HD – IHEP 98–03

Messung der D*–Produktion und des Gluon–Splittings in Charm–Quarks in hadronischen Z–Zerfällen

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Tittel
Prof. Dr. Franz Eisele

INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich–Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht–Karls–Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Gerret Hansper
aus Schleswig

Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.1998

Messung der D* – Produktion und des Gluon – Splittings in Charm – Quarks in hadronischen Z – Zerfällen

In dieser Arbeit wird die Produktion von D* – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen untersucht. Dazu werden $4 \cdot 10^6$ Ereignisse verwendet, die in den Jahren 1991 – 1995 mit dem Detektor ALEPH am e^+e^- – Speicherring LEP des CERN aufgenommen wurden. D* – Mesonen entstehen in Z – Zerfällen in $b\overline{b}$ – oder $c\overline{c}$ – Paare sowie in Ereignissen, in denen ein Bremsstrahlungsgluon in ein Paar von $b\overline{b}$ – oder $c\overline{c}$ – Quarks aufspaltet. Ihre Rekonstruktion erfolgt in der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, wobei der gesamte kinematisch zugängliche Bereich genutzt wird. Es wird das Energiespektrum der D* – Mesonen gemessen und in die drei genannten Produktionsquellen aufgeschlüsselt. Der Beitrag aus $Z \rightarrow b\overline{b}$ – Ereignissen ergibt sich mit Hilfe einer Variablen, die auf der langen Lebensdauer und der großen Masse von Bottom – Hadronen beruht. Zur Bestimmung des Anteils von D* – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen werden außerdem die invarianten Massen der beiden Hemisphären eines Ereignisses herangezogen. Aus dieser Messung läßt sich die Produktionsrate von $c\overline{c}$ – Paaren aus Gluonen in hadronischen Z – Zerfällen ableiten.
Die Analyse ergibt eine vollständige Beschreibung der D*–Produktion in hadronischen Z – Zerfällen und verbessert für einige Meßwerte die Genauigkeit bestehender LEP – Resultate.

Measurement of D* Production and Gluon Splitting into Charm Quarks in hadronic Z decays

In this thesis the production of D* mesons in hadronic Z decays is investigated using $4 \cdot 10^6$ events recorded with the detector ALEPH at the e^+e^- – collider LEP at CERN during the years 1991 – 1995. D* mesons originate from Z decays into $b\overline{b}$ or $c\overline{c}$ pairs as well as from processes in which a gluon splits into a pair of $b\overline{b}$ or $c\overline{c}$ quarks. They are reconstructed in the decay chain $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ over the whole kinematically accessible region. The energy spectrum of the D* mesons is measured and separated into the three known sources. The contribution from $Z \rightarrow b\overline{b}$ events results from a variable based on the long lifetime and large mass of bottom hadrons. The fraction of D* mesons from gluon splitting processes is determined by using additionally the mass of the two hemispheres in an event. From this measurement the average number of $c\overline{c}$ pairs arising from gluon splitting in hadronic Z decays is deduced.
The analysis yields a complete description of D* production in hadronic Z decays and improves existing LEP results for some of the measurements.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem Speicherring LEP am CERN wurden in den Jahren 1989 bis 1995 in Elektron – Positron – Kollisionen mehr als zwanzig Millionen Z – Bosonen erzeugt. Jedem der vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL stehen damit über fünf Millionen Z – Zerfälle zur Analyse zur Verfügung. Diese Datenmenge erlaubt zusammen mit dem wohldefinierten Anfangszustand und den sauberen experimentellen Bedingungen sehr präzise Untersuchungen fundamentaler Parameter und Prozesse. Die Masse des Z – Bosons konnte zum Beispiel mit einer relativen Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-5}$ gemessen werden, und der schwache Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ ist auf etwa 0.4% bekannt [1]. Gegenüber diesen Resultaten zur elektroschwachen Theorie sind Ergebnisse zur Quantenchromodynamik (QCD) nicht von vergleichbarer Präzision, es konnten aber auch auf diesem Gebiet große Fortschritte erzielt werden. So ist die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(m_Z^2)$ mit 2.5% Genauigkeit gemessen worden [2], und die $SU(3)$ – Gruppenstruktur der Theorie konnte deutlich besser als in vorhergehenden Experimenten bestätigt werden (z.B. [3]).
Die große Menge präziser Resultate erlaubt einen weitreichenden Test des Standardmodells der Teilchenphysik. Einige Messungen sind sensitiv auf Beiträge virtueller Korrekturen, z.B. kann am $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ – Vertex ein virtuelles $\mathrm{t\bar{t}}$ – Paar auftreten. Aus der Forderung nach einer konsistenten Beschreibung aller Ergebnisse innerhalb des Standardmodells ließ sich damit noch vor der Entdeckung des Top – Quarks [4, 5] seine Masse auf 16% genau vorhersagen [6]. Zur Zeit bietet das Standardmodell eine hervorragende Beschreibung sämtlicher experimenteller Daten. Ein entscheidender noch ausstehender Test besteht in der Suche nach dem Higgs – Boson, dessen Masse mittlerweile im Rahmen des Standardmodells auf $m_H = (115^{+116}_{-66})\,\mathrm{GeV}/c^2$ vorhergesagt werden kann [2].
Eine Schlüsselrolle bei diesen Untersuchungen kommt der Physik schwerer[1] Quarks zu. Es wird erwartet, daß „neue Physik“ mittels virtueller Korrekturen signifikante Abweichungen einiger Observablen von Standardmodellvorhersagen erzeugen kann. So sorgten z.B. die Messungen der partiellen Zerfallsbreite R_b des Z – Bosons in ein $\mathrm{b\bar{b}}$ – Paar Anfang der neunziger Jahre für einige Aufregung, da sie rund drei Standardabweichungen von der Standardmodellvorhersage entfernt lagen [7]. Heute liegen präzisere Messungen von R_b und R_c (mit relativen Fehlern von 0.4% bzw. 2.8% [2]) vor, die mit der Vorhersage übereinstimmen.
Um diese Genauigkeiten zu erreichen oder womöglich noch zu verbessern, ist ein detailliertes Verständnis der in hadronischen Z – Zerfällen auftretenden Prozesse nötig. Beispielsweise ist der dominierende systematische Fehler einer ALEPH – Messung [8] von R_b durch die un-

[1] Hier sollen c – und b – Quarks als „schwer“ verstanden werden. Die Bezeichnung „Q“ steht im folgenden für beide schweren Flavours, und „q“ bezeichnet ein beliebiges Quark.

genügende Kenntnis des Gluon – Splittings in schwere Quarks gegeben. Bei diesen Prozessen wird im hadronischen Zerfall eines Z – Bosons ein Bremsstrahlungsgluon emittiert, welches seinerseits in ein schweres Quark – Antiquark – Paar zerfällt. Theoretische Vorhersagen lassen erwarten, daß der Prozeß $g \to c\overline{c}$ in ca. 2% aller hadronischen Z – Zerfälle auftritt, während die Wahrscheinlichkeit für die Verzweigung $g \to b\overline{b}$ um etwa einen Faktor zehn kleiner ist, wobei die theoretische Unsicherheit auf diese Zahlen im Bereich von 30% liegt. Zu der Rate dieser Gluon – Splitting – Prozesse liegen bisher je zwei Messungen vor, die im Falle von $g \to b\overline{b}$ einen Fehler von etwa 40% [9, 10] und für $g \to c\overline{c}$ etwa 20% [11, 12] aufweisen. Sowohl theoretisch als auch experimentell ist über diesen Prozeß demnach noch relativ wenig bekannt, und in der vorliegenden Arbeit wird versucht, einen Beitrag zu seinem Verständnis zu leisten.

Weitere essentielle Untersuchungen betreffen die Hadronisation der primär erzeugten Quarks, also die Frage, wie aus den Partonen des Z – Zerfalls die beobachtbaren Hadronen entstehen. Die QCD liefert hier keine ausreichenden Antworten, da die starke Kopplungskonstante für den Parton – Hadron – Übergang so groß wird, daß die bekannten störungstheoretischen Methoden nicht mehr angewandt werden können.

Hier ist der Z – Zerfall in schwere Quarks besonders gut zur Untersuchung geeignet. Abgesehen von dem eben erwähnten Beitrag aus dem Gluon – Splitting werden Bottom – Quarks ausschließlich direkt im Prozeß $Z \to b\overline{b}$ erzeugt. Analoges gilt für Charm – Quarks, die zusätzlich aber noch im Zerfall von Bottom – Hadronen produziert werden. Für Hadronen, die nur aus Up – , Down – oder Strange – Quarks bestehen, ist hingegen nicht eindeutig festzustellen, ob sie ein Quark aus dem Z – Zerfall enthalten oder erst in der anschließenden Fragmentation gebildet wurden. Das Studium schwerer Hadronen ermöglicht somit eine Untersuchung des Übergangs vom primär erzeugten schweren Quark zum letztlich beobachteten Teilchen. Die im Vergleich zu Beschleunigern wie DORIS und CESR große Schwerpunktsenergie von LEP erleichtert diese Studien, da die Ereignisse eine von der perturbativen QCD dominierte Struktur aufweisen, was sich z.B. in den wohldefinierten Jets äußert. Die partonische Entwicklung des $Z \to Q\overline{Q}$ – Prozesses kann deshalb weitgehend unabhängig von nichtperturbativen Einflüssen untersucht werden, und aus den Eigenschaften der produzierten schweren Hadronen im Vergleich zu Berechnungen der Parton – Endzustände lassen sich Rückschlüsse auf die nichtperturbativen Vorgänge der Hadronisation ziehen.

Besonders nützliche und gut zugängliche Observablen sind die Energiespektren der produzierten Teilchen sowie ihre Gesamtproduktion. Aus den Energiespektren lassen sich Fragmentationsfunktionen ableiten, die im wesentlichen angeben, welcher Bruchteil der Quarkenergie in der Hadronisationsphase auf das produzierte Hadron übertragen wird. Unter der Annahme, daß diese nichtperturbativen Fragmentationsfunktionen unabhängig von der Schwerpunktsenergie sind, lassen sich aus den Spektren bei verschiedenen Energien z.B. Skalenverletzungen in der perturbativen Phase untersuchen. Aus den Gesamtproduktionen einzelner Teilchensorten, wie Baryonen, Tensor – , Vektor – , oder Skalarmesonen lassen sich weitere Erkenntnisse über den Hadronisationsmechanismus gewinnen.

Die hier vorgestellte Arbeit wurde in der ALEPH – Kollaboration durchgeführt und untersucht die Produktion von D^* – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen. Dazu werden $D^{*\pm}$ – Mesonen in der Zerfallskette $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$ rekonstruiert[2]. Im einzelnen wurden gemessen:

- Die gesamte Produktion von $D^{*\pm}$ – Mesonen und ihr Energiespektrum.

[2]Bezeichnungen dieser Art schließen hier auch immer den ladungskonjugierten Zerfallsmodus ein.

- Die einzelnen Beiträge aus $Z \to b\overline{b}$ – und $Z \to c\overline{c}$ – Ereignissen sowie dem Gluon – Splitting in schwere Quarks.

- Die Gluon – Splitting – Rate in Charm – Quarks in hadronischen Z – Zerfällen.

In den meisten bestehenden Analysen zur Charm – Produktion wird der Anteil der Gluon – Splitting – Prozesse nicht gemessen, sondern anhand von Modellvorhersagen oder einer speziellen Messung der OPAL – Kollaboration [12] abgeschätzt, und die Ergebnisse entsprechend korrigiert. In der hier durchgeführten Analyse wird hingegen Wert darauf gelegt, eine konsistente Behandlung aller drei beitragenden $D^{*\pm}$ – Quellen zu erzielen. So wird in allen Analyseschritten der $g \to D^{*\pm}$ – Beitrag berücksichtigt, und es gehen keine Annahmen über den absoluten Anteil von D^* – Mesonen aus Gluonen in die Ergebnisse ein. Um Zugang zu diesem Prozeß zu erlangen, werden D^* – Mesonen über den gesamten Energiebereich rekonstruiert, insbesondere also auch bei Energien im Bereich der Produktionsschwelle. Dies kommt auch dem Ziel zugute, die Produktionsraten mit möglichst kleiner Abhängigkeit vom in der Monte – Carlo – Simulation implementierten Hadronisationsmodell zu bestimmen. Für den $b \to D^{*\pm}$ – Anteil gelingt dies weiterhin mit Hilfe eines b – Tags, der auf der großen Lebensdauer und Masse der Bottom – Hadronen basiert und mit dem sehr reine Mengen von $Z \to b\overline{b}$ – Zerfällen selektiert werden können. Mittels dieser Separation werden die Monte – Carlo – Fragmentationsfunktionen von $b \to D^{*\pm}$ – und $c \to D^{*\pm}$ – Übergängen so verändert, daß sich eine gute Beschreibung des Energiespektrums der D^* – Mesonen ergibt. Diese Energieverteilungen werden dann ihrerseits herangezogen, um zusammen mit der b – Tag – Information die Produktion von D^* – Mesonen aus primären Quarks zu messen. Die Messung des Gluon – Splitting – Anteils ist dabei noch mit großen Fehlern aufgrund des Hadronisationsmodells behaftet, so daß eine weitere Observable konstruiert wird, die eine Diskriminierung von D^* – Mesonen aus $g \to Q\overline{Q}$ – Prozessen gegenüber solchen aus primären Quarks aufgrund der globalen Struktur eines Ereignisses erlaubt. Diese Observable ist die Differenz der invarianten Massen beider Hemisphären eines Ereignisses, welche für Ereignisse mit Gluon – Splitting – Prozessen im Mittel größer ist als für solche ohne diesen Prozeß.
Die Meßergebnisse werden aus Anpassungen von Monte – Carlo – Verteilungen an die Daten gewonnen. So kann gleichzeitig getestet werden, ob die Simulation eine gute Beschreibung der Daten ermöglicht, d.h. ob die aus dem Monte – Carlo abgeleiteten Annahmen zur Bestimmung der Resultate gerechtfertigt sind. Da weiterhin Verteilungen in drei Variablen (b – Tag, D^* – Energie und Hemisphärenmassen) benutzt werden, können die einzelnen Ergebnisse auf Konsistenz untereinander geprüft werden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im nächsten Kapitel wird ein Überblick über die für die Analyse relevanten theoretischen Grundlagen gegeben. Danach werden der Speicherring LEP, der Detektor ALEPH sowie einige von der ALEPH – Kollaboration zur Verfügung gestellte Analysewerkzeuge vorgestellt. Im vierten Kapitel wird die Analysemethode beschrieben. Im fünften wird die eigentliche Analyse der Daten wiedergegeben, worauf die Untersuchung systematischer Fehlerquellen folgt. Daran schließt sich ein Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen sowie eine Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Praktisch alle heutzutage bekannten Phänomene der Teilchenphysik werden erfolgreich vom sogenannten Standardmodell beschrieben. In diesem Kapitel soll zunächst skizziert werden, wie sich Produktion und Zerfall des Z – Bosons in dieser Theorie berechnen lassen. Daraufhin werden Grundzüge der Quantenchromodynamik dargestellt und es wird auf die Vorhersagen zum Gluon – Splitting in schwere Quarks eingegangen. Schließlich wird ein Überblick über die Behandlung hadronischer Z – Zerfälle gegeben. Eine Einführung in das Standardmodell findet sich z.B. in [13], detailliertere Darstellungen in [14] oder [15].

2.1 Produktion und Zerfall des Z – Bosons

Am LEP – Speicherring wird der in Abb.2.1 dargestellte Prozeß $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z}, \gamma \to \mathrm{f\bar{f}}$ beobachtet. („f“ steht für ein beliebiges Fermion, und der t – Kanal – Austausch $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{e^+e^-}$ soll hier nicht betrachtet werden.) Die Kopplungsstärke der Fermionen an die Eichbosonen Z

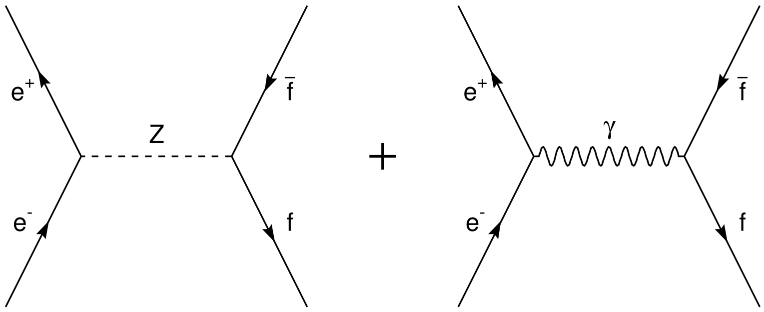


Abbildung 2.1: Feynmangraphen der beiden in Bornscher Näherung zu berechnenden Amplituden $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z}, \gamma \to \mathrm{f\bar{f}}$

und γ ist gegeben durch die dritte Komponente des schwachen Isospins, $I_3^{\mathrm{f}} = \pm\frac{1}{2}$, bzw. die elektrische Ladung Q_{f}. Aus diesen lassen sich mit dem schwachen Mischungswinkel θ_W die

Axial – Vektor – und Vektor – Kopplungskonstanten a_f und v_f bilden:

$$a_\mathrm{f} = \frac{I_3^\mathrm{f}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}\ , \tag{2.1}$$

$$v_\mathrm{f} = \frac{I_3^\mathrm{f} - 2Q_\mathrm{f}\sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}\ . \tag{2.2}$$

In der Born – Näherung ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z},\gamma \to \mathrm{f\bar{f}}$ [16]:

$$\frac{d\sigma_\mathrm{f}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 N_c^\mathrm{f}}{4s}[F_1(s)(1+\cos^2\theta) + 2F_2(s)\cos\theta]\ , \tag{2.3}$$

$$F_1(s) = Q_\mathrm{f}^2 - 2v_\mathrm{e}v_\mathrm{f}Q_\mathrm{f}Re(\chi) + (v_\mathrm{e}^2 + a_\mathrm{e}^2)(v_\mathrm{f}^2 + a_\mathrm{f}^2)|\chi|^2\ , \tag{2.4}$$

$$F_2(s) = -2a_\mathrm{e}a_\mathrm{f}Q_\mathrm{f}Re(\chi) + 4v_\mathrm{e}a_\mathrm{e}v_\mathrm{f}a_\mathrm{f}|\chi|^2\ , \tag{2.5}$$

$$\chi = \frac{s}{(s - m_\mathrm{Z}^2 + im_\mathrm{Z}\Gamma_\mathrm{Z})}\ . \tag{2.6}$$

Hier sind $s = E_{CM}^2$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie, θ der Winkel zwischen einlaufendem und auslaufendem Fermion, N_c^f der Farbfaktor (3 für Quarks, 1 für Leptonen), α die elektromagnetische Kopplungskonstante, m_Z die Masse und Γ_Z die totale Breite des Z – Bosons. $F_1(s)$ setzt sich aus je einem Term für den Photon – Austausch, den Z – Austausch und der Interferenz aus beiden Graphen zusammen; $F_2(s)$ beschreibt eine vorwärts – rückwärts – Asymmetrie in der Winkelverteilung der erzeugten Fermionen.
In der Nähe der Z – Resonanz läßt sich der Photon – Austausch vernachlässigen, und für den integrierten Wirkungsquerschnitt σ_f erhält man eine Breit – Wigner – Resonanzkurve:

$$\sigma_\mathrm{f}(s) = N_c^\mathrm{f}\frac{4\pi\alpha^2}{3s}(v_\mathrm{e}^2 + a_\mathrm{e}^2)(v_\mathrm{f}^2 + a_\mathrm{f}^2)|\chi|^2\ . \tag{2.7}$$

Die partiellen Zerfallsbreiten Γ_f sind

$$\Gamma_\mathrm{f} = \frac{1}{3}N_c^\mathrm{f}\,\alpha\, m_\mathrm{Z}(v_\mathrm{f}^2 + a_\mathrm{f}^2)\ , \tag{2.8}$$

so daß sich Glg.(2.7) als

$$\sigma_\mathrm{f}(s) = \frac{12\pi\Gamma_\mathrm{e}\Gamma_\mathrm{f}}{m_\mathrm{Z}^2 s}|\chi|^2 \tag{2.9}$$

schreiben läßt. Kennt man die drei Parameter α, $\sin\theta_W$ und m_Z, so lassen sich jetzt die partiellen Zerfallsbreiten Γ_f und die Produktionswirkungsquerschnitte σ_f für $s = m_\mathrm{Z}^2$ berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.1 für $\alpha_{Born} = 1/137$, $\sin\theta_W = 0.232$ und $m_\mathrm{Z} = 91.2\,\mathrm{GeV}/c^2$ zusammengefaßt. Die gesamte Breite des Z wird damit $\Gamma_\mathrm{Z} = \sum_f \Gamma_\mathrm{f} = 2.3\,\mathrm{GeV}$, und der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_\mathrm{f}(s = m_\mathrm{Z}^2) = \frac{12\pi\Gamma_\mathrm{e}}{m_\mathrm{Z}^2\Gamma_\mathrm{Z}} \approx 60\,\mathrm{nb}\ . \tag{2.10}$$

Die obigen Formeln sind nur für masselose Fermionen und unter Vernachlässigung sämtlicher Strahlungskorrekturen gültig. Eine angemessene Beschreibung der LEP – Daten benötigt aber die Berücksichtigung dieser Korrekturen [16, 17]. Masseneffekte liegen in der Größenordnung

Fermion	v_f	a_f	$\Gamma_\mathrm{f}\,[\mathrm{MeV}]$	$\Gamma_\mathrm{f}/\Gamma_\mathrm{had}$	$\sum_\mathrm{f}\sigma_\mathrm{f}\,[\mathrm{nb}]$
e, μ, τ	-0.043	-0.592	78	0.050	6
ν_e, ν_μ, ν_τ	$+0.592$	$+0.592$	156	0.099	12
u, c	$+0.226$	$+0.592$	268	0.170	42
d, s, b	-0.409	-0.592	345	0.220	

Tabelle 2.1: Kopplungskonstanten von Fermionen sowie partielle Zerfallsbreiten der Z – Resonanz in Bornscher Näherung. Γ_had ist die hadronische Zerfallsbreite und $\sum_\mathrm{f}\sigma_\mathrm{f}$ der totale Produktionsquerschnitt für geladene Leptonen, Neutrinos sowie Quarks.

von $m_\mathrm{f}^2/m_\mathrm{Z}^2$, für b – Quarks also etwa bei 1%. Strahlungskorrekturen im Anfangs – und Endzustand lassen sich durch multiplikative Korrekturen an die Wirkungsquerschnitte aus Glg.(2.9) berücksichtigen:

$$\sigma_\mathrm{f}^\mathrm{korr} = \sigma_\mathrm{f}^\mathrm{Born}(1+\delta_\gamma)(1+\delta_\mathrm{g}) \tag{2.11}$$

δ_γ steht für Photonabstrahlung; insbesondere die Strahlung der einlaufenden Elektronen und Positronen führt zu einer deutlichen Abweichung der Z – Resonanzkurve von der Breit – Wigner Form. δ_g beschreibt Korrekturen durch Abstrahlung von Gluonen im Endzustand (und ist deshalb nur für hadronische Zerfälle zu berücksichtigen); in zweiter Ordnung in α_s ergibt sich

$$\delta_\mathrm{g} = \alpha_\mathrm{s}/\pi + 1.4\,\alpha_\mathrm{s}^2/\pi^2 \approx 4\%\ .$$

Schleifen – und Propagatorkorrekturen lassen sich durch Renormierungsverfahren berücksichtigen: $\sin\theta_W$ und α werden durch effektive Werte auf der Z – Resonanz ersetzt, z.B. $\alpha(m_\mathrm{Z}^2) = 1.064\,\alpha_{Born}$. Korrekturen durch virtuelle top – oder Higgs – Schleifen hängen außerdem noch von den Massen m_t und m_H ab.
Der Erfolg des Standardmodells einerseits sowie die erreichte Präzision der Messungen am LEP – Beschleuniger zeigten sich, als 1995 die Entdeckung des Top – Quarks am Tevatron bekanntgegeben wurde [4, 5]. Aus den oben erwähnten Strahlungskorrekturen ließ sich m_t zu $m_\mathrm{t} = (166^{+25}_{-29})\,\mathrm{GeV}/c^2$ vorhersagen [6]; der heute gemessene Wert ist $m_\mathrm{t} = (175 \pm 6)\,\mathrm{GeV}/c^2$ [18].

2.2 Quantenchromodynamik

Der Zerfall des Z – Bosons in ein Quark – Antiquark – Paar ist zunächst ein elektroschwacher Prozeß; die weitere Entwicklung des Systems wird aber von der Quantenchromodynamik (QCD) dominiert. Hier sollen zunächst die Grundzüge der QCD beschrieben werden und dann spezieller auf die Vorhersagen zum Gluon – Splitting in schwere Quarks eingegangen werden.

2.2.1 Die Lagrangedichte der QCD

Experimentell findet man, daß Quarks im Vergleich zu Leptonen drei weitere Freiheitsgrade — Farben — aufweisen und daß Farbe eine exakt erhaltene Quantenzahl ist. Dieser Erhaltungsgröße entspricht eine $SU(3)$ – Symmetriegruppe, und die Lagrangedichte der QCD wird so konstruiert, daß sie unter einer lokalen $SU(3)$ – Eichtransformation invariant ist (z.B. [19],[20]). Dazu beginnt man mit der Lagrangedichte $\mathcal{L}_0$ der „freien“ Quarks:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{\mathrm{f}} \bar{q}_{\mathrm{f}}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_{\mathrm{f}})q_{\mathrm{f}} \ . \tag{2.12}$$

Der Index f steht für die Flavourquantenzahl und q_{f} ist ein drei – komponentiger Vektor im Farbraum. Eine allgemeine $SU(3)$ – Transformation des Zustandes q_{f} läßt sich schreiben als

$$q_{\mathrm{f}} \to q'_{\mathrm{f}} = e^{-ig_s \frac{\lambda^a}{2}\theta_a}\, q_{\mathrm{f}} \ , \qquad a = 1, \ldots, 8 \ , \tag{2.13}$$

wobei die λ^a acht hermitesche, linear unabhängige Matrizen sind (Gell – Mann – Matrizen), θ_a beliebige Drehwinkel und g_s ein in der Theorie freier Parameter, der die Stärke der Kopplung festlegt. Die Gruppenstruktur ist vollständig durch die Strukturkonstanten f^{abc} bestimmt, die aus einer Vertauschungsrelation der λ^a hervorgehen:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c \ . \tag{2.14}$$

Die Strukturkonstanten f^{abc} bilden die Basis der adjungierten Repräsentation von $SU(3)$. Aus Kombinationen der λ und f lassen sich die drei häufig auftretenden *Farbfaktoren* $T_F = 1/2$, $C_F = 4/3$ und $C_A = 3$ bilden. Diese geben z.B. die relative Stärke der in Abschnitt 2.4.1 behandelten Altarelli – Parisi – Splitting – Funktionen an.
Die Forderung, daß $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$ invariant unter *lokalen* Transformationen ist (d.h. $\theta_a = \theta_a(x)$ in Glg.(2.13)), führt zu einer Ersetzung der Ableitung ∂^μ in (2.12) durch die kovariante Ableitung D^μ:

$$\partial^\mu q_{\mathrm{f}} \to D^\mu q_{\mathrm{f}} = \left[\partial^\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x)\right] q_{\mathrm{f}} \ , \tag{2.15}$$

wobei das Eichfeld $G_a^\mu(x)$ eingeführt werden muß. Da es acht unabhängige Winkel θ_a gibt, benötigt man genauso acht Eichbosonen, die Gluonen. Die Lagrangedichte wird vervollständigt, indem aus den Feldstärketensoren

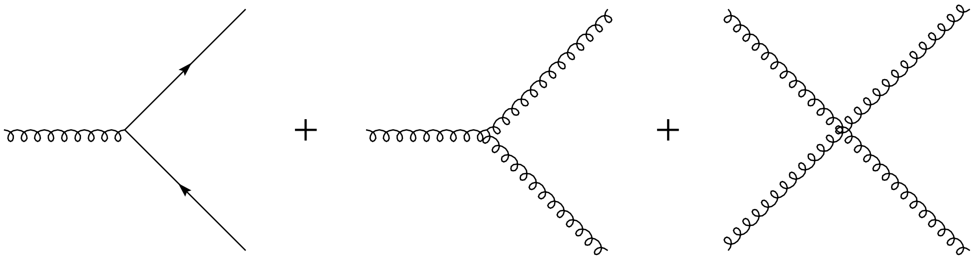
$$G^{\mu\nu}(x) = \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x) = \frac{i}{g_s}[D^\mu, D^\nu] \tag{2.16}$$

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \tag{2.17}$$

ein kinetischer Term gebildet wird, so daß man schließlich

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_{\mathrm{f}} \bar{q}_{\mathrm{f}}(i\gamma^\mu D_\mu - m_{\mathrm{f}})q_{\mathrm{f}} \tag{2.18}$$

erhält.
Die $G_a^{\mu\nu}$ vertauschen nicht untereinander, so daß der Ausdruck $-\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a$ eine Wechselwirkung zwischen den Gluonen erzeugt. Betrachtet man in Glg.(2.18) nur Terme $\mathcal{L}_{\mathrm{WW}}$, die eine Wechselwirkung erzeugen, so findet man drei fundamentale Vertizes:

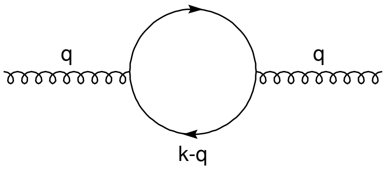


$$\mathcal{L}_{\mathrm{WW}} = g_s G_a^\mu \sum_{\mathrm{f}} \bar{q}_{\mathrm{f}}^{\,\alpha} \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_{\mathrm{f}}^\beta - \frac{g_s}{2} f^{abc}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \,.$$

Der erste Term beschreibt die Kopplung von Quarks an Gluonen, der zweite den Prozeß g $\rightarrow$ gg und der letzte die Vier – Gluon – Wechselwirkung.
Die Quantisierung der Theorie bringt noch einige Komplikationen mit sich, da die vier Freiheitsgrade des Gluonfeldes G_a^μ durch Eichbedingungen auf zwei für masselose Spin – 1 – Bosonen erlaubte reduziert werden müssen. Dazu werden zu $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$ *Faddeev – Popov* – Terme [21] addiert, die sogenannte Geisterfelder generieren, welche die Beiträge mit unphysikalischen Gluon – Polarisationen gerade wegheben.

2.2.2 Renormierung und laufende Kopplungskonstante

Aus $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$ lassen sich die Feynmanregeln zur Berechnung von QCD – Graphen ableiten, und im Prinzip ist eine Observable O in einer Störungsreihe $O = \sum_n c_n \alpha^n$ entwickelbar. Die Zahl der zu berechnenden Feynmangraphen wächst allerdings sehr stark mit n an, so daß der Rechenaufwand bereits in niedrigen Ordnungen immens wird. Die meisten interessierenden Observablen sind heute in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ gerechnet, für einige liegen $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ – Ergebnisse vor.
Neben diesem eher praktischen Problem tritt ein weiteres sehr fundamentales auf: Viele der Graphen liefern divergente Beiträge; z.B. wird die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark im Endzustand ein Gluon abstrahlt, mit kleiner werdendem Gluonimpuls beliebig groß (*Infrarotdivergenz*), und virtuelle Schleifen liefern Beiträge bei beliebig hohen Impulsen der umlaufenden Teilchen (*Ultravioletdivergenz*). Diese Probleme lassen sich mittels Renormierungsverfahren lösen. Es zeigt sich, daß Messungen von z.B. der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ oder der Fermionmassen m_{f} nicht die in $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$ auftretenden „nackten“ Parameter α_0 und m_0 bestimmen, sondern „renormierte“ Werte, die die Effekte virtueller Korrekturen bereits beinhalten. Hier soll am Beispiel der in Abb.2.2 gezeigten Quarkschleife die Renormierungsprozedur skizziert werden.



$$\Pi(q^2) \sim \alpha_0^2 \int_0^\infty \frac{Sp\left[\gamma^\mu k^a \gamma_a \gamma^\nu (k-q)^b \gamma_b\right]}{k^2(k-q)^2}\, d^4k \qquad (2.19)$$

Abbildung 2.2: Korrektur des Gluonpropagators durch eine virtuelle Quarkschleife.

Die Amplitude $\Pi(q^2)$ für diesen Graphen ist divergent und kann regularisiert werden, indem man z.B. die Integration entweder anstatt bis ∞ nur bis zu einer Skala M durchführt, oder von $D = 4$ in $D = 4 - \epsilon$ Dimensionen wechselt. In beiden Fällen läßt sich $\Pi(q^2)$ zerlegen in einen endlichen Term Π_R und einen für $M \to \infty$ bzw. $\epsilon \to 0$ divergenten, Π_{div}:

$$\Pi(q^2) = \Pi_{div}(\mu^2) + \Pi_R(q^2/\mu^2) \ . \tag{2.20}$$

Diese Zerlegung ist nicht eindeutig, da $\Pi(q^2)$ auch konstante Terme enthält, und die genaue Aufteilung dieser Beiträge auf Π_{div} und Π_R bestimmt das sogenannte Renormierungsschema. Im häufig gewählten *Modified Minimal Subtraction* ($\overline{MS}$) Schema enthalten beide Teile q^2–unabhängige Terme.
Der Parameter μ wird eingeführt, um eine Entwicklung von Π_R in Logarithmen der dimensionslosen Größe $-q^2/\mu^2$ zu ermöglichen.
Berücksichtigt man die obige Korrektur nun in der Berechnung einer Observablen O, bekommt man einen Ausdruck der Form

$$O \sim \alpha_0^2 \left[1 - \Pi_{div}(\mu^2) - \Pi_R(q^2/\mu^2)\right]^2 \ . \tag{2.21}$$

Aus einer Messung von O läßt sich also nicht α_0 bestimmen, sondern nur der gesamte auf der rechten Seite stehende Teil, welcher als energieabhängige *renormierte Kopplungskonstante* $\alpha_s(q^2)$ interpretiert werden kann:

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_R \left[1 - \Pi_R(q^2/\mu^2) + \dots\right] \ , \ \alpha_R = \alpha_0(1 - \Pi_{div}(\mu^2)) \ . \tag{2.22}$$

Die auftretenden Divergenzen werden in α_R „absorbiert“, und Π_R beschreibt die Energieabhängigkeit von α_s. In führender Ordnung findet man für die effektive Kopplungskonstante bei einer Energieskala $Q^2 = -q^2$:

$$\alpha_s(Q^2, \mu^2) = \alpha_R \left[1 - b_0 \alpha_R ln(Q^2/\mu^2)\right] \ . \tag{2.23}$$

Obwohl eine Observable $O(Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2))$ nun eine Funktion von μ ist, muß sie in einer vollständigen Rechnung unabhängig von diesem willkürlichen Parameter sein. Diese Forderung führt auf die Renormierungsgruppengleichung:

$$\frac{d\,O}{d\,ln\mu^2} = \left[\frac{\partial}{\partial\, ln\,\mu^2} + \frac{\partial\,\alpha_s}{\partial\, ln\,\mu^2}\frac{\partial}{\partial\,\alpha_s}\right] O = 0 \ . \tag{2.24}$$

Der zweite Term beschreibt die Skalenabhängigkeit von $\alpha_s(\mu^2)$ und wird von einer β–Funktion beschrieben:

$$\frac{\partial\,\alpha_s}{\partial\, ln\,\mu^2} \equiv \beta(\alpha_s) = -b_0\alpha_s^2 - b_1\alpha_s^3 - \dots \ . \tag{2.25}$$

Als Lösung dieser Gleichung findet man für die führende Ordnung

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha(\mu_0^2)}{1 + b_0\alpha(\mu_0^2) ln(Q^2/\mu_0^2)} \ . \tag{2.26}$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt die Effekte sämtlicher nicht verschachtelter Schleifenkorrekturen, die entlang des Gluon–Propagators auftreten können.
Hat man α_s bei einer Skala $Q^2 = \mu_0^2$ gemessen, läßt sich aus obiger Gleichung α_s bei einer anderen Skala Q^2 berechnen. Da b_0 in einer Theorie mit $n_f \leq 16$ Quarkflavours positiv ist

(Glg.(2.30)), wird α_s mit wachsendem Q^2 kleiner; die Quantenchromodynamik ist daher eine *asymptotisch freie* Theorie. Für kleine Q^2 wächst α_s an, und störungstheoretische Vorhersagen werden im Bereich $\alpha_s \sim 1$ unmöglich. Der obige Ausdruck divergiert schließlich[1] bei einer Skala $Q^2 = \Lambda^2 = \mu_0^2 \exp(-1/b_0\alpha(\mu_0^2))$. Üblicherweise wird $\alpha_s(Q^2)$ als Funktion des Parameters Λ ausgedrückt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 L} \ , \ L = ln(Q^2/\Lambda^2) \ . \tag{2.27}$$

Wie eingangs erwähnt, liegen vollständige Rechnungen für eine feste Ordnung n in α_s nur bis $n = 3$ vor. Da einige der Korrekturen aber für alle Ordnungen in α_s aufsummiert werden können, ist es sinnvoll, die Störungsentwicklung einer Observablen nach den auftretenden Logarithmen zu organisieren:

$$O = \sum_n a_n \left(\alpha_s ln(Q^2/Q_0^2)\right)^n + \alpha_s(Q^2) \sum_n b_n \left(\alpha_s ln(Q^2/Q_0^2)\right)^n + \cdots \ . \tag{2.28}$$

Die erste Summe gibt die sogenannte *Leading – Log Approximation* (LLA), die zweite die um einen Faktor α_s unterdrückte *Next – to – Leading – Log Approximation* (NLLA) und so weiter. Glg.(2.27) gibt α_s in LLA, in NLLA bekommt man:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 L} \left(1 - \frac{b_1}{b_0^2} \frac{ln\, L}{L}\right) \ . \tag{2.29}$$

Der numerische Wert von Λ hängt davon ab, in welcher Ordnung α_s bestimmt wird und welches Renormierungsschema benutzt wird. Die ersten beiden Koeffizienten der β – Funktion sind unabhängig vom Renormierungsschema und man findet

$$b_0 = \frac{33 - 2n_\mathrm{f}}{12\pi} \ , \ b_1 = \frac{153 - 19n_\mathrm{f}}{24\pi^2} \ , \tag{2.30}$$

wobei n_f die (Q^2 – abhängige) Anzahl am Prozeß beteiligter Quarkflavours ist. Mit $n_\mathrm{f} = 5$ ist $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 250\,\mathrm{MeV}$. Schließlich ist zu bemerken, daß Rechnungen einer Observablen O in endlicher Ordnung α_s^n durchaus eine Abhängigkeit von der Renormierungsskala μ zeigen, da die nicht berücksichtigten Ordnungen $ln(Q^2/\mu^2)$ – Terme enthalten. Aus diesem Grunde ist es wichtig, $\mu^2 \approx Q^2$ zu wählen, damit die unbekannten Korrekturen „klein" (d.h. $\sim \mathcal{O}(\alpha_s^{n+1})$) bleiben. Diese μ – abhängigen Korrekturen liefern in der Regel einen signifikanten Beitrag zur Unsicherheit von QCD – Rechnungen.

2.3 Gluon – Splitting in schwere Quarks

In hadronischen Z – Zerfällen werden schwere Quarks Q hauptsächlich direkt am $\mathrm{Z} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Vertex erzeugt; Charm – Teilchen entstehen außerdem im Zerfall von b – Hadronen. Eine weitere Quelle stellen Bremsstrahlungsgluonen dar, die in ein $\mathrm{Q\overline{Q}}$ – Paar aufspalten. Der Graph niedrigster Ordnung ist in Abb.2.3 dargestellt. Da es sich um einen Prozeß zweiter Ordnung in α_s handelt, erwartet man, daß die Produktion schwerer Quarks aus Gluon – Splitting größenordnungsmäßig in 1% aller hadronischen Z – Zerfälle auftritt. Hinzu kommt insbesondere für $\mathrm{g} \to \mathrm{b\overline{b}}$ allerdings eine weitere Unterdrückung, da die Bedingung, daß das virtuelle Gluon

[1] Das bedeutet *nicht*, daß die starke Kopplungskonstante bei dieser Skala divergiert, da Glg.(2.26) in diesem Bereich sicher keine Gültigkeit mehr besitzt.

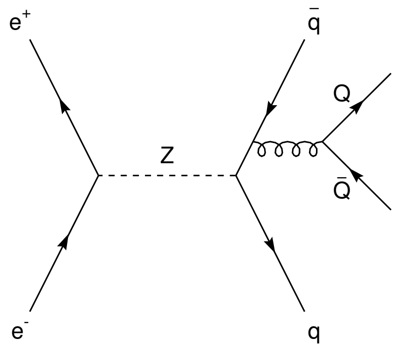


Abbildung 2.3: Feynmangraph führender Ordnung für den Gluon – Splitting – Prozeß im Z – Zerfall

eine invariante Masse $m_{\mathrm{g}} \geq 2m_{\mathrm{Q}}$ aufweisen muß, den zur Verfügung stehenden Phasenraum erheblich einschränkt.
Für masselose Quarks q′ divergiert der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\mathrm{Z} \to \mathrm{q\overline{q}\,g} \to \mathrm{q\overline{q}\,q'\overline{q}'})$, da das Gluon bei beliebig kleinen Impulsen emittiert werden kann. Endliche Resultate lassen sich erhalten, indem man für das Gluon eine willkürliche Masse m_0 annimmt. Um die Gültigkeit der Störungstheorie zu gewährleisten, sollte m_0 nicht viel kleiner als ca. $1\,\mathrm{GeV}/c^2$ gewählt werden. Observablen sind dann allerdings von m_0 abhängig und nichtperturbative Korrekturen in der Regel groß.
Diese Probleme werden im Falle der c – und b – Quarks vermieden, da ihre Masse eine natürliche untere Grenze für die Virtualität des Gluons setzt: $m_0 \geq 2m_{\mathrm{Q}}$. Die oben erwähnten Divergenzen treten nicht auf, und in [22] wird gezeigt, daß nichtperturbative Effekte auch im Falle von $\mathrm{g} \to \mathrm{c\overline{c}}$ einen vernachlässigbaren Einfluß haben.
Ballestrero und andere [23] haben die Helizitätsamplituden für Drei – und Vier – Fermion – Endzustände in $\mathrm{e^+e^-}$ – Kollisionen berechnet. Die Ergebnisse sind exakt in niedrigster Ordnung, und alle Fermionmassen werden berücksichtigt. Numerische Resultate werden als Wirkungsquerschnitte für Vier – Jet – Raten angegeben, d.h. es werden nur Endzustände gezählt, für die der „Abstand“ y_{ij} von je zwei Partonen i, j oberhalb eines Wertes y_{cut} liegt. In der Jade – Metrik z.B. ist y_{ij} definiert als reduzierte invariante Masse zweier masseloser Teilchen:

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j}{s}(1 - \cos\theta_{ij}) \; . \tag{2.31}$$

Für $y_{cut} = 0.01$ finden die Autoren für den Zerfall $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}b\overline{b}}$ einen Wirkungsquerschnitt $\sigma \approx 4.5\,\mathrm{pb} \approx 10^{-4}\sigma_{\mathrm{had}}$ und für $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}\,c\overline{c}}$ $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-4}\sigma_{\mathrm{had}}$. Diese Zahlen sind als untere Grenzen für die Gesamtproduktion zu betrachten, da alle Konfigurationen, in denen zwei Partonen einen Abstand $y_{ij} < y_{cut}$ haben, nicht berücksichtigt werden. Die minimale reduzierte Masse zweier massiver Partonen ist $y_{ij,min} = 4m_{\mathrm{Q}}^2/s \approx 0.01$ für b – Quarks und ≈ 0.001 für c – Quarks, so daß für letztere eine wesentlich größere inklusive Produktionsrate als der oben angegebene Jet – Wirkungsquerschnitt zu erwarten ist.
In dem Gluonsplittingprozeß treten zwei sehr verschiedene Skalen auf: der Transversalimpuls $k_T \lesssim \sqrt{s}$ bei der Gluonemission sowie die Quarkmasse m_{Q} beim Zerfall des Gluons. Korrekturen höherer Ordnung zum $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ – Matrixelement enthalten daher große $ln(k_T/m_{\mathrm{Q}})$ – Terme, die die Störungsreihe nur langsam konvergieren lassen. Für zuverlässige Vorhersagen müssen

diese Logarithmen deshalb in einer modifizierten Störungsentwicklung wie in Glg.(2.28) aufsummiert werden [24].
Diese Rechnungen wurden in der Leading – Log – Näherung in [25] und [26] durchgeführt und von M.Seymour in [27] auf Next – to – Leading – Log – Genauigkeit verbessert, worauf hier eingegangen werden soll.
Im Gegensatz zu dem Vorgehen in [23] werden in [27] nur masselose primäre[2] Quarks betrachtet und die Interferenz mit Graphen, in denen die schweren Quarks an das Z – Boson koppeln und das Gluon in ein leichtes Quark – Paar aufspaltet, vernachlässigt. Dieser Beitrag wird auf weniger als 1% abgeschätzt. Das Matrixelement führender Ordnung ist eine Funktion von fünf unabhängigen kinematischen Variablen. Nach Integration über die Impulse der schweren Quarks faktorisiert der differentielle Wirkungsquerschnitt in einen Beitrag, der die Emission eines *off – shell* Gluons beschreibt und den anschließenden Zerfall des Gluons in das $\mathrm{Q\overline{Q}}$ – Paar:

$$\frac{1}{\sigma_0}d\sigma = \frac{\alpha_s^2}{12\pi^2}C_F\,dx_1\,dx_2\,d\sigma_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}}\left\{\frac{x_1^2+x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} - x_{\mathrm{g}}^2 f + x_{\mathrm{g}}^4 g\right\}\ , \tag{2.32}$$

$$d\sigma_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}} = \frac{dx_{\mathrm{g}}^2}{x_{\mathrm{g}}^2}\sqrt{1-x^2/x_{\mathrm{g}}^2}\left(1+\frac{x^2}{2x_{\mathrm{g}}^2}\right)\ , \tag{2.33}$$

wobei $x_{1,2} = 2E_{1,2}/\sqrt{s}$ die reduzierten Energien der primären Quarks sind, $x_{\mathrm{g}} = m_{\mathrm{g}}/\sqrt{s}$, $x = 2m_{\mathrm{Q}}/\sqrt{s}$ und σ_0 der totale Wirkungsquerschnitt für Quarkpaarerzeugung. f und g sind Funktionen von x_1 und x_2. Im Grenzfall $x_{\mathrm{g}} \to 0$ reduziert sich der Faktor in geschweiften Klammern auf die übliche Form des Wirkungsquerschnittes zur Gluon – Emission. Dieser Ausdruck enthält die oben bereits angedeuteten *kollinearen* ($x_i \to 1$) und *infrarot* – Divergenzen ($x_1, x_2 \to 1$). Im Falle des Gluon – Splittings in massive Quarks Q treten diese Divergenzen nicht mehr auf, da der Phasenraum eingeschränkt wird. Die kinematischen Grenzen für die x_i sind

$$0 \le \quad x_1 \quad \le 1 - \frac{1}{4}x^2\ , \tag{2.34}$$

$$1 - \frac{1}{4}x^2 - x_1 \le \quad x_2 \quad \le \frac{1 - x_1 - \frac{1}{4}x^2}{1 - x_1}\ . \tag{2.35}$$

Das exakte $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ – Matrix – Element wird in [27] vervollständigt mit *leading* und *next – to – leading* Logarithmen, d.h. es werden sämtliche Terme der Form $\alpha_s^n ln^m(\sqrt{s}/2m_{\mathrm{Q}})$ mit $m = 2n-1,\ 2n-2$ aufsummiert. Das Resultat wird durch eine *matching* – Prozedur an das Matrix – Element angepaßt, so daß in einer Entwicklung in α_s das exakte $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ – Ergebnis reproduziert wird.
Es zeigt sich, daß die Resummierung eine deutliche Erhöhung des $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Wirkungsquerschnittes gegenüber der führenden Ordnung ergibt. Auf der Z – Resonanz findet man etwa einen Faktor zwei.
Da der Wirkungsquerschnitt unabhängig von willkürlichen Abschneideparametern definiert ist, macht es Sinn, die **mittlere Multiplizität von Quark – Paaren aus Gluon – Splitting in hadronischen Z – Zerfällen**,

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}} = \frac{N(\mathrm{Z} \to \mathrm{q\overline{q}g} \to \mathrm{q\overline{q}Q\overline{Q}})}{N(\mathrm{Z} \to \mathrm{q\overline{q}}X)} \tag{2.36}$$

[2]Unter „primären“ Quarks sollen die direkt am $\mathrm{Z} \to \mathrm{q\overline{q}}$ – Vertex entstehenden Quarks verstanden werden. Die aus dem Gluon – Splitting stammenden Quarks werden als „sekundär“ bezeichnet.

zu bestimmen. Dieser Wert wird in [26] berechnet, und die Messung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$ ist Gegenstand dieser Arbeit. Der absolute Wert von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}}$ hängt im wesentlichen von den angenommenen Quarkmassen und Λ_{QCD} ab. Der numerische Wert von Λ_{QCD} ist im Prinzip unbekannt, da die Rechnung z.B. das Renormierungsschema nicht festgelegt. Nimmt man an, daß die zu einer vollständigen Next – to – Leading – Order – Rechnung (NLO) fehlenden Terme klein sind, kann man allerdings andere Bestimmungen von Λ_{QCD} zur Abschätzung heranziehen. In [27] wurde mit $\Lambda_{\mathrm{QCD}} = 150\,\mathrm{MeV}$ ein Wert benutzt, der aus Fits an Multiplizitätsverteilungen in NLL – Rechnungen hervorgeht. Als eine bessere Abschätzung wird heute $\Lambda_{\mathrm{QCD}} = 300\,\mathrm{MeV}$ angesehen [28], was $\Lambda_{\overline{MS}}$ in NLO – Rechnungen entspricht. Tabelle 2.2 zeigt die sich mit diesen Werten ergebenden Resultate für $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}}$. Zusätzlich ist das aus Glg.(2.29) bestimmte $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}}^2)$ angegeben. Für die Quarkmassen werden $m_{\mathrm{b}} = (4.75 \pm 0.25)\,\mathrm{GeV}/c^2$ und $m_{\mathrm{c}} = (1.5 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV}/c^2$ angenommen.

