gesteuert. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Darstellung der Clusterfragmentierung nach vorherigem Partonschauer.

Der Vorteil der Clusterfragmentierung liegt in der Einfachheit des Ansatzes. Zur Beschreibung der Clusterfragmentierung sind keine Fragmentierungsfunktionen notwendig. Transversale und longitudinale Fragmentierung werden nicht getrennt behandelt. Nur wenige Parameter sind zur Festlegung der Clusterfragmentierung notwendig. Die wichtigsten Parameter des Modells sind die maximal erlaubte Masse eines Clusters, die Massen der Quarkarten, der QCD-Skalenparameter Λ_{QCD} , der den Partonschauer regelt sowie die Abbruchskala Q_0 des Partonschauers.

⁵⁾Die Verteilung der Transversalimpulse der Hadronen bezüglich der Partonen wird als transversale Fragmentierung bezeichnet.

⁶⁾*pre-confinement* bezeichnet die lokale Kompensation der Farbe im Phasenraum.

⁷⁾Primäre Hadronen bezeichnet die Hadronen direkt nach der Hadronisierung. Normalerweise zerfallen die primären Hadronen weiter in stabile Hadronen.

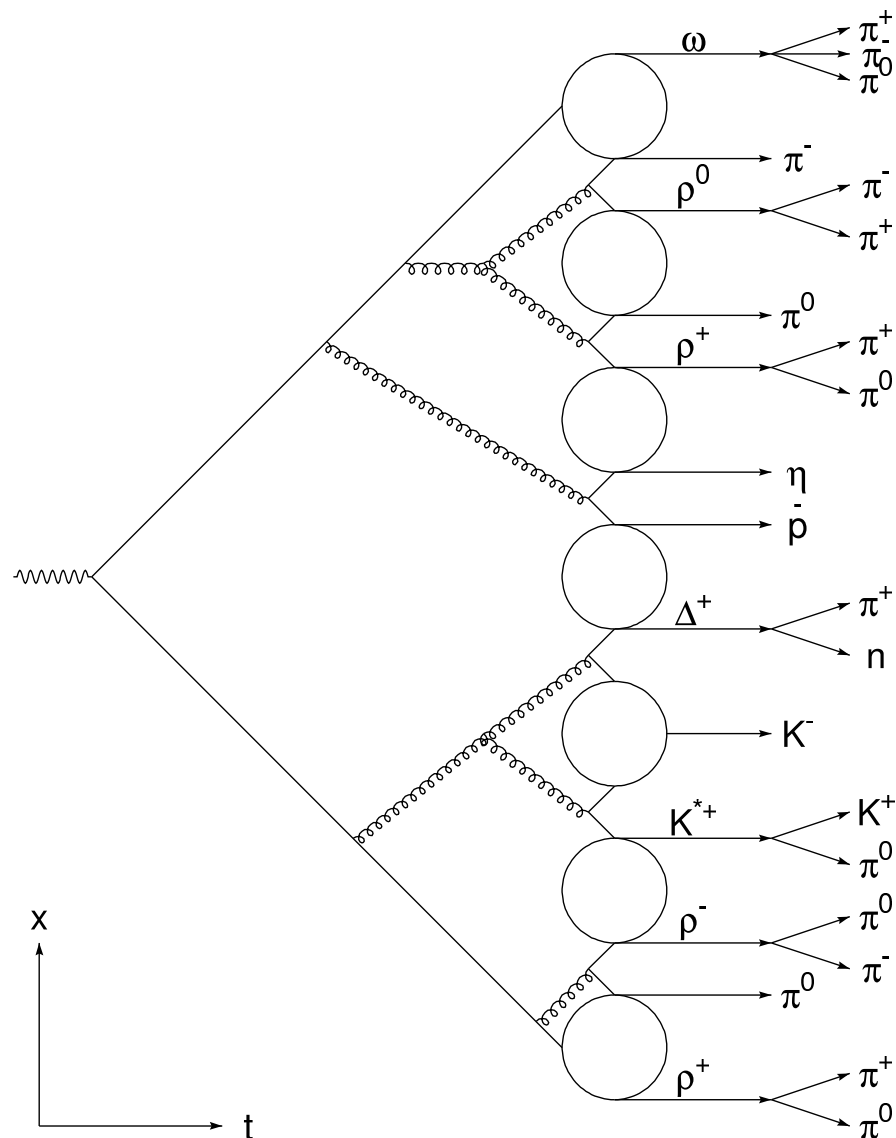


Abbildung 4.1: Schema des Partonschauers mit anschließender Clusterfragmentierung [16]

4.1.3 Die Stringfragmentierung

Aus dem erstmals von Artru und Mennessier beschriebenen Modell der Stringfragmentierung wurde 1980 von der Lund-Gruppe [17] eines der erfolgreichsten Fragmentierungsmodelle entwickelt. Die wichtigste Idee des Ansatzes ist die Aufspannung eines Farbflußschlauches (*String*) zwischen Farbe und Antifarbe.

Aufgrund der starken Wechselwirkung von farbgeladenen Quarks und Anti-

quarks bildet sich zwischen diesen beiden ein Farbfeld aus. Durch die Gluon-selbstkopplung werden die Farbfeldlinien zusammengezogen und bilden einen Farbflußschlauch mit kleiner transversaler Ausdehnung. Die Ausdehnung beträgt etwa 1 fm und hat damit den Durchmesser eines Hadrons. Der *String* hat eine konstante Energiedichte $\kappa \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}$. Gluonen werden als Knicke (*kinks*) im Farbflußschlauch interpretiert, wodurch eine Winkelverteilung der Hadronen vorgegeben wird. Die Quarks werden als die Enden des *Strings* aufgefasst. Fliegen zwei Quarks auseinander, so steigt aufgrund der konstanten Energiedichte die potentielle Energie im *String* linear mit der Entfernung an. Ist die Energie groß genug, um ein Quark-Antiquark Paar zu bilden, so bricht der *String* in zwei neue *Strings* auf. Das im *String* gebildete $q\bar{q}$ -Paar wird dabei vom Farbfeld auseinander gerissen und bildet die Enden der beiden separaten Farbflußschläuche.

Bei einer *Stringlänge* von $\sim 1 \text{ fm} - 5 \text{ fm}$ reicht die Energie zur Bildung eines $q\bar{q}$ -Paares aus. Quark und Antiquark besitzen eine Masse und einen Transversalimpuls. Die zur Masse oder zum Transversalimpuls notwendige Energie wird von dem Farbfeld zwischen Quark und Antiquark geliefert. Quantenmechanisch werden die Quarks an einem Raum-Zeit-Punkt erzeugt und können dann den notwendigen Abstand durchtunneln. Die Tunnelwahrscheinlichkeit \mathcal{P} ist proportional zu (siehe [17]):

$$\mathcal{P} \propto \exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right) \quad (4.1)$$

Hierbei steht m_T für die transversale Masse $m_T^2 = m^2 + p_T^2$, m für die Masse und p_T für den Transversalimpuls relativ zum *String* des gebildeten Quarks bzw. Antiquarks. Die Formel impliziert, dass das p_T -Spektrum unabhängig von der Quarkart ist. Weiterhin beinhaltet die Gleichung die Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks im Verhältnis ihrer Massen. Das Produktionsverhältnis [9] beträgt

$$u : d : s : c \approx 1 : 1 : \gamma_s : 10^{-11}. \quad (4.2)$$

γ_s ist der Unterdrückungsfaktor der $s\bar{s}$ -Produktion. Die Standardeinstellung in PYTHIA (siehe Kapitel 3.3.1) ist $\gamma_s = 0.3$.

Um den Longitudinalimpuls bzw. die Energie des neu gebildeten $q\bar{q}$ -Paares zu bestimmen, ist eine Fragmentierungsfunktion notwendig. Fragmentierungsfunktionen werden im nächsten Abschnitt näher erläutert.

Das Aufbrechen der Farbflußschläuche in zwei neue *Teilstrings* unter Bildung eines $q\bar{q}$ -Paares aus dem Vakuum wird iterativ wiederholt, bis die Energie der *Teilstrings* zu klein ist, um neue Quark-Antiquark Paare zu erzeugen. Die noch durch einen *String* miteinander verbundenen Partonen werden als die primären Hadronen aufgefasst.

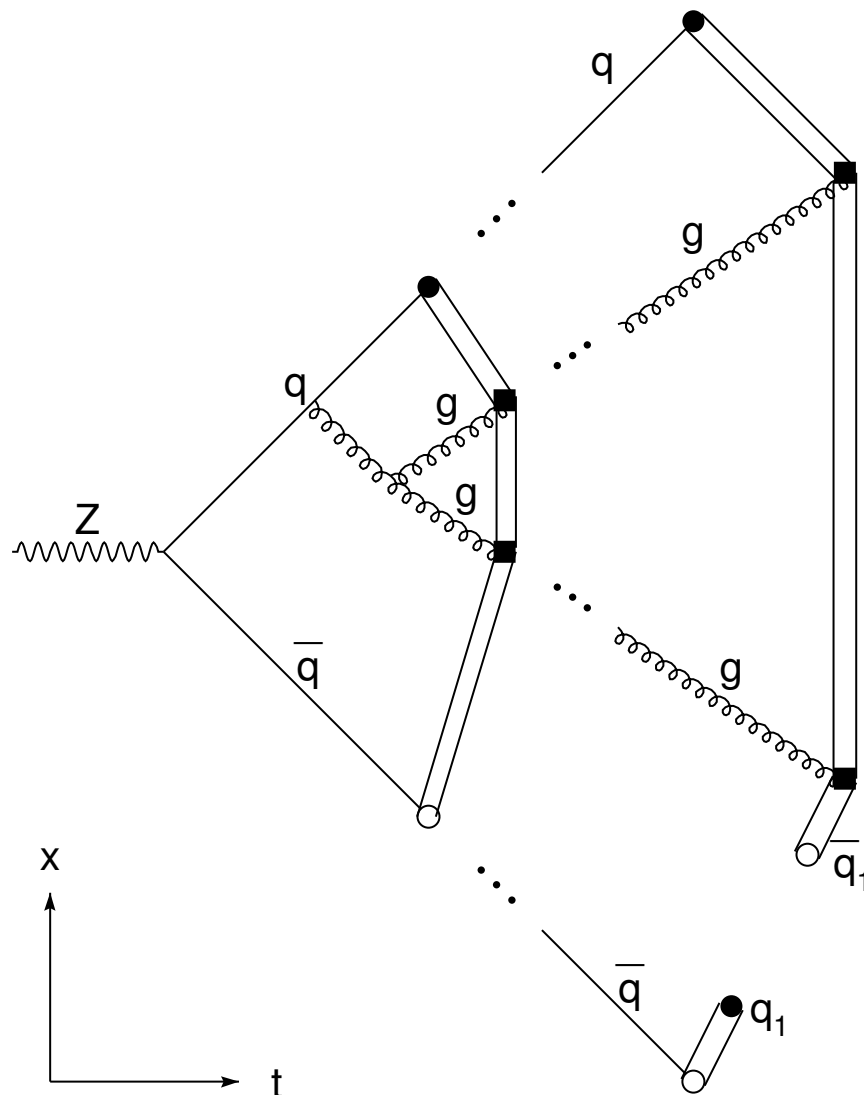


Abbildung 4.2: Schema des Partonschauers mit anschließender Stringfragmentierung [16]

Die Stringfragmentierung muss nicht mit den im harten Prozess gebildeten Partonen beginnen, sondern kann auch auf einen Partonschauer folgen. Dabei werden zwischen den aus dem Partonschauer kommenden Partonen *Strings* gespannt. Der iterative Prozess der Stringaufspaltung durch Bildung von $q\bar{q}$ -Paaren kann dann für jeden Flußschlauch einzeln erfolgen. Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Verlauf eines Partonschauers mit anschließender Stringfragmentierung. Die Kombination von Partonschauer und Stringfragmentierung wird im Monte-Carlo Generator PYTHIA verwendet.

Die Produktion von Mesonen erfolgt durch das anschauliche Bild eines Mesons als kurzer Farbflußschlauch zwischen einem Quark und einem Antiquark. Die Produktion von Baryonen im Stringmodell ist komplizierter. Es existieren verschiedene Ansätze zur Baryonproduktion im Stringmodell [9].

4.1.4 Fragmentierungsfunktionen und Skalenverletzung

In den Modellen der Stringfragmentierung und der unabhängigen Fragmentierung werden Funktionen benötigt. Die Fragmentierungsfunktionen parametrisieren den Impuls- oder Energiebruchteil, den initiale Quarks und Gluonen in die Hadronen übertragen, die während des Fragmentierungsprozesses entstanden sind. Eine dabei relevante Variable ist (siehe z. B. [17] oder [18])

$$x_p = \frac{|\vec{p}_{\text{Hadron}}|}{|\vec{p}_{\text{Parton}}|}. \quad (4.3)$$

Dabei ist p der Impuls des Hadrons bzw. Partons. Eine physikalisch geeignetere Wahl stellt

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{\text{Hadron}}}{(E + p_{\parallel})_{\text{Parton}}} \quad (4.4)$$

dar, wobei E die Energie und p_{\parallel} die Impulskomponente entlang der Flugrichtung des initialen Partons darstellt. z ist eine lorentzinvariante Größe entlang dieser Richtung. Alternativ wird auch

$$x_E = \frac{E_{\text{Hadron}}}{E_{\text{Parton}}} \quad (4.5)$$

verwendet. Die Variablen x_E bzw. x_p werden für die Untersuchung der Fragmentierung in e^+e^- -Annihilationsprozessen benutzt. x_E hat den Vorteil, dass in e^+e^- -Kollisionen die Energie des Partons als die halbe Strahlenergie angenommen werden kann.

Die primäre Fragmentierungsfunktion $f(z, Q^2)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Hadron ein Energiefragment z des initialen Partons trägt, wobei das initiale Parton in dem gebildeten Hadron enthalten sein muss. Die Fragmentierungsfunktion $D_p^h(z, Q^2)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Hadron h an einer beliebigen Stelle im Jet entsteht und einen Energieanteil z vom initialen Parton p trägt, wobei p nicht im Hadron h enthalten sein muss. Q^2 ist die für den Fragmentierungsprozess relevante Skala, wobei D_p^h logarithmisch von Q^2 abhängt. Der inklusive Wirkungsquerschnitt des Prozesses $p\bar{p} \rightarrow hX$ kann mit Hilfe der Fragmentierungsfunktionen geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow hX)}{dx} = \sum_{q'} \sigma(p\bar{p} \rightarrow ij) \left[D_i^h(x, Q^2) + D_j^h(x, Q^2) \right], \quad (4.6)$$

wobei i und j Partonen bezeichnen. Die Normierung der Fragmentierungsfunktionen ist so gewählt, dass

$$\langle n_h(Q^2) \rangle = \sum_p \int_{x_{min}}^1 D_p^h(x, Q^2) dx \quad (4.7)$$

$$1 = \sum_h \int_{x_{min}}^1 x D_p^h(x, Q^2) dx \quad (4.8)$$

gilt. Dabei gibt $\langle n_h(Q^2) \rangle$ die mittlere Multiplizität der Hadronen h bei der Skala Q^2 an. x_{min} ist das kleinste kinematisch erlaubte x . Es ergibt sich ein etwa logarithmischer Anstieg der Multiplizität mit der Energieskala (siehe dazu [19]).

Für schwere Quarks (c, b) werden andere Fragmentierungsfunktionen erwartet als für leichte Quarks (u, d, s). In Abschnitt 4.1.6 wird speziell auf die Fragmentierungsfunktionen und Fragmentierungseigenschaften schwerer Quarks – vor allem b -Quarks – eingegangen.

Für leichte Quarks ist insbesondere die Lund-Fragmentierungsfunktion wichtig:

- Die Lund-symmetrische Stringfragmentierungsfunktion: Für die Stringfragmentierung darf es keinen Unterschied machen, ob man die Iterationskette am Quarkende oder am Antiquark-Ende beginnt. Diese Forderung führt zu der "links-rechts symmetrischen" Fragmentierungsfunktion

$$f(z, Q^2) \sim \frac{1}{z} (1-z)^a \exp\left(-\frac{bm_T^2}{z}\right) \quad (4.9)$$

mit einem Parameter a für Quark-Paarproduktion bzw. Diquark-Paarproduktion sowie einem universellen Parameter b .

4.1.5 Skalenverhalten der Fragmentierungsfunktionen

Fragmentierungsfunktionen im Endzustand sind analog zu den in Kapitel 2.3 vorgestellten Partonverteilungsfunktionen (PDF) im Anfangszustand der tiefinelastischen Streuung. In der Partonverteilungsfunktion wird mit x der Anteil des Impulses vom Konstituentenparton am Hadronimpuls bezeichnet [20], während bei Fragmentierungsfunktionen x oder z den Anteil des Hadronimpulses am Partonimpuls beschreibt. Im Partonmodell gilt für die Partonverteilungsfunktionen das sogenannte *Bjorken scaling*. *Bjorken scaling* bedeutet, dass die PDFs bei hohen Impulsüberträgen Q^2 unabhängig von der zugrunde liegenden Energieskala werden. Berücksichtigt man jedoch zusätzliche QCD-Korrekturen, so wird dieses Skalenverhalten verletzt (*Skalenverletzung*). Die Partonverteilungsfunktionen

werden zusätzlich abhängig von $\log Q^2$. Die Änderung der Partonverteilungsfunktion mit sich ändernder Skala wird von den Dokshitzer-Gibrov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichungen (DGLAP [21], [22] und [23]) beschrieben. Dieselben Integro-Differentialgleichungen können auch für die Beschreibung des Skalenverhaltens der Fragmentierungsfunktionen angewendet werden:⁸⁾

$$\frac{\partial D_q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[D_q(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + D_g(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial D_g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum D_q(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) + D_g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \quad (4.11)$$

Die Summe in Gleichung (4.11) läuft über alle möglichen Quarksorten. Die Funktionen $P_{ij}(z)$ sind die sogenannten *Splitting Kerne*. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der aus einem Parton j ein Parton i mit Impulsbruchteil z entsteht. Dieser Splitting-Prozess kann durch Gluonabstrahlung oder Aufspaltung des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar stattfinden. In führender Ordnung haben die *Splitting Kerne* die Form [17]:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (4.12)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{[1+(1-z)^2]}{z} \quad (4.13)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right] \quad (4.14)$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} \left(z^2 + (1-z)^2 \right) \quad (4.15)$$

Mit Gleichung (4.10) und (4.11) lässt sich zeigen, dass mit steigender Skala eine Skalenverletzung erfolgt, bei der die x -Verteilung mit höherem Q^2 zu kleineren

⁸⁾die DGLAP Gleichungen für die Fragmentierungsfunktionen werden auch in der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[D_q\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) P_{qq}(y) + D_g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) P_{gq}(y) \right] \\ \frac{\partial D_g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum D_q\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) P_{qg}(y) + D_g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) P_{gg}(y) \right] \end{aligned}$$

geschrieben. Dies ist jedoch vollkommen äquivalent zu Gl. (4.10) und Gl. (4.11), wie man durch Substitution von $y \rightarrow x/y$ mit $dy \rightarrow x/y^2 dy$ leicht sieht.

Werten verschoben wird. In Abschnitt 4.3 werden Untersuchungen zur Skalenverletzung der b-Fragmentierung vorgestellt.

4.1.6 Die Fragmentierung schwerer Quarks

Die Entstehung von schweren Quarks (d. h. von c- und b-Quarks) während des Fragmentierungsprozesses ist stark unterdrückt. Daher kann man davon ausgehen, dass schwere Hadronen bereits das primäre Quark beinhalten. Das hat zur Folge, dass die Funktionen $f(z, Q^2)$ und $D_p^h(z, Q^2)$ für schwere Quarks identisch sind. Im Fall von e^+e^- -Kollisionen, bei denen die Schwerpunktsenergie des harten Prozesses bekannt ist, kann durch Messung der Energie bzw. des Impulses des schweren Hadrons das Spektrum von x (siehe Gleichungen (4.3) und (4.5)) direkt untersucht werden.

Wird einem schweren Quark q_h ein leichtes Quark q aus dem Fragmentierungsprozess angehängt, so wird q_h dadurch nur wenig abgebremst [24]. Das bedeutet, dass das gebildete Meson oder Baryon fast dieselbe Energie trägt wie das Quark q_h , wodurch die Fragmentierungsfunktion schwerer Quarks "härter"⁹⁾ wird als die leichter Quarks.

Für die Fragmentierung schwerer Quarks existieren mehrere Funktionen, die eine gute Konsistenz mit Daten in e^+e^- -Kollisionen gezeigt haben. Die beiden wichtigsten sind:

- Die Peterson-Fragmentierungsfunktion [11]: Der Funktion liegt die Annahme zugrunde, dass die Übergangsamplitude für die Fragmentierung eines schweren Quarks q_h in ein Hadron $H = (q_h\bar{q})$ und ein Quark q durch das Inverse des Energietransfers $\Delta E = E_H - E_q - E_{q_h}$ gegeben ist (Fermi's goldene Regel). Die Fragmentierungsfunktion ergibt sich damit aus dem Quadrat von ΔE^{-1} multipliziert mit einem Phasenraumfaktor z^{-1} zu:

$$D_{q_h}^H(z) = \frac{N}{z [1 - (1/z) - \epsilon_{q_h}/(1-z)]^2} \quad (4.16)$$

N ist gegeben durch die Normierung

$$\sum_H \int dz D_{q_h}^H(z) = 1.$$

ϵ_{q_h} ist ein freier Parameter des Modells, der mit der Masse von Quark q und q_h durch $\epsilon_{q_h} \propto \frac{m_q^2}{m_{q_h}^2}$ zusammenhängt.

⁹⁾härter bedeutet, dass größere Werte von x bzw. z erwartet werden.

- Die Bowler-Fragmentierungsfunktion [25]: Die Bowler-Fragmentierungsfunktion ist eine Modifikation der Lund-symmetrischen Stringfragmentierungsfunktion:

$$D_{q_h}^H(z) = \frac{N}{z^{1+r_{q_h} b m_{q_h}^2}} (1-z)^a \exp\left(-\frac{b m_T^2}{z}\right). \quad (4.17)$$

Die freien Parameter a und b sind identisch mit denen der Lund-symmetrischen Fragmentierungsfunktion. Der Parameter r_Q wird normalerweise $\equiv 1$ gesetzt, kann aber zum stetigen Wechsel zwischen der Bowler und der Lund-symmetrischen Form variiert werden.

Betrachtet man das Skalenverhalten der Fragmentierung unter der Einschränkung, dass schwere Quarks nur im primären Prozess erzeugt werden, so vereinfacht sich die DGLAP-Gleichung. Für b-Quarks sieht die Gleichung folgendermaßen aus:

$$\frac{\partial D_b^B(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} D_b^B(y, Q^2) P_{bb}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (4.18)$$

B bezeichnet dabei das B-Hadron. Aus Gleichung (4.18) wird klar, dass die Skalenverletzung der Fragmentierung von b-Quarks in führender Ordnung nur durch Gluonbremsstrahlung entsteht.

4.2 b-Fragmentierung in e^+e^- -Ereignissen

Zur Untersuchung der b-Fragmentierung an e^+e^- -Beschleunigern eignet sich der Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. Die Strahlenergie E_{Beam} wird in diesem Fall direkt als die Energie des b-Quarks angesehen. Die Energie der schwach zerfallenden B-Hadronen E_B kann mit Hilfe der Zerfallsteilchen rekonstruiert werden. Basierend auf der Variable

$$x_B = \frac{E_B}{E_{Beam}} \quad (4.19)$$

ist eine Messung der Fragmentierungsfunktion D_b^B möglich.

Die b-Fragmentierung wurde von den Kollaborationen DELPHI [26], ALEPH [27], OPAL [28] und SLD [29] untersucht. Die dabei gemessenen x_B -Verteilungen sind in Abbildung 4.3 gezeigt, die gemessenen Mittelwerte von x_B in Tabelle 4.1. Alle vier $\langle x_B \rangle$ -Werte stimmen gut miteinander überein. Durch Vergleich der x_B -Spektren mit in MC-Programmen generierten Ereignissen können die verschiedenen Fragmentierungsfunktionen und -modelle analysiert werden. Der hierzu

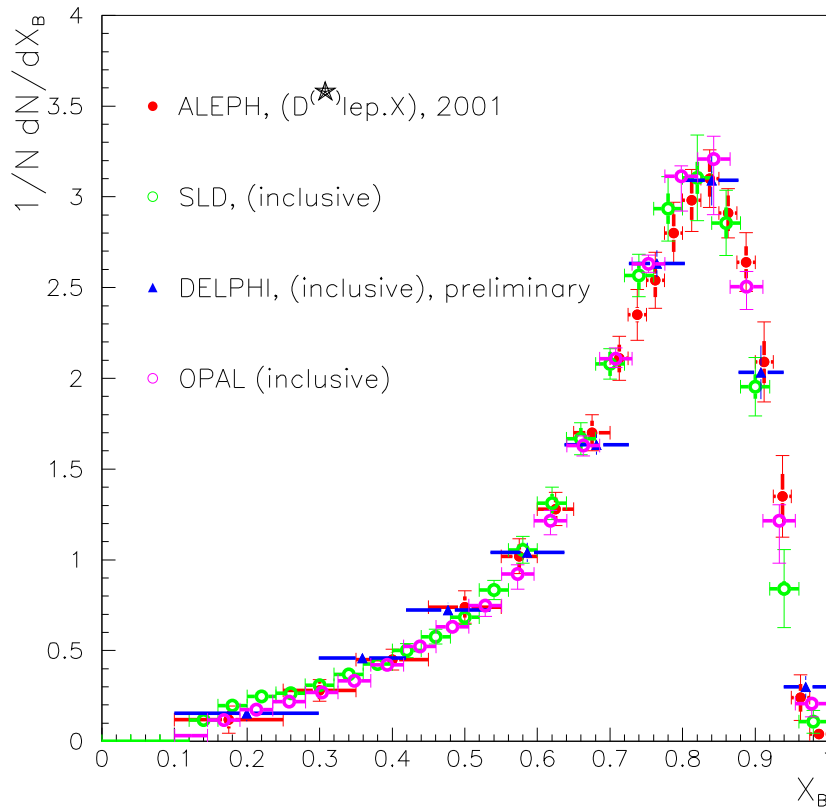


Abbildung 4.3: x_B -Verteilungen von ALEPH, OPAL, SLD und DELPHI [26]

Experiment	$\langle x_B \rangle$
ALEPH [27]	0.716 ± 0.006 (stat) ± 0.006 (syst)
DELPHI [26]	0.7131 ± 0.0007 (stat) ± 0.0052 (syst)
OPAL [28]	0.7193 ± 0.0016 (stat) $^{+0.0038}_{-0.0033}$ (syst)
SLD [29]	0.709 ± 0.003 (stat) ± 0.003 (syst) ± 0.002 (model)

Tabelle 4.1: $\langle x_B \rangle$ der ALEPH-, DELPHI-, OPAL und SLD-Experimente

eingesetzte MC-Generator ist PYTHIA 6.2, wobei bis auf die in Tabelle 4.2 aufgelisteten Werte die Standardeinstellungen des Generators (siehe [9]) für die Parameter verwendet wurden.

In Abbildung 4.4 ist das von DELPHI vermessene x_B -Spektrum im Vergleich mit den Fragmentierungsfunktionen von Peterson und Bowler dargestellt. Die Pa-

Parameter	Wert	Bedeutung
MSTP(11)	0	Elektron trägt gesamte Strahlenergie
MSTP(61)	0	keine <i>Initial State Radiation</i>
CKIN(3)	20.0	minimales p_T der harten Wechselwirkung
CKIN(9)	-4.2	minimal erlaubte Rapidität
CKIN(10)	4.2	maximal erlaubte Rapidität
MSTJ(22)	2	Ein Teilchen zerfällt nur, falls die Lebensdauer kleiner als PARJ(71) ist
MSTJ(11)	3 oder 4	Wahl der Fragmentierungsfunktion: leichte Quarks werden mit der Lund-symmetrischen Fragmentierungsfunktion, schwere mit der Peterson Funktion (=3) oder der Bowler Funktion (=4) behandelt
PARJ(21)	0.8	p_t -Breite der Fragmentierung
PARJ(41)	a	a Parameter für Lundfragmentierungsfunktion
PARJ(42)	b	b Parameter für Lundfragmentierungsfunktion
PARJ(54)	-0.06	$-\epsilon_c$ für Petersonfragmentierungsfunktion
PARJ(55)	$-\epsilon_b$	$-\epsilon_b$ für Petersonfragmentierungsfunktion

Tabelle 4.2: hier verwendete Parameter und Schalter für PYTHIA 6.2 im Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ und $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$

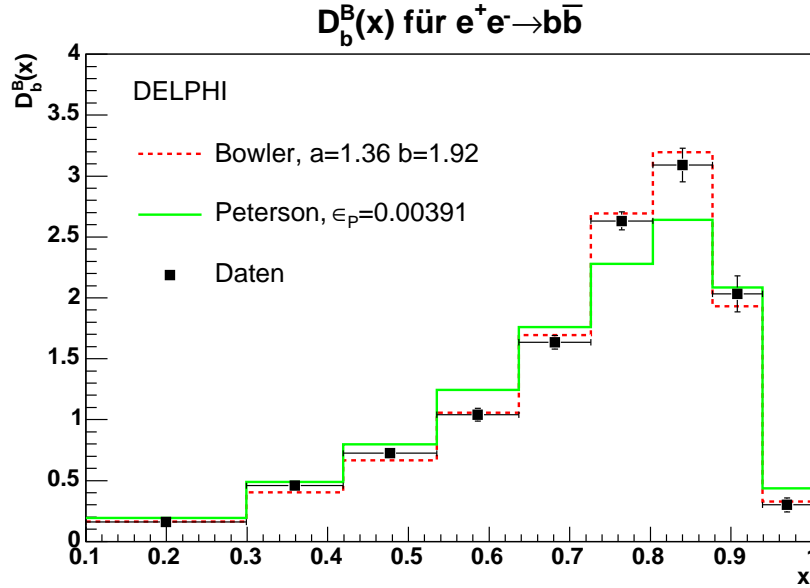
parameter a und b bzw. ϵ_p sind so gewählt, dass χ^2 möglichst klein ist. Die Daten von ALEPH, OPAL und SLD konnten aufgrund inkorrektur Kovarianzmatrizen hier nicht verwendet werden. Es wird deutlich, dass für die Bowlerfunktion ($\chi^2 = 11.3$) die MC-Daten besser an die Daten passen als für die Petersonfunktion ($\chi^2 = 133.4$). Die Petersonfunktion ist systematisch zu breit. Die Parameter a und b der Bowlerfunktion sind stark korreliert, so dass auch andere Kombinationen von a und b zu einer guten Übereinstimmung führen.

Um $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ -Ereignisse generieren zu können, wäre mindestens eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2m_t$ notwendig. Mit den bisherigen Elektron-Positron Beschleunigern konnte diese Energie nicht erreicht werden. Erst mit dem ILC¹⁰⁾ sollte $t\bar{t}$ -Paarproduktion an einem e^+e^- -Beschleuniger möglich sein. Eine Messung der b -Fragmentierung in Top-Zerfällen ist daher bisher nur in $p\bar{p}$ -Kollisionen möglich.

4.3 Skalenverletzung der b -Fragmentierung

In diesem Abschnitt wird die theoretisch vorhergesagte Skalenverletzung der b -Fragmentierung für folgende Prozesse verglichen:

¹⁰⁾International Linear Collider



- $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien
- $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ bei einer Schwerpunktsenergie von 350 GeV
- $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$
- $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$

Für alle vier Prozesse wird der MC-Generator PYTHIA 6.2 eingesetzt. Die beiden letzten Prozesse werden zusätzlich mit HERWIG 6.4 kombiniert mit ALPGEN 1.1 generiert. Für HERWIG und ALPGEN werden die Standardeinstellungen der Generatoren benutzt. Die von den Standardwerten abweichenden Parametereinstellungen für die Generierung der Prozesse in PYTHIA sind in Tabelle 4.2 (für e^+e^- -Kollisionen) und 4.3 (für $p\bar{p}$ -Kollisionen) gegeben. Die verwendete Fragmentierungsfunktion ist Peterson mit einem Parameter $\epsilon_p = 0.00391$.

Die Betrachtung des Skalenverhaltens von $D_b^B(x, Q^2)$ ist für $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ besonders einfach, da die einzige mögliche Skala die Schwerpunktsenergie E_{CMS} ist. Abbildung 4.5 oben stellt die $D_b^B(x, Q^2)$ -Verteilungen für verschiedene Schwerpunktsenergien dar. Wie man in Abbildung 4.5 oben sieht, verschiebt sich die x -Verteilung für größer werdende E_{CMS} zu kleineren Werten. x -Werte größer als eins kommen durch Effekte zur Energieerhaltung im Monte-Carlo Generator zustande.

Wird die Energie erhöht, so können die b -Quarks vor dem Übergang in Hadronen mehr Gluonen abstrahlen. Der vom resultierenden B -Hadron über-

Parameter	Wert	Bedeutung
MSTP(51)	4030	Version von PDFLIB
MSTP(52)	2	Wahl der PDF-Bibliothek PDFLIB
MSTP(81)	0	keine Mehrfachstreuung
CKIN(3)	20.0	minimales p_T der harten Wechselwirkung
CKIN(9)	-4.2	minimal erlaubte Rapidität
CKIN(10)	4.2	maximal erlaubte Rapidität
MSTJ(22)	2	Ein Teilchen zerfällt nur, falls die Lebensdauer kleiner als PARJ(71) ist
MSTJ(11)	3 oder 4	Wahl der Fragmentierungsfunktion: leichte Quarks werden mit der Lund-symmetrischen Fragmentierungsfunktion, schwere mit der Peterson Funktion (=3) oder der Bowler Funktion (=4) behandelt
PARJ(21)	0.8	p_t -Breite der Fragmentierung
PARJ(41)	a	a Parameter für Lundfragmentierungsfunktion
PARJ(42)	b	b Parameter für Lundfragmentierungsfunktion
PARJ(46)	r_Q	r_Q Parameter für Lundfragmentierungsfunktion
PARJ(54)	-0.06	$-\epsilon_c$ für Petersonfragmentierungsfunktion
PARJ(55)	$-\epsilon_b$	ϵ_b für Petersonfragmentierungsfunktion
PMAS(6,1)	173.0	Topmasse
MSEL	5 oder 6	Prozess $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ (=5) oder $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ (=6)

Tabelle 4.3: hier verwendete Parameter und Schalter für PYTHIA 6.2 im Prozess $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ und $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$

nommene Energiebruchteil wird somit geringer. Aus dem Verhältnis der b -Fragmentierungsfunktion bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien zu der b -Fragmentierungsfunktion mit der Z -Masse als Schwerpunktsenergie (vergleiche Abbildung 4.5 unten) sieht man, dass sich für nicht zu kleine Energie bei $x = x_{fest} \sim 0.72$ der Wert von D_b^B nicht mit der Skala ändert. Das Verhalten ist nachvollziehbar, wenn man beachtet, dass Gleichung (4.18) für ein x immer identisch mit 0 sein muss¹¹⁾. Die rechte Seite von Gleichung (4.18) ist nur schwach von x abhängig, wodurch sich bei Variation der Skala ein fast konstanter x_{fest} -Wert ergibt, bei dem $D_b^B(x, Q^2)$ skalenunabhängig ist.

Beim Prozess $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + W^+W^-$ könnte man erwarten, dass die Fragmentierung analog zum obigen Fall nur von $E_{b\bar{b}}^{CMS} \simeq m_{b\bar{b}} = \sqrt{(p_b + p_{\bar{b}})^2}$ abhängt¹²⁾, weil die Top-Quarks selbst nicht hadronisieren und die Gluon-

11) $\frac{\partial D_b^B(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \stackrel{!}{=} 0$ für ein x_{fest} folgt aufgrund der – infinitesimalen – Verschiebung der Verteilung von großen zu kleinen x -Werten und der Normierung auf 1.

12) p_b ist der Viererimpuls des b -Quarks.