Λ [MeV]	$\alpha_s(m_{\mathrm{Z}}^2)$	$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$[%]	$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\bar{b}}}$[%]
150	0.111	$1.35^{+0.48}_{-0.30}$	0.20 ± 0.02
300	0.123	$1.85^{+0.69}_{-0.44}$	0.26 ± 0.03

Tabelle 2.2: $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\bar{b}}}$ für zwei Werte von Λ_{QCD}. Die Fehler resultieren aus den im Text genannten Variationen der Quarkmassen.

2.4 Der hadronische Z – Zerfall

Perturbative QCD (pQCD) erlaubt die näherungsweise Berechnung hadronischer Z – Zerfälle bis zu Impulsüberträgen $Q_0 \approx 1\,\mathrm{GeV}$; für kleinere Skalen sind keine störungstheoretischen Vorhersagen mehr möglich, da α_s groß wird. Insbesondere kann die Produktion der im Experiment beobachteten Hadronen nicht mit pQCD behandelt werden. Die Beschreibung hadronischer Z – Zerfälle wird deshalb für gewöhnlich in drei Phasen geteilt (hier wird den Darstellungen in [24] und [29] gefolgt): Einer perturbativen Entwicklung (*Fragmentation*) der primär bei einer Skala $Q = m_{\mathrm{Z}}$ erzeugten Quarks zu „Endzustands“ – Partonen bei einer Skala Q_0, dem Übergang der Partonen zu Hadronen (*Hadronisation*), sowie dem Zerfall kurzlebiger Teilchen und Resonanzen in langlebige ($\tau \gtrsim 10^{-10}\,\mathrm{s}$) Teilchen [3]. Die Hadronisation wird mit Hilfe phänomenologischer Modelle beschrieben, die i.a. annehmen, daß es sich beim Parton – Hadron – Übergang um einen *lokalen*, im wesentlichen energieunabhängigen Prozeß handelt. Teilchenzerfälle schließlich lassen sich bis zu einem gewissen Grade theoretisch behandeln, sind aber auch durch Messung zugänglich, so daß in Modellen Lebensdauern und Zerfallskanäle meistens in tabellierter Form berücksichtigt werden. Eine schematische Darstellung dieser Prozesse ist in Abb.2.4 gegeben. Das Spektrum der beobachteten Teilchen wird mit *Fragmentationsfunktionen* beschrieben, die sich gemäß obiger Einteilung schematisch folgendermaßen darstellen lassen:

$$D_h^a(x, Q^2) = (\mathrm{pQCD} : Q^2 \to Q_0^2) \otimes (\mathrm{Modell} : a \to H) \otimes (\mathrm{Tabellen} : H \to h, h', \ldots) \quad (2.37)$$

Die $D_h^a(x, Q^2)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Hadron h mit einem Impuls xp_a in einem Jet zu finden, der bei einer Skala Q vom Parton a ausging. Die H stehen für instabile Hadronen.

[3] Die Begriffe *Fragmentation* und *Hadronisation* werden in der Literatur oft gleichbedeutend benutzt, hier soll sich *Fragmentation* aber nur auf die partonische Entwicklung beziehen, der sich die Hadronisation anschließt.

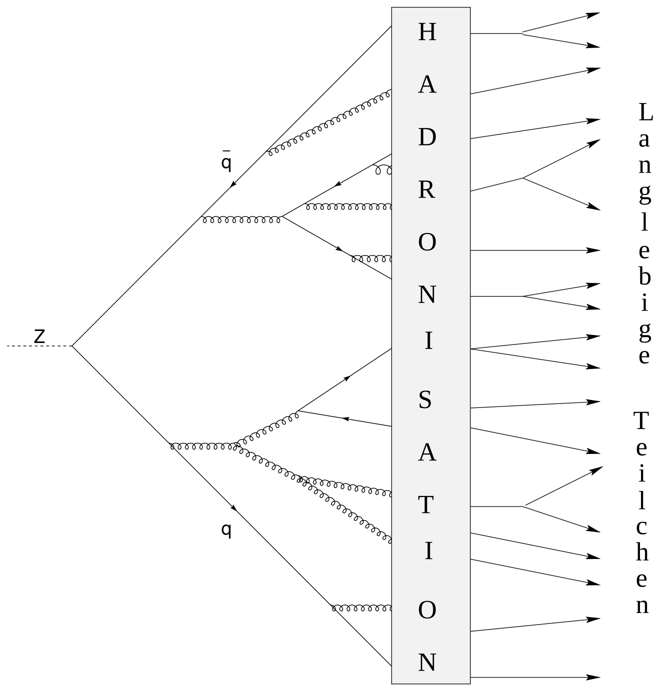


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des hadronischen Z – Zerfalls. Der linke Teil zeigt die perturbative Entwicklung, der sich ein Hadronisationsmodell anschließt, welchem der Zerfall der produzierten Hadronen folgt.

Da die Vorgänge in der Hadronisationsphase im Prinzip völlig unbekannt sind, ist a priori nicht klar, ob und welche Observablen überhaupt sinnvoll vorhergesagt werden können; damit im Zusammenhang steht die Frage, ob die von der Fragmentation separierte Behandlung der Hadronisation tatsächlich gerechtfertigt ist. Einige qualitative Aussagen dazu lassen sich treffen, wenn man die Skala Q eines Prozesses über die Heisenbergsche Unschärferelation mit einer Zeit t in Verbindung setzt: $t \approx \hbar/Q = \hbar c/Qc \approx 0.2\,\mathrm{GeV\,fm}/Qc$. Prozesse, die auf vergleichbaren Zeitskalen stattfinden und zum gleichen Endzustand führen, interferieren in der Regel miteinander, so daß eine getrennte Behandlung nicht angemessen ist, während dies in guter Näherung für zwei bei sehr verschiedenen Zeiten ablaufende Vorgänge der Fall ist.
Der Zerfall des Z in ein $\mathrm{q\overline{q}}$ – Paar findet auf einer Skala $ct \approx \hbar c/m_\mathrm{Z} \approx 10^{-3}\,\mathrm{fm}$ statt. Die spontan erzeugten Quarks sind „nackt“ in dem Sinne, daß das sie umgebende Gluonenfeld keine Impulsanteile $k_\perp < m_\mathrm{Z}$ aufweist. In einem klassischen Bild regeneriert dieses Feld mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit c, und Hadronisierungsprozesse setzen ein, sobald die Ausdehnung des Feldes die Größenordnung typischer Hadronradien, $R \sim 1\,\mathrm{fm}$, erreicht hat. In dieser Zeit legt das Quark unter Berücksichtigung des Lorenzfaktors $\gamma = E/m_\mathrm{q}$ eine Strecke $ct \sim RE/m_\mathrm{q}$ zurück, für leichte Quarks mit $m_\mathrm{q} \sim R^{-1}$ also etwa $ct \sim ER^2 \sim 10^2\,\mathrm{fm}$. Diese Betrachtung legt nahe, daß die primär erzeugten Quarks tatsächlich für eine „lange“ Zeit als frei anzusehen sind, d.h. daß die Entwicklung des partonischen Systems weitgehend unabhängig von Hadronisierungsprozessen verläuft. Genügend inklusive Variablen wie Jet – Raten oder Ereignisformvariablen lassen sich demnach in pQCD berechnen, und Hadronisierungseffekte tragen nur kleine Korrekturen bei, während z.B. die Produktionsraten einzelner Mesonen sehr modellabhängig sind.
Eines der für die Fragmentation zu klärenden Probleme betrifft das Verhalten des Farbflusses der beiden sich voneinander entfernenden Quarks, die schließlich in farbneutrale Teilchen

hadronisieren. Dies soll im nächsten Abschnitt erläutert werden. Anschließend werden Hadronisationsmodelle vorgestellt und schließlich auf den Zerfall instabiler Teilchen eingegangen.

2.4.1 Fragmentation

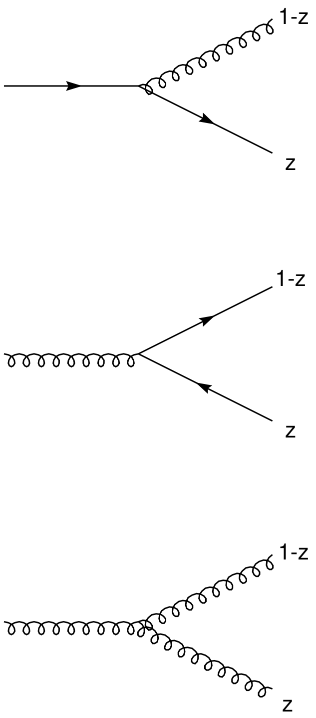
Zur Beschreibung der Fragmentation bieten sich zwei Zugänge an: die Berechnung von n – Parton – Zuständen in fester Ordnung α_s mittels exakter Matrixelemente (ME), oder die Aufsummierung logarithmischer Terme wie in Glg.(2.28). Die bekannten ME – Ergebnisse liefern eine gute Beschreibung inklusiver „harter“ Prozesse, also z.B. des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes oder der Drei – Jet – Rate, sind aber zu ungenau für exklusivere Variablen wie z.B. Ereignisformvariablen, für die die logarithmischen Beiträge groß sind.
Eine Reihe von Variablen ist in Leading – Log – Näherung gerechnet, für einige liegen NLL – Ergebnisse vor. Wie im Falle des Gluon – Splittings werden diese Resultate für gewöhnlich über eine *matching* – Prozedur an exakte Ergebnisse in fester Ordnung von α_s angepaßt, falls diese zur Verfügung stehen.
Die logarithmischen Terme führen zu Evolutionsgleichungen für die Fragmentationsfunktionen:

$$Q^2 \frac{\partial D_h^a(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_b P_{a \to bc}(z) D_h^b(x/z, Q^2) \ . \tag{2.38}$$

Die $P_{a \to bc}(z)$ sind die Altarelli – Parisi – Splitting – Funktionen, die interpretiert werden können als die Wahrscheinlichkeit, in einem Parton a mit Impuls p die beiden Partonen b und c mit Impulsen zp bzw. $(1-z)p$ zu finden. Die Leading – Log – Ausdrücke für die drei QCD – Graphen sind in Abb.2.5 gezeigt. Hier treten die in Abschnitt 2.2 erwähnten Farbfaktoren auf. Im Zusammenhang mit den obigen Parton – Aufspaltungen stellen sie ein Maß für die relative Häufigkeit dieser Übergänge dar. Für das Verhältnis der Amplitudenquadrate der Prozesse (2.41) und (2.39) ergibt sich z.B. $C_A/C_F = 9/4$.
Die Fragmentation läßt sich als sukzessives Aufspalten der Partonen gemäß den obigen Gleichungen betrachten, wobei sich ein Zustand mit der anfänglichen Virtualität Q^2 herunterentwickelt bis zu einer Skala Q_0^2.
Wie im letzten Abschnitt erwähnt, ist zu klären wie die beiden primären Quarks durch Gluonabstrahlung farbneutrale Systeme bilden. Dazu ist es wieder aufschlußreich, die dabei auftretenden Zeitskalen zu betrachten. Der in Abb.2.6 gezeigte Graph stellt die Abstrahlung eines Gluons mit Viererimpuls k von einem Quark mit Impuls $p+k$ dar. (Die folgende Betrachtung läßt sich auf beliebige Parton – Verzweigungen verallgemeinern, der Einfachheit halber soll aber konkret der Prozeß q $\to$ qg betrachtet werden.) Die Formationszeit t^{form} zur Abstrahlung des Gluons läßt sich aus der Virtualität des Mutterpartons a abschätzen als

$$t^{form} \sim \gamma \frac{1}{m_a} \sim \frac{E_a}{m_a}\frac{1}{m_a} \sim \frac{E_a}{(p+k)^2} \approx \frac{1}{k\theta^2} \approx \frac{k}{k_\perp^2} \ , \tag{2.42}$$

wobei angenommen wird, daß der Winkel $\theta \approx k_\perp/k$ klein ist. Der Abstand r des Gluons zum Quark zu einer Zeit t ist $r \approx ct\theta$, d.h. das Gluon benötigt eine Zeit $t^{sep} \approx R/\theta = (Rk_\perp)t^{form}$, um sich soweit vom Quark zu entfernen, daß es sich außerhalb des Hadronisationsradius R befindet. Die Hadronisationszeit des Gluons ist $t^{had} \approx kR^2 = (Rk_\perp)^2 t^{form}$. Damit die Vorstellung eines „freien“ Gluons (welches als separater Jet beobachtet werden kann) Sinn macht, sollte es nach seiner Bildung genügend lange leben, um sich vom Mutterquark zu trennen, bevor es hadronisiert, d.h. die drei Zeitskalen sollen in folgender Weise geordnet



$$P_{\mathrm{q}\to\mathrm{gq}}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z} \qquad (2.39)$$

$$P_{\mathrm{g}\to\mathrm{q\bar{q}}}(z) = T_F n_{\mathrm{f}}(z^2 + (1-z)^2) \qquad (2.40)$$

$$P_{\mathrm{g}\to\mathrm{gg}}(z) = C_A \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \qquad (2.41)$$

Abbildung 2.5: Die drei in der QCD zu betrachtenden Parton – Splitting – Prozesse mit den Altarelli – Parisi – Splitting – Kernels in Leading – Log – Näherung

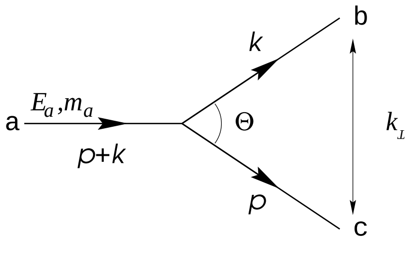


Abbildung 2.6: Schematische Impulsdarstellung eines Parton – Splitting – Prozesses

sein:

$$t^{form} < t^{sep} \approx (Rk_\perp)t^{form} < t^{had} \approx (Rk_\perp)^2 t^{form} , \tag{2.43}$$

was äquivalent ist zu der Bedingung $Rk_\perp > 1$. Der Parameter $Rk_\perp$ reguliert somit die Natur des abgestrahlten Gluons: Für $Rk_\perp < 1$ bleiben die Gluonen ständig in der Confinement – Region ihres Mutterpartons, so daß in pQCD keine Aussagen über ihr Verhalten getroffen werden können. Diese Folgerung ergibt sich auch aus der Feststellung, daß $\alpha_s(k_\perp^2)$ für $k_\perp \sim R^{-1}$ groß wird. Das andere Extrem bilden Gluonen mit $Rk_\perp > 1$, die sich als unabhängige Farbquellen weiterentwickeln. Zwischen diesen beiden Extremen befinden sich Gluonen mit $Rk_\perp \approx 1$, für die in [24] der Begriff *Gluer* eingeführt wird. Für diese ist $\alpha_s(k_\perp^2) \sim 1$, und alle charakteristischen Zeiten in Glg.(2.43) sind von der gleichen Größenordnung, d.h. die Gluer hadronisieren direkt nachdem sie gebildet wurden. Sie sind von speziellem Interesse, da viele Eigenschaften der beobachteten Hadronverteilungen qualitativ auf die Gluer – Eigenschaften zurückgeführt werden können. Die ersten Gluer entstehen mit $k_\perp \sim k \sim R^{-1}$, wenn die beiden primären Quarks etwa 1 fm voneinander getrennt sind. Sie sorgen für einen Farbaustausch zwischen den Quarks, so daß bereits kurze Zeit nach dem Z – Zerfall zwei sich voneinander entfernende farbneutrale Systeme entstehen. Die langsamsten Gluer (und damit Hadronen) bilden sich also in der Anfangsphase der Fragmentation, mit zunehmender Zeit wächst ihre Energie. Es läßt sich zeigen, daß die in diesem Bild erhaltene Rapiditätsverteilung der Gluer qualitativ mit der der beobachteten Hadronen übereinstimmt.
Ähnlich wie bei den primären Quarks wird das Farbfeld eines unter einem Winkel θ abgestrahlten perturbativen Gluons zur Zeit t^{sep} durch Gluer mit $k \sim 1/R\theta$ abgeschirmt. In diesem Modell lassen sich auch Hinweise finden, daß Teilchen nicht unter beliebigen Winkeln abgestrahlt werden können: Ein unter $\delta > \theta$ abgestrahlter Gluer hätte $R/\delta < R/\theta = t^{sep}$ und wäre damit dem Quark/Gluon – Muttersystem zuzuordnen. Dies ist eine Folge der Kohärenz der Abstrahlung: solange zwei Partonen b und c nahe beieinander sind, interferiert ihre Strahlung so, als ob sie vom (*on – shell –*) Mutterparton a stammt. Es läßt sich auch argumentieren, daß die Wellenlänge des abgestrahlten Gluons größer ist als der Abstand der beiden Partonen, und die Farbladungen deshalb nicht aufgelöst werden können.
Während vollständig resummierte Rechnungen diese Kohärenzeffekte automatisch beinhalten, läßt sich zeigen, daß sich die Ergebnisse in sehr guter Näherung reproduzieren lassen, wenn man die einzelnen Parton – Splitting – Prozesse als unabhängig betrachtet und zusätzlich erzwingt, daß aufeinanderfolgende Aufspaltungen i und $i+1$ mit sukzessive kleiner werdenden Winkeln stattfinden:

$$\theta_{i+1} < \theta_i . \tag{2.44}$$

Dieses als Winkelordnung (*Angular Ordering*) bekannte Phänomen ist eine fundamentale Vorhersage der QCD, die in experimentellen Verteilungen von Multiplizitäten oder inklusiven Impulsspektren bestätigt wurde. Die Kohärenz manifestiert sich auch im *String – Effekt*, einem verringerten Teilchenfluß zwischen den beiden Quarkjets in einem Drei – Jet – Ereignis.

2.4.2 Hadronisation

Mit Fragmentationsmodellen lassen sich Verteilungen von Quarks und Gluonen im Phasenraum berechnen. Zur Beschreibung experimenteller Daten müssen diese mittels eines phänomenologischen Modells in Hadronen übergeführt werden. Wie schon erwähnt, gibt es a priori keine Richtlinien, wie diese Modelle konstruiert sein sollen; der Vergleich experimenteller

Daten mit perturbativen Rechnungen legt jedoch nahe, daß die Hadronisation zur globalen Struktur eines Ereignisses nur kleine Korrekturen beiträgt. Diese Beobachtung wird gestützt, wenn man den typischen Abstand zweier Gluer in verschiedenen Jets abschätzt. Die Winkelordnung führt zu einer Separation, die groß gegenüber $R \sim 1\,\mathrm{fm}$ ist. Das bedeutet, daß kollektive Effekte bei der Hadronisation nur eine untergeordnete Rolle spielen, und der Parton – Hadron – Übergang im wesentlichen als *lokal* angesehen werden kann. Darauf basiert das Konzept der *Local Parton Hadron Duality* (LPHD), das annimmt, daß Hadronen aus einem kleinen Ensemble von benachbarten Partonen gebildet werden und somit Größen wie Flavour oder Baryonzahl lokal erhalten sind.
Der Einfluß der Hadronisation auf Variablen, die auf dem Parton – Niveau berechnet werden, ist energieabhängig und läßt sich durch sogenannte Potenzkorrekturen parametrisieren. Danach verhält sich die Differenz einer auf Parton – Niveau berechneten Variable O_{part} zu der entsprechenden Variable auf Hadron – Niveau wie $O_{part} - O_{had} \sim 1/Q^n$. Je höher die Schwerpunktsenergie eines Prozesses ist, desto kleiner sind also die Hadronisationskorrekturen. Die Potenz n hängt von der betrachteten Variable ab und ist für „harte“ Observablen größer als für exklusivere Messungen. Für den hadronischen Wirkungsquerschnitt z.B. ist $n = 4$, für Ereignisformvariablen $n = 1$.
Hadronisationsmodelle sollten sowohl die absoluten Produktionsraten verschiedener Teilchen vorhersagen als auch ihre Impulsspektren. Obwohl sich beide Größen nicht theoretisch ableiten lassen, können zumindest einige der in die Modelle eingehenden Annahmen getestet werden. Das in Glg.(2.37) dargestellte Schema z.B. nimmt an, daß der Parton – Hadron – Übergang $a \to H$ unabhängig von der perturbativen Evolution und der Skala Q^2 stattfindet. Dieser Ansatz wurde z.B. in [30], [31] und [32] untersucht, indem Fragmentationsfunktionen an die von der ARGUS – Kollaboration bei $\sqrt{s} = 10.6\,\mathrm{GeV}$ gemessenen Energiespektren von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen [33] angepaßt wurden. Der perturbative Anteil wird dabei im NLO – Formalismus berechnet und für den nichtperturbativen ein phänomenologischer Ansatz gemacht. Daraufhin läßt sich der perturbative Anteil mit Hilfe von Evolutionsgleichungen bis zu $\sqrt{s} = 90\,\mathrm{GeV}$ entwickeln. Trifft der Faktorisierungsansatz zu, sollten die auf der Z – Resonanz gemessenen Spektren mit denselben Parametern wie bei $\sqrt{s} = 10.6\,\mathrm{GeV}$ beschrieben werden. Während in [30] nur die Evolution der Charm – Quarks betrachtet wird, berücksichtigen [31] und [32] auch die Produktion von Charm – Quarks aus Gluon – Splitting und finden zufriedenstellende Übereinstimmung mit Messungen von OPAL [11].
Eine Vorhersage der Produktionsraten von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen ist sehr schwierig, da dazu mehrere Prozesse gut bekannt sein müssen: Die direkte Übergangsrate $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ sowie im Prinzip die Produktionsraten sämtlicher Hadronen, die ein $\mathrm{D}^{*\pm}$ im Zerfall erzeugen, mitsamt den zugehörigen Verzweigungsverhältnissen. Dazu gehören alle b – Hadronen sowie D^{**} – Mesonen aus der Charm – Fragmentation. Die relative Zusammensetzung der Quellen hat ihrerseits wiederum einen Einfluß auf das D^{*} – Impulsspektrum.
Das erste explizite Hadronisationsmodell wurde von Field und Feynman [34] aufgestellt. Es basiert auf der Vorstellung, daß freie Quarks mit dem Antiquark eines aus dem Vakuum erzeugten $\mathrm{q\overline{q}}$ – Paares ein Hadron bilden und dieser Prozeß für das nun übrig gebliebene Quark iteriert wird. Dieses Modell wird heute kaum benutzt, da es einige inhärente Probleme besitzt und weiterhin Kohärenzeffekte nicht berücksichtigt. Im folgenden soll in einiger Ausführlichkeit das in JETSET [35] implementierte *String* – Modell [36, 37] beschrieben werden, da es in den für die Analyse benutzten simulierten Ereignissen Verwendung findet; außerdem wird noch auf das *Cluster* – Modell [38, 39] eingegangen, welches in HERWIG [40] benutzt wird.

String – Modell

Das String – Modell wird motiviert von der Vorstellung, daß zwei sich auseinanderbewegende Quarks einen Farbfluß zueinander ausbilden, der aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen auf einen dünnen Schlauch („String“) mit Radius $R \sim 1\,\mathrm{fm}$ begrenzt ist. Nimmt man an, daß das QCD – Potential bei Abständen $d > 1\,\mathrm{fm}$ linear anzuwachsen beginnt, folgt daraus eine konstante Energiedichte κ für den String. Diese kann zu $\kappa \approx 1\,\mathrm{GeV/fm}$ abgeschätzt werden. Die Dynamik des Strings wird modelliert, indem man Oszillationen der an den Enden befindlichen Quarks in longitudinaler Richtung zuläßt. Transversale Anregungen werden nicht betrachtet, die Abstrahlung harter Gluonen von den primären Quarks kann den String lokal aber „knicken“ und ihm einen Transversalimpuls verleihen. Hadronen entstehen, indem Quark – Antiquark – Paare aus dem Feld des Strings heraustunneln. An diesen Stellen „bricht“ der String wie in Abb.2.7 skizziert, und die Prozedur wird für die Bruchstücke fortgesetzt. In JETSET geschieht das Aufbrechen des Strings von den Enden her, wobei in jedem Schritt

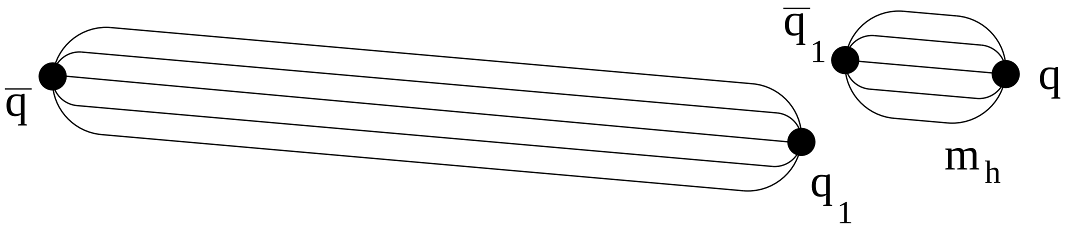


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Aufbrechen des Strings nach der Erzeugung eines $q_1\overline{q}_1$ – Paares.

zufällig eines der Stringenden ausgewählt wird. Zunächst wird ein $q_1\overline{q}_1$ – Paar aus dem String erzeugt. Geschieht dies beim primären Quark q, so wird ein $q\overline{q}_1$ – Meson produziert. Daraufhin wird ein bestimmter Drehimpulszustand ausgewählt, und der String in ein Fragment mit der entsprechenden Meson – Masse sowie einen Reststring gebrochen. Fällt die Masse des Reststrings nach einigen Iterationen unter eine gewisse Schwelle, so wird dieses Fragment in zwei Hadronen gespalten und der Prozeß damit beendet. Baryonen können nach zwei verschiedenen Mechanismen produziert werden. Zum einen ist die Möglichkeit gegeben, sogenannte Diquarks zu erzeugen, $(q_1q_2)(\overline{q}_1\overline{q}_2)$ – Systeme, welche z.B. mit dem bereits vorhandenen Quark q ein qq_1q_2 – Baryon bilden. Alternativ können im sogenannten Popcorn – Mechanismus aufeinanderfolgend drei $q\overline{q}$ – Paare erzeugt werden, die in der Anordnung $(qq_1q_2)(\overline{q}_2q_3)(\overline{q}_3\overline{q}_1\overline{q}')$ zu einem Baryon – Meson – Antibaryon – System führen. Hier haben beide Baryonen nur noch ein gemeinsames Quarkflavour und sind weniger stark korreliert als im Diquark – Modell.
Der Tunnelmechanismus erzeugt auf natürliche Weise unterschiedliche Produktionsraten für verschiedene Quarkflavours, da die Tunnelwahrscheinlichkeit P von der Quarkmasse abhängt:

$$P \sim e^{-\pi m_\mathrm{q}^2/\kappa}\, e^{-\pi p_\perp^2/\kappa}\ , \tag{2.45}$$

womit sich typische Produktionsverhältnisse von $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$ ergeben. Auch wenn die genaue Wahl der Massen nicht so eindeutig ist, zeigt sich, daß die Produktion schwerer Quarks aus dem String völlig vernachlässigt werden kann.
Den Stringfragmenten müssen nicht nur Hadronmassen zugewiesen werden, sondern man muß auch einen Impuls wählen. Da der String keine transversale Anregung besitzt, stammt der Transversalimpuls $p_\perp$ der Quarks aus der Energiedichte des Strings, und für die Verteilung

von $p_\perp$ ergibt sich eine Breite von einigen 100 MeV/c. Der Longitudinalimpuls wird über Fragmentationsfunktionen $f(z)$ bestimmt. Sie geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Hadron h einen Bruchteil $z = (E + p_z)_h/(E + p_z)_q$ von Energie und Longitudinalimpuls des Quarks q übernimmt. Die Form der Fragmentationsfunktion ist im Prinzip beliebig, kann aber durch einige plausible Annahmen stark eingeschränkt werden. In JETSET ist die Lund–Funktion implementiert, für die vorausgesetzt wird, daß die Hadronisation unabhängig davon ist, von welchem Ende her das Aufbrechen des Strings erfolgt. Unter der Annahme, daß die Funktion unabhängig von den beteiligten Quarkflavours ist, hat sie die Form

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a e^{-bm_\perp^2/z} \; , \tag{2.46}$$

wobei a und b freie Parameter sind.
Es stellt sich heraus, daß diese Parametrisierung für die schweren Quarks c und b nicht mehr angemessen ist. Kinematische Betrachtungen zeigen, daß schwere Quarks bei der Hadronisation weniger Impuls verlieren als leichte, was zu einer härteren Fragmentationsfunktion führt. Die am häufigsten benutzte ist die von Peterson et al. [41], deren Form sich aus einer Entwicklung der Übergangsamplitude $a \to H$ um die Quarkmasse m_Q ergibt:

$$f(z) \propto \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_\mathrm{Q}}{1-z}\right)^2} \; . \tag{2.47}$$

Im Gegensatz zur Lund–Funktion hat die Peterson–Funktion nur einen freien Parameter ϵ_Q, der proportional zu $1/m_\mathrm{Q}^2$ ist. Der Verlauf der Funktion ist in Abb.2.8 für $\epsilon_\mathrm{c} = 0.03$ gezeigt. Hier sollte betont werden, daß diese Funktion einer direkten Messung nicht zugänglich ist,

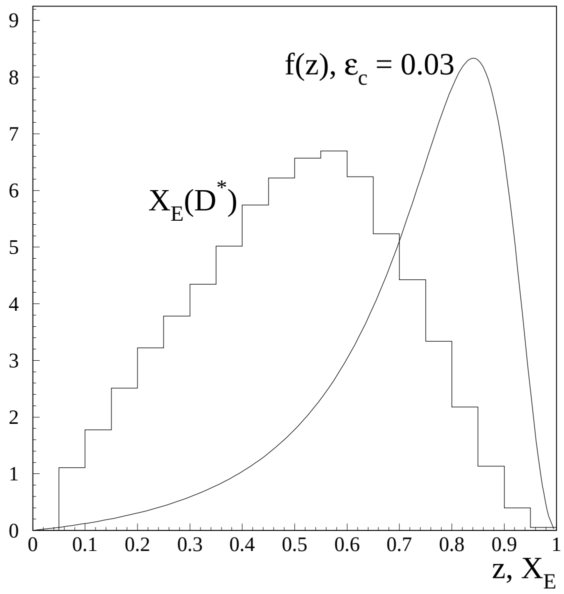


Abbildung 2.8: Vergleich der Peterson–Funktion mit $\epsilon_\mathrm{c} = 0.03$ und der Energieverteilung von D^*–Mesonen in $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$–Ereignissen. Die Normierung der Kurven ist willkürlich.

da der Impuls des Charm–Quarks am Ende des Parton–Schauers nicht bekannt ist. Eine meßbare Observable ist die reduzierte Energie $X_E = 2E(\mathrm{D}^*)/E_{CM}$, welche ebenfalls in dem Bild eingetragen ist. Würden die Charm – Quarks keine Gluonen abstrahlen und direkt in ein D^* hadronisieren, wären beide Kurven äquivalent. Tatsächlich ist die mittlere Energie der Charm – Quarks nach dem Parton – Schauer aber deutlich kleiner als $E_{CM}/2$. Hinzu kommt, daß nicht alle D^* – Mesonen direkt erzeugt werden; ein Teil stammt aus dem Zerfall höherer Charm – Resonanzen, so daß das Spektrum weitere Modifikationen erhält. Der Parameter ϵ_c hat daher für sich genommen keine sehr große Aussagekraft, sondern muß immer in Zusammenhang mit dem verwendeten Modell betrachtet werden. Um verschiedene Messungen miteinander zu vergleichen, wird deshalb die mittlere Energie der D^* – Mesonen, $\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle$, herangezogen.

Cluster – Modell

Im Cluster – Modell werden am Ende der perturbativen Phase sämtliche Gluonen in $\mathrm{q\overline{q}}$ – Paare aufgespalten. Benachbarte Quark – Antiquark – Farbsinglets werden dann zu *Clustern* zusammengefaßt, die eine mittlere Masse von wenigen GeV/c^2 besitzen. Im Gegensatz zu den Fragmenten des Stringmodells, für die nur Hadronmassen erlaubt sind, ist das Massenspektrum der Cluster kontinuierlich. Die meisten Cluster werden dann über Zwei – Körper – Zerfälle in Hadronen transformiert, wobei aus dem Vakuum ein (Di –)Quark – Paar erzeugt wird. Besonders schwere Cluster werden zunächst in leichtere Cluster aufgespalten, und zu leichte Cluster zerfallen in ein Hadron und übertragen Impuls auf einen Nachbarcluster.
In der einfachsten Version wird die Hadronproduktion nur über Phasenraumvariablen reguliert. Damit hat das Modell deutlich weniger Parameter als das String – Modell und eine größere Vorhersagekraft. Details der Fragmentation lassen sich andererseits nicht so erfolgreich beschreiben.

2.4.3 Zerfälle schwerer Hadronen

Die in der Hadronisation produzierten Teilchen sind im allgemeinen instabil. Ihre Lebensdauer τ ist über die Unschärferelation $\hbar = \Gamma\tau$ mit ihrer Breite Γ verknüpft und erstreckt sich über einen Bereich von $\sim 1\,\mathrm{fm}$ für stark zerfallende Resonanzen mit $\Gamma \sim 200\,\mathrm{MeV}$ bis zu vielen Metern für schwach zerfallende Teilchen wie Neutronen oder geladene Pionen. Die Zerfälle der erstgenannten Resonanzen liegen somit im Bereich der Hadronisationszeit, und eine Behandlung beider Prozesse in separaten Modellen ist eher künstlich. Ab $\Gamma \lesssim 0.1\,\mathrm{MeV}$ kann man den Zerfall der Teilchen aber in sehr guter Näherung isoliert betrachten.
Die theoretische Behandlung der Zerfälle von Hadronen gelingt gut, wenn rein leptonische bzw. photonische Endzustände vorliegen, ist für hadronische Endzustände i.a. aber äußerst schwierig. Typische Impulsüberträge liegen im Bereich einiger $100\,\mathrm{MeV}/c$, und nichtperturbative Effekte der starken Wechselwirkung werden damit groß.
Für diese Arbeit sind die Zerfälle schwerer Hadronen von Bedeutung, und dies ist auch der Bereich, in dem die Fortschritte der Theorie in den letzten Jahren am größten waren.
Über starke Zerfälle lassen sich zur Zeit nur in Ausnahmen quantitative Aussagen treffen; die Situation verbessert sich aber für schwache Zerfälle. Der schwache Zerfall schwerer Hadronen läßt sich wie in Abb.2.9 skizziert als Emission eines W – Bosons vom schweren Quark mit anschließendem Zerfall des W und zusätzlicher Produktion von $\mathrm{f\overline{f}}$ – Paaren aus dem Vakuum ansehen. Im naivsten Modell werden die Zerfälle des schweren Quarks und des W als unabhängig von den begleitenden („Zuschauer") – Quarks behandelt, tatsächlich verkompliziert sich dieses Bild aber durch die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander. Semileptonische Zerfälle sind daher einfacher zu behandeln als rein hadronische, da der Übergang

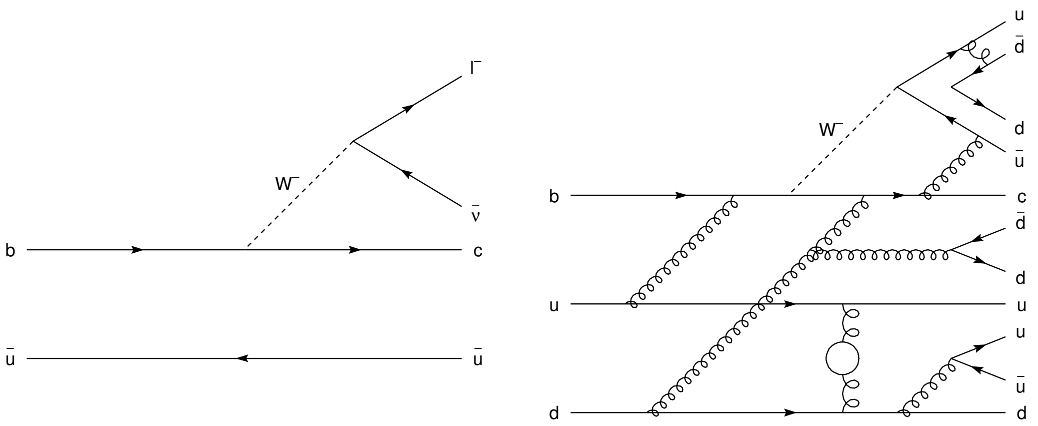


Abbildung 2.9: Feynmangraphen zweier schwacher Zerfälle von b – Hadronen. Links der semileptonische Zerfall eines Mesons im Spektatormodell, rechts der hadronische Zerfall eines Baryons mit zusätzlichem Gluonaustausch.

$W \rightarrow l\bar{\nu}_l$ ohne QCD – Korrekturen gerechnet werden kann.
Die große Masse der b – und (mit Abstrichen) c – Quarks erlaubt einige Vereinfachungen bei der Behandlung schwerer Hadronen und ihrer Zerfälle. Da die Masse m_Q groß ist gegen Λ_{QCD}, kann ein Meson als ein leichtes Quark im Feld einer schweren Punktladung betrachtet werden, welche sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Beim Zerfall des schweren Quarks wird außerdem ein relativ großer Transversalimpuls auf das virtuelle W übertragen, so daß Endzustandswechselwirkungen des W – Zerfalls mit dem Restsystem kleiner sind als bei Zerfällen leichter Quarks.
Formal werden diese Betrachtungen in der *Heavy – Quark Symmetry* (HQS) und der *Heavy – Quark Effective Theory* (HQET) umgesetzt [42],[43, 44]. Aus der HQS ergibt sich, daß im Limes $m_Q \rightarrow \infty$ die Eigenschaften von Hadronen unabhängig von Flavour und Spin des massiven Quarks werden. Daraus lassen sich Beziehungen zwischen Hadronen verschiedener schwerer Flavours ableiten. In der HQET wird eine effektive Lagrangedichte entwickelt, die eine vereinfachte Behandlung der langreichweitigen starken Kräfte ermöglicht, einige perturbative Korrekturen hingegen vernachlässigt. Die Operatoren werden in Potenzen von $1/m_Q$ entwickelt, so daß für $m_Q \rightarrow \infty$ wieder die HQS realisiert wird.
Inklusive semileptonische Zerfälle lassen sich unter der Annahme von Parton – Hadron – Dualität berechnen. Die Summation über alle möglichen Endzustände eliminiert dabei die Abhängigkeit von Bindungseffekten einzelner Hadronen. Es zeigt sich, daß nichtperturbative Korrekturen erst in $1/m_Q^2$ beitragen (d.h. der Koeffizient des $1/m_Q$ – Terms verschwindet), so daß recht verläßliche Vorhersagen möglich sind. Bei der Berechnung exklusiver Kanäle ist dies nicht immer der Fall, so daß massenabhängige Korrekturen größer werden. Auch hier lassen sich aber Beziehungen zwischen verschiedenen Zerfallsmoden (z.B. $B \rightarrow D^*$ und $B \rightarrow D$) herstellen, da im Limit $m_Q \rightarrow \infty$ sämtliche Formfaktoren durch eine universelle *Isgur – Wise* – Funktion [45] $\xi(v \cdot v')$ gegeben sind, die nur vom Produkt der Geschwindigkeiten der beiden Hadronen abhängt, deren explizite Form allerdings nicht abgeleitet werden kann.
Zur Behandlung hadronischer Zerfälle schließlich müssen weitere Annahmen eingeführt werden; im Wirbel – Bauer – Stech – Modell [46] z.B. wird angenommen, daß das Übergangsmatrixelement faktorisiert in je einen Teil für den Zerfall des W sowie des Restsystems.

In [47] wird gezeigt, daß im Rahmen dieses Modells die Verzweigungsverhältnisse für Zwei – Körper – Zerfälle von B – Mesonen gut mit zwei prozeßunabhängigen Parametern beschrieben werden können.
Der Zerfall des in der Arbeit rekonstruierten D^{*+} weist eine Besonderheit auf, die die Abschätzung der Verzweigungsverhältnisse vereinfacht. Der zur Verfügung stehende Phasenraum erlaubt als hadronischen Endzustand nur ein $\mathrm{D}\pi$ – System (außerdem ist noch der Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^{+}\gamma$ mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 1% bekannt), und aus den Isospinzuständen lassen sich die relativen Zerfallsraten ermitteln zu $B(\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s^+)/B(\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^+\pi^0) = 2:1$. Gemessen wird $B(\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \mathrm{D}^0\pi^+) = (68.3\pm1.4)\%$ [48]. Für den schwachen Zerfall des D^0 liegen keine präzisen Vorhersagen vor. Man mißt $B(\mathrm{D}^0 \rightarrow \mathrm{K}^-\pi^+) = (3.83 \pm 0.12)\%$ [48].

2.5 Monte – Carlo – Programme

Der obige Abschnitt zeigt, daß hadronische Z – Zerfälle äußerst komplexe Prozesse sind. Die analytische Berechnung von Observablen ist insbesondere unter Einschluß eines Hadronisationsmodelles i.a. sehr aufwendig; auch der Einfluß experimenteller Schnitte auf die Verteilung einer Observablen ist nicht immer einfach zu berücksichtigen.
Dies sind einige der Gründe, weshalb Monte – Carlo – Programme für fast alle Analysen in der Hochenergiephysik unentbehrliche Hilfsmittel sind. Mit ihnen lassen sich einzelne Ereignisse erzeugen, die dann nach einer detaillierten Detektorsimulation wie tatsächliche Daten behandelt werden können. Da die Art des generierten Ereignisses bekannt ist, lassen sich Signal – und Untergrundprozesse getrennt voneinander studieren. Hier soll zunächst nur auf die Ereignisgeneratoren eingegangen werden; die Simulation der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektor wird in Kapitel 3.3 beschrieben.
Alle Monte – Carlo – Programme basieren auf einer statistischen Interpretation analytischer Rechnungen: einzelne Ereignisse werden generiert, indem aus einer Vielzahl möglicher Subprozesse jeweils einer zufällig ausgewählt wird, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Wahl eines Prozesses (soweit möglich) aus den gerechneten Amplituden abgeleitet wird. Weiterhin ist in allen Programmen eine strikte Trennung in Fragmentation und Hadronisation realisiert. Zunächst wird ein partonischer Endzustand erzeugt, der dann mittels Hadronisationsmodellen in beobachtbare Teilchen überführt wird.
Der Analyse liegt das in ALEPH standardmäßig benutzte Programm JETSET7.4 [35] zugrunde, für systematische Studien wurden außerdem HERWIG5.8 [40] und ARIADNE4.08 [49] benutzt. Alle drei Programme reproduzieren das $\mathcal{O}(\alpha_s)$ – Matrixelement für den $\mathrm{q\overline{q}g}$ – Zustand und sind exakt in der Leading – Log – Nährung. Unterschiede ergeben sich hauptsächlich in der Behandlung von Kohärenzeffekten sowie (bei JETSET und HERWIG) den Hadronisationsmodellen. Im folgenden sollen einige Grundzüge von JETSET beschrieben und anschließend auf HERWIG und ARIADNE eingegangen werden.

2.5.1 JETSET

Die perturbative Phase des Z – Zerfalls wird in JETSET mit einem sogenannten *Partonschauer* beschrieben. Es existiert die Option, stattdessen Matrixelemente in erster oder zweiter Ordnung in α_s zu benutzen. Wie in Abschnitt 2.4.1 erwähnt, gelingt damit allerdings keine zufriedenstellende Beschreibung vieler Observablen.
Der Partonschauer ist eine Folge unabhängiger Verzweigungen der Partonen gemäß den in Abb.(2.5) gezeigten Altarelli – Parisi – Splitting – Funktionen $P_{a\rightarrow bc}(z)$. Um Infrarotdivergen-

zen zu vermeiden, wird der für die Wahl des z – Wertes erlaubte Bereich eingeschränkt, indem den Partonen eine effektive Masse zugewiesen wird: $m_{eff,g} = Q_0/2$, $m_{eff,q} = \sqrt{m_\mathrm{q}^2 + Q_0^2/4}$, wobei die m_q typische Strom – Quarkmassen sind und $Q_0 \approx 1\,\mathrm{GeV}$. Der Parameter Q_0 regelt auch den Abbruch des Schauers, da ein Parton nur dann verzweigen kann, wenn seine Virtualität $Q^2 \geq Q_0^2$ ist. Am Ende des Schauers wird den Partonen dann ihre nominelle Masse zugewiesen.
Die erste Verzweigung (d.h. der Übergang $\mathrm{q} \to \mathrm{q\,g}$) erfährt eine besondere Behandlung, um die Drei – Jet – Rate mit dem Ergebnis des $\mathcal{O}(\alpha_s)$ – Matrixelements in Einklang zu bringen. Für die folgenden Verzweigungen wird α_s nach Glg.(2.27) als Funktion von Q^2/Λ_{PS}^2 bestimmt. Der Index PS soll darauf hinweisen, daß es sich um einen effektiven Parameter handelt, der nicht identisch zu z.B. $\Lambda_{\overline{MS}}$ ist.
Die Evolutionsvariable Q^2 wird in Jetset als Virtualität m_a^2 des verzweigenden Partons gewählt. Aufeinanderfolgende Verzweigungen sollen bei kleiner werdenden Virtualitäten stattfinden, d.h. sie sollen geordnet sein in einer Variablen $t = ln(Q^2/\Lambda_{PS}^2)$, die als Zeit betrachtet werden kann. Die naive Wahrscheinlichkeit $I_{a\to bc}$ für ein Parton a, eine Verzweigung $a \to bc$ zur Zeit t zu vollziehen, ist das Integral der Splitting – Funktion über alle erlaubten z – Werte $z_- < z < z_+$:

$$I_{a\to bc}(t) = \int_{z_-(t)}^{z_+(t)} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a\to bc}(z)\, dz \; . \tag{2.48}$$

Hier ist noch nicht die Forderung erfüllt, daß aufeinanderfolgende Emissionen in der Zeit geordnet sind. Dies wird durch einen *Sudakov* – Formfaktor erreicht, der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein gegebenes Parton a zu einer Zeit t noch *nicht* verzweigt ist:

$$S_a(t) = exp\left\{ -\int_t^{t_{max}} dt' \sum_{b,c} I_{a\to bc}(t') \right\} \; . \tag{2.49}$$

Die tatsächliche Verzweigungswahrscheinlichkeit dP_a/dt wird dann

$$\frac{dP_a}{dt} = -\frac{dS_a(t)}{dt} = \left(\sum_{b,c} I_{a\to bc}(t) \right) exp\left\{ -\int_t^{t_{max}} dt' \sum_{b,c} I_{a\to bc}(t') \right\} \; . \tag{2.50}$$

Dieser Algorithmus beinhaltet noch keine Kohärenzeffekte, da die einzelnen Verzweigungen unabhängig voneinander behandelt werden. In Jetset wird daher der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Prozedur gefolgt, aufeinanderfolgende Verzweigungen nur unter kleiner werdenden Winkeln zuzulassen.
Für das Gluon – Splitting in schwere Quarks findet man in Jetset: $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = 1.7\%$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}} = 0.16\%$, in guter Übereinstimmung mit den analytischen Rechnungen.
Die Hadronisation erfolgt in Jetset im Rahmen des Stringmodells. Im Prinzip können alle aus dem Quarkmodell ableitbaren Hadronen (bis zu Tensor – Zuständen) erzeugt werden; die relative Zusammensetzung z.B. der erzeugten Quarkflavours oder unterschiedlicher Drehimpulszustände kann mit Parametern eingestellt werden.
Jetset beinhaltet eine sehr flexible Struktur zur Behandlung von Teilchenzerfällen. Sämtliche bekannten Eigenschaften (Massen, Breiten und Verzweigungsverhältnisse) werden in tabellarischer Form berücksichtigt und können vom Benutzer definiert werden. Für unbekannte Teilchen bzw. Zerfälle werden diese aus einfachen Relationen abgeschätzt; die Massen

unbekannter Mesonen z.B. ergeben sich aus den Konstituentenquarkmassen sowie einer Spin – Spin – Wechselwirkung. Zerfälle, für die Verzweigungsverhältnisse nicht explizit angegeben sind, werden generiert, indem zunächst eine Multiplizität und ein neu erzeugtes Quark – Antiquark – Paar ausgewählt werden; danach wird dieser Zustand mit dem Fragmentationsalgorithmus behandelt.
Aufgrund der Fülle einstellbarer Parameter wird in JETSET eine sehr detaillierte Modellierung des hadronischen Endzustandes ermöglicht. Allerdings reduziert sich gleichzeitig die physikalische Aussagekraft, da man mit verschiedenen Parametersätzen zu sehr ähnlichen Verteilungen in den Observablen kommen kann.

2.5.2 HERWIG

HERWIG benutzt wie JETSET einen Partonschauer – Algorithmus. Der wesentliche Unterschied liegt in der Wahl der Evolutionsvariablen Q^2. In HERWIG ist diese mit dem Emissionswinkel θ verbunden: $Q^2 \approx E_a^2(1-\cos\theta) \approx m_a^2/(z(1-z))$. Die Ordnung der Emissionen in dieser Variablen führt damit automatisch zu einer näherungsweisen Ordnung in den Emissionswinkeln.
Für die Produktion schwerer Quarks aus Gluon – Splitting ergibt sich $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = 0.92\%$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}} = 0.23\%$. Die Diskrepanz in der Charm – Produktion gegenüber JETSET läßt sich zum großen Teil auf die unterschiedliche Behandlung der Quarkmassen zurückführen: In JETSET ist $m_\mathrm{c} = 1.35\,\mathrm{GeV}/c^2$, in HERWIG ist $m_\mathrm{c} = 1.8\,\mathrm{GeV}/c^2$. Setzt man diese Masse in JETSET und HERWIG auf vergleichbare Werte, erhält man sehr ähnliche Ergebnisse für $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$ [26].
Für die Hadronisation wird in HERWIG das Cluster – Modell benutzt. B – Zerfälle werden im Spektator – Modell behandelt, indem das b – Quark unabhängig von den übrigen Quarks zerfällt. Der entstehende Zustand wird dann mit dem Partonschauer – Algorithmus weiterentwickelt. Für Hadronen mit leichteren Quarks liegen in dem hier verwendeten HERWIG5.8 Zerfallstabellen vor. Insgesamt ist die Behandlung der Zerfälle nicht so elaboriert wie in JETSET, und exklusive Impulsspektren beschreiben die Daten nicht immer gut.