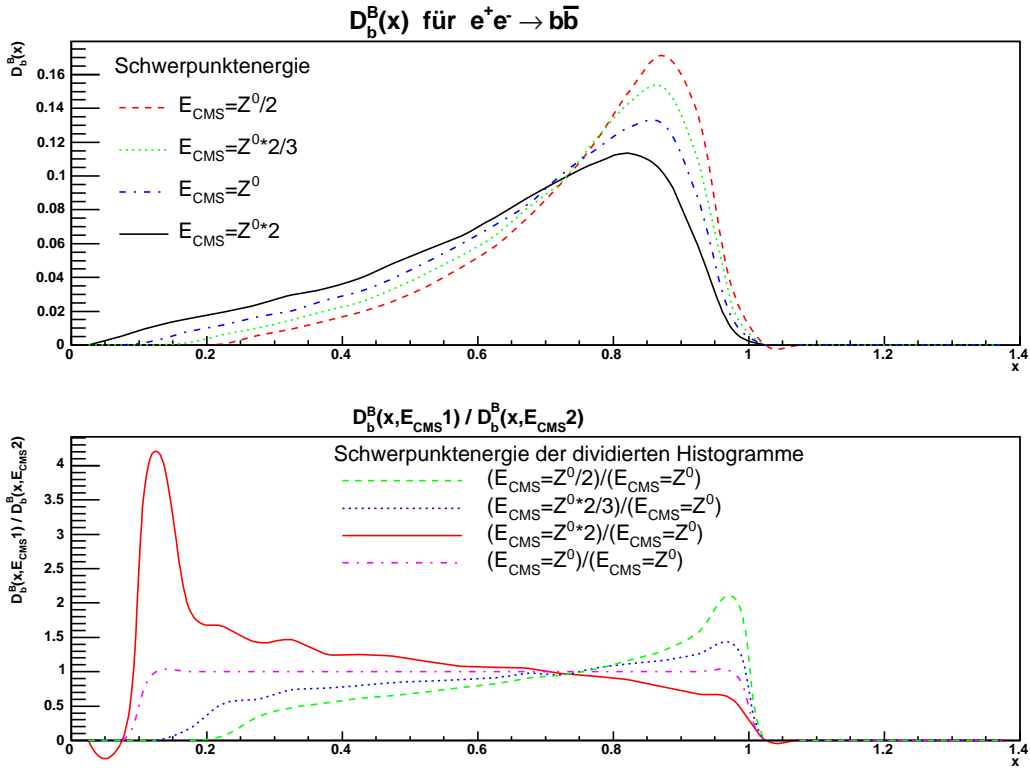


Abbildung 4.5: x -Verteilung für $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ bei verschiedenen Schwerpunktsenergien E_{CMS} [GeV]; $D_b^B(x)$ ist die Fragmentierungsfunktion von b -Quarks in B -Hadronen, Z^0 bezeichnet die Masse des Z -Bosons; Das untere Histogramm zeigt die dividierten Verteilungen

Abstrahlung vom Top-Quark unterdrückt ist. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, ist das x -Spektrum jedoch nahezu unabhängig von $m_{b\bar{b}}$.

Um auch das Skalenverhalten der b -Fragmentierung in $p\bar{p}$ -Kollisionen mit einzubeziehen und mit dem Verhalten in e^+e^- -Kollisionen vergleichen zu können, wird in Abbildung 4.7 der Mittelwert des x -Spektrums für die Verteilung $D_b^B(x)$ gegen die Skala aufgetragen. Als Skala für die Prozesse $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ und $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ ist die transversale Energie E_T der primären b -Quarks gewählt. Mit dieser Wahl zeigt sich für die Abhängigkeit von $\langle x \rangle$ mit der Energie in $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ derselbe Verlauf wie für $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$. Das Skalenverhalten der b -Fragmentierung in $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ sieht gleich aus wie in $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, jedoch unterschiedlich zu $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$.

Die Tatsache, dass E_T für $p\bar{p}$ -Kollisionen die analoge Wahl zu $m_{b\bar{b}}$ ($m_{b\bar{b}} = 2E_b$ für masselose Teilchen) für e^+e^- -Kollisionen darstellt, lässt sich mit dem Farbfluss zwischen den Teilchen begründen. Farbverbundene Teilchen bilden ein

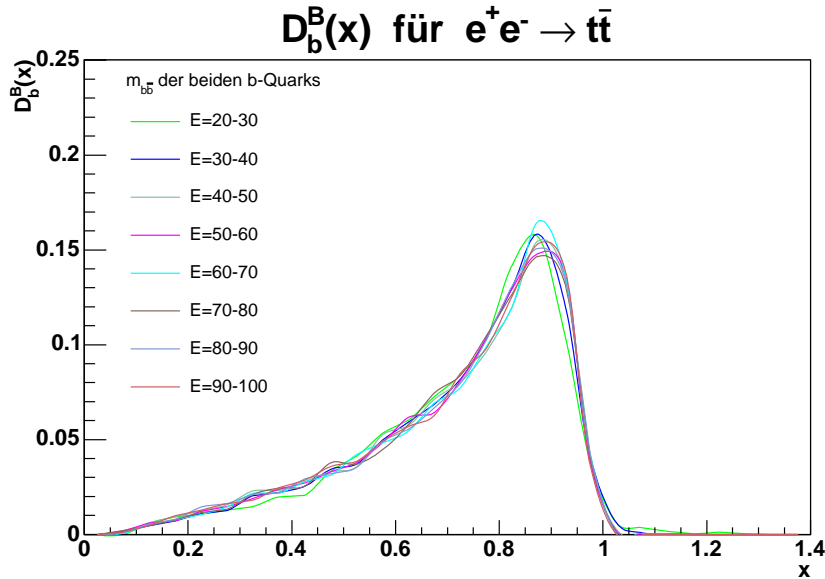


Abbildung 4.6: x -Verteilung für $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ für verschiedene Bereiche E [GeV] von $m_{b\bar{b}}$; $D_b^B(x)$ ist die Fragmentierungsfunktion von b-Quarks in B-Hadronen

farbneutrales System und bestimmen so die Skala der folgenden Prozesse. Bei Elektron-Positron-Kollisionen sind die in der harten Wechselwirkung entstehenden Teilchen farbverbunden. In $p\bar{p}$ -Kollisionen hingegen besteht eine Farbverbindung der Teilchen zu den Resten von Proton und Antiproton. Diese fliegen in Strahlrichtung weiter. Die transversale Energie der b-Quarks entspricht also dem "transversalen Anteil" der invarianten Masse von b-Quark und Proton-Resten.

Entgegen der Erwartung ist die Skalenverletzung der b-Fragmentierung bei direkter Produktion stärker als für b-Quarks aus dem Top-Zerfall. Im Gegensatz zur Skala der b-Fragmentierung in $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ stellen die gewählten Größen offenbar nicht die geeignete Skala für die b-Fragmentierung in Top-Zerfällen dar.

Um den Einfluss des Top-Quarks auf die Verteilung besser einschätzen zu können, wird für $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ der Wert $\langle x \rangle$ (Energie) für verschiedene Schnitte auf die invariante Masse $m_{t\bar{t}}$ der primären Top-Quarks aufgetragen. Abbildung 4.8 zeigt das Resultat. Für $350 \leq m_{t\bar{t}} \leq 400$ ist der Verlauf innerhalb der statistischen Fluktuationen flach. Beschränkt man dagegen $m_{t\bar{t}}$ auf $500 \leq m_{t\bar{t}} \leq 1000$, so ist $\langle x \rangle$ stark abfallend mit der Energie.

Die Unabhängigkeit der b-Fragmentierung von $m_{b\bar{b}}$ bei kleiner invarianter Masse des $t\bar{t}$ -Paares deutet darauf hin, dass die Topmasse die relevante Skala der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen ist. Eine anschauliche Erklärung hierfür liefert die Abstrahlung weicher Gluonen vom Top-Quark. Die aus der harten Wechsel-

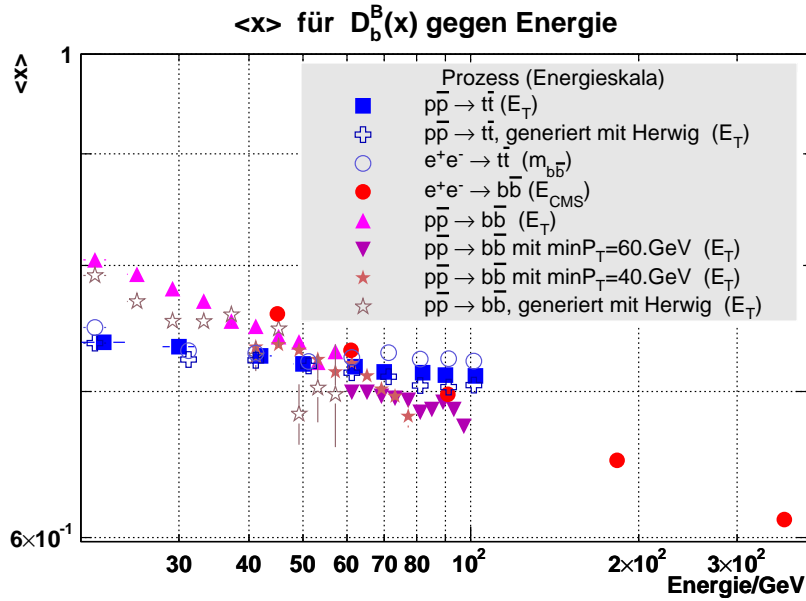


Abbildung 4.7: $\langle x_B \rangle$ für verschiedene Prozesse gegen die Energie Q ; die Prozesse wurden standardmäßig mit PYTHIA 6.2 generiert, $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ und $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ zusätzlich mit HERWIG 6.4; E_T ist die transversale Energie des b-Quarks; $minP_T$ ist der minimale Transversalimpuls der harten Wechselwirkung

wirkung entstehenden Top-Quarks haben auf Grund ihrer hohen Masse nur eine geringe Geschwindigkeit. Bevor das Top-Quark in ein W-Boson und ein b-Quark zerfällt, kann es weiche Gluonen abstrahlen¹³⁾. Dadurch wird die Farbverbindung zum Strahlrest (in $p\bar{p}$ -Kollisionen) oder zum zweiten Top-Quark (in e^+e^- -Kollisionen) getrennt; die Skala reduziert sich auf die invariante Masse $m_{t g_{soft}}$ des Top-Quarks und des zuletzt abgestrahlten weichen Gluons g_{soft} . Der Viererimpuls des Gluons kann gegenüber der Topmasse vernachlässigt werden, wodurch die invariante Masse von Top-Quark und weichem Gluon etwa der Top-Masse entspricht.

In Abbildung 4.9 ist die Anzahl der stabilen geladenen Hadronen in Abhängigkeit von $\cos(\theta_{b\bar{b}_{dir}})$ für $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ aufgetragen. Dabei ist $\theta_{b\bar{b}_{dir}}$ der Winkel zwischen den Flugrichtungen der primären b - und \bar{b} -Quarks. Die Anzahl der stabilen geladenen Hadronen ist proportional zur mittleren Hadronmultiplizität. In [30] werden verschiedene Szenarien vorgestellt, die zu unterschiedlichen Multiplizitätsverteilungen führen. Die schwache Abhängigkeit der Hadronmultiplizität von $\cos(\theta_{b\bar{b}_{dir}})$ ist ein Hinweis darauf, dass das Top-Quark selbst Gluonen ab-

¹³⁾ $E_g \lesssim \Gamma_T$ für reelle Top-Quarks. E_g ist die Energie des Gluons, Γ_T ist die Breite des Top-Quarks. Die Ungleichung folgt aus der Unschärferelation.

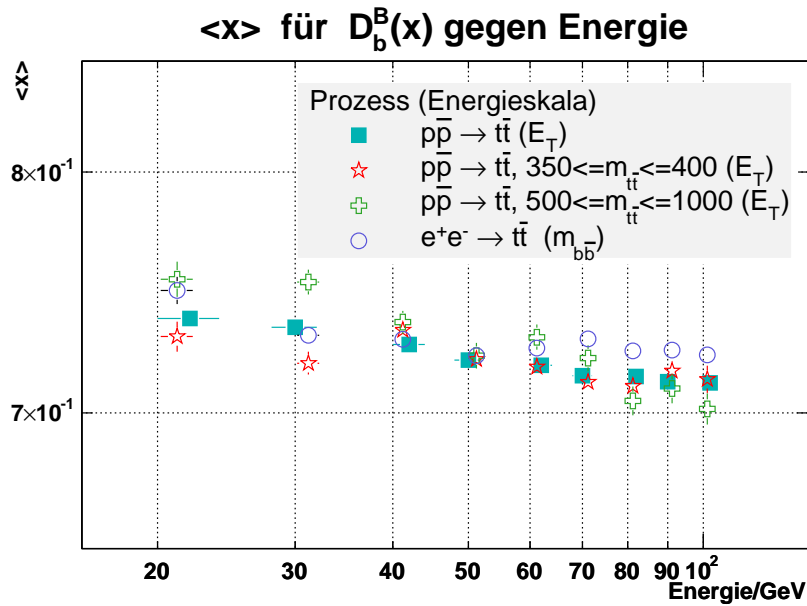


Abbildung 4.8: $\langle x_B \rangle$ für b -Fragmentierung in Top-Zerfällen gegen die Energie Q ; die Prozesse wurden mit PYTHIA 6.2 generiert; E_T ist die transversale Energie des b -Quarks; $m_{t\bar{t}}$ ist die invariante Masse der primären Top-Quarks

strahlt, bevor es in W -Boson und b -Quark zerfällt.

Die Abhängigkeit der Skalenverletzung von $m_{t\bar{t}}$ zeigt, dass die harte Skala nicht komplett vernachlässigt werden kann. Ist der Impulsübertrag im harten Prozess groß, so wird die invariante Masse $m_{t\bar{t}}$ groß. Eine Möglichkeit zur Erklärung der Abhängigkeit der Skalenverletzung von $m_{t\bar{t}}$ ist, dass harte Gluonen abgestrahlt werden. Harte Gluonen können gegenüber der Topmasse nicht mehr vernachlässigt werden, die Skala ist nicht mehr durch m_t gegeben, sondern durch die höhere invariante Masse des farbverbundenen Systems aus Top-Quark und hartem Gluon.

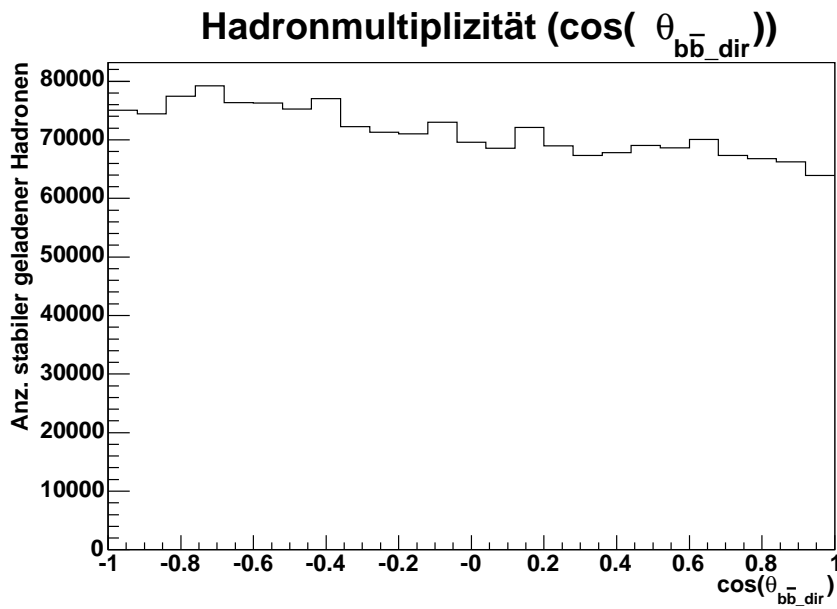


Abbildung 4.9: Anzahl der stabilen geladenen Hadronen gegen $\cos(\theta_{b\bar{b}_{dir}})$ in $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$; $\theta_{b\bar{b}_{dir}}$ ist der Winkel zwischen den Richtungen der primären b - und \bar{b} -Quarks; betrachtet wurden 50000 Ereignisse

Kapitel 5

Das Experiment

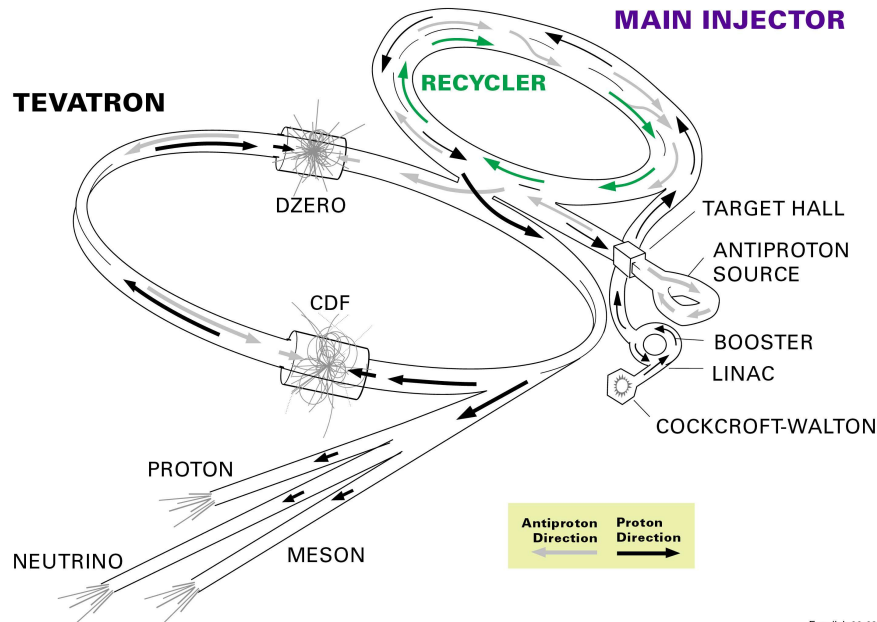
In Batavia, westlich von Chicago, liegt das 27.5 km^2 große Gelände des Fermilab (FNAL). Hier befindet sich das TEVATRON, ein Proton-Antiproton-Beschleuniger, der bei der weltweit bisher höchsten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ arbeitet. Zwei Experimente, CDF und DØ, liegen direkt an Strahlkreuzungspunkten, an denen Proton- und Antiprotonstrahl zur Kollision gebracht werden. Beide Detektoren dienen zum Nachweis und zur Messung der bei der Kollision entstandenen Teilchen bzw. von deren Zerfallsprodukten.

Das Fermilab wurde am 21. November 1967 gegründet. Die wichtigsten, physikalisch grundlegendsten Entdeckungen am FNAL waren die Entdeckung des Bottom-Quarks im Jahr 1977, des Top-Quarks 1995 und der erste direkte Nachweis des Tau-Neutrinos im Juli 2000. Für den Nachweis des Top-Quarks wurden Daten von Run I (1992 bis 1996) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ und einer integrierten Luminosität von $\sim 100 \text{ pb}^{-1}$ verwendet. Seit Frühjahr 2001 wird das TEVATRON bei einer erhöhten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ (Run II) mit verbesserten Detektoren CDF und DØ (Run II upgrade) betrieben. Bis zum Jahre 2009 wird eine integrierte Luminosität von 4 fb^{-1} bis 9 fb^{-1} erwartet.

5.1 Der TEVATRON-Beschleuniger

Das TEVATRON (Umfang 6.4 km) ist ein Proton-Antiproton-Speicherring. Es bildet die letzte Stufe einer Beschleunigungskette für Protonen und Antiprotonen und dient zur Speicherung und Kollisionen der Protonen und Antiprotonen. Der gesamte Beschleunigerkomplex besteht aus einem Cockcroft-Walton-Beschleuniger, einem Linearbeschleuniger (*LINAC*), einem *Booster* (ein Synchrotron), einem Vorbeschleunigungsring (*Main Injector*) und dem TEVATRON-Ring selbst. Zusätzlich existiert eine Antiproton-Quelle. Abb. 5.1 zeigt eine schema-

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN



Fermilab 00-635

Abbildung 5.1: Schema der Beschleunigungskette [31]

tische Darstellung der Beschleunigungsstufen. Der im Bild dargestellte *Recycler* soll zur Wiederverwertung der Antiprotonen dienen, die sich nach Beendigung der Datennahme noch im Beschleunigerring befinden. Der *Recycler* ist noch nicht in Betrieb. Details zur Beschleunigungskette findet man u. a. in [32].

Zunächst werden Wasserstoffatome zu H^- ionisiert, im Cockcroft-Walton-Beschleuniger auf 750 keV vorbeschleunigt und im LINAC auf eine Energie von 400 MeV gebracht. Danach durchlaufen die Wasserstoffionen Abstreiffolien und verlieren ihre Elektronen. Die entstandenen Protonen kommen anschließend in den Booster, in dem sie auf 8 GeV beschleunigt werden, worauf sie in den Main Injector (Radius: 0.5 km) eingespeist werden. Nach Erreichen einer Energie von 120 GeV verlassen die Protonen den Main Injector und erzeugen durch Beschuss einer Nickel-Scheibe (*Target*) Antiprotonen. Mit Hilfe eines Magneten werden hierauf die Antiprotonen aussortiert, gebündelt, dann auf 8 GeV beschleunigt und in einem Accumulator gesammelt. Zur Erzeugung eines Antiprotons sind 10^5 Protonen notwendig, das heißt der o. g. Prozess wird oft wiederholt, bevor letztendlich ein Proton-Strahl im Main-Injector auf 150 GeV vorbeschleunigt und in den TEVATRON-Ring eingespeist werden kann. Danach treten die angesammelten Antiprotonen in den Main Injector ein, werden auf 150 GeV beschleunigt und in entgegengesetzter Richtung zu den Protonen in das TEVATRON eingespeist. Beide Strahlen erreichen hier eine Energie von 0.98 TeV , bevor sie zur Kollision

gebracht werden.

Um die Teilchen auf ihrer Spur zu halten, ist ein Magnetfeld von 4.2 T nötig. Hierzu kommen supraleitende Dipolmagnete zum Einsatz. Zur Erhaltung der Supraleitung werden die Magnete auf eine Temperatur von 4.2 K mit Hilfe von flüssigem Helium gekühlt.

Protonen und Antiprotonen werden in 3 Gruppen (*trains*), bestehend aus jeweils 12 Paketen (*bunches*), beschleunigt. Der Abstand zwischen den einzelnen Paketen beträgt 396 ns , der Abstand zwischen den Gruppen $7\text{ }\mu\text{s}$. Jedes Paket enthält $\mathcal{O}(10^{11})$ Protonen bzw. $\mathcal{O}(10^{10})$ Antiprotonen. An zwei Stellen im Speicherring, an denen sich der DØ- und der CDF-Detektor befinden, werden die Teilchen zur Kollision gebracht.

Es werden so lange Daten genommen, bis die instantane Luminosität auf etwa ein Viertel des Anfangswertes abgefallen ist. Die Phase von Beginn bis Ende der Datennahme wird als *Store* bezeichnet und endet mit dem Abschalten eines Sektor-magneten des Rings. Die noch im TEVATRON befindlichen Protonen und Antiprotonen verlassen hier den Ring und treffen auf einen Absorber. Jeder *Store* wird in mehrere *Runs* unterteilt. Durch die exponentiell sinkende Luminosität müssen nach bestimmter Zeit (max. 4 Stunden) Trigger-Parameter verändert werden, um eine optimale Datennahme zu gewährleisten. Ein *Run* bezeichnet die Datennahme innerhalb dieses Zeitabschnittes.

5.2 Der DØ-Detektor

Der DØ-Detektor wurde insbesondere zur genauen Messung von Elektronen, Muonen, Jets und fehlender transversaler Energie gebaut. Abb. 5.2 zeigt den Querschnitt des gesamten Detektors.

Der Detektor ist 20 m lang und 13 m hoch. Er ist in drei Hauptkomponenten unterteilt:

- Die Spurdetektoren (Siliziumstreifen- und Faser-Detektor, SMT und CFT), umgeben von einem supraleitenden 2 T Solenoid-Magneten zur Messung der Impulse geladener Teilchen
- Das Kalorimeter zur Identifikation und Energiemessung von Jets, Elektronen, und Photonen
- Das Muonsystem zum Nachweis und zur Messung von Muonen; hier befindet sich eine weitere Spule zur Erzeugung eines toroidalen Magnetfeldes von 1.8 T

Eine detaillierte Beschreibung findet sich z.B. in [34] oder [35]. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten kurz erklärt.

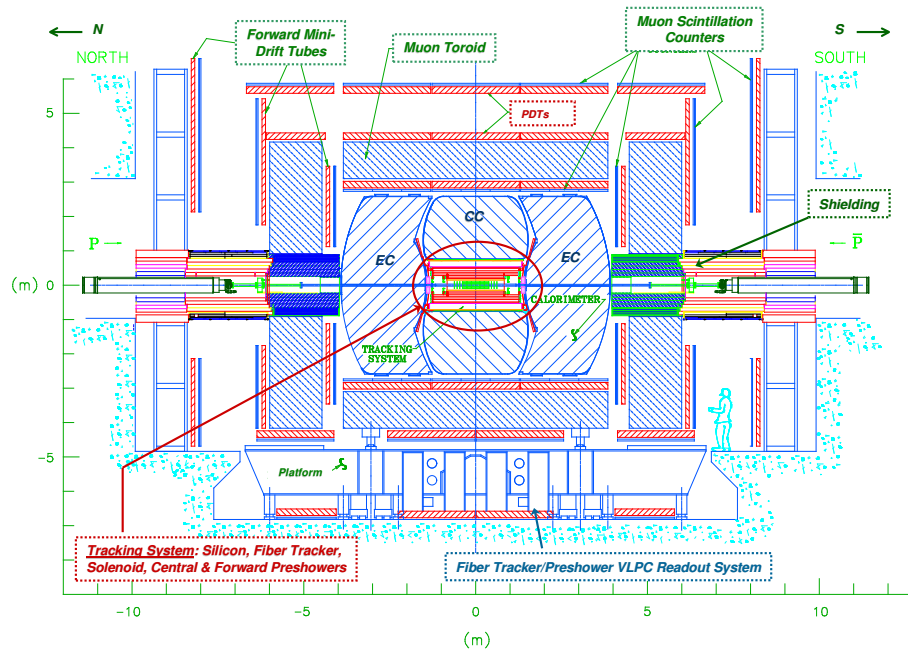


Abbildung 5.2: Querschnitt des DØ-Detektors [33]

5.2.1 Das Spursystem

Im Inneren des Detektors befindet sich das Spursystem, bestehend aus dem unmittelbar um den Strahlkreuzungspunkt gelegenen SMT (*Silicon Microvertex Tracker*) und dem darum aufgebauten CFT (*Central Fiber Tracker*). Das gesamte System ist von dem Solenoid-Magneten umgeben. Der Magnet ist 2.8 m lang und umschließt SMT sowie CFT. Zur Aufrechterhaltung der Supraleitung wird der Magnet mit Hilfe eines Kryostaten gekühlt. Solenoid und Kryostat bilden zusammen 1.1 Strahlungslängen¹⁾ X_0 Material. Durch die Krümmung der Spur geladener Teilchen im Magnetfeld wird deren Impulsmessung ermöglicht.

Der SMT besteht aus sechs Zylinderelementen (*Barrel*) und 16 Scheibenelementen (*Discs*). Die Ortsauflösung des Siliziumstreifendetektors liegt bei $\sigma = 10\ \mu\text{m}$. Dadurch wird z.B. die Messung von Sekundärvertices ermöglicht, die eine wichtige Methode zur Identifikation von b-Jets darstellt.

Der zweite Spurdetektor, der eine verbesserte Spureffizienz ermöglicht, ist der Faserdetektor. Dieser deckt den Bereich bis $|\eta| < 1.62$ ab²⁾. Der CFT besteht aus 74000 szintillierenden Fasern, die in acht konzentrischen Zylindern angeordnet sind. Jeder Zylinder besteht aus einer Doppellage von in axialer Richtung an-

¹⁾Die Strahlungslänge X_0 ist die Distanz, in der die Energie eines Teilchens durch Strahlungsverluste um den Faktor $1/e$ abnimmt.

²⁾Zur Definition der Pseudorapidität η siehe Anhang A

geordneten Fasern. Zylinder mit ungeraden Nummern haben zusätzlich je eine Doppellage von "Stereo"-Fasern, die gegenüber der axialen Richtung um $\pm 3^\circ$ gedreht sind. Die Ortsauflösung des CFT beträgt $\sigma = 100 \mu\text{m}$.

Für das Gesamtsystem aus SMT und CFT beträgt die Auflösung des Transversalimpulses für geladene Teilchen

$$\Delta p_T / \text{GeV} = 0.002 (p_T / \text{GeV})^2. \quad (5.1)$$

Diese Auflösung ist viel besser als für das Muonsystem, weshalb der Spurdetektor für die Impulsauflösung von Muonen eine wichtige Rolle spielt.

5.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter dient zur Identifikation und Energiemessung von Elektronen, Photonen, Jets, fehlender transversaler Energie und zum Teil von Muonen. Letztere hinterlassen hier nur eine kleine (minimale) Energiedeposition durch Ionisierung des Materials.

Direkt um die Solenoidspule ist ein Detektor aus szintillierendem Material angebracht, um in Magnet und Kryostat entstandene Schauer zu erfassen. Das Kalorimeter, bestehend aus von flüssigem Argon umspülten Uranabsorberplatten, umschließt diese Komponente. Um das Argon auf einer Temperatur von 78 K zu halten, ist das Kalorimeter in Kryostaten untergebracht. Es teilt sich in ein zentrales (CC, $|\eta| < 1$) und zwei Endkappenkalorimeter (EC, mit CC zusammen $|\eta| < 4$) auf. Jeder Teil besteht aus vier elektromagnetischen (EM), drei feinen (FH) und einer grob (CH) segmentierten hadronischen Lage. Im Raum zwischen CC und EC ist der aus szintillierenden Elementen aufgebaute *Intercryostat Detector* untergebracht. Er erlaubt eine Energiemessung im Zwischenraum von CC und EC. Die Segmentierung des gesamten hadronischen sowie der ersten, zweiten und vierten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters in η und ϕ beträgt $\Delta\eta = 0.1$ und $\Delta\phi = 0.1$. Die dritte Lage des EM ist mit $\Delta\eta = \Delta\phi = 0.05$ feiner segmentiert, wodurch der Abgleich von Spuren und Kalorimetertreffern verbessert wird und eine genauere Positionsangabe in η und ϕ gewährleistet wird, falls keine Spur rekonstruiert werden kann. Bei $\eta = 0$ ist das EM 20.6 Strahlungslängen X_0 dick. Fein und grob segmentiertes hadronisches Kalorimeter bilden zusammen eine Dicke von 6.4 Absorptionslängen³⁾ λ_A .

Elektromagnetische Teilchen werden vollständig innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters absorbiert. Hier beginnt auch das Aufschauern von hadronischen Jets, findet aber im Wesentlichen erst im fein und grob segmentierten

³⁾Die Absorptionslänge λ_A ist die Distanz, in dem die Anzahl der Teilchen (z.B. Photonen) um den Faktor $1/e$ abgefallen ist.

hadronischen Kalorimeter statt. Das ermöglicht eine Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Objekten. Zusätzlich trägt die unterschiedliche Schauerform von elektromagnetischen Teilchen und hadronischen Jets zur Trennung beider Objektklassen bei.

Die Auflösung des Transversalimpulses der Kalorimeter kann für elektromagnetische und hadronische Objekte folgendermaßen parametrisiert werden [36]:

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{\frac{N^2}{p_T^2} + \frac{S^2}{p_T} + C^2}. \quad (5.2)$$

N kann auf elektronisches Rauschen zurückgeführt werden, S beschreibt Fluktuationen in der Energiedeposition und C kann auf Unsicherheiten in der Kalibration des Kalorimeters zurückgeführt werden. Die Parameter N , C , und S sind für elektromagnetische Objekte und Jets einzeln in Tabelle 5.1 zu finden. Im Gegensatz zu den Spurdetektoren nimmt die Energieauflösung mit steigenden Energiedepositionen zu.

Objekt	C	$S[\sqrt{\text{GeV}}]$	$N[\text{GeV}]$
Elektronen	0.044	0.224	-
Jets	0.0893	0.753	5.05

Tabelle 5.1: Parameter der Energieauflösung im Kalorimeter

5.2.3 Das Muonsystem

Das Muonsystem bildet den äußeren Teil des Detektors. Hier werden Muonen nachgewiesen und gemessen. Um eine separate Impulsmessung im Muonsystem zu ermöglichen, befindet sich hier ein weiterer Magnet, der ein toroidales Feld von 1.8 T erzeugt.

Das Muonsystem besteht aus zwei Teilen: Dem Weitwinkel-Muonsystem (WAMUS: *Wide Angle Muon System*), das den Bereich $|\eta| \leq 1$ abdeckt und dem Vorwärts-Muonsystem (FAMUS: *Forward Muon System*), das $1 \leq |\eta| \leq 2$ abdeckt. Beide Systeme sind jeweils in drei Lagen (A, B, C) unterteilt. Die A-Lage schließt direkt an das Kalorimeter an und wird vom Eisen des Toroidmagneten umgeben. Daraufhin folgt die B-Lage, umgeben von der C-Lage. Im WAMUS bestehen alle drei Lagen aus Proportionaldriftröhren (PDT: *Proportional Drift Tube*) und Szintillationszählern. Im FAMUS werden Mini-Driftröhren (MDT: *Mini-Drift Tubes*) an Stelle der PDTs verwendet. Der Bodenbereich des Detektors direkt unter dem Kalorimeter wird aufgrund der hier befindlichen Detektor- und Ausleseelektronik nur teilweise vom Muonsystem abgedeckt.

Alle Szintillatoren des Zentralbereiches sind rechteckig, wobei sie in der A-Lage einen Azimuthalwinkel von $\Delta\phi = 4.5^\circ$ und eine Breite von $\Delta z = 0.85\text{ m}$ überdecken. Im FAMUS sind die Szintillatoren in Pseudorapidität und Azimuthalwinkel segmentiert, mit $\Delta\phi = 4.5^\circ$ und $\Delta\eta = 0.1$.

Die Auflösung des Transversalimpulses im Muonsystem kann folgendermaßen parametrisiert werden [37]:

$$\frac{\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right)}{\frac{1}{p_T}} = \sqrt{A^2 * p_T^2 + B^2}. \quad (5.3)$$

Dabei beschreibt der Term $A * p_T$ (mit $A = 0.00437\text{ GeV}^{-1}$ für $|\eta| \leq 1$ und $A = 0.00184\text{ GeV}^{-1}$ für $1 < |\eta| \leq 2$) die durch die Ortsauflösung bedingte Impulsauflösung und B (mit $B = 0.348$ für $|\eta| \leq 1$ und $B = 0.269$ für $1 < |\eta| \leq 2$) den Einfluss der Vielfachstreuung auf die Impulsauflösung.

5.2.4 Der Trigger und die Datennahme

An den Wechselwirkungspunkten finden die Kollisionen im Mittel mit einer Rate von 1.7 MHz statt. Die Rate, mit der Daten gespeichert werden können, beträgt jedoch nur 50 Hz . Um diesen Wert zu erreichen, müssen die Daten mit Hilfe von Triggern vorselektiert werden, wobei für verschiedene Teilchen und Detektorteile separate Trigger existieren. Der Trigger entscheidet, ob ein Ereignis weiter betrachtet werden soll oder verworfen wird. Bei DØ sind die Trigger in drei Stufen (*Level*) unterteilt. Der Stufe1-Trigger (L1-Trigger) ist ein reiner Hardware-Trigger. Er verwendet elektronische Signale aus einzelnen Detektorkomponenten. Die letzte Triggerstufe, der Stufe3-Trigger (L3-Trigger), ist ein reiner Software-Trigger, der eine fast vollständige Rekonstruktion des betrachteten Ereignisses vornimmt. Der Stufe2-Trigger (L2-Trigger) ist eine Mischung aus beidem. Hier werden bereits physikalische Objekte rekonstruiert und identifiziert.

Zu Beginn eines *Stores* ist die Wechselwirkungsrate (Luminosität) groß und fällt dann ab. Um während des gesamten *Stores* eine Ausleserate von 50 Hz erreichen zu können, verwendet man Unterdrückungsfaktoren (*prescales*) x . Falls nach dem Stufe1-Trigger die Rate der akzeptierten Ereignisse noch zu hoch ist, wird nur jedes x -te Ereignis weitergeleitet, das die Triggerbedingung erfüllt hat. Das hat zur Folge, dass die für eine Analyse verwendete Luminosität (*Trigger-Luminosität*) stark von Triggern sowie Unterdrückungsfaktoren abhängt. Die Luminosität der gespeicherten Daten ist also kleiner als die vom Beschleuniger gelieferte Luminosität. Mehr zur Definition, Messung und Größe der Luminosität bei DØ wird z.B. in [38] und [39] erklärt.

Kapitel 6

Messung der b-Fragmentierung mit Hilfe muonischer Zerfälle

Die Untersuchung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen setzt die Identifikation des Top-Ereignisses und die Messung der Variable $x_B = E_B/E_b$ voraus. Da die Energie des b-Quarks E_b nicht direkt und die Energie des B-Hadrons E_B nur in seltenen Fällen vollständig rekonstruiert werden kann, muss eine Methode gefunden werden, mit deren Hilfe sich auf die x_B -Verteilung schließen lässt.

Die Energie des b-Quarks kann durch die Energie des zugehörigen Jets E_{bJet} bestimmt werden. Anstatt jedoch E_B zu betrachten, wird in dieser Arbeit die Energie der Leptonen aus dem Zerfall der B-Hadronen untersucht. Das hat den Vorteil, dass sowohl Elektronen als auch Muonen direkt im Detektor gemessen werden und somit experimentell gut zugänglich sind. Bisher ist es jedoch noch nicht möglich, Elektronen aus dem B-Zerfall und den zugehörigen Jet aus einem b-Quark zu identifizieren. Daher werden hier nur die Muonen aus dem B-Zerfall betrachtet. Prinzipiell ist die Analyse aber auch mit Elektronen aus dem B-Zerfall möglich.

In Abschnitt 6.1 wird die Untersuchung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen mit Hilfe von

$$x_\mu = \frac{E_\mu}{E_{bJet}} \quad (6.1)$$

auf Generatorniveau vorgestellt. Durch die schwache Wechselwirkung ist der Zerfall $B \rightarrow \mu + X$ möglich. Das Energiespektrum des Muons ist – analog zum Energiespektrum des Elektrons im β -Zerfall – berechenbar und hängt mit der Energie des B-Hadrons zusammen. Der Mittelwert von E_μ hängt linear von E_B ab. Diese Eigenschaft wird zur Messung von x_B verwendet.

In Abschnitt 6.3 wird diese Untersuchung auf Monte-Carlo-Daten ausgeweitet, die eine Detektorsimulation durchlaufen haben. Dabei wird auch auf den rele-

vanten Untergrund bei der Messung von $\langle x_\mu \rangle$, den Einfluss von falsch vermessenen Muonen und auf Likelihood-Gewichte¹⁾ eingegangen. Zur Untergrundbestimmung werden bereits Daten verwendet. Abschnitt 6.2 geht auf die Identifikation von Teilchen, die verwendeten Datensätze und die Selektion von Ereignissen ein. Eine erste Anwendung der Methode zur Messung der Fragmentierung wird in Abschnitt 6.4 vorgestellt.

Zur Untersuchung wird die Fragmentierungsfunktion von Peterson verwendet. Obwohl die Bowler-Fragmentierungsfunktion zur Beschreibung von e^+e^- -Daten besser geeignet ist (siehe Kapitel 4.2) als die Peterson-Fragmentierungsfunktion, hat letztere für eine erste Untersuchung in $p\bar{p}$ -Kollisionen einige Vorteile. Zum einen ist nur die Variation von einem Parameter ϵ_P notwendig anstatt von drei Parametern. Zum anderen können die Parameter a und b der Bowler-Funktion im MC-Generator PYTHIA nicht unabhängig von der Lund-symmetrischen Fragmentierungsfunktion angegeben werden. Ändert man diese Parameter, so ändert man auch die Fragmentierung leichter Quarks. Nur der Parameter r_Q kann unabhängig von den leichten Quarks variiert werden. r_Q bewirkt jedoch eine Interpolation zwischen der Lund-symmetrischen und der Bowler-Fragmentierungsfunktion.

6.1 Untersuchung von x_B zu x_μ auf Generatorniveau

Die b-Fragmentierung in Top-Zerfällen wird in diesem Abschnitt mit Monte-Carlo-simulierten Daten untersucht. Der betrachtete Prozess ist

- $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ bei einer Schwerpunktsenergie von 2 TeV .

Die Generierung der simulierten Daten erfolgt mit PYTHIA 6.2, wobei bis auf die in Tabelle 4.3 gegebenen Parameter die Standardeinstellung von PYTHIA verwendet wird. Die Rekonstruktion von Jets erfolgt in diesem Abschnitt standardmäßig mit dem in Anhang A beschriebenen K_T -Jetalgorithmus, zusätzlich aber auch mit dem von PYTHIA gelieferten Conealgorithmus. Bei der Jetrekonstruktion werden alle Teilchen außer Neutrinos berücksichtigt. Für den K_T -Jetalgorithmus werden die in Anhang A.2 bestimmten Parametereinstellungen benutzt. Der Conealgorithmus verwendet die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Parametereinstellungen. Für die Untersuchung wird nicht nach Zerfallskanälen des $t\bar{t}$ -Paares unterschieden.

Die Verteilung von x_B verändert sich mit Variation des Peterson-Parameters ϵ_P . Wird ϵ_P erhöht, so verschiebt sich die Verteilung zu kleineren x_B , wie in Abbildung 6.1 links für drei Werte von ϵ_P zu sehen ist. Bei der Variation von x_B mit ϵ_P

¹⁾Likelihood-Gewichte sollen den Signalanteil in Daten verstärken; siehe Abschnitt 6.3.4

Parameter	Wert	Bedeutung
MSTU(51)	40	der angenommene Detektor wird in MSTU(51) gleich große Eta-Stücke geteilt
PARU(51)	4.	maximale und minimale Pseudorapidity des angenommenen Detektors
MSTU(52)	63	der angenommene Detektor wird in MSTU(52) gleich große Phi-Stücke geteilt
MSTU(53)	2	die Energie wird in jeder Kalorimeterzelle verschmiert
PARU(55)	0.347	notwendig für die Standardabweichung zur Energieverschmierung in den Kalorimeterzellen
PARU(56)	2.	notwendig für die Standardabweichung zur Energieverschmierung in den Kalorimeterzellen
PARU(52)	1.0	alle Eta-Phi-Stücke mit $E_T > \text{PARU}(52)$ werden als mögliche Initiatoren von Jets verwendet
PARU(54)	0.5	die totale transversale Energie summiert über Zellen mit einem Abstand von höchstens PARU(54) im $\eta \times \phi$ -Raum muss zur Bildung eines Jets einen Wert von PARU(53) übersteigen
PARU(53)	8.0	siehe PARU(54); PARU(53) in GeV

Tabelle 6.1: Parameter und Schalter für den Conealgorithmus in PYTHIA 6.2

ist zu beachten, dass die Fragmentierung auch von Λ_{QCD} abhängt. Die Grafik 6.2 zeigt die Abhängigkeit des Mittelwertes der x_E -Spektren für D^* - und B-Mesonen von ϵ_c bzw. ϵ_b für mehrere Werte von Λ_{QCD} . In dieser Analyse wird der Wert von Λ_{QCD} auf den Standardwert von PYTHIA festgesetzt²⁾, so dass der Mittelwert $\langle x_E \rangle$ nur noch von ϵ_p abhängt.

Wird nun $x_{Lepton} = E_{Lepton}/E_{Jet}$ für die Leptonen – Elektronen, Muonen oder Tauonen³⁾ – aus dem schwachen Zerfall des B-Hadrons verwendet, so sollte sich auch hier eine Veränderung der Verteilung zeigen, da die Energie des Leptons von der Energie des B-Hadrons abhängt. Wie das rechte Histogramm in Abbildung 6.1 zeigt, werden kleinere x_{Lepton} -Werte mit zunehmendem ϵ_p wahrscheinlicher. Das lässt bereits vermuten, dass sich die Fragmentierung prinzipiell mit x_{Lepton} messen lässt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein B-Hadron in ein bestimmtes Lepton zerfällt, beträgt etwa 10% (siehe [3]). Zusätzlich ist die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse in $p\bar{p}$ -

²⁾Der Parameter PARU(112) in PYTHIA gibt Λ_{QCD} an. Die Standardeinstellung ist $\text{PARU}(112) = 0.25 GeV$

³⁾ τ s zerfallen normalerweise in Elektronen oder Muonen. Im Experiment sind Tauonen schwer nachzuweisen, werden hier aber vorerst noch beachtet.

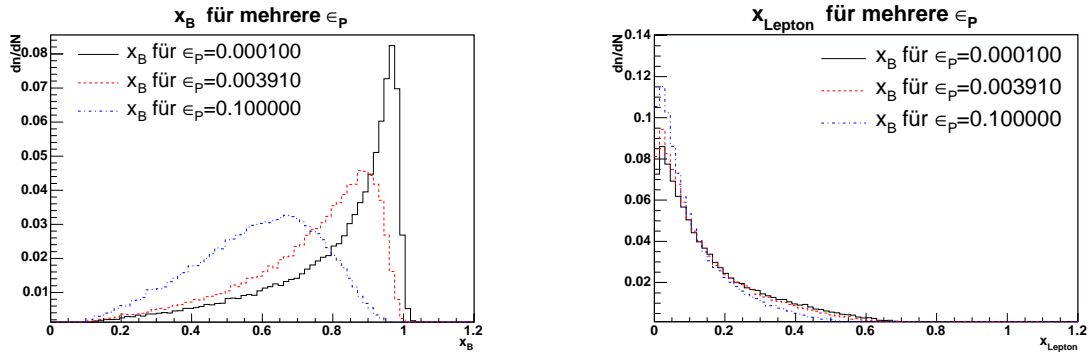


Abbildung 6.1: x_B - und x_{Lepton} -Verteilung für verschiedene ϵ_P für den K_T -Jetalgorithmus; links: x_B -Verteilung; rechts: x_{Lepton} -Verteilung

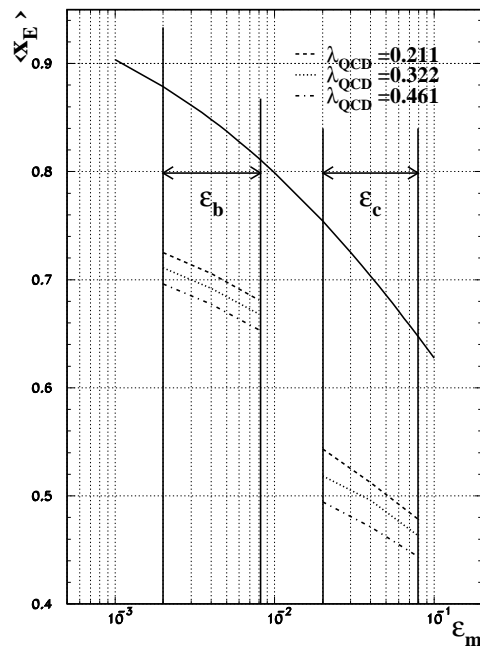


Abbildung 6.2: Abhängigkeit von $\langle x_E \rangle = \langle E_{Hadron} / E_{Quark} \rangle$ von ϵ_P für D^* - und B-Mesonen für mehrere Werte von Λ_{QCD} . Die Verteilung wurde für e^+e^- -Kollisionen gemessen [40]

Kollisionen gering⁴⁾, wobei darüber hinaus durch Schnitte zur Untergrundreduk-

⁴⁾bei einer Luminosität von $\mathcal{L} = 200 \text{ pb}^{-1}$ werden etwa 1290 $t\bar{t}$ -Ereignisse erwartet. Durch Selektionsschnitte und die Beschränkung auf einen bestimmten Zerfallskanal wird diese Anzahl

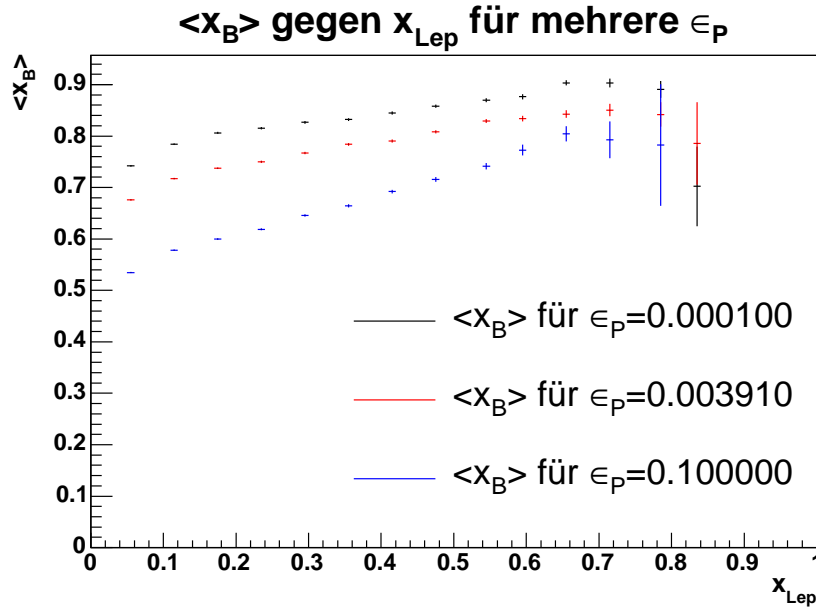


Abbildung 6.3: $\langle x_B \rangle$ gegen x_{Lepton} für verschiedene ϵ_P für den K_T -Jetalgorithmus

tion Ereignisse verloren gehen (siehe Abschnitt 6.3). Zieht man diese Aspekte in Betracht, so ist klar, dass nur wenige Ereignisse – in der Größenordnung von 20 – für die Messung von x_{Lepton} bzw. x_B übrig bleiben. Mit dieser geringen Statistik ist nur eine grobe Vermessung des Spektrums von x_{Lepton} möglich. Die Vermessung des Spektrums von x_B würde jedoch voraussetzen, dass die Verteilung von x_{Lepton} gut bestimmt werden kann. Die Untersuchung beschränkt sich daher auf die Messung des Mittelwertes der x_B -Verteilung.

In Abbildung 6.3 ist $\langle x_B \rangle$ gegen x_{Lepton} für drei Werte von ϵ_P aufgetragen. $\langle x_B \rangle$ steigt erwartungsgemäß mit größer werdendem x_{Lepton} an. Es zeigt sich, dass die $\langle x_B \rangle$ -Verteilung von ϵ_P abhängt. Bei festgehaltenem x_{Lepton} wird der Mittelwert von $\langle x_B \rangle$ mit zunehmendem ϵ_P kleiner. Dieses Verhalten entspricht dem in Abbildung 6.1 beobachteten und bestätigt den Zusammenhang von x_B und x_{Lepton} . Im Experiment kann nur x_{Lepton} , nicht aber $\langle x_B \rangle$ direkt gemessen werden. In den Daten kann aus einem gemessenen Wert von x_{Lepton} nicht auf die Variation von $\langle x_B \rangle$ mit ϵ_P geschlossen werden. Die Werte von $\langle x_B \rangle$ und von $\langle x_{Lepton} \rangle$ sollten jedoch, wie aus den Abbildungen 6.3 und 6.1 zu sehen ist, mit steigendem ϵ_P sinken.

Der Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_{Lepton} \rangle$ bei Variation von ϵ_P wird in Abbildung 6.4 oben gezeigt. Die aus der Zerfallskinetik erwartete Proportionalität von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_{Lepton} \rangle$ wird in der Abbildung deutlich. Die MC-generierten Daten

stark verringert.

lassen sich gut mit einem linearen Fit der Form

$$\begin{aligned}\langle x_B \rangle &= f(x) \\ f(x) &= a(x - \langle x \rangle) + b\end{aligned}\tag{6.2}$$

(im Folgenden als *Fitgerade* bezeichnet) beschreiben, wobei x die messbare Größe $\langle x_{Lepton} \rangle$ und $f(x)$ die zu bestimmende Größe $\langle x_B \rangle$ darstellen. Der Parameter a gibt die Steigung der Gerade an. Aus dem Parameter b lässt sich mit $b - a\langle x \rangle$ der Achsenabschnitt bestimmen. $\langle x \rangle$ gibt den Mittelwert von x für alle Werte an, die zum Geradenfit verwendet werden. Unter der Annahme identischer Fehler aller $\langle x_B \rangle$ -Werte hat die Verschiebung der Gerade um $\langle x \rangle$ den Vorteil, dass die Korrelationen von a und b verschwinden.

Die zu Abbildung 6.4 gehörigen Werte der Fitparameter sowie χ^2/NDF werden in Tabelle 6.2 aufgelistet. Die Werte von χ^2/NDF sind alle in der Nähe von eins, das heißt die Fitfunktion beschreibt die Daten gut. Die Steigung der Fitgerade ist größer als eins, da sich bei Verkleinern von ϵ_P die Verteilung von x_B stärker zu größeren Werten verschiebt als die Verteilung von x_{Lepton} (siehe auch Abbildung 6.1). In den Fehler von $\langle x_B \rangle$ geht der Fehler von $\langle x_{Lepton} \rangle$ multipliziert mit der Geradensteigung ein. Eine große Steigung bedeutet also, dass der absolute Fehler von $\langle x_B \rangle$ groß wird.

Abbildung 6.4 zeigt die Graphen von $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Lepton} \rangle$ (oben), $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Elektron} \rangle$ (Mitte) und $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ (unten) im Vergleich. Es wird deutlich, dass die Wahl des Zerfallsleptons keinen wesentlichen Einfluss auf den linearen Zusammenhang hat. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Masse nur einen geringen Beitrag zur Gesamtenergie des Leptons ausmacht, ist dieses Verhalten verständlich. Angesichts der fehlenden Identifikationsmöglichkeiten von Elektronen aus B-Zerfällen wird im Folgenden an Stelle von $\langle x_{Lepton} \rangle$ nur noch $\langle x_\mu \rangle$ betrachtet.

Betrachtet man das Muon aus dem Zerfall des B-Hadrons, so kann dieses direkt aus dem schwachen Zerfall des b-Quarks, aber auch aus der Zerfallskette $b \rightarrow cX \rightarrow \mu X$ entstehen. Bisher wurde nicht nach den verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten differenziert. Es gibt jedoch mehrere Gründe, die für eine separate Untersuchung von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ bei unterschiedlichen Zerfallskanälen sprechen:

- Der schwache Zerfall von c- und b-Quarks ist ein Dreikörperzerfall. Bei fester Energie des Quarks ergibt sich daher ein Energiespektrum für die Zerfallsteilchen. Je mehr Zerfallsschritte zwischen dem b-Quark und dem Muon liegen, desto verschmierter wird die Information, die das Muon über das B-Hadron liefern kann.
- Ein "direktes" Muon μ_{dir} – ein Muon, das direkt aus dem B-Hadron entsteht – trägt eine höhere Energie relativ zum Jet als ein Muon μ_C , das nach

Abbildung / Jetalgo / Lep- tonart	a	b	$\langle x \rangle$	χ^2/NDF
6.4 oben / K_T / e und μ	4.528 ± 0.049	0.710 ± 0.001	0.145	13.89/9
6.4 Mitte / K_T / e	4.585 ± 0.072	0.710 ± 0.001	0.144	9.96/9
6.4 unten / K_T / μ	4.470 ± 0.068	0.710 ± 0.001	0.146	11.68/9
6.5 links oben / K_T / μ	4.470 ± 0.068	0.710 ± 0.001	0.146	11.68/9
6.5 rechts oben / Cone / μ	4.095 ± 0.121	0.699 ± 0.002	0.175	13.34/9
6.5 links Mitte / K_T / μ_{dir}	3.284 ± 0.057	0.709 ± 0.001	0.200	11.64/9
6.5 rechts Mitte / Cone / μ_{dir}	3.198 ± 0.125	0.698 ± 0.002	0.234	11.19/9
6.5 links unten / K_T / μ_C	8.096 ± 0.189	0.710 ± 0.001	0.081	3.49/9
6.5 rechts unten / Cone / μ_C	6.247 ± 0.282	0.701 ± 0.002	0.103	6.65/9
6.6 links unten / K_T / μ	4.157 ± 0.082	0.740 ± 0.001	0.211	6.94/9
6.6 rechts unten / Cone / μ	4.254 ± 0.210	0.735 ± 0.002	0.254	9.73/9

Tabelle 6.2: Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$

einem zusätzlichen Zerfallsschritt aus einem c -Quark entsteht. Bei gleichem $\langle x_B \rangle$ ist daher $\langle x_{\mu_{dir}} \rangle$ größer als $\langle x_{\mu_C} \rangle$, wodurch die Gerade flacher wird, der absolute Fehler also kleiner.

Die Muonen aus dem Zerfall des B -Hadrons werden im Folgenden in drei Klassen unterteilt: direkte Muonen, über ein c -Quark entstehende (Kaskaden-)Muonen sowie alle Zerfallsmöglichkeiten zusammen. Abbildung 6.5 links zeigt die lineare Abhängigkeit von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für diese drei verschiedenen Klassen von Zerfallsmuonen im Vergleich. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Steigung der Fitgeraden für direkte Muonen flacher ist als für μ_C .

Bei $D\bar{O}$ wird zur Datenanalyse ein Conealgorithmus verwendet. Um zu testen, ob sich große Unterschiede von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ durch einen anderen Jetrekonstruktionsalgorithmus ergeben, werden die Ergebnisse mit K_T - und Conealgorithmus verglichen. In Abbildung 6.5 werden rechts die linearen Zusammenhänge von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$, $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_{\mu_{dir}} \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_{\mu_C} \rangle$ unter Verwendung des Conealgorithmus gezeigt. Verglichen mit dem K_T -Algorithmus (Abbildung 6.5 links) sind die $\langle x_\mu \rangle$ für alle Muon-Klassen zu größeren Werten verschoben. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Datenpunkte für den Conealgorithmus stärker um die Fitgerade streuen. Das liegt daran, dass mit dem K_T -Algorithmus jedes Endteilchen einem Jet oder dem Strahlrest zugeordnet wird. Bei dem Conealgorithmus kann das Lepton außerhalb eines Jet-Kegels liegen. Dieses Lepton wird nicht für die Berechnung von $\langle x_\mu \rangle$ verwendet, wodurch ein größerer statistischer Fehler zustande kommt. Zusätzlich wird die Energie der Teilchen – zur besseren Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo simulierten Daten – für den Coneal-

gorithmus verschmiert. Das hat zur Folge, dass x_μ auch größer als eins werden kann, wodurch sich eine breitere Verteilung, also ein größerer Fehler von $\langle x_\mu \rangle$, ergibt. Für den K_T -Algorithmus ist keine Energieverschmierung der Teilchen implementiert.

Zur ersten Abschätzung des systematischen Fehlers bei der Bestimmung von $\langle x_B \rangle$ aus $\langle x_\mu \rangle$ durch Verwenden einer anderen Fragmentierungsfunktion ist in Abbildung 6.6 oben nochmals der lineare Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ bei Variation von ϵ_P für den K_T - und Conealgorithmus gezeigt. Zusätzlich ist ein Wert eingetragen, für den in PYTHIA die Bowlerfragmentierungsfunktion verwendet wurde. Die Parametereinstellungen sind $a = 0.3$, $b = 0.58$ und $r_Q = 0.7$. Diese Wahl für die Parametereinstellungen wird in Anhang B motiviert. Für beide Jetalgorithmen liegt der Punkt auf der Fitgeraden. Durch die Fragmentierungsfunktion auftretende systematische Fehler werden in dieser Arbeit weitgehend vernachlässigt. Der lineare Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ sollte bei verschiedenen Fragmentierungsfunktionen derselbe sein. Selektionsschnitte könnten sich jedoch auf das x_B -Spektrum anders auswirken als auf das x_μ -Spektrum und so eine Veränderung der Proportionalität von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ bewirken.

Um in den Daten die Muonen aus dem B-Hadron zu finden, müssen verschiedene Schnitte angewandt werden (siehe Abschnitt 6.3). Damit ein Muon überhaupt im Detektor nachgewiesen werden kann, muss unter anderem der Transversalimpuls p_T des Muons größer als 4 GeV sein und das Muon muss in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2$ liegen. In Abbildung 6.6 unten wurden diese zwei Schnitte für das Muon aus dem Zerfall des B-Hadrons angewendet, um zu testen, ob sich die Proportionalität von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ ändert. Zusätzlich werden nur die Werte von x_B zur Berechnung des Mittelwertes verwendet, für die die Schnitte erfüllt werden. Es zeigt sich, dass sich $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ zu größeren Werten verschieben. Die Steigung der Geraden ändert sich nur geringfügig. Durch die Schnitte werden Ereignisse mit kleinem Transversalimpuls und kleiner Energie von Muon und B-Hadron verworfen. Der lineare Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ bleibt aber erhalten, d. h. auch nach der Selektion von Ereignissen durch topologische und kinematische Schnitte sollte die Messung von $\langle x_B \rangle$ mit Hilfe von $\langle x_\mu \rangle$ möglich sein.

Die Fitgerade von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_{Lepton} \rangle$ sollte theoretisch durch den Nullpunkt laufen. Wie bereits erläutert, kann es durch die Verwendung von Jetalgorithmen zur Bestimmung von E_{Jet} und durch verschiedene Selektionsschnitte zu einer systematischen Verschiebung der Fitgerade kommen. In Tabelle 6.3 sind die Werte für $f(x = 0)$ für die in Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6 gezeigten linearen Zusammenhänge aufgelistet. Es wird deutlich, dass sich durch Anwendung von Selektionsschnitten der Achsenabschnitt signifikant zu negativen Werten verschiebt. Ohne Selektionsschnitte sind die Werte von $f(x = 0)$ für den Kt-Jetalgorithmus für alle Muonklassen positiv und innerhalb der Fehler identisch. Das bedeutet, dass die Energie des rekonstruierten Jets größer ist als die Energie des b-Quarks.

Für den Conealgorithmus ergeben sich für die verschiedenen Muonklassen unterschiedliche Werte von $f(x = 0)$. Für direkte Muonen μ_{dir} ist $f(x = 0)$ negativ, d. h. die Energie des rekonstruierten Jets ist kleiner als die Energie des b -Quarks.

Abbildung / Jetalgo / Leptonart	$f(0)$
6.5 links oben / K_T / μ	0.057 \pm 0.010
6.5 rechts oben / Cone / μ	-0.018 \pm 0.021
6.5 links Mitte / K_T / μ_{dir}	0.052 \pm 0.011
6.5 rechts Mitte / Cone / μ_{dir}	-0.050 \pm 0.029
6.5 links unten / K_T / μ_C	0.054 \pm 0.015
6.5 rechts unten / Cone / μ_C	0.058 \pm 0.029
6.6 links unten / K_T / μ und p_T und η -Schnitte	-0.137 \pm 0.017
6.6 rechts unten / Cone / μ und p_T und η -Schnitte	-0.346 \pm 0.053

Tabelle 6.3: Werte von $\langle x_B \rangle$ für $\langle x_\mu \rangle = 0$

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Untersuchungen von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ auf Generatorniveau haben gezeigt, dass prinzipiell $\langle x_B \rangle$ durch Messung von $\langle x_\mu \rangle$ bestimmbar ist. Es wurde bereits deutlich, dass Effekte durch Jetrekonstruktion und verschiedene Muon-Klassen einen Einfluss auf den Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ haben. In Abschnitt 6.3 wird der Einfluss von Detektoreffekten, Untergrundereignissen und "fake"⁵⁾ Muonen untersucht. Abschnitt 6.2 geht auf die Kriterien zur Teilchenidentifikation im Detektor, den für die Analyse verwendeten Datensatz sowie Untergrundereignisse und Schnitte zur Selektion von Signaleignissen ein.

⁵⁾als "fake" Muonen werden in dieser Arbeit folgende Objekte bezeichnet: alle im Detektor als Muon identifizierten Teilchen, die Pionen, Kaonen, Protonen oder Elektronen sind, alle im Detektor gefundenen Muonen, denen kein Monte-Carlo-Teilchen zugeordnet werden konnten und alle Muonen, die nicht aus einem B-Hadron stammen.

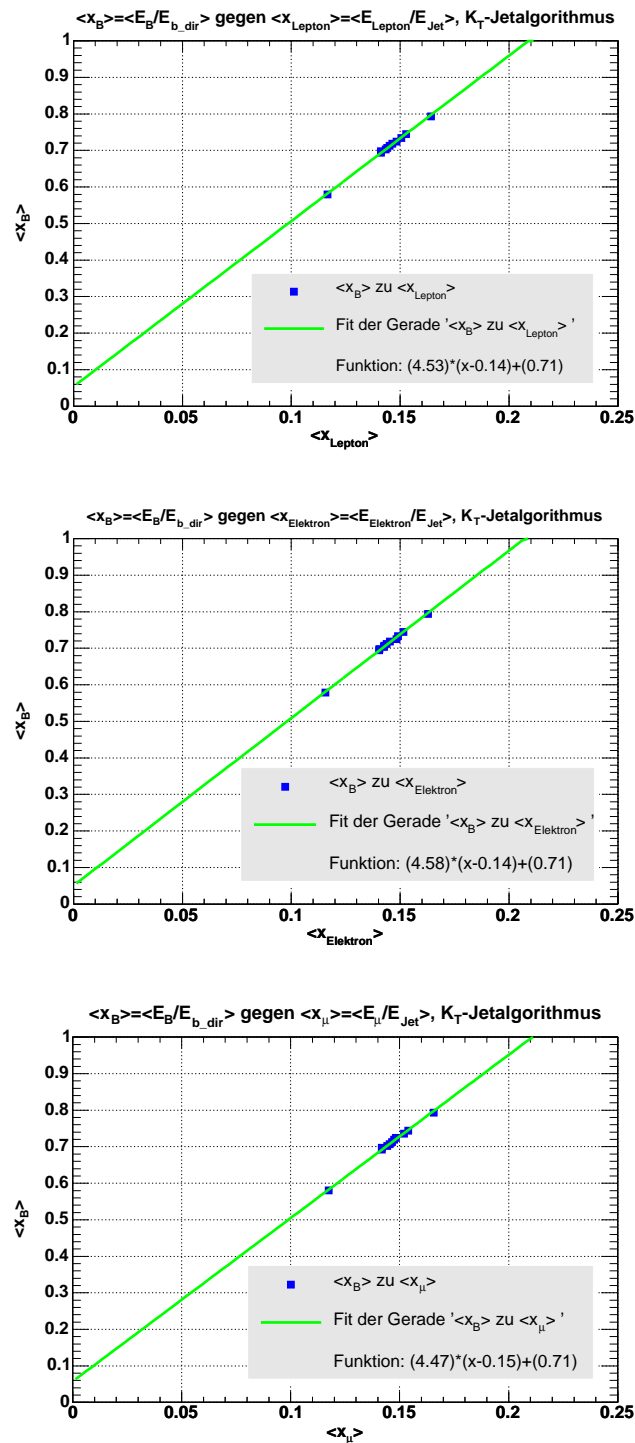


Abbildung 6.4: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Lepton} \rangle$ für 11 verschiedene ϵ_p -Werte für den K_T -Jetalgorithmus; oben: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Lepton} \rangle$, Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Elektron} \rangle$, unten: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$; generiert wurden jeweils 250000 $t\bar{t}$ -Ereignisse

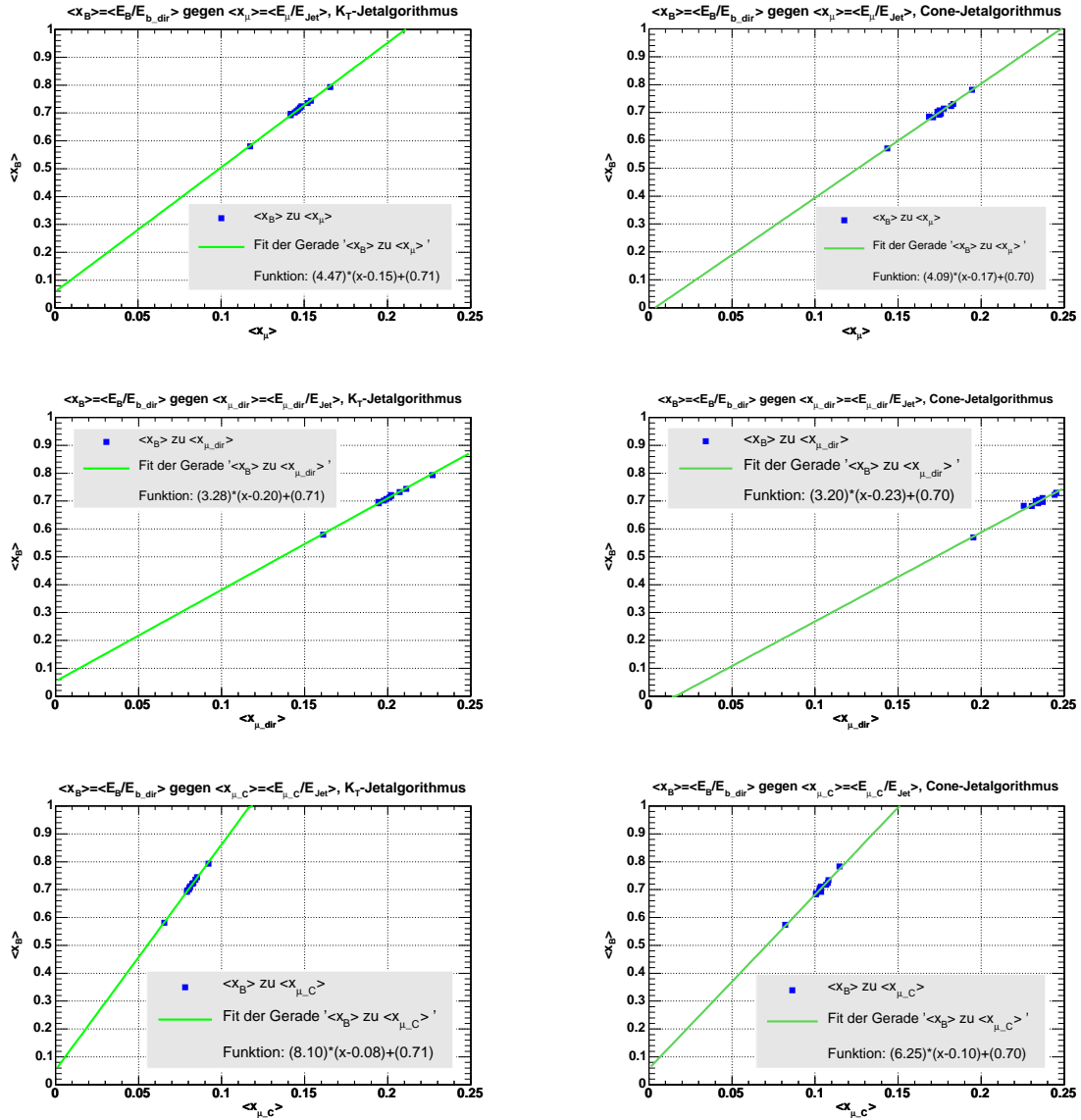


Abbildung 6.5: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für 11 verschiedene ϵ_P -Werte; links: für den K_T -Jetalgorithmus; rechts: für den Cone-Jetalgorithmus; oben: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für alle Zerfallskaskaden, Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu,dir} \rangle$, unten: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu,C} \rangle$; generiert wurden jeweils 250000 $t\bar{t}$ -Ereignisse

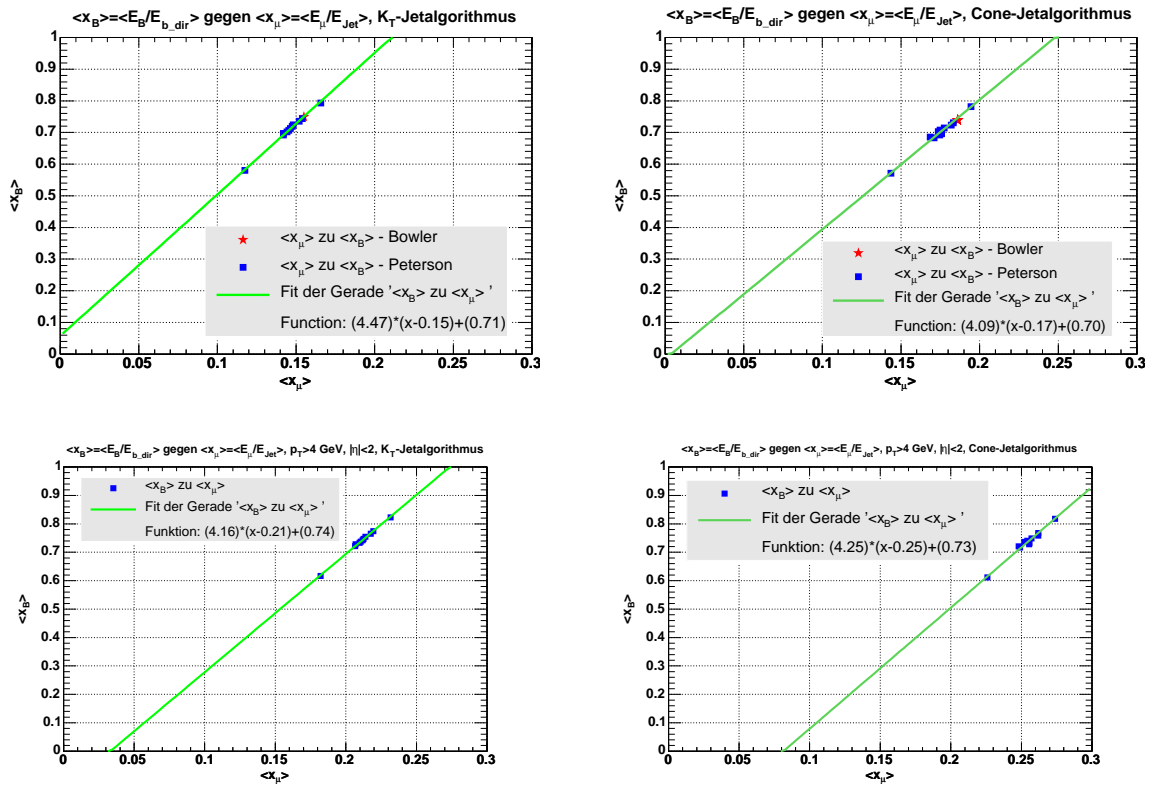


Abbildung 6.6: oben: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für 11 verschiedene ϵ_P -Werte und einen r_Q -Wert von 0.7 für Bowler, unten: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für 11 verschiedene ϵ_P -Werte mit p_T - und η -Schnitt auf das Muon; links: für Kt-Jetalgorithmus, rechts: für Conejetalgorithmus; generiert wurden jeweils 250000 $t\bar{t}$ -Ereignisse

6.2 Teilchenidentifikation, Datensatz und Untergrundereignisse

Die von den verschiedenen Teilen des Detektors gelieferten Daten sind zunächst elektronische Signale. Mit Hilfe von Rekonstruktionsalgorithmen werden aus der Vielzahl der Signale physikalische Objekte und deren Eigenschaften bestimmt, die zuletzt in Dateien (sogenannte “*Thumbnails*”) abgespeichert werden. Zur Analyse werden diese Dateien mit dem Analyse-Paket TopAnalyze [41] bearbeitet.