2.5.3 ARIADNE

ARIADNE implementiert das sogenannte *Colour – Dipole* – Modell in Verbindung mit dem JETSET – Stringmodell für die Hadronisation. Für die erste Abstrahlung eines Gluons wird das $\mathcal{O}(\alpha_s)$ – Matrixelement benutzt, und eine *Matching* – Prozedur wie bei JETSET und HERWIG ist somit nicht nötig. Das Gluon bildet dann mit den beiden Quarks je einen gq – bzw. g$\overline{\mathrm{q}}$ – Farbdipol, die beide unabhängig voneinander erneut Gluonen abstrahlen können. Dieser Prozeß wird wie in Partonschauermodellen iterativ fortgesetzt. Das Aufspalten eines Gluons in ein q$\overline{\mathrm{q}}$ – Paar muß gesondert behandelt werden, und wie in [50] dargelegt, sind mehrere Implementierungen möglich, die hauptsächlich die Wahl einer Ordnungsvorschrift betreffen und damit die Phasenraumverteilung der emittierten Quarks beeinflussen. In ARIADNE sind die Emissionen im Transversalimpuls der Abstrahlungen geordnet: $Q^2 = p_\perp^2 \approx m_a^2\, z(1-z)$, und mit dieser Bedingung werden Kohärenzeffekte für masselose Partonen automatisch berücksichtigt.
M. Seymour hat in [26] darauf hingewiesen, daß diese Ordnungsvorschrift im Falle massiver Partonen nicht immer angemessen ist; insbesondere beim Gluon – Splitting in schwere Quarks werden bestimmte Phasenraumbereiche übermäßig stark gewichtet. Dies läßt sich einerseits aus einem direkten Vergleich des Matrixelementes mit dem in ARIADNE verwendeten Algorithmus sehen, zum anderen aus einem Vergleich der Gluon – und Q$\overline{\mathrm{Q}}$ – Formationszeiten. Dazu sei ein Gluon betrachtet, daß mit relativ kleinem $k_\perp$ von seinem Emitter abgestrahlt

wird und in ein Quarkpaar mit $m_{\mathrm{Q\overline{Q}}} = m_{\mathrm{g}} \gg k_\perp$ aufspaltet. Dies ist in ARIADNE möglich, wenn die Virtualität des Gluons nur knapp oberhalb der $\mathrm{Q\overline{Q}}$ – Produktionsschwelle liegt. Die Formationszeit des Gluons ist $t_{\mathrm{g}}^{form} \sim 1/k_\perp \sin\theta$, während die des $\mathrm{Q\overline{Q}}$ – Paares sich ergibt zu $t_{\mathrm{Q\overline{Q}}}^{form} \sim 1/m_{\mathrm{g}}(\theta \sim \pi/2)$ bzw. $t_{\mathrm{Q\overline{Q}}}^{form} \sim k_\perp/(m_{\mathrm{g}}^2\theta)(\theta \ll 1)$. Unter der Annahme $m_{\mathrm{g}} \gg k_\perp$ erhält man dann $t_{\mathrm{Q\overline{Q}}}^{form} \ll t_{\mathrm{g}}^{form}$ sowohl für große als auch kleine Emissionswinkel θ. Dies würde bedeuten, daß das $\mathrm{Q\overline{Q}}$ – Paar *vor* dem Gluon gebildet wird, was nach den Betrachtungen in Abschnitt 2.4.1 im Rahmen der pQCD zu Widersprüchen führt. Dieses Problem läßt sich lösen, indem man den Phasenraum durch die zusätzliche Bedingung $k_\perp > m_{\mathrm{g}}$ einschränkt. In ARIADNE4.08 läßt sich dies durch eine benutzerdefinierte Variable realisieren.
Da die obigen Probleme an der Phasenraumschwelle der $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Produktion auftreten, wo ein Großteil der Gluon – Splitting – Prozesse stattfindet, hat die Überschätzung der Rate dort einen drastischen Einfluß auf die Gesamtproduktion. In der Grundeinstellung von ARIADNE ergibt sich $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = 2.2\%$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}} = 0.33\%$, mit der Bedingung $k_\perp > m_{\mathrm{g}}$ findet man $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = 0.9\%$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}} = 0.09\%$.

Kapitel 3

Das Experiment

Die für diese Arbeit genutzten Daten stammen vom Detektor ALEPH am Speicherring LEP des CERN. Detaillierte Beschreibungen zu LEP und ALEPH lassen sich in [51, 52, 53] und [54, 55, 56] finden. Im folgenden wird kurz auf den Beschleuniger eingegangen, danach werden der Aufbau und charakteristische Eigenschaften des Detektors beschrieben. Abschließend wird ein Teil der Analyse– und Rekonstruktionssoftware vorgestellt, die in der ALEPH–Kollaboration entwickelt wurde und in der vorliegenden Arbeit Verwendung fand.

3.1 Der Speicherring LEP

Der *Large Electron Positron Collider* LEP wurde 1989 am CERN in Genf in Betrieb genommen. Er befindet sich in einem ringförmigen Tunnel von 26.67 km Umfang und beschleunigt Elektronen und Positronen, die bei den vier Detektoren ALEPH, DELPHI [57], L3 [58] und OPAL [59] zur Kollision gebracht werden (Abb.3.1). Die Elektronen und Positronen werden über zwei Linearbeschleuniger, das Proton Synchrotron (PS) und das Super Proton Synchrotron (SPS) auf 22 GeV vorbeschleunigt und dann in LEP injiziert. Bis 1995 erfolgte eine weitere Beschleunigung auf etwa 45 GeV pro Strahl, so daß Daten im Bereich der Z–Resonanz genommen werden konnten. Danach wurde die Schwerpunktsenergie schrittweise auf über 161 GeV erhöht, womit auch die Erzeugung von W^+W^-–Paaren möglich wurde. Da die vorliegende Arbeit sich auf die Datennahmeperiode um die Z–Resonanz (LEP I) beschränkt, soll auf die Änderungen für höhere Energien hier aber nicht eingegangen werden.
Die Beschleunigung der Leptonen erfolgt auf zwei von acht geraden Strecken mit Hilfe von 120 Kupferkavitäten, die mit einer Frequenz von 352 MHz laufen und pro Strahlumlauf eine effektive Potentialdifferenz von bis zu 350 MV zur Verfügung stellen. In den acht gebogenen Strecken zwingen 3280 Dipolmagnete mit einem Feld von ca. 0.1 T die Teilchen auf kreisförmige Bahnen; je rund 500 Quadrupole und Sextupole fokussieren die Strahlen, deren Ausdehnung in den Wechselwirkungsregionen etwa $\sigma_x = 250\,\mu$m in horizontaler sowie $\sigma_y = 15\,\mu$m in vertikaler Richtung beträgt. Der Strahl ist nicht kontinuierlich, sondern etwa $4 \cdot 10^{11}$ Teilchen werden in ein Bündel von etwa 1.8 cm Länge gepackt. In den ersten Jahren kreisten vier Bündel jeder Teilchensorte im Ring, ab 1993 waren es acht. Die Bündel kreuzen sich an den Experimenten somit alle 22 bzw. 11 μs. Die erreichbare Luminosität $\mathcal{L}$ ergibt sich mit diesen Werten zu

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 n_b f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \approx 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\ , \qquad (3.1)$$

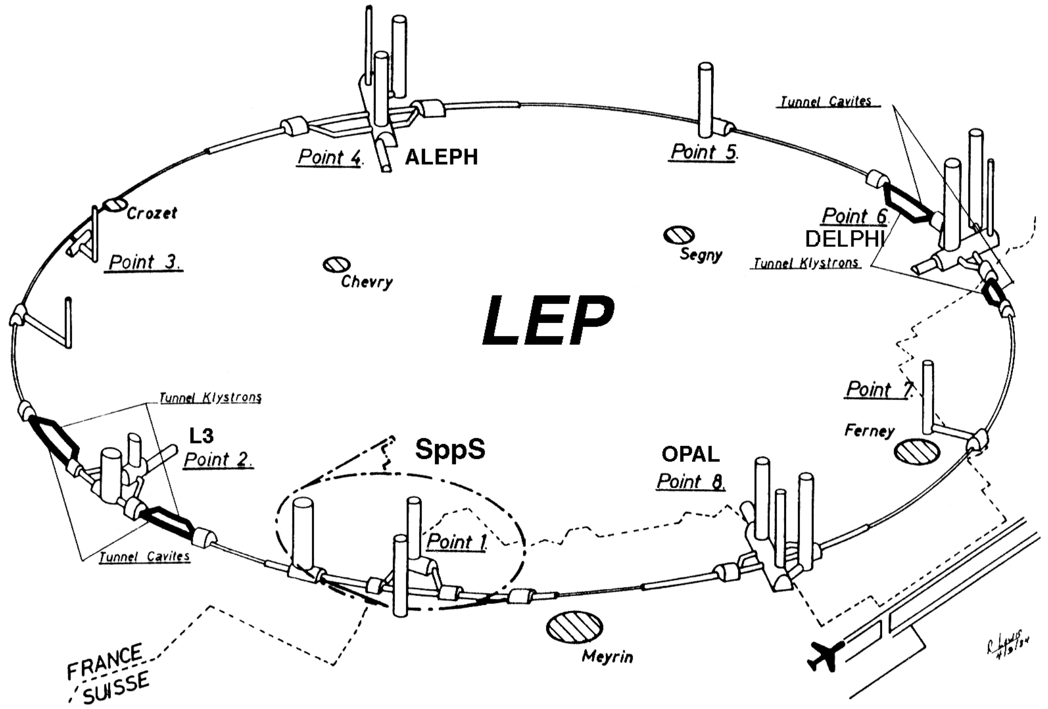


Abbildung 3.1: Übersicht über den Beschleuniger LEP mit den vier Experimentierzonen

wobei n_b, N_1 und N_2 die Anzahl von Bündeln bzw. Teilchen pro Bündel sind und f die Umlauffrequenz angibt. Spitzenwerte bei LEP betragen ca. $2 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. Der sichtbare Produktionsquerschnitt für Z – Bosonen bei einer Schwerpunktsenergie von 91.25 GeV ist etwa $\sigma_Z \approx 50\,\mathrm{nb}$, so daß bei einer typischen Strahllebensdauer t von 10 Stunden rund $N_Z = \sigma_Z\,\mathcal{L}\,t \approx 15000$ Z – Bosonen pro Detektor erzeugt werden.

3.2 Der Detektor ALEPH

Der Aufbau von ALEPH folgt dem klassischen Design eines „4π – Detektors“ an einem Speicherring. Er ist annähernd zylindersymmetrisch um die Strahlachse gebaut und besteht aus einem etwa 5 m langen „Barrel“ und zwei Endkappen, bei einer Gesamthöhe von ca. 10 m. Die Geometrie legt Zylinderkoordinaten zur Beschreibung nahe: z bezeichnet im folgenden den Abstand vom Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlrichtung, r den radialen Abstand, ϕ den Azimuthwinkel. Außerdem wird noch der Polarwinkel θ verwendet.
Der innere Teil des Detektors ist mit Spurkammern ausgestattet, um die herum sich Kalorimeter mit einer Magnetspule befinden, welchen schließlich zwei Lagen Myonkammern folgen. Weiterhin sind mehrere Luminositäts – und Untergrunddetektoren dicht am Strahlrohr angebracht. Eine Übersicht über die Anordnung der Detektorkomponenten bietet Abb.3.2.

Bei der Konzeption für ALEPH wurde besonderer Wert gelegt auf eine exakte Vermessung geladener Spuren mit sehr guter Impulsauflösung sowie einer guten Teilchenidentifikation. Um die erstgenannten Anforderungen zu erfüllen, erhielt ALEPH eine supraleitende Spule, die ein homogenes Magnetfeld von 1.5 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Geladene Teilchen

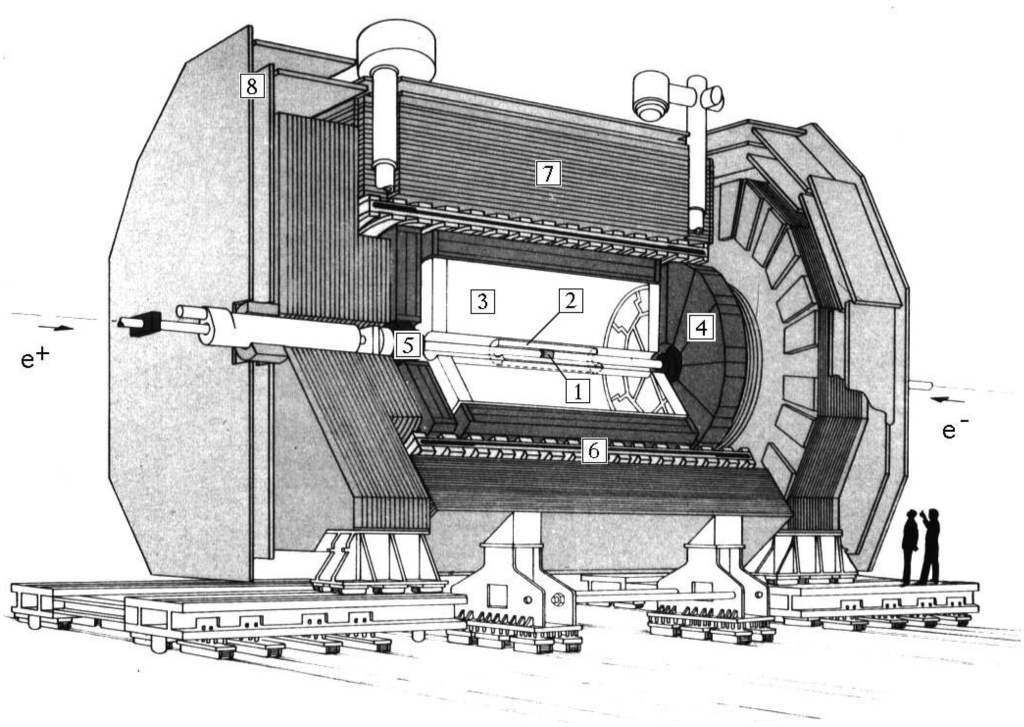


Abbildung 3.2: Ansicht des Detektors ALEPH. Die Ziffern weisen auf folgende Elemente: 1: VDET, 2: ITC, 3: TPC, 4: ECAL, 5: SICAL, LCAL, 6: Spule, 7: HCAL, 8: Myonkammern.

werden in drei Spurdetektoren nachgewiesen: Einem zweilagigen Silizium – Vertexdetektor (VDET), einer Driftkammer (ITC) und einer Zeitprojektionskammer (TPC). Letztere mißt auch den Energieverlust geladener Teilchen und trägt damit zur Teilchenidentifizierung bei. An die TPC schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) an, daß neben der Energiemessung von neutralen und geladenen Teilchen ebenfalls zur Teilchenidentifizierung herangezogen wird. Dem ECAL folgt die schon erwähnte Spule, deren Feld im darum befindlichen Eisen des hadronischen Kalorimeters (HCAL) zurückgeführt wird. Dieses hat die Aufgabe, sämtliche Hadronen, die das ECAL (und die Spule) durchdrungen haben, nach Möglichkeit zu absorbieren, um ihre Energie vollständig zu messen. Die folgenden zwei Lagen von Streamerkammern können dann relativ untergrundfrei Myonen nachweisen.
Im folgenden werden die einzelnen Subdetektoren etwas detaillierter beschrieben, wobei die Untergrund – und Strahlmonitore nicht berücksichtigt werden, da sie in der Analyse keine Verwendung finden.

3.2.1 Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor wurde 1991 in ALEPH eingebaut. Die Nachweiselemente sind 96 quadratische Siliziumwafer von $300\,\mu$m Dicke und 5.12 cm Kantenlänge. Je vier dieser Wafer sind in z – Richtung zu einem ca. 21 cm langen Streifen zusammengefügt. Neun Streifen bilden eine konzentrische innere Lage mit einem mittleren Radius r von 6.3 cm, 15 Streifen sind bei $r \approx 10.9$ cm angebracht (s. Abb.3.3). Der Polarwinkelbereich wird damit bis zu $\cos(\theta) = 0.84$ bzw. 0.66 für die innere bzw. äußere Lage abgedeckt. Beide Seiten jedes Wafers sind mit Auslesestreifen versehen, und zwar auf einer Seite in Strahlrichtung („$r\phi$ – Seite“),

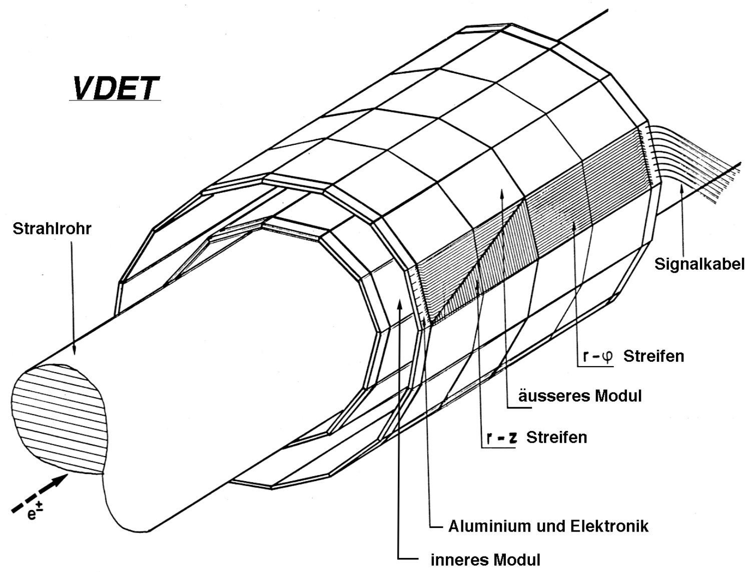


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht des Vertexdetektors

auf der anderen senkrecht dazu („z – Seite“), so daß jeder Wafer i.a. eine vollständige Ortsinformation über einen Teilchendurchgang zur Verfügung stellt. Die Signalstreifen haben einen Abstand von $25\,\mu$m, wobei auf der $r\phi$ – Seite jeder zweite Streifen als „blocking“ – Streifen verwendet wird und die Zahl der Auslesekanäle gegenüber der z – Seite halbiert (512 statt 1024 pro Wafer). Die Effizienz, ein Teilchen aus einem hadronischen Z – Zerfall zu registrieren, liegt für jede Seite bei 97%, und die Ortsauflösung für senkrechte Teilchendurchgänge beträgt $\sigma_{r\phi} \approx 12\,\mu$m, $\sigma_z \approx 10\,\mu$m.
Diese Präzision ermöglicht es zusammen mit den anderen Spurdetektoren, nicht nur den primären Wechselwirkungspunkt sehr genau zu bestimmen, sondern auch Zerfallsvertices kurzlebiger Hadronen zu rekonstruieren, die typische Fluglängen von einigen $100\,\mu$m haben. Der VDET ist damit der wesentliche Detektor, der das *tagging* von bottom Quarks in ALEPH erlaubt, welches in dieser Arbeit genutzt wird.

3.2.2 Die innere Spurkammer

Die innere Spurkammer ist eine zylindrische Driftkammer (Innenradius 12.8 cm, Außenradius 28.8 cm), die den VDET umschließt und acht Lagen parallel zur Strahlachse gespannter Signaldrähte von 2 m Länge aufweist. Wie in Abb.3.4 zu sehen ist, sind um die Signaldrähte, welche sich auf einem positiven Potential von ca. 2 kV befinden, geerdete Felddrähte in einer hexagonalen Struktur angebracht. Ein Felddraht jeder Lage kann zu Kalibrationszwecken gepulst werden. Des weiteren befinden sich im Abstand von zwei Lagen Drahtnetze, die gerissene Drähte auffangen und so einen eventuellen Schaden auf ein kleines Gebiet lokalisieren. Die inneren vier Driftlagen bestehen aus je 96 Waben, die äußeren vier aus je 144, was zu maximalen Driftstrecken von 4.7 mm – 6.5 mm führt. Dem entsprechen Driftzeiten von rund 250 ns in der verwendeten Argon/CO_2 (80%:20%) – Mischung. Diese kurzen Zeiten sind nötig, da die ITC ein wichtiger Bestandteil des Triggersystems ist. Ein ITC – Triggerprozessor leitet Informationen über Spurmuster in weniger als $3\,\mu$s an den Level1 – Trigger weiter.

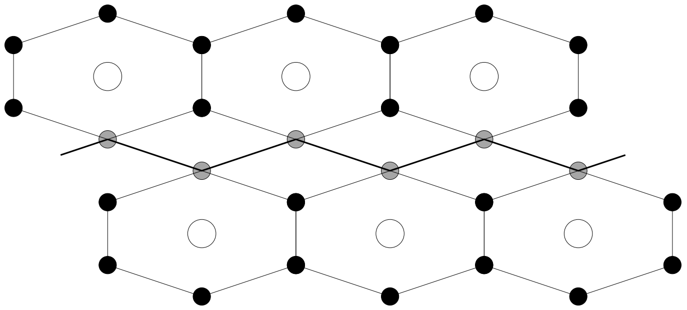


Abbildung 3.4: Schema der Drahtanordnung in der ITC

Die Ortsauflösung in Strahlrichtung wird aus der Ankunftszeit der Signale an den Enden der ITC ermittelt und beträgt $\sigma_z \approx 5\,\mathrm{cm}$, während die Auflösung senkrecht dazu $\sigma_{r\phi} \approx 150\,\mu\mathrm{m}$ erreicht.

3.2.3 Die Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer ist der äußerste und größte der drei Spurdetektoren. Sie enthält ein großes Gasvolumen (91% Argon, 9% Methan) von 4.4 m Länge und 1.8 m Außenradius (Abb.3.5). Durch Ionisation freigesetzte Elektronen driften im Feld einer in der Kammermitte

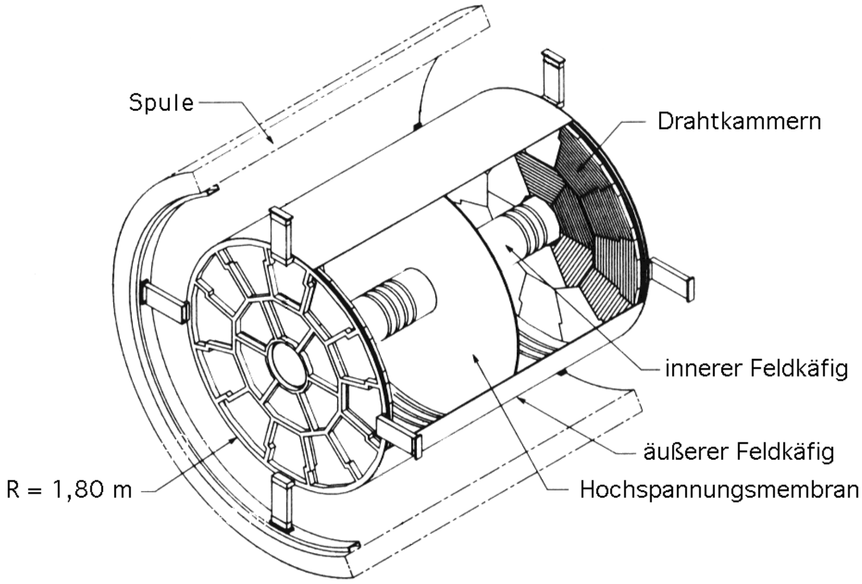


Abbildung 3.5: Aufbau der TPC

gespannten Membran zu den Endplatten, an denen mit einem System von Kathodenplättchen und Vieldrahtproportionalkammern der Ort des Teilchendurchgangs sowie die Ladungsmenge gemessen werden. Bei einer Driftstrecke von bis zu 2.2 m (und Driftzeiten bis 45 μs) spielt das 1.5 T starke Magnetfeld eine wichtige Rolle, da es die Elektronen auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien zwingt und so die Diffusion der Ladungswolke drastisch herabsetzt ($0.8\,\mathrm{mm}/\sqrt{\mathrm{m}}$). Korrekturspulen an den Enden der Hauptspule sorgen dazu für ein möglichst homogenes Feld im Bereich der Endplatten, deren Struktur in Abb.3.6 gezeigt ist. Sie be-

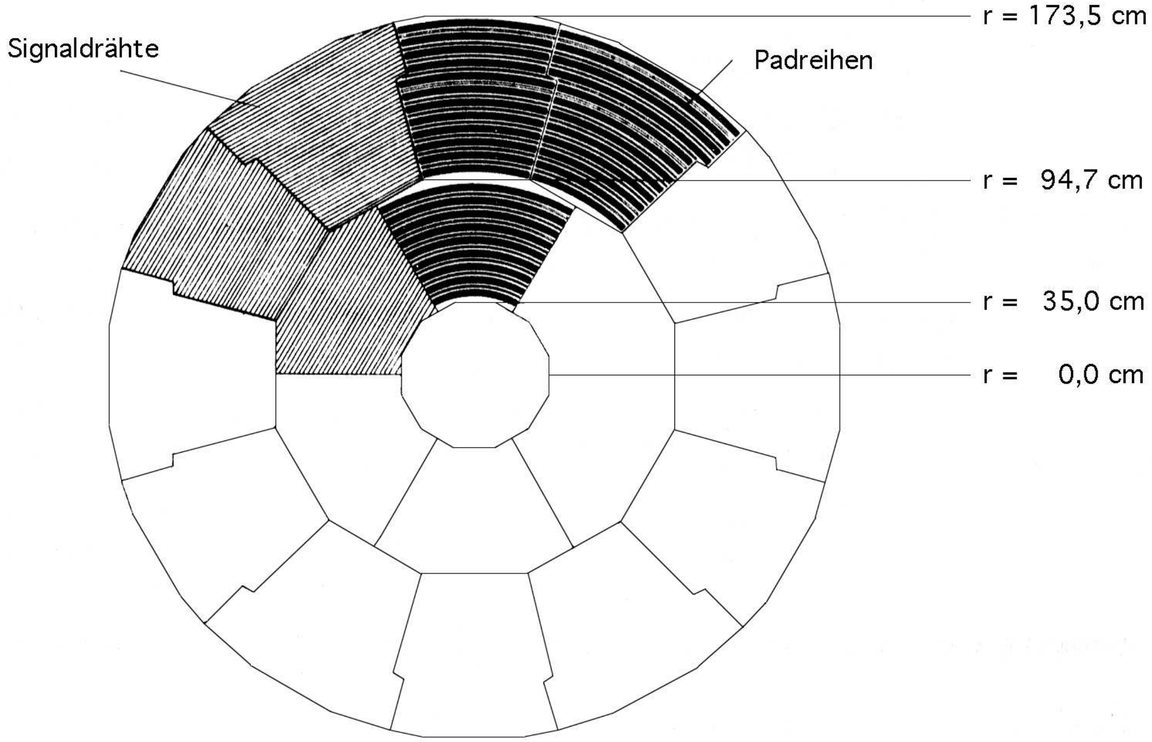


Abbildung 3.6: Schema der TPC – Endplatten

stehen aus sechs inneren und zwölf äußeren Sektoren, die von innen nach außen aus Lagen von *Gate* –, Kathoden – und Signaldrähten, gefolgt von den Kathodenplättchen aufgebaut sind. An den Signaldrähten, die über die Breite der Sektoren gespannt sind, findet die Gasverstärkung statt. Die Amplitude des Signals ist proportional zur primär erzeugten Ladung, so daß eine Messung des Energieverlustes dE/dx des Teilchens durchgeführt werden kann. Je nach Polarwinkel der Teilchenbahn können bis zu 344 Drähte einen Meßwert liefern. Auf die dE/dx – Bestimmung wird in Abschnitt 3.3 näher eingegangen.
Ein Teil der bei der Gasverstärkung an den Anodendrähten erzeugten Ionen würde ohne besondere Vorkehrungen in den Driftraum der TPC gelangen und dort das Driftfeld beeinflussen. Um diesen unerwünschten Effekt zu verhindern, sind sogenannte Gatedrähte 1 cm von den Signaldrähten entfernt angebracht. Mit jeder Strahlkreuzung wird ein schwach negatives Potential an die Drähte gelegt, so daß geladene Teilchen hindurchdriften können. Falls kein Level1 – Trigger vorliegt, bzw. nach der maximalen Driftzeit von 45 μs, wird das Potential so modifiziert, daß die langsam driftenden Ionen zu den Gatedrähten laufen.
Das Anodensignal induziert ein weiteres Signal auf die 4 mm dahinter befindlichen Kupferplättchen. Diese unterteilen sich in 19 Reihen 15 $^\circ$ breiter Triggerstreifen, die Signale für den Level2 – Trigger liefern, und 21 Reihen mit insgesamt 20502 Plättchen pro Endplatte von 6.2 mm Breite und 30 mm Höhe, mit denen die Ortsmessung der Spurkoordinaten vorgenommen wird. Die $r\phi$ – Koordinaten werden aus dem Ladungsschwerpunkt der Signalverteilung berechnet, wobei die Auflösung für isolierte Spuren $\sigma_{r\phi} = 173\,\mu$m erreicht. Die z – Koordinate ergibt sich aus der Driftzeit und kann auch mit den Anodendrähten gemessen werden. Hier liegt die Auflösung bei $\sigma_z = 740\,\mu$m für Spuren, die den zentralen Teil des Detektors passie-

ren.
Mit der exakten Messung von bis zu 21 Spurpunkten pro Teilchen liefert die TPC einen entscheidenden Beitrag zur Impuls– und Richtungsmessung, auf die in Abschnitt 3.3 weiter eingegangen wird.

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter umschließt die TPC mit seinem Barrel und den beiden Endkappen. Es soll Elektronen und Photonen möglichst vollständig absorbieren sowie ihre Energie und Richtung messen. Eine hohe Granularität trägt außerdem zur Teilchenidentifikation bei.
Endkappen und Barrel sind azimuthal in zwölf Module unterteilt. Jedes Modul besteht aus 45 sich abwechselnden Lagen von Blei und Vieldrahtkammern (Abb.3.7) mit einer Gesamtdicke entsprechend 22 Strahlungslängen X_0. Das an den Anodendrähten der Kammern erzeugte

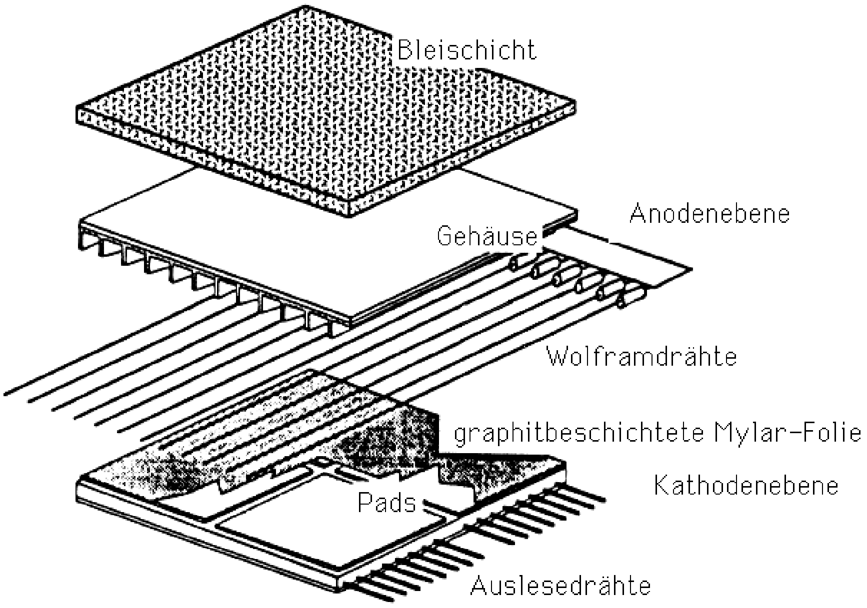


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung einer Lage in einem ECAL – Modul

Signal wird über gegenüberliegende Kathodenplättchen von ca. $3 \times 3\,\mathrm{cm}^2$ ausgelesen. Radial hintereinanderliegende Plättchen sind so miteinander verbunden, daß sich „Türme" ergeben, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen und — abhängig vom Polarwinkel — eine Granularität $\Delta\theta \times \Delta\phi \sin\theta$ von $10\,\mathrm{mrad} \times 10\,\mathrm{mrad}$ bis $17\,\mathrm{mrad} \times 17\,\mathrm{mrad}$ aufweisen. Diese Abmessungen sind vergleichbar mit der transversalen Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern. Die Ortsauflösung beträgt in Winkelkoordinaten $\sigma_\phi = \sigma_\theta / \sin\theta = (0.32 + 2.7/\sqrt{E/(\mathrm{GeV})})$ mrad. Jeder Turm wird in drei Ebenen ausgelesen, die von innen nach außen 10, 23 und 12 Lagen Blei mit einer Dicke von 2 mm in den ersten beiden Ebenen und 4 mm in der letzten enthalten. Dies entspricht etwa 4, 9 und 9 Strahlungslängen. So ergibt sich eine Information über die longitudinale Schauerentwicklung, die zur Diskriminierung von Hadronen und Elektronen bei der Teilchenidentifizierung herangezogen wird. Die Energieauflösung für Elektronen wurde für das Barrel und den Zentralbereich der Endkappen zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 0.009$$

bestimmt; am inneren Rand der Endkappen ($|\cos\theta| \geq 0.91$) und im Überlappbereich zum Barrel verschlechtert sich dieser Wert allerdings um etwa 30%.

3.2.5 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter soll sämtliche Teilchen (bis auf Myonen und Neutrinos) absorbieren, die die Spule durchdringen. Zusammen mit dem ECAL kann dann die Energie von Hadronen gemessen werden; außerdem spielt das HCAL eine wichtige Rolle in der Myonidentifikation. Es ist ähnlich dem ECAL konzipiert; die Endkappen sind azimutal in je sechs Module unterteilt, das Barrel in 24. Das passive Material des Kalorimeters besteht aus Eisen, welches als Magnetjoch dient und im Barrel etwa 7.2 Wechselwirkungslängen λ_{int} ergibt. Ein Modul besteht aus 22 Lagen von 5 cm dickem Eisen und einer äußeren Lage von 10 cm. Der aktive Teil wird von Proportionalzählern gebildet, die im *limited streamer* Modus betrieben werden und sich zwischen den Eisenplatten befinden. Einzelne Zähler sind 8 cm breit und enthalten acht Anodendrähte, die mit einem Abstand von 1 cm gespannt sind. Die Auslese erfolgt auf drei Arten: Kathodenplättchen sind wie beim ECAL zu projektiven Türmen verbunden. Mit ihnen wird die Schauerenergie gemessen. Für senkrecht einfallende Pionen beträgt die Energieauflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} .$$

Die Größe der Türme beträgt $\Delta\theta \times \Delta\phi \approx 65\,\mathrm{mrad} \times 52\,\mathrm{mrad}$ im Barrelbereich; im Schnitt überdeckt ein HCAL – Turm 14 ECAL – Türme.
Parallel zu den Drähten laufen Streifen, die eine digitale Information liefern, ob ein Draht angesprochen hat. So entsteht z.B. im Barrel ein charakteristisches Spurmuster in r und ϕ für ein ohne nukleare Wechselwirkung hindurchfliegendes Myon. Diese Signale bilden daher die Grundlage zur Myonidentifikation.
Schließlich werden noch Gruppen von Drähten gemeinsam ausgelesen und die Information über die in den Modulen deponierte Energie an den Level1 – Trigger weitergeleitet.

3.2.6 Die Myonkammern

Außerhalb des hadronischen Kalorimeters befinden sich zwei Lagen von Myonkammern im Abstand von 50 cm. Ihr Aufbau ist ähnlich den Proportionalzählern im HCAL, allerdings besteht jeder Zähler aus zwei Drahtebenen mit je einer Ebene von Auslesestreifen in Drahtrichtung und senkrecht dazu. Mit der Kenntnis der Kammerposition läßt sich so ein Raumpunkt pro Lage für jedes hindurchfliegende Teilchen vermessen.
Mit Hilfe der Myonkammern verbessert sich die Myonidentifikation erheblich: Von Myonkandidaten, die im HCAL gefunden werden, haben 94% der tatsächlichen Myonen mindestens einen assoziierten Spurpunkt in einer der Kammern, während der Untergrund durch diese Forderung um einen Faktor 5 reduziert wird.

3.2.7 Die Luminositätsdetektoren

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes σ eines physikalischen Prozesses ist die Kenntnis der Strahlluminosität notwendig; die Anzahl gemessener Ereignisse N ist ihr direkt proportional:

$$N = \sigma \cdot L \qquad , \qquad L = \int \mathcal{L}\, dt \; . \tag{3.2}$$

Die Luminosität wird ihrerseits über einen extrem genau bekannten Prozeß, die Bhabha – Streuung ($e^+e^- \to e^+e^-$), gemessen. Da sich ihr Wirkungsquerschnitt bei kleinen Streuwinkeln θ wie $1/\sin^4(\theta/2)$ verhält, folgt, daß die Luminositätsmessung nahe am Strahlrohr erfolgt und die Detektoren über eine gute Winkelauflösung verfügen sollten, um systematische Fehler zu minimieren.
Bei ALEPH wird die Luminosität mit drei verschiedenen Detektoren gemessen, auf die hier kurz eingegangen werden soll.

BCAL

Im Abstand z von ± 7.7 m vom Wechselwirkungspunkt befinden sich die *Bhabha – Kalorimeter* BCAL. Sie bestehen aus einem Paar von quaderförmigen ($3\times5\times14\,\mathrm{cm}^3$) Wolfram – Szintillator Sandwich – Kalorimetern, die sehr dicht am Strahl plaziert sind. Ihre Akzeptanz reicht bis zu $\theta = 5.1$ mrad, so daß sie mit einer typischen Rate von 5 Hz Bhabha – Ereignisse detektieren. Sie eignen sich damit hauptsächlich zu einer schnellen Messung von Luminositätsänderungen während des Betriebes; die absolute Luminositätmessung ist allerdings mit größeren systematischen Fehlern behaftet und wird auf die SICAL – Messung normiert.

LCAL

Das *Luminositätskalorimeter* LCAL ist in $z = \pm 2.63$ m angebracht. Zwei halbkreisförmige Module, bestehend aus 38 Lagen Blei und Drahtkammern, umschließen jeweils die Strahlröhre und decken einen Polarwinkel von $45 - 160$ mrad ab. Es ist in seiner Konstruktion dem ECAL sehr ähnlich (z.B. erfolgt die Auslese in projektiven Türmen) und wird neben der Luminositätsmessung auch zur Bestimmung der Energiefluß – Objekte herangezogen, die im nächsten Kapitel beschrieben wird.

SICAL

Das *Silizium – Kalorimeter* SICAL wurde 1992 in ALEPH installiert und ist mit $z = \pm 2.5$ m der innerste der drei Luminositätsdetektoren. SICAL ist ein 12 – lagiges Wolfram – Silizium Kalorimeter, das den Winkelbereich von $24 - 58$ mrad überdeckt. Mit einem systematischen Fehler von 0.09% auf die Luminositätsmessung ist SICAL der präziseste der drei Detektoren.

3.2.8 Der Trigger

Wenn LEP mit je acht Bündeln von Elektronen und Positronen gefüllt ist, kreuzen sich die Strahlen bei ALEPH mit einer Rate von fast 100 kHz, Z – Bosonen werden allerdings nur mit etwa 0.5 Hz erzeugt. Die Aufgabe des Triggersystems ist es, bei jeder Strahlkreuzung schnell zu entscheiden, ob es sich um ein „interessantes“ Ereignis handelt und in dem Fall die Auslese sämtlicher Subdetektoren zu starten. Diese benötigt einige Millisekunden, während denen keine weiteren Ereignisse aufgenommen werden können. Der Trigger sollte deshalb neben einer hohen Effizienz für gewünschte Prozesse (im wesentlichen Z – Zerfälle, Bhabha – Streuung und 2 – Photon – Kollisionen) eine gute Untergrundrejektion aufweisen. Der Untergrund besteht hauptsächlich aus Synchrotronstrahlung, Wechselwirkungen der Strahlen mit in der Strahlröhre befindlichem Restgas, oder Teilchen, die den nominellen Orbit verlassen und Reaktionen mit Kollimatoren oder anderem Material eingehen. In der Regel ist dieser Untergrund so gering, daß die Datennahme mit wenigen Prozent Totzeit läuft und die Triggereffizienz sehr nahe bei 100% liegt. Das Triggersystem ist in drei Stufen (*Levels*) unterteilt, wobei Level2 und Level3 nur in Aktion treten, falls auf der vorhergehenden Stufe eine positive Triggerentscheidung getroffen wurde.

Level1

Der Level1 – Trigger erhält Signale von der ITC, ECAL, HCAL, LCAL und SICAL. Die Luminositätsdetektoren liefern bereits „ja“ oder „nein“ Triggerentscheidungen, die übrigen Daten werden vom Level1 – Trigger innerhalb von $5\,\mu$s verarbeitet und ein „ja“ für die folgenden vier Signaturen weitergegeben:

- Energiedeposition im ECAL: Mindestens 5.5 GeV im Barrel oder 4.5 GeV in einer bzw. je 1.7 GeV in jeder Endkappe.
- Geladene Spur und ECAL: Ein Spursignal aus der ITC und mindestens 1 GeV in einem damit korrelierten ECAL – Modul.
- Geladene Spur und HCAL: Ein Spursignal aus der ITC und Treffer in einem damit korrelierten HCAL – Modul.
- Zwei geladene Spuren: Zwei Spursegmente in der ITC, die in entgegengesetzte Richtungen weisen.

Da für die meisten Ereignisse mehr als nur einer dieser Punkte erfüllt ist, läßt sich aus den Daten die Effizienz der einzelnen Trigger bestimmen. Für hadronische Z – Zerfälle ergibt sie sich zu (99.99 ± 0.01)%. Die Level1 – Triggerrate beträgt typischerweise 5 Hz, von denen ca. $2-3$ Hz von den Luminositätsdetektoren herrühren, je 0.5 Hz aus Z – und 2 – Photon – Ereignissen und der Rest sich aus Untergrund, Rauschen und kosmischer Strahlung zusammensetzt.

Level2

Für den Level2 – Trigger wird die ITC – Information durch TPC – Signale ersetzt, die eine genauere Spurmessung zur Verfügung stellen. Bedingt durch die Driftzeiten in der TPC steht die Level2 – Entscheidung etwa $50\,\mu$s nach dem Level1 – Signal zur Verfügung. Sollte diese Entscheidung positiv sein, wird der gesamte Detektor ausgelesen.

Level3

Dieser Trigger nutzt sämtliche nach der Auslese zur Verfügung stehende Information und untersucht die Ereignisse per Software eingehender als die beiden Hardware – Trigger. Er war dafür konzipiert, im Falle hohen Untergrundes die Triggerrate auf $1-2$ Hz zu reduzieren, damit die zu speichernde Datenmenge handhabbare Größe behält. Da dieser Wert i.a. aber bereits nach Level2 erreicht ist, verwirft Level3 nur einen kleinen Bruchteil von Ereignissen.

3.3 Software

Die Analyse greift nicht auf die von ALEPH genommenen Rohdaten zu, sondern benutzt sie in einer bereits aufbereiteten Form: Teilchenspuren sind rekonstruiert und zum Teil identifiziert. Das Softwarepaket ALPHA [60] stellt diese Informationen in leicht zugänglicher und physikalisch motivierter Form zur Verfügung. Darüber hinaus bietet ALPHA Algorithmen an, mit denen sich komplexere Analyseschritte bearbeiten lassen; insbesondere werden in dieser Arbeit die dE/dx – Bestimmung sowie das *b – tagging* verwendet, welches im nächsten Kapitel beschrieben wird. Hier soll zunächst auf die Aufbereitung der Daten sowie die Implementierung von Monte – Carlo – Generatoren eingegangen werden.

3.3.1 Ereignisrekonstruktion

Bei der Datennahme werden die Ereignisse nach jedem Run prozessiert. Das Programm JULIA [61] führt die Ereignisrekonstruktion durch und erstellt ein sogenanntes *Production Output Tape* (POT). Die Information wird dann weiter reduziert und auf DST's (*Data Storage Tapes*) bzw. mini – DST's geschrieben. Letztere wurden für diese Analyse benutzt und enthalten z.B. keine Informationen mehr über einzelne Spurpunkte, sondern nur noch die Parameter inklusive Fehlern aus dem Spurfit.

Geladene Spuren

Die Rekonstruktion geladener Spuren beginnt mit den TPC – Daten. Aus nahe beieinanderliegenden Spurpunkten werden Spursegmente gebildet. Diese werden dann miteinander verbunden, wenn sie mit einer Helix verträglich sind, wie sie sich aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld ergibt. Diese vorläufigen Spuren werden zu den inneren Detektoren ITC und VDET extrapoliert. Finden sich dort passende Treffer, so werden sie den Spuren zugeordnet. An sämtliche Punkte einer so bestimmten Spur wird nun erneut ein Fit der Helix – Parameter vorgenommen, der z.B. die Vielfachstreuung der Teilchen im Detektormaterial berücksichtigt oder nach „Knicken“ (*kinks*) sucht, die auf den Zerfall eines langlebigen Teilchens hinweisen. Die Effizienz der Spurrekonstruktion hängt vom Transversalimpuls p_T des Teilchens ab. Spuren mit $p_T < 150\,\mathrm{MeV}/c$ erreichen nicht mehr die TPC und werden nicht rekonstruiert; es zeigt sich, daß für einen guten Spurfit mindestens vier TPC – Punkte vorhanden sein sollten. In hadronischen Z – Zerfällen werden 98.6% aller Spuren rekonstruiert, die die innersten vier Padreihen kreuzen; die Ineffizienz rührt von inaktiven Detektorbereichen und sich überlappenden Spuren her.
Aus $Z \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen wurde die Auflösung des Transversalimpulses bestimmt. Sie erreicht

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{\Delta p_T}{p_T^2} = 6 \times 10^{-4}\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1}\ .$$

Für niederenergetische Spuren beeinträchtigt die Vielfachstreuung diesen Wert. Für das weiter unten beschriebene b – tagging ist weiterhin die Auflösung des Impaktparameters δ relevant. Der Impaktparameter ist der kleinste Abstand einer Spur zum Hauptvertex; seine Auflösung wird in hadronischen Z – Zerfällen bestimmt, indem die Breite der Verteilung von Spuren gemessen wird, die im Vergleich zu ihrer Flugrichtung scheinbar *hinter* dem Hauptvertex entstanden sind. Man findet

$$\sigma(\delta) = 25\,\mu\mathrm{m} + \frac{95\,\mu\mathrm{m}}{p\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1}}\ .$$

Insbesondere bei der Auflösung in Strahlrichtung zeigt sich die überragende Bedeutung des Vertexdetektors: $\sigma(\delta_{rz})$ vergrößert sich fast um einen Faktor 30, wenn man den Spurfit ohne die VDET – Information durchführt.

Energiefluß – Objekte

Für die Analyse von Ereignissen stehen neben geladenen Spuren noch die Daten aus den Kalorimetern zur Verfügung. Im allgemeinen sind beide Informationen redundant: Die Energie eines Elektrons z.B. läßt sich sowohl aus der Krümmung seiner Spur als auch aus der Energiedeposition im ECAL bestimmen. Es ist deshalb wünschenswert, einerseits beide Informationen zu kombinieren, um eine präzisere Messung zu ermöglichen, andererseits einen Satz disjunkter Objekte zu bilden, die bereits ein gutes Abbild des physikalischen Ereignisses darstellen (die Elektronspur und ihre zugehörige ECAL – Energie sollten also zu *einem* Objekt zusammengefaßt werden). Zu diesem Zweck wurde in ALEPH der sogenannte *Energy Flow* Algorithmus (EFLW) entwickelt. Er bearbeitet ein Ereignis in zwei Schritten.
Zunächst werden die Daten einer „Reinigung“ unterzogen: Geladene Spuren, die weniger als vier TPC – Spurpunkte besitzen oder nicht auf den Hauptvertex weisen, werden eliminiert, falls sie nicht als V^0 rekonstruiert werden können. Außerdem werden rauschende Kalorimeterkanäle entfernt.
Die übrig gebliebenen geladenen Spuren und kalometrischen *Cluster* werden dann zu „Kalorimeterobjekten“ verknüpft. Jedes Kalorimeterobjekt wird daraufhin folgendermaßen weiterprozessiert:

1. Allen vorher ausgewählten geladenen Spuren wird die Pionmasse zugewiesen und sie werden als geladene Energie gezählt.

2. Eine als Elektron identifizierte Spur wird mit ihrer zugehörigen ECAL – Energie vom Kalorimeterobjekt entfernt. Sollte die Differenz aus ECAL – Energie und Spurimpuls mehr als dreimal der Auflösung entsprechen, wird dieser Überschuß als Bremsstrahlungsphoton angesehen und als neutrale Energie gezählt.

3. Eine als Myon identifizierte Spur wird vom Kalorimeterobjekt entfernt und die erwartete Energiedeposition in den Kalorimetern subtrahiert.

4. Als Photonen oder π^0 identifizierte Cluster werden als neutrale Energie gezählt und vom Kalorimeterobjekt entfernt.

5. Die in den Kalorimetern verbliebene Energie wird summiert und mit den Impulsen der übrig gebliebenen geladenen Spuren verglichen. Ein signifikanter Überschuß wird als neutrales Hadron interpretiert.

Aus dieser Prozedur erhält man eine Liste von (vorläufig) identifizierten Elektronen, Myonen, Photonen und neutralen bzw. geladenen Hadronen. Zusammen mit im LCAL gefundenen Clustern bilden diese die Energiefluß – Objekte. Bis auf Neutrinos sollten alle in hadronischen Z – Zerfällen erzeugte Teilchen in genau einem dieser Objekte repräsentiert werden.
Der Algorithmus verbessert außerdem die Auflösung z.B. in der Messung der totalen Energie eines Ereignisses: Summiert man in hadronischen Z – Zerfällen die gesamte kalorimetrische Energie, ergibt sich $\sigma(E_{cal}) = 11.4\,\mathrm{GeV}$, mit den Energiefluß – Objekten $\sigma(E_{EFLW}) = 6.2\,\mathrm{GeV}$.