Zur Rekonstruktion und Identifikation der physikalischen Objekte werden an die Topologie und Größe der Signale in einzelnen Detektorkomponenten mehrere Anforderungen gestellt. Abschnitt 6.2.1 geht auf die wichtigsten Aspekte der Identifikation von Primärvertex (Vertex der harten Wechselwirkung, *primary vertex* PV), Elektronen, Muonen, Jets und fehlender transversaler Energie ein. In Abschnitt 6.2.2 werden die verwendeten Daten und simulierten Daten vorgestellt. In Abschnitt 6.2.3 werden die in dieser Arbeit relevanten Untergrundereignisse vorgestellt. Abschnitt 6.2.4 stellt schließlich die Schnitte vor, die zur Anreicherung von $t\bar{t}$ -Ereignissen gegenüber Untergrund und dem Auffinden von Muonen aus Zerfällen von B-Hadronen dienen.

6.2.1 Teilchenidentifikation

Um die Unterscheidung von $t\bar{t}$ -Ereignissen und Untergrund in dieser Analyse zu ermöglichen, werden folgende Objekte benötigt: der Primärvertex, Elektronen, Muonen, Jets und fehlende transversale Energie \cancel{E}_T . Im Folgenden wird auf die Identifikation dieser Objekte eingegangen. Details zur Objektidentifikation sind in [42] und [43] beschrieben.

Der Primärvertex

Die genaue Festlegung des Primärvertex ist grundlegend für die Bestimmung der isolierten Leptonen aus dem Zerfall des W-Bosons. Mit Hilfe von Algorithmen (PV-Algorithmen) wird aus Teilchenspuren der Primärvertex rekonstruiert. Es existieren zwei verschiedene Implementationen der PV-Algorithmen: in “DØ reco” und “DØ root”. Der DØ reco Algorithmus wird zusätzlich vor allem zur Rekonstruktion von Kalorimeterobjekten, Jets, Elektronen und \cancel{E}_T verwendet. Für spurbezogene Größen, die *dca*⁶⁾ von Leptonen und die Rekonstruktion von Sekundärvertices wird der DØ root PV-Algorithmus verwendet.

⁶⁾Impaktparameter *dca*: *distance of closest approach*, der kleinste Abstand von der Spurtrajektorie zum Primärvertex

Um eine gute Qualität des Primärvertex zu gewährleisten, müssen folgende Kriterien erfüllt werden:

- $|z_{PV}| < 60 \text{ cm}$; der Primärvertex muss in Strahlrichtung innerhalb des Spursystems liegen;
- $n_{tr\ in\ PV} \geq 3$; Die Anzahl der in den Primärvertex gefitteten Spuren muss mindestens drei betragen;
- $\Delta z(D\emptyset\ recoPV, D\emptyset\ rootPV) < 5 \text{ cm}$; der Unterschied in der z-Position zwischen dem $D\emptyset$ reco-Primärvertex und dem $D\emptyset$ root-Primärvertex darf höchstens 5 cm betragen.

Elektronidentifikation

Elektronen werden aus Clustern im Kalorimeter rekonstruiert. Ein Cluster besteht aus einem Kegel vom Radius $R = 0.4$ im $\eta \times \phi$ -Raum. Für Elektronen sollte die Energie überwiegend im elektromagnetischen Kalorimeter (E_{EM}) deponiert werden, da die Energiedeposition von Elektronen fast ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter erfolgt. Der Energieanteil des Clusters vom elektromagnetischen Kalorimeter (E_{EM}) bezüglich des Clusters vom gesamten Kalorimeter (E_{tot}) sollte also groß sein. Die Forderung an den elektromagnetischen Anteil (*emf*, electromagnetic fraction) lautet

$$emf = \frac{E_{EM}}{E_{tot}} > 0.9. \quad (6.3)$$

Die Elektronen aus dem Zerfall des W-Bosons sollen isoliert sein. Durch Definition eines zweiten Kegels von $R = 0.2$ kann eine Variable f_{iso} eingeführt werden, die die Clusterisolation angibt. Der Anteil der Energie außerhalb des kleineren Kegels darf höchstens 15% betragen:

$$f_{iso} = \frac{E_{tot}(R = 0.4) - E_{EM}(R = 0.2)}{E_{EM}(R = 0.2)} < 0.15. \quad (6.4)$$

Elektromagnetische Objekte haben eine andere Schauerform als hadronische Objekte. Zur Quantifizierung wird das sogenannte χ_{hmx7}^2 einer Kovarianzmatrix (H-Matrix) aus sieben Variablen berechnet. Die Variablen sind die vier Energien in den vier Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters, die totale Schauerenergie im elektromagnetischen Kalorimeter, die z-Position des Vertex sowie die Schauerbreite in ϕ . Der Schnitt auf χ_{hmx7}^2 lautet

$$\chi_{hmx7}^2 < 50. \quad (6.5)$$

Damit ein elektromagnetisches Objekt als Elektron gilt, muss es zu einer Spur assoziiert⁷⁾ werden. Mindestens eine Spur muss sich innerhalb von $\Delta\eta < 0.05$ und $\Delta\phi < 0.05$ um den Cluster befinden. Dabei wird mit Hilfe von $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ ein χ_{trk}^2 berechnet, für das

$$p(\chi_{trk}^2) > -1 \quad (6.6)$$

gelten muss.

Für die Analyse wird zwischen "loose" (die Schnitte sind sehr weit gehalten) und "tight" (das Teilchen muss scharfe Schnittbedingungen erfüllen) Elektronen unterschieden. Tight Elektronen müssen zusätzlich zu den vorgestellten Identifikationskriterien einen Schnitt auf die "Elektron-Wahrscheinlichkeit" (L_7) erfüllen. Diese basiert auf der H-Matrix mit sieben Parametern. Elektronen mit

$$L_7 > 0.85 \quad (6.7)$$

gelten als "tight".

Muonidentifikation

Die Rekonstruktion der Muonen erfolgt mit Hilfe des Muondetektors und des zentralen Spursystems. Separat rekonstruierte Spuren in den drei Lagen des Muonsystems werden zunächst zu einer lokalen Spur zusammengesetzt. Es werden nur Muonen mit lokaler Spurinformaton aus allen Segmenten des Muonsystems verwendet ($n_{seg} = \pm 3$). Das Muon muss mindestens von der Qualität "medium" sein. Zusammen mit dem n_{seg} -Wert wird durch die Qualität "medium" eine bestimmte Anzahl von Draht- und Szintillatortreffern festgelegt.

Um kosmische Muonen zu verwerfen, werden nur Muonen verwendet, deren absolute Laufzeit vom Punkt der harten Wechselwirkung bis in die A-Lage (t_A) und die BC-Lage (t_{BC}) des Muonsystems kleiner als 10 ns ist.

Isolierte Muonen müssen mit einer zentralen Spur kombiniert werden können. Bei dem Fit des Muons an die zentrale Spur darf das zugehörige χ_{track}^2/NDF nicht zu groß werden. Die Forderung lautet

$$\chi_{track}^2/NDF < 4. \quad (6.8)$$

Für Muonen aus dem W-Zerfall muss die Spur des Muons nah am Primärvertex liegen. Die Differenz in der z-Position von Muonspur und Primärvertex muss die Bedingung

$$|\Delta z(\mu, PV)| < 1 \text{ cm} \quad (6.9)$$

⁷⁾dem Kalorimetercluster wird eine Spur zugeordnet; *matching*

erfüllen. Zusätzlich muss die *dca*-Signifikanz⁸⁾ kleiner als drei sein. Dadurch wird die Fehlidentifikation von Muonen aus dem Zerfall schwerer Hadronen reduziert.

Zur genauen Quantifizierung des Isolationskriteriums von isolierten Muonen werden folgende Schnitte gefordert:

- $\Delta R(\mu, Jet) > 0.5$ für alle rekonstruierten Jets
- $Rat11 = Halo(0.1,0.4)/p_{T\mu} < 0.08$; $p_{T\mu}$ bezeichnet den Transversalimpuls des Muons, $Halo(0.1,0.4)$ ist definiert als die Summe der transversalen Energien von Kalorimeterclustern in einem Hohlkegel mit Innenradius $R_i = 0.1$ und Außenradius $R_a = 0.4$ um das Muon. Berücksichtigt werden Cluster des fein segmentierten hadronischen und des elektromagnetischen Kalorimeters.
- $Rattrk = TrkCone(0.5)/p_{T\mu} < 0.06$; $TrkCone(0.5)$ ist die Summe der Transversalimpulse aller Spuren in einem Kegel mit Radius $R = 0.5$ um das Muon, wobei dessen Transversalimpuls nicht mitgezählt wird.

Die letzten beiden Bedingungen definieren "tight" Muonen. Für "loose" Muonen wird die Isolation nur über das ΔR -Kriterium definiert.

Für Muonspuren, die ausschließlich mit Hits aus dem CFT gefittet wurden, wird eine Impulskorrektur angewendet. Dabei wird der Primärvertex explizit für den Spurfit mitverwendet.

Identifikation von Jets

Die Rekonstruktion von Jets erfolgt mit dem sogenannten *improved legacy cone* Algorithmus [44]. In Anhang A wird die allgemeine Funktionsweise von Conealgorithmen kurz beschrieben. Der verwendete Kegelradius ist $R = 0.5$. Zur Reduktion von Kalorimeterrauschen wird zusätzlich der sog. T42-Algorithmus [42] verwendet. Jeder Jet muss folgende Kriterien erfüllen:

- $0.05 < emf < 0.95$ zur Unterscheidung der Jets von elektromagnetischen Teilchen
- $chf < 0.4$; Der Anteil der Energie im grob segmentierten Kalorimeter an der gesamten Jetenergie (*chf*) darf wegen Rauscheffekten nicht zu groß sein

⁸⁾Die Signifikanz eines Wertes x ist definiert als $x/\sigma(x)$, wobei $\sigma(x)$ den Fehler von x angibt. Die *dca*-Signifikanz ist also $dca/\sigma(dca)$.

- $HotF < 10$; Eine *hot cell* ist eine einzelne Zelle, die durch Rauschen eine hohe Transversalenergie vortäuscht. Der Anteil der Transversalenergie von der Zelle mit der höchsten Transversalenergie zur Zelle mit der zweithöchsten ($HotF$) darf nicht zu groß werden, um Clusterbildung um *hot cells* zu vermeiden
- $n90 > 1$; Die Anzahl der Kalorimetertürme⁹⁾, die zusammen über 90% der Jetenergie beinhalten, muss größer als eins sein
- $\frac{L1SET}{p_T(1-chf)} > 0.4$ im zentralen und Endkappenkalorimeter, $\frac{L1SET}{p_T(1-chf)} > 0.2$ im *Intercryostat Detector*; $L1SET$ gibt die Summe der Transversalimpulse der L1-Triggertürme¹⁰⁾ im Jetkegel an. Ein bestimmter Anteil der Jetenergie sollte schon in der ersten Triggerstufe gemessen worden sein. Das grob segmentierte Kalorimeter wird nicht im L1-Trigger verwendet. Dessen Energieanteil wird daher von p_T subtrahiert.
- $p_T > 15 \text{ GeV}$; Jets müssen einen minimalen Transversalimpuls besitzen
- $\Delta R(\text{Jet}, \text{EM-Objekt}) > 0.5$; befindet sich innerhalb des Jet-Kegels ein elektromagnetisches Objekt mit $p_T > 15 \text{ GeV}$, so wird der Jet-Kegel nicht als Jet, sondern als Kandidat für ein elektromagnetisches Objekt (EM-Objekt) betrachtet.

In einem b -Jet kann ein Muon zusammen mit einem Neutrino aus dem schwachen Zerfall des b -Quarks entstehen. Befindet sich innerhalb des Kegelradius ein Muon, so wird die Jetenergie auf die Energie des Muons und des Neutrinos korrigiert, wobei man davon ausgeht, dass das Neutrino den selben Impuls wie das Muon trägt.

Jet Energie Skala (JES) Die Energie der Kalorimeterzellen in einem Kegel entspricht nicht der Summe der Energien aller Teilchen, die den Jet bilden. Durch Detektoreffekte und den festen Kegelradius ergibt sich eine Energiedifferenz von rekonstruiertem Jet und dem Parton, aus dem der Jet entsteht. Die gemessene Jetenergie muss daher mit einem Faktor, der sogenannten *Jet Energie Skala*, multipliziert werden. Der Faktor wird durch Kalibration des Kalorimeters mit Hilfe von bestimmten Ereignissen (z. B. $Z \rightarrow e^+e^-$ für das elektromagnetische Kalorimeter) berechnet. Der Fehler der JES ist bisher einer der dominierenden systematischen Fehler.

⁹⁾Kalorimetertürme sind einzelne Kalorimetersegmente mit $\Delta\eta = 0.1$ und $\Delta\phi \simeq 0.1$.

¹⁰⁾Die im Trigger L1 gebildeten Kalorimetertürme.

Fehlende transversale Energie

Die schwach wechselwirkenden Neutrinos hinterlassen keine Signale im Detektor. Sie können nur über die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T identifiziert werden. Da die Strahlteilchen keinen Boost in transversaler Richtung verursachen, muss die Energie des Ereignisses senkrecht zur Flugrichtung ausbalanciert sein. Durch Summation der gesamten gemessenen Transversalenergien in x - und y -Richtung erhält man die Richtung und den Betrag der transversalen Energie des Neutrinos. Die Energie von Jets wird vor der Summation mit dem JES-Faktor multipliziert. Der große Fehler der JES wirkt sich dadurch auch auf \cancel{E}_T aus.

6.2.2 Datensatz und Monte-Carlo-Ereignisse

Die Rekonstruktion der Rohdaten – der Signale aus dem Detektor und dem simulierten Detektor – erfolgt mit der Version $p14$ der $D\bar{O}$ Rekonstruktionssoftware “D0reco”. Für die Untersuchung mit simulierten Detektordaten werden nur Ereignisse des semileptonischen Kanals verwendet. Es wird danach unterschieden, ob das leptonisch zerfallende W -Boson in ein Muon ($mu+jets$ -Kanal) oder ein Elektron ($e+jets$ -Kanal) und zugehöriges Neutrino zerfällt.

Die Daten für den $mu+jets$ -Kanal werden vor der Analyse mit dem sogenannten 1MUloose CSG skim reduziert (*geskimmed*). Zusätzlich wird ein “loose” Muon mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ und $\Delta R(\mu, jet) > 0.5$ sowie ein Jet mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ verlangt. Für den $e+jets$ -Kanal wird der EM1TRK CSG skim verwendet. Zur weiteren Datenreduktion wird ein “loose” Elektron mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ und mindestens ein Jet mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ verlangt. Detaillierte Informationen zu den verwendeten Triggerlisten und zur Ereignisqualität werden in [42] und [43] gegeben. Die integrierte Luminosität für den Datensatz im $mu+jets$ -Kanal beträgt $\int L = 229.1 \text{ pb}^{-1}$ und im $e+jets$ -Kanal $\int L = 226.3 \text{ pb}^{-1}$. Die Dateien der Daten sind auf [45] zu finden.

Die Simulation der Monte-Carlo-Ereignisse für Signal und Untergrund erfolgt bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Zunächst wird mit ALPGEN 1.2 [13] der harte Prozess simuliert. Mit Hilfe von PYTHIA 6.2 [9] erfolgt die Simulation des restlichen Ereignisses. Für fünf verschiedene Parameter ϵ_P (die Werte von ϵ_P sind in Tabelle C.5 in Anhang C aufgelistet) der Petersonfragmentierung und eine Parameterkombination von Bowler wurden $t\bar{t}$ -Signalereignisse generiert.

6.2.3 Untergrundereignisse

Der betrachtete Untergrund besteht aus zwei Beiträgen:

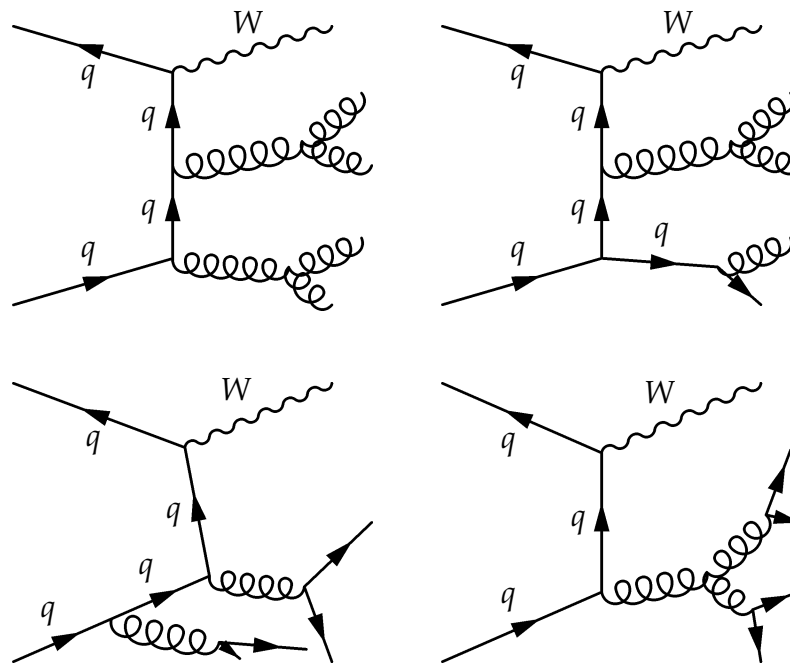


Abbildung 6.7: Einige Beispiele für Feynmandiagramme von "W+4 Jet"-Ereignissen

- Der physikalische Untergrund: Die Produktion von "W+Jet"-Ereignissen erweist sich als Hauptuntergrund der Messung. Dabei wird ein W-Boson durch eine elektroschwache Wechselwirkung zusammen mit zusätzlichen Partonen aus QCD-Prozessen erzeugt. Da in einem semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignis mindestens vier Jets erwartet werden (zwei aus den beiden b -Quarks und zwei aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson), bilden "W+4 Jet"-Ereignisse den Hauptuntergrund. Abbildung 6.7 zeigt einige Beispiele für "W+4 Jet"-Prozesse. Zum Gesamtuntergrund aus "W+4 Jet"-Ereignissen werden folgende Prozesse berücksichtigt: $Wjjjj$, $Wcjjj$, $WccJj$, $WbbJj$, $Wccjjj$ und $Wbbjjj$. j bezeichnet einen Jet aus einem leichten Quark oder einem Gluon, J einen Jet aus einem leichten Quark, c -Quark oder einem Gluon. b und c bezeichnen Jets aus b - und c -Quarks. Als simulierte Ereignisse stehen bislang "W+1 Jet"-, "W+2 Jet"-, "W+3 Jet"- und die oben aufgeführten "W+4 Jet"-Ereignisse zur Verfügung. Die Dateien sind auf [46] zu finden.
- Instrumenteller Untergrund: In QCD-Prozessen können mehrere Jets entstehen. Ein Muon oder Elektron aus dem Zerfall eines schweren Quarks kann ein isoliertes Teilchen vortäuschen, wenn der zugehörige Jet nicht rekonstruiert wurde. Zusätzlich kann ein Jet als Elektron fehlidentifiziert werden. Dieser Untergrund wird als "QCD"-Untergrund bezeichnet.

Die erste Untergrundklasse wird simuliert. Dabei ergibt sich das Problem, dass durch die Kombination von ALPGEN mit PYTHIA das zugrunde liegende Ereignis nicht immer richtig rekonstruiert wird. Das heißt, zu den hadronisierten Teilchen ist eine Zuordnung der Partonen nicht direkt möglich. Es ist daher notwendig, eine topologische Anpassung [47] zu machen. Dabei muss die Anzahl und Art der Partonen vor der Hadronisierung mit der Anzahl und Art der Jets übereinstimmen. Durch diese Anpassung wird die Anzahl der Ereignisse stark reduziert. Da der Wirkungsquerschnitt für die meisten "W+Jet"-Ereignisse nicht gemessen oder bis zu genügend hoher Ordnung berechnet wurde, muss die Anzahl der "W+Jet"-Ereignisse in dieser Arbeit anders bestimmt werden. Die gesamte Anzahl wird in dieser Analyse dadurch bestimmt, dass man nach allen Schnitten die verschiedenen Ereignistypen von den Daten subtrahiert:

$$N_{W+Jet} = N_{Daten} - N_{t\bar{t}} - N_{QCD} \quad (6.10)$$

Die Anzahl der $t\bar{t}$ -Ereignisse ergibt sich dabei aus Wirkungsquerschnitt, Schnitteffizienzen ϵ_{Cut} und integrierter Luminosität zu

$$N_{t\bar{t}} = \sigma_{t\bar{t}} \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon_{Cut}. \quad (6.11)$$

Mit Hilfe von nach der Vorselektion gegebenen Anteilen und mit Hilfe von Schnitteffizienzen (aus MC simulierten Ereignissen) wird die Zusammensetzung des "W+Jet"-Untergrundes aus den verschiedenen Beiträgen (z. B. W_{jjjj} , W_{cjjj} , etc.) bestimmt. Die Anteile mit Fehlern werden in [48] gegeben.

Die zweite Klasse von Untergrundereignissen kann wegen Modellunsicherheiten bisher nicht zuverlässig simuliert werden. Eine Abschätzung des QCD-Untergrundes erhält man dadurch, dass in Datenereignissen das Kriterium für ein "tight" Lepton nicht erfüllt werden darf (invertierter "tight" Lepton-Schnitt). Mit Hilfe solcher Ereignisse kann die Effizienz ϵ_{QCD} bestimmt werden, mit der QCD-Ereignisse in Daten das Kriterium für ein "tight" Lepton durchlaufen. Der Beitrag des QCD-Untergrundes lässt sich mit der Matrixmethode berechnen.

Matrixmethode zur Berechnung des QCD-Untergrundes

Zur Berechnung des QCD-Untergrundes durchlaufen zunächst alle Daten und simulierten Ereignisse jeweils die Schnitte (siehe Abschnitt 6.2.4) zur Selektion von "loose" und "tight" Leptonen. Die Anzahl von Signalereignissen und W+Jet-Ereignissen mit "loose" Leptonen wird als $N_{W+t\bar{t}}$ bezeichnet, die entsprechende Anzahl der QCD-Ereignisse mit N_{QCD} .

Die Gesamtzahl von Ereignissen mit "loose" und "tight" Leptonen kann jeweils als

$$N_l = N_{W+t\bar{t}} + N_{QCD} \quad (6.12)$$

$$N_t = \epsilon_{sig} N_{W+t\bar{t}} + \epsilon_{QCD} N_{QCD} \quad (6.13)$$

geschrieben werden. ϵ_{sig} beschreibt die Effizienz, mit der $t\bar{t}$ - und $W + Jet$ -Ereignisse, die das "loose" Kriterium erfüllt haben, auch das "tight" Kriterium erfüllen. ϵ_{sig} wird aus Monte-Carlo-simulierten Ereignissen bestimmt. Mit Gleichung (6.12) und (6.13) ergeben sich $N_{W+t\bar{t}}$ und N_{QCD} zu

$$N_{W+t\bar{t}} = \frac{N_t - \epsilon_{QCD}N_l}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \quad (6.14)$$

$$N_{QCD} = \frac{\epsilon_{sig}N_l - N_t}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}}. \quad (6.15)$$

Details werden in [42] und [43] erklärt.

6.2.4 Ereignisselektion

Für die Analyse müssen die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse in den Daten angereichert werden. Dazu werden verschiedene Selektionsschnitte angewendet. Zunächst dient die Vorselektion zur Anreicherung von $e+jets$ - und $mu+jets$ -Ereignissen. Mit Hilfe einiger topologischer Schnitte kann der Anteil von $t\bar{t}$ -Ereignissen erhöht werden. Schließlich dient ein sogenannter *soft muon b-Tag* zur Identifikation des b -Jets mit Hilfe des Muons aus dem schwachen Zerfall des B -Hadrons. Alle Muonen und zugehörigen Jets, die die b -Tag-Bedingung erfüllen, werden zur Untersuchung von x_μ verwendet. Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über die Schnitte zur Ereignisselektion.

Vorselektion von $e+jets$ - und $mu+jets$ -Ereignissen

Die Schnitte für $e+jets$ -Ereignisse sind:

- In dem Ereignis muss sich mindestens ein Jet mit $p_{T_{jet}} > 15 \text{ GeV}$ und $|\eta_{jet}| < 2.5$ befinden
- $|\eta_{det}| < 1.1$; das isolierte Elektron muss durch das zentrale Kalorimeter fliegen
- Das isolierte Elektron muss die Elektronidentifikationskriterien erfüllen
- $p_{TElektron} > 20 \text{ GeV}$
- $p_T > 10 \text{ GeV}$ für die zugeordnete Spur
- $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ und $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) > 0.7 \cdot \pi - 0.045 \cdot \cancel{E}_T$; Schnitte auf die fehlende transversale Energie

- Befindet sich in dem Ereignis ein zweites isoliertes "tight" Elektron (*second electron veto*) oder ein isoliertes Muon (*muon veto*), so wird das Ereignis verworfen
- Der Primärvertex muss die in Abschnitt 6.2.1 vorgestellten Kriterien erfüllen
- $|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}$; der Abstand von Primärvertex zum Vertex des Elektrons darf nicht zu groß werden
- "Tight" Elektronen müssen die Bedingung $L_7 > 0.85$ erfüllen

Alle MC-generierten Ereignisse werden zusätzlich noch mit einer Triggereffizienz multipliziert. Einzelheiten werden in [43] erläutert.

Für den *mu+jets*-Kanal werden folgende Schnitte verwendet:

- In dem Ereignis muss sich mindestens ein Jet mit $p_{T_{jet}} > 15 \text{ GeV}$ und $|\eta_{jet}| < 2.5$ befinden
- Das isolierte Muon muss die Muonidentifikationskriterien erfüllen
- $|\eta_{\mu_{det}}| < 2.0$; Das Muon muss durch das Muonsystem fliegen.
- $p_{T_{\mu}} > 20 \text{ GeV}$
- $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$, $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > 0.1 \cdot \pi - 0.1 \cdot \pi \cancel{E}_T / 50 \text{ GeV}$ und $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < 0.8 \cdot \pi + 0.2 \cdot \pi \cancel{E}_T / 30 \text{ GeV}$; Schnitte auf die Fehlende transversale Energie
- Befindet sich in dem Ereignis ein zweites isoliertes "tight" Muon (*second muon veto*) oder ein isoliertes Elektron (*electron veto*), so wird das Ereignis verworfen
- Der Primärvertex muss die in Abschnitt 6.2.1 vorgestellten Kriterien erfüllen
- $|\Delta z(\mu, PV)| < 1 \text{ cm}$; Der Abstand von Primärvertex zum Vertex des Muons darf nicht zu groß werden
- $Z \rightarrow \mu\mu$ -Veto; liegt die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ des isolierten Muons und eines zweiten "loose" Muons zwischen 70 GeV und 110 GeV , so wird das Ereignis verworfen
- "Tight" Muonen müssen die in Abschnitt 6.2.1 beschriebene Zusatzbedingung des Isolationskriteriums erfüllen

Alle MC-generierten Ereignisse werden noch mit einer Triggereffizienz multipliziert. Details sind in [42] zu finden.

Topologische Schnitte

Zur Verstärkung des Signals werden weit gefasste topologische Schnitte angewandt:

- Die Anzahl der Jets mit $p_T > 15 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2.5$ muss mindestens drei betragen
- $H_T > 110 \text{ GeV}$; H_T ist definiert als

$$H_T = \sum_{\text{Jet}=1}^{\#\text{Jets}} E_{T_{\text{Jet}}} \quad (6.16)$$

- $\mathcal{A} > 0.04$; \mathcal{A} bezeichnet die Aplanarität des Ereignisses. Zur Berechnung wird der quadratische Impulstensor \mathcal{M} definiert durch

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{\sum_{\text{Objekte}} p_i p_j}{\sum_{\text{Objekte}} |\vec{p}|^2} \quad (6.17)$$

\vec{p} beschreibt den Impulsvektor des rekonstruierten Objektes. Nach Berechnung der Eigenwerte $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ wird \mathcal{A} als $\mathcal{A} = \frac{3}{2}\lambda_3$ definiert. In den Tensor gehen die Impulse der Jets und der Impuls des aus Lepton und \cancel{E}_T berechneten W-Bosons ein. Große Werte der Aplanarität deuten auf ein sphärisches Ereignis hin, kleine Werte auf ein planares Ereignis. $t\bar{t}$ -Ereignisse sind wegen des Zerfalls eines schweren Quarks sphärischer als z.B. "W+Jet"- und "QCD"-Ereignisse.

Soft muon b-Tag

Zur Bestimmung des b-Jets und des Muons aus dem Zerfall des B-Hadrons werden folgende Bedingungen gestellt:

- Innerhalb eines Jetkegels vom Radius $R = 0.5$ muss sich ein Muon befinden
- Das Muon muss das Kriterium $|n_{seg}| = 3$ erfüllen
- Das Muon muss mindestens von der Qualität "medium" sein
- $p_{T_\mu} > 4 \text{ GeV}$
- $|\eta| < 2$
- Das Muon darf nicht kosmisch sein

- für den $mu+jets$ -Kanal: Zur Reduktion von $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen soll das Muon entweder das zusätzliche Isolationskriterium für "tight" Muonen nicht erfüllen (das Muon ist nicht-isoliert) oder muss $p_T < 15 \text{ GeV}$ erfüllen

Alle Muonen und zugehörigen Jets, die den soft muon b-Tag erfüllen, werden für die Analyse der b-Fragmentierung mit Hilfe von x_μ verwendet.

6.3 Untersuchung von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ mit simulierten Detektordaten

Die Untersuchung von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ wurde nach $e+jets$ - und $mu+jets$ -Kanal getrennt behandelt. Alle Ereignisse, in denen sich mindestens vier Jets befinden, werden in der Untersuchung betrachtet (im folgenden als "Vier-Jetbin" bezeichnet).

6.3.1 Zuordnung von Detektor-Muonen zu MC-Teilchen

Um den Zusammenhang von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ studieren zu können, müssen zunächst allen im Detektor gefundenen Muonen (Detektor-Muonen) die zugehörigen Monte-Carlo-Teilchen zugeordnet werden. Dazu wird im $\eta \times \phi$ -Raum das zum Detektor-Muon nächstgelegene Teilchen gesucht. Für die Zuordnung werden folgende Monte-Carlo-Teilchen betrachtet: Muonen, Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen. Abbildung 6.8 zeigt links $\Delta\phi$ zwischen dem Detektor-Muon nach dem soft muon b-Tag und den möglichen passenden MC-Teilchen. Bei $\Delta\phi = 0$ ist eine deutliche Spitze zu erkennen. Nach dem Schnitt $|\Delta\phi| < 0.01$ wird $|\Delta\eta|$ zwischen diesen Teilchen betrachtet (siehe Abbildung 6.8 rechts). Nach einem weiteren groben Schnitt $|\Delta\eta| < 0.1$ wird dem Detektor-Muon das MC-Teilchen mit dem kleinsten ΔR im $\eta \times \phi$ -Raum zugeordnet. Tabelle C.3 in Anhang C listet die Anzahl der zu den Detektor-Muonen passenden MC-Teilchen vor und nach den einzelnen Schnittbedingungen auf.

Tabelle C.4 in Anhang C gibt die Anzahl der Detektor-Muonen nach dem soft muon b-Tag und die zugeordneten Teilchen für die einzelnen Signaldatensätze (getrennt nach ϵ_P der Peterson-Fragmentierungsfunktion; im Vier-Jetbin) wieder. Es zeigt sich deutlich, dass Pionen und Kaonen einen Großteil der *punch throughs*¹¹⁾ [49] in den Muondetektor ausmachen. Nur wenigen Detektor-Muonen kann kein MC-Teilchen zugeordnet werden.

¹¹⁾Teilchen, die nicht vollständig vom Kalorimeter absorbiert werden oder im Kalorimeter erzeugt werden und in das Muonsystem gelangen.

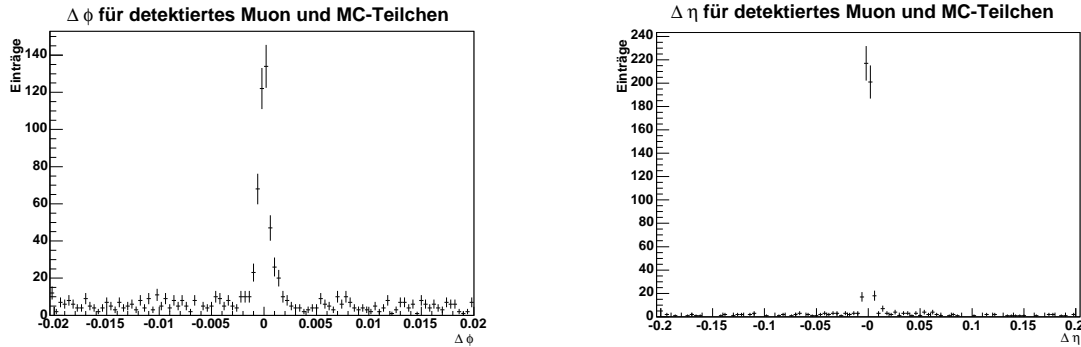


Abbildung 6.8: $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ für Detektor-Muon und MC-Teilchen; im Vier-Jetbin für den $e+jets$ -Kanal bei $\epsilon_P = 0.00391$; links: $\Delta\phi$ -Verteilung; rechts: $\Delta\eta$ -Verteilung nach dem Schnitt $\Delta\phi < 0.01$

6.3.2 $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für verschiedene Muonbeiträge

In MC-generierten Ereignissen mit Detektor-Simulation kann die lineare Abhängigkeit von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für verschiedene Muon-Klassen untersucht werden:

- Alle getagggeden Muonen
- Alle getagggeden Muonen, fake Muonen ausgeschlossen
- Alle getagggeden Muonen, die direkt aus einem B-Hadron stammen
- Alle getagggeden Muonen, die über einen zusätzlichen Zerfallsschritt über ein c-Quark aus einem B-Hadron entstehen
- Alle fake Muonen

Abbildung 6.9 und 6.10 zeigen die linearen Abhängigkeiten für die einzelnen Muon-Klassen jeweils im $e+jets$ - und $mu+jets$ -Kanal für das Vier-Jetbin. Tabelle 6.4 listet die Fitparameter, den Korrelationsparameter

$$\rho = \frac{\text{cov}(\delta a, \delta b)}{\delta a \cdot \delta b} \quad (6.18)$$

der Kovarianzmatrix

$$C = \begin{pmatrix} (\delta a)^2 & \text{cov}(\delta a, \delta b) \\ \text{cov}(\delta a, \delta b) & (\delta b)^2 \end{pmatrix} \quad (6.19)$$

von den Fitparametern a und b sowie χ^2/NDF auf. $cov(\delta a, \delta b)$ beschreibt die Korrelation der Fehler von a und b . In den Abbildungen wird deutlich, dass trotz Schnitten und Detektoreffekten die Linearität erhalten bleibt.

Analog zu der Untersuchung auf Generatorniveau wird deutlich, dass verschiedene Muon-Klassen zu unterschiedlichen linearen Abhängigkeiten von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ führen. Für direkte Muonen wird die Steigung kleiner als für alle anderen Muon-Klassen zusammen (vergleiche in Abbildung 6.9 bzw. 6.10 den Graphen links oben mit dem Graphen links Mitte). Man erkennt weiterhin, dass die fake Muonen erwartungsgemäß wenig Abhängigkeit von der b-Fragmentierung zeigen (Abbildung 6.9 bzw. 6.10 unten). Durch die fake Muonen wird die Steigung für die Klasse aller getaggeten Muonen vergrößert (vergleiche in Abbildung 6.9 bzw. 6.10 den Graphen links oben mit dem Graphen rechts oben). Da der W-Zerfall weitgehend¹²⁾ unabhängig von der Fragmentierung des b-Quarks ist, sollten sich abgesehen von Einflüssen durch die verschiedenen Schnitte keine Unterschiede in den Kanälen ergeben. Für die zwei semileptonischen Zerfallskanäle ergibt sich ein fast identisches Verhalten (vergleiche Abbildung 6.9 mit Abbildung 6.10).

Bei einer Messung mit realen Daten können die verschiedenen Muon-Klassen nicht eindeutig getrennt betrachtet werden. Zudem verschlechtern weitere fake Muonen aus Untergrundbeiträgen die Messung von $\langle x_\mu \rangle$.

¹²⁾Durch Farbwiederverbindungen (*colour reconnection*) zwischen Quarks aus dem W-Zerfall und b-Quarks aus dem Top-Zerfall kann die Fragmentierung des b-Quarks vom W-Zerfall abhängen. *Colour reconnection* konnte noch nicht experimentell nachgewiesen werden.

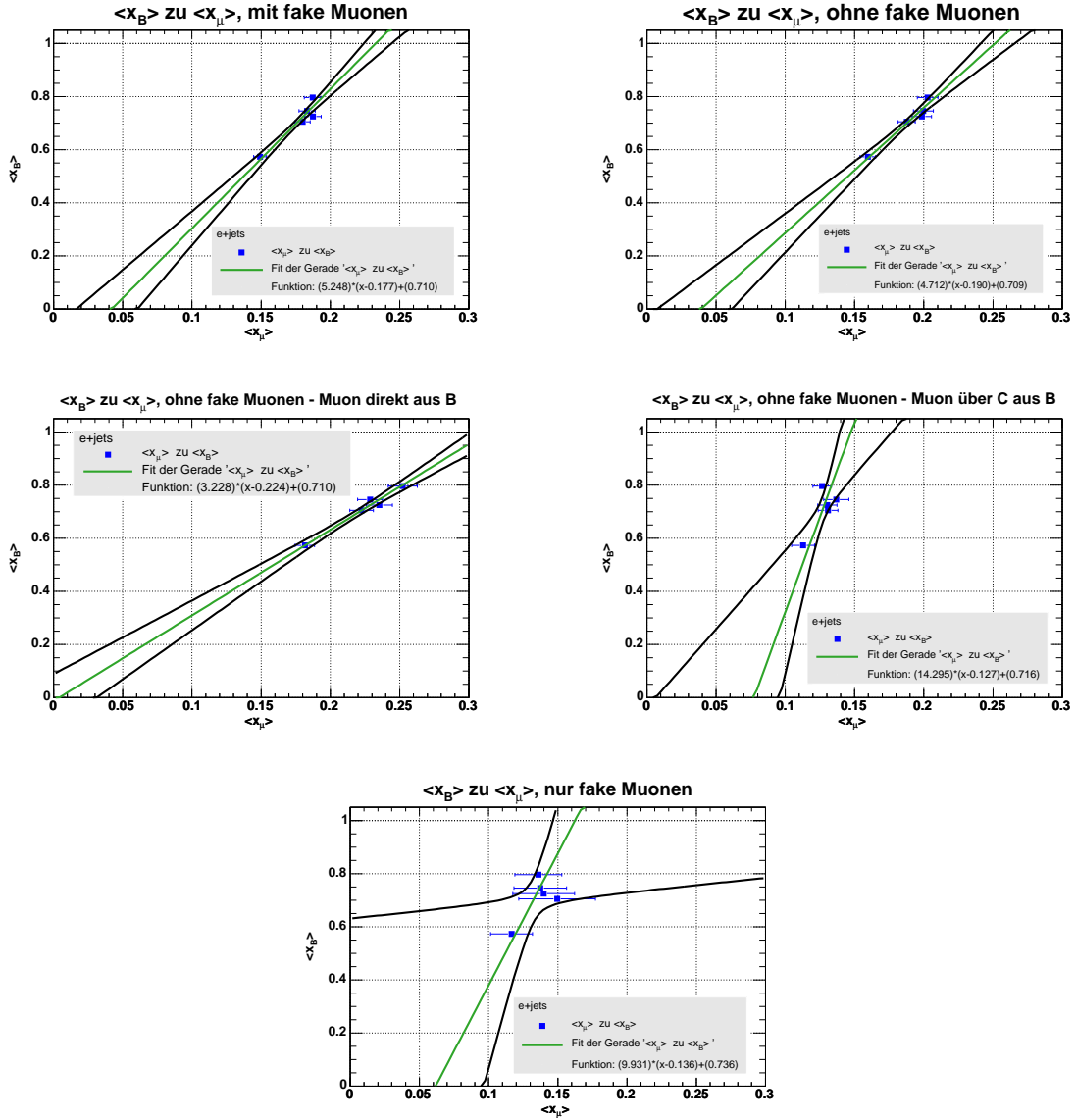


Abbildung 6.9: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektor-simulation; für 5 verschiedene ϵ_P -Werte; für den $e+jets$ -Kanal und Vier-Jetbin; die schwarzen Linien zeigen den Fehlerbereich der Fitgerade; links oben: für alle Zerfallskaskaden mit fake Muonen, rechts oben: für alle Zerfallskaskaden ohne fake Muonen, links Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu_dir} \rangle$, rechts Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu_C} \rangle$; unten: für fake Muonen

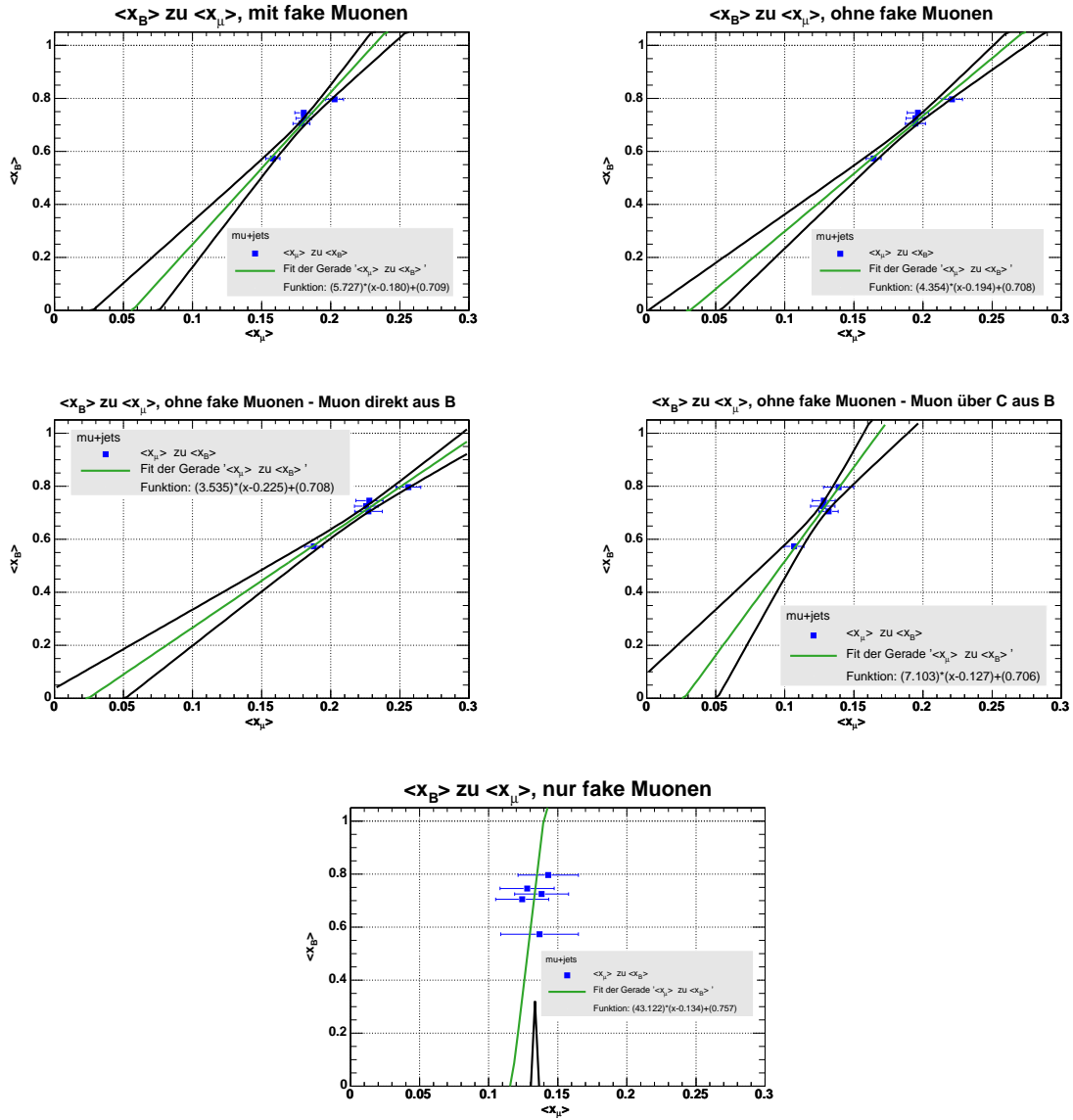


Abbildung 6.10: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation; für 5 verschiedene ϵ_P -Werte; für den *mu+jets*-Kanal und Vier-Jetbin; die schwarzen Linien zeigen den Fehlerbereich der Fitgerade; links oben: für alle Zerfallskaskaden mit fake Muonen, rechts oben: für alle Zerfallskaskaden ohne fake Muonen, links Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu_{dir}} \rangle$, rechts Mitte: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{\mu_C} \rangle$; unten: für fake Muonen

Abbildung / Kanal / Muon	a	b	$\langle x \rangle$	χ^2/NDF	ρ
6.9 links oben / $e+jets$ / alle	5.248 ± 0.847	0.710 ± 0.013	0.177	3.19/3	0.204
6.9 rechts oben / $e+jets$ / alle ohne fake	4.713 ± 0.831	0.709 ± 0.014	0.190	1.34/3	0.195
6.9 links Mitte / $e+jets$ / μ_{dir}	3.229 ± 0.465	0.710 ± 0.013	0.224	1.05/3	0.233
6.9 rechts Mitte / $e+jets$ / μ_C	14.295 ± 8.409	0.716 ± 0.050	0.128	2.33/3	0.087
6.9 unten / $e+jets$ / fake Muonen	9.931 ± 9.405	0.736 ± 0.092	0.136	0.58/3	0.394
6.10 links oben / $mu+jets$ / alle Zerfallskaskaden mit fake	5.727 ± 1.086	0.709 ± 0.015	0.180	2.48/3	0.163
6.10 rechts oben / $mu+jets$ / alle Zerfallskaskaden ohne fake	4.354 ± 0.699	0.708 ± 0.014	0.194	1.80/3	0.221
6.10 links Mitte / $mu+jets$ / μ_{dir}	3.535 ± 0.559	0.708 ± 0.014	0.225	1.44/3	0.233
6.10 rechts Mitte / $mu+jets$ / μ_C	7.104 ± 2.282	0.706 ± 0.026	0.127	0.86/3	0.161
6.10 unten / $mu+jets$ / fake Muonen	43.122 ± 287.042	0.757 ± 0.471	0.134	0.56/3	0.514

Tabelle 6.4: Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; mit Detektorsimulation; $\langle x_B \rangle = f(x)$ und $\langle x_\mu \rangle = x$

6.3.3 Untergrundbeitrag zu $\langle x_\mu \rangle$

Der Anteil der Signal- und Untergrundbeiträge an den Daten kann davon abhängen, welcher Wert für den Parameter ϵ_P der Peterson-Fragmentierung verwendet wird. Betrachtet man die berechnete Anzahl der Signalereignisse $N_{t\bar{t}}$ in Tabelle C.5 für verschiedene ϵ_P , so zeigt sich keine systematische Abhängigkeit der $N_{t\bar{t}}$ von ϵ_P . Innerhalb der Fehler kann der Anteil der Signalereignisse an den Daten als unabhängig vom Parameter der Peterson-Fragmentierungsfunktion angenommen werden. Zur Berechnung von $N_{t\bar{t}}$ in den Daten ist es zur Fehlerreduktion daher sinnvoll, alle Signaldatensätze zusammen zu legen.

In dieser Analyse wird angenommen, dass sich die Daten aus den in Abschnitt 6.2.3 besprochenen Untergrundbeiträgen und den Signalereignissen zusammensetzen. Abbildung 6.11 zeigt die verschiedenen Signal- und Untergrundbeiträge an dem Beispiel des \cancel{E}_T -Spektrums nach Vorselektion (oben), nach zusätzlichen topologischen Schnitten (Mitte) und nach dem b-Tag (unten), wobei für die Signalereignisse die Datensätze aller ϵ_p zusammengelegt sind. Die relative Zusammensetzung der Daten ist für alle Variablen (wie z. B. Aplanarität, Gesamtenergie der Jets und \cancel{E}_T) dieselbe. An den Histogrammen wird folgendes deutlich:

- Der Signalanteil steigt erwartungsgemäß mit zunehmenden Schnitten an; der Anteil von Signal an Daten beträgt nach dem b-Tag 54.56% für den $e+jets$ -Kanal und 62.50% für den $mu+jets$ -Kanal.
- Der Anteil des W+Jet-Untergrundes dominiert, vor allem der Wjjjj-Beitrag; auch nach dem b-Tag ist dieser Beitrag der dominierende Untergrund.
- Nach dem b-Tag ist der QCD-Untergrund sehr klein (3.59% im $e+jets$ - bzw 1.85% im $mu+jets$ -Kanal).
- Nach dem b-Tag bleiben nur wenig Datenereignisse übrig (11 im $e+jets$ - und 9 im $mu+jets$ -Kanal).

Die \cancel{E}_T -Verteilungen von Daten und Monte-Carlo stimmen innerhalb der Fehler gut miteinander überein (siehe Abbildung 6.11). Für den $mu+jets$ -Kanal zeigt sich aber nach dem b-Tag, dass die W+Jet-Verteilung eine sehr geringe Statistik hat. Das liegt daran, dass in den W+Jet-Datensätzen nach den Schnitten nur wenige Ereignisse übrig bleiben. Das wirkt sich auf den statistischen Fehler dieses Beitrages aus und beeinflusst den Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ (siehe Abschnitt 6.4). In Tabelle C.1 in Anhang C ist die Anzahl der nach dem b-Tag bleibenden W+Jet-Ereignisse gegeben.

6.3.4 $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für Likelihood-gewichtete Ereignisse

Die Likelihood-Methode

Zur Unterscheidung von Signal- und Untergrundereignissen ist die Berechnung einer Likelihood-Variablen \mathcal{L} hilfreich. Mit Hilfe eines Vektors von Messungen \mathbf{x} ist \mathcal{L} definiert als

$$\mathcal{L} = \frac{P_{\text{Signal}}(\mathbf{x})}{P_{\text{Signal}}(\mathbf{x}) + P_{\text{Untergrund}}(\mathbf{x})}. \quad (6.20)$$

Dabei geben P_{Signal} und $P_{\text{Untergrund}}$ die Wahrscheinlichkeitsdichte an, dass ein Signal- oder ein Untergrundereignis die Messung \mathbf{x} ergibt. Für Signalereignisse sollte \mathcal{L} nahe 1 sein, für Untergrundereignisse nahe 0.

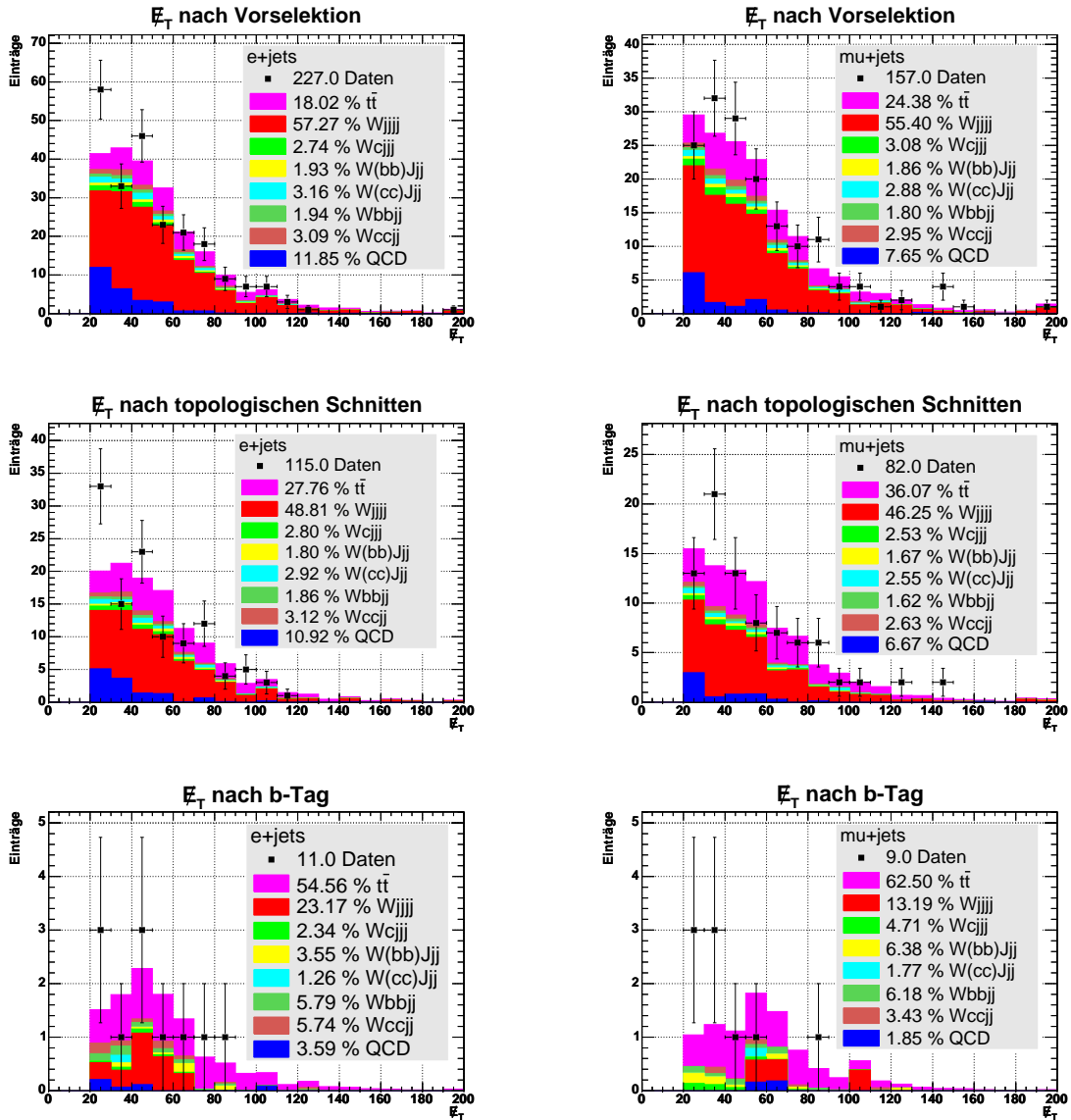


Abbildung 6.11: E_T -Verteilung für Daten und MC-Ereignisse; nach "tight" Vorselektion, topologischen Schnitten und b-Tag; für die Signalereignisse sind die Datensätze aller ϵ_p zusammengesetzt. links: für den $e+jets$ -Kanal; rechts: für den $mu+jets$ -Kanal; oben: nach der Vorselektion; Mitte: nach topologischen Schnitten; unten: nach b-Tag

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen werden aus normierten ein-dimensionalen Variablen-Spektren berechnet. Für die Verteilungen $p_{Signal1}(x_1)$, $p_{Signal2}(x_2)$ und $p_{Signal3}(x_3)$ z. B. ergibt sich $P_{Signal}(x_1, x_2, x_3) =$

$p_{Signal1}(x_1)p_{Signal2}(x_2)p_{Signal3}(x_3)$. Die x_i geben jeweils den Messwert einer Variable i an. Details zur Likelihood-Methode können in [50] gefunden werden.

P_{T_rel} und die Berechnung der Likelihood-Gewichte

Die Betrachtungen in Abschnitt 6.1 und 6.3.2 haben gezeigt, dass direkte Muonen μ_{dir} für die Messung von $\langle x_B \rangle$ mit Hilfe von $\langle x_\mu \rangle$ besonders gut geeignet sind. Durch Likelihood-Gewichte soll die Muon-Klasse der direkten Muonen gegenüber μ_C und fake Muonen aus den Signalereignissen und gegenüber Muonen aus W+Jet-Untergrundereignissen verstärkt werden. Der QCD-Untergrund kann dabei wegen seines geringen Beitrages bei der Berechnung der Gewichte vernachlässigt werden.

Da mit x_μ die b-Fragmentierung gemessen werden soll, sollte die Variable zur Berechnung der Likelihood-Gewichte möglichst unabhängig von der b-Fragmentierung sein. Abbildung 6.12 zeigt den Mittelwert der Variable p_{T_rel} , die den Transversalimpuls des getaggeden Muons relativ zum zugehörigen Jet angibt, gegen ϵ_p für die verschiedenen Muon-Klassen. Zum Vergleich ist der Mittelwert von p_{T_rel} für den W+Jet-Untergrund in den Graphen geplottet. Innerhalb der Fehlerbereiche zeigt sich weder im $e+jets$ - noch im $mu+jets$ -Kanal eine Abhängigkeit der Variable von ϵ_p .

Die p_{T_rel} -Verteilung für die verschiedenen Muon-Klassen und den W+Jet-Untergrund wird in Abbildung 6.13 gezeigt. Dabei sind die Anteile der jeweiligen Beiträge so, wie sie sich in den Daten ergeben. Aus Gründen der Statistik wurden für die Verteilung die Signaldatensätze für alle verwendeten ϵ_p zusammengelegt. Es zeigt sich, dass die p_{T_rel} -Verteilung für direkte Muonen höhere Werte hat als für μ_C , fake Muonen oder die Muonen aus dem Untergrund.

In Abbildung 6.13 zeigen sich vor allem für den W+Jet-Untergrund große statistische Schwankungen, die sich in große Fehler für die Gewichte auswirken.

Vor der Berechnung der Likelihood-Gewichte werden alle p_{T_rel} -Verteilungen auf eins normiert. Dadurch ist die Berechnung der Gewichte unabhängig von der Zusammensetzung der Daten. Die Verteilung der direkten Muonen wird als Signal, die Verteilungen der anderen Beiträge werden als Untergrund angesehen. Dadurch ergibt sich für die Likelihood-Gewichte \mathcal{L}_{dir} :

$$\mathcal{L}_{dir} = \frac{p_{\mu_{dir}}(p_{T_rel})}{p_{\mu_{dir}}(p_{T_rel}) + p_{\mu_C}(p_{T_rel}) + p_{\mu_{fake}}(p_{T_rel}) + p_{\mu_{WJet}}(p_{T_rel})} \quad (6.21)$$

In Abbildung 6.14 sind die berechneten Gewichte gegen p_{T_rel} aufgetragen. Zum Vergleich sind auch die Gewichte eingezeichnet, die sich unter der Annahme von μ_C , μ_{fake} oder μ_{WJet} als Signal ergeben würden. Die Verteilung von \mathcal{L}_{dir} wird mit der Funktion $\mathcal{L}_{dir}(p_{T_rel}) = 1 - e^{ap_{T_rel}+b} + de^{cp_{T_rel}}$ gefittet. In Tabelle

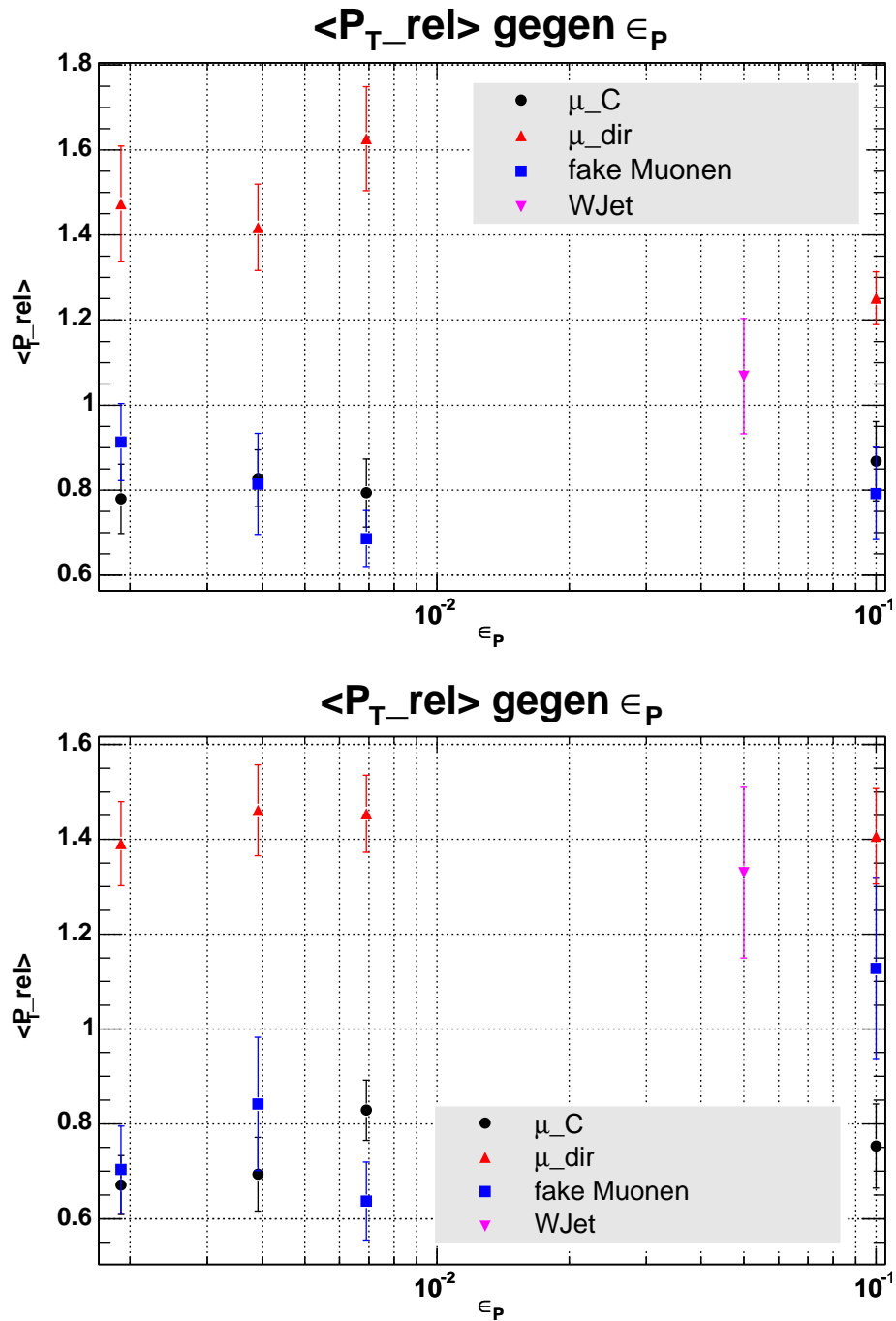


Abbildung 6.12: $\langle p_{T_rel} \rangle$ für verschiedene Muon-Klassen gegen ϵ_P und $\langle p_{T_rel} \rangle$ für den W+Jet-Untergrund; nach "tight" Vorselektion, topologischen Schnitten und b -Tag; oben: für den $e+jets$ -Kanal; unten: für den $mu+jets$ -Kanal

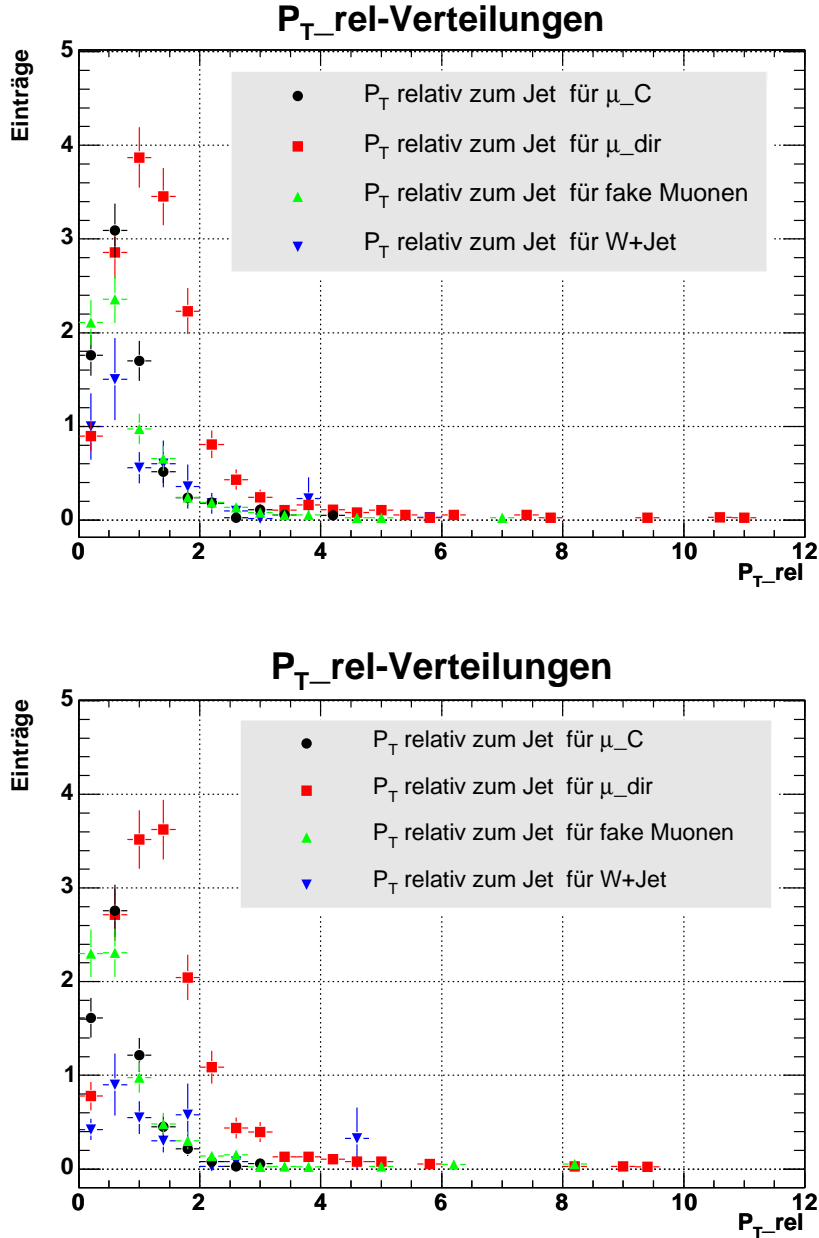


Abbildung 6.13: p_{T_rel} -Verteilung für verschiedene Muon-Klassen und W+Jet-Untergrund; nach "tight" Vorselektion, topologischen Schnitten und b-Tag; für die Signalereignisse sind die Datensätze aller ϵ_P zusammgelegt; oben: für den $e+jets$ -Kanal; unten: für den $mu+jets$ -Kanal

6.5 sind die Werte der Fitparameter angegeben. Wegen der geringen Statistik für große p_{T_rel} -Werte wird die Verteilung nur bis $p_{T_rel} \leq 5$ gefittet.

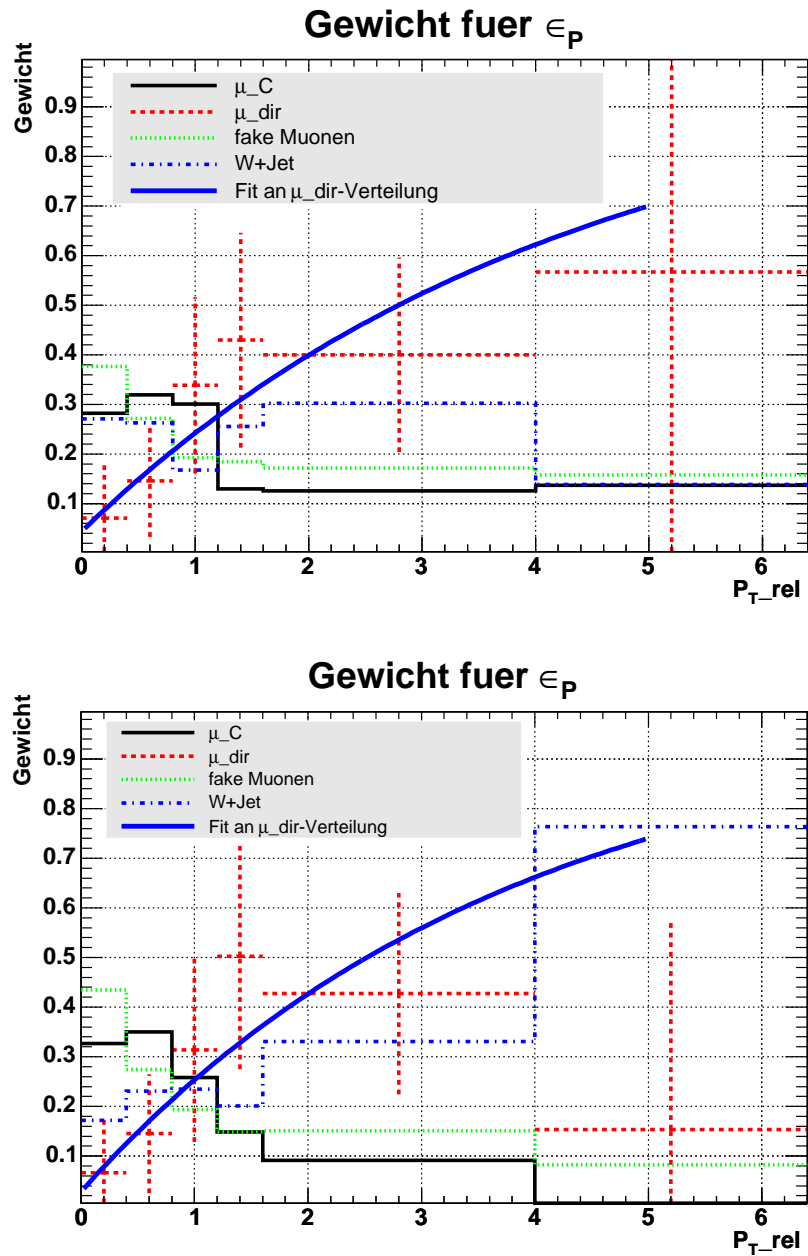


Abbildung 6.14: Likelihood-Gewichte gegen p_{T_rel} für verschiedene Muon-Klassen und W+Jet-Untergrund; für die Signalergebnisse sind die Datensätze aller ϵ_p zusammengesetzt; oben: für den $e+jets$ -Kanal; unten: für den $mu+jets$ -Kanal

Abbildung / Kanal	a	b	c	d	χ^2/NDF
6.14 oben / $e+jets$	-0.24 ± 0.39	1.03 ± 0.18	-0.24 ± 0.57	1.84 ± 0.48	0.93/1
6.14 unten / $mu+jets$	-0.27 ± 0.41	1.04 ± 0.19	-0.27 ± 0.60	1.84 ± 0.50	1.04/1

Tabelle 6.5: Fitfunktion $\mathcal{L}_{dir}(p_{T_rel}) = 1 - e^{ap_{T_rel}+b} + de^{cp_{T_rel}}$; mit Detektorsimulation

Zusammensetzung der Daten und $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ für gewichtete Ereignisse

Die an die Likelihood-Verteilung gefitteten Funktionen $\mathcal{L}_{dir}(p_{T_rel})$ für den $e+jets$ - und den $mu+jets$ -Kanal werden zum Gewichten der Ereignisse verwendet. In Abbildung 6.15 wird die x_μ -Verteilung von Daten und MC-Ereignissen für den $e+jets$ - und den $mu+jets$ -Kanal für nicht-gewichtete Ereignisse (oben) und für Likelihood-gewichtete Ereignisse (unten) gezeigt. Es wird deutlich, dass sich durch die Gewichtung der Signalanteil erhöht. In Tabelle C.7 und C.8 wird unter anderem die Anzahl der QCD-Ereignisse und $t\bar{t}$ -Ereignisse für nicht-gewichtete und gewichtete Ereignisse angegeben. Die Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo ist für gewichtete und nicht-gewichtete Ereignisse in beiden Kanälen im Rahmen der Fehler gut.