3.3.2 Teilchenidentifikation

Mit Hilfe der Anodendrähte der TPC kann der spezifische Energieverlust dE/dx eines geladenen Teilchens gemessen werden[1]. Kennt man außerdem den Impuls des Teilchens, kann über die Bethe – Bloch – Formel [62, 63] die Masse und damit die Identität des Teilchens bestimmt werden. Abb.3.8 zeigt den gemessenen Energieverlust von etwa 40000 geladenen

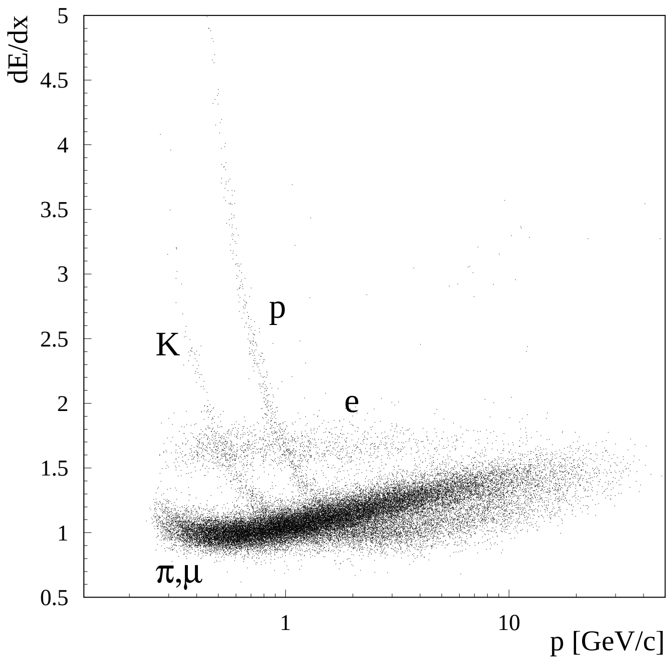


Abbildung 3.8: Energieverlust geladener Spuren als Funktion ihres Impulses.

Spuren als Funktion ihres Impulses. Im niederenergetischen Bereich sind die Bänder für Protonen, Kaonen und Pionen deutlich getrennt, während im Bereich um $1\,\mathrm{GeV}/c$ kaum eine Trennung möglich ist. Diese verbessert sich wieder im sogenannten relativistischen Anstieg bei $p \gtrsim 3\,\mathrm{GeV}/c$.

Zur Messung der Ionisation eines Teilchens muß eine Zuordnung der Anodenpulse zu der Spur vorgenommen werden. Da in hadronischen Z – Zerfällen im allgemeinen mehrere Spuren Pulse auf dem gleichen Draht erzeugen, wird zu jedem rekonstruierten Spurpunkt ein Zeitfenster definiert, in dem der Anodenpuls aufgrund der Driftzeit der Ladungswolke erwartet wird. Pulse, die in das Zeitfenster zweier Spuren fallen, werden nicht berücksichtigt, ebenso Pulse, deren Form nicht mit der einer einzelnen Ionisation verträglich sind. Die Pulse zweier Spuren, die den gleichen Draht treffen, können zeitlich getrennt werden, wenn ihr Abstand in z mindestens 3 cm beträgt. Für minimalionisierende Teilchen weisen etwa 8% aller Drähte, die entlang der Spur liegen, keine meßbare Amplitude auf. Ihnen wird ein kleiner Wert knapp oberhalb der nominellen Schwelle zugewiesen.

Für Spuren, die die gesamte TPC durchqueren, liegen bis zu 344 dE/dx – Meßwerte vor. Diese

[1] Seit einiger Zeit steht auch ein Algorithmus zur Verfügung, mit dem die Signale der Kathodenplättchen zur dE/dx – Messung benutzt werden können. Davon wurde in dieser Analyse kein Gebrauch gemacht.

werden nach ihrer Größe sortiert, und die 8% kleinsten Pulse werden im weiteren ignoriert, um den systematischen Effekt der eben erwähnten Prozedur zu minimieren. Die dE/dx – Werte sind Landau – verteilt mit großen Fluktuationen zu hohen dE/dx – Messungen. Um die Sensitivität des Mittelwertes der dE/dx – Verteilung auf diese statistischen Schwankungen zu reduzieren, werden die 40% größten Pulse ebenfalls nicht in der dE/dx – Messung berücksichtigt; es wird ein sogenannter *truncated mean* bestimmt. Die dE/dx – Werte werden so normiert, daß minimalionisierende Teilchen $dE/dx = 1$ ergeben. Eine Kalibration der dE/dx – Verteilungen für verschiedene Teilchensorten erfolgt mittels Anpassungen einer modifizierten Bethe – Bloch – Formel direkt an speziell selektierten Daten. Für eine gegebene Teilchenhypothese kann dann die erwartete Ionisation $(dE/dx)_{erw}^{Hyp}$ mit der tatsächlich gemessenen, $(dE/dx)_{gem}$ verglichen werden. In der vorliegenden Analyse wird dazu

$$\chi_{dE/dx} = \left| \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{gem} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{erw}^{Hyp}}{\sigma_{dE/dx}} \right|$$

bestimmt. Die Auflösung $\sigma_{dE/dx}$ hängt unter anderem von der Teilchenhypothese und der Zahl der für die Messung benutzten Drähte ab. Die relevante Größe zur Diskriminierung einer Teilchensorte gegen eine andere ist die Trennung der jeweiligen dE/dx – Werte. Für die in dieser Arbeit zu identifizierenden Pionen und Kaonen ist die Trennung für kleine Impulse ($p < 0.6\,\mathrm{GeV}/c$) sehr gut, für $p > 3\,\mathrm{GeV}/c$ wird eine Trennung von zwei Standardabweichungen erzielt.

3.3.3 Monte – Carlo – Simulation

Die Simulation hadronischer Z – Zerfälle basiert in ALEPH standardmäßig auf dem Programm JETSET [35]. JETSET wird dabei verbunden mit dem Programm DYMU [64], welches den elektroschwachen Prozeß $e^+e^- \to Z \to q\overline{q}$ generiert. Beide Generatoren sind eingebettet in das Programm HVFL [65], mit welchem die Parameter insbesondere für JETSET gesetzt werden. Die Werte der Parameter werden aus Anpassungen verschiedener Verteilungen wie Ereignisformvariablen oder Impulsspektren an die ALEPH – Daten gewonnen. Für die vorliegende Analyse wurden die Parameter der Version HVFL05 verwendet.
Ähnliche Parametersätze wurden für ARIADNE [49] und HERWIG [40] erstellt, welche hier für systematische Studien benutzt werden.
Das Programm KINGAL [66, 67] konvertiert die Ausgabe der verschiedenen Generatoren auf einen einheitlichen Standard, so daß die generierten Ereignisse mit identischen Programmen weiterbearbeitet werden können. Die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit dem Detektor wird mit dem Programm GALEPH [68] simuliert, welches auf dem Paket GEANT [69] beruht. Die von GALEPH erzeugte Datenstruktur ist identisch zu der der tatsächlich genommenen Daten, so daß simulierte Ereignisse ganz analog zu wirklichen behandelt werden können.

Kapitel 4

Analysemethode

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Analyse gegeben. Dazu wird im nächsten Abschnitt auf einige Eigenschaften der D^* – Produktion eingegangen und die generelle Strategie der Analyse vorgestellt. Danach wird die Konstruktion zweier in der Analyse verwendeter Observablen beschrieben und erläutert, wie daraus mit Hilfe von Anpassungen die Meßergebnisse gewonnen werden. Abschließend werden dann die einzelnen Analyseschritte kurz aufgeführt.

4.1 Motivation der Methode

In dieser Arbeit wird die Produktion von D^* – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen untersucht. Insbesondere sollen die drei beitragenden Prozesse — Z – Zerfälle in Charm – Quarks, Zerfälle von b – Hadronen und Gluon – Splitting in schwere Quarks — voneinander getrennt werden. Ein wesentlicher Gegenstand der Untersuchung ist die Energieverteilung der D^* – Mesonen. Sie unterscheidet sich für die drei Quellen und motiviert viele Aspekte der hier gewählten Vorgehensweise. Die Energieverteilung wird üblicherweise in der Variablen $X_E = 2E(D^*)/E_{CM}$ ausgedrückt. Abb.4.1 zeigt diese Verteilung für D^* – Mesonen aus primären und sekundären Charm – bzw. Bottom – Quarks. Es ist ersichtlich, daß sich die D^* – Mesonen aus Gluon – Splitting bei kleinen X_E aufhalten. Dies ist aber gleichzeitig auch der Bereich, welcher der D^* – Rekonstruktion am schwierigsten zugänglich ist. Der kombinatorische Untergrund wächst mit fallendem X_E, so daß das Signal – zu Untergrundverhältnis damit abnimmt. Um in dem Bereich $X_E \leq 0.3$ noch ein genügend sauberes Signal zu erhalten, benötigt man einen Zerfallsmodus, der mit guter Effizienz bei gleichzeitig geringem Untergrund rekonstruiert werden kann. Die Zerfallskette $D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to K^-\pi^+\pi_s^+$ stellt sich hierfür als die bei weitem erfolgversprechendste heraus. Zum einen ermöglicht der geringe zur Verfügung stehende Phasenraum[1] im Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ eine sehr gute Auflösung des D^* – Signals, zum anderen ist der Untergrund zum Zweikörperzerfall des D^0 reduziert im Vergleich zu Zerfällen höherer Multiplizität, da die Wahrscheinlichkeit, daß zufällige Kombinationen von Fragmentationsspuren im Bereich der D^0 – Masse liegen, deutlich kleiner ist.
Es existieren bereits Messungen der D^* – Produktion von ALEPH [70], DELPHI [71] und OPAL [11, 72]; mit Ausnahme der Analyse in [11] wird der Beitrag aus dem Gluon – Splitting aber nicht untersucht. Des weiteren werden in diesen Analysen nur D^* – Mesonen oberhalb einer

[1] Im Ruhesystem des $D^{*\pm}$ erhalten die Zerfallsprodukte einen Impuls von $\approx 40\,\mathrm{MeV}/c$, daher der Index s für „soft“ an dem Pion. Der maximale Laborimpuls des π_s ist $p_{max} \approx 0.9\,\mathrm{GeV}/c$ für $X_E = 0.2$ und $p_{max} \approx 4.2\,\mathrm{GeV}/c$ für $X_E = 1$.

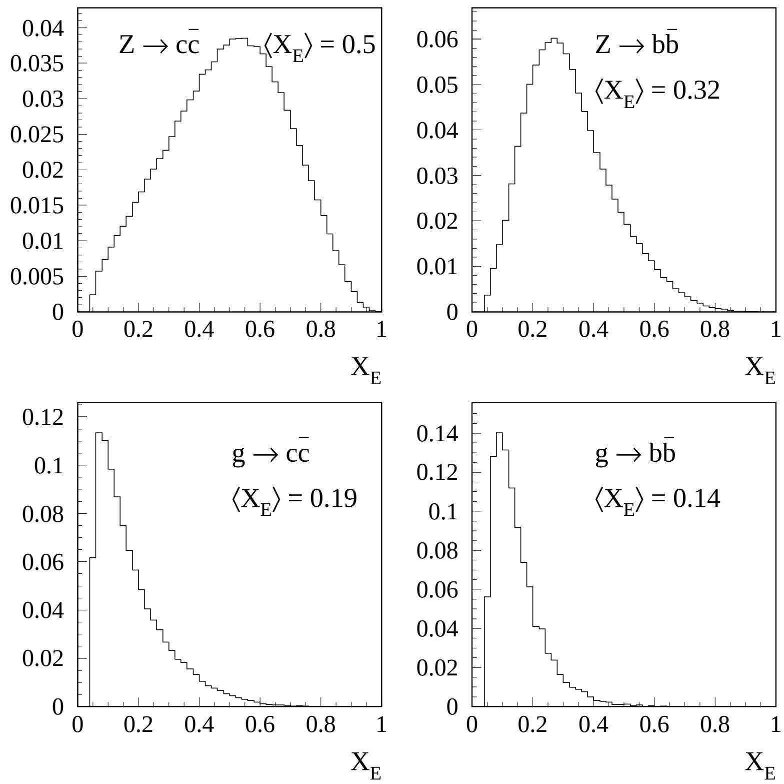


Abbildung 4.1: X_E – Verteilung von D* – Mesonen aus primären und sekundären Quarks

gewissen Energie betrachtet ($X_E > 0.25$ in [70], $X_E > 0.15$ in [71], $X_E > 0.2$ in [72]). Dies hat zur Folge, daß zur Bestimmung der totalen D* – Produktionsraten Annahmen über den Verlauf der Fragmentationsfunktionen in dem nicht gemessenen Bereich gemacht werden müssen und auf den Beitrag des Gluon – Splittings korrigiert werden sollte. In [70] wird dieser nicht betrachtet und in [71] und [72] aus einer dedizierten Messung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$ der OPAL – Kollaboration [12] abgeschätzt.
Während die ALEPH – Analyse [70] auf rund $5 \cdot 10^5$ hadronischen Z – Zerfällen basierte, stehen für die vorliegende Arbeit ca. $4 \cdot 10^6$ Z – Zerfälle zur Verfügung, die eine wesentlich präzisere Untersuchung erlauben. Hier soll deshalb, ähnlich wie in [11], das gesamte D* – Spektrum bis zur kinematischen Schwelle von $X_{E,min} = 2M_{\mathrm{D}^{*+}}/E_{CM} \approx 0.045$ gemessen werden, um die aus der Extrapolation der Fragmentationsfunktionen herrührende Abhängigkeit der Resultate zu reduzieren.
Die zu messenden Produktionsraten sind $R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})$, $R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$, wobei $R_q = \Gamma_{\mathrm{q}}/\Gamma_{\mathrm{had}}$ die relative Zerfallsbreite des Z – Bosons in ein q$\overline{\mathrm{q}}$ – Paar bezeichnet und $f(\mathrm{q} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ die Wahrscheinlichkeit, daß aus der Hadronisation des Quarks q ein geladenes D* entsteht. Es soll hier betont werden, daß in dieser Arbeit unter z.B. der Produktionsrate $R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ *nicht* die *Gesamt*produktion von D* – Mesonen aus Z $\to$ c$\overline{\mathrm{c}}$ – Ereignissen verstanden wird, sondern nur der Anteil, der aus der Hadronisation der primär erzeugten Quarks stammt. D* – Mesonen, die in einem Z $\to$ c$\overline{\mathrm{c}}$ – Ereignis aus einem Gluon – Splitting – Prozeß erzeugt werden, werden in $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$ berücksichtigt. Diese Aufteilung ist in den oben erwähnten

Messungen nicht einheitlich; in Kapitel 7 werden die Unterschiede genauer erläutert.
Mit Hilfe eines in der ALEPH – Kollaboration entwickelten *b – Tags* [73, 74] kann der Anteil von D^* – Mesonen aus primären Bottom – Quarks an der Gesamtmenge sehr genau und mit nur kleinem systematischen Fehler auf das Hadronisationsmodell bestimmt werden. Eine Trennung der Anteile $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\overline{c}} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ und $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ ist über das Energiespektrum möglich, beruht allerdings explizit auf einer spezifischen Fragmentationsfunktion. Deshalb wird eine weitere Variable benutzt, die sensitiv auf die charakteristische Struktur („Topologie“) der Gluon – Splitting – Ereignisse ist und weniger stark vom Hadronisationsmodell abhängt. Diese Variable ergibt sich aus der Überlegung, daß ein in schwere Quarks aufspaltendes Gluon zusammen mit seinem Mutterquark i.a. eine größere invariante Masse besitzt als ein einzelner Quarkjet.
Bevor eine genauere Beschreibung dieser Observablen erfolgt, soll hier zunächst noch die zu erwartende D^* – Produktion abgeschätzt werden. Ausgehend von $N_{had} = 4 \cdot 10^6$ hadronischen Z – Zerfällen erwartet man mit $B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) \approx 2.6\%$, $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) \approx f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) \approx 0.25$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}} \approx 2\%$

$$\begin{aligned}
N_{had} \cdot R_b \cdot 2 \cdot f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &\approx 13000\,\mathrm{D}^{*\pm} \text{ aus primären b – Quarks,} \\
N_{had} \cdot R_c \cdot 2 \cdot f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &\approx 10400\,\mathrm{D}^{*\pm} \text{ aus primären c – Quarks,} \\
N_{had} \cdot \overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{Q\overline{Q}}} \cdot 2 \cdot f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &\approx 1140\,\mathrm{D}^{*\pm} \text{ aus Gluon – Splitting.}
\end{aligned}$$

Für die Zahl der tatsächlich gefundenenen D^* muß noch die Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt werden, welche für D^* aus primären Quarks etwa 58% beträgt und für D^* aus $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ etwa 34%, so daß D^* – Mesonen aus dem Gluon – Splitting ca. 3% zur rekonstruierten Menge beitragen. Da die erwartete Zahl von D^* aus $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ klein ist, wird in der Analyse nicht versucht, diesen Anteil durch Schnitte auf z.B. die Anzahl von Jets anzureichern, da dies unweigerlich mit einem Effizienzverlust verbunden ist. Stattdessen sollen die relativen Anteile aus Anpassungen von Referenzverteilungen an die Daten bestimmt werden. Diese Prozedur soll außerdem konsistent durchgeführt werden, d.h. in jedem Analyseschritt werden alle drei Beiträge berücksichtigt. Da Verteilungen in drei Observablen (b – Tag, Topologie und X_E) untersucht werden, lassen sich die Ergebnisse weiterhin untereinander auf Konsistenz prüfen.

4.2 Hemisphärenmassen

In der Analyse wird die charakteristische Topologie von Ereignissen mit Gluon – Splitting – Prozessen ausgenutzt, um eine Diskriminierung gegenüber der D^* – Produktion aus primären Quarks zu erzielen. Zur Motivation ist in Abb.4.2 ein idealisiertes Gluon – Splitting – Ereignis schematisch dargestellt. Da das abgestrahlte Gluon „hart“ ist, ergeben sich in diesen Z – Zerfällen in der Regel drei oder vier Jets. Die Teilchen aus der Hadronisation des abstrahlenden Quarks und des Gluons bilden damit i.a. ein System großer invarianter Masse im Vergleich zu dem „unbeteiligten“ Quarkjet, und diese Eigenschaft soll hier genutzt werden. Dabei wird kein Versuch unternommen, Jets zu bilden und sie zu identifizieren (also z.B. den/die Jet(s) aus dem Gluon – Splitting zu finden), da dies zum einen sehr schwierig und zum anderen mit erheblichen systematischen Unsicherheiten behaftet ist, insbesondere, wenn man weiterhin versucht, ein rekonstruiertes D^* einem der Jets zuzuordnen. Stattdessen wird ein vereinfachter Zugang gewählt, der auf der Annahme basiert, daß in einem $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Ereignis typischerweise drei Quarks mit zusammen großer invarianter Masse in einer Hemisphäre des Ereignisses liegen, während eines der primären Quarks in der gegenüberliegenden Hemisphäre

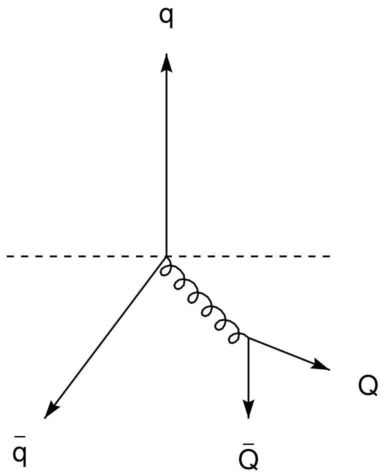


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines hadronischen Z – Zerfalles mit Gluon – Splitting in schwere Quarks. Die gestrichelte Linie deutet die Teilung in zwei Hemisphären an.

gefunden wird. Idealerweise sollte die Flugrichtung dieses Quarks die Achse definieren, zu der das Ereignis in die beiden Hemisphären geteilt wird. In guter Näherung wird diese Richtung von der *Thrust* – Achse wiedergegeben. Sie ist definiert als die Achse, entlang welcher die Summe der Longitudinalimpulse aller Teilchen ein Maximum T annimt:

$$T = max \frac{\sum_i |\vec{p_i} \cdot \vec{n}_{Thrust}|}{\sum_i |\vec{p_i}|} \,. \tag{4.1}$$

Für einen Zwei – Parton – Endzustand ist $T = 1$ und $\vec{n}_{Thrust}$ ist exakt parallel zu den Partonimpulsen; je mehr (und je energetischere) Gluonen abgestrahlt werden, desto kleiner kann T werden und desto schlechter wird i.a. die Rekonstruktion der Richtungen der primären Quarks. In der Analyse läuft die Summe über alle „guten" Energieflußobjekte (Abschnitt 5.1), und ein Ereignis wird senkrecht zur Thrust – Achse in seine Hemisphären geteilt. Für jedes Ereignis lassen sich dann zwei Hemisphärenmassen M_{Schwer} und M_{Leicht} bestimmen, wobei M_{Schwer} (M_{Leicht}) die Masse der schwereren (leichteren) der beiden Hemisphären bezeichnet. In einem Zwei – Jet – Ereignis ist $M_{Schwer} \approx M_{Leicht}$, während in einem $g \rightarrow Q\overline{Q}$ – Ereignis häufig $M_{Schwer} \gg M_{Leicht}$ ist. Die Verteilungen von M_{Schwer} und M_{Leicht} für Z – Zerfälle mit und ohne Gluon – Splitting sind in Abb.4.3 gezeigt. Entsprechend der Abb.4.2 sollten sich weiterhin D^* – Mesonen aus dem Gluon – Splitting überwiegend in der schweren Hemisphäre eines Ereignisses befinden. Im HVFL05 – Monte – Carlo findet man, daß dies für ca. 75% dieser D^* tatsächlich der Fall ist, während D^* aus primären Quarks sich gleichmäßig auf die Hemisphären verteilen.

Die naheliegende Variable zur Diskriminierung von Gluon – Splitting – Ereignissen wäre die Masse der schweren Hemisphäre, M_{Schwer}. Ein Vergleich der Verteilungen in Daten und Monte – Carlo zeigt aber, daß die Übereinstimmung für kleine Werte von M_{Schwer} nicht gut ist. Eine Ursache ist die schlechte Modellierung niederenergetischer neutraler Objekte im Monte – Carlo. In den Daten werden mehr neutrale Objekte mit $E < 1\,\mathrm{GeV}$ gefunden als in der Simulation. Dies ist in Abb.4.4 gezeigt, zusammen mit einem Vergleich für geladene Spuren, wo die Übereinstimmung gut ist.

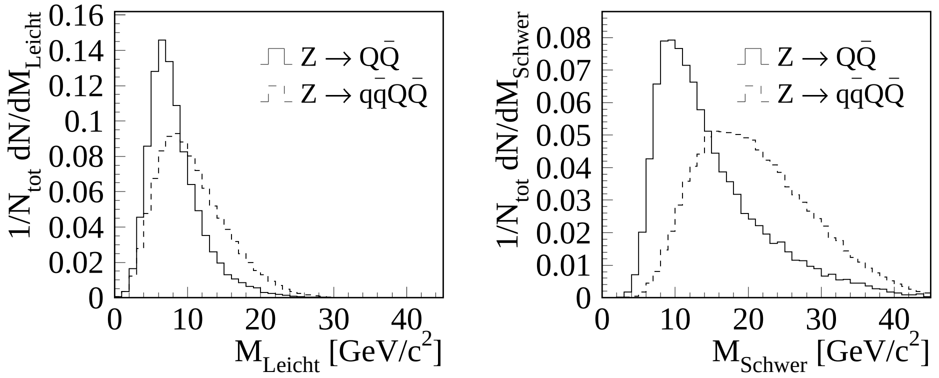


Abbildung 4.3: Verteilung der Massen der leichten und schweren Hemisphäre in Z – Zerfällen in schwere Quarks (durchgezogenes Histogramm) und Z – Zerfällen mit Gluon – Splitting in schwere Quarks (gestrichelt).

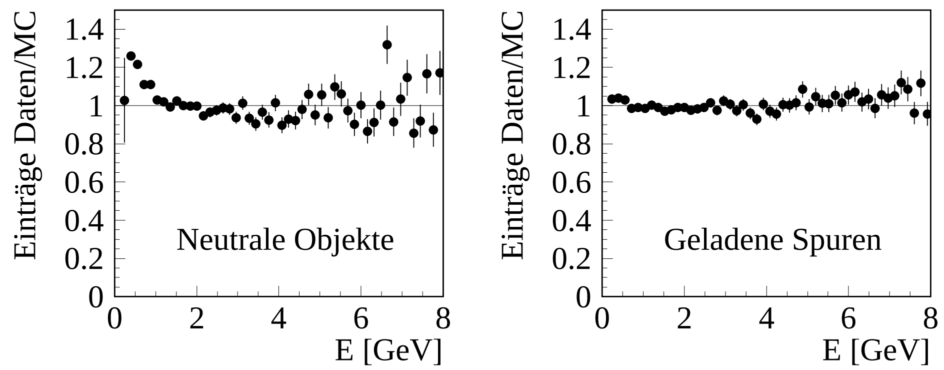


Abbildung 4.4: Vergleich der Anzahlen neutraler Objekte und geladener Spuren als Funktion ihrer Energie in Daten und Monte – Carlo. Die Histogramme sind auf gleiche Mengen von Ereignissen normiert.

Aufgrund dieser Diskrepanz werden zur Berechnung der Hemisphärenmassen nur neutrale Energieflußobjekte mit $E > 1\,\mathrm{GeV}$ sowie alle geladenen Spuren benutzt. Abb.4.5 zeigt, daß der Schnitt zu einer verbesserten Übereinstimmung für $M_{Schwer} < 10\,\mathrm{GeV}/c^2$ führt, in dem Bereich $M_{Schwer} > 30\,\mathrm{GeV}/c^2$ aber noch systematische Abweichungen auftreten; ähnliche Effekte zeigen sich auch für die Verteilungen der leichten Hemisphäre. Obwohl für den gezeigten Fall die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation im Bereich kleiner Massen gut ist, stellt sich heraus, daß der steile Anstieg der Verteilungen sehr sensitiv auf Änderungen im Fragmentationsmodell ist. Dies äußert sich in einer Verschiebung sowohl der leichten als auch

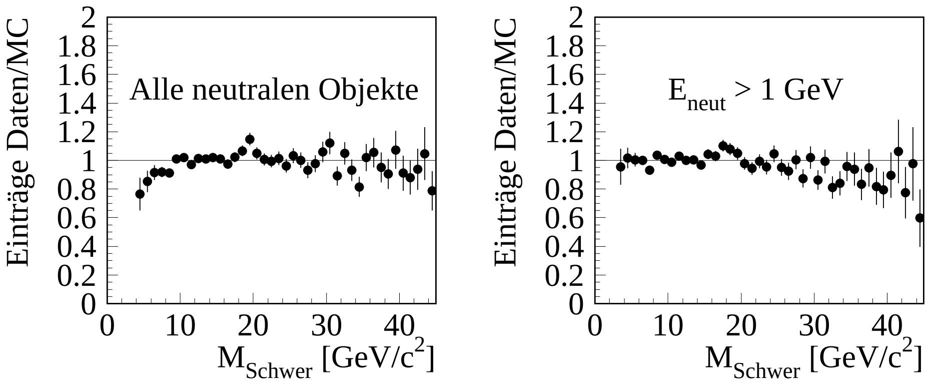


Abbildung 4.5: Vergleich des Verhältnisses der M_{Schwer} – Verteilungen in Daten und Monte – Carlo mit bzw. ohne einen Schnitt auf neutrale Objekte mit $E < 1\,\mathrm{GeV}$.

der schweren Hemisphärenmasse, was zur Folge hat, daß Anpassungen der Monte – Carlo – Verteilungen an die Daten i.a. nicht stabil unter Änderungen der Hadronisationsparameter sind. Deshalb werden nicht die einzelnen Hemisphärenmassen benutzt, sondern für jedes Ereignis wird die Differenz $\Delta M_H = M_{Schwer} - M_{Leicht}$ gebildet. Abb.4.6 zeigt Verteilungen von ΔM_H für D* – Mesonen aus primären Quarks und solche aus Gluon – Splitting – Prozessen. Die Verteilungen für Z $\rightarrow$ b$\bar{\text{b}}$ und Z $\rightarrow$ c$\bar{\text{c}}$ sind sehr ähnlich und werden hier nicht einzeln dargestellt.

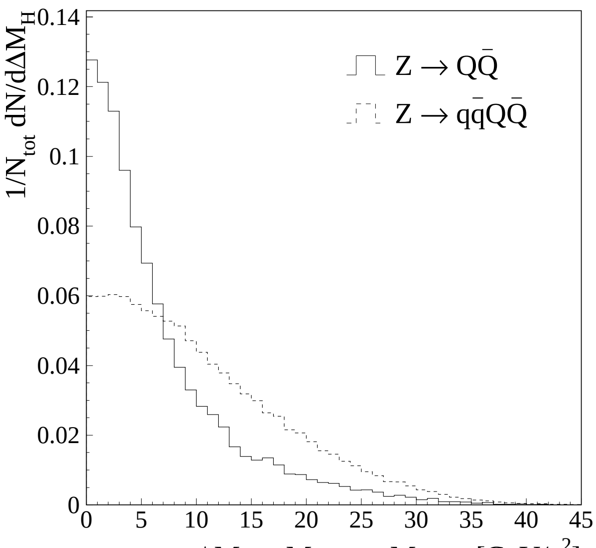


Abbildung 4.6: Verteilungen der Hemisphärenmassendifferenz ΔM_H für Z – Zerfälle in schwere Quarks (durchgezogenes Histogramm) und Z – Zerfälle mit Gluon – Splitting in schwere Quarks (gestrichelt).

Die statistische Sensitivität der Variablen ΔM_H ist etwas geringer als die von M_{Schwer}, die Form der Verteilung ist aber wesentlich stabiler unter Variation von Fragmentationsparametern, so daß systematische Fehler deutlich kleiner werden. Abb.4.7 zeigt einen Vergleich der ΔM_H – Verteilungen zwischen Daten und Monte – Carlo, zum einen für hadronische Z –

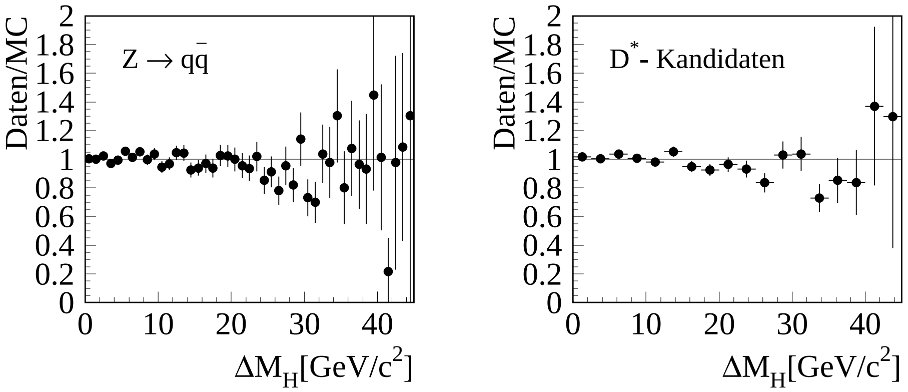


Abbildung 4.7: Vergleich der Massendifferenzen $\Delta M_H = M_{Schwer} - M_{Leicht}$ in Daten und Monte – Carlo. Das linke Bild zeigt Verteilungen für beliebige Z – Zerfälle, das rechte solche für D^* – Kandidaten.

Zerfälle nach einer gewöhnlichen Selektion, zum anderen für eine mit losen Schnitten rekonstruierte Menge von D^* – Kandidaten[2]. In diesen Verteilungen zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation.

4.3 b – Tagging

Im allgemeinen ist es nicht einfach festzustellen, in welches Quarkflavour ein Z zerfallen ist; die besonderen Eigenschaften der b – Hadronen erlauben allerdings in vielen Fällen eine nahezu zweifelsfreie Identifizierung von $Z \rightarrow b\bar{b}$ – Ereignissen. Diese Ausnahmestellung ist zum einen durch ihre mittlere Lebensdauer τ von einigen $100\,\mu m/c$ und zum anderen durch ihre große Masse von etwa $5\,GeV/c^2$ gegeben.
Spuren aus dem Zerfall eines langlebigen Hadrons weisen i.a. einen von Null verschiedenen Impaktparameter D in Bezug auf den Hauptvertex auf. Mit Hilfe des Vertexdetektors läßt sich D für geladene Spuren sehr präzise bestimmen (s.Abschnitt 3.3.1), und diese Messung bildet die Grundlage des hier verwendeten b – Tags.
Langlebige Teilchen können in allen hadronischen Z – Zerfällen auftreten, z.B. K^0, π, Σ in $Z \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ und D^0, Λ_c in $Z \rightarrow c\bar{c}$; die besonderen Eigenschaften der b – Hadronen ermöglichen aber eine effektive Diskriminierung:

- Im Vergleich zu c – Hadronen ist ihre mittlere Fluglänge größer, womit sich größere Impaktparameter ergeben.
- Aufgrund ihrer großen Masse besitzen die Zerfallsteilchen in der Regel einen größeren Transversalimpuls als die leichterer Hadronen, was die Impaktparameter ebenfalls

[2]Die Rekonstruktion wird in Abschnitt 5.2 beschrieben; für die hier gezeigte Verteilung wurde nur der D^0 – Massenschnitt angewandt.

erhöht.

- Zerfälle von b – Hadronen weisen eine höhere mittlere Multiplizität als Zerfälle leichter Hadronen auf, so daß eine Kombination der Impaktparameter aller Spuren zu einer weiter verbesserten Diskriminierung führt.

Diese drei Eigenschaften werden im Programm QIPBTAG [73] zur Konstruktion einer auf den Impaktparametern beruhenden diskriminierenden Variablen P_{uds} genutzt. Das Programm QBMTAG [74] nutzt weiterhin explizit die Unterschiede in den Hadronmassen verschiedener Flavours und erzeugt eine weitere Variable CL_{mass}, welche mit P_{uds} schließlich zu der b – Tagging – Variablen $\mathcal{B}_{tag}$ kombiniert wird.

4.3.1 QIPBTAG

In QIPBTAG werden die Impaktparameter geladener Spuren in Bezug auf den Hauptvertex bestimmt, welcher mit dem Programm QFNDIP [75] rekonstruiert wird. Um eine hinreichende Genauigkeit der Spurmessung zu gewährleisten, wird für jede Spur mindestens ein Treffer im Vertexdetektor verlangt, außerdem müssen sich zwei Jets im Bereich der VDET – Akzeptanz befinden. Um den „physikalischen“ Untergrund zum Impaktparametersignal aus b – Zerfällen zu reduzieren, werden weiterhin V^0 – Zerfälle und Photon – Konversionen gesucht, und genügend gut rekonstruierte V^0 werden im folgenden Algorithmus als Pseudoteilchen berücksichtigt, da sie ihrerseits einen signifikanten Impaktparameter aufweisen können.
Um den Impaktparameter D zu bestimmen, werden zunächst alle Spuren zu Jets zusammengefaßt, wobei der Jetalgorithmus darauf optimiert ist, die Flugrichtung der b – Hadronen möglichst exakt in den Richtungen der Jets wiederzugeben. Der Punkt größter Annäherung einer Spur an ihren Jet wird dann als Entstehungsort des Teilchens betrachtet, und die Spur tangential bis zum Hauptvertex extrapoliert, wie Abb.4.8 zeigt. Der minimale Abstand die-

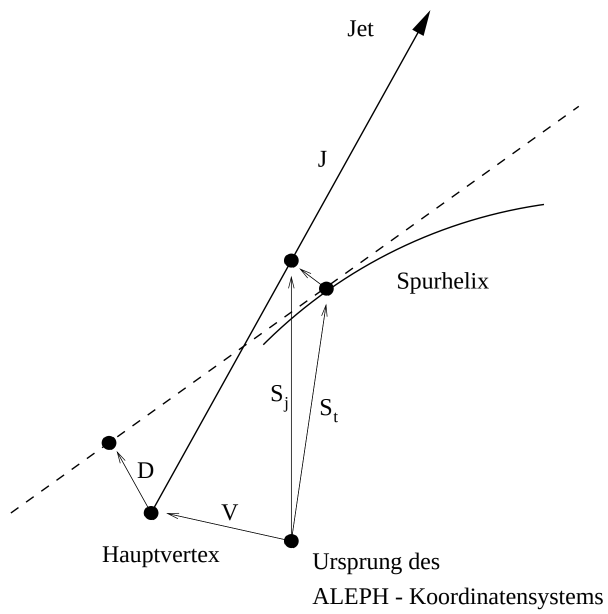


Abbildung 4.8: Rekonstruktion des dreidimensionalen Impaktparameters einer geladenen Spur.

ser Geraden vom Hauptvertex ist der Impaktparameter D. Für jede Spur wird D mit einer individuellen Auflösung σ_D gemessen, weshalb es sinnvoll ist, nicht den Impaktparameter alleine, sondern die Impaktparametersignifikanz D/σ_D als diskriminierende Variable zu benutzen. Aufgrund der endlichen Auflösung kann es vorkommen, daß die größte Annäherung einer Spur an ihren Jet jenseits des Hauptvertex zu liegen scheint, was einer negativen Zerfallslänge entspricht. Dem Impaktparameter wird demgemäß über

$$sign(D) = sign((S_t - V) \cdot J) \tag{4.2}$$

ein Vorzeichen zugewiesen. Die Menge der Spuren mit negativem Impaktparameter bildet eine wichtige Kontrollmenge, da sich mit ihr die Auflösung in den Daten messen läßt. Dazu wird an den negativen Teil der Signifikanzverteilung eine Auflösungsfunktion $\mathcal{R}(D/\sigma_D)$ angepaßt. Für eine Spur mit gegebenem D/σ_D kann dann eine Wahrscheinlichkeit P_{Spur} berechnet werden, daß ihr Ursprung mit dem Hauptvertex verträglich ist:

$$P_{Spur}(D/\sigma_D) = \int_{-\infty}^{-|D/\sigma_D|} \mathcal{R}(x)\, dx \ . \tag{4.3}$$

Für Spuren mit negativem Impaktparameter ist P_{Spur} flach zwischen 0 und 1 verteilt, Spuren mit großem D/σ_D ergeben kleine Werte für P_{Spur}. Die Wahrscheinlichkeiten einzelner Spuren lassen sich kombinieren, um Tagging – Variablen P_{uds} für z.B. das Ereignis oder eine einzelne Hemisphäre zu konstruieren:

$$P_{uds} = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \ , \tag{4.4}$$

wobei Π das Produkt der Wahrscheinlichkeiten P_{Spur} aller N kombinierten Spuren darstellt. Die Tagging – Variable P_{uds} gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß es sich bei einem Ereignis (oder einer Hemisphäre) um einen Zerfall Z $\rightarrow$ u$\overline{\text{u}}$, d$\overline{\text{d}}$, s$\overline{\text{s}}$ handelt, und ist wiederum annähernd flach für uds – Ereignisse verteilt, während Z $\rightarrow$ b$\overline{\text{b}}$ – Zerfälle bei kleinen P_{uds} konzentriert sind. Die Verteilungen in $-\log_{10}(P_{uds})$ für einzelne Hemisphären sind in Abb.4.9 gezeigt.

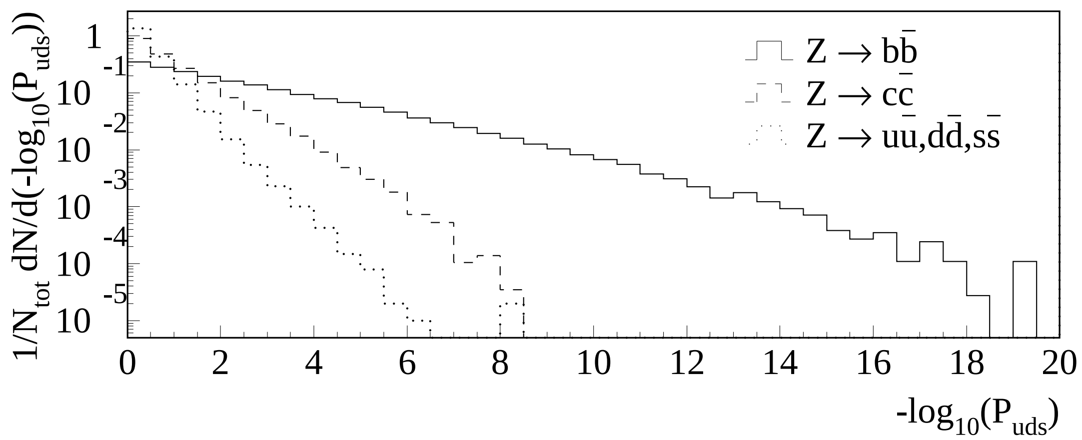


Abbildung 4.9: Verteilung von $-\log_{10}(P_{uds})$ für einzelne Hemisphären und Z – Zerfälle in verschiedene Flavours.

4.3.2 QBMTAG

Die Variable P_{uds} ermöglicht bereits eine gute Identifikation von b – Ereignissen, z.B. läßt sich bei 20% Effizienz eine zu 98% reine b – Menge anreichern. Der Hauptuntergrund besteht in $Z \to c\bar{c}$ – Ereignissen, in denen ein Charm – Hadron erst nach langer Flugstrecke zerfällt. Diese Ereignisse lassen sich weiter unterdrücken, indem man explizit die unterschiedliche Masse von b – bzw. c – Hadronen ausnutzt. Nimmt man an, daß alle Spuren einer Hemisphäre, die einen signifikanten Impaktparameter aufweisen, aus dem Zerfall eines langlebigen Hadrons stammen, so sollte die invariante Masse dieser Spuren im Falle von Charm – Hadronen nicht weit über einem typischen Wert von $1.8\,\mathrm{GeV}/c^2$ liegen, während für Bottom – Hadronen Massen bis zu $5\,\mathrm{GeV}/c^2$ erreicht werden können. Da in den Zerfällen auch neutrale Teilchen entstehen und Spuren verlorengehen können, wird das Spektrum im Mittel allerdings jeweils kleinere Massen aufweisen. Die Verteilungen sind in Abb.4.10 für Hemisphären mit $P_{uds} < 0.001$ gezeigt. Man sieht, daß auch für eine bereits b – angereicherte Menge die Massenvariable noch

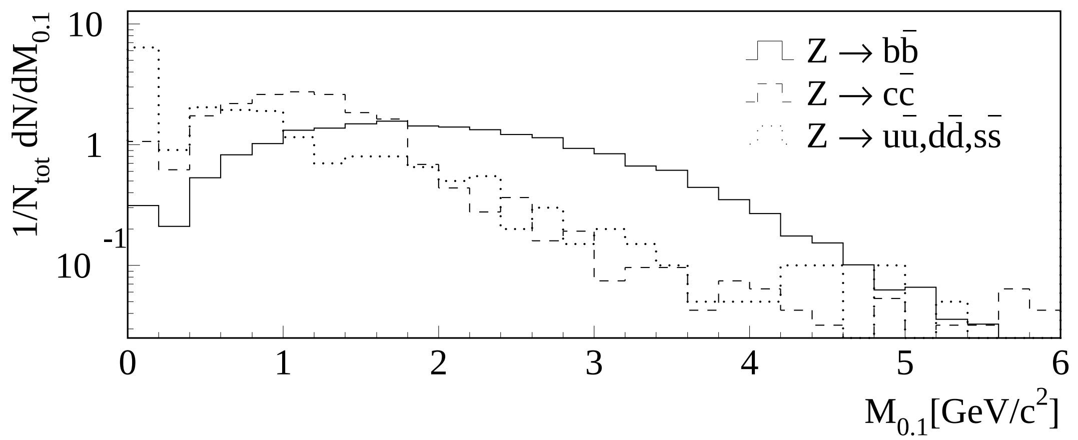


Abbildung 4.10: Verteilungen der invarianten Masse aller Spuren einer Hemisphäre, die $P_{Spur} < 0.1$ erfüllen. Für diese Verteilungen ist außerdem $P_{uds} < 0.001$ in der jeweiligen Hemisphäre.

diskriminierend ist. Für diese Verteilungen wurden nur Spuren mit $P_{Spur} < 0.1$ (d.h. „signifikantem" Impaktparameter) kombiniert. Da dieser Schnitt etwas willkürlich ist, wird in QBMTAG die folgende Vorgehensweise gewählt: Die von QIPBTAG selektierten Spuren einer Hemisphäre werden nach aufsteigendem P_{Spur} sortiert. Dann werden solange die Viererimpulse der Spuren addiert, bis die invariante Masse $1.8\,\mathrm{GeV}/c^2$ übersteigt. Die Wahrscheinlichkeit P_{Spur} der zuletzt addierten Spur ergibt dann die Tagging – Variable $CL_{Mass} = -\log_{10} P_{Spur}$, welche in Abb.4.11 gezeigt ist.
Aus P_{uds} und CL_{Mass} wird schließlich eine Tagging – Variable $\mathcal{B}_{tag}$ gebildet:

$$\mathcal{B}_{tag} = 0.7 \cdot CL_{Mass} - 0.3 \cdot \log_{10} P_{uds} \ . \tag{4.5}$$

Die Verteilungen von $\mathcal{B}_{tag}$ sind in Abb.4.12 gezeigt.

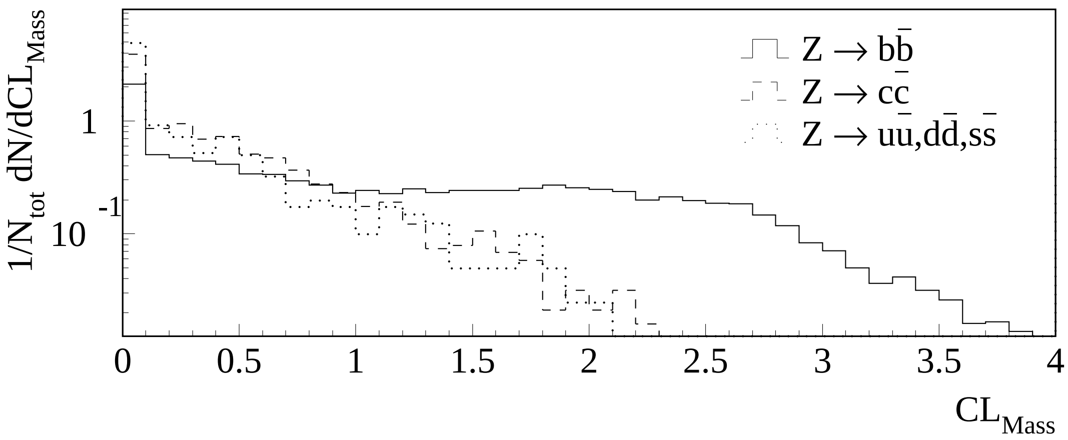


Abbildung 4.11: Verteilungen der Tagging – Variablen CL_{Mass} für Z – Zerfälle in verschiedene Flavours. Für diese Verteilungen ist außerdem $P_{uds} < 0.001$ in der jeweiligen Hemisphäre.

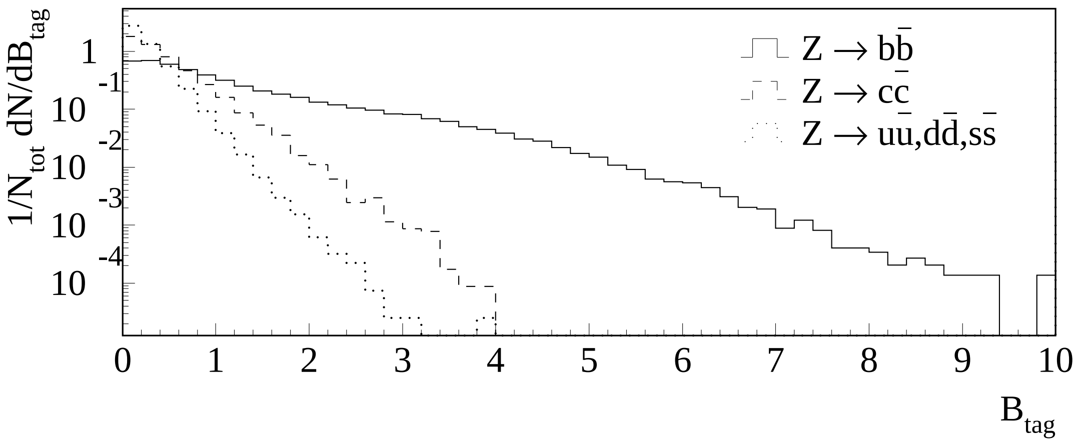


Abbildung 4.12: Verteilungen der b – Tagging – Variablen $\mathcal{B}_{tag}$ für einzelne Hemisphären.

Gegenüber dem nur auf P_{uds} basierenden Tag lassen sich mit $\mathcal{B}_{tag}$ bei gleicher Reinheit höhere Effizienzen erzielen; 98% Reinheit erhält man z.B. mit einer b – Effizienz von 27%.
In dieser Arbeit werden $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilungen aus simulierten Ereignissen an die Daten angepaßt. Es ist daher wichtig, daß das Monte – Carlo diese Verteilungen korrekt simuliert. Im Rahmen von R_b – Messungen der ALEPH – Kollaboration [76] wurden dazu sehr detaillierte Studien vorgenommen. Es zeigt sich, daß im Monte – Carlo mehr Spuren Treffer im VDET aufweisen als in den Daten; außerdem ist die Auflösung der Impaktparameter in den Daten schlechter. Um eine Übereinstimmung von Daten und Simulation zu erzielen, werden deshalb im Monte – Carlo nachträglich VDET – Treffer entfernt und die Auflösung verschmiert. Bei-

de Effekte werden als Funktion des Polarwinkels θ parametrisiert. Als Resultat ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung des verschmierten Monte – Carlos und der Daten. Der relative Fehler auf R_b aufgrund der verbleibenden Diskrepanzen wird zu 0.5% abgeschätzt, der gesamte systematische Fehler ergibt sich zu 1%.