Abbildung / Kanal / Gewicht	a	b	$\langle x \rangle$	χ^2/NDF	ρ
6.16 links oben / $e+jets$ / ohne	5.248 ± 0.847	0.710 ± 0.013	0.177	3.19/3	0.204
6.16 links unten / $e+jets$ / mit	4.520 ± 0.660	0.712 ± 0.013	0.194	6.23/3	0.175
6.16 rechts oben / $mu+jets$ / ohne	5.727 ± 1.086	0.709 ± 0.015	0.180	2.48/3	0.163
6.16 rechts unten / $mu+jets$ / mit	5.419 ± 1.097	0.708 ± 0.017	0.198	1.24/3	0.155

Tabelle 6.6: Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; gewichtete Ereignisse; mit Detektorsimulation

Abbildung 6.16 zeigt den linearen Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ für gewichtete und nicht-gewichtete Ereignisse, wobei alle getaggeten Muonen verwendet wurden. Die Fitparameter der Geraden sind in Tabelle 6.6 gegeben. Es zeigt sich, dass die Fitgerade für gewichtete Ereignisse eine geringere Steigung hat als für

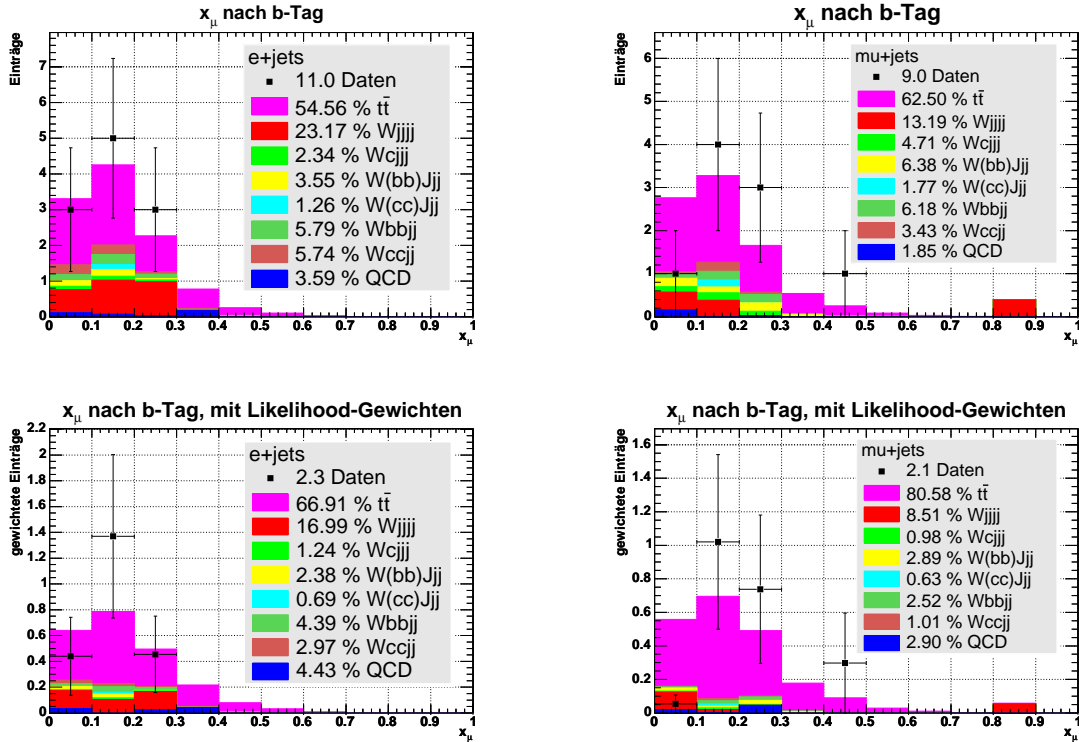


Abbildung 6.15: x_μ -Verteilung für Daten und MC; nach Vorselektion, topologischen Schnitten und b -Tag; links: für den $e+jets$ -Kanal; rechts: für den $mu+jets$ -Kanal; oben: Verteilung ohne Verwendung von Likelihood-Gewichten; unten: Verteilung für Likelihood-gewichtete Ereignisse

nicht-gewichtete. Dieser Effekt wird erwartet, da der Anteil von fake Muonen und Untergrund für gewichtete Ereignisse reduziert wird. Im $mu+jets$ -Kanal ist der Unterschied allerdings innerhalb der Fehler der Steigung nicht signifikant.

Die in Abbildung 6.16 gezeigten Geraden werden in Abschnitt 6.4 zur Bestimmung von $\langle x_B \rangle$ verwendet. Obwohl die Variable $p_{T,rel}$ alleine keine starke Unterscheidung zwischen direkten Muonen und den anderen Muon-Klassen zulässt, wird sich zeigen, dass der Fehler von $\langle x_B \rangle$ unter Verwendung der Likelihood-Gewichte kleiner ist als ohne Gewichte.

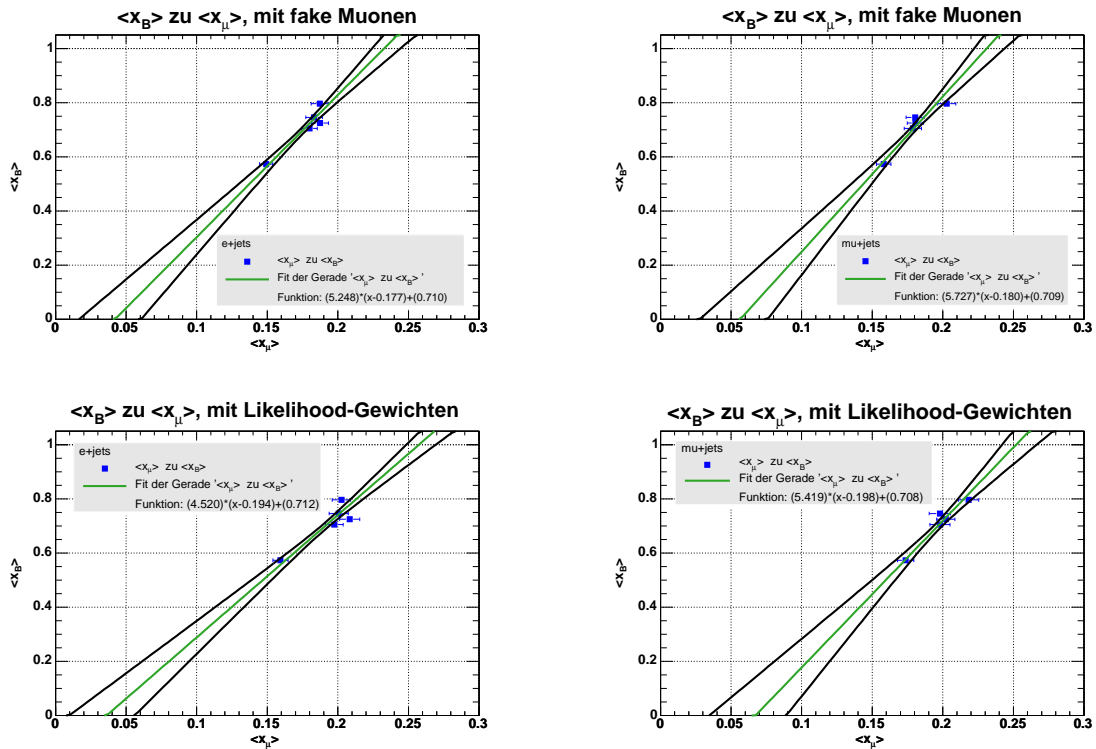


Abbildung 6.16: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektor-simulation; für 5 verschiedene ϵ_P -Werte; links: für den $e+jets$ -Kanal; rechts: für den $mu+jets$ -Kanal; oben: für alle Zerfallskaskaden mit fake Muonen ohne Likelihood-Gewichte; unten: für alle Zerfallskaskaden mit fake Muonen, gewichtet

6.3.5 Systematische Fehler

Die Untersuchung von $\langle x_B \rangle$ mit Hilfe von $\langle x_\mu \rangle$ wird durch einige systematische Fehler beeinträchtigt.

Abbildung / Kanal / JES	a	b	$\langle x \rangle$	χ^2/NDF	ρ
6.17 links oben / $e+jets$ / JES $-\sigma$	4.993 ± 0.741	0.712 ± 0.014	0.187	6.84/3	0.200
6.17 rechts oben / $mu+jets$ / JES $-\sigma$	5.852 ± 1.236	0.709 ± 0.017	0.190	2.54/3	0.144
6.17 links unten / $e+jets$ / JES $+\sigma$	5.584 ± 0.905	0.710 ± 0.013	0.169	2.77/3	0.166
6.17 rechts unten / $mu+jets$ / JES $+\sigma$	6.160 ± 1.166	0.709 ± 0.015	0.170	2.10/3	0.172

Tabelle 6.7: Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; Variation der JES; mit Detektorsimulation

Abbildung 6.17 Mitte zeigt den linearen Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ für die Petersonfragmentierungsfunktion für alle getaggenden Muon. Zusätzlich ist ein Wert eingetragen, für den die Bowler-Fragmentierungsfunktion bei $a = 0.3$, $b = 0.58$ und $r_Q = 0.699$ verwendet wurde. Es zeigt sich, dass der Wert von $\langle x_\mu \rangle$ für die Bowler-Fragmentierung relativ zu der Fitgerade zu kleineren Werten verschoben ist. Dieser Effekt ist innerhalb der Fehler vernachlässigbar. Tabelle C.2 in Anhang C gibt die Anzahl der Ereignisse für den mit Bowler generierten Messpunkt nach allen Schnitten an. In Abschnitt 6.4 wird sich zeigen, dass der statistische Fehler der Messung sehr groß ist. Der systematische Fehler durch die Variation der Fragmentierungsfunktion ist daher vernachlässigbar.

Der dominante systematische Fehler kommt durch den Fehler des JES-Faktors zustande. Abbildung 6.17 zeigt den linearen Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ und $\langle x_\mu \rangle$ bei Variation der JES um $\pm 1\sigma$ (mit σ : Fehler der JES). Für die um ein σ nach unten veränderte JES (obere Abbildungen) verringert sich die Steigung der Fitgerade, für um ein σ nach oben veränderte JES (untere Abbildungen) vergrößert sich die Steigung (siehe auch Tabelle 6.7). Dadurch ändert sich bei Variation der JES die Anzahl der Ereignisse, die die Schnitte passieren. Die JES hat Einfluss auf die Energie der Jets und auf \cancel{E}_T . Die Tabellen C.7 und C.8 in Anhang C geben die Zahl der Daten und die Zusammensetzung aus Signal und Untergrund nach allen Ereignisschnitten für variierte JES wieder. Die verwendeten Datensätze für W+Jet-Ereignisse und für die Daten haben die "loose" Vorselektion ohne veränderte JES durchlaufen. Für eine genauere Analyse des systematischen Fehlers durch die JES muss die Variation der JES vor der Vorselektion erfolgen. Diese Un-

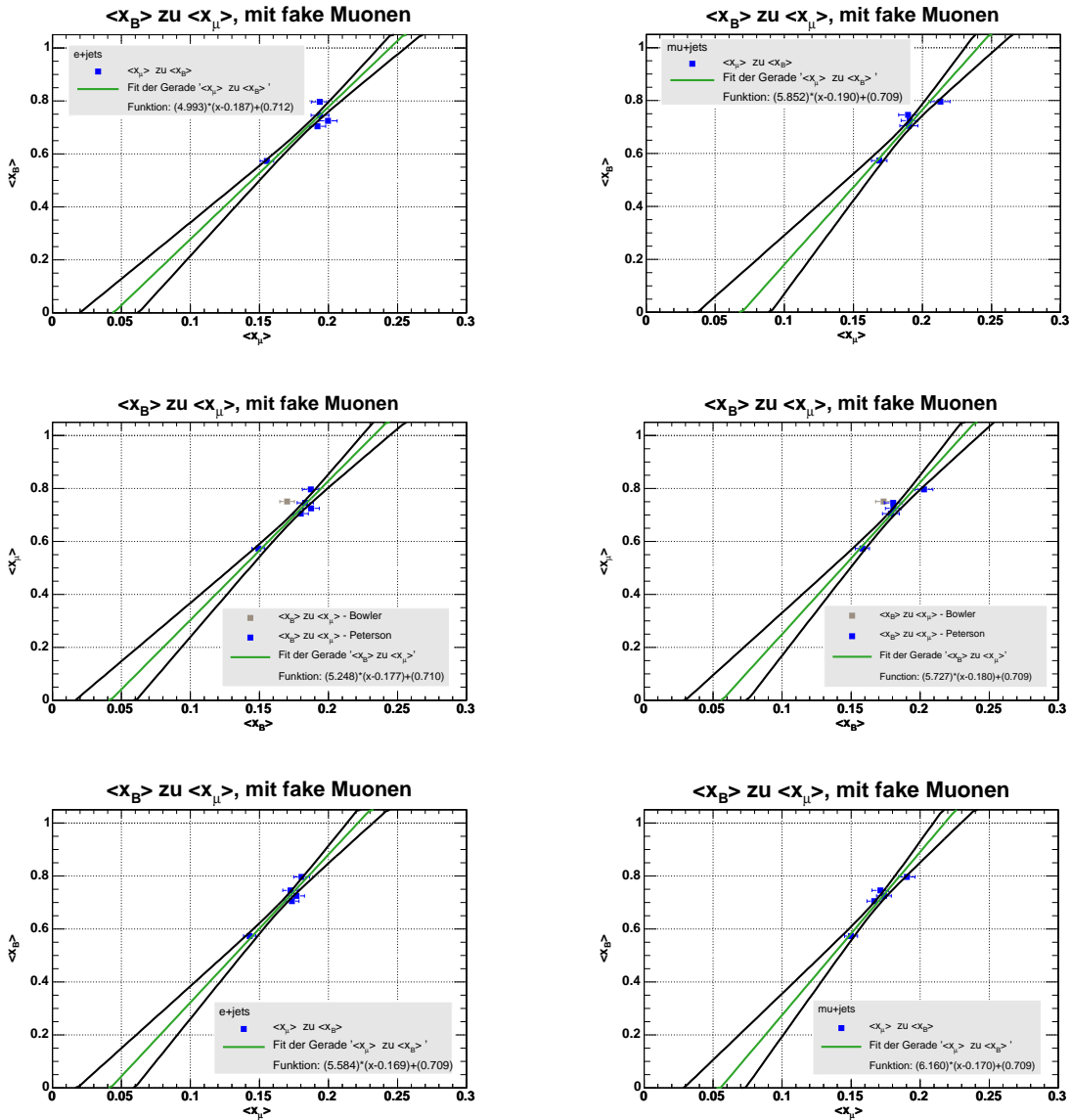


Abbildung 6.17: $\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation; mit JES-Variation und mit Bowler-Fragmentierungsfunktion; für 5 verschiedene ϵ_P -Werte; für alle Zerfallskaskaden mit fake Muonen; links: für den *e+jets*-Kanal; rechts: für den *mu+jets*-Kanal; oben: Variation von JES um 1σ nach unten; Mitte: keine JES-Variation, mit einem Wert, für den die Bowlerfragmentierungsfunktion mit $r_Q = 0.69$ verwendet wurde; unten: Variation von JES um 1σ nach oben

tersuchung ist noch offen. Auch in der vereinfachten Studie zeigt sich deutlich, dass bei kleinerem JES-Faktor weniger Ereignisse die Selektionsschnitte passieren. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung, da bei kleinerer JES die Jetenergie und die E_T kleiner werden, d. h. weniger Ereignisse erfüllen die von Jetenergie und E_T abhängigen Schnittbedingungen.

Abbildung 6.18 oben und Mitte zeigt die Abhängigkeit von $\langle x_\mu \rangle$ von dem Betrag der Pseudorapidität $|\eta_\mu|$ des Muons für alle getagggeden Muonen. Die Datensätze für verschiedene ϵ_P der Peterson-Fragmentierungsfunktion wurden zur Verbesserung der Statistik zusammengelegt. Mit steigender Pseudorapidität nimmt der Mittelwert von x_μ deutlich zu. Um zu testen, ob dieser Effekt durch die Selektionsschnitte zustande kommt oder ob ein physikalischer Effekt dahinter steckt, wurde die Abhängigkeit von $\langle x_\mu \rangle$ von $|\eta_\mu|$ auf Generatorniveau untersucht (siehe Abbildung 6.18 unten). Dabei wurde der K_T -Jetalgorithmus mit den optimierten Parametereinstellungen (siehe Anhang A.2) und die Peterson-Fragmentierungsfunktion bei $\epsilon_P = 0.00391$ verwendet. Im Rahmen der Fehler zeigt sich auf Generatorniveau keine Abhängigkeit von $\langle x_\mu \rangle$ und $|\eta_\mu|$. Der Effekt entsteht also offensichtlich durch die Schnitte oder durch Effekte im Detektor. Ein eventuell zugehöriger systematischer Fehler muss noch untersucht werden.

Weitere systematische Fehler sind der Fehler der Luminosität, der Fehler des theoretischen $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitts (siehe Kapitel 2.3) und die Fehler der relativen Anteile des W+Jet-Untergrundes (siehe [48]). Der Fehler der Luminosität beträgt 6.5%. Zusätzliche Systematiken, wie z. B. der Fehler der Top-Masse, wurden im Rahmen dieser Vorstudie noch nicht untersucht.

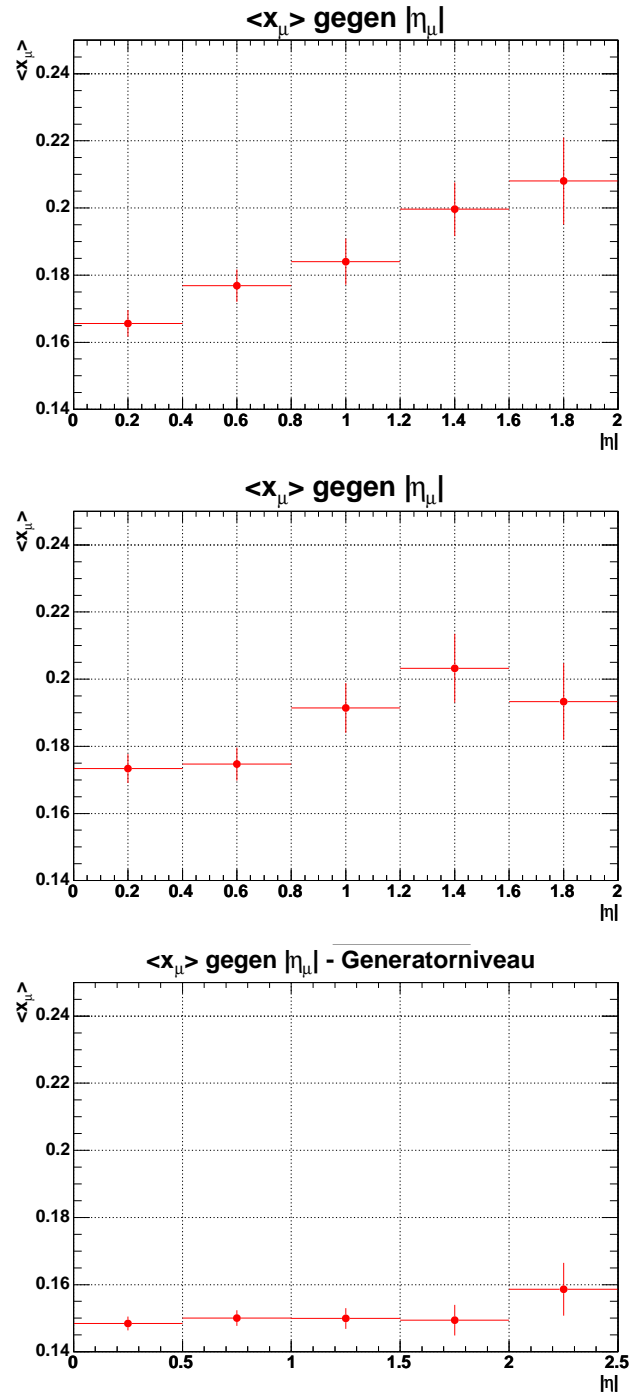


Abbildung 6.18: $\langle x_B \rangle$ gegen η_μ ; für alle Muon-Klassen zusammen; oben und Mitte: für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation, die Datensätze aller ϵ_P sind zusammgelegt; unten: für den in Abschnitt 6.1 vorgestellten MC; oben: für den $e+jets$ -Kanal; Mitte: für den $mu+jets$ -Kanal; unten: für den K_T -Jetalgorithmus und die Peterson-Fragmentierungsfunktion bei $\epsilon_P = 0.00391$

6.4 Erste Anwendung auf Daten

Im vorigen Abschnitt dienten die Daten lediglich zur Bestimmung der Signal- und Untergrundverhältnisse. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von $\langle x_B \rangle$ diskutiert, die sich bei Anwendung der beschriebenen Methode auf die Daten ergeben. Zur Messung der b -Fragmentierung in Top-Zerfällen wird die entwickelte Methode mit und ohne Likelihood-Gewichte für den $e+jets$ - und den $mu+jets$ -Kanal angewendet. Die Messungen von $\langle x_B \rangle$ der beiden Kanäle sind unabhängig und können zu einem gewichteten Mittelwert kombiniert werden. Die Messungen mit und ohne Likelihood-Gewichte sind stark korreliert und werden einzeln betrachtet.

Der zur Berechnung von $\langle x_B \rangle$ verwendete Mittelwert von x_μ ergibt sich aus den Daten und Monte-Carlo-Ereignissen folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \langle x_\mu \rangle = \frac{1}{\omega_{t\bar{t}}} & \left[\langle x_\mu^{Daten} \rangle - \omega_{W+Jet} \left(\varepsilon_{Wjjjj} \langle x_\mu^{Wjjjj} \rangle + \varepsilon_{Wbbjj} \langle x_\mu^{Wbbjj} \rangle \right. \right. \\ & \left. \left. + \varepsilon_{Wccjj} \langle x_\mu^{Wccjj} \rangle + \varepsilon_{Wcjjj} \langle x_\mu^{Wcjjj} \rangle + \varepsilon_{Wccjjj} \langle x_\mu^{Wccjjj} \rangle + \varepsilon_{Wbbjjj} \langle x_\mu^{Wbbjjj} \rangle \right) \right. \\ & \left. - \omega_{QCD} \langle x_\mu^{QCD} \rangle \right] \end{aligned} \quad (6.22)$$

Dabei ist $\omega_i = \frac{N_i}{N_{Daten}}$ der Anteil des Beitrages i an den Daten. $\langle x_\mu^i \rangle$ ist der Mittelwert, der sich aus der x_μ -Verteilung für den Beitrag i ergibt. ε_{W_i} ist der relative Anteil des $W+i$ -Beitrages am gesamten $W+Jet$ -Untergrund. ω_{W+Jet} ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \omega_{W+Jet} &= \frac{N_{Daten} - N_{t\bar{t}} - N_{QCD}}{N_{Daten}} \\ &= 1 - \omega_{t\bar{t}} - \omega_{QCD}. \end{aligned} \quad (6.23)$$

Für die Berechnung der Zusammensetzung der Daten aus Signal- und Untergrundbeiträgen werden die Datensätze aller verwendeten Peterson-Parameter zusammengelegt, da sich keine systematische Abhängigkeit zwischen $\langle x_\mu \rangle$ und ε_P zeigt (siehe auch Anhang C).

$N_{t\bar{t}}$ wurde aus dem theoretischen Wirkungsquerschnitt und der integrierten Luminosität des Datensatzes berechnet (siehe Abschnitt 6.2.3). Der Fehler von $N_{t\bar{t}}$ ergab sich aus dem Fehler von Luminosität, theoretischem Wirkungsquerschnitt und der Schnitteleffizienz.

Insgesamt gehen in den Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ die Fehler der Mittelwerte der Einzelbeiträge (Signal, QCD und die einzelnen $W+i$ -Beiträge), die Fehler der Schnitteleffizienzen der Einzelbeiträge und der Fehler durch die kleine Datenstatistik ein.

Alle genannten Einzelfehler wurden mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung in $\Delta\langle x_\mu \rangle$ berücksichtigt. Der durch die Matrix-Methode resultierende Fehler für den QCD-Untergrund ist in [51] angegeben. Für die Berechnung der Fehler des W+Jet-Untergrundes wurden die Korrelationen der einzelnen W+i-Beiträge durch Berechnung einer Kovarianzmatrix mit einbezogen. Dabei wurde eine Multinomialverteilung zugrunde gelegt. Der Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ durch die JES ($\Delta\langle x_\mu \rangle_{JES}$) wurde aus der Variation der JES analog zur Standardabweichung berechnet. Dadurch wurde $\Delta\langle x_\mu \rangle_{JES}$ symmetrisiert.

Es wird erwartet, dass bei sinkender JES der Wert von $\langle x_\mu \rangle$ ansteigt. Dieses Verhalten ist im $e+jets$ -Kanal nicht zu erkennen (siehe Tabelle C.5 und C.6 in Anhang C). Der Wert von $\langle x_\mu \rangle$ ist bei um $\pm 1\sigma$ variiertes JES größer als bei nicht-variiertes JES. Dieser Effekt kann durch die Statistik oder die vereinfachte Untersuchung der JES-Variation zustande kommen (siehe auch Abschnitt 6.3.5). Eine genauere Untersuchung des systematischen Fehlers durch die JES muss später noch vorgenommen werden.

Durch Einsetzen des berechneten $\langle x_\mu \rangle$ -Wertes in die untersuchten Fitgeraden lässt sich der Mittelwert von x_B berechnen. Da in den Daten keine Trennung der verschiedenen Muon-Klassen möglich ist, wird die Fitgerade für die Muon-Klasse aller getagggeden Muonen verwendet. Die Parameter der verwendeten Fitgerade $\langle x_B \rangle = a(\langle x_\mu \rangle - \langle x \rangle) + b$ sind in Tabelle C.9 für nicht-gewichtete und in Tabelle C.10 für Likelihood-gewichtete Ereignisse aufgelistet. Die Zeile "Werte" in Tabelle 6.8 und 6.9 gibt die gemessenen Werte $\langle x_\mu \rangle$ und die berechneten Werte $\langle x_B \rangle$ für nicht-gewichtete und für gewichtete Ereignisse an.

Um die Einzelbeiträge der Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ zu berechnen, wurden alle Fehler bis auf den jeweils betrachteten Null gesetzt und die Variation zum Wert mit den Fehlern betrachtet. In Tabelle 6.8 (ohne Anwendung der Likelihood-Gewichte) und Tabelle 6.9 (mit Anwendung der Likelihood-Gewichte) werden der Gesamtfehler von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$, die Einzelbeiträge der Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ sowie der Beitrag vom Fehler der Fitgerade und von $\Delta\langle x_\mu \rangle$ aufgelistet. Es zeigt sich, dass die Fehler durch die Datenstatistik und durch den QCD-Untergrund dominieren. Der Fehler durch den QCD-Beitrag hängt von der Datenstatistik ab und wird daher ebenfalls als statistischer Fehler betrachtet. Für den $mu+jets$ -Kanal ist auch der Fehler durch die Monte-Carlo-Statistik der W+Jet-Ereignisse sehr groß. Der Fehler durch die JES trägt bei der nicht-gewichteten Methode im $e+jets$ - und im $mu+jets$ -Kanal stark zum Gesamtfehler bei. Bei der Anwendung der Likelihood-Gewichte ist der Fehler durch die JES vor allem im $mu+jets$ -Kanal groß. Der Fehler durch den linearen Fit von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ ist relativ zum statistischen Fehler sehr klein. Es zeigt sich deutlich, dass der Fehler von $\langle x_\mu \rangle$ den Fehler von $\langle x_B \rangle$ dominiert.

	$\langle x_\mu \rangle$		$\langle x_B \rangle$	
	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$
Werte	0.130	0.178	0.463	0.696
Gesamtfehler				
Alle Fehler	0.067	0.092	0.353	0.526
Alle Fehler außer JES	0.061	0.085	0.321	0.488
Einzelbeitrag				
Statistik der Daten und QCD	0.060	0.068	0.313	0.388
$\Delta\sigma_{t\bar{t}}$	0.001	0.004	0.016	0.023
$\Delta\mathcal{L}$	0.001	0.004	0.016	0.025
Δ Schnitoeffizienz $_{t\bar{t}}$	0.000	0.001	0.015	0.009
Fehler durch W+Jet (relative Anteile)	0.000	0.000	0.015	0.006
Fehler durch W+Jet (MC-Statistik)	0.012	0.051	0.064	0.293
Fehler durch JES	0.027	0.034	0.141	0.196
Fehlerbeitrag				
Fehler durch Fitgerade			0.039	0.015
Fehler durch $\Delta\langle x_\mu \rangle$ (ohne Fehler durch JES)			0.318	0.488

Tabelle 6.8: Werte von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ (Zeile "Werte") sowie Einzelbeiträge der Fehler; ohne Likelihood-Gewichte; für Vier-Jetbin; für alle ϵ_P

Insgesamt ergeben sich folgende Werte für $\langle x_B \rangle$:

$$\langle x_B \rangle^{oG} = 0.463 \pm 0.313 \pm 0.163 \quad (\text{ohne Likelihood; } e+jets) \quad (6.24)$$

$$\langle x_B \rangle^{oG} = 0.696 \pm 0.388 \pm 0.355 \quad (\text{ohne Likelihood; } mu+jets) \quad (6.25)$$

$$\langle x_B \rangle^{mG} = 0.444 \pm 0.234 \pm 0.107 \quad (\text{mit Likelihood; } e+jets) \quad (6.26)$$

$$\langle x_B \rangle^{mG} = 0.773 \pm 0.343 \pm 0.246 \quad (\text{mit Likelihood; } mu+jets) \quad (6.27)$$

Der erste Fehlerbeitrag gibt den statistischen, der zweite den systematischen Fehler an. Offensichtlich dominiert der statistische Fehler die Messung von $\langle x_B \rangle$. Für den $mu+jets$ -Kanal ist der systematische Fehler vergleichbar mit dem statistischen. Das kommt durch die kleine Monte-Carlo-Statistik des W+Jet-Untergrundes und durch die JES zustande.

Aus den Werten von $\langle x_B \rangle$ für den $e+jets$ - und $mu+jets$ -Kanal wurde ein gewichteter Mittelwert berechnet. Bei der Berechnung des Fehlers des gewichteten Mittelwertes wurden die für beide Kanäle korrelierten systematischen Fehler ge-

	$\Delta\langle x_\mu \rangle$		$\Delta\langle x_B \rangle$	
	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>
Werte	0.134	0.210	0.444	0.773
Gesamtfehler				
Alle Fehler	0.056	0.077	0.257	0.422
Alle Fehler außer JES	0.053	0.068	0.241	0.371
Einzelbeitrag				
Statistik der Daten und QCD	0.052	0.063	0.234	0.343
$\Delta\sigma_{t\bar{t}}$	0.001	0.003	0.014	0.017
$\Delta\mathcal{L}$	0.001	0.004	0.014	0.018
Δ Schnitteffizienz $_{t\bar{t}}$	0.001	0.002	0.014	0.010
Fehler durch W+Jet (relative Anteile)	0.000	0.000	0.013	0.002
Fehler durch W+Jet (MC-Statistik)	0.009	0.025	0.041	0.137
Fehler durch JES	0.019	0.037	0.086	0.201
Fehlerbeitrag				
Fehler durch Fitgerade			0.039	0.023
Fehler durch $\Delta\langle x_\mu \rangle$ (ohne Fehler durch JES)			0.237	0.371

Tabelle 6.9: Werte von $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ (Zeile "Werte") sowie Einzelbeiträge der Fehler; mit Likelihood-Gewichten; für Vier-Jetbin; für alle ϵp

sondert betrachtet. Zu den direkt korrelierten Fehlern gehören der Fehler durch $\Delta\sigma_{t\bar{t}}$, $\Delta\mathcal{L}$ und der Fehler durch die JES. Der Fehler durch die JES sollte unabhängig vom Zerfallskanal sein. Die genannten Fehlerbeiträge wurden einzeln für jeden Kanal quadratisch zu einem korrelierten systematischen Gesamtfehler im *e+jets*-Kanal ($\Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}^{e+jets}$) und im *mu+jets*-Kanal ($\Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}^{mu+jets}$) zusammengefasst. Für den gewichteten Mittelwert ergibt sich der korrelierte systematische Fehler ($\Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}$) zu

$$\Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}^2 = \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta\langle x_B \rangle^{e+jets}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta\langle x_B \rangle^{mu+jets}}\right)^2} \left(\frac{1}{\Delta\langle x_B \rangle_{UnKor}^{e+jets}} \Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}^{e+jets} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta\langle x_B \rangle_{UnKor}^{mu+jets}} \Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}^{mu+jets} \right)^2. \quad (6.28)$$

$\Delta\langle x_B \rangle_{UnKor}^{e+jets}$ und $\Delta\langle x_B \rangle_{UnKor}^{mu+jets}$ sind die quadratisch addierten Fehler aus statistischem und nicht-korreliertem systematischen Fehler für den $e+jets$ - und $mu+jets$ -Kanal.

Der gewichtete Mittelwert beider Kanäle (für die Messungen ohne und mit Likelihood-Gewichten) ergibt sich zu :

$$\langle x_B \rangle^{oG} = 0.535 \pm 0.269 \pm 0.190 \quad (\text{ohne Likelihood}) \quad (6.29)$$

$$\langle x_B \rangle^{mG} = 0.533 \pm 0.202 \pm 0.080 \quad (\text{mit Likelihood}) \quad (6.30)$$

Der erste Fehler gibt den Fehler aus statistischem und nicht-korreliertem systematischen Fehler ($\Delta\langle x_B \rangle_{UnKor}$) an, der zweite den korrelierten systematischen Fehler ($\Delta\langle x_B \rangle_{SysKor}$). Durch die Verwendung der Likelihood-Gewichte wird offensichtlich der Fehler von $\langle x_B \rangle$ deutlich reduziert. Insgesamt ergeben die Messungen mit und ohne Likelihood-Gewichten kompatible Werte.

Im Rahmen der Fehler sind die Ergebnisse der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen kompatibel mit der in $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ -Ereignissen gemessenen b-Fragmentierung (siehe Tabelle 4.1 in Kapitel 4.2). Durch die kleine Statistik sind noch keine genaueren Aussagen zur b-Fragmentierung in Top-Zerfällen möglich.

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Messung von $\langle x_B \rangle$ bedarf noch verschiedener genauerer systematischer Untersuchungen. Ein wichtiger Punkt, der im Rahmen dieser Arbeit nicht angewendet bzw. untersucht wurde, ist die Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo. Weiterhin muss der Einfluss der JES noch genauer untersucht und die Monte-Carlo-Statistik des W+Jet-Untergrundes verbessert werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst die Skalenverletzung der b-Fragmentierung in verschiedenen Prozessen mit simulierten Daten verglichen. Dabei zeigte sich, dass die Skala der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen durch die Masse des Top-Quarks dominiert wird. Diese Untersuchung basierte auf der (im Modell realisierten) Voraussetzung, dass die b-Fragmentierungsfunktion in Top-Zerfällen identisch ist mit der b-Fragmentierung in $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$. Zur Überprüfung dieser Annahme ist eine Messung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen unerlässlich.

Die b-Fragmentierung in Top-Zerfällen kann nicht direkt gemessen werden, da weder das b-Quark noch das B-Hadron direkt Signale in Detektorkomponenten hinterlassen. Daher wurde in dieser Arbeit eine Methode entwickelt, mit der eine Bestimmung des Mittelwertes von x_B durch die Messung von $\langle x_\mu \rangle$ – dem Energiefragment des Muons aus dem B-Zerfall relativ zur Energie des zugehörigen b-Jets – möglich ist. Dabei wurde der lineare Zusammenhang von $\langle x_B \rangle$ zu $\langle x_\mu \rangle$ bei Variation der Härte der Fragmentierungsfunktion ausgenutzt.