4.4 Bestimmung der Produktionsraten

4.4.1 Fitprozedur

In dieser Analyse wird angenommen, daß die Verteilung der D^* – Mesonen in einer Variablen eine Überlagerung aus drei Beiträgen P_b, P_c und P_g ist, wobei P_b und P_c für die Anteile aus primären b – und c – Quarks stehen und P_g für den aus Gluon – Splitting stammenden. P_g enthält sowohl $\mathrm{g} \to \mathrm{c\overline{c}}$ – als auch $\mathrm{g} \to \mathrm{b\overline{b}}$ – Prozesse, da die beiden Anteile in dieser Analyse nicht getrennt werden können.
Die Bestimmung der P_i erfolgt über eine Anpassung von Monte – Carlo – Verteilungen an die Datenverteilung. Im Falle eindimensionaler Verteilungen werden für jedes Bin Signal und Untergrund bestimmt, und die Verteilungen nach Abzug des Untergrundes betrachtet. Für die Monte – Carlo – Verteilungen werden mit Hvfl05 generierte Ereignisse inklusive der Detektorsimulation benutzt, die den Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+$ enthalten. Die Bestimmung der ereignisbezogenen Variablen $\mathcal{B}_{tag}$ und ΔM_H wird identisch zur Behandlung der Daten durchgeführt, d.h. es wird auf die Energieflußobjekte nach der Ereignisrekonstruktion zugegriffen. Auf eine Rekonstruktion der $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen wird jedoch verzichtet. Man bräuchte dann einen Algorithmus, der aus den rekonstruierten Kandidaten jene auswählt, die einem tatsächlich vorhandenen $\mathrm{D}^{*\pm}$ entsprechen, was nicht immer zweifelsfrei möglich ist. Stattdessen werden sämtliche im Monte – Carlo erzeugten („wahren") $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen benutzt. Für jedes D^* ist neben seiner Energie bekannt, aus welchem Prozeß es stammt und mit welchem Wert der Fragmentationsvariablen z es erzeugt wurde. Gemäß der Herkunft eines $\mathrm{D}^{*\pm}$ wird der Eintrag in die entsprechende Monte – Carlo – Verteilung mit der zugehörigen X_E – und prozeßabhängigen Effizienz gewichtet. (Die Datenverteilungen werden nicht mit der Effizienz korrigiert, da diese abhängig von der zu messenden Flavourzusammensetzung der D^* – Menge ist.)
Das Umgewichten der Verteilungen ist ein flexibles Verfahren, Effekte veränderter Parameter zu simulieren, ohne dazu neue Ereignisse generieren zu müssen, und von dieser Möglichkeit wird in der Analyse mehrfach Gebrauch gemacht. Zum Beispiel wird der Beitrag $\mathrm{g} \to \mathrm{b\overline{b}}$ mit einem Gewicht 1.4 in die $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Verteilung eingefüllt, um das in Jetset gefundene Verhältnis $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}}/\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = 0.094$ auf den theoretisch erwarteten Wert [27] von 0.13 zu korrigieren. Die Variable z wird benutzt werden, um das Energiespektrum der D^* entsprechend verschiedener Peterson – Parameter ϵ_{Q} zu simulieren.
Für die Fits ist (abgesehen von den statistischen Fehlern auf die Meßwerte) nicht die absolute Anzahl von D^* – Mesonen relevant, sondern die Form der Verteilungen in einer Variablen. Deshalb werden alle Verteilungen einheitlich normiert. Die Monte – Carlo – Verteilung $\xi_i(X_E)$ der Energie von D^* – Mesonen aus der Quelle i z.B. schreibt sich

$$\xi_i(X_E) = \frac{1}{N_i^{tot}} \frac{dN_i(X_E)}{dX_E} \; . \tag{4.6}$$

Die N_i^{tot} stehen für die Gesamtzahl von D^* – Mesonen aus der Quelle i und die $dN_i(X_E)$ für die Anzahl in einem speziellen Bin der Breite dX_E. Aufgrund der Normierung der Verteilungen gilt $P_b + P_c + P_g = 1$, so daß nur zwei freie Parameter anzupassen sind, und für einen Satz gegebener P_i schreibt sich z.B. die aus dem Monte – Carlo resultierende Energieverteilung

$\xi_{MC}(X_E)$:

$$\xi_{MC}(X_E) = P_b\xi_b(X_E) + P_c\xi_c(X_E) + (1 - P_b - P_c)\xi_g(X_E)\ . \tag{4.7}$$

Je nachdem, welche Parameter von Interesse sind, werden in der Arbeit dazu äquivalente Formen verwendet, z.B. wird zur Bestimmung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$ das Verhältnis $P_{gc} = P_g/P_c$ benötigt, so daß der Fit mit der Funktion

$$\xi_{MC}(X_E) = P_c\left[(1/P_c - P_{gc} - 1)\xi_b(X_E) + \xi_c(X_E) + P_{gc}\xi_g(X_E)\right] \tag{4.8}$$

durchgeführt wird. Das hat den Vorteil, daß im Fehler auf P_{gc} die Korrelationen der Werte P_g und P_c automatisch berücksichtigt werden. Der Fit wird mit Hilfe des Programms MINUIT [77] durchgeführt, indem für eindimensionale Verteilungen das χ^2 aus dem Vergleich der Monte – Carlo – Verteilung ξ_{MC} und der Datenverteilung ξ_{Dat} minimiert wird:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\xi_{i,Dat} - \xi_{i,MC})^2}{\sigma^2_{i,Dat} + \sigma^2_{i,MC}}\ . \tag{4.9}$$

Die Summe läuft über alle Bins i der Verteilung, und die σ_i sind die Fehler auf Daten – bzw. Monte – Carlo – Verteilungen in den einzelnen Bins. Letztere sind in der Regel klein gegenüber den Fehlern der Daten.
Im Falle zweidimensionaler Verteilungen wird ein gebinnter *Likelihood* – Fit verwendet. Da die Zahl der Einträge in vielen der Bins klein ist, wird angenommen, daß die statistischen Fluktuationen dieser Anzahlen einer Poisson – Verteilung gehorchen. Die Wahrscheinlichkeit p_j, in einem gegebenen Bin j d_j Datenereignisse bei einer erwarteten Zahl m_j zu finden, ist

$$p_j = \frac{m_j^{d_j}}{d_j!}\, e^{-m_j}\ . \tag{4.10}$$

Die erwartete Zahl von Ereignissen ist dabei von der Monte – Carlo – Verteilung ξ_{MC} gegeben, wobei hier aber die absolute Normierung durch die Gesamtzahl N_D^{tot} von Datenereignissen definiert wird, also z.B.:

$$m_j = N_D^{tot} \cdot \xi_{MC,j} \cdot dX_E\ . \tag{4.11}$$

In dem Fit sollen die Parameter gefunden werden, für die das Produkt der Wahrscheinlichkeiten p_j über alle Bins maximiert wird. Da sich dabei zum einen in der Regel sehr kleine Zahlen ergeben und zum anderen Programme wie MINUIT i.a. *Mini*mierungen vornehmen, wird anstelle der p_j ihr negativer Logarithmus berechnet:

$$\ln l_j = -d_j \cdot \ln m_j + m_j\ , \tag{4.12}$$

wobei der konstante Term $\ln(d_j!)$ weggelassen wird. Die zu minimierende Funktion ist dann

$$\ln \mathcal{L} = 2 \cdot \sum_j \ln l_j\ . \tag{4.13}$$

Der Faktor zwei wird eingeführt, um die Fehler auf die Fit – Parameter identisch zu der der χ^2 – Minimierung zu definieren: Eine Änderung der Likelihood $\ln\mathcal{L}$ um eins entspricht dann einer „ein Sigma“ – Variation. Auf diese Weise ist es möglich, zu der Likelihood einen oder mehrere χ^2 – Terme zu addieren; die Fehler auf Fit – Parameter sind dann immer definiert

durch die Änderung der Gesamtfunktion um eine Einheit.
Die Annahme, daß die Einträge in den einzelnen Bins der Verteilung einer Poisson – Statistik unterliegen, stimmt nur für die Zahl der D^* – Kandidaten inklusive dem Untergrund. Deshalb wird für zweidimensionale Fits der an den Daten bestimmte Untergrund nicht abgezogen, sondern zu der aus der Monte – Carlo – Verteilung erwarteten Anzahl von D^* – Mesonen addiert.
Statistische Fehler auf die Normierung des Untergrundes und die endliche Zahl von Monte – Carlo – Ereignissen werden berücksichtigt, indem der Fit mehrmals durchgeführt wird, wobei die Verteilungen in jedem Bin innerhalb ihrer Fehler zufällig fluktuiert werden. Die resultierende Streuung der Fit – Parameter wird dann als statistischer Fehler aus diesen Quellen betrachtet.

4.4.2 Berechnung korrigierter Raten

Zur Bestimmung der Produktionsraten von $D^{*\pm}$ – Mesonen aus einer Quelle i muß die Anzahl $N^R_{i\to D^*}$ rekonstruierter $D^{*\pm}$ – Mesonen mit der Effizienz korrigiert werden. Für ein Bin z.B. der Energieverteilung ist $N^R_{i\to D^*}$ gegeben durch

$$\begin{aligned} \frac{dN^R_{i\to D^*}(X_E)}{dX_E} &= \varepsilon_i(X_E)\,\frac{dN^W_{i\to D^*}(X_E)}{dX_E} \\ &= N_{had}\cdot R_i\cdot 2\cdot f_i\cdot B_*\cdot\varepsilon_i(X_E)\cdot\xi^W_i(X_E) \\ &= P_i\cdot\xi_i(X_E)\cdot N^{tot,R}_{D^*}\ , \end{aligned} \tag{4.14}$$

wobei $\xi^W_i = (1/N^{tot,W}_{i\to D^*})\,dN^W_{i\to D^*}/dX_E$ die normierte Verteilung tatsächlich vorhandener $D^{*\pm}$ – Mesonen aus der Quelle i bezeichnet und zur Abkürzung $f_i \equiv f(i \to D^{*\pm})$ und $B_* \equiv B(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+_s)$ gesetzt wurden. Kennt man die Zahl von Mesonen aus einer gegebenen Quelle als Funktion von X_E, läßt sich durch Dividieren mit $\varepsilon_i(X_E)$ also die tatsächliche Produktion berechnen. Aufgrund der Normierung der $\xi_i(X_E)$ ergibt sich bei Summation über alle Bins außerdem

$$N^R_{i\to D^*} = N_{had}\cdot R_i\cdot 2\cdot f_i\cdot B_*\cdot\varepsilon_i = P_i\cdot N^{tot,R}_{D^*}\ , \tag{4.15}$$

wobei ε_i jetzt eine über das Spektrum gemittelte Effizienz darstellt.
In der Analyse werden auch inklusive Produktionsraten bestimmt, bei denen die D^* – Mesonen nicht nach ihrer Herkunft getrennt werden (z.B. wird die totale Produktionsrate als Funktion von X_E gemessen). Da die Effizienzen für D^* – Mesonen aus unterschiedlichen Quellen verschieden sind, muß ein gemittelter Korrekturfaktor bestimmt werden, der sich aus der Zusammensetzung der D^* – Menge ergibt. Die Zahl rekonstruierter D^* in einem Bin erhält man durch Summation von Glg.(4.14) über alle drei Quellen, und für die tatsächlich vorhandene Anzahl $dN^W_{i\to D^*}/dX_E$ jeder Quelle gilt $dN^W_{i\to D^*}/dX_E = P_i\xi_i(X_E)N^{tot,R}_{D^*}/\varepsilon_i(X_E)$, so daß sich als korrigierter Wert

$$N^W_{D^*}(X_E) = N^R_{D^*}(X_E)\,\frac{\frac{1}{\varepsilon_b}P_b\xi_b + \frac{1}{\varepsilon_c}P_c\xi_c + \frac{1}{\varepsilon_g}P_g\xi_g}{P_b\xi_b + P_c\xi_c + P_g\xi_g} \tag{4.16}$$

ergibt. Je ähnlicher die Effizienzen ε_i sind, desto weniger hängt $N^W_{D^*}$ von den Parametern P_i und den Monte – Carlo – Verteilungen ξ_i ab, d.h. desto kleiner ist der Einfluß des Fragmentationsmodelles auf das Ergebnis.
In die Bestimmung absoluter Produktionsraten geht immer das Verzweigungsverhältnis B_*

ein, welches externen Messungen entnommen werden muß. Bildet man das Verhältnis zweier Raten, so entfällt die Abhängigkeit von B_*. In dieser Arbeit werden die relativen Produktionsraten von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}}$ – und $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\overline{c}}$ – Ereignissen gemessen, welche sich aus

$$\frac{R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})}{R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})} = \frac{P_b}{P_c}\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_b} \tag{4.17}$$

ergeben. Die Berechnung der Gluon – Splitting – Rate $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}}$ erfolgt ebenfalls, indem sie relativ zur D^* – Produktion aus primären Charm – Quarks gemessen wird. Eine leichte Komplikation ergibt sich aus der Tatsache, daß P_g Beiträge von $\mathrm{g} \to \mathrm{c\overline{c}}$ und $\mathrm{g} \to \mathrm{b\overline{b}}$ enthält, d.h. die Zahl rekonstruierter D^* – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen ist gegeben durch

$$\begin{aligned} N^R_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^*} &= 2 \cdot N_{had} \cdot B_* \left\{ \overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} f_c \varepsilon_{gc} + \overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}} f_b \varepsilon_{gb} \right\} \\ &= 2 \cdot N_{had} \cdot \overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} \cdot B_* \cdot f_c \cdot \varepsilon_{gc} \left[1 + \frac{\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}}}{\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}}} \frac{f_b}{f_c} \frac{\varepsilon_{gb}}{\varepsilon_{gc}} \right] \\ &= P_g N^{tot,R}_{\mathrm{D}^*} \, . \end{aligned} \tag{4.18}$$

Aus Division dieser Gleichung mit Glg.(4.15) (und $i \equiv \mathrm{c}$) ergibt sich

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = R_c \frac{P_g}{P_c} \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{gc}} \delta_{cb}^{-1} \ , \tag{4.19}$$

wobei δ_{cb} der Ausdruck in eckigen Klammern in Glg.(4.18) ist, welcher sich mit dem Meßwert P_b/P_c schreiben läßt als

$$\delta_{cb} = 1 + \frac{\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}}}{\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}}} \frac{R_c}{R_b} \frac{P_b}{P_c} \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_b} \frac{\varepsilon_{gb}}{\varepsilon_{gc}} \, . \tag{4.20}$$

Das Verhältnis $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}}/\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} = 0.13 \pm 0.04$ wird aus der Berechnung in [27] entnommen, und für die Partialbreiten werden die in [78] angegebenen Weltmittelwerte $R_b = 0.2178 \pm 0.0011$ und $R_c = 0.1715 \pm 0.0056$ benutzt. Da das Produkt der übrigen Faktoren in δ_{cb} ungefähr eins ist, ergibt sich eine Korrektur von etwa 10% aufgrund des unbekannten $\mathrm{g} \to \mathrm{b\overline{b}}$ – Beitrages.

4.5 Verlauf der Analyse

Die Grundlage für die Analyse bilden $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen. Ihre Rekonstruktion in der Zerfallskette $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+ \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+$ wird in Abschnitt 5.2 beschrieben. Aus der Menge von D^* – Kandidaten werden dann die Produktionsraten und Energiespektren wie folgt bestimmt:

- In der Hemisphäre gegenüber dem rekonstruierten D^* – Kandidaten wird der Wert der b – Tag – Variable $\mathcal{B}_{tag}$ bestimmt. Aus der Verteilung dieser Variablen wird der Anteil P_b von D^* – Mesonen aus b – Zerfällen gewonnen. Dieser Wert ist im wesentlichen unabhängig vom Hadronisationsmodell und wird im Laufe der Analyse mehrfach benutzt.

- Mit einem Schnitt auf $\mathcal{B}_{tag}$ wird eine reine Menge von $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Ereignissen selektiert. Nach Abzug des verbleibenden Untergrundes aus $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ und $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ läßt sich das X_E – Spektrum von D^* – Mesonen aus b – Zerfällen bestimmen und mit der Simulation vergleichen. Die Monte – Carlo – Verteilung wird so parametrisiert, daß sie eine gute Beschreibung der Daten ergibt.

- Der $b \to D^{*\pm}$ – Anteil wird von der inklusiven X_E – Verteilung abgezogen, so daß man die Anteile $c \to D^{*\pm}$ und $g \to D^{*\pm}$ erhält. An dieses Spektrum werden zwei entsprechende Monte – Carlo – Verteilungen angepaßt und der Parameter ϵ_c der Peterson – Fragmentationsfunktion bestimmt.

- Die obigen drei Schritte werden mit den neu bestimmten Fragmentationsparametern wiederholt um sicherzugehen, daß die Ergebnisse stabil bleiben.

- Mit den neu parametrisierten Fragmentationsfunktionen wird das inklusive X_E – Spektrum der D^* – Mesonen angepaßt und die Ergebnisse auf Konsistenz mit denen aus der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung getestet.

- Aus einer Anpassung an die zweidimensionale Verteilung in X_E und $\mathcal{B}_{tag}$ werden die Produktionsraten von $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Quarks sowie die gesamte $D^{*\pm}$ – Produktionsrate bestimmt.

- Die Gluon – Splitting – Rate $\overline{n}_{g \to c\overline{c}}$ wird gemessen, indem zwei zweidimensionale Verteilungen der D^* – Kandidaten in X_E und ΔM_H, getrennt für D^* in der schweren und leichten Hemisphäre eines Ereignisses, angepaßt werden.

Kapitel 5

Analyse der Daten

Die Analyse wurde an den in den Jahren 1991 bis 1995 mit dem Detektor ALEPH aufgenommenen Ereignissen durchgeführt. In dieser Zeit wurden etwa $4 \cdot 10^6$ hadronische Z – Zerfälle gesammelt. Zunächst wird die Selektion dieser Ereignisse beschrieben, danach werden die einzelnen Analyseschritte erläutert.

5.1 Ereignisselektion

Die Selektion hadronischer Z – Zerfälle verläuft in zwei Schritten: Zunächst werden in jedem Ereignis „gute“ Objekte ausgewählt. Geladene Spuren müssen ihren Punkt größter Annäherung an den nominellen Wechselwirkungspunkt in einem zylindrischen Volumen von 2 cm Radius und 10 cm Länge haben. Damit werden Spuren verworfen, die offenbar nicht vom Hauptvertex stammen, sondern z.B. aus Wechselwirkungen mit Detektormaterial. (Konversionen und V^0 – Zerfälle werden in den Energieflußobjekten aber berücksichtigt.) Weiterhin wird verlangt, daß eine Spur mindestens vier Treffer in der TPC aufweist, da sonst die Qualität des Spurfits drastisch abnimmt. Sowohl für geladene Spuren als auch neutrale Objekte wird ein Transversalimpuls von mindestens $200\,\mathrm{MeV}/c$ verlangt, und der Winkel zur Strahlachse muß mindestens 20° betragen. Teilchen unter kleineren Winkeln bzw. mit kleineren Impulsen erleiden zunehmende Vielfachstreuung im Detektormaterial, womit die Impulsmessung verfälscht wird. Objekte, die eines dieser Kriterien nicht erfüllen, werden aus der Liste der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Energieflußobjekte gestrichen. Im folgenden wird unter „Energieflußobjekten“ immer diese modifizierte Menge verstanden.
Mit diesen Objekten werden im weiteren hadronische Ereignisse selektiert. Der hauptsächliche Untergrund stammt von $\mathrm{Z} \to \tau\overline{\tau}$ – Ereignissen sowie Photon – Photon – Kollisionen. Insbesondere letztere sind zu beachten, da sie einen Beitrag zur D^* – Produktion bei kleinen X_E liefern. Eine Analyse bei ALEPH [79] ergab einen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma\gamma \to \mathrm{D}^{*\pm}X) = 155 \pm 39\,\mathrm{pb}$. Die hier analysierte Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von etwa $100\,\mathrm{pb}^{-1}$, was eine Produktion von ca. 15500 $\mathrm{D}^{*\pm}$ aus Photon – Photon – Kollisionen erwarten läßt.

Demnach werden Selektionsschnitte gewählt, die diesen Beitrag genügend unterdrücken:

$$\begin{aligned} N_{ch} &\geq 5\,, \\ E_{ch} &\geq 15\,\mathrm{GeV}\,, \\ E_{vis} &\geq 45\,\mathrm{GeV}\,, \\ \sum_i p_{z,i}\,/E_{vis} &< 0.4\,, \\ |\cos\theta_{Thrust}| &< 0.95\,, \end{aligned}$$

wobei N_{ch} die Anzahl geladener Spuren ist, E_{ch} bzw. E_{vis} die Energie aller geladenen Spuren bzw. Energieflußobjekte und $\sum_i p_{z,i}$ die Summe der Impulskomponenten der Energieflußobjekte in Strahlrichtung. Der Schnitt auf diese Größe verlangt, daß das Ereignis keinen zu großen Impuls in z – Richtung aufweist; während das Z – Boson in Ruhe zerfällt, weisen Photon – Photon – Wechselwirkungen in der Regel einen großen Lorentz – Boost auf. Der Schnitt auf θ_{Thrust}, den Winkel der Thrust – Achse zur z – Richtung, eliminiert Ereignisse, in denen mit großer Wahrscheinlichkeit mehrere Teilchen undetektiert in Strahlrichtung fliegen.
Mit dieser Selektion werden $N_{had} = 3.74 \cdot 10^6$ hadronische Z – Zerfälle gefunden. Die Effizienz ε_{sel} der Selektion wird aus simulierten Ereignissen bestimmt, die den Zerfall $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+$ enthalten, und ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \varepsilon_{sel,b} &= (91.20 \pm 0.17)\% && \text{für } \mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}} \text{ – Ereignisse,} \\ \varepsilon_{sel,c} &= (91.21 \pm 0.20)\% && \text{für } \mathrm{Z} \to \mathrm{c\overline{c}} \text{ – Ereignisse,} \\ \varepsilon_{sel,g} &= (93.97 \pm 0.85)\% && \text{für } \mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}} \text{ – Ereignisse,} \\ \varepsilon_{sel,\gamma} &= (0.117 \pm 0.044)\% && \text{für } \gamma\gamma \to \mathrm{D}^{*\pm}X \text{ – Ereignisse.} \end{aligned}$$

Die Effizienzen $\varepsilon_{sel,b}$ und $\varepsilon_{sel,c}$ sind um einen Faktor 1.011 ± 0.002 größer als die Effizienzen für eine Standardmenge von HVFL05 – Ereignissen. Dieser Faktor wird berücksichtigt, wenn Produktionsraten in Bezug auf die Gesamtzahl hadronischer Ereignisse berechnet werden.
Die Zahl N_γ von $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+$ – Zerfällen aus Photon – Photon – Kollisionen läßt sich mit $\varepsilon_{sel,\gamma}$ abschätzen zu $N_\gamma \approx 15500 \cdot \varepsilon_{sel,\gamma} \cdot B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) \approx 0.5$ und ist somit auf einem vernachlässigbaren Niveau.

5.2 Rekonstruktion der D* – Mesonen

5.2.1 Schnitte

Entsprechend der Zerfallskette $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+$, $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$ erfolgt die Rekonstruktion der D^* – Mesonen in zwei Schritten: Zunächst werden die Viererimpulse zweier unterschiedlich geladener Spuren addiert. Einer der Spuren wird dabei die Pionmasse zugewiesen, der anderen die Kaonmasse. Liegt die invariante Masse $M_{\mathrm{K}\pi}$ dieser Kombination in einem $\pm 30\,\mathrm{MeV}/c^2$ breiten Intervall um die nominelle D^0 – Masse von $1865\,\mathrm{MeV}/c^2$ [48], so wird dieses hypothetische Teilchen als D^0 – Kandidat betrachtet. Diese Prozedur wird mit allen möglichen Spurkombinationen eines Ereignisses und jeweils beiden Massenhypothesen durchgeführt.
Zum Vierervektor jedes D^0 – Kandidaten wird dann der Impuls einer weiteren geladenen Spur addiert, die als π_s – Kandidat betrachtet wird. Die Ladung dieser Spur muß identisch sein zur Ladung des Pion – Kandidaten aus dem D^0 – Zerfall. Zur Definition von D^* – Kandidaten wird nicht die invariante Masse $M_{\mathrm{K}\pi\pi}$ aller drei Spuren betrachtet, sondern die Differenz $M_{\mathrm{K}\pi\pi} - M_{\mathrm{K}\pi}$. Da der Phasenraum für den D^* – Zerfall stark eingeschränkt ist, ergibt sich

in dieser Variablen eine sehr gute Massenauflösung. Kombinationen von $K\pi\pi$, die in einen Bereich von $\pm 2\,\mathrm{MeV}/c^2$ um die nominelle Massendifferenz $M_{D^{*+}} - M_{D^0} = 145.4\,\mathrm{MeV}/c^2$ [48] fallen, werden als D^* – Kandidaten betrachtet. Verteilungen von $M_{K\pi}$ und $M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ sind in Abb.5.1 für Monte – Carlo – Ereignisse mit dem Zerfall $D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+$ gezeigt. Abb.5.2 zeigt

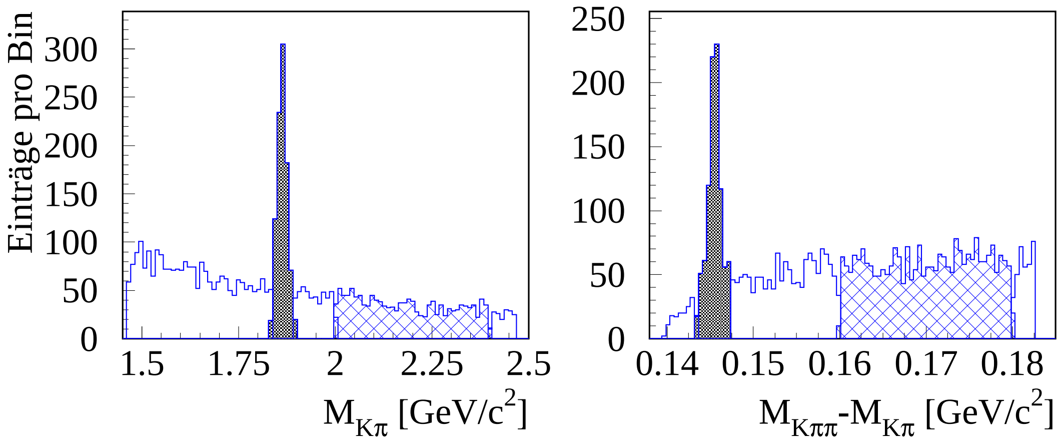


Abbildung 5.1: Verteilung der invarianten Massen $M_{K\pi}$ und $M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ für Monte – Carlo – Ereignisse, die den Zerfall $D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+$ beinhalten. Die schattierten Intervalle deuten die Bereiche an, in denen D^0 – bzw. D^* – Kandidaten selektiert werden. Die schraffierten Bereiche werden zur Bestimmung des Untergrundes benutzt, welche im Text näher beschrieben wird. Man beachte die unterschiedlichen Skalen: Das D^* – Signal ist wesentlich schmaler als das D^0 – Signal.

das D^* – Signal und den Untergrund für nicht speziell selektierte Monte – Carlo – Ereignisse als Funktion der D^* – Energie, wobei nur der Massenschnitt auf die D^0 – Kandidaten angebracht wurde. Es ist ersichtlich, daß der Untergrund für $X_E \gtrsim 0.45$ bereits gering ist, zu kleineren X_E jedoch in etwa exponentiell ansteigt. Um dort die Signifikanz des Signals zu verbessern, werden zusätzliche Schnitte angebracht, die hier erläutert werden sollen.

D^0 – Zerfallswinkel:

Das D^0 ist ein pseudoskalares Teilchen, so daß der Zerfall in seinem Ruhesystem isotrop ist. Definiert man θ_K^* als den Winkel des Kaonimpulses in Bezug auf den D^0 – Impuls im Ruhesystem des D^0 (Abb.5.3), so ist die Verteilung von $\cos\theta_K^*$ flach für D^0 – Zerfälle, während Untergrundkombinationen sich bei $|\cos\theta_K^*| \approx 1$ konzentrieren (Abb.5.4). Für $X_E < 0.2$ wird auf $|\cos\theta_K^*| < 0.8$ geschnitten, für $0.2 < X_E < 0.45$ auf $|\cos\theta_K^*| < 0.9$; der Signalverlust beträgt damit 20% bzw. 10%.

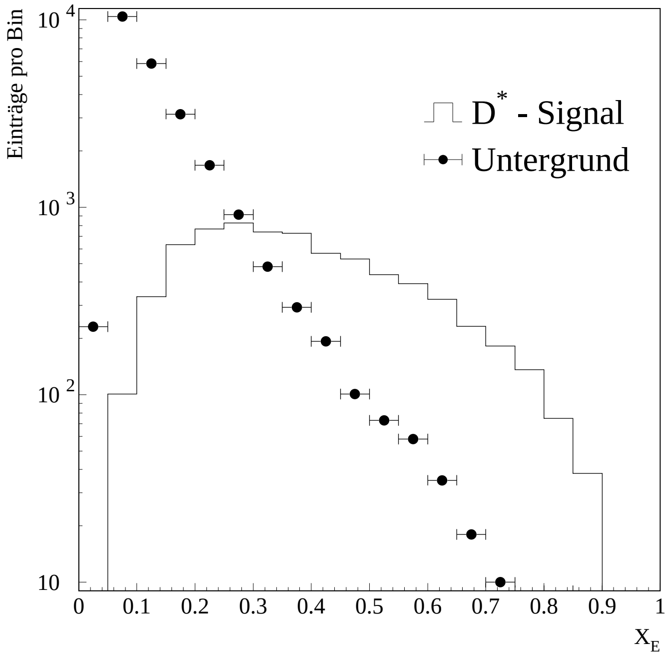


Abbildung 5.2: D^* – Signal und Untergrund im Monte – Carlo.

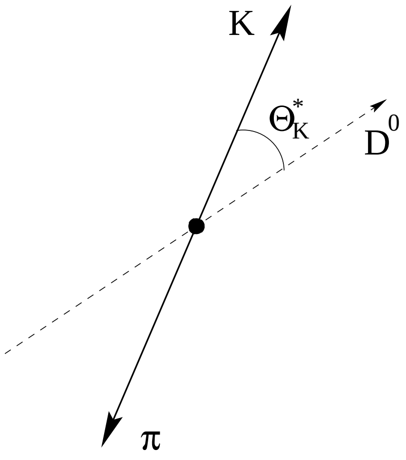


Abbildung 5.3: Definition des Zerfallswinkels θ^*_K.

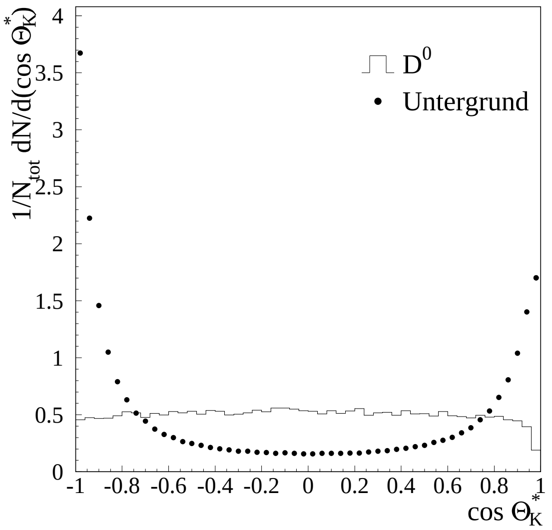


Abbildung 5.4: Verteilung von $\cos\theta^*_K$ für D^0 – Zerfälle und Untergrund

Spezifischer Energieverlust:

Liegt eine Information über den spezifischen Energieverlust $(dE/dx)_{gem}$ einer Spur vor, läßt dieser sich mit dem erwarteten Energieverlust für eine bestimmte Teilchenhypothese $(dE/dx)_{erw}^{Hyp}$ vergleichen, indem man die Variable $\chi_{dE/dx}$ betrachtet:

$$\chi_{dE/dx} = \left| \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{gem} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{erw}^{Hyp}}{\sigma_{dE/dx}} \right| , \tag{5.1}$$

wobei $\sigma_{dE/dx}$ die erwartete Auflösung für eine gegebene Hypothese bezeichnet. Für den Bereich $X_E < 0.45$ wird für alle drei Spuren $\chi_{dE/dx} < 2.5$ verlangt, d.h. ihr Energieverlust soll kompatibel mit der entsprechenden Teilchenhypothese sein. Liegt keine Ionisationsmessung für eine Spur vor, wird dieser Schnitt nicht angewandt. Der Signalverlust durch alle drei Schnitte liegt bei etwa 4%, während der Untergrund um knapp einen Faktor zwei reduziert wird.
Hier soll bereits darauf hingewiesen werden, daß sich im Monte – Carlo Diskrepanzen der dE/dx – Verteilungen gegenüber den Daten zeigen. Die aus dem Monte – Carlo bestimmte Rekonstruktionseffizienz wird deshalb korrigiert, um diese Abweichung zu verringern. In Abschnitt 6.1.1 wird näher auf die Behandlung dieses Effektes eingegangen.

D^0 – Fluglänge:

Die mittlere Lebensdauer $\tau \approx 124\,\mu\mathrm{m}/c$ [48] des D^0 ermöglicht es in vielen Fällen, den Zerfallsvertex $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$ räumlich separiert vom Hauptvertex zu rekonstruieren. Für D^0 aus b – Zerfällen kommt außerdem noch die Flugstrecke des b – Hadrons hinzu. Um diese Information zu nutzen, wird ein geometrischer Vertexfit für die Kaon – und Pionkandidaten aus dem D^0 – Zerfall durchgeführt [80]. Aufgrund der endlichen Ortsauflösung liegt dieser Vertex für Untergrundkombinationen in Bezug auf ihre Flugrichtung gleichmäßig verteilt vor und hinter dem Hauptvertex, während für den Großteil der wahren D^0 der Vertex in Flugrichtung gefunden wird. Betrachtet man die Verteilung des Winkels α zwischen dem rekonstruierten D^0 – Impuls und dem Verbindungsvektor vom Hauptvertex HV zum $\mathrm{K}\pi$ – Vertex, (Abb.5.5) findet man die meisten D^0 – Zerfälle bei $\cos\alpha \approx 1$, während $\langle\cos\alpha\rangle \approx 0$ für Untergrundkombinationen ist. Die Verteilungen in Abb.5.6 sind auf gleiche Anzahlen von Signal – und Untergrundereignissen normiert und enthalten nur Kandidaten mit $X_E < 0.2$, für die $\cos\alpha > 0.9$ verlangt wird. Die Effizienz des Schnittes ist für D^* aus $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ – Ereignissen größer als für D^* aus $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ – Ereignissen, und der Untergrund wird etwa um einen Faktor fünf unterdrückt.

5.2.2 Untergrund

Zur Bestimmung der Anzahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen ist die Abschätzung des Untergrundes erforderlich. Für Kandidaten mit $X_E > 0.2$ geschieht dies mit Hilfe sogenannter Seitenbandkombinationen. Das sind $\mathrm{K}\pi$ – Kombinationen, die im Massenfenster $2.0\,\mathrm{GeV}/c^2 < M_{\mathrm{K}\pi} < 2.4\,\mathrm{GeV}/c^2$ liegen (Abb.5.1). Sie werden wie D^0 – Kandidaten behandelt, d.h. es werden die gleichen Schnitte angewandt und ein „D^*" rekonstruiert. Die resultierende Verteilung in $M_{\mathrm{K}\pi\pi} - M_{\mathrm{K}\pi}$ ergibt dann die Form der Untergrundverteilung des Signals. Die Normierung des Untergrundes erfolgt im Bereich $0.16\,\mathrm{GeV}/c^2 < M_{\mathrm{K}\pi\pi} - M_{\mathrm{K}\pi} < 0.18\,\mathrm{GeV}/c^2$.
Es stellt sich heraus, daß dieses Verfahren für $X_E < 0.2$ den Untergrund nicht mehr korrekt beschreibt. Hier machen sich Phasenraumeffekte bemerkbar, die in Abhängigkeit vom

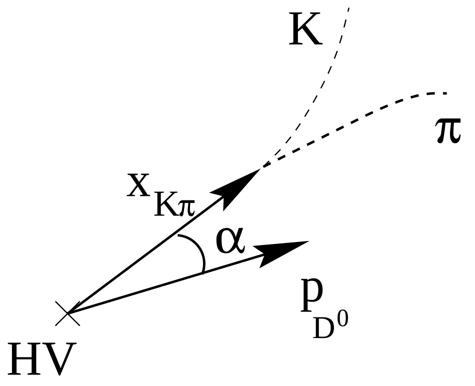


Abbildung 5.5: Definition des Winkels α.

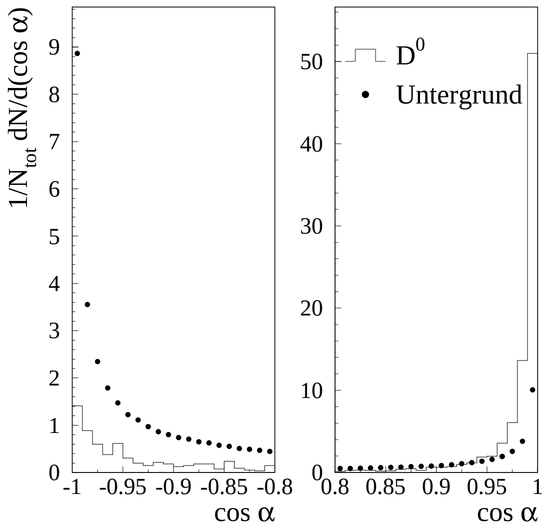


Abbildung 5.6: Verteilung von $\cos\alpha$ für D^0 – Zerfälle und Untergrund mit $X_E < 0.2$.

gewählten $M_{K\pi}$ – Intervall die Form der Verteilung verzerren. Im Bereich des D^* – Signals verlaufen die Seitenbandkombinationen flacher als der tatsächliche Untergrund, was zu einer systematischen Überschätzung des Signals führt. Hier werden stattdessen sogenannte falsche Ladungskombinationen verwendet. Statt entgegengesetzt geladene Kaonen und Pionen zu einem D^0 – Kandidaten zu kombinieren, werden gleichgeladene Spuren zu einem „D^{++}“ bzw. „D^{--}“ addiert. Im D^0 – Massenfenster liegende Kombinationen werden dann mit einem Pion – Kandidaten entgegengesetzter Ladung zu einem einfach geladenen „D^*“ rekonstruiert. Bei dieser Methode werden Phasenraumbereiche ausgewählt, die identisch zu denen der Signalrekonstruktion sind. Nachteilig ist, daß die so gewonnene Anzahl von Ereignissen ungefähr gleich dem tatsächlichen Untergrund ist. Für die Seitenbandkombinationen steht aufgrund des $400\,\mathrm{MeV}/c^2$ breiten Massenfensters eine größere Datenmenge zur Verfügung, die den statistischen Fehler bei der Untergrundsubtraktion reduziert.

5.2.3 D^* – Signal

Die Rekonstruktion der D^* – Mesonen erfolgt in 20 X_E – Intervallen gleicher Breite ($0.0 - 0.05$, $0.05 - 0.1$, … , $0.95 - 1.0$), wobei für jedes Intervall separat die Anzahl der Kandidaten und des Untergrundes bestimmt wird. Die Schnitte sowie die Zahl rekonstruierter $D^{*\pm}$ sind in Tabelle 5.1 für vier verschiedene X_E – Bereiche zusammengefaßt, und die entsprechenden Verteilungen in $M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ zeigt Abb.5.7. Insgesamt werden 11016 ± 133 $D^{*\pm}$ gefunden. Für die Intervalle $0.0 < X_E < 0.1$ und $0.1 < X_E < 0.2$ werden identische Schnitte benutzt, der Bereich $X_E < 0.1$ wird hier aber separat dargestellt, um zu illustrieren, daß die Rekonstruktion gerade in der Region, in der die meisten D^* aus Gluon – Splitting – Prozessen erwartet werden, aufgrund des erhöhten Untergrundes und der geringen Effizienz am schwierigsten ist. Das Energiespektrum nach Subtraktion des Untergrundes ist in Abb.5.8 zusammen mit der entsprechenden Verteilung des Aleph – Monte – Carlos Hvfl05 dargestellt. Die Untersuchung der Zusammensetzung dieses Spektrums ist Gegenstand der nächsten Abschnitte.

X_E	$\lvert \cos\theta^*_{\mathrm{K}} \rvert$	$\lvert \chi_{dE/dx} \rvert$	$\cos\alpha$	N_{D^*}
$0.00 - 0.10$	< 0.8	< 2.5	< 0.9	120 ± 36
$0.10 - 0.20$	< 0.8	< 2.5	< 0.9	1108 ± 54
$0.20 - 0.45$	< 0.9	< 2.5	–	5339 ± 91
$0.45 - 1.00$	–	–	–	4449 ± 73

Tabelle 5.1: Schnitte und Zahl rekonstruierter D^* für vier X_E – Bereiche

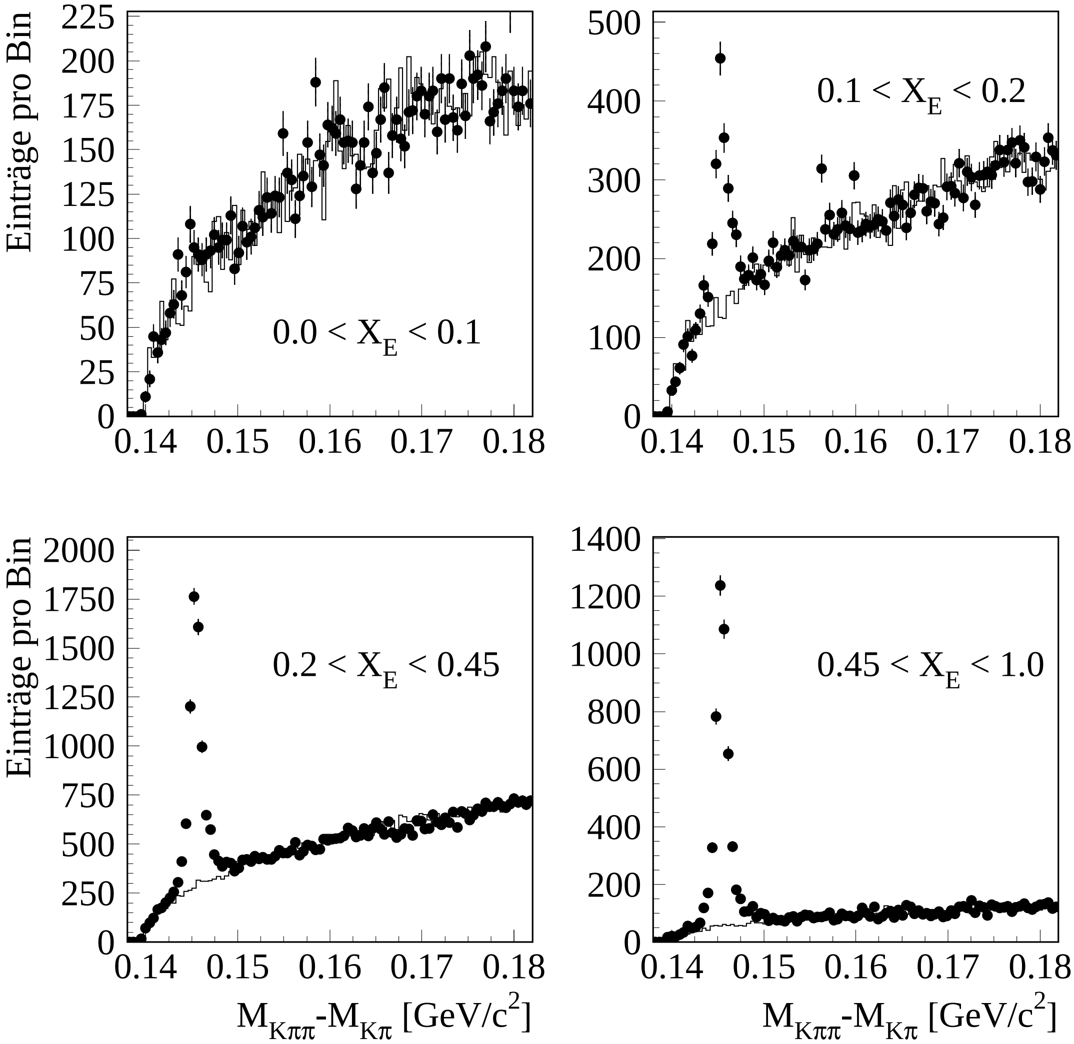


Abbildung 5.7: D^* – Signal für verschiedene X_E – Intervalle

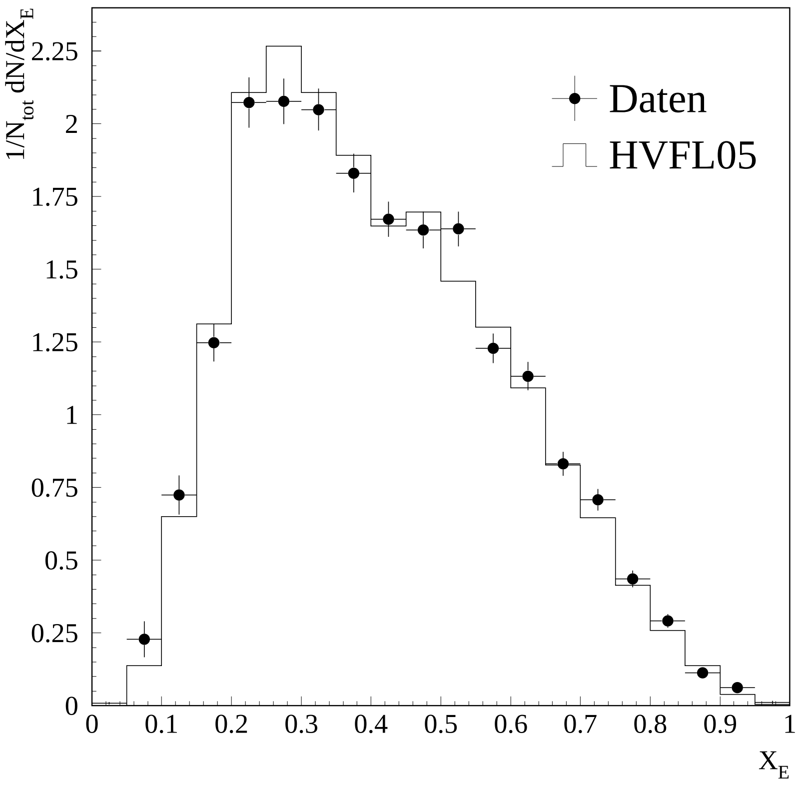


Abbildung 5.8: Energiespektrum rekonstruierter $D^{*\pm}$ – Mesonen in den Daten und dem Hvfl05 – Monte – Carlo.

5.2.4 Effizienz

Die Effizienz der D^* – Rekonstruktion wird mit Monte – Carlo – Ereignissen bestimmt. Dazu wird dieselbe Prozedur wie für die Daten angewandt, d.h. das D^* – Signal nach Abzug des Untergrundes in 20 äquidistanten X_E – Intervallen bestimmt. Die Effizienz als Funktion von X_E ergibt sich aus dem Quotienten der rekonstruierten D^* und der tatsächlich vorhandenen und ist getrennt für D^* aus b – und c – Produktion in Abb.5.9 gezeigt. Die Bestimmung der Effizienzen ε_{gb} für $g \to b\overline{b} \to D^{*\pm}$ und ε_{gc} für $g \to c\overline{c} \to D^{*\pm}$ ist mit größeren statistischen Fehlern behaftet. Da sie im Rahmen dieser Fehler jeweils mit den Effizienzen ε_b für $Z \to b\overline{b} \to D^{*\pm}$ und ε_c für $Z \to c\overline{c} \to D^{*\pm}$ übereinstimmen, werden diese auch für D^* aus Gluon – Splitting angenommen.

Ineffizienzen ergeben sich hauptsächlich durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz und Verluste aufgrund der Schnitte. Im Bereich kleiner X_E kommt hinzu, daß der Boost des D^* oft nicht mehr ausreicht, dem π_s genügend ($\geq 200\,\mathrm{MeV}/c$) Transversalimpuls in Bezug auf die Strahlachse zu verleihen, damit es die vier inneren Pad – Reihen der TPC überquert. Die über alle X_E gemittelte Effizienz ist abhängig vom Energiespektrum der D^*; je weicher dieses ist, desto kleiner wird die Effizienz. Für die mit Hvfl05 erhaltenen Verteilungen ergibt sich $\varepsilon_b \approx 57\%$, $\varepsilon_c \approx 61\%$ und $\varepsilon_{gc} \approx \varepsilon_{gb} \approx 34\%$.

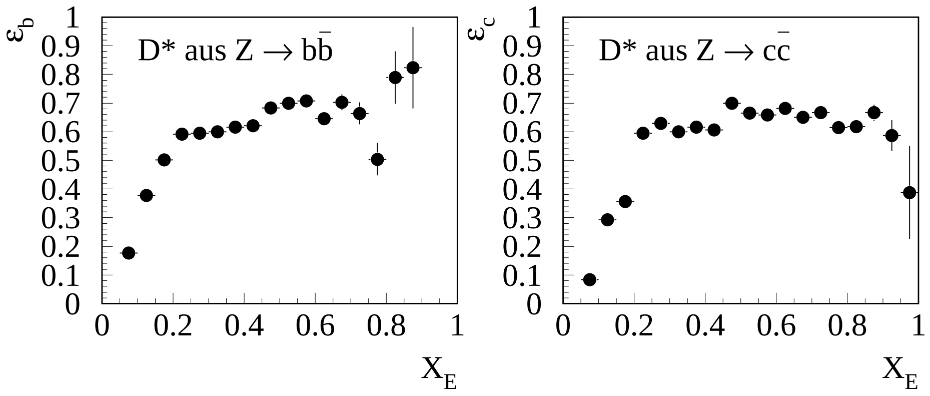


Abbildung 5.9: $D^{*\pm}$ – Rekonstruktionseffizienz als Funktion von X_E für D^* – Mesonen aus b – und c – Produktion

5.3 D* – Mesonen aus b – Zerfällen

Aus der inklusiven Menge rekonstruierter D^* – Mesonen wird zunächst der Anteil von D^* aus $Z \to b\overline{b}$ – Ereignissen bestimmt, danach wird an einer reinen Menge von $b \to D^{*\pm}$ – Ereignissen das Energiespektrum gemessen.
Diese Untersuchung basiert auf dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen b – Tag Algorithmus. Für diesen Teil der Analyse wird $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ verlangt, da so gewährleistet ist, daß ein Großteil der Spuren den Vertexdetektor passieren. Weiterhin ist die für Monte – Carlo – Ereignisse angewandte Verschmierung der Auflösung ebenfalls unter diesem Schnitt erfolgt, und es ist nicht zu erwarten, daß diese ohne weiteres auf den Bereich $|\cos\theta_{Thrust}| > 0.7$ ausgedehnt werden kann.
Die Effizienz von QIPBTAG ist am höchsten, wenn alle Spuren eines Ereignisses zur Bestimmung der Variablen P_{uds} herangezogen werden. Dieses Verfahren hat allerdings das Problem, daß der Wert von $\mathcal{B}_{tag}$ korreliert ist mit dem Impuls des D^*, da D^0 aus schnellen D^* im Mittel weiter vom Hauptvertex entfernt zerfallen als solche aus langsamen D^*, und somit zu einem größeren Wert von $\mathcal{B}_{tag}$ führen. Über diese Korrelation wird dann eine unerwünschte Abhängigkeit des b – Tags von dem D^* – Energiespektrum erzeugt. Aus diesem Grunde wird $\mathcal{B}_{tag}$ nur mit Spuren in der Hemisphäre gegenüber eines D^* – Kandidaten bestimmt. Diese Methode reduziert Korrelationen deutlich, eliminiert sie aber nicht vollständig. Es bleiben Effekte aufgrund der Abstrahlung harter Gluonen: In diesen Ereignissen verringert sich gleichzeitig die mittlere Energie der D^* – Mesonen sowie die aller Jets. Da die Tagging – Effizienz von den Jet – Energien abhängt, werden sie deshalb als Funktion vom X_E der D^* – Mesonen bestimmt.

5.3.1 Anteil an der Gesamtproduktion

Die Bestimmung des Anteils $b \to D^{*\pm}$ erfolgt mit Hilfe eines Fits an die Daten. Die generelle Beschreibung der Methode wurde in Abschnitt 4.4.1 gegeben.
Die Rekonstruktion der D^* geschieht in zwanzig Intervallen der Variable $\mathcal{B}_{tag}$ mit $0 \leq \mathcal{B}_{tag} \leq$

10. Unter der Einschränkung $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ werden $8260 \pm 120\,\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen gefunden, und der Fit mit HVFL05 – Ereignissen an die Verteilung (Abb.5.10) liefert für die relativen Anteile

$$\begin{aligned} P_b &= 0.494 \pm 0.015\ , \\ P_c &= 0.352 \pm 0.052\ , \\ P_g &= 0.153 \pm 0.053\ , \end{aligned}$$

mit einem χ^2 von 23 bei 18 Freiheitsgraden. Angegeben sind die statistischen Fehler. Während

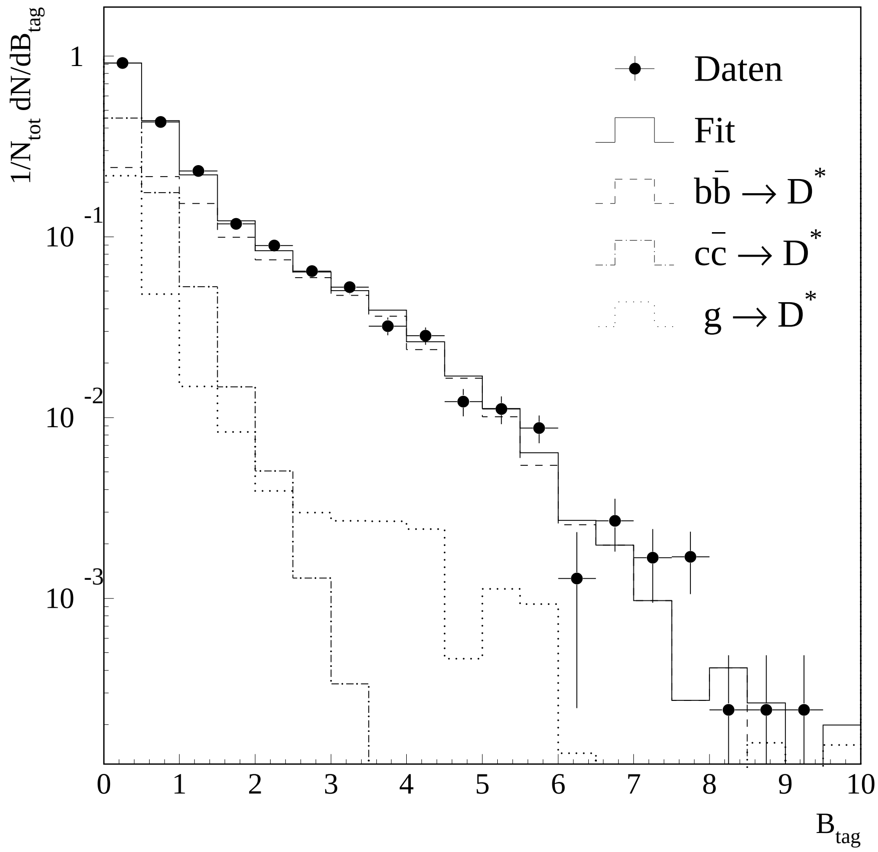


Abbildung 5.10: Fit der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung. Das durchgezogene Histogramm ist die Summe der drei einzelnen Beiträge.

das Ergebnis für P_b eine Genauigkeit von etwa 3% hat, sind die Fehler auf P_c und P_g deutlich größer. Das liegt daran, daß beide Verteilungen ähnliche Formen haben, was zu einer Korrelation der Werte von ca. 96% führt. Sie unterscheiden sich hauptsächlich dadurch, daß die Gluon – Splitting – Verteilung einen Ausläufer zu großen $\mathcal{B}_{tag}$ – Werten aufweist, der von $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}Q\bar{Q}}$ – Ereignissen herrührt, in denen das D^* aus dem Gluon – Splitting stammt. Da für die folgenden Untersuchungen aber P_b die wichtigste Rolle spielt, werden keine weiteren Anstrengungen unternommen, die Genauigkeit auf P_c zu verbessern. (Man könnte z.B. nur D^* mit $X_E \gtrsim 0.25$ auswählen, und annehmen, daß der Gluon – Splitting – Beitrag für diese

Menge vernachlässigbar ist. Entsprechend der Diskussion in Kapitel 4 sollen diese Näherungen hier aber nicht gemacht werden.)

Systematische Fehler

Da die oben gewonnenen Werte von P_b und P_c für die weitere Analyse benutzt werden, sollen hier bereits ihre systematischen Fehler bestimmt werden. Diese teilen sich in zwei Klassen: Zum einen hat die Form des D* – Energiespektrums über die oben besprochenen Korrelationen einen Einfluß auf die $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung, d.h. die Modellierung der Fragmentation und die Unsicherheit auf Rekonstruktionseffizienzen beeinflussen die Fit – Ergebnisse, zum anderen existieren Unsicherheiten auf die Simulierung der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung selbst.

Fragmentationsfunktion Um den Einfluß der Fragmentationsfunktion zu untersuchen, werden die Monte – Carlo – Ereignisse entsprechend verschiedener Werte der Peterson – Parameter ϵ_{Q} umgewichtet. Für jedes D* wird dazu das Verhältnis $f(z, \epsilon^1_{\mathrm{Q}})/f(z, \epsilon^0_{\mathrm{Q}})$ in die Monte – Carlo – Verteilungen für den Prozeß Q $\rightarrow$ D* eingetragen, wobei $f(z, \epsilon^i_{\mathrm{Q}})$ die normierten Peterson – Funktionen (2.47) sind und ϵ^0_{Q} bzw. ϵ^1_{Q} die in HVFL05 bzw. für die Umgewichtung benutzten Parameter. Die Werte der ϵ^i_{Q} stammen aus Anpassungen der Monte – Carlo – Parameter an Messungen von D*$^{\pm}$ – [70] sowie B – Meson – Energiespektren [81, 82]; der Fehler auf ϵ_{c} wird ebenfalls aus [70] abgeleitet, während für den Fehler auf ϵ_{b} der gemittelte LEP – Wert $\langle X_E \rangle_{\text{B – Hadronen}} = 0.702 \pm 0.008$ [83] herangezogen wird:

$$
\begin{aligned}
\epsilon_{\mathrm{c}} &= 0.030 \pm 0.013 \,, & (5.2)\\
\epsilon_{\mathrm{b}} &= 0.0045 \pm 0.0009 \,. & (5.3)
\end{aligned}
$$

Die Umgewichtung der Verteilungen im Rahmen dieser Fehler ergibt als systematische Unsicherheiten der P_i aufgrund der Fragmentationsfunktion $\Delta P_b = \pm 0.0006$, $\Delta P_c = \pm 0.003$, und $\Delta P_g = \pm 0.003$.
Dies ist ein wichtiges Resultat, da es besagt, daß die Separation der D* – Mesonen aus b – Zerfällen kaum vom Fragmentationsmodell abhängt. In den folgenden Abschnitten werden ϵ_{b} und ϵ_{c} bestimmt, die eine bessere Beschreibung der D* – Energieverteilungen ergeben als die obigen Werte. Der $\mathcal{B}_{tag}$ – Fit wird mit diesen Parametern erneut durchgeführt und liefert fast identische Werte für die P_i. Ebenso reproduzieren die nochmals bestimmtenWerte für ϵ_{b} und ϵ_{c} die vorher gemessenen.

D* – Rekonstruktion Eine genaue Beschreibung der Untersuchungen, mit denen systematische Fehler aufgrund der Rekonstruktion der D* – Mesonen abgeschätzt werden, erfolgt in Kapitel 6. Als Ergebnis für die Unsicherheiten auf die P_i wird $\Delta P_b = \pm 0.0002$, $\Delta P_c = \pm 0.001$, $\Delta P_g = \pm 0.001$ gefunden. Auch diese Fehler sind klein gegenüber den statistischen.

$\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung Die Kenntnis der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung wird zum einen durch ungenügende Simulation des Detektorverhaltens beeinträchtigt, zum anderen durch unvollständiges Wissen über die Hadronisationsprozesse, z.B. der genauen Produktionsraten von Charm – Hadronen, die unterschiedliche Lebensdauern aufweisen und damit leicht verschiedene $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilungen ergeben. Hier wird sich auf die Ergebnisse der bereits in Abschnitt 4.3 erwähnten R_b – Messung [76] gestützt, die sehr detaillierte Untersuchungen enthält.

Die $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung für Z $\rightarrow$ b$\overline{\text{b}}$ – Ereignisse kann im Monte – Carlo sehr genau modelliert werden, da sie direkt an den Daten meßbar ist. Der gesamte relative systematische Fehler auf R_b ist 1% und wird hier auch für P_b angenommen. Die $\mathcal{B}_{tag}$ – Effizienzen für Z $\rightarrow$ c$\overline{\text{c}}$ und Z $\rightarrow$ u$\overline{\text{u}}$, d$\overline{\text{d}}$, s$\overline{\text{s}}$ werden in [76] mit einer Ungenauigkeit von 13% bzw. 17% abgeschätzt und werden hier als Fehler auf P_c bzw. P_g angenommen.

Die obigen systematischen Fehler werden jeweils quadratisch addiert, so daß sich schließlich für die P_i aus dem $\mathcal{B}_{tag}$ – Fit ergibt:

$$\begin{aligned} P_b &= 0.494 \pm 0.015(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.})\ , \\ P_c &= 0.352 \pm 0.052(\text{stat.}) \pm 0.047(\text{syst.})\ , \\ P_g &= 0.153 \pm 0.053(\text{stat.}) \pm 0.027(\text{syst.})\ . \end{aligned} \tag{5.4}$$

5.3.2 Energiespektrum der D* – Mesonen

Nachdem die Zusammensetzung der Menge rekonstruierter $\text{D}^{*\pm}$ gemessen wurde, soll jetzt mit einem Schnitt auf $\mathcal{B}_{tag}$ eine reine Untermenge von D^* – Mesonen aus b – Zerfällen selektiert werden. Mit diesen werden die Produktionsraten von $\text{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus primären b – Quarks, $\overline{n}_{\text{b}\rightarrow\text{D}^{*\pm}}(X_E)B_* = 1/N_{had}\, dN/dX_E$, als Funktion der D^* – Energie gemessen und die Form der Verteilung mit der Simulation verglichen.
Bei der Wahl des $\mathcal{B}_{tag}$ – Schnittes ist ein Kompromiß zu treffen zwischen einer guten Reinheit und gleichzeitig akzeptabler b – Effizienz. Hier wird $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$ verlangt. Unter dieser Bedingung werden in den Daten $N^{tag}_{\text{D}^*} = 1337 \pm 45$ $\text{D}^{*\pm}$ – Mesonen gefunden. Die Zusammensetzung dieser Menge wird nicht über einen Fit der X_E – Verteilung bestimmt, sondern mit Hilfe der modellunabhängigeren Tagging – Effizienzen t_i. Diese ergeben sich aus Monte – Carlo – Ereignissen, für die $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ ist und in denen ein $\text{D}^{*\pm}$ rekonstruiert wurde, zu $t_b = (31.35 \pm 0.43)\%$, $t_c = (1.26 \pm 0.12)\%$, $t_g = (5.47 \pm 0.62)\%$. Die erwartete Anzahl N^{tag}_i von $\text{D}^{*\pm}$ – Mesonen ergibt sich dann aus den Ergebnissen des vorstehenden Abschnittes zu

$$N^{tag}_i = N_{\text{D}^*} \cdot P_i \cdot t_i\ , \tag{5.5}$$

und für die relativen Anteile P^{tag}_i ist somit $P^{tag}_i = N^{tag}_i / N^{tag}_{\text{D}^*}$. Da die Summe dieser P^{tag}_i nicht automatisch eins ergibt, werden nur P^{tag}_b und P^{tag}_c auf diese Weise bestimmt, und man findet

$$\begin{aligned} P^{tag}_b &= (95.8 \pm 3.4)\%\ , \\ P^{tag}_c &= (2.73 \pm 0.48)\%\ . \end{aligned}$$

Der am ungenauesten bestimmte Wert P^{tag}_g wird jeweils als $1 - P^{tag}_b - P^{tag}_c$ berechnet. Die obigen Fehler ergeben sich aus den in Glg.(5.5) eingehenden Größen.
Die X_E – Verteilung der D^* ist in Abb.5.11 zusammen mit der sich aus den P^{tag}_i ergebenden Monte – Carlo – Verteilung gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist gut, das χ^2 beträgt 15.8 bei 17 Freiheitsgraden.
Im nächsten Schritt wird der verbleibende Anteil von c $\rightarrow$ $\text{D}^{*\pm}$ und g $\rightarrow$ $\text{D}^{*\pm}$ von dem Spektrum abgezogen, so daß ein reines b $\rightarrow$ $\text{D}^{*\pm}$ – Spektrum übrig bleibt. Für die Subtraktion werden die entsprechenden Monte – Carlo – Verteilungen verwendet. Aus dem resultierenden Spektrum wird dann die Produktionsrate $\overline{n}_{\text{b}\rightarrow\text{D}^{*\pm}}(X_E)B_*$ bestimmt. Dazu wird das Spektrum mit der Tagging – Effizienz t_b und der Rekonstruktionseffizienz ε_b korrigiert. Hier wird t_b in Bezug auf Z $\rightarrow$ b$\overline{\text{b}}$ – Ereignisse ohne den Schnitt $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ benutzt, um auf den

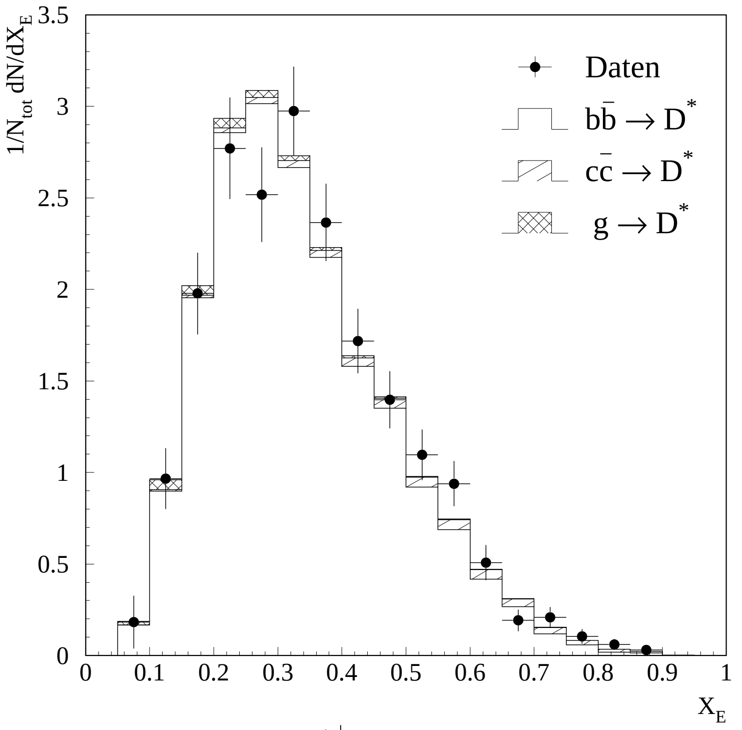


Abbildung 5.11: Energiespektrum der $D^{*\pm}$ – Mesonen nach einem Schnitt auf $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$. Die Histogramme sind die Verteilungen des HVFL05 – Monte – Carlos.

vollen Raumwinkel zu korrigieren. Die mittlere Effizienz ist $t_b = (23.7 \pm 0.3)\%$, und ihre X_E – Abhängigkeit ist in Abb.5.12 gezeigt. Abb.5.13 zeigt die Produktionsraten als Funktion von X_E.

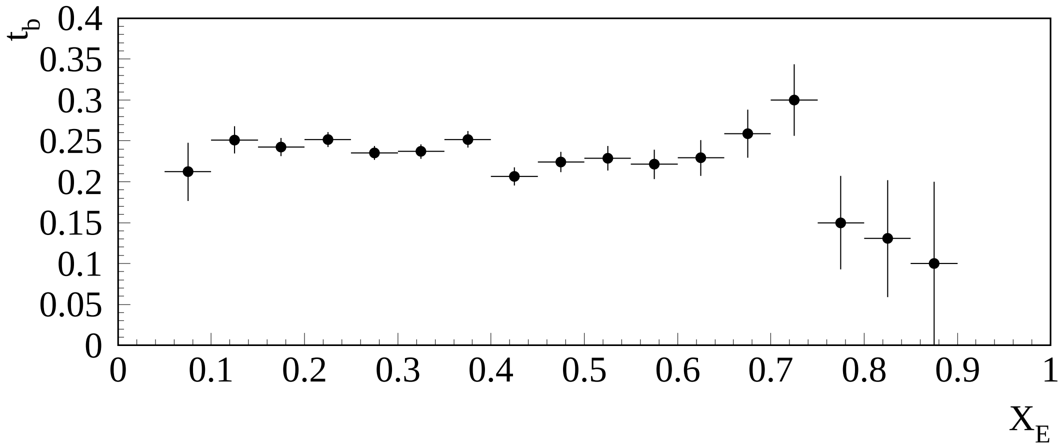


Abbildung 5.12: Tagging – Effizienz für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus b – Zerfällen bei einem Schnitt $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$.

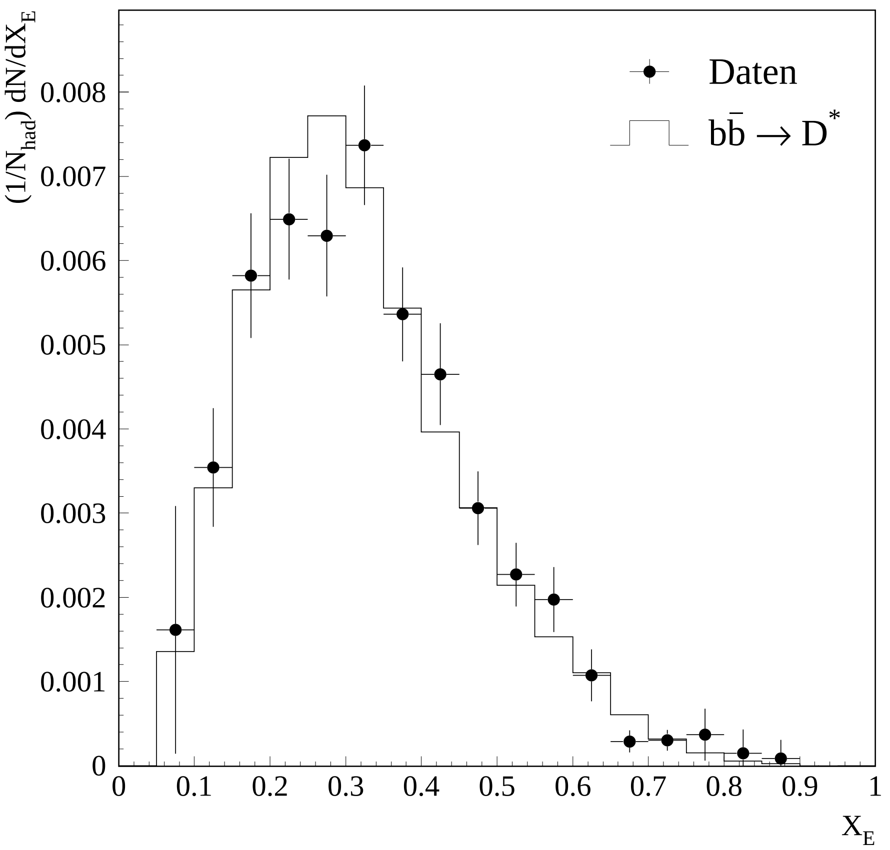


Abbildung 5.13: $D^{*\pm}$ – Produktionsrate aus b – Zerfällen. Das Histogramm zeigt die Monte – Carlo – Verteilung mit $\epsilon_b = 0.0039$.

Folgende Quellen wurden als mögliche systematische Unsicherheiten auf die Produktionsraten in den einzelnen Bins betrachtet:

Monte – Carlo – Statistik Die Effizienzen t_b und ε_b sind mit statistischen Fehlern behaftet, welche quadratisch zu den statistischen Fehlern auf die Datenpunkte addiert werden.

Fragmentationsfunktion Für die Subtraktion des $c \to D^{*\pm}$ – und $g \to D^{*\pm}$ – Untergrundes werden Monte – Carlo – Verteilungen benutzt. Die Variation von ϵ_c innerhalb der in Glg.(5.2) angegebenen Fehler ergibt aber einen vernachlässigbaren Einfluß auf die $b \to D^{*\pm}$ – Verteilung.

Fehler der P_i^{tag} Einen größeren Effekt zeigen die Unsicherheiten auf die angenommene Zusammensetzung der $D^{*\pm}$ – Menge mit $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$. Zur Abschätzung eines systematischen Fehlers werden die P_i^{tag} im Rahmen ihrer Ungenauigkeiten variiert und das $b \to D^{*\pm}$ – Spektrum erneut bestimmt.

D^* – Rekonstruktion Die systematischen Fehler aufgrund der Rekonstruktionseffizienz sind bei kleinen X_E am größten, da dort die meisten Schnitte zur Unterdrückung des Untergrundes angewandt werden. Zur Abschätzung dieser Fehler sei wieder auf Kapitel 6 verwiesen.

Eine Auflistung von $\overline{n}_{\mathrm{b}\to\mathrm{D}^{*\pm}}(X_E)B_*$ mit statistischen und systematischen Fehlern ist in Anhang A gegeben. Die integrierte Produktionsrate $R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})B_*$ wird erst nach einer späteren Anpassung an die Daten bestimmt werden, da dort die Genauigkeit auf P_b noch verbessert wird. Das Ergebnis ist dann allerdings von dem Fragmentationsmodell abhängig, welches auf die obige Bestimmung des Spektrums praktisch keinen Einfluß hat.

Für die folgenden Analyseschritte sollte die Form der X_E – Verteilung im Monte – Carlo möglichst gut mit der gemessenen übereinstimmen. Wie in Abb.5.11 zu sehen, ist die Übereinstimmung der $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Verteilung zwischen Daten und HVFL05 bereits gut, sie läßt sich jedoch noch leicht verbessern, indem man die Verteilung nach verschiedenen ϵ_{b} umgewichtet und das χ^2 minimiert. Die beste Übereinstimmung wird für $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0039$ und einem χ^2 von 13.4 bei 16 Freiheitsgraden erzielt. Die mittlere Energie der D^* – Mesonen ändert sich nur schwach mit ϵ_{b}, so daß der statistische Fehler mit $\Delta\epsilon_{\mathrm{b}} = ^{+0.0019}_{-0.0013}$ recht groß ist. Es soll an dieser Stelle betont werden, daß es sich hier nicht um eine „Messung“ von ϵ_{b} handelt, sondern die Umgewichtung nur ein einfaches Verfahren darstellt, eine verbesserte Parametrisierung des Monte – Carlos zu erreichen. Diskrepanzen zwischen Daten und Monte – Carlo könnten auch aus der Modellierung der b – Zerfälle herrühren, welche sich aber nicht so bequem parametrisieren lassen. Für zukünftige Anpassungen wird deshalb $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0039$ benutzt und für systematische Studien gemäß Glg.(5.3) ein Fehler von ± 0.0009 angenommen.

5.4 D^*–Mesonen aus primären Charm–Quarks und Gluon–Splitting

Korrigiert man das im vorigen Abschnitt unter der Bedingung $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$ gemessene reine $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrum nur mit der b – Tagging – Effizienz, so erhält man den gesamten Anteil rekonstruierter $\mathrm{D}^{*\pm}$ aus b – Zerfällen. Dieser läßt sich vom inklusiven Spektrum subtrahieren, so daß die $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – und $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Beiträge übrig bleiben. In einem Fit an dieses X_E – Spektrum werden die relativen Anteile P_g und P_c sowie der Peterson – Parameter ϵ_{c} bestimmt. Aus dem effizienzkorrigierten Spektrum läßt sich dann die inklusive Produktionsrate $\overline{n}_{\mathrm{c,g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}(X_E)B_*$ von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks sowie Gluon – Splitting messen. Eine Trennung dieser beiden Raten erfolgt hier noch nicht, da die Messung von P_g und P_c später noch verbessert werden wird.

Nach Subtraktion des b – Anteils wird an das verbleibende X_E – Spektrum die Funktion (4.7) angepaßt, wobei aber $P_b \equiv 0$ gesetzt wird, so daß $P_g \equiv 1 - P_c$ ist. Der Fit wird mit Monte – Carlo – Verteilungen wiederholt, die entsprechend verschiedener ϵ_{c} umgewichtet sind, und die Parameter P_c und ϵ_{c} bestimmt, für die das χ^2 zwischen Daten und Monte – Carlo minimal wird. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} P_c &= 0.892 \pm 0.029 \ , \\ P_g &= 0.108 \pm 0.029 \ , \\ \epsilon_{\mathrm{c}} &= 0.0255 \pm 0.0050 \ , \end{aligned}$$

mit einem χ^2 von 14.2 bei 18 Freiheitsgraden. Die Verteilungen sind in Abb.5.14 gezeigt. Eine gute Beschreibung des Spektrums benötigt hier bereits die Berücksichtigung der Gluon –

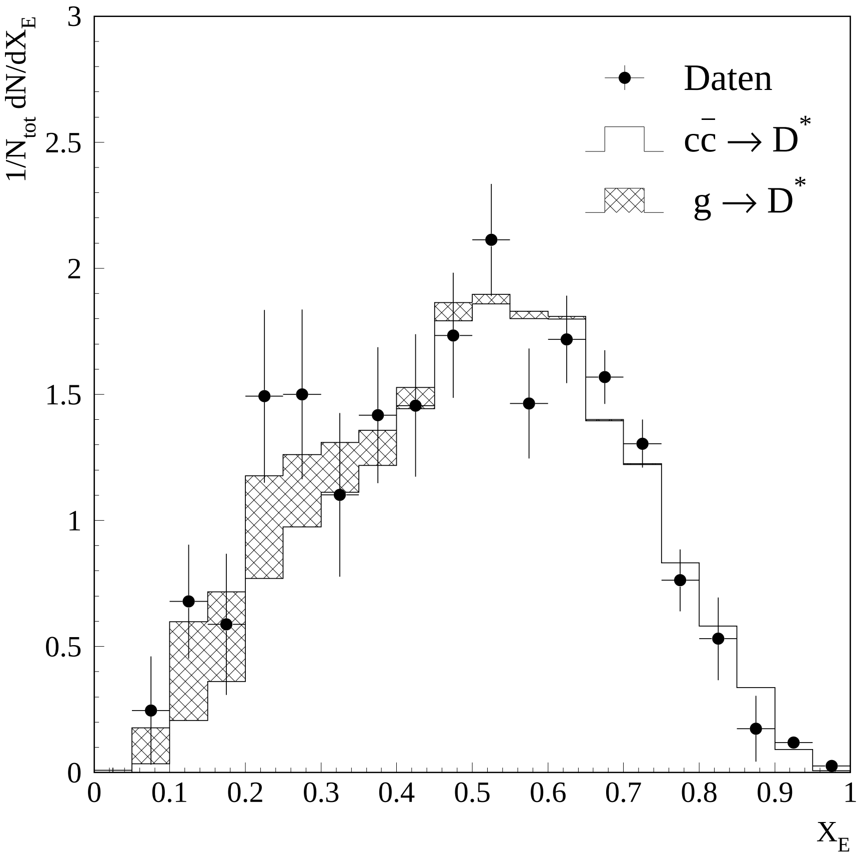


Abbildung 5.14: Energiespektrum der $D^{*\pm}$ – Mesonen nach Subtraktion des b – Anteils.

Splitting – Komponente. Vernachlässigt man diesen Beitrag (d.h. fixiert P_c im Fit auf eins), verdoppelt sich das χ^2. Auch die Bestimmung von ϵ_c ist sensitiv auf den $g \to D^{*\pm}$ – Prozeß. Versucht man, das X_E – Spektrum nur mit der $c \to D^{*\pm}$ – Komponente zu beschreiben, muß eine „weichere“ Fragmentationsfunktion benutzt werden. Der beste Fit ergibt sich in diesem Fall für $\epsilon_c = 0.031$ mit $\chi^2 = 24.4$.
Zur Berechnung von $\overline{n}_{g\to c\bar{c}}$ werden die über das X_E – Spektrum gemittelten Rekonstruktionseffizienzen benötigt. Diese werden dem auf $\epsilon_c = 0.0255$ und $\epsilon_b = 0.0039$ umgewichteten Monte – Carlo zu

$$
\begin{aligned}
\varepsilon_c &= 0.610 \pm 0.002 \,, \\
\varepsilon_b &= 0.567 \pm 0.002 \,, \\
\varepsilon_{gc} &= 0.341 \pm 0.006 \,, \\
\varepsilon_{gb} &= 0.348 \pm 0.018
\end{aligned}
\tag{5.6}
$$

entnommen. Zur Bestimmung der Korrektur δ_{cb} wird zunächst das ALEPH – Ergebnis $f(b \to D^{*\pm})/f(c \to D^{*\pm}) = 0.87$ [70] benutzt, da eine Messung von P_b/P_c erst später erfolgt. Aus dem obigen Fit bekommt man $P_g/P_c = 0.121 \pm 0.036$ und aus Glg.(4.19) $\overline{n}_{g\to c\bar{c}} =$

$(3.23 \pm 0.95)\%$, wobei nur der statistische Fehler angegeben ist.
Will man die Produktionsraten $R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})(X_E)$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}(X_E)$ einzeln bestimmen, so müssen die Anteile entsprechend der für den Fit benutzten Fragmentationsfunktionen bestimmt werden. Da diese Messung später noch verbessert wird, soll hier nur die modellunabhängigere inklusive Rate $\overline{n}_{\mathrm{c,g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}(X_E)B_*$ gemessen werden. Dazu wird das Spektrum rekonstruierter D^* nach Glg.(4.16) mit einer gemittelten Rekonstruktionseffizienz korrigiert. Da die Effizienzen für beide Prozesse sehr ähnlich sind (die Effizienz ε_g für $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ ist das gewichtete Mittel $\varepsilon_g \approx 0.88\varepsilon_c + 0.12\varepsilon_b$), ist die Abhängigkeit der Resultate von der Fragmentationsfunktion sehr klein. Die effizienzkorrigierte Verteilung ist in Abb.5.15 gezeigt. Da die Effizienzen für $X_E < 0.2$ sehr klein werden, ergeben sich dort große Fehler auf die

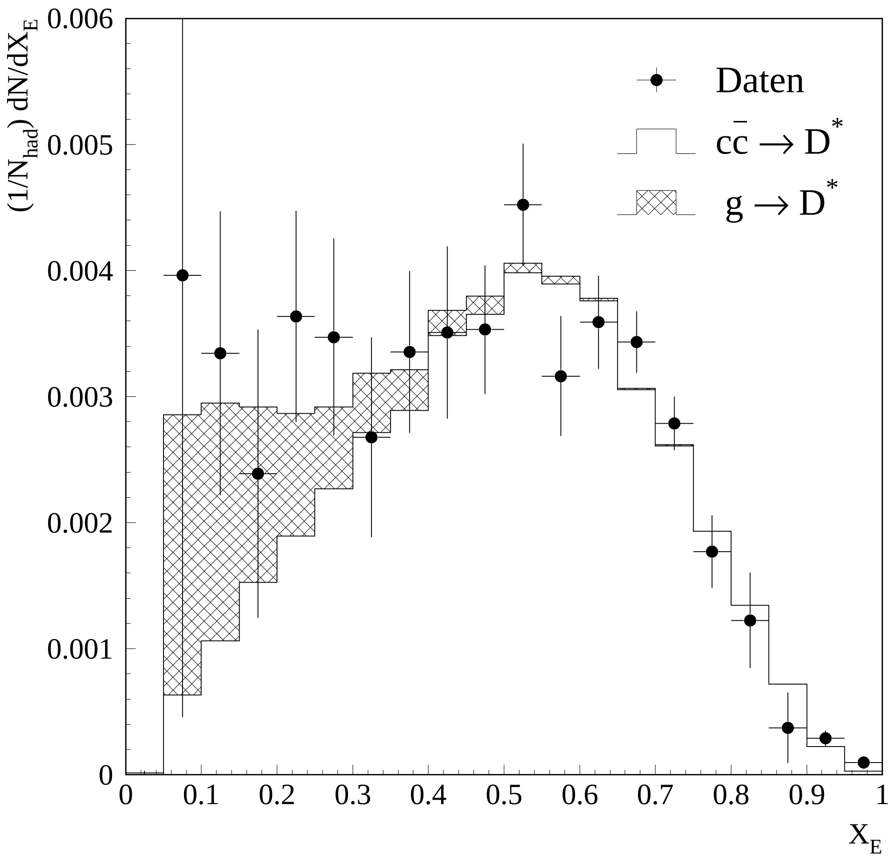


Abbildung 5.15: Produktionsrate von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks und Gluon – Splitting.

Datenpunkte. Es ist aber auch hier ersichtlich, daß das $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrum alleine keine gute Beschreibung der Daten zuläßt und die Addition des Gluon – Splitting – Beitrages diese deutlich verbessert. Eine Tabelle der Produktionsraten ist wieder in Anhang A gegeben. Systematische Fehler werden analog zum Fall des $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrums behandelt, und es soll hier nur auf die Unterschiede eingegangen werden.
Um die Unsicherheit auf einen verbleibenden $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Anteil im b – subtrahierten Spektrum (bzw. einen mit dem $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrum abgezogenen $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – oder $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Anteil)

abzuschätzen, wird die Subtraktion mit den b – Spektren wiederholt, die sich aus einer Variation der P_i^{tag} ergeben. Diese Unsicherheit liefert einen Hauptbeitrag zum systematischen Fehler.
Eine Variation von P_g und P_c im Rahmen ihrer statistischen Fehler zeigt einen vernachlässigbaren Effekt, ebenso die Umgewichtung der Fragmentationsfunktionen entsprechend des gemessenen ϵ_{c}. Dies liegt an der oben erwähnten Ähnlichkeit von ε_g und ε_c.

Systematische Fehler auf den Fragmentationsparameter ϵ_{c} wurden ebenfalls aus der Unsicherheit auf die P_i^{tag} sowie der Rekonstruktionseffizienzen abgeleitet. Erneut dominieren die aus der Subtraktion des b – Spektrums resultierenden Fehler, und es ergibt sich

$$\epsilon_{\mathrm{c}} = 0.0255 \pm 0.005\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.002\,(\mathrm{syst.})\ . \tag{5.7}$$

Dieser Wert von ϵ_{c} wird für zukünftige Anpassungen benutzt und zur Abschätzung systematischer Effekte innerhalb der obigen Fehler variiert werden. Bestimmt man mit diesen Werten die mittlere Energie $\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c$ von D^* – Mesonen aus primären Charm – Quarks, findet man

$$\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c = 0.499 \pm 0.007\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.003\,(\mathrm{syst.})\ . \tag{5.8}$$

Dieser Wert ist weniger von einem spezifischen Hadronisationsmodell abhängig und läßt sich besser mit anderen Messungen vergleichen.

5.5 Stabilität der Resultate

Es wurde bereits mehrfach betont, daß die bisher gewonnenen Ergebnisse im wesentlichen unabhängig von der Monte – Carlo – Simulation der D^* – Fragmentationsfunktionen sind. Da am Ausgangspunkt der Analyse jedoch HVFL05 – Ereignisse mit $\epsilon_{\mathrm{c}} = 0.030$ und $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0045$ benutzt wurden, ist zu prüfen, ob die daraus abgeleiteten „verbesserten“ Werte $\epsilon_{\mathrm{c}} = 0.0255$ und $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0039$ zu stabilen Resultaten führen. Dazu wurde die in den vorangegangenen beiden Abschnitten beschriebene Prozedur mit den neuen Fragmentationsparametern wiederholt. Der Fit an die $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung liefert damit

$$\begin{aligned} P_b &= 0.495 \pm 0.015(\mathrm{stat.}) \pm 0.005(\mathrm{syst.})\ , \\ P_c &= 0.352 \pm 0.052(\mathrm{stat.}) \pm 0.047(\mathrm{syst.})\ , \\ P_g &= 0.153 \pm 0.053(\mathrm{stat.}) \pm 0.027(\mathrm{syst.})\ , \end{aligned} \tag{5.9}$$

also praktisch identische Werte zu der ursprünglichen Messung. Auch die aus dem Monte – Carlo abgeleitete Zusammensetzung des Spektrums nach dem Schnitt $\mathcal{B}_{tag} > 1.9$ stimmt mit der vorherigen Messung überein, so daß die Bestimmung von ϵ_{b} und ϵ_{c} die gleichen Werte wie zuvor liefert.
Der Wert für P_b wurde aus der D^* – Menge nach dem Schnitt $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ bestimmt. In einer später folgenden Analyse wird dieser Schnitt nicht mehr angewandt, um die volle Datenmenge nutzen zu können, und es ist eine kleine Korrektur des Wertes P_b nötig, wenn man den Anteil $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ in dieser Menge angeben will. Diese Korrektur rührt daher, daß die Effizienzen ε_{Thrust} für den Schnitt $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ unterschiedlich sind für Ereignisse mit ($\varepsilon_{Thrust} = (72.1 \pm 0.2)\%$) bzw. ohne ($\varepsilon_{Thrust} = (69.3 \pm 0.2)\%$) Gluon – Splitting. Im Rahmen der Fehler stimmen sie für $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\overline{c}}$ – und $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}}$ – Ereignisse überein. Eine Korrektur der obigen P_i mit diesen Effizienzen liefert schließlich den aus $\mathcal{B}_{tag}$ abgeleiteten Anteil rekonstruierter $\mathrm{D}^{*\pm}$ an der Gesamtmenge zu

$$P_b^{Btag} = 0.497 \pm 0.016\ . \tag{5.10}$$

Dieser Wert wird als Zwangsbedingung in einem späteren Fit Verwendung finden.

5.6 Fit des inklusiven X_E – Spektrums

Nachdem die Fragmentationsparameter ϵ_{b} und ϵ_{c} bestimmt wurden, soll jetzt das inklusive X_E – Spektrum der $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen angepaßt werden. Dadurch wird einerseits im Vergleich zum Fit an die $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung eine verbesserte Bestimmung des Anteils P_c möglich, andererseits lassen sich die Ergebnisse mit den vorherigen vergleichen und auf ihre Konsistenz prüfen.
Der Fit der drei Anteile P_i an das X_E – Spektrum ergibt

$$\begin{aligned} P_b &= 0.492 \pm 0.028 \;, \\ P_c &= 0.463 \pm 0.014 \;, \\ P_g &= 0.045 \pm 0.021 \;, \end{aligned} \tag{5.11}$$

bei einem χ^2 von 22.9 bei 18 Freiheitsgraden und ist in Abb.5.16 gezeigt. Das Spektrum wird

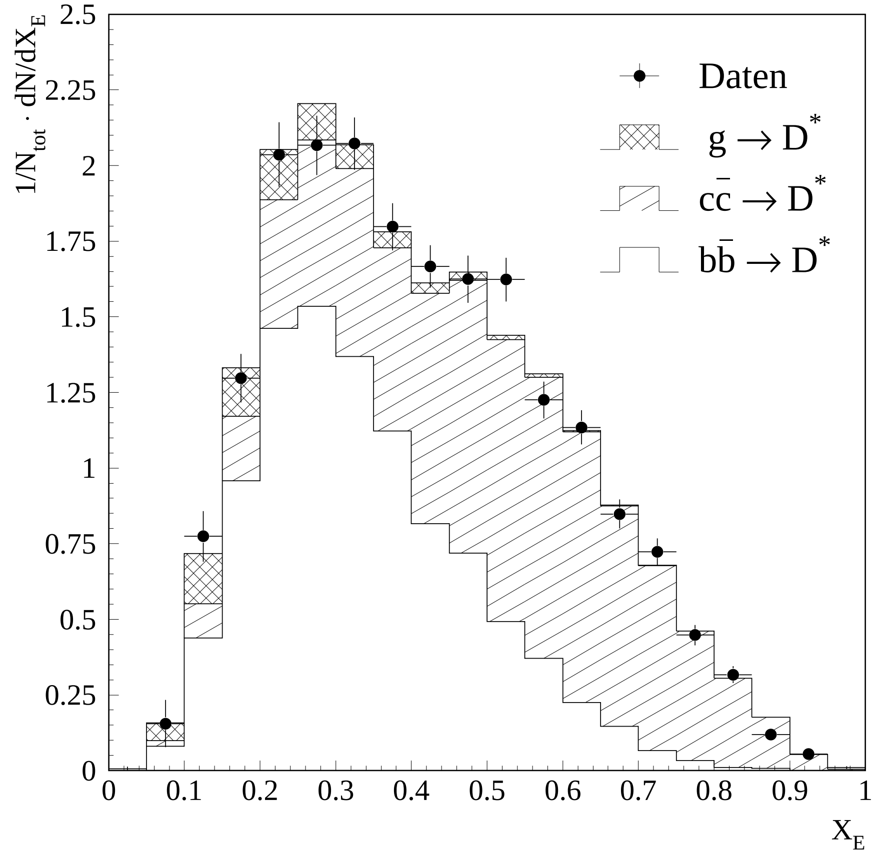


Abbildung 5.16: Fit der inklusiven X_E – Verteilung rekonstruierter $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen.

gut vom Monte – Carlo beschrieben und es zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Resultate mit den aus der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung gewonnenen. Während die beiden Werte für

P_c sich inklusive des systematischen Fehlers aus Glg.(5.9) um 1.5 Standardabweichungen unterscheiden, ist die Abweichung in P_b sehr gering.
Aus dieser Anpassung werden weiter keine Resultate gewonnen; sie dient hauptsächlich dazu sicherzustellen, daß die aus dem Monte – Carlo stammenden Energiespektren sinnvoll für weitere Messungen benutzt werden können.

5.7 Messung der D* – Produktionsraten aus primären Quarks

Während die $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung den Wert von P_b sehr genau bestimmt, liefert der X_E – Fit aufgrund des reinen $c \to D^{*\pm}$ – Anteils bei $X_E \gtrsim 0.6$ ein genaues Ergebnis für P_c. Beide Informationen lassen sich kombinieren, indem man die zweidimensionale Verteilung der $D^{*\pm}$ – Kandidaten in X_E und $\mathcal{B}_{tag}$ bildet. An diese werden mit einem in Abschnitt 4.4.1 erläuterten Likelihood – Fit die entsprechenden Monte – Carlo – Verteilungen angepaßt. Aus der Anpassung ergibt sich

$$\begin{aligned} P_b &= 0.503 \pm 0.011 \,, & \frac{P_b}{P_c} &= 1.105 \pm 0.043 \,, \\ P_c &= 0.4551 \pm 0.0095 \,, & & \\ P_g &= 0.0422 \pm 0.0099 \,, & \frac{P_g}{P_c} &= 0.093 \pm 0.023 \,. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Die Güte der Likelihood – Anpassung läßt sich nicht durch eine Maßzahl wie bei einer χ^2 – Anpassung angeben; die Projektionen auf die $\mathcal{B}_{tag}$ – bzw. X_E – Achse zeigen aber, wie gesehen, eine gute Beschreibung der Daten. Auch eine Untersuchung z.B. der X_E – Spektren für einzelne Bins der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung zeigt keine systematischen Abweichungen der Daten vom Fitergebnis.
Die statistischen Fehler auf die obigen Werte werden im nächsten Abschnitt noch etwas verbessert werden, es stellt sich aber heraus, daß die Produktionsraten $b \to D^{*\pm}$ und $c \to D^{*\pm}$ aus der hier durchgeführten Anpassung mit einem kleineren systematischen Fehler bestimmt werden können. Da der $g \to D^{*\pm}$ – Anteil in dem obigen Fit aber hauptsächlich über das Energiespektrum bestimmt wird, ist er mit großen Fehlern aufgrund der Fragmentationsparameter behaftet. Aus diesem Grunde werden aus den obigen Resultaten die Produktionsraten für D* – Mesonen aus primären Quarks berechnet, im nächsten Abschnitt erfolgt dann eine genauere Bestimmung der Gluon – Splitting – Rate.
Einschließlich des Schnittes $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ sind die Rekonstruktionseffizienzen für $D^{*\pm}$ aus primären Quarks $\varepsilon_b = (43.2 \pm 0.3)\%$ und $\varepsilon_c = (46.7 \pm 0.3)\%$. Damit ergibt sich nach Glg.(4.15) mit $N_{D^*} = 8260 \pm 120$ rekonstruierten $D^{*\pm}$ und $N_{had} = 3.74 \cdot 10^6$ selektierten hadronischen Z – Zerfällen

$$\begin{aligned} R_b f(b \to D^{*\pm}) B(D^{*+} \to K^- \pi^+ \pi_s^+) &= (1.260 \pm 0.034\,(\text{stat.})) \cdot 10^{-3} \,, \\ R_c f(c \to D^{*\pm}) B(D^{*+} \to K^- \pi^+ \pi_s^+) &= (1.056 \pm 0.027\,(\text{stat.})) \cdot 10^{-3} \,. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Das Verhältnis der obigen Produktionsraten ist mit Glg.(4.17):

$$\frac{R_b f(b \to D^{*\pm})}{R_c f(c \to D^{*\pm})} = 1.194 \pm 0.048\,(\text{stat.}) \,. \quad (5.14)$$

Mit den Fitresultaten (5.12) werden auch die korrigierten D* – Produktionsraten als Funktion von X_E bestimmt. Um die Datenmenge in den einzelnen Bins zu erhöhen, wird hierfür der Schnitt auf $\cos\theta_{Thrust}$ fallengelassen, und es wird die in Abschnitt 5.5 beschriebene kleine

Korrektur auf die P_i angebracht. Abb.5.17 zeigt die gemessenen $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Produktionsraten und die Beiträge, wie sie sich aus der Anpassung des Monte – Carlos ergeben. Die Ergebnisse sind in Anhang A tabelliert.

Summiert man die Produktionsraten in den einzelnen Bins der Verteilung, erhält man daraus

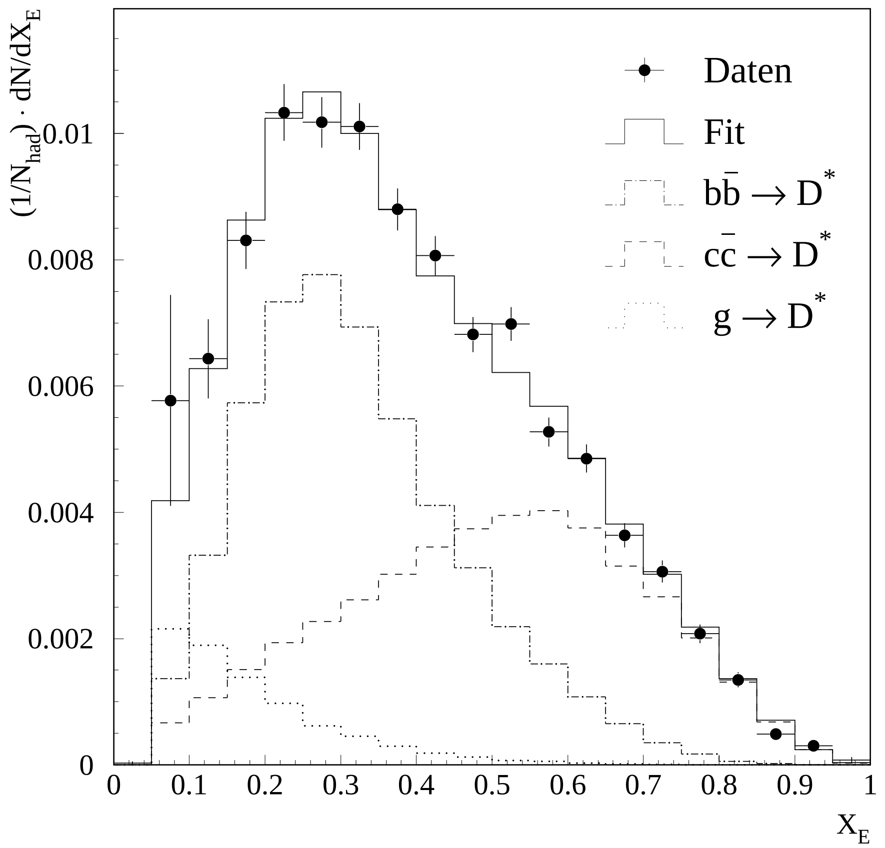


Abbildung 5.17: Effizienzkorrigierte $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Produktionsrate mit den drei sich aus dem Monte – Carlo ergebenden Beiträgen. Das durchgezogene Histogramm ist die Summe dieser drei Anteile.

die mittlere Zahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen, $\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}\to\mathrm{K}\pi\pi} = N_{\mathrm{D}^*} B_* / N_{had}$. Es zeigt sich dabei, daß der Meßpunkt bei $X_E < 0.1$ einen unverhältnismäßig großen Beitrag zum statistischen Fehler liefert. Deshalb werden die Produktionsraten nur über $X_E > 0.1$ summiert und auf den ungemessenen Teil mit Hilfe der Monte – Carlo – Verteilungen extrapoliert. Die Korrektur beträgt etwa 4% und ihre Unsicherheit liefert einen Beitrag zum systematischen Fehler. Mit dieser Methode ergibt sich

$$\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}\to\mathrm{K}\pi\pi} = (5.043 \pm 0.063\,(\mathrm{stat.})) \cdot 10^{-3} \ . \tag{5.15}$$

Die systematischen Fehler auf die in diesem Abschnitt erhaltenen Ergebnisse werden in Kapitel 6 behandelt.