Es zeigte sich, dass verschiedene Zerfallskanäle des B-Hadrons in ein Muon zu verschiedenen linearen Abhängigkeiten führen. Die Muonen aus dem direkten Zerfall des B-Hadrons erwiesen sich als die geeignetsten für die Messung der b-Fragmentierung. Eine Anreicherung dieser Muonen in den Daten durch Verwenden von Likelihood-Gewichten wurde daher vorgenommen. Zur Berechnung der Gewichte wurde in dieser Arbeit der Transversalimpuls der Muonen relativ zur Jetachse verwendet. Durch die Anwendung der Gewichte konnte der Fehler von $\langle x_B \rangle$ reduziert werden.

Die Anwendung der Methode zur Messung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen ergab folgende Ergebnisse:

$$\langle x_B \rangle^{oG} = 0.535 \pm 0.269 \pm 0.190 \quad (\text{ohne Likelihood-Gewichte}) \quad (7.1)$$

$$\langle x_B \rangle^{mG} = 0.533 \pm 0.202 \pm 0.080 \quad (\text{mit Likelihood-Gewichten}) \quad (7.2)$$

Die Ergebnisse liegen im physikalisch sinnvollen Bereich zwischen 0 und 1 und stimmen mit Messungen der b-Fragmentierung in $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ -Ereignissen überein. Der statistische Fehler ist sehr groß, bedingt durch die noch geringe zur Verfügung stehende Statistik.

Es wurde gezeigt, dass die in dieser Arbeit entwickelte Methode prinzipiell funktioniert. Es zeigte sich aber auch, dass verschiedene Betrachtungen noch verbessert oder präzisiert werden sollten.

Systematische Fehlerquellen wurden teilweise betrachtet. Einflüsse von anderen Systematiken, wie zum Beispiel durch die Top-Masse, auf die Messung von $\langle x_B \rangle$ müssen noch untersucht werden.

Zur Berechnung der Likelihood-Gewichte wurde nur der Transversalimpuls der Muonen relativ zur Jetachse verwendet. Zur weiteren Anreicherung von direkten Muonen und zur Reduktion von Muonen aus Untergrundereignissen und von fake Muonen in Signalereignissen ist die Suche nach weiteren diskriminierenden Variablen sinnvoll. Durch die Rekonstruktion des Top-Quarks mit Hilfe eines kinematischen Fits (siehe [52]) könnte z. B. eine weitere Reduktion von Muonen aus W-Bosonen und Untergrundereignissen sowie eine bessere Energiedefinition des Jets möglich sein.

Es hat sich gezeigt, dass der Fehler von $\langle x_B \rangle$ durch die kleine Statistik zu groß für genauere Aussagen zur b-Fragmentierung in Top-Zerfällen ist. Für eine präzise Messung von $\langle x_B \rangle$ ist also vor allem ein größerer Datensatz notwendig. Am TEVATRON wird sich bei einer steigenden integrierten Luminosität die Anzahl der für die Messung nutzbaren Datenereignisse noch vervielfachen. Dadurch sollte sich der statistische Fehler von $\langle x_B \rangle$ reduzieren. Aufgrund der höheren Luminosität und der höheren Schwerpunktsenergie werden am LHC deutlich mehr $t\bar{t}$ -Ereignisse als am TEVATRON erzeugt. Am LHC werden bei Design-Luminosität etwa $10 t\bar{t}$ -Paare pro Sekunde erzeugt [53] (im Vergleich zu $\sim 1 \cdot 10^{-3} t\bar{t}$ -Paaren pro Sekunde am TEVATRON bei einer instantanen Luminosität in der Größenordnung von $L \sim 10^{32} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$ [54]). Durch die hohe Statistik sollte es am LHC möglich sein, nicht nur den Mittelwert von x_B zu messen, sondern das gesamte x_B -Spektrum. Das würde eine Unterscheidung der verschiedenen Fragmentierungsmodelle und einen genauen Vergleich der b-Fragmentierung in unterschiedlichen Prozessen ermöglichen. Dadurch kann zum Beispiel der systematische Fehler bei der Messung der Top-Masse am LHC reduziert werden, der die Messung dominiert.

In dieser Arbeit wurde die Bestimmung von $\langle x_B \rangle$ mit Hilfe von Muonen aus dem schwachen Zerfall des B-Hadrons vorgestellt. Eine weitere Möglichkeit, die b-Fragmentierung in Top-Zerfällen zu messen, ist die Sekundärvertexmethode. Teilchen, die ein b-Quark enthalten, fliegen im Mittel einige Millimeter, bevor sie zerfallen. Dadurch ist der Vertex des B-Zerfalls deutlich vom Primärvertex entfernt und kann zur Identifikation von B-Hadronen und vom zugehörigen Jet

verwendet werden. Damit sollte eine Messung der b-Fragmentierung in Top-Zerfällen möglich sein, die weitgehend unabhängig von der in dieser Arbeit vorgestellten Methode ist.

Anhang A

Jets und Jetalgorithmen

Betrachtet man die Endzustandsteilchen von hochenergetischen Kollisionsereignissen, so fallen vor allem zwei Dinge auf: Die Teilchenmultiplizität ist sehr groß und die Verteilung der Endzustandshadronen ist nicht isotrop. Die erste Beobachtung lässt sich mit der Gluonbremsstrahlung erklären. Die zweite Beobachtung kann auf die Ausbildung von Jets zurückgeführt werden.

Ein Jet kann als eine hohe Ansammlung von hadronischer Energie in einem kleinen Winkelbereich definiert werden¹⁾. Durch die Abstrahlung von weichen Gluonen und die Hadronisierung eines Partons entstehen Hadronen, die sich um die Flugrichtung des Partons konzentrieren und einen Jet ausbilden. Je größer die Energie des Partons ist, desto kleiner wird der Winkel zwischen den Hadronen und dem zugehörigen Parton. Strahlt ein Parton harte Gluonen ab, so können diese *Gluonjets* ausbilden. Bei einer $p\bar{p}$ -Kollision z. B. bilden sich Jets aus den im harten Prozess entstandenen Partonen, den Partonen aus der ISR und aus den Strahlresten (*Beamjet*). Durch die Jets ist es möglich, die Eigenschaften von Partonen zu untersuchen.

A.1 Jetalgorithmen für Hadron-Hadron-Kollisionen

Um von der Kinematik und Topologie der Endzustandsteilchen auf die Eigenschaften der zugrunde liegenden Partonen schließen zu können, müssen zunächst die Jets des Ereignisses rekonstruiert werden. Hierzu werden sogenannte Jetalgorithmen verwendet. Jeder Jetalgorithmus startet mit einer Liste von "Objekten", die Partonen, Hadronen oder Energiedepositionen in Kalorimeterzellen sein können. Der Algorithmus bildet aus den "Objekten" Cluster, die den Jet darstellen. Es existieren zwei Klassen von Jetalgorithmen: **Clusteralgorithmen** (*clustering algorithms* [55]) und **Conealgorithmen** (*cone algorithms* [44]). Zu der ersten

¹⁾"A jet can be defined as a large amount of hadronic energy in a small angular region" [55]

Gruppe gehört der K_T -Jetalgorithmus, der in Abschnitt A.2 untersucht wird. Bei $D\emptyset$ wird der Conealgorithmus zur Jetrekonstruktion verwendet.

Die in einer Hadron-Hadron-Kollision stark wechselwirkenden Partonen besitzen ein Spektrum von Longitudinalimpulsen, das durch eine PDF gegeben wird. Der Schwerpunkt des wechselwirkenden Systems bewegt sich daher mit unbekannter Geschwindigkeit entlang der Strahlachse, das System ist *geboostet*. Um eine korrekte Jetrekonstruktion zu gewährleisten, sollten die "Objekte" und Rekonstruktionsvorschriften möglichst lorentzinvariant unter einem longitudinalen *Boost* entlang der Strahlachse sein. Eine wichtige Größe ist hierbei die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)). \quad (\text{A.1})$$

θ ist der Polarwinkel des Teilchens zum Strahl, der im Experiment direkt gemessen werden kann. Die Pseudorapidität ist eine annähernd lorentzinvariante Größe unter einem *Boost* entlang der z -Achse. Für ein Teilchen mit Viererimpuls $p = (E, px, py, pz)$ stellt η die Näherung der Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{A.2})$$

für den Grenzfall $m \rightarrow 0$ dar. Bei einer Galileitransformation sind Geschwindigkeiten additiv. Analog ist die Rapidität additiv unter einer Lorentztransformation entlang z .

Der Conealgorithmus

Der Conealgorithmus ist die Standardwahl zur Rekonstruktion von Jets in Hadron-Hadron-Experimenten. Dem Algorithmus liegt die Idee zugrunde, alle Teilchen als Jet aufzufassen, die in einem Kegel liegen. Die Trajektorien der Teilchen müssen auf einer Fläche von $A = \pi R^2$ im $\eta \times \phi$ -Raum liegen. ϕ ist der Azimutalwinkel des Teilchens um die Strahlachse. R stellt den Radius des Kegels dar. ΔR ist für zwei Teilchen i und j definiert als

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \\ &= \sqrt{(\eta^i - \eta^j)^2 + (\phi^i - \phi^j)^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Zunächst startet der Algorithmus mit Kegeln vom Radius R um die energiereichsten "Objekte" des Ereignisses, die sogenannten *seeds*. Verwendet man Energiedepositionen in Kalorimeterzellen zur Jetrekonstruktion, so dienen die Kalorimetertürme als Startwerte, deren Energie über einer bestimmten Schwelle liegt. Die transversale Energie E_T aller in den Kegel fallenden Teilchen wird daraufhin

aufsummiert und als Gewicht für den neuen Flächenmittelpunkt verwendet. Der E_T -gewichtete neue Punkt in $\eta \times \phi$ dient als Kegelachse für die folgende Iteration, bei der wieder alle in den Radius R fallenden Teilchen gesucht werden und deren E_T aufsummiert wird. Der Prozess wird solange wiederholt, bis die Kegelachse sich in zwei aufeinander folgenden Iterationsschritten nicht weiter verändert. Die so gebildeten Kegel werden im Normalfall als die resultierenden Jets betrachtet.

In diesem Schema kann es vorkommen, dass mehrere Kegel überlappen, wobei einzelne Teilchen mehreren Kegeln zugeordnet werden. Die überlappenden Kegel müssen entweder zu einem Jet zusammengelegt oder in mehrere Jets aufgespalten werden. Typischerweise werden Kegel zu einem Jet zusammengefasst, deren Energieüberlapp mindestens 50% der Gesamtenergie des niederenergetischeren Kegels beträgt. Ist der Energieüberlapp kleiner, so werden die Teilchen dem Kegel zugeordnet, dessen Kegelachse ihnen im $\eta \times \phi$ -Raum am nächsten liegt. Um wieder stabile Jetachsen zu erhalten, muss der Algorithmus nochmals iteriert werden. Zuletzt werden alle Kegel verworfen, deren gesamte Transversalenergie kleiner als ein vorgegebener Wert ist.

Der K_T -Jetalgorithmus

Clusteralgorithmen kombinieren sukzessiv Paare von "Objekten" zu Jets. Im Gegensatz zu Conealgorithmen wird jedes Teilchen eines Ereignisses direkt eindeutig einem Jet zugeordnet. Für die Behandlung von Strahlresten in Hadron-Hadron-Kollisionen bietet der K_T -Jetalgorithmus zwei Modi: den inklusiven Modus, bei dem die Strahlreste genauso behandelt werden wie die übrigen Teilchen, sowie den exklusiven Modus, der den Endzustand der harten Wechselwirkung von den Strahlresten trennt. Nachfolgend werden beide Modi des K_T -Algorithmus kurz vorgestellt. Detailliertere Beschreibungen sind in [55] und [56] zu finden.

Der inklusive Jetalgorithmus Aus allen "Objekten" h_k und h_l werden zunächst Abstandsvariablen (*resolution variables*) d_{kB} und d_{kl} berechnet. d_{kB} gibt die Abstandsvariable von Teilchen k relativ zum Strahl B wieder, während d_{kl} die Variable von Teilchen k relativ zum Teilchen l definiert. Die Definition der Variable erfolgt über den Parameter angle . Aus allen Werten d_{kB} wird durch Multiplikation mit dem Parameter R , der die Breite des Jets festlegt, ein neuer Wert d_k berechnet. Aus der gesamten Liste der d_k und d_{kl} wird daraufhin der kleinste Wert ausgesucht. Ist d_{kl} der kleinste Wert, so werden h_k und h_l zu einem Pseudoteilchen kombiniert. Das Pseudoteilchen trägt einen Impuls $p_{(kl)}$, der mit Hilfe einer Rekombinationsvorschrift (Parameter recom) berechnet wird. Ist hingegen d_k die kleinste Variable, so wird das "Objekt" h_k als Jet definiert und von der Lis-

te der Variablen entfernt. Dieses Schema wird so lange wiederholt, bis aus allen "Objekten" Jets gebildet sind.

Der exklusive Jetalgorithmus Das Prinzip des exklusiven Jetalgorithmus ist dem des inklusiven sehr ähnlich. Zunächst werden wieder Abstandsvariablen d_{kB} und d_{kl} aus allen verwendeten "Objekten" berechnet. Aus allen Werten d_{kB} und d_{kl} wird der kleinste Wert herausgesucht. Ist der kleinste Wert größer als ein Schnittparameter $dCut$, so werden im Gegensatz zum inklusiven Jetalgorithmus alle übrigen Pseudoteilchen als Jets angesehen und der Algorithmus ist zu Ende. Ist ein Wert d_{kl} minimal, so werden die zugehörigen Teilchen h_k und h_l zu einem "Objekt" kombiniert und das Schema wird wiederholt. Falls d_{kB} minimal ist, so wird h_k als Teil des Strahljets betrachtet und von der Variablenliste entfernt.

Abstandsvariable Es sind drei Schemata zur Berechnung der Abstandsvariable möglich: das *angular scheme*, das vor allem in der tiefinelastischen Streuung verwendet wird, das ΔR *scheme*, deren Definition analog zum Conealgorithmus ist, sowie das *QCD emission scheme*, das durch die Form der Matrixelemente motiviert ist. Die Standardwahl in Hadron-Hadron-Kollisionen ist das ΔR *scheme*. Für "Objekte" k und l mit Transversalimpuls p_{tk} und p_{tl} , Rapidität y_k und y_l sowie dem Winkel ϕ_k und ϕ_l ist die Abstandsvariable definiert als

$$d_{kB} = p_{tk}^2 \tag{A.4}$$

$$d_{kl} = \min(p_{tk}^2, p_{tl}^2) R_{kl}^2 \tag{A.5}$$

mit

$$R_{kl}^2 = (y_k - y_l)^2 + (\phi_k - \phi_l)^2. \tag{A.6}$$

Rekombinationsvorschrift Die Rekombinationsvorschrift gibt an, wie zwei Teilchen zu einem zusammengefasst werden. Hier können fünf verschiedene Definitionen verwendet werden: *E scheme*, p_t *scheme*, p_t^2 *scheme*, E_t *scheme* und E_t^2 *scheme*. In Abschnitt A.2 wird das *E scheme* verwendet. Bei diesem Schema wird der Viererimpuls p_k und p_l der beiden "Objekte" addiert zu

$$p_{kl} = p_k + p_l, \tag{A.7}$$

wobei die Masse der Teilchen berücksichtigt wird. Alle anderen Schemata gehen von masselosen Teilchen.

A.2 Der K_T -Jetalgorithmus in dileptonischen Endzuständen

Für die Untersuchung der b-Fragmentierung ist die Bestimmung der Größe $x_B = E_B/E_b$ wichtig. Um x_B messen zu können, muss zunächst eine Variable gefunden werden, die die Energie E_b des b-Quarks repräsentiert. Die geeignete Wahl ist die Energie des Jets, den das b-Quark initiiert, da theoretisch die Jetenergie mit der Energie des zugehörigen Partons identifiziert wird. Mit Hilfe von dileptonischen Endzuständen in $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ -Ereignissen soll in diesem Abschnitt die optimale Einstellung des K_T -Jetalgorithmus zur Messung der b-Fragmentierung gefunden werden.

Die Ereignisse werden mit PYTHIA bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ generiert. Die von den Standardeinstellungen verschiedenen Parameter in PYTHIA sind in Tabelle 4.3 gegeben. Es wird die Petersonfragmentierungsfunktion mit einem Parameter $\epsilon_b = 0.00391$ verwendet. Zur Optimierung erhält der Jetalgorithmus alle stabilen Endzustandteilchen – inklusive Neutrinos – zur Jetrekonstruktion, um eine exakte Gleichheit der Energie des primären b-Quarks E_b und des zugehörigen Jets E_{Jet} zu gewährleisten.

Abbildung A.1 und A.2 zeigen den Vergleich von inklusivem ($dCut = -1$) und exklusivem K_T -Jetalgorithmus für mehrere Variable. Als Rekombinationsvorschrift wird das E scheme verwendet ($recom = 1$), für die Abstandsvariable das ΔR scheme ($angle = 2$). Der exklusive Algorithmus wird mit dem optimalen Schnittparameter $dCut = 150$ sowie dem Wert $dCut = 1000$ gezeigt. Vergleicht man den Verlauf der Variablen x_B mit dem von $x_{Jet} = E_B/E_{Jet}$ (siehe Abbildung A.1) sowie die Mittelwerte beider Histogramme, so zeigt sich, dass die Übereinstimmung für den inklusiven Jetalgorithmus sehr schlecht ist. Während der Mittelwert von x_B konstant bei 0.72 liegt, hängt der Mittelwert von x_{Jet} stark vom Jetalgorithmus ab. Für $dCut = 150$ sind die Mittelwerte von x_B und x_{Jet} identisch und die Form der Histogramme zeigt die beste Übereinstimmung. Die Anzahl der resultierenden Jets (siehe Abbildung A.2 oben) sollte mindestens vier betragen, da die Leptonen aus dem W-Zerfall als Jets angesehen werden. Durch die Berücksichtigung der Strahlreste ergibt sich für den inklusiven Algorithmus eine Jetanzahl von mindestens 13. Für einen zu großen $dCut$ -Wert beim exklusiven Algorithmus ergeben sich zu wenig rekonstruierte Jets.

Eine weitere wichtige Variable ist die Anzahl der Teilchen in dem Jet, der das Elektron, Muon oder Tauon aus dem W-Zerfall enthält (Lepton-Jet). Dieser Jet sollte wenige Teilchen enthalten, da das Lepton aus dem W-Zerfall isoliert sein sollte bzw. zusätzlich nur das zugehörige Neutrino enthalten sollte. In Abbildung A.2 Mitte ist gezeigt, dass die Anzahl der Teilchen für den inklusiven sowie den exklusiven Algorithmus mit $dCut = 1000$ sehr groß ist. Betrachtet man den Winkel (Abbildung A.2 unten) zwischen dem Impuls des B-Hadrons und des zuge-

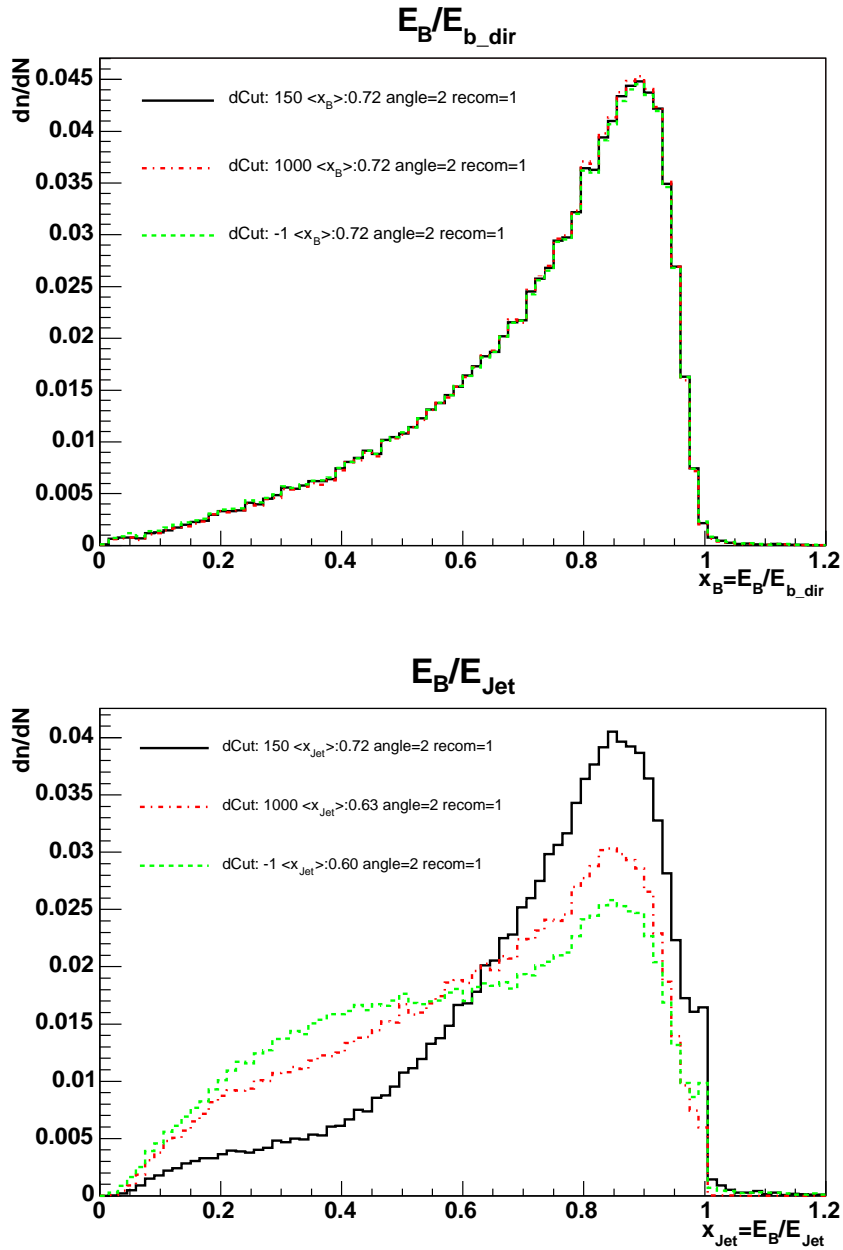


Abbildung A.1: Vergleich von x -Spektren des inklusiven ($dCut=-1$) und exklusiven K_T -Jetalgorithmus; oben: x_B -Spektrum; unten: $x_{Jet} = \frac{E_B}{E_{Jet}}$; Verwendet werden alle Ereignisse, bei denen dem b -Quark ein Jet zugeordnet werden kann

hörigen Jets, so zeigt sich sowohl für den inklusiven als auch für den exklusiven Algorithmus mit $dCut = 1000$ eine sehr breite Verteilung. Mit $dCut = 150$ streut

der Winkel weniger stark um $\theta = 0$. Das Vorzeichen des Winkels gibt an, ob das System aus Jet- und Hadronimpuls ein Rechtssystem (Winkel positiv) oder ein Linkssystem bildet. Die Maxima der Verteilung bei $\theta \simeq \pm 0.015$ erklären sich aus dem Phasenraum für den Transversalimpuls des B-Hadrons.

Insgesamt zeigt sich, dass der exklusive K_T -Jetalgorithmus mit $dCut = 150$, mit dem *E scheme* (`recom= 1`) und dem ΔR *scheme* (`angle= 2`) optimal ist.

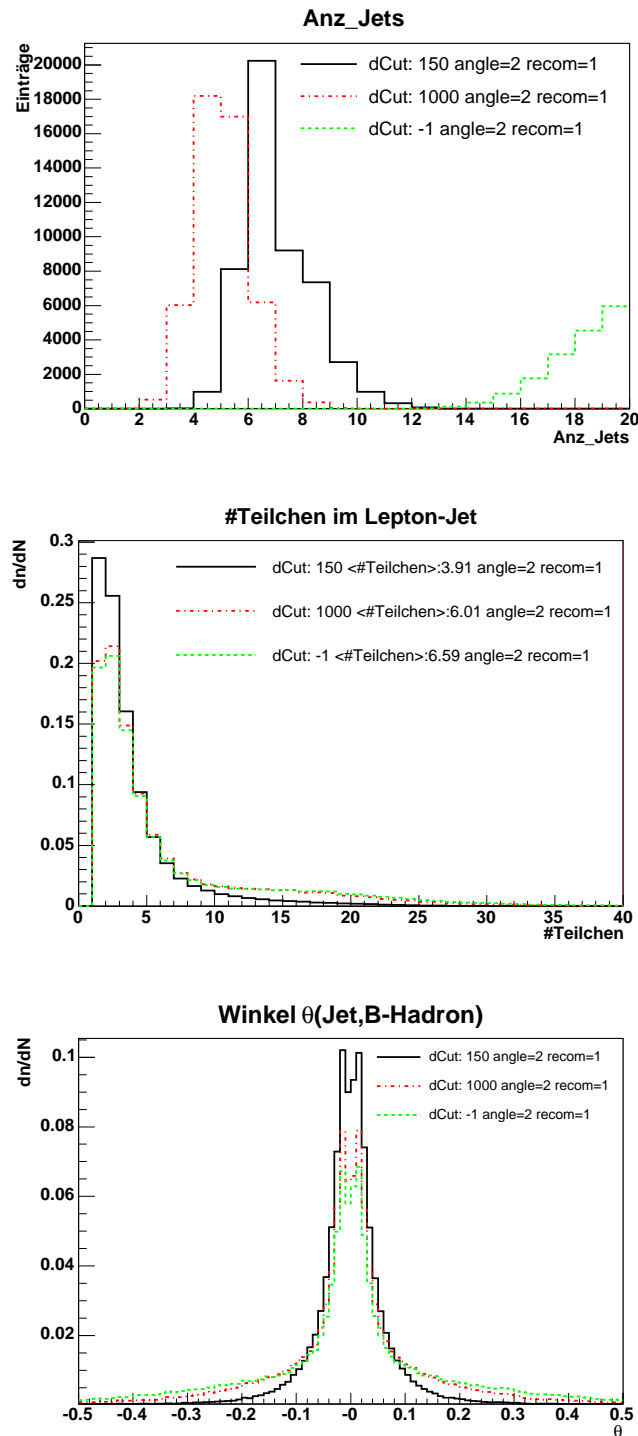


Abbildung A.2: Vergleich von verschiedenen Variablen des inklusiven ($d\text{Cut}=-1$) und exklusiven K_T -Jetalgorithmus; oben: Gesamtanzahl der Jets; Mitte: Gesamtanzahl der Teilchen in dem Jet, der das Elektron, Muon oder Tauon aus dem W-Zerfall enthält; unten: Winkel zwischen B-Hadron und zugehörigem Jet

Anhang B

Fragmentierungsfunktionen in DØ-Pythia

Für die Generierung der simulierten Detektordaten wird bei DØ der Monte-Carlo-Generator PYTHIA benutzt. Bei DØ wird unter anderem für die Fragmentierungsfunktion die Standardeinstellung des Generators (Bowler-Fragmentierungsfunktion mit $a = 0.3$, $b = 0.58$ und $r_Q = 0.1$) verwendet.

In diesem Abschnitt sollen die Fragmentierungsfunktionen von Bowler und Peterson an die bei ALEPH [27] gemessenen Werte des Energiefragmentes $x = E_B/E_{CMS}$ mit einer einfachen Methode angepasst werden. Generiert werden 50000 Ereignisse der Form $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ für $E_{CMS} = \sqrt{s} = 91.25 \text{ GeV}$. Es werden – abgesehen vom veränderten harten Prozess – die bei DØ verwendeten Generatoreinstellungen benutzt. Da die Parameter a und b für die Bowler-Fragmentierungsfunktion auch für die Fragmentierung leichter Quarks verwendet werden, soll in diesem Abschnitt nur der Parameter r_Q für die Bowler-Fragmentierungsfunktion variiert werden. Für die Peterson-Fragmentierungsfunktion wird der Parameter ϵ_P variiert.

Zur vereinfachten Anpassung der Parameter r_Q und ϵ_P werden die Werte so eingestellt, dass der von ALEPH gemessenen $\langle x \rangle$ -Wert mit dem $\langle x \rangle$ -Wert der simulierten Ereignisse übereinstimmt. Eine Anpassung durch Minimierung des χ^2 ist aufgrund inkorrekturer Kovarianzmatrizen nicht möglich. Bei ALEPH wurde der Wert

$$\langle x \rangle = 0.716 \pm 0.006 (\text{stat}) \pm 0.006 (\text{syst}) \quad (\text{B.1})$$

gemessen (siehe auch Kapitel 4.2 und [27]). Abbildung B.1 zeigt das x -Spektrum von ALEPH (blaue Quadrat), verglichen mit den generierten x -Spektren (schwarze Linie) von Bowler (links) und Peterson (rechts) für verschiedene Parametereinstellungen. In Tabelle B.1 sind die zugehörigen Werte von $\langle x \rangle$ gegeben. Es zeigt

sich, dass bei einem Wert von $r_Q = 0.7$ bzw. $\epsilon_P = 0.00191$ die $\langle x \rangle$ -Werte von Daten und generierten Daten am Besten übereinstimmen.

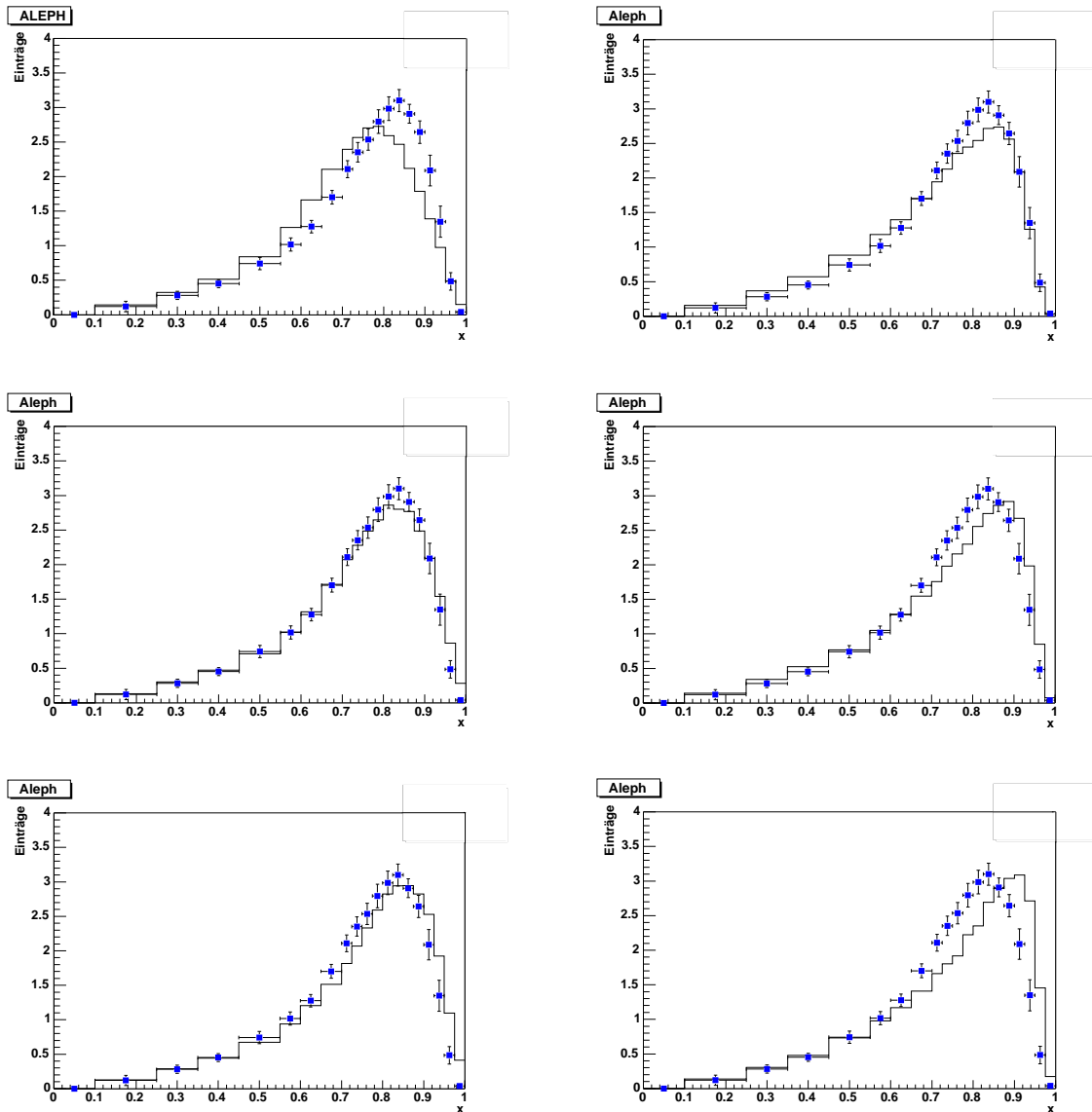


Abbildung B.1: Vergleich des x -Spektrums bei ALEPH (blaue Quadrate) und Monte-Carlo (schwarze Linie); links: für Bowler; rechts: für Peterson; oben links: $r_Q = 1$; oben rechts: $\epsilon_P = 0.00391$; Mitte links: $r_Q = 0.7$; Mitte rechts: $\epsilon_P = 0.00191$; unten links: $r_Q = 0.5$; unten rechts: $\epsilon_P = 0.00091$

Abbildung / Fragmentierungsfunktion	Parameter	$\langle x \rangle$
B.1 oben links / Bowler	$r_Q = 1$	0.692 ± 0.001
B.1 Mitte links / Bowler	$r_Q = 0.5$	0.718 ± 0.001
B.1 unten links / Bowler	$r_Q = 0.7$	0.731 ± 0.001
B.1 oben rechts / Peterson	$\epsilon_P = 0.00191$	0.698 ± 0.001
B.1 Mitte rechts / Peterson	$\epsilon_P = 0.00391$	0.717 ± 0.001
B.1 unten rechts / Peterson	$\epsilon_P = 0.00091$	0.732 ± 0.001

Tabelle B.1: $\langle x \rangle$ -Werte für die Fragmentierungsfunktionen

Anhang C

Wertetabellen und Daten

Für die verschiedenen Beiträge des W+Jet-Untergrundes wird in Tabelle C.1 die Anzahl der Ereignisse vor den Selektionsschnitten, aber nach der topologischen Anpassung angegeben. Zusätzlich wird die Anzahl der Ereignisse nach den Selektionsschnitten und der b-Tag Bedingung aufgelistet. Für den mit der Bowler-Fragmentierungsfunktion simulierten Datensatz gibt Tabelle C.2 die Anzahl der Ereignisse vor allen Selektionsschnitten und nach der b-Tag Bedingung an.

Tabelle C.3 listet folgendes auf: Anzahl der zu den gefundenen Detektor-Muonen möglichen passenden MC-Teilchen ohne eine Schnittbedingung auf den Abstand zwischen Detektor-Muon und MC-Teilchen (# vor Schnitten), Anzahl der zu den gefundenen Detektor-Muonen möglichen passenden MC-Teilchen, die die Bedingung $\Delta\Phi < 0.1$ erfüllen (# nach $\Delta\Phi < 0.01$), Anzahl der zu den gefundenen Detektor-Muonen möglichen passenden MC-Teilchen, die die Bedingung $\Delta\Phi < 0.1$ und $\Delta\eta < 0.1$ erfüllen (# nach $\Delta\Phi < 0.01$ und $\Delta\eta < 0.1$) und Anzahl der zu den gefundenen Detektor-Muonen möglichen passenden MC-Teilchen, die die Bedingung zus. $\Delta\eta < 0.1$ erfüllen und den kleinsten Abstand ΔR zueinander haben zur eindeutigen Zuordnung eines MC-Teilchens zum Detektor-Muon (# mit ΔR -Kriterium).