5.8 Messung der Gluon – Splitting – Rate in Charm – Quarks

Der Fit an die zweidimensionale $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung ermöglicht eine genaue Messung der Produktionsraten von D* – Mesonen aus primären Quarks. Die Trennung des g $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ – Anteils ist aber mit größeren systematischen Fehlern behaftet, da sie im wesentlichen auf der Form der X_E – Spektren beruht. Hier wird deshalb die in Abschnitt 4.2 erläuterte Hemisphärenmassendifferenz ΔM_H als weitere Observable in die Analyse eingeführt. Sie ermöglicht eine weitere Diskriminierung der D* – Produktion aus primären und sekundären Quarks und ist weniger stark vom Hadronisationsmodell abhängig als die Energieverteilung.

5.8.1 Methode

Um die bisher gewonnene Information weiterhin zu nutzen, wird die zweidimensionale Verteilung von D$^{*\pm}$ – Kandidaten in X_E und ΔM_H gebildet. Der Anteil von D* – Mesonen aus b – Zerfällen ist aus dem Fit der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung bekannt (Glg.(5.10)) und wird in einer Anpassung der $X_E/\Delta M_H$ – Verteilung als χ^2_b – Zwangsbedingung berücksichtigt:

$$\chi^2_b = \frac{(P_b - P_b^{Btag})^2}{(\Delta P_b^{Btag})^2} \ . \tag{5.16}$$

Zur Veranschaulichung sind die $X_E/\Delta M_H$ – Verteilungen für D* – Mesonen aus primären Charm – Quarks sowie Gluon – Splitting – Prozessen in Abb.5.18 gezeigt. Man erkennt, daß beide Observablen miteinander korreliert sind: Die Abstrahlung harter Gluonen erzeugt eine große Hemisphärenmasse und reduziert gleichzeitig die mittlere Energie der produzierten Teilchen.

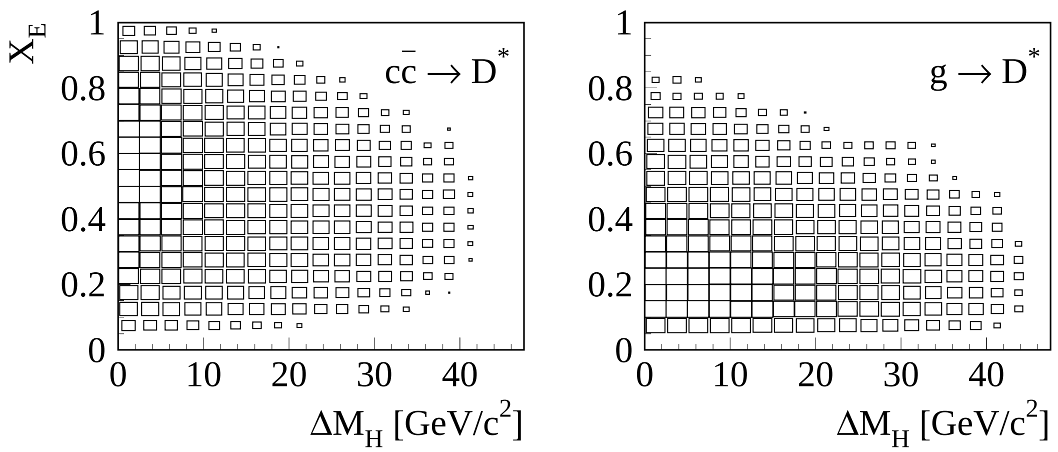


Abbildung 5.18: Zweidimensionale Verteilungen in X_E und ΔM_H für D* – Mesonen aus primären Charm – Quarks und aus Gluon – Splitting – Prozessen.

In Abschnitt 4.2 wurde bereits darauf hingewiesen, daß sich etwa 75% aller D* – Mesonen aus

dem Gluon – Splitting in der schweren Hemisphäre eines Ereignisses befinden, während D^* – Mesonen aus primären Quarks zu je etwa 50% auf die Hemisphären verteilt sind. Betrachtet man D^* – Mesonen, die sich jeweils nur in der leichten bzw. schweren Hemisphäre eines Ereignisses befinden, sollte ein $g \to Q\overline{Q}$ – Signal deshalb im letzteren Fall signifikanter sein als im ersteren. Um auch diese Eigenschaft zu nutzen, werden zwei zweidimensionale Verteilungen erstellt, und zwar je eine für $D^{*\pm}$ in der schweren bzw. leichten Hemisphäre eines Ereignisses. An beide Verteilungen werden gleichzeitig je drei Monte – Carlo – Verteilungen angepaßt, so daß zum einen die volle Information genutzt wird und zum anderen der $g \to D^{*\pm}$ – Anteil der schweren Hemisphäre nicht durch D^* – Kandidaten aus der leichten Hemisphäre verwischt wird.
Konkret haben die Daten – und Monte – Carlo – Verteilungen ξ_i die Form

$$\xi_i(H, X_E, \Delta M_H) = \frac{1}{N_i^{tot}} \frac{dN_i(H, X_E, \Delta M_H)}{dX_E \, d\Delta M_H} \; . \tag{5.17}$$

Die Variable $H = L, S$ steht dabei für eine der beiden Hemisphären, und die Normierung N_i^{tot} beinhaltet alle D^* einer gegebenen Quelle in beiden Hemisphären, d.h. summiert man ξ_g z.B. nur über die leichte Hemisphäre, bekommt man $\sum_{X_E,\Delta M_H} \xi_g(L, X_E, \Delta M_H)\, dX_E \, d\Delta M_H \approx 0.25$ und entsprechend 0.75 für die Summe über die schwere Hemisphäre.
Bei einer Untersuchung dieser Methode an simulierten Ereignissen zeigt sich, daß D^* – Mesonen aus primären Quarks zwar sehr genau zu je 50% in der leichten bzw. schweren Hemisphäre erzeugt werden, die rekonstruierten $D^{*\pm}$ aber etwas häufiger in der schweren Hemisphäre gefunden werden. Der Grund liegt darin, daß der Zerfallsmodus des $D^{*\pm}$ die Hemisphärenmassen beeinflußt: Beim rekonstruierten Zerfall in drei geladene Spuren werden alle Zerfallsteilchen zur Berechnung der Hemisphärenmasse herangezogen, während bei z.B. semileptonischen D – Zerfällen das Neutrino nicht gemessen wird, oder der Zerfall in neutrale Pionen Kalorimeterobjekte mit $E < 1\,\mathrm{GeV}$ erzeugen kann, die ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Zerfällt in einem Ereignis mit eigentlich gleichen Hemisphärenmassen also z.B. ein Charm – Hadron semileptonisch und in der gegenüberliegenden Hemisphäre ein D^{*+} in $K^-\pi^+\pi_s^+$, so wird diese als schwerer gemessen werden. Dieser Effekt ist für D^* aus primären Quarks stärker ausgeprägt als für D^* aus Gluon – Splitting – Prozessen, da dort die Wahrscheinlichkeit kleiner ist, daß sehr ähnliche Hemisphärenmassen auftreten.
Aus diesem Grunde werden für die Erstellung der Monte – Carlo – Verteilungen nur Ereignisse benutzt, in denen ein D^* im Kanal $D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+$ zerfällt, wobei auch die Verzweigungsverhältnisse ihre in Hvfl05 benutzten Standardwerte behalten[1]. Aufgrund dieser Einschränkung war die zur Verfügung stehende Monte – Carlo – Statistik stark begrenzt, und es wurden weitere Ereignisse generiert, bis die Zahl der Monte – Carlo – Ereignisse etwa der siebenfachen Datenmenge entsprach.

Die Anpassung des Monte – Carlos an die Daten geschieht wieder über einen Likelihood – Fit. Dabei wird die Likelihood als Funktion zweier Parameter (z.B. P_b und P_c) für beide zweidimensionalen $X_E/\Delta M_H$ – Verteilungen gleichzeitig minimiert. Zu der Likelihood – Funktion wird die χ_b^2 – Zwangsbedingung (5.16) addiert.

5.8.2 Ergebnis

Als Resultat der Anpassung ergibt sich

[1]Für einige Studien wurden Ereignisse generiert, in denen D^{*+} immer in $K^-\pi^+\pi_s^+$ zerfallen, womit die benötigte Rechenzeit sich um etwa einen Faktor 50 verkürzt; diese Ereignisse sind hier aber nicht brauchbar.

$$\begin{aligned} P_b &= 0.5031 \pm 0.0098 \;, & \frac{P_b}{P_c} &= 1.131 \pm 0.042 \;, \\ P_c &= 0.4447 \pm 0.0086 \;, & & \\ P_g &= 0.0522 \pm 0.0077 \;, & \frac{P_g}{P_c} &= 0.117 \pm 0.018 \;. \quad (5.18) \end{aligned}$$

Die Ergebnisse sind in sehr guter Übereinstimmung mit denen aus dem zweidimensionalen $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Fit, und wie dort wurden die Verteilungen in einzelnen Intervallen betrachtet, wobei sich keine auffälligen Diskrepanzen zwischen Daten und Anpassung zeigten.
Die Projektionen der Verteilungen auf die X_E – und ΔM_H – Achsen sind in den Abbildungen 5.19 und 5.20 gezeigt.

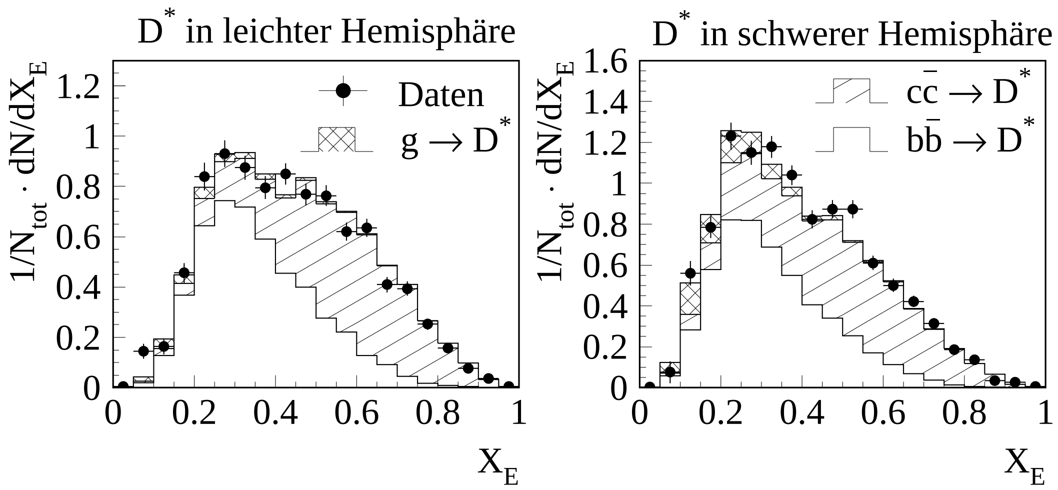


Abbildung 5.19: Projektion der Daten und der Monte – Carlo – Verteilungen auf die X_E – Achse.

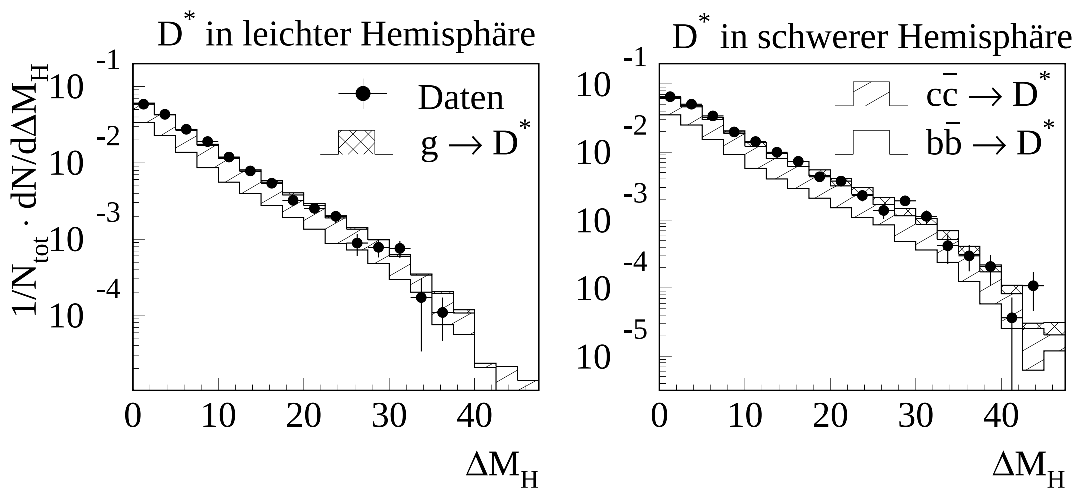


Abbildung 5.20: Projektion der Daten und der Monte – Carlo – Verteilungen auf die ΔM_H – Achse.

Man sieht, daß die Verteilungen der leichten Hemisphäre gut mit einem sehr kleinen Gluon – Splitting – Beitrag verträglich sind, während insbesondere die X_E – Verteilung der schweren Hemisphäre einen signifikanten g $\rightarrow$ Q$\overline{\text{Q}}$ – Anteil im Bereich kleiner X_E aufweist. Der g $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ – Anteil tritt in den ΔM_H – Verteilungen nicht so sehr hervor, da er sich dort über einem großen Anteil von D* – Mesonen aus primären Quarks befindet. Um diesen Beitrag deutlicher sichtbar zu machen, werden in Abb.5.21 die ΔM_H – Verteilungen jeweils in einen Bereich mit $X_E < 0.35$ und $X_E > 0.35$ aufgeteilt. Die Verteilungen für z.B. hochenergetische

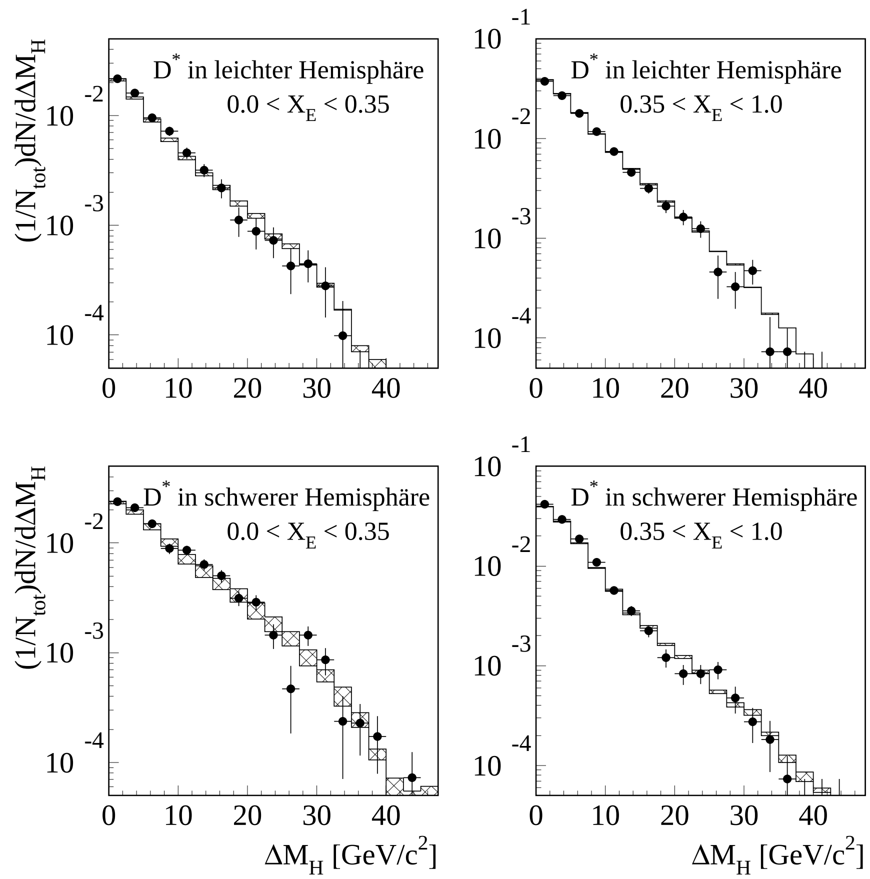


Abbildung 5.21: Projektion der Daten und der Monte – Carlo – Verteilungen auf die ΔM_H – Achsen getrennt für die leichte und schwere Hemisphäre sowie $X_E < 0.35$ bzw. $X_E > 0.35$. Die Monte – Carlo – Verteilungen für b $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ und c $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ sind hier zusammen als offenes Histogramm dargestellt, und der g $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ – Anteil ist schraffiert.

D* – Mesonen in der leichten Hemisphäre bilden eine wichtige Kontrollmenge, da man sieht, daß die Daten dort mit einem vernachlässigbaren Gluon – Splitting – Anteil gut beschrieben werden. In der schweren Hemisphäre hingegen werden mehr D* – Mesonen gefunden, als die Monte – Carlo – Verteilung für D* aus primären Quarks alleine vorhersagt. Damit ist zusätzliche Sicherheit gegeben, daß das Gluon – Splitting – Signal nicht durch eine ungenügende Modellierung der Hemisphärenmassen vorgetäuscht wird.
Um zu prüfen, ob die Form des Überschusses in der schweren Hemisphäre mit einem g $\rightarrow$ D$^{*\pm}$ – Signal verträglich ist, wird die Monte – Carlo – Verteilung für b, c $\rightarrow$ D* von den Daten

subtrahiert und das verbleibende Spektrum mit der Monte – Carlo – Vorhersage für $g \to D^{*\pm}$ verglichen (Abb.5.22). Es findet sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung, insbesondere entspricht die Form der Verteilung nicht dem steilen Anstieg zu kleinen ΔM_H, den man für die D^* – Produktion aus primären Quarks erwartet.

Analog zu den Produktionsraten $R_b f(b \to D^{*\pm})B_*$ und $R_c f(c \to D^{*\pm})B_*$ läßt sich die Rate

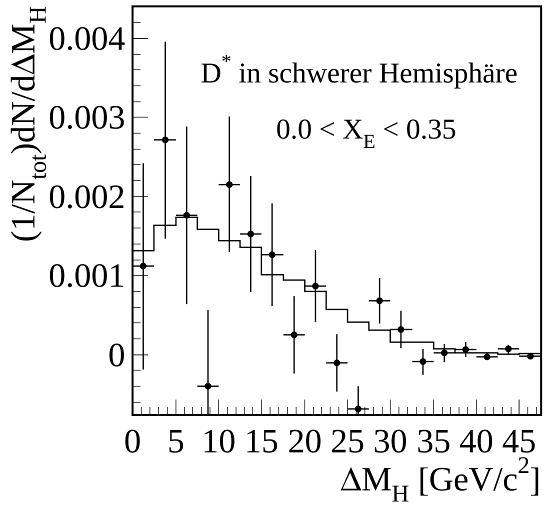


Abbildung 5.22: Vergleich der $g \to D^{*\pm}$ – Monte – Carlo – Verteilung von ΔM_H (Histogramm) mit den Daten (Punkte) für D^* – Mesonen mit $X_E < 0.35$ in der schweren Hemisphäre. Die Datenpunkte ergeben sich nach Subtraktion der $b \to D^{*\pm}$ – und $c \to D^{*\pm}$ – Anteile aus der entsprechenden Verteilung in Abb.5.21.

$2\,\overline{n}_{g\to Q\overline{Q}} f(Q \to D^{*\pm})B_*$ der $D^{*\pm}$ – Produktion aus Gluonen berechnen, wobei an dieser Stelle noch keine Annahme über den Beitrag von $g \to b\overline{b}$ zu dem $g \to c\overline{c}$ – Prozeß eingeht. Das Verzweigungsverhältnis $f(Q \to D^{*\pm})$ stellt somit ein gewichtetes Mittel aus $\overline{n}_{g\to b\overline{b}} f(b \to D^{*\pm})$ und $\overline{n}_{g\to c\overline{c}} f(c \to D^{*\pm})$ dar und wird hier nicht näher bestimmt. Für die mittlere Produktionsrate von D^* – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen in hadronischen Z – Zerfällen[2], $\overline{n}_{g\to D^{*\pm}} B_* = 2\,\overline{n}_{g\to Q\overline{Q}} f(Q \to D^{*\pm})B_*$, ergibt sich mit Glg.(4.15):

$$\overline{n}_{g\to D^{*\pm}} B(D^{*+} \to K^-\pi^+\pi_s^+) = (0.438 \pm 0.066\,(\text{stat.})) \cdot 10^{-3}\ . \tag{5.19}$$

Berücksichtigt man mit Glg.(4.19) die theoretische Vorhersage für das Verhältnis $\overline{n}_{g\to b\overline{b}}/\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$, so erhält man die Gluon – Splitting – Rate in Charm – Quarks zu

$$\overline{n}_{g\to c\overline{c}} = (3.10 \pm 0.48\,(\text{stat.})) \cdot 10^{-2}\ . \tag{5.20}$$

Die Fehler ergeben sich aus den statistischen Fehlern der in die Berechnung eingehenden Werte, die Bestimmung systematischer Fehler wird im folgenden Kapitel beschrieben.

[2]Die Produktionsraten sollen sich auf jeweils *ein* Quark bzw. Gluon beziehen, deshalb wird hier ein Faktor zwei hinzugefügt.

Mit dieser Messung soll nun die noch ausstehende Trennung der X_E – Spektren von D^* – Mesonen aus primären Charm – Quarks bzw. Gluon – Splitting durchgeführt werden. Da es mit den vorhandenen Observablen nicht gelingt, reine Mengen von $c \rightarrow D^{*\pm}$ – oder $g \rightarrow D^{*\pm}$ – Ereignissen zu selektieren, wird dabei allerdings auf die Parametrisierung der Fragmentationsfunktionen im Monte – Carlo zurückgegriffen. Entsprechend den obigen Fitergebnissen wird für jedes Bin der inklusiven X_E – Verteilung der relative Anteil aus Charm – Quarks bzw. Gluon – Splitting bestimmt und mit der zugehörigen Effizienz korrigiert. Abweichungen der Daten von der Fit – Funktion werden somit nach dem jeweiligen Gewicht auf die drei Beiträge verteilt, was zu einer „Glättung“ insbesondere der $g \rightarrow D^{*\pm}$ – Verteilung führt.
Die Ungenauigkeit auf P_g und P_c stellt eine der Quellen systematischer Fehler dar. Zur Abschätzung dieser Unsicherheiten wurden die statistischen und (in Kapitel 6 bestimmten) systematischen Fehler auf die P_i quadratisch addiert und die Bestimmung der Produktionsraten mit entsprechend variierten Anteilen wiederholt. Weiterhin wurden die Energiespektren gemäß der Unsicherheiten auf die Fragmentationsparameter umgewichtet und die Fehler aufgrund der D^* – Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt. Die Spektren sind wieder in Anhang A tabelliert.

Kapitel 6

Untersuchung systematischer Fehler

Quellen systematischer Fehler auf die im letzten Kapitel bestimmten Produktionsraten lassen sich grob in drei Bereiche gliedern:

- $D^{*\pm}$ – Rekonstruktion: Unsicherheiten auf die Rekonstruktionseffizienz führen zu Fehlern auf die absoluten Produktionsraten, aber auch zu Unsicherheiten auf die Form z.B. des X_E – Spektrums, da die systematischen Fehler mit kleiner werdendem X_E zunehmen.

- Monte – Carlo – Modell: Da die relativen Anteile der D^* – Produktion aus einer Anpassung von Monte – Carlo – Verteilungen bestimmt werden, müssen die den Modellen anhaftenden Unsicherheiten untersucht werden. Dazu werden Modellparameter variiert und in Studien zu $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ mit ARIADNE und HERWIG zwei weitere Generatoren verwendet.

- Fitprozedur: Hier werden z.B. Fehler aufgrund der endlichen Monte – Carlo – Statistik oder die Stabilität des Fits ohne die χ^2_b – Zwangsbedingung untersucht.

Zu diesen Punkten kommen noch Fehler aus Verzweigungsverhältnissen, die anderen Messungen bzw. theoretischen Vorhersagen entnommen werden.
Während einige der Fehlerquellen für die Messungen von $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ und den Produktionsraten aus primären Quarks identisch behandelt werden, gibt es andere, die nur für jeweils eine Messung relevant sind, z.B. werden einige Untersuchungen zu den ΔM_H – Verteilungen durchgeführt, die für den Fit der $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung nicht von Bedeutung sind. Zunächst wird deshalb die Abschätzung der systematischen Fehler beschrieben, die allen Messungen gemeinsam sind, danach wird speziell auf die Fehler der einzelnen Produktionsraten eingegangen.

6.1 Quellen systematischer Fehler

6.1.1 D^* – Rekonstruktion

Die Effizienz der angewandten Schnitte ist mit Unsicherheiten behaftet, die in der Regel von einer ungenügenden Simulation des Detektors herrühren. Um die Größe dieser Unsicherheiten abzuschätzen, wird das D^* – Signal jeweils mit und ohne einen gewissen Schnitt bestimmt, wobei alle anderen Schnitte auf ihren Standardwerten belassen werden. Die sich daraus ergebende Effizienz wird zwischen Monte – Carlo und Daten verglichen. Stimmen beide innerhalb ihrer statistischen Fehler überein, so wird dieser als systematische Unsicherheit auf den Schnitt betrachtet. Treten größere Diskrepanzen auf, so wird die Effizienz dieses Schnittes im

Monte – Carlo um einen entsprechenden Faktor korrigiert und der Fehler auf diese Korrektur für systematische Studien benutzt. Die Monte – Carlo – Verteilungen werden mit den variierten Effizienzen gewichtet und die Anpassung an die Daten wiederholt. Die Produktionsraten werden dann mit den neu erhaltenen P_i sowie den variierten Effizienzen berechnet und die Abweichung zum ursprünglichen Fitresultat als systematischer Fehler betrachtet.

Massenschnitte

Die Fehler auf die $M_{\mathrm{K}\pi}$ – und $M_{\mathrm{K}\pi\pi} - M_{\mathrm{K}\pi}$ – Schnitte resultieren hauptsächlich aus Unsicherheiten in der Kenntnis der Massenauflösung. Hier wird das Ergebnis einer ALEPH – Messung des Verzweigungsverhältnisses $B(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+)$ [84] benutzt, in der die relative Unsicherheit auf die Rekonstruktionseffizienz zu 0.6% gefunden wird. Dieser systematische Fehler wird für alle X_E als gleich angenommen und trägt daher nur bei der Bestimmung absoluter Produktionsraten bei.

D^0 – Zerfallswinkel

In der Analyse wird auf $|\cos\theta^*_{\mathrm{K}}| < 0.8$ für $X_E < 0.2$ bzw. $|\cos\theta^*_{\mathrm{K}}| < 0.9$ für $0.2 < X_E < 0.45$ geschnitten. Ein Vergleich des Signals mit und ohne diesen Schnitt ergibt gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte – Carlo. Da sich keine Abhängigkeit des Schnittes von der D^* – Energie zeigt, wird die gesamte D^* – Menge zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit herangezogen, so daß ein relativer Fehler von 0.3% auf die Effizienz resultiert.

Spezifischer Energieverlust

Im Bereich $X_E < 0.45$ wird für die drei geladenen Spuren $|\chi_{dE/dx}| < 2.5$ verlangt, d.h. daß ihre spezifische Ionisation verträglich ist mit der angenommenen Teilchenhypothese. Während der Schnitt auf die Kaon – Kandidaten in Daten und Monte – Carlo übereinstimmende Ergebnisse liefert, zeigen sich Unterschiede beim Schnitt auf die Pion – Kandidaten. Betrachtet man das D^* – Signal mit und ohne alle drei Schnitte, so findet sich für das Verhältnis der Effizienzen ε_D und ε_{MC} in Daten und Monte – Carlo $\varepsilon_D/\varepsilon_{MC} = 0.948 \pm 0.028$ für $X_E < 0.2$ und $\varepsilon_D/\varepsilon_{MC} = 0.974 \pm 0.022$ für $0.2 < X_E < 0.45$. Für diese beiden X_E – Bereiche wird die Effizienz im Monte – Carlo entsprechend korrigiert.

D^0 – Fluglänge

Für $X_E < 0.2$ wird auf den in Abschnitt 5.2 erläuterten Winkel $\cos\alpha$ geschnitten. Hier finden sich keine Diskrepanzen zwischen Daten und Monte – Carlo. Da die Effizienz dieses Schnittes von dem D^* – Impuls abhängt, wird ihr statistischer Fehler nur für die Daten mit $X_E < 0.2$ bestimmt. Dieser ergibt sich zu 1.9% und wird als systematische Unsicherheit in diesem Bereich angenommen.

Spurverluste

Aufgrund starker Wechselwirkungen der D^* – Zerfallsteilchen mit dem Detektormaterial können Spuren verloren gehen, so daß eine Rekonstruktion des $\mathrm{D}^{*\pm}$ nicht mehr möglich ist. Die Unsicherheit auf die Häufigkeit dieser Wechselwirkungen wurde in der ALEPH – Kollaboration in einer Analyse von semileptonischen τ – Zerfällen zu 10% bestimmt. Dies führt zu einem systematischen Fehler auf die Rekonstruktionseffizienz von 0.5% pro geladener Spur [84] und somit zu einem Fehler von 1.5% für die $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Rekonstruktion. Da für diese Studien hauptsächlich hochenergetische Teilchen verwendet wurden, wird die Unsicherheit hier für den Bereich $X_E < 0.2$ verdoppelt.

6.1.2 Monte – Carlo – Modell

Gemäß der Struktur der Monte – Carlo – Modelle lassen sich systematische Untersuchungen aufteilen in solche, die die Fragmentation (also den perturbativen Teil) und die Hadronisation betreffen. Die hauptsächlichen systematischen Einflüsse auf die X_E – Verteilungen lassen sich aus den Unsicherheiten der Hadronisation ableiten, welche hier besprochen werden. Die Form der ΔM_H – Verteilungen wird außerdem noch von den Fragmentationsparametern beeinflußt, deren Behandlung in Abschnitt 6.4.1 erfolgt.
Im wesentlichen wird das Energiespektrum der D^* – Mesonen von den Peterson – Parametern ϵ_{b} und ϵ_{c} kontrolliert. In der Analyse wurde $\epsilon_{\mathrm{c}} = 0.0255 \pm 0.0054$ gemessen, (wobei hier der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert wurden) und die Monte – Carlo – Verteilungen werden im Rahmen dieser Werte umgewichtet. Für ϵ_{b} wird der aus der Anpassung des $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrums ermittelte Wert von $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0039$ benutzt und der Fehler dem LEP – Mittelwert $\epsilon_{\mathrm{b}} = 0.0045 \pm 0.0009$ [83] entnommen.
Aus Abb.5.13 ist zu entnehmen, daß die ersten drei Datenpunkte des $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Spektrums systematisch über der Parametrisierung der X_E – Verteilung liegen. Um den Effekt einer möglichen Unterschätzung des b – Anteils in diesem Bereich zu berücksichtigen, wird der Fit der zweidimensionalen Verteilungen wiederholt, wobei die ξ_b auf die gemessene $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Verteilung umgewichtet werden.
Die Form der Energiespektren hängt davon ab, wieviele der D^* – Mesonen direkt aus der Hadronisation eines Charm – Quarks entstehen und wieviele aus dem Zerfall höherer Resonanzen (D^{**}) stammen. Analoges gilt für die Produktion aus b – Zerfällen. Die Rate der D^{**} – Produktion ist sowohl in $\mathrm{Z} \to \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}$ – als auch $\mathrm{Z} \to \mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}$ – Ereignissen mit einer Genauigkeit von etwa 30% gemessen worden [85],[86]. Dementsprechend werden die Monte – Carlo – Ereignisse so gewichtet, daß die Rate von D^* – Mesonen aus D^{**} – Zerfällen um $\pm 30\%$ variiert wird. Die Rate der direkt erzeugten D^* wird so verändert, daß die Gesamtproduktion konstant bleibt. Für diese Untersuchung werden außerdem ϵ_{b} und ϵ_{c} so umgewichtet, daß die Mittelwerte der X_E – Verteilungen unverändert bleiben.

6.1.3 Fitprozedur

Für die Likelihood – Anpassungen wird zunächst angenommen, daß die Monte – Carlo – Verteilungen keinen statistischen Fehler aufweisen. Um die endliche Monte – Carlo – Statistik zu berücksichtigen, wird anschließend der Fit wiederholt, wobei die Einträge in den einzelnen Bins der Verteilungen mittels einer Gaußfunktion zufällig verschmiert werden. Die sich daraus ergebenden Fitresultate werden in ein Histogramm eingetragen, und bei häufiger Wiederholung der Prozedur sind diese wiederum um den ursprünglichen Wert Gauß – verteilt. Die Breite dieser Verteilung wird als Fehler aufgrund der Mont – Carlo – Statistik angenommen.
Ähnlich wird ein systematischer Fehler aufgrund der Anzahl von Untergrundereignissen abgeleitet. Die Skala zur Normierung des Untergrundes ist mit einem statistischen Fehler behaftet, und der Fit wird mehrmals mit entsprechend verschmiertem Untergrund wiederholt. Für den Bereich $X_E > 0.2$ wird außerdem anstelle des aus den Seitenbändern der $M_{\mathrm{K}\pi}$ – Verteilung bestimmten Untergrundes der Untergrund aus falschen Ladungskombinationen benutzt.

6.2 D^* – Produktion aus primären Quarks

Hier werden die systematischen Fehler auf die Verzweigungsverhältnisse $R_b f_b B_*$ und $R_c f_c B_*$, die sich aus dem Fit an die zweidimensionale $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung ergeben, bestimmt. Zu den oben bereits besprochenen Fehlerquellen kommt noch ein systematischer Fehler auf die Modellierung der $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung hinzu. Dieser wird abgeschätzt, indem wieder die in 5.3.1 angegebenen Fehler auf die P_i angenommen werden. Da z.B. P_c aber hauptsächlich durch die X_E – Verteilung festgelegt wird, werden die Fehler aus den Anpassungen an die eindimensionalen X_E – bzw. $\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilungen kombiniert und das Gewicht des $\mathcal{B}_{tag}$ – Fehlers am Gesamtfehler bestimmt, was einen relativen Fehler von 0.75% auf P_b und 0.91% auf P_c ergibt.
Die absoluten Fehler auf die Produktionsraten sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Damit

Quelle	$\Delta(R_b f_b B_*)$	$\Delta(R_c f_c B_*)$	$\Delta\left(\frac{R_b f_b}{R_c f_c}\right)$
$\epsilon_c \pm 0.0054$	$^{-0.014}_{+0.020}$	$^{+0.026}_{-0.030}$	$^{-0.044}_{+0.055}$
$\epsilon_b \pm 0.0009$	$^{+0.0054}_{-0.0077}$	$^{+0.0074}_{-0.0087}$	$^{-0.0039}_{+0.0035}$
$X_E(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ aus Daten	-0.0051	-0.0083	$+0.0055$
$\mathrm{D}^{**} \to \mathrm{D}^* X$	± 0.0060	± 0.0043	± 0.0011
$\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung	± 0.0095	± 0.0088	± 0.0014
$\cos\theta^*_{\mathrm{K}}$ – Schnitt	± 0.0031	± 0.00008	± 0.0029
$\cos\alpha$ – Schnitt	± 0.020	± 0.00021	± 0.019
dE/dx – Schnitte	± 0.025	± 0.00084	± 0.024
Spurverluste	± 0.019	± 0.015	-0.0093
Untergrund	± 0.017	± 0.013	± 0.021
MC – Statistik	± 0.0085	± 0.0066	± 0.017
Total	$^{+0.048}_{-0.046}$	$^{+0.036}_{-0.039}$	$^{+0.064}_{-0.067}$

Tabelle 6.1: Absolute systematische Fehler auf die Produktionsraten von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Quarks.

ergibt sich für die Produktionsraten von D^* – Mesonen aus primären Quarks:

$$\begin{aligned} R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &= (1.260 \pm 0.034\,(\mathrm{stat.})^{+0.048}_{-0.046}\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\,, \\ R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &= (1.056 \pm 0.027\,(\mathrm{stat.})^{+0.036}_{-0.039}\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\,, \end{aligned} \quad (6.1)$$

und geteilt durch das Verzweigungsverhältnis $B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) = (2.62 \pm 0.10)\%$ [48]:

$$\begin{aligned} R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) &= (4.82 \pm 0.13\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.18\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.18\,(\mathrm{BR})) \cdot 10^{-2}\,, \\ R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) &= (4.04 \pm 0.10\,(\mathrm{stat.})^{+0.14}_{-0.15}\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.15\,(\mathrm{BR})) \cdot 10^{-2}\,, \end{aligned} \quad (6.2)$$

wobei (BR) den Fehler aufgrund des Verzweigungsverhältnisses bezeichnet. Der Vollständigkeit halber seien hier noch f_b und f_c angeführt, die sich nach Division mit $R_b = 0.2178 \pm 0.0011$

und $R_c = 0.1715 \pm 0.0056$ [78] ergeben:

$$\begin{aligned} f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) &= 0.2213 \pm 0.0060\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.0083\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.0083\,(\mathrm{ext.})\ , \\ f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) &= 0.2356 \pm 0.0058\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.0082}_{-0.0087}\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.012\,(\mathrm{ext.})\ . \end{aligned} \tag{6.3}$$

Mit (ext.) ist hier der kombinierte Fehler aufgrund von B_* und R_b bzw. R_c bezeichnet. Für das Verhältnis der Produktionsraten findet man

$$\frac{R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})}{R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})} = 1.194 \pm 0.048\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.064}_{-0.067}\,(\mathrm{syst.})\ . \tag{6.4}$$

Einen großen Beitrag zum Fehler liefert die Variation von ϵ_{c}, da sie eine relativ große Änderung der Fit – Parameter P_b und P_c verursacht. Da diese sich außerdem entgegengesetzt verändern, ergibt sich hieraus der dominante Beitrag zum Fehler auf das Verhältnis der Produktionsraten. Die Unsicherheiten aufgrund der D^* – Rekonstruktion nehmen mit kleiner werdendem X_E zu, so daß sie einen deutlich größeren Einfluß auf die $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – als auf die $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Rate haben.

6.3 Totale D^* – Produktionsrate

Die mittlere Anzahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen, $\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} = N_{\mathrm{D}^*}/N_{had}$ ergibt sich wie in Abschnitt 5.7 beschrieben aus der Summe der Produktionsraten in den einzelnen Bins mit $X_E > 0.1$ und Extrapolation der Spektren in den Bereich $X_E < 0.1$, wobei die Energiespektren aus dem Monte – Carlo benutzt werden. Die einzelnen Korrekturfaktoren betragen 1.027 für $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$, 1.016 für $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ und 1.35 für $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$, so daß sich als gewichtetes Mittel eine Korrektur von 1.0389 ± 0.0009 ergibt. Der Fehler stammt dabei aus der Variation der Peterson – Parameter.
Die übrigen systematischen Fehler werden sowohl für die einzelnen Datenpunkte als auch für die Gesamtproduktion analog zum obigen Fall bestimmt. Außerdem kommt noch ein Fehler aufgrund der Ungenauigkeit der P_i hinzu. Dazu werden die statistischen und systematischen Fehler auf die aus dem $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Fit bestimmten P_i quadratisch addiert und die Produktionsraten mit den entsprechend variierten Zusammensetzungen der D^* – Menge neu berechnet. Damit ergeben sich die in Tabelle 6.2 aufgelisteten systematischen Fehler auf $\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$. Die mittlere Zahl von $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+$ – Zerfällen in hadronischen Z – Zerfällen ist damit

$$\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm} \to \mathrm{K}\pi\pi} = (5.043 \pm 0.063\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.124\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\ , \tag{6.5}$$

und die mittlere Zahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen

$$\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} = 0.1929 \pm 0.0024\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.0047\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.0074\,(\mathrm{BR})\ . \tag{6.6}$$

Während die Ungenauigkeit auf die Zusammensetzung der D^* – Menge und auf die exakte Form der Energiespektren keinen großen Einfluß auf die Gesamtproduktion haben, liefern Unsicherheiten auf die Rekonstruktionseffizienzen hier den Hauptbeitrag.

6.4 Gluon – Splitting in Charm – Quarks

6.4.1 Behandlung systematischer Fehler

Der Fit der zweidimensionalen $X_E/\Delta M_H$ – Verteilungen erfordert einige weitere Untersuchungen, die in der Hauptsache die Modellierung der Hemisphärenmassen betreffen. Effekte

Quelle	$\Delta(\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} B_{*}) \cdot 10^3$
ϵ_{c}	± 0.0023
ϵ_{b}	± 0.0015
Extrapolation	± 0.0040
Fehler der P_i	± 0.0023
$\cos\theta^*_{\mathrm{K}}$ – Schnitt	± 0.0097
$\cos\alpha$ – Schnitt	± 0.0142
dE/dx – Schnitte	± 0.0803
Massenschnitte	± 0.0300
Spurverluste	± 0.0855
Total	± 0.124

Tabelle 6.2: Absolute systematische Fehler auf die totale Produktionsrate $\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$ von D* – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen.

der Hadronisation werden wie in den vorhergegangenen Studien behandelt, hinzu kommen Unsicherheiten auf die Behandlung der perturbativen Phase im Monte – Carlo.
Änderungen der Parameter in beiden Stadien sorgen in der Regel sowohl für veränderte X_E – als auch ΔM_H – Verteilungen. So beeinflußt z.B. eine Variation des Parton – Schauer – Parameters Λ_{PS} direkt die Hemisphärenmassen, da sich die Rate der Gluonabstrahlung ändert, indirekt aber auch die Energieverteilung der D^* – Mesonen, da die Verteilung der Charm – Quark – Energien sich ändert. Um aufgrund solcher Korrelationen den systematischen Fehler, der aus der Unsicherheit auf das X_E – Spektrum resultiert, nicht mehrfach zu zählen, sollen bei Untersuchungen zur Fragmentation die Mittelwerte der X_E – Verteilungen für $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ und $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ jeweils mit den aus den Messungen gefundenen übereinstimmen. Die Form der Verteilungen kann sich allerdings von den Standardverteilungen unterscheiden.
Bevor auf die untersuchten Effekte eingegangen wird, soll hier noch ein technischer Aspekt erläutert werden. Für einige der systematischen Untersuchungen genügt es, die vorhandenen Monte – Carlo – Ereignisse umzugewichten, wie das z.B. bereits für ϵ_{b} und ϵ_{c} geschehen ist. Dies ist in anderen Fällen, wie z.B. einer Änderung von Λ_{PS} nicht möglich. Da die in Abschnitt 5.8.1 beschriebene Generierung von Ereignissen inklusive Detektorsimulation einen unvertretbar hohen Rechenzeitaufwand erfordert, wird hier eine andere Vorgehensweise gewählt. Es werden Ereignisse ohne Detektorsimulation generiert und das Verzweigungsverhältnis $B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$ auf eins gesetzt. Die Verteilungen der Hemisphärenmassendifferenz werden mit allen „stabilen“ Teilchen auf „Generatorniveau“ berechnet (dazu zählen auch z.B. Pionen oder Kaonen, da sie im Prinzip im Detektor sichtbar sind) und anschließend verschmiert. Die Verschmierung soll die Auflösungseffekte des Detektors simulieren. Dazu wird in HVFL05 – Ereignissen mit vollständiger Detektorsimulation ΔM_H sowohl auf Generatorniveau als auch auf Detektorniveau bestimmt und die Häufigkeitsverteilung in eine Matrix eingetragen. Es werden unterschiedliche Matrizen für verschiedene primäre Quarkflavours und Ereignisse mit bzw. ohne $\mathrm{g} \to \mathrm{Q\overline{Q}}$ – Prozesse erstellt. Die auf Generatorniveau erstellten Verteilungen werden dann mit Hilfe dieser Matrizen auf Detektorniveau korrigiert. Bildet man auf diese Weise mit HVFL05 – Ereignissen die zweidimensionalen $X_E/\Delta M_H$ –

Verteilungen, verbleiben aufgrund der in Abschnitt 5.8.1 beschriebenen Effekte noch leichte Diskrepanzen zu den vollständig simulierten Ereignissen. Um diese zu beseitigen, werden für jedes Bin der Verteilung Korrekturfaktoren bestimmt, so daß beide Verteilungen exakt übereinstimmen. Die Matrizen sowie diese Korrekturfaktoren werden dann für alle weiteren generierten Ereignisse verwendet.

Fragmentationseffekte

Die Rate der Gluonabstrahlung in der perturbativen Entwicklung des partonischen Systems ist proportional zur starken Kopplungskonstanten α_s. Im Parton – Schauer – Algorithmus wird $\alpha_s(Q^2)$ in der Leading – Log – Näherung mit dem Parameter Λ_{PS} kontrolliert, welcher im HVFL05 – Monte – Carlo den Wert $\Lambda_{PS} = 314\,\mathrm{MeV}$ annimmmt. Der Wert von $\alpha_s(m_Z^2)$ ist mit einer Genauigkeit von etwa 4% bekannt [87], was einer Variation $\Delta\Lambda_{PS} =^{+71}_{-64}$ MeV entspricht. Mit den sich daraus ergebenden Werten von Λ_{PS} wurden neue Ereignisse generiert. Hier wurden ebenfalls ϵ_b und ϵ_c so gewählt, daß die mittlere D^* – Energie unverändert bleibt.
Um weitere Effekte aufgrund der Abstrahlung sehr hochenergetischer Gluonen zu untersuchen, wurde die Häufigkeit von Ereignissen betrachtet, in denen beide primären Quarks in derselben Hemisphäre eines Ereignisses gefunden werden. Die Rate dieser Ereignisse verändert sich in JETSET um 30%, wenn anstelle des Parton – Schauer – Algorithmus das Matrix – Element zweiter Ordnung in α_s gewählt wird. Die Ereignisse werden entsprechend umgewichtet.
Die Gluon – Abstrahlung von schweren Quarks ist im Vergleich zu der von leichten Quarks aufgrund des geringeren Phasenraumes etwas vermindert. Theoretische Rechnungen geben eine Unsicherheit von etwa 50% auf die Größe dieser Unterdrückung. Dieser Effekt ist mit den Hemisphärenmassen korreliert und tritt am stärksten bei großen ΔM_H in Erscheinung. Entsprechend werden die Monte – Carlo – Verteilungen für D^* aus schweren Quarks als Funktion von ΔM_H umgewichtet.

ARIADNE und HERWIG

Um Effekte unterschiedlicher Parton – Schauer – Algorithmen zu untersuchen, wurden Ereignisse mit den Generatoren ARIADNE4.08 und HERWIG5.8 erzeugt. Da ARIADNE die Stringfragmentation von JETSET benutzt, lassen sich die Fragmentationsparameter ϵ_c und ϵ_b wie dort einstellen, und es läßt sich eine gute Übereinstimmung der X_E – Verteilungen erzielen. In HERWIG stehen diese Parameter nicht zur Verfügung. Es zeigt sich außerdem, daß die Produktion von D^* – Mesonen aus b – Zerfällen ungenügend modelliert ist. Zum einen ergibt sich im Vergleich zur Erzeugung aus Charm – Quarks ein zu kleines Produktionsverhältnis $f(b \to D^{*\pm})/f(c \to D^{*\pm}) \approx 0.19$ (was allerdings für die Analyse nicht von Bedeutung ist), zum anderen wird das X_E – Spektrum schlecht beschrieben. Aus diesem Grunde werden die mit HERWIG erzeugten Verteilungen als Funktion von X_E so umgewichtet, daß sie das HVFL05 – Spektrum reproduzieren.
ARIADNE wird mit zwei verschiedene Optionen benutzt. In Abschnitt 2.5 wird diskutiert, daß die standardmäßig implementierte Ordnungsvorschrift für Partonabstrahlungen im Falle des Gluon – Splittings in schwere Quarks zu theoretischen Inkonsistenzen führt. In der hier verwendeten Version des Programmes ist die Möglichkeit gegeben, durch Setzen des Parameters MSTA(28) = 1 die in [27] vorgeschlagene Einschränkung des Phasenraumes zu realisieren. Hiermit findet das Gluon – Splitting in schwere Quarks nur unter der Bedingung $k_\perp > m_g$ statt, d.h. wenn der Transversalimpuls des Gluons in Bezug auf sein Mutterparton größer ist als seine invariante Masse. Diese Option wird für systematische Studien benutzt, es wird aber auch die Standardversion verwendet, um den Effekt der verschiedenen Algorithmen zu

untersuchen. Die ΔM_H – Verteilungen für D* aus primären Quarks stimmen in allen Modellen sehr gut überein, für Ereignisse mit Gluon – Splitting – Prozessen sind sie in Abb.6.1 gezeigt. Die Verteilungen aus HERWIG und HVFL05 sind sehr ähnlich, wohingegen Unter-

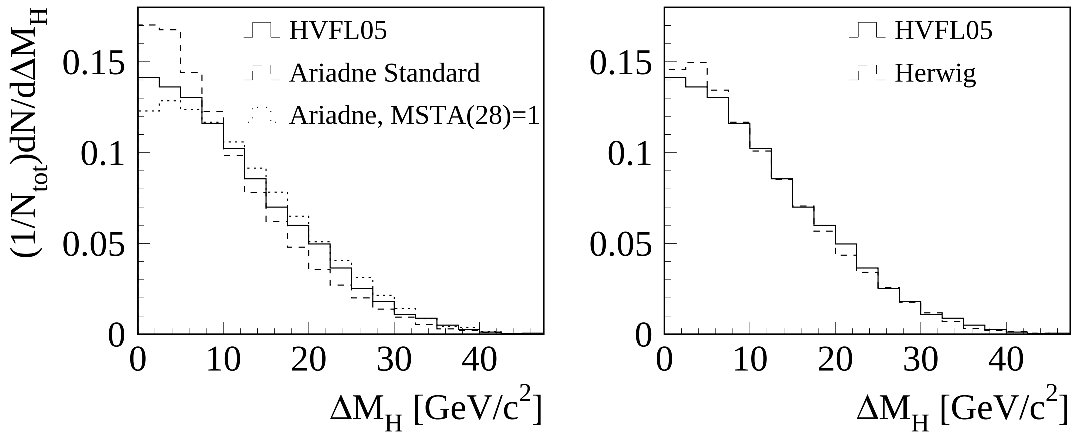


Abbildung 6.1: Normierte ΔM_H – Verteilungen für g $\to$ Q$\overline{\text{Q}}$ – Ereignisse von HVFL05 im Vergleich zu ARIADNE und HERWIG

schiede zu ARIADNE auftreten. In der Standardversion treten in ARIADNE bei kleinen ΔM_H mehr Gluon – Splitting – Ereignisse auf als in HVFL05. (Bei einer Normierung auf die absolute g $\to$ Q$\overline{\text{Q}}$ – Rate findet man, daß die Diskrepanz bei $\Delta M_H \lesssim 20\,\text{GeV}/c^2$ auftritt, während die Verteilungen oberhalb dieser Schwelle übereinstimmen.) Mit der zusätzlichen Bedingung $k_\perp > m_{\text{g}}$ reduziert sich dieser Überschuß, die Kurve liegt sogar etwas unterhalb der von HVFL05. Diese Änderung der Verteilung bestätigt die Erwartung, daß unter kleinen Transversalimpulsen abgestrahlte Gluonen kleine Hemisphärenmassen erzeugen und sich deshalb im Bereich kleiner ΔM_H befinden.