In Tabelle C.4 wird folgendes aufgelistet: Anzahl der Ereignisse vor allen Schnitten (# Ereignisse vor Schnitten), Anzahl der getaggenden Muonen (# Detektor-Muonen), Anzahl der zum getaggenden Muon zugeordneten Monte-Carlo-Muonen (# MC-Muonen), Anzahl der zum getaggenden Muon zugeordneten Monte-Carlo-Pionen (# MC-Pionen), Anzahl der zum getaggenden Muon zugeordneten Monte-Carlo-Kaonen (# MC-Kaonen), Anzahl der zum getaggenden Muon zugeordneten Monte-Carlo-Protonen (# MC-Protonen), Anzahl der zum getaggenden Muon zugeordneten Monte-Carlo-Elektronen (# MC-Elektronen), Anzahl der getaggenden Muon, denen kein Monte-Carlo-Teilchen zugeordnet werden konnte (# kein MC-Teilchen), Anzahl der zugeordneten Monte-Carlo-Teilchen, die aus dem W-Boson kamen (# MC-Teilchen aus W), Anzahl der zuge-

ordneten Monte-Carlo-Muonen, die direkt aus dem Zerfall des b-Quarks (im B-Hadron) stammten (# "Direkte" Muonen) und Anzahl der zugeordneten Monte-Carlo-Muonen, die aus einem b-Quark über ein c-Quark zerfallen sind (# Muonen aus C). Die Tabelle listet die Anzahlen für verschiedene Werte des Peterson-Parameters ϵ_p getrennt auf. Für die Interpretation der Tabelle C.4 und C.3 siehe Kapitel 6.3.1.

In Tabelle C.5 und C.6 werden die $\langle x_\mu \rangle$ separat für die einzelnen Peterson-Parameter aufgelistet. Es zeigt sich keine systematische Abhängigkeit von $\langle x_\mu \rangle$ und ϵ_p . In Tabelle C.5 und C.6 sind insgesamt folgende Werte angegeben: Die Anzahl der Daten, die Anzahl der auf die Daten normierten Signal- und Untergrundereignisse, die Anzahl der wirklich vor ($N_{ff}^{vorCuts}$) und nach (N_{ff_real}) den Schnitten vorhandenen Signalereignisse, die Effizienz¹⁾ und Reinheit²⁾ sowie die berechneten Werte von $\langle x_\mu \rangle$. Dabei sind jeweils auch die Werte von $\langle x_\mu \rangle$ bei Variation der JES gegeben. Dieselben Werte für die zusammgelegten Signaldatensätze sind in den Tabellen C.7 für nicht-gewichtete und in Tabelle C.8 für Likelihood-gewichtete Ereignisse aufgelistet.

Die Parameter der zur Berechnung von $\langle x_B \rangle$ verwendeten Fitgerade $\langle x_B \rangle = a(\langle x_\mu \rangle - \langle x \rangle) + b$, der gemessene Wert $\langle x_\mu \rangle$ und der berechnete Wert $\langle x_B \rangle$ sind in Tabelle C.9 für nicht-gewichtete und in Tabelle C.10 für Likelihood-gewichtete Ereignisse aufgelistet. Der Fehler $\Delta\langle x_B \rangle$ ist in den Tabellen ohne Berücksichtigung des Fehlers der JES angegeben. $\Delta\langle x_B \rangle_{Gerade}$ gibt den Fehler von $\langle x_B \rangle$ an, der durch den Fehler der Fitgerade zustande kommt, $\Delta\langle x_B \rangle_{\Delta\langle x_\mu \rangle}$ den Fehler von $\langle x_B \rangle$, der sich durch den Gesamtfehler (ohne den Fehler durch die JES) von $\langle x_\mu \rangle$ ergibt.

W+Jets-Untergrund	# Ereignisse vor allen Schnitten und nach topologischer Anpassung	# der generierten Ereignisse nach b-Tag (mit Triggergewicht)	
		<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>
Wjjjj	6337	7.440 ± 2.631	2.874 ± 1.660
Wcjij	10876	29.361 ± 5.196	33.885 ± 5.528
Wbbjjj	1724	8.984 ± 2.848	11.093 ± 3.204
Wccjjj	763	0.930 ± 0.930	0.888 ± 0.888
Wbbjj	24158	47.993 ± 6.621	33.979 ± 5.547
Wccjj	15061	17.286 ± 3.971	7.108 ± 2.447

Tabelle C.1: Anzahl der W+Jet-Ereignisse nach allen Schnitten; nicht auf die Daten normiert

¹⁾Effizienz $\epsilon = \frac{\text{Anzahl der Signalereignisse nach Schnitten}}{\text{Anzahl der Signalereignisse vor Schnitten}}$

²⁾Reinheit $p = \frac{\text{Anzahl der Signalereignisse nach Schnitten}}{\text{Anzahl aller Ereignisse nach Schnitten}}$

Kanal	# vor allen Schnitten; nur semileptonische Ereignisse	# der generierten Ereignisse nach b-Tag (mit Triggergewicht)
<i>e+jets</i>	45750	455.5
<i>mu+jets</i>	45750	373.9

Tabelle C.2: Anzahl der Signalereignisse nach allen Schnitten für die Bowler-Fragmentierungsfunktion; für den Vier-Jetbin; für DØ-Monte-Carlo; nicht auf die Daten normiert

ϵ_P	0.00010		0.00191		0.00391		0.00691		0.10000	
	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>
# vor Schnitten	41958	39054	38091	31626	41802	41104	43228	39041	40575	36815
# nach $\Delta\Phi < 0.01$	708	656	623	551	693	734	690	665	672	611
# nach zus. $\Delta\eta < 0.1$	544	522	484	407	540	572	539	526	510	454
# mit ΔR -Kriterium	467	437	409	346	445	450	467	435	430	400

Tabelle C.3: Anzahl von zu den Detektor-Muonen passenden möglichen MC-Teilchen für Detektorsimulation; $\Delta\Phi$, $\Delta\eta$ und ΔR bezieht sich auf Detektor-Muon und mögliches passendes MC-Teilchen; für Signaldatensätze mit verschiedenen ϵ_P im Vier-Jetbin; für semileptonische Top-Ereignisse

ϵ_P	0.00010		0.00191		0.00391		0.00691		0.10000	
	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>
# Ereignisse vor Schnitten	48250	48250	40156	40156	46750	46750	48750	48750	49000	49000
# Detektor-Muonen	473	440	413	350	445	455	471	438	436	405
# MC-Muonen	401	371	336	296	391	370	411	369	364	344
# MC-Pionen	39	42	52	30	33	44	33	43	44	39
# MC-Kaonen	27	20	19	19	21	33	21	21	18	16
# MC-Protonen	0	2	2	0	0	2	2	2	4	1
# MC-Elektronen	0	2	0	1	0	1	0	0	0	0
# kein MC-Teilchen	6	3	4	4	0	5	4	3	6	5
# MC-Teilchen aus W	103	99	104	78	85	108	92	95	100	86
# "Direkte" Muonen	218	231	209	184	230	231	230	220	224	218
# Muonen aus C	136	97	94	78	120	102	133	112	99	85

Tabelle C.4: Anzahl von Detektor-Muonen und zugeordneten Teilchen für Detektorsimulation; Anzahl μ_C , μ_{dir} und MC-Teilchen aus W-Bosonen; für Signaldatensätze mit verschiedenen ϵ_P im Vier-Jetbin; für semileptonische Top-Ereignisse

ϵp	0.00010			0.00191			0.00391			0.00691			0.10000		
	$e+jets$	$mu+jets$		$e+jets$	$mu+jets$		$e+jets$	$mu+jets$		$e+jets$	$mu+jets$		$e+jets$	$mu+jets$	
$N_{Daten}^{JES-\sigma}$	10	8		10	8		10	8		10	8		10	8	
N_{Daten}^{JES}	11	9		11	9		11	9		11	9		11	9	
$N_{Daten}^{JES+\sigma}$	12	11		12	11		12	11		12	11		12	11	
$N_{QCD}^{JES-\sigma}$	0.235 0.496	\pm 0.188 0.453	\pm	0.235 0.496	\pm 0.188 0.453	\pm	0.235 0.496	\pm 0.188 0.453	\pm	0.235 0.496	\pm 0.188 0.453	\pm	0.235 0.496	\pm 0.188 0.453	\pm
N_{QCD}^{JES}	0.395 0.711	\pm 0.166 0.471	\pm	0.395 0.711	\pm 0.166 0.471	\pm	0.395 0.711	\pm 0.166 0.471	\pm	0.395 0.711	\pm 0.166 0.471	\pm	0.395 0.711	\pm 0.166 0.471	\pm
$N_{QCD}^{JES+\sigma}$	0.373 0.753	\pm 0.214 0.588	\pm	0.373 0.753	\pm 0.214 0.588	\pm	0.373 0.753	\pm 0.214 0.588	\pm	0.373 0.753	\pm 0.214 0.588	\pm	0.373 0.753	\pm 0.214 0.588	\pm
$N_{ff}^{JES-\sigma}$	5.586 0.574	\pm 5.309 0.510	\pm	5.916 0.617	\pm 5.263 0.559	\pm	5.541 0.572	\pm 5.713 0.588	\pm	5.605 0.575	\pm 5.247 0.543	\pm	5.214 0.539	\pm 4.832 0.505	\pm
N_{ff}^{JES}	6.122 0.622	\pm 5.715 0.586	\pm	6.434 0.664	\pm 5.458 0.577	\pm	5.930 0.607	\pm 6.121 0.625	\pm	6.033 0.614	\pm 5.647 0.580	\pm	5.564 0.571	\pm 5.179 0.537	\pm
$N_{ff}^{JES+\sigma}$	6.477 0.654	\pm 5.980 0.610	\pm	6.719 0.690	\pm 5.781 0.606	\pm	6.222 0.634	\pm 6.487 0.658	\pm	6.306 0.638	\pm 5.979 0.610	\pm	5.786 0.591	\pm 5.444 0.561	\pm
$N_{Wjets}^{JES-\sigma}$	4.178	2.502		3.848	2.549		4.224	2.099		4.160	2.565		4.550	2.980	
N_{Wjets}^{JES}	4.483	3.118		4.171	3.376		4.675	2.712		4.571	3.187		5.041	3.654	
$N_{Wjets}^{JES+\sigma}$	5.149	4.806		4.907	5.006		5.405	4.299		5.320	4.808		5.841	5.343	
$\langle x_{\mu} \rangle_{JES-\sigma}$	0.167 0.053	\pm 0.194 0.096	\pm	0.166 0.050	\pm 0.193 0.098	\pm	0.168 0.054	\pm 0.200 0.085	\pm	0.167 0.053	\pm 0.193 0.098	\pm	0.169 0.057	\pm 0.185 0.113	\pm
$\langle x_{\mu} \rangle_{JES}$	0.131 0.059	\pm 0.179 0.083	\pm	0.132 0.056	\pm 0.176 0.090	\pm	0.130 0.061	\pm 0.183 0.074	\pm	0.130 0.060	\pm 0.178 0.085	\pm	0.129 0.066	\pm 0.172 0.097	\pm
$\langle x_{\mu} \rangle_{JES+\sigma}$	0.138 0.057	\pm 0.133 0.099	\pm	0.139 0.055	\pm 0.129 0.105	\pm	0.138 0.059	\pm 0.141 0.087	\pm	0.138 0.058	\pm 0.133 0.099	\pm	0.138 0.064	\pm 0.123 0.115	\pm
$N_{ff}^{JES-\sigma, real}$	399.837	375.382		352.424	309.678		384.267	391.362		405.317	374.809		379.032	346.940	
$N_{ff}^{JES, real}$	438.216	404.065		383.262	321.134		411.269	419.315		436.328	403.371		404.417	371.888	
$N_{ff}^{JES+\sigma, real}$	463.320	422.816		400.013	340.146		431.479	444.395		456.069	427.090		420.581	390.849	
$N_{ff}^{topCuts}$	48250	48250		40156	40156		46750	46750		48750	48750		49000	49000	
ϵ/JES	0.009	0.008		0.010	0.008		0.009	0.009		0.009	0.008		0.008	0.008	
$purify/JES$	0.557	0.635		0.585	0.606		0.539	0.680		0.548	0.627		0.506	0.575	
$(\epsilon * p)/JES$	0.005	0.005		0.006	0.005		0.005	0.006		0.005	0.005		0.004	0.004	

Tabelle C.5: Anzahl Daten, Signal und Untergrund, berechnetes $\langle x_{\mu} \rangle$ und Effizienz (ϵ) und Reinheit (p); ohne Variation der JES (JES) und mit Variation um ein σ (JES+ σ und JES- σ)

ϵp	0.00010		0.00191		0.00391		0.00691		0.10000	
	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$
$N_{Daten}^{JES-\sigma}$	2.155	1.877	2.155	1.877	2.155	1.877	2.155	1.877	2.155	1.877
	0.754	0.710	0.754	0.710	0.754	0.710	0.754	0.710	0.754	0.710
N_{Daten}^{JES}	2.263	2.110	2.263	2.110	2.263	2.110	2.263	2.110	2.263	2.110
	0.762	0.747	0.762	0.747	0.762	0.747	0.762	0.747	0.762	0.747
$N_{Daten}^{JES+\sigma}$	2.416	2.619	2.416	2.619	2.416	2.619	2.416	2.619	2.416	2.619
	0.778	0.833	0.778	0.833	0.778	0.833	0.778	0.833	0.778	0.833
$N_{QCD}^{JES-\sigma}$	0.064	0.066	0.064	0.066	0.064	0.066	0.064	0.066	0.064	0.066
	0.114	0.138	0.114	0.138	0.114	0.138	0.114	0.138	0.114	0.138
N_{QCD}^{JES}	0.100	0.061	0.100	0.061	0.100	0.061	0.100	0.061	0.100	0.061
	0.157	0.142	0.157	0.142	0.157	0.142	0.157	0.142	0.157	0.142
$N_{QCD}^{JES+\sigma}$	0.097	0.066	0.097	0.066	0.097	0.066	0.097	0.066	0.097	0.066
	0.164	0.140	0.164	0.140	0.164	0.140	0.164	0.140	0.164	0.140
$N_{ff}^{JES-\sigma}$	1.416	1.568	1.479	1.547	1.409	1.727	1.456	1.534	1.231	1.510
	0.190	0.205	0.206	0.213	0.191	0.222	0.193	0.201	0.171	0.198
N_{ff}^{JES}	1.552	1.736	1.636	1.623	1.507	1.860	1.567	1.654	1.333	1.622
	0.203	0.221	0.221	0.221	0.200	0.235	0.204	0.213	0.181	0.209
$N_{ff}^{JES+\sigma}$	1.660	1.823	1.704	1.740	1.599	1.987	1.642	1.744	1.382	1.712
	0.213	0.229	0.228	0.232	0.209	0.247	0.211	0.221	0.185	0.218
$N_{Wjets}^{JES-\sigma}$	0.675	0.243	0.612	0.264	0.682	0.085	0.636	0.277	0.860	0.301
N_{Wjets}^{JES}	0.611	0.313	0.527	0.426	0.656	0.189	0.596	0.395	0.830	0.427
$N_{Wjets}^{JES+\sigma}$	0.658	0.730	0.615	0.813	0.720	0.566	0.677	0.809	0.937	0.841
$\langle x_\mu \rangle^{JES-\sigma}$	0.161	0.234	0.159	0.234	0.161	0.239	0.160	0.233	0.165	0.232
	0.048	0.075	0.045	0.077	0.048	0.064	0.046	0.078	0.055	0.080
$\langle x_\mu \rangle^{JES}$	0.135	0.211	0.136	0.207	0.134	0.215	0.135	0.208	0.132	0.207
	0.051	0.066	0.048	0.074	0.053	0.060	0.051	0.072	0.060	0.074
$\langle x_\mu \rangle^{JES+\sigma}$	0.137	0.165	0.137	0.160	0.136	0.172	0.136	0.161	0.135	0.159
	0.048	0.080	0.046	0.087	0.050	0.068	0.048	0.087	0.058	0.090
$N_{ff}^{real, JES-\sigma}$	101.379	110.891	88.131	91.014	97.738	118.279	105.266	109.564	89.463	108.426
$N_{ff}^{real, JES}$	111.075	122.762	97.471	95.521	104.489	127.438	113.312	118.158	96.888	116.458
$N_{ff}^{real, JES+\sigma}$	118.852	128.866	101.478	102.382	110.897	136.137	118.748	124.555	100.425	122.917
$N_{ff}^{topCuts}$	48250	48250	40156	40156	46750	46750	48750	48750	49000	49000
ϵ^{JES}	0.002	0.003	0.002	0.002	0.002	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002
$purify^{JES}$	0.686	0.823	0.723	0.769	0.666	0.882	0.692	0.784	0.589	0.769
$(\epsilon * p)^{JES}$	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.002	0.002	0.002	0.001	0.002

Tabelle C.6: Anzahl Daten, Signal und Untergrund, berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ und Effizienz (ϵ) und Reinheit (p) für gewichtete Ereignisse; ohne Variation der JES (JES) und mit Variation um ein σ (JES+ σ und JES- σ)

ϵp	alle zusammen	
	$e+jets$	$mu+jets$
$N_{Daten}^{JES-\sigma}$	10	8
N_{Daten}^{JES}	11	9
$N_{Daten}^{JES+\sigma}$	12	11
$N_{QCD}^{JES-\sigma}$	0.235 ± 0.496	0.188 ± 0.453
N_{QCD}^{JES}	0.395 ± 0.711	0.166 ± 0.471
$N_{QCD}^{JES+\sigma}$	0.373 ± 0.753	0.214 ± 0.588
$N_{t\bar{t}}^{JES-\sigma}$	5.560 ± 0.515	5.269 ± 0.489
$N_{t\bar{t}}^{JES}$	6.001 ± 0.555	5.625 ± 0.521
$N_{t\bar{t}}^{JES+\sigma}$	6.286 ± 0.581	5.934 ± 0.549
$N_{Wjets}^{JES-\sigma}$	4.205	2.543
N_{Wjets}^{JES}	4.604	3.208
$N_{Wjets}^{JES+\sigma}$	5.340	4.852
$\langle x_\mu \rangle^{JES-\sigma}$	0.167 ± 0.054	0.193 ± 0.097
$\langle x_\mu \rangle^{JES}$	0.130 ± 0.061	0.178 ± 0.085
$\langle x_\mu \rangle^{JES+\sigma}$	0.138 ± 0.059	0.132 ± 0.100
$N_{t\bar{t}, real}^{JES-\sigma}$	1920.877	1798.172
$N_{t\bar{t}, real}^{JES}$	2073.491	1919.772
$N_{t\bar{t}, real}^{JES+\sigma}$	2172.011	2025.296
$N_{t\bar{t}}^{vorCuts}$	232906	232906
ϵ^{JES}	0.009	0.008
$purity^{JES}$	0.546	0.625
$(\epsilon * p)^{JES}$	0.005	0.005

Tabelle C.7: Anzahl Daten, Signal und Untergrund, berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ und Effizienz (ϵ) und Reinheit (p) für alle ϵp ; ohne Variation der JES (JES) und mit Variation um ein σ (JES+ σ und JES- σ)

ϵ_p	alle zusammen	
	<i>e+jets</i>	<i>mu+jets</i>
$N_{Daten}^{JES-\sigma}$	2.155 ± 0.754	1.877 ± 0.710
N_{Daten}^{JES}	2.263 ± 0.762	2.110 ± 0.747
$N_{Daten}^{JES+\sigma}$	2.416 ± 0.778	2.619 ± 0.833
$N_{QCD}^{JES-\sigma}$	0.064 ± 0.114	0.066 ± 0.138
N_{QCD}^{JES}	0.100 ± 0.157	0.061 ± 0.142
$N_{QCD}^{JES+\sigma}$	0.097 ± 0.164	0.066 ± 0.140
$N_{t\bar{t}}^{JES-\sigma}$	1.395 ± 0.141	1.577 ± 0.157
$N_{t\bar{t}}^{JES}$	1.514 ± 0.151	1.700 ± 0.168
$N_{t\bar{t}}^{JES+\sigma}$	1.593 ± 0.158	1.802 ± 0.177
$N_{WJets}^{JES-\sigma}$	0.696	0.234
N_{WJets}^{JES}	0.649	0.349
$N_{WJets}^{JES+\sigma}$	0.726	0.751
$\langle x_\mu \rangle^{JES-\sigma}$	0.161 ± 0.048	0.235 ± 0.074
$\langle x_\mu \rangle^{JES}$	0.134 ± 0.053	0.210 ± 0.068
$\langle x_\mu \rangle^{JES+\sigma}$	0.136 ± 0.050	0.164 ± 0.081
$N_{t\bar{t} \text{ real}}^{JES-\sigma}$	481.976	538.174
$N_{t\bar{t} \text{ real}}^{JES}$	523.235	580.337
$N_{t\bar{t} \text{ real}}^{JES+\sigma}$	550.399	614.858
$N_{t\bar{t}}^{vorCuts}$	232906	232906
ϵ^{JES}	0.002	0.002
$purity^{JES}$	0.669	0.806
$(\epsilon * p)^{JES}$	0.002	0.002

Tabelle C.8: Anzahl Daten, Signal und Untergrund, berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ und Effizienz (ϵ) und Reinheit (p) für alle ϵ_p für gewichtete Ereignisse; ohne Variation der JES (JES) und mit Variation um ein σ (JES+ σ und JES- σ)

ϵ_P	$JES - \sigma$		JES		$JES + \sigma$	
	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$
a	4.993 ± 0.741	5.852 ± 1.236	5.248 ± 0.847	5.727 ± 1.086	5.584 ± 0.905	6.160 ± 1.166
b	0.710 ± 0.013	0.709 ± 0.017	0.710 ± 0.013	0.709 ± 0.015	0.709 ± 0.013	0.708 ± 0.015
$\langle x \rangle$	0.187	0.190	0.177	0.180	0.169	0.170
$\langle x_\mu \rangle$	0.167 ± 0.054	0.193 ± 0.097	0.130 ± 0.061	0.178 ± 0.085	0.138 ± 0.059	0.132 ± 0.100
$\langle x_B \rangle$	0.615 ± 0.269	0.724 ± 0.570	0.463 ± 0.321	0.696 ± 0.488	0.537 ± 0.329	0.472 ± 0.619
$\Delta \langle x_B \rangle_{Gerade}$	0.018	0.017	0.039	0.015	0.029	0.045
$\Delta \langle x_B \rangle_{\Delta \langle x_\mu \rangle}$	0.268	0.569	0.318	0.488	0.327	0.618

Tabelle C.9: Ergebnisse fuer $\langle x_\mu \rangle$ ohne Unterscheidung nach ϵ_P und $\langle x_B \rangle$; Fehler von x_B durch den Fehler der Gerade ($\Delta \langle x_B \rangle_{Gerade}$) und durch den Fehler von x_μ ($\Delta \langle x_B \rangle_{\Delta \langle x_\mu \rangle}$)

ϵ_P	$JES - \sigma$		JES		$JES + \sigma$	
	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$	$e+jets$	$mu+jets$
a	4.012 ± 0.546	5.800 ± 1.271	4.512 ± 0.660	5.419 ± 1.097	4.962 ± 0.809	5.801 ± 1.105
b	0.713 ± 0.012	0.708 ± 0.019	0.712 ± 0.013	0.708 ± 0.016	0.711 ± 0.014	0.707 ± 0.016
$\langle x \rangle$	0.204	0.210	0.194	0.198	0.184	0.187
$\langle x_\mu \rangle$	0.161 ± 0.048	0.235 ± 0.074	0.134 ± 0.053	0.210 ± 0.068	0.136 ± 0.050	0.164 ± 0.081
$\langle x_B \rangle$	0.534 ± 0.196	0.853 ± 0.430	0.444 ± 0.241	0.773 ± 0.371	0.472 ± 0.251	0.572 ± 0.473
$\Delta \langle x_B \rangle_{Gerade}$	0.024	0.039	0.039	0.023	0.039	0.028
$\Delta \langle x_B \rangle_{\Delta \langle x_\mu \rangle}$	0.194	0.428	0.237	0.371	0.2478	0.472

Tabelle C.10: Ergebnisse fuer $\langle x_\mu \rangle$ ohne Unterscheidung nach ϵ_P und $\langle x_B \rangle$ für gewichtete Ereignisse; Fehler von x_B durch den Fehler der Gerade ($\Delta \langle x_B \rangle_{Gerade}$) und durch den Fehler von x_μ ($\Delta \langle x_B \rangle_{\Delta \langle x_\mu \rangle}$)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmandiagramme niedrigster Ordnung für die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren am Tevatron	9
3.1	Schema des Ereignisverlaufs für e^+e^- -Kollisionen und die kompliziertere Struktur für $p\bar{p}$ -Kollisionen	13
3.2	Schematischer Verlauf eines Ereignisses	13
4.1	Schema des Partonschauers mit anschließender Clusterfragmentierung	22
4.2	Schema des Partonschauers mit anschließender Stringfragmentierung	24
4.3	x_B -Verteilungen von ALEPH, OPAL, SLD und DELPHI	30
4.4	x -Spektrum der DELPHI-Daten	32
4.5	x -Verteilung für $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ bei verschiedenen Schwerpunktsenergien	34
4.6	x -Verteilung für $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ für verschiedene $m_{b\bar{b}}$	35
4.7	$\langle x_B \rangle$ für verschiedene Prozesse gegen die Energie Q	36
4.8	$\langle x_B \rangle$ für b-Fragmentierung in Top-Zerfällen gegen die Energie Q	37
4.9	Anzahl der stabilen geladenen Hadronen gegen $\cos(\theta_{b\bar{b}_{dir}})$	38
5.1	Schema der Beschleunigungskette	40
5.2	Querschnitt des DØ-Detektors	42
6.1	x_B - und x_{Lepton} -Verteilung für verschiedene ϵ_P	49
6.2	Zusammenhang von Λ_{QCD} und ϵ_P	49
6.3	$\langle x_B \rangle$ gegen x_{Lepton} für verschiedene ϵ_P	50
6.4	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_{Lepton} \rangle$ für verschiedene ϵ_P	55

6.5	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für verschiedene ϵ_P	56
6.6	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für Peterson mit Bowler bzw. Schnitten	57
6.7	Einige Beispiele für Feynmandiagramme von "W+4 Jet"- Ereignissen	64
6.8	$\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ für Detektor-Muon und MC-Teilchen	70
6.9	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation .	72
6.10	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation .	73
6.11	E_T -Verteilung für Daten und MC; nach Vorselektion, topologi- schen Schnitten und b-Tag	76
6.12	$\langle p_{T_rel} \rangle$ für verschiedene Muon-Klassen gegen ϵ_P und $\langle p_{T_rel} \rangle$ für den W+Jet-Untergrund	78
6.13	p_{T_rel} -Verteilung für verschiedene Muon-Klassen und W+Jet- Untergrund	79
6.14	Likelihood-Gewichte gegen p_{T_rel} für verschiedene Muon- Klassen und W+Jet-Untergrund	80
6.15	x_μ -Verteilung für Daten und MC; nach Vorselektion, topologischen Schnitten und b-Tag	82
6.16	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation; für Likelihood-gewichtete Ereignisse	83
6.17	$\langle x_B \rangle$ gegen $\langle x_\mu \rangle$ für MC-generierte Daten mit Detektorsimulation; mit JES-Variation und mit Bowler-Fragmentierungsfunktion	85
6.18	$\langle x_B \rangle$ gegen η_μ	87
A.1	Vergleich von x -Spektren des inklusiven und exklusiven K_T - Jetalgorithmus	101
A.2	Vergleich von verschiedenen Variablen des inklusiven und exklu- siven K_T -Jetalgorithmus	103
B.1	Vergleich des x -Spektrums bei ALEPH und Monte-Carlo	105

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Quarks	3
2.2	Die Leptonen	4
2.3	Fundamentale Wechselwirkungen	4
2.4	Isospin-Doublets und -Singletts für Quarks und Leptonen; Tabelle entnommen aus [4]	6
2.5	Theoretisch berechnete relative Anteile von $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ und $gg \rightarrow t\bar{t}$ an der $t\bar{t}$ -Produktion [5]	9
4.1	$\langle x_B \rangle$ der ALEPH-, DELPHI-, OPAL und SLD-Experimente	30
4.2	Parameter und Schalter für PYTHIA 6.2 im Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ und $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	31
4.3	Parameter und Schalter für PYTHIA 6.2 im Prozess $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ und $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$	33
5.1	Parameter der Energieauflösung im Kalorimeter	44
6.1	Parameter und Schalter für den Conealgorithmus in PYTHIA 6.2	48
6.2	Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$	52
6.3	Werte von $\langle x_B \rangle$ für $\langle x_\mu \rangle = 0$	54
6.4	Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; mit Detektorsimulation	74
6.5	Fitfunktion $\mathcal{L}_{dir}(p_{T_rel}) = 1 - e^{ap_{T_rel}+b} + de^{cp_{T_rel}}$; mit Detektorsimulation	81
6.6	Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; gewichtete Ereignisse	81
6.7	Fitfunktion $f(x) = a(x - \langle x \rangle) + b$ und Korrelationskoeffizienten; Variation der JES	84

6.8	Einzelbeiträge der Fehler; ohne Likelihood-Gewichte	90
6.9	Einzelbeiträge der Fehler; mit Likelihood-Gewichten	91
B.1	$\langle x \rangle$ -Werte für die Fragmentierungsfunktionen	106
C.1	Anzahl der W+Jet-Ereignisse nach allen Schnitten	108
C.2	Anzahl der Signalereignisse nach allen Schnitten für die Bowler-Fragmentierungsfunktion	109
C.3	Anzahl der zu den Detektor-Muonen passenden möglichen MC-Teilchen	110
C.4	Anzahl von Detektor-Muonen und zugeordneten Teilchen; Anzahl μ_C , μ_{dir} und MC-Teilchen aus W-Bosonen	111
C.5	Anzahl Daten, Signal und Untergrund und berechnetes $\langle x_\mu \rangle$	112
C.6	Anzahl Daten, Signal und Untergrund und berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ für gewichtete Ereignisse	113
C.7	Anzahl Daten, Signal und Untergrund und berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ für alle ϵ_P	114
C.8	Anzahl Daten, Signal und Untergrund und berechnetes $\langle x_\mu \rangle$ für alle ϵ_P für gewichtete Ereignisse	115
C.9	Ergebnisse fuer $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$	116
C.10	Ergebnisse fuer $\langle x_\mu \rangle$ und $\langle x_B \rangle$ für gewichtete Ereignisse	117

Literaturverzeichnis

- [1] R. K. Ellis, W. J. Stirling, B. R. Webber. *QCD and collider physics*. Cambridge Univ. Press, 2003.
- [2] F. Halzen, A. D. Martin. *QCD and collider physics*. Wiley, 1984.
- [3] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Physics Letters* **B592** (2004) 1.
- [4] Katharina Müller. *Eichtheorien-Standardmodell*, 2002.
- [5] Markus Klute. A Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{1.96\text{TeV}}$ with the DØ Detector at the Tevatron using Final States with a Muon and Jets. BONN-IR-2004-02.
- [6] N. Kidonakis, R. Vogt. Top quark production at the Tevatron at NNLO. hep-ph/0309045.
- [7] D. Chakraborty, J. Konigsberg, D. Rainwater. Review of Particle Top Quark Physics. 2003. hep-ph/0303092.
- [8] Stefan Gieseke. Event Generators – New Developments. hep-ph/0210294.
- [9] Torbjörn Sjöstrand, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, Peter Skands. *Pythia 6.2 Physics and Manual*. hep-ph/0108264.
- [10] R. D. Field, R. P. Feynman. A parametrization of the properties of quark jets. 1978. *Nucl. Phys.* **B136** 1.
- [11] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas. *Phys. Rev.* **D27**, 1983.
- [12] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, B. R. Webber. *HERWIG 6.5*.
- [13] M. L. Mangano, F. Piccinini, A. D. Polosa, M. Moretti, R. Pittau. ALPGEN, an generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. CERN-TH/2002-129.

-
- [14] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/MonteCarlo.html>.
- [15] B. R. Webber. Fragmentation and Hadronization. CERN-TH/99-387.
- [16] Uwe Flammeyer. Eine genaue Bestimmung der Ladungsseparation. WUD 96-25.
- [17] B. Andersson. Cambridge University Press, 1998.
- [18] B. Foster. Adam Hilger, New York, 1990.
- [19] Martin Siebel. Fragmentierungsfunktionen von Quarks und Gluonen. Eine Untersuchung der Skalenverletzung in und der Multiplizität von Quark- und Gluonjets. WUD-DIS 97-43.
- [20] O. Bibel, P. Nason, B. R. Webber. Jet fragmentation in e^+e^- annihilation. 2001. hep-ph/0109282.
- [21] V. N. Gribov, L. N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. 1972. Sov. J. Nucl. Phys. 15 438.
- [22] Yu. L. Dokshitzer. CALCULATION OF THE STRUCTURE FUNCTIONS FOR DEEP INELASTIC SCATTERING AND $E^+ E^-$ ANNIHILATION BY PERTURBATION THEORY IN QUANTUM CHROMODYNAMICS. (In Russisch). 1977. Sov. Phys. JETP. 46 641.
- [23] G. Altarelli, G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. 1977. Nucl. Phys. **B126** 298.
- [24] J. D. Bjorken. Properties of hadron distributions in reactions containing very heavy quarks.
- [25] M. G. Bowler. e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model. 1981. Z. Phys. **C11** 169.
- [26] DELPHI Collaboration. A Study of the b-quark Fragmentation Function with the DELPHI Detector at LEP I. 2003.
- [27] The ALEPH Collaboration. Study of the fragmentation of b quarks into B mesons at the Z peak. CERN-EP/2001-039.
- [28] The OPAL Collaboration. Inclusive Analysis of the b Quark Fragmentation Function in Z Decays at LEP. CERN-EP/2002-051.
- [29] The SLD Collaboration. Measurement of the b-Quark Fragmentation Function in Z^0 DEcays. 2002. SLAC-PUB-0987.
- [30] V. A. Khoze, T. Sjöstrand. Colour Correlations and Multiplicities in Top Events. hep-ph/9403394.

- [31] Visual Media Service Photo Database. http://www-visualmedia.fnal.gov/VMS_Site/active.html.
- [32] Fermilab's Chain of Accelerators. <http://www-bd.fnal.gov/public/index.html>.
- [33] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/displays/presentations/..>
- [34] S. Abachi et al. The DØ Detector. FERMILAB-Pub-93/179-E.
- [35] S. Abachi et al. The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics. FERMILAB-Pub-96/357-E.
- [36] The Top Physics Working Group of the DØ Collaboration. DØ top analysis and data sample for the winter conferences 2004. DØ-Note 4419.
- [37] Bing Zhou, Qichun Xu, James Degenhardt. Parametrized monte carlo simulation muon package. DØ-Note 4065.
- [38] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/..
- [39] Michael Begel. http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps .
- [40] Michael Weierstall. Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchenspektren. WUD-DIS 95-11.
- [41] M. Klute, L. Phaf, D. Whiteson. TopAnalyze – A Framework Analyze Package For Top Group Analyses. DØ-Note 4122.
- [42] Tobias Golling. Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Muon+Jets Final State using a Topological Method. DØ-Note 4667.
- [43] C. Clement, C. Gerber, G. Otero, M.-A. Pleier, E. Shabalina, J.-R. Vlimant. Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Electron+Jets Final State using a Topological Method. DØ-Note 4662.
- [44] G. C. Blazey, J. R. Dittmann et al. Run II Jet Physics. 2000. hep-ex/0005012.
- [45] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/commonskims/data_rootuples_Stradivarius_fullPASS1.html.
- [46] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/commonskims/mc_samples_summer04.html.
- [47] http://www-clued0.fnal.gov/~lager/btagging/fraction_functions_041217.cpp.

-
- [48] http://www-clued0.fnal.gov/~lager/btagging/wfractions_20041217_sparticles_final.txt.
- [49] D. Hedin. Preliminary DØ Punchthrough Rates. DØ-Note 1738.
- [50] Dean Karlen. An Improved Likelihood Selection Technique for Correlated Variables. OPAL TN459.
- [51] E. Barberos, T. Golling, I. Iashvili, A. Juste, A. Quadt, P. Schieferdecker. The Matrix Method and its Error Calculation. DØ-Note 4564.
- [52] The DØ Collaboration. Measurement of the W Helicity in $t\bar{t}$ decays at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ in the Lepton+jets Final States using a Lifetime Tag. DØ Note 4545-CONF.
- [53] European Committee for Future Accelerators; Large Hadron Collider Workshop. 1990. Proceedings, Volume I, CERN 90-10.
- [54] <http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/lum/reports/>.
- [55] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, B. R. Webber. The k_{\perp} -Clustering Algorithm for Jets in Deep Inelastic Scattering and Hadron Collisions. 1992. Phys.Lett. **B285** 291-299.
- [56] J. M. Butterworth, J. P. Couchman, B. E. Cox, B. M. Waugh. *KtJET: A C++ implementation of the K_{\perp} clustering algorithm*. <http://www.ktjet.org>.