Fitprozedur

Für den Fit der $X_E/\Delta M_H$ – Verteilung werden zwei weitere Effekte berücksichtigt: Zum einen wird die Anpassung ohne die χ^2_b – Zwangsbedingung durchgeführt und die Änderung der Fitresultate als systematische Fehler genommen. Da der Fit sensitiv ist auf die Differenz $N_{leicht} - N_{schwer}$ der Zahl der D* – Mesonen in der leichten und schweren Hemisphäre, wird zum anderen die Aufteilung der D* aus primären Quarks auf die Hemisphären freigelassen. Dazu werden zwei weitere Parameter in den Fit eingeführt, mit denen die Normierung der D* – Anteile in den einzelnen Hemisphären geändert werden kann, wobei die gesamte Normierung aber erhalten bleibt. (Ist die Aufteilung von c $\to$ D$^{*\pm}$ im Monte – Carlo z.B. $N_{leicht} : N_{schwer} = 52 : 48$, so kann dieses Verhältnis auf beispielsweise $55 : 45$ geändert werden.)

6.4.2 Ergebnis

Die absoluten systematischen Fehler auf $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}B_*$ und $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$, die sich aufgrund der verschiedenen Quellen ergeben, sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Die Fehler auf die beiden Meßgrößen

Quelle	$\Delta(\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}B_*)\cdot 10^4$	$\Delta(\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}})\cdot 10^2$
$\epsilon_{\mathrm{c}} \pm 0.0054$	± 0.16	± 0.15
$\epsilon_{\mathrm{b}} \pm 0.0009$	± 0.20	± 0.19
$X_E(\mathrm{b}\to\mathrm{D}^{*\pm})$ aus Daten	$+0.14$	$+0.15$
χ^2_b – Zwangsbedingung	-0.16	-0.09
$\mathrm{D}^{**}\to\mathrm{D}^*X$	± 0.06	± 0.04
$\cos\theta^*_{\mathrm{K}}$ – Schnitt	± 0.02	± 0.02
$\cos\alpha$ – Schnitt	± 0.12	± 0.12
dE/dx – Schnitte	± 0.20	± 0.13
Spurverluste	± 0.08	± 0.07
Untergrund	± 0.07	± 0.10
Λ_{PS}	± 0.20	± 0.15
Harte Gluonen	± 0.10	± 0.08
Masseneffekt	± 0.02	± 0.002
Herwig	$+0.20$	$+0.11$
Ariadne	$+0.30$	$+0.21$
Hemisphärenwahl	-0.18	-0.15
MC – Statistik	± 0.26	± 0.19
$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\bar{b}}}/\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$	± 0.04	± 0.13
R_c, R_b	–	± 0.11
Total	${}^{+0.62}_{-0.58}$	${}^{+0.52}_{-0.48}$

Tabelle 6.3: Absolute systematische Fehler auf die Produktion von D* – Mesonen aus Gluonen sowie die Gluon – Splitting – Rate in Charm – Quarks.

sind nicht vollständig korreliert, da zur Bestimmung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}B_*$ nur P_g herangezogen wird, während $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$ von P_g/P_c abhängt. Die Partialbreiten R_b und R_c gehen nicht in $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}B_*$ ein, und der Fehler aufgrund des Verhältnisses $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\bar{b}}}/\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$ ergibt sich lediglich aus den leicht unterschiedlichen Fitresultaten für entsprechend umgewichtete Monte – Carlo – Verteilungen, während $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\bar{c}}}$ explizit von diesem Wert abhängt.
Die Fehler werden quadratisch addiert, wobei von den beiden Fehlern der Monte – Carlo – Modelle nur der größere genommen wird. Für die mittlere Zahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus Gluonen in hadronischen Z – Zerfällen erhält man

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}}B(\mathrm{D}^{*+}\to\mathrm{K}^-\pi^+\pi^+_s) = (0.438\pm 0.066\,(\mathrm{stat.})\,{}^{+0.062}_{-0.058}\,(\mathrm{syst.}))\cdot 10^{-3}\ , \tag{6.7}$$

und geteilt durch $B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}} = 0.0167 \pm 0.0025\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.0024}_{-0.0022}\,(\mathrm{syst.}) \pm 0.0006\,(\mathrm{BR})\ . \tag{6.8}$$

Zur Berechnung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$ werden die Weltmittelwerte [78] der Partialbreiten $R_b = 0.2178 \pm 0.0011$ und $R_c = 0.1715 \pm 0.0056$ verwendet, für die Korrektur auf den $\mathrm{g} \to \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}$ – Anteil der in [27] berechnete Wert $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}/\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = 0.13 \pm 0.04$. Für die mittlere Zahl von Charm – Quark – Paaren aus Gluon – Splitting in hadronischen Z – Zerfällen ergibt sich damit

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = (3.10 \pm 0.48\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.52}_{-0.48}\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-2}\ . \tag{6.9}$$

Der Fit bleibt stabil unter dem Wegfall der Zwangsbedingungen. Ohne den χ_b^2 – Term entfernt sich der b – Anteil weniger als eine Standardabweichung von dem Wert P_b^{Btag}. Führt man die zwei zusätzlichen Fit – Parameter ein, die die freie Normierung in den einzelnen Hemisphären erlauben (in der Tabelle als „Hemisphärenwahl“ bezeichnet), ändert sich die Normierung für $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Ereignisse um $(2.5 \pm 2.6)\%$ und für $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Ereignisse um $(7.6 \pm 2.4)\%$.
Im Vergleich zu den anderen Produktionsraten hat die Variation von ϵ_b bzw. die Verwendung der $X_E(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ – Verteilung aus den Daten einen großen Einfluß auf die Gluon – Splitting – Rate. Dies liegt an der starken Korrelation beider Verteilungen: Eine kleine relative Änderung des $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Anteils bei kleinen X_E bewirkt eine große relative Änderung des Gluon – Splitting – Anteils.
Ariadne zeigt die größere Abweichung der beiden Monte – Carlo – Modelle. Benutzt man die Standardversion, ergibt sich mit $\Delta(\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}) = +0.65$ eine sehr große Abweichung vom Hvfl05 – Wert. Leider liefern die Anpassungen beider Modelle ähnliche χ^2 – Werte, so daß experimentell keines verworfen werden kann. In Abb.6.2 sind analog zu Abb.5.22 die Massenverteilungen für D^* – Mesonen bei kleinen X_E in der schweren Hemisphäre gezeigt, wobei der Anteil aus primären Quarks subtrahiert wurde. Hier ist ersichtlich, daß mit der Option

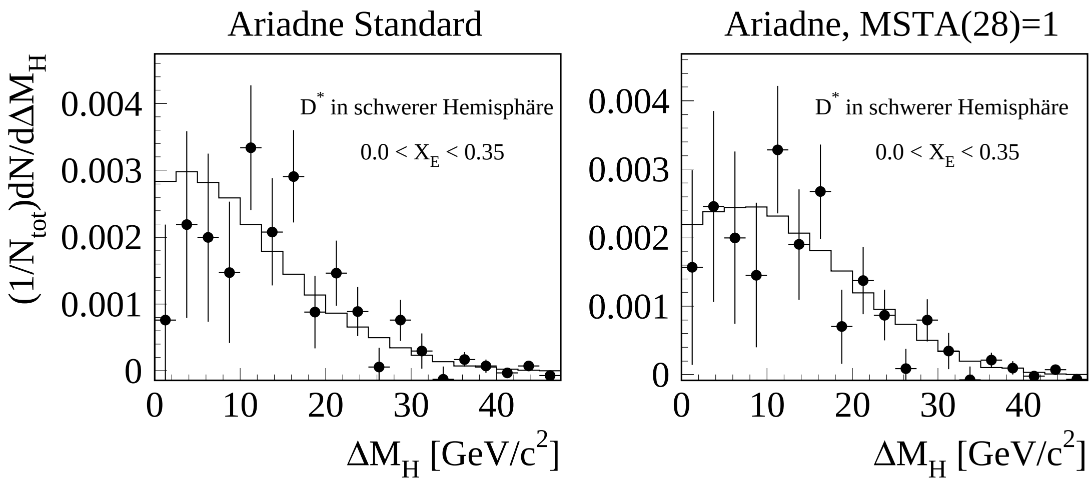


Abbildung 6.2: Vergleich der $\mathrm{g} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Monte – Carlo – Verteilungen mit den Daten für zwei Optionen in Ariadne. Die Datenpunkte ergeben sich nach Subtraktion der angepaßten $\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – und $\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}$ – Verteilungen.

MSTA(28) $= 1$ ($k_\perp > m_\mathrm{g}$) eine bessere Beschreibung der Daten gelingt. In der Standardversion liegt die Monte – Carlo – Erwartung bis $\Delta M_H = 10\,\mathrm{GeV}/c^2$ deutlich über den Datenpunkten und für größere Massen tendenziell darunter, während für MSTA(28) $= 1$ die Datenpunkte gleichmäßiger um das Monte – Carlo streuen. Das χ^2 ist allerdings nur etwas besser als das für die Standardoption (18.7 statt 22.8 bei 19 Bins), so daß sich auch hiermit keine definitive Aussage zugunsten eines der beiden Modelle treffen läßt.

Kapitel 7

Vergleich mit anderen Messungen

Messungen zur $D^{*\pm}$ – Produktion bei LEP liegen von DELPHI [71], OPAL [11],[72] und ALEPH [70] vor. In einer der OPAL – Analysen [11] wird auch der Beitrag des Gluon – Splittings gemessen. Weiterhin liegt eine dedizierte Messung [12] der OPAL – Kollaboration von $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ vor. Für kleinere Schwerpunktsenergien wurden Messungen zur Charm – Produktion u.a. von der CLEO – Kollaboration [88], ARGUS [33] und TASSO [89] durchgeführt. Hier sollen zunächst die Messungen zur D^* – Produktion aus primären Quarks verglichen werden, danach wird auf die Messungen zum Gluon – Splitting in schwere Quarks eingegangen.

7.1 D^* – Mesonen aus primären Quarks

7.1.1 LEP – Experimente

In Tabelle 7.1 sind die Ergebnisse der oben zitierten Messungen der Produktionsraten von $D^{*\pm}$ – Mesonen aus $Z \to b\overline{b}$ – und $Z \to c\overline{c}$ – Zerfällen sowie der vorliegenden Arbeit aufgelistet, in Tabelle 7.2 finden sich die Messungen der totalen Produktionsraten sowie der mittleren Energie von D^* – Mesonen aus $Z \to c\overline{c}$ – Ereignissen.

Allen Experimenten ist gemeinsam, daß die Zerfallskette $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$ zur

Experiment	$R_b f_b B_* \cdot 10^3$	$R_c f_c B_* \cdot 10^3$	$\frac{R_b f_b}{R_c f_c}$
ALEPH [70]	$(1.22) \pm - \pm -$	$1.112 \pm 0.086 \pm 0.034$	$1.10 \pm^{0.19}_{0.21} \pm -$
OPAL [11]	$1.24 \pm 0.10 \pm 0.09$	$1.006 \pm 0.055 \pm 0.061$	$1.22 \pm 0.13 \pm 0.12$
DELPHI [71]	$1.087 \pm 0.054 \pm 0.079$	$1.119 \pm 0.071 \pm 0.075$	$0.972 \pm^{0.102}_{0.093} \pm 0.078$
OPAL [72]	$1.334 \pm 0.049 \pm 0.078$	$1.041 \pm 0.020 \pm 0.040$	$(1.28) \pm - \pm -$
Diese Analyse	$1.260 \pm 0.034 \pm^{0.048}_{0.046}$	$1.056 \pm 0.027 \pm^{0.036}_{0.039}$	$1.194 \pm 0.048 \pm^{0.064}_{0.067}$

Tabelle 7.1: Vergleich von Messungen der Produktionsraten von D^* – Mesonen aus $Z \to b\overline{b}$ – und $Z \to c\overline{c}$ – Zerfällen. Angegeben sind jeweils zuerst der statistische, dann der systematische Fehler. Ein Strich bedeutet, daß diese in der Veröffentlichung nicht angegeben wurden. Die eingeklammerten Werte wurden hier aus den zur Verfügung stehenden Ergebnissen berechnet

Messung der Produktionsraten benutzt wird. Weiterhin wird jeweils das X_E – Spektrum der

Experiment	$\overline{n}_{D^{*\pm}} B_* \cdot 10^3$	$\langle X_E(D^*)\rangle_c$
Aleph [70]	$4.70 \pm 0.36 \pm 0.14$	$0.495 \pm^{0.010}_{0.011} \pm 0.007$
Opal [11]	$5.01 \pm 0.25 \pm 0.20$	$0.515 \pm^{0.008}_{0.005} \pm 0.010$
Delphi [71]	$4.51 \pm 0.13 \pm 0.23$	$0.481 \pm 0.008 \pm 0.006$
Opal [72]	$4.85 \pm 0.11 \pm 0.15$	$0.515 \pm 0.002 \pm 0.009$
Diese Analyse	$5.043 \pm 0.063 \pm 0.124$	$0.499 \pm 0.007 \pm 0.003$

Tabelle 7.2: Vergleich von Messungen der gesamten D^* – Produktionsrate in hadronischen Z – Zerfällen sowie der mittleren Energie von D^* – Mesonen aus $Z \to c\overline{c}$ – Ereignissen. Der erste Fehler ist der statistische, gefolgt von dem systematischen.

D^* vermessen und der $b \to D^{*\pm}$ – Anteil über einen b – Tag bestimmt. Im Detail ergeben sich Unterschiede hauptsächlich in der Behandlung des Gluon – Splitting – Beitrages, was zu etwas unterschiedlichen Bedeutungen der Meßwerte führt. Hier soll deshalb näher auf die einzelnen Messungen eingegangen werden.

Aleph **[70]** Die Analyse beruht auf ca. $5 \cdot 10^5$ hadronischen Z – Zerfällen, wobei der b – Anteil mittels Ereignisformvariablen separiert wurde. In einer Anpassung an die D^* – Verteilung mit $X_E > 0.25$ werden $f(c \to D^{*\pm})B_*$ und $f(b \to D^{*\pm})/f(c \to D^{*\pm})$ bestimmt, wobei für R_b und R_c die Standardmodellwerte angenommen werden. Für den Wert von $f(b \to D^{*\pm})/f(c \to D^{*\pm})$ wird nur ein statistischer Fehler angegeben, und $R_b f(b \to D^{*\pm})B_*$ wird nicht bestimmt. Der Gluon – Splitting – Anteil wird ignoriert. Während diese Vernachlässigung aufgrund des X_E – Schnittes den Wert von $\langle X_E(D^*)\rangle_c$ kaum beeinflussen sollte, führt sie zu einer Unterschätzung der gesamten Produktionsrate um etwa eine Standardabweichung.

Opal **[11]** Die Analyse beruht auf ca. $1.25 \cdot 10^6$ hadronischen Z – Zerfällen, und der b – Anteil wird aus einer Kombination von Lepton – , Lebensdauer – und Ereignisform – Tags bestimmt. Es wird das gesamte X_E – Spektrum der D^* gemessen und der Gluon – Splitting – Anteil berücksichtigt. Wie in dieser Arbeit auch beziehen sich die Produktionsraten $R_b f(b \to D^{*\pm})B_*$ und $R_c f(c \to D^{*\pm})B_*$ sowie $\langle X_E(D^*)\rangle_c$ nur auf die Produktion aus primären Quarks.

Delphi **[71]** Die Analyse beruht auf ca. $3.1 \cdot 10^6$ hadronischen Z – Zerfällen, und die Trennung von $b \to D^{*\pm}$ – Ereignissen geschieht, indem auf die Eigenzeit der D^0 – Kandidaten geschnitten wird. Das X_E – Spektrum wird für $X_E > 0.15$ bestimmt. Der Gluon – Splitting – Anteil wird für $Z \to u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$ – Ereignisse anhand des Ergebnisses von Opal [12] festgelegt, für $Z \to b\overline{b}$ – und $Z \to c\overline{c}$ – Ereignisse werden allerdings die Monte – Carlo – Verteilungen inklusive der dort implementierten Gluon – Splitting – Rate verwendet, so daß die Ergebnisse für $R_b f(b \to D^{*\pm})B_*$ und $R_c f(c \to D^{*\pm})B_*$ sowie $\langle X_E(D^*)\rangle_c$ den $g \to Q\overline{Q}$ – Anteil beinhalten. Dies könnte erklären, warum die Delphi – Messung von $\langle X_E(D^*)\rangle_c$ kleinere Werte ergibt als die übrigen Bestimmungen.

Opal **[72]** Die Analyse beruht auf ca. $4.4 \cdot 10^6$ hadronischen Z – Zerfällen, und die Trennung des b – Anteils erfolgt ähnlich wie in [11]. Hier werden D^* – Mesonen mit $X_E > 0.2$ benutzt und der Gluon – Splitting – Anteil ebenfalls aus [12] festgelegt. Ein Wert für $R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})/R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ wird nicht angegeben. Zusätzlich werden in dieser Analyse mit Hilfe von Doppel – Tags die Verzweigungsverhältnisse $f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ und $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ unabhängig von R_b und R_c bestimmt.

Insgesamt zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Meßwerte, insbesondere wenn man ihre etwas unterschiedlichen Interpretationen berücksichtigt. Die größten Diskrepanzen bestehen in den Messungen von $R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})B_*$ zwischen OPAL und DELPHI; im Rahmen der statistischen Fehler weichen die Ergebnisse um etwa drei Standardabweichungen voneinander ab. Die Resultate in [71], [72] und dieser Analyse haben eine statistische Präzision von wenigen Prozent erreicht und sind überwiegend von systematischen Fehlern dominiert.

7.1.2 Andere Messungen

Es ist interessant zu überprüfen, ob die Produktion von D^* – Mesonen aus Charm – Quarks von der zur Verfügung stehenden Energie abhängt. Während sich die Zusammensetzung der Charm – Hadronen nicht mehr ändern sollte, sobald die Schwerpunktsenergie groß gegenüber typischen Massen von $2\,\mathrm{GeV}/c^2$ ist, kann die Einschränkung des Phasenraumes im Bereich der Produktionsschwelle zu einer verminderten Erzeugung schwerer Hadronen, wie z.B. D_s – Mesonen oder Charm – Baryonen, führen, so daß sich damit auch das Verzweigungsverhältnis $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ verändert. Dieser Aspekt ist für die vorliegende Analyse insofern von Bedeutung, als daß angenommen wird, daß $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ unabhängig davon ist, ob das D^* – Meson aus einem primären oder sekundären Charm – Quark entstanden ist. Da beide Prozesse bei verschiedenen Skalen ablaufen, müßte eine Energieabhängigkeit von $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ berücksichtigt werden.
Bei kleineren Schwerpunktsenergien gemessene Produktionsraten werden meistens als Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{D}*}B_*$ angegeben. Bezieht man diesen auf den Wirkungsquerschnitt σ_c für Charm – Quark – Produktion, bekommt man

$$\frac{\sigma_{\mathrm{D}*}B_*}{\sigma_c} = f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})B_*$$

und kann somit die Ergebnisse dieser Arbeit mit denen anderer Experimente unabhängig von dem jeweils benutzten Verzweigungsverhältnis B_* vergleichen. In Tabelle 7.3 sind die Resultate von CLEO [88] und ARGUS [33], sowie von TASSO [89] zusammengefaßt. Zur Vereinfachung

Experiment	E_{CM}	$f_c B_*$
CLEO [88]	10.5 GeV	0.69 ± 0.06
ARGUS [33]	10.5 GeV	0.57 ± 0.10
TASSO [89]	28 – 47 GeV	0.67 ± 0.13
Diese Analyse	91.2 GeV	0.62 ± 0.03

Tabelle 7.3: Vergleich von Messungen des Verzweigungsverhältnisses $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$ bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die Fehler enthalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten.

wurden hier statistische und systematische Fehler quadratisch addiert.Im Rahmen dieser Fehler stimmen die Resultate überein, so daß sich kein Hinweis auf eine Energieabhängigkeit von $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})$ zeigt.
Schwieriger ist die Interpretation eines Vergleiches der mittleren D^* – Energien $\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c$, da z.B. Schwelleneffekte eine wichtige Rolle spielen: bei $E_{CM} = 10.5\,\mathrm{GeV}$ ist das minimale X_E $2M_{\mathrm{D}^{*+}}/E_{CM} \approx 0.4$, so daß der Mittelwert der Verteilung schon aus kinematischen Gründen größer als bei LEP – Energien ist. Ein Vergleich mit dem Resultat von Tasso [89], welches $\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c = 0.58 \pm 0.02$ ergibt, deutet aber eine signifikante Abhängigkeit dieser Observablen von der Schwerpunktsenergie an. Die Opal – Kollaboration hat mehrere der Niederenergiemessungen zusammengestellt [11] und auf verschiedene Effekte korrigiert, um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen. Daraus wird eine Evidenz für Skalenverletzungen abgeleitet, d.h. daß sich die mittlere reduzierte Energie $2E_c/E_{CM}$ der Charm – Quarks mit steigender Schwerpunktsenergie verringert. Dieser Effekt läßt sich auf die vermehrte Gluon – Abstrahlung in der perturbativen Phase zurückführen.
Während sich die Evolution der Charm – Quarks in der perturbativen Phase als Funktion von E_{CM} verändert, wird in Monte – Carlo – Modellen davon ausgegangen, daß die Hadronisation unabhängig von der Schwerpunktsenergie abläuft. Dies hat S. Bethke in [90] bestätigt, wo gezeigt wird, daß sich die Spektren der D^* – Mesonen in einem Energiebereich von $10-34\,\mathrm{GeV}$ mit einer universellen Peterson – Funktion beschreiben lassen, deren mittlere Fragmentationsvariable $\langle z\rangle_c = 0.71 \pm 0.014 \pm 0.03$ ist. Berechnet man diese Werte für das in der Analyse gefundene ϵ_c, ergibt sich $\langle z\rangle_c = 0.737 \pm 0.017$. Es findet sich also auch für diesen erweiterten Bereich der Schwerpunktsenergie kein Hinweis auf eine Veränderung des Hadronisationsprozesses.

7.2 Gluon – Splitting in schwere Quarks

Bisher wurde das Gluon – Splitting in Charm – Quarks bei LEP nur von der Opal – Kollaboration gemessen. Zum einen wurde in [11] der Beitrag zur D^* – Produktion bestimmt, zum anderen liegt eine dedizierte Messung von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}}$ vor, die auf der Identifikation von Leptonen beruht [12]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Daneben befinden sich zum Vergleich zwei Ergebnisse zum Gluon – Splitting in Bottom – Quarks. Außerdem ist in Tabelle 7.6 noch einmal die theoretische Vorhersage für diese Größen gezeigt.
Bevor die Messungen von $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}}$ erläutert werden, sollen kurz die beiden Messungen zu $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}}$ beschrieben werden.

Experiment	$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c\overline{c}}} \cdot 10^2$
Opal [11]	$4.4 \pm 1.4 \pm 1.5$
Opal [12]	$2.27 \pm 0.28 \pm 0.41$
Diese Analyse	$3.10 \pm 0.48 \pm {}^{+0.52}_{-0.48}$

Tabelle 7.4: Vergleich der Messungen zum Gluon – Splitting in Charm – Quarks.

Experiment	$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{b\overline{b}}} \cdot 10^2$
Delphi [10]	$0.21 \pm 0.11 \pm 0.09$
Aleph [9]	$0.257 \pm 0.040 \pm 0.087$

Tabelle 7.5: Vergleich der Messungen zum Gluon – Splitting in Bottom – Quarks.

Λ [MeV]	$\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$[%]	$\overline{n}_{g\to b\overline{b}}$[%]
150	$1.35^{+0.48}_{-0.30}$	0.20 ± 0.02
300	$1.85^{+0.69}_{-0.44}$	0.26 ± 0.03

Tabelle 7.6: Theoretische Vorhersagen für $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ und $\overline{n}_{g\to b\overline{b}}$ [27] für zwei Werte des QCD – Parameters Λ. Die Fehler resultieren aus den in Kapitel 2 genannten Variationen der Quarkmassen.

$g \to b\overline{b}$

In beiden Messungen werden Vier – Jet – Ereignisse selektiert und ein b – Tag auf die beiden Jets angewandt, welche den kleinsten Winkel zueinander bilden. Diese beiden Jets werden als Kandidaten für den Prozeß $g \to b\overline{b}$ betrachtet. Mit Schnitten u.a. auf die b – Tag – Variable und Interjetwinkel wird die Reinheit der $g \to b\overline{b}$ – Menge erhöht und schließlich aus der verbleibenden Anzahl von Ereignissen $\overline{n}_{g\to b\overline{b}}$ bestimmt. Wie zu sehen ist, sind insbesondere die systematischen Fehler groß (während die ALEPH – Analyse $3.7 \cdot 10^6$ Ereignisse benutzt, werden bei der von DELPHI nur $1.4 \cdot 10^6$ verwendet, so daß der statistische Fehler dort größer ist). Im Rahmen ihrer Genauigkeit stimmen beide Messungen gut mit den Vorhersagen überein, es läßt sich aber nicht entscheiden, welcher Wert von Λ für die Rechnung zu bevorzugen ist.

$g \to c\overline{c}$

OPAL **[11]** Hier handelt es sich um die oben bereits beschriebene Messung der D* – Produktion. Ähnlich wie in Abschnitt 5.4 dieser Analyse wird $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ aus einem Fit an das X_E – Spektrum nach Subtraktion des $b \to D^{*\pm}$ – Anteils gewonnen. Da die Energie als einzige diskriminierende Variable benutzt wird, ist der systematische Fehler groß. Dominiert wird er von der Unsicherheit auf einen verbleibenden $b \to D^{*\pm}$ – Anteil in dem Spektrum.

OPAL **[12]** In dieser Analyse wird $\overline{n}_{g\to c\overline{c}}$ mittels identifizierter Leptonen (Elektronen und Myonen) gemessen. Dazu werden Drei – Jet – Ereignisse ausgewählt und die Zahl von Leptonen im Jet kleinster Energie bestimmt. Um den Untergrund von Leptonen aus b – Zerfällen zu reduzieren, werden Ereignisse verworfen, in denen signifikant vom Hauptvertex getrennte sekundäre Vertizes gefunden werden. Weiterhin wird eine invariante Masse $M_{Jet} > 7.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ des betrachteten Jets verlangt. Von der Zahl gefundener Leptonen wird die aus der Simulation für Untergrundprozesse erwartete Anzahl subtrahiert, und diese Differenz ergibt das $g \to c\overline{c}$ – Signal. Der Vorteil dieser Analyse liegt darin, daß aufgrund des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses von ca. 10% pro Leptonspezies mehr Kandidaten zur Verfügung stehen als bei der Rekonstruktion von $D^{*+} \to K^-\pi^+\pi^+_s$ – Zerfällen. Andererseits werden ca. 34% aller in diesem Kanal zerfallenden D* auch rekonstruiert, während die Rekonstruktionseffizienz in [12] für Elektronen mit (2.00 ± 0.13)% und für Myonen mit (0.85 ± 0.05)% angegeben wird, d.h. die Zahl rekonstruierter Leptonen muß mit einem Faktor in der Größenordnung 100 korrigiert werden. Die niedrige Effizienz rührt daher, daß nur der äußerst hochenergetische Teil des $g \to l$ – Spektrums gemessen werden kann. Deshalb ist es auch schwierig zu prüfen, ob das Signal mit sonstigen Eigenschaften der Gluon – Splitting – Ereignisse kompatibel ist. In der hier durchgeführten Analyse wird hingegen direkt die Form zweier Verteilungen benutzt, die sensitiv auf den Prozeß $g \to Q\overline{Q}$ sind, so daß eine gewisse Sicherheit gegeben ist, daß das Signal nicht durch eine ungenügende Simulation der Effizienz verfälscht wird.

Vergleich mit der Theorie

Alle Messungen ergeben Werte für $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}}$, die über der theoretischen Vorhersage liegen. Das aus dieser Analyse erhaltene Ergebnis weist z.B. eine Diskrepanz von 2.5 Standardabweichungen zu der Vorhersage $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = 1.35\%$ auf. Kombiniert man das Ergebnis mit dem aus [72] unter der Annahme, daß die systematischen Fehler unkorreliert sind, erhält man $\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = (2.49 \pm 0.40)\%$.
Die gemessenen Werte deuten darauf hin, daß entweder eine relativ kleine Charm – Quark – Masse für die Rechnungen zu benutzen ist oder aber ein großer Wert von Λ. Es soll aber noch einmal darauf hingewiesen sein, daß der Parameter Λ im wesentlichen die Effekte unbekannter höherer Ordnungen „absorbiert“, d.h. man kann vermuten, daß diese einen größeren Beitrag liefern als in [27] angenommen, aber es läßt sich damit keine Schlußfolgerung auf z.B. den Wert von α_s im $\overline{MS}$ – Schema ziehen.
Die Delphi – Kollaboration hat kürzlich den Wert der laufenden Bottom – Quark – Masse auf der Z – Resonanz gemessen [91] und $m_{\mathrm{b}}(m_{\mathrm{Z}}) = (2.67 \pm 0.50)\,\mathrm{GeV}/c^2$ gefunden. Daraufhin wurde von M. Seymour ein möglicher Einfluß der Skalenabhängigkeit der Quark – Massen auf die Gluon – Splitting – Rate untersucht. Es stellte sich heraus, daß dies formal ein *Next – to – next – to – leading – order* Effekt ist, der damit in der Unsicherheit auf Λ enthalten ist [92]. Weiterhin findet der Großteil der Gluon – Splitting – Prozesse bei Skalen im Bereich der zweifachen Quarkmasse statt, die klein gegenüber m_{Z} sind.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Produktion von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen in der Zerfallskette $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+$, $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$ gemessen. Dabei wurden die $\mathrm{D}^{*\pm}$ bis nahe an die kinematische Grenze von $X_E \approx 0.045$ rekonstruiert, um Zugang zu $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen zu bekommen. Gleichzeitig kann so die aus der Modellierung der Fragmentationsfunktionen herrührende systematische Unsicherheit reduziert werden, da diese zur Bestimmung totaler Produktionsraten nicht in ungemessene Bereiche extrapoliert werden müssen.
In der Analyse wurden drei Quellen der D^* – Produktion — Erzeugung aus primären Bottom – bzw. Charm – Quarks sowie dem Gluon – Splitting in schwere Quarks — voneinander separiert. Mittels eines b – Tags wurde eine reine Menge von $\mathrm{Z} \to \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}$ – Ereignissen selektiert und das Energiespektrum von D^* – Mesonen aus primären b – Hadron – Zerfällen gemessen. Die Subtraktion vom inklusiven Spektrum ergibt das Spektrum von D^* – Mesonen aus primären Charm – Quarks sowie Gluon – Splitting – Prozessen. An diesem Spektrum wurde der Peterson – Fragmentationsparameter ϵ_{c} bestimmt. Für die mittlere Energie von D^* – Mesonen aus primären Charm – Quarks ergibt sich dabei

$$\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c = 0.499 \pm 0.007\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.003\,(\mathrm{syst.})\ .$$

Aus einer Anpassung der zweidimensionalen $X_E/\mathcal{B}_{tag}$ – Verteilung folgen die Produktionsraten für $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Quarks zu

$$\begin{aligned} R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &= (1.260 \pm 0.034\,(\mathrm{stat.})^{+0.048}_{-0.046}\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\ , \\ R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm}) B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) &= (1.056 \pm 0.027\,(\mathrm{stat.})^{+0.036}_{-0.039}\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\ . \end{aligned}$$

Das Verhältnis dieser Raten ist

$$\frac{R_b f(\mathrm{b} \to \mathrm{D}^{*\pm})}{R_c f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})} = 1.194 \pm 0.048\,(\mathrm{stat.})^{+0.064}_{-0.067}\,(\mathrm{syst.})\ .$$

Die Summation der in den einzelnen Bins der X_E – Verteilung gemessenen Raten liefert die totale Produktion von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen in Z – Zerfällen zu

$$\overline{n}_{\mathrm{D}^{*\pm}} B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) = (5.043 \pm 0.063\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.124\,(\mathrm{syst.})) \cdot 10^{-3}\ .$$

Diese Ergebnisse stimmen gut mit anderen Messungen bei LEP überein und verbessern die Genauigkeit in den meisten Fällen. Die Präzision liegt mittlerweile bei wenigen Prozent und ist hauptsächlich durch systematische Fehler begrenzt.

Ein Vergleich von $f(\mathrm{c} \to \mathrm{D}^{*\pm})B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+)$ und $\langle X_E(\mathrm{D}^*)\rangle_c$ mit Messungen bei niedrigeren Energien zeigt, daß die Hadronisation der Charm – Quarks in einem Bereich von $E_{CM} = 10\,\mathrm{GeV} - 90\,\mathrm{GeV}$ unabhängig von der Schwerpunktsenergie beschrieben werden kann.

In einem zweidimensionalen Fit an die Verteilung der D^* – Mesonen in X_E und der Hemisphärenmassendifferenz ΔM_H wurde schließlich der Anteil von D^* – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen genauer bestimmt. Die mittlere Zahl von $\mathrm{D}^{*\pm}$ – Mesonen aus Gluonen in hadronischen Z – Zerfällen ergibt sich damit zu

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{D}^{*\pm}} B(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi_s^+) = (0.438 \pm 0.066\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.062}_{-0.058}\,(\mathrm{syst.}))\cdot 10^{-3}\ ,$$

und beträgt somit etwa 8.6% der Gesamtproduktion. Für die mittlere Multiplizität von Charm – Quark – Paaren aus Gluon – Splitting in hadronischen Z – Zerfällen wird

$$\overline{n}_{\mathrm{g}\to\mathrm{c}\overline{\mathrm{c}}} = (3.10 \pm 0.48\,(\mathrm{stat.})\,^{+0.52}_{-0.48}\,(\mathrm{syst.}))\cdot 10^{-2}$$

gemessen. Dieses Ergebnis liegt deutlich über der ursprünglichen theoretischen Vorhersage und weist darauf hin, daß in der Rechnung unberücksichtigte höhere Ordnungen einen größeren Beitrag als angenommen liefern.
In einem Vergleich der Resultate, die unter Verwendung des ARIADNE – Generators erzielt wurden, zeigt sich, daß die Messung sensitiv auf die zugrundeliegende Ordnungsvorschrift zur Modellierung der perturbativen Entwicklung ist. Es finden sich Hinweise, daß die Standardversion von ARIADNE keine gute Beschreibung der Phasenraumverteilung der Gluon – Splitting – Prozesse liefert; das Modell kann aber aufgrund der statistischen Ungenauigkeit nicht verworfen werden.

Insgesamt ist eine zufriedenstellende Beschreibung der D^* – Produktion in hadronischen Z – Zerfällen gelungen. Anpassungen von Monte – Carlo – Verteilungen an die Daten liefern in den drei Observablen X_E, $\mathcal{B}_{tag}$ und ΔM_H ein konsistentes Bild der Erzeugung von D^* – Mesonen, wonach 50% aus primären b – Hadronen stammen, 42% aus der Hadronisation primärer Charm – Quarks und 8% aus Gluon – Splitting – Prozessen.

Anhang A

Produktionsraten

In diesem Anhang sind die gemessenen Produktionsspektren $\frac{1}{N_{had}} \frac{dN(X_E)}{dX_E}$ für $D^{*+} \to K^- \pi^+ \pi_s^+$ – Zerfälle aus verschiedenen Quellen zusammengefaßt. Die Fehler sind jeweils aufgeteilt in statistische Fehler der Daten und systematische Fehler (zu denen auch statistische Fehler aufgrund der endlichen Zahl von Monte – Carlo – Ereignissen zählen). In den Abbildungen sind die statistischen und systematischen Fehler linear addiert, und die Querbalken geben die Größe der statistischen Fehler an.
Aufgrund der verschwindenden Rekonstruktionseffizienz für $X_E < 0.05$ wird die Produktionsrate in diesem Bereich nicht berechnet. Da die kinematische Schwelle für D^* – Produktion bei $X_E \approx 0.045$ liegt, wird für dieses Bin eine vernachlässigbare Produktion erwartet.

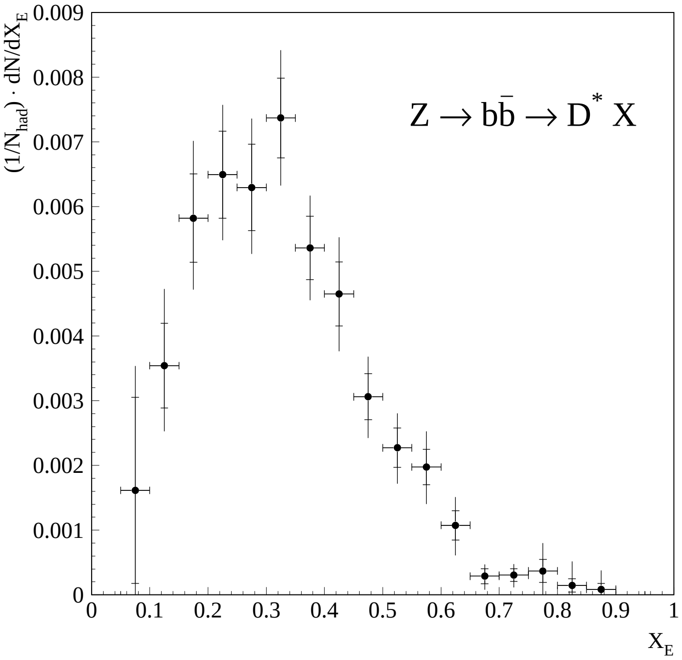


Abbildung A.1: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Bottom – Quarks.

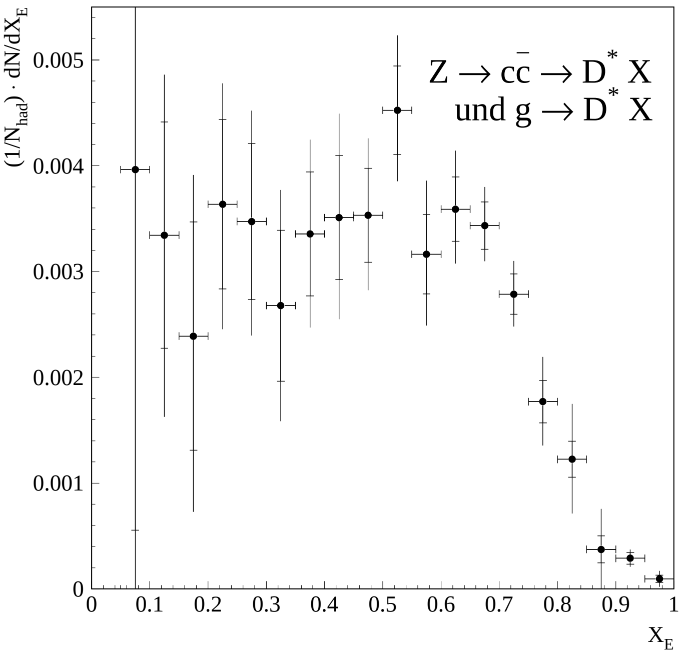


Abbildung A.2: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks sowie Gluon – Splitting – Prozessen.

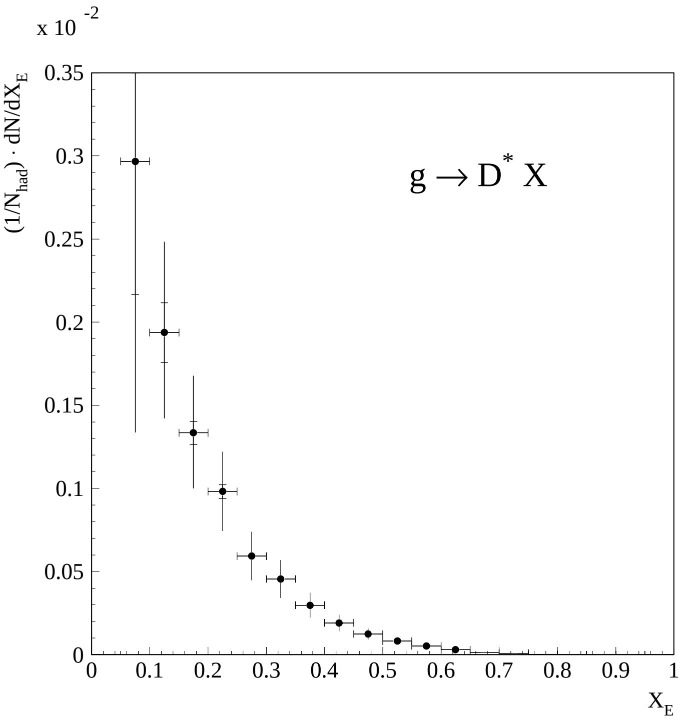


Abbildung A.3: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen. Diese Raten wurden mit dem im HVFL05 – Monte – Carlo für $\epsilon_c = 0.0255$ und $\epsilon_b = 0.0039$ implementierten Energiespektrum bestimmt.

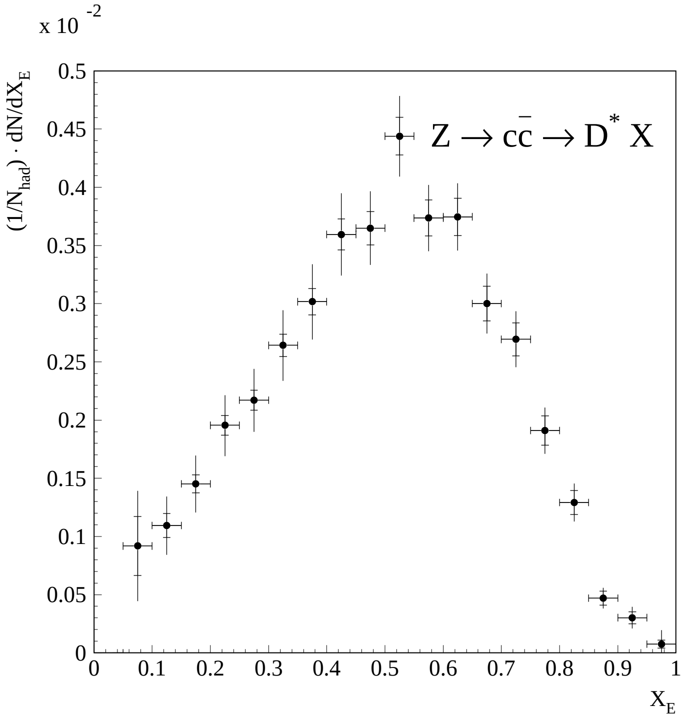


Abbildung A.4: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks. Diese Raten wurden mit dem im HVFL05 – Monte – Carlo für $\epsilon_c = 0.0255$ implementierten Energiespektrum bestimmt.

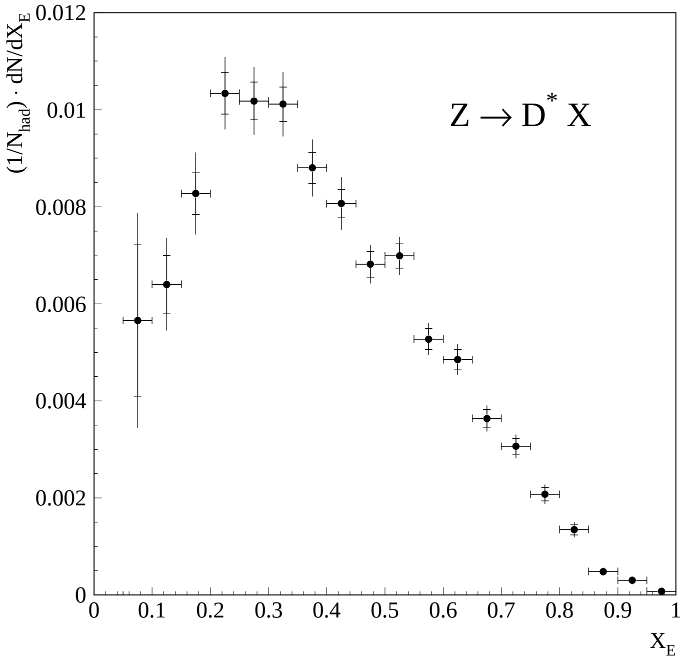


Abbildung A.5: Inklusive Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen.

X_E	$\frac{1}{N_{had}}\frac{dN}{dX_E}$	Δ_{stat}	Δ_{syst}
$0.00-0.05$	$-$	$-$	$-$
$0.05-0.10$	$16.14\cdot10^{-4}$	$\pm14.38\cdot10^{-4}$	${}^{+3.41}_{-4.84}\cdot10^{-4}$
$0.10-0.15$	$35.41\cdot10^{-4}$	$\pm6.55\cdot10^{-4}$	${}^{+3.58}_{-5.29}\cdot10^{-4}$
$0.15-0.20$	$58.21\cdot10^{-4}$	$\pm6.83\cdot10^{-4}$	${}^{+4.22}_{-5.11}\cdot10^{-4}$
$0.20-0.25$	$64.92\cdot10^{-4}$	$\pm6.71\cdot10^{-4}$	${}^{+3.41}_{-4.11}\cdot10^{-4}$
$0.25-0.30$	$62.95\cdot10^{-4}$	$\pm6.66\cdot10^{-4}$	${}^{+3.63}_{-4.00}\cdot10^{-4}$
$0.30-0.35$	$73.68\cdot10^{-4}$	$\pm6.14\cdot10^{-4}$	${}^{+4.31}_{-4.37}\cdot10^{-4}$
$0.35-0.40$	$53.62\cdot10^{-4}$	$\pm4.89\cdot10^{-4}$	${}^{+3.23}_{-3.21}\cdot10^{-4}$
$0.40-0.45$	$46.49\cdot10^{-4}$	$\pm4.94\cdot10^{-4}$	${}^{+3.93}_{-3.80}\cdot10^{-4}$
$0.45-0.50$	$30.61\cdot10^{-4}$	$\pm3.57\cdot10^{-4}$	${}^{+2.79}_{-2.60}\cdot10^{-4}$
$0.50-0.55$	$22.72\cdot10^{-4}$	$\pm3.05\cdot10^{-4}$	${}^{+2.50}_{-2.28}\cdot10^{-4}$
$0.55-0.60$	$19.74\cdot10^{-4}$	$\pm2.75\cdot10^{-4}$	${}^{+2.94}_{-2.75}\cdot10^{-4}$
$0.60-0.65$	$10.75\cdot10^{-4}$	$\pm2.27\cdot10^{-4}$	${}^{+2.37}_{-2.10}\cdot10^{-4}$
$0.65-0.70$	$2.88\cdot10^{-4}$	$\pm1.15\cdot10^{-4}$	${}^{+0.97}_{-0.67}\cdot10^{-4}$
$0.70-0.75$	$3.04\cdot10^{-4}$	$\pm0.97\cdot10^{-4}$	${}^{+0.93}_{-0.76}\cdot10^{-4}$
$0.75-0.80$	$3.69\cdot10^{-4}$	$\pm1.80\cdot10^{-4}$	${}^{+2.68}_{-2.49}\cdot10^{-4}$
$0.80-0.85$	$1.45\cdot10^{-4}$	$\pm1.02\cdot10^{-4}$	${}^{+2.70}_{-2.70}\cdot10^{-4}$
$0.85-0.90$	$0.85\cdot10^{-4}$	$\pm0.89\cdot10^{-4}$	${}^{+2.02}_{-2.02}\cdot10^{-4}$
$0.90-0.95$	$-0.07\cdot10^{-4}$	$\pm0.09\cdot10^{-4}$	${}^{+0.10}_{-0.10}\cdot10^{-4}$
$0.95-1.00$	$-0.01\cdot10^{-4}$	$\pm0.01\cdot10^{-4}$	${}^{+0.04}_{-0.01}\cdot10^{-4}$

Tabelle A.1: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Bottom – Quarks.

X_E	$\frac{1}{N_{had}}\frac{dN}{dX_E}$	Δ_{stat}	Δ_{syst}
$0.00 - 0.05$	$-$	$-$	$-$
$0.05 - 0.10$	$39.62 \cdot 10^{-4}$	$\pm 34.06 \cdot 10^{-4}$	$^{+10.8}_{-8.92} \cdot 10^{-4}$
$0.10 - 0.15$	$33.43 \cdot 10^{-4}$	$\pm 10.70 \cdot 10^{-4}$	$^{+6.46}_{-4.47} \cdot 10^{-4}$
$0.15 - 0.20$	$23.89 \cdot 10^{-4}$	$\pm 10.79 \cdot 10^{-4}$	$^{+5.82}_{-4.43} \cdot 10^{-4}$
$0.20 - 0.25$	$36.35 \cdot 10^{-4}$	$\pm 8.01 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.79}_{-3.42} \cdot 10^{-4}$
$0.25 - 0.30$	$34.72 \cdot 10^{-4}$	$\pm 7.37 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.41}_{-3.12} \cdot 10^{-4}$
$0.30 - 0.35$	$26.77 \cdot 10^{-4}$	$\pm 7.13 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.80}_{-3.81} \cdot 10^{-4}$
$0.35 - 0.40$	$33.55 \cdot 10^{-4}$	$\pm 5.86 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.98}_{-3.06} \cdot 10^{-4}$
$0.40 - 0.45$	$35.09 \cdot 10^{-4}$	$\pm 5.87 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.73}_{-3.97} \cdot 10^{-4}$
$0.45 - 0.50$	$35.31 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.45 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.63}_{-2.84} \cdot 10^{-4}$
$0.50 - 0.55$	$45.23 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.19 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.52}_{-2.89} \cdot 10^{-4}$
$0.55 - 0.60$	$31.63 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.75 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.00}_{-3.21} \cdot 10^{-4}$
$0.60 - 0.65$	$35.89 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.05 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.11}_{-2.48} \cdot 10^{-4}$
$0.65 - 0.70$	$34.33 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.24 \cdot 10^{-4}$	$^{+1.14}_{-1.42} \cdot 10^{-4}$
$0.70 - 0.75$	$27.86 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.91 \cdot 10^{-4}$	$^{+1.17}_{-1.22} \cdot 10^{-4}$
$0.75 - 0.80$	$17.69 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.01 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.13}_{-2.21} \cdot 10^{-4}$
$0.80 - 0.85$	$12.25 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.71 \cdot 10^{-4}$	$^{+3.41}_{-3.53} \cdot 10^{-4}$
$0.85 - 0.90$	$3.73 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.27 \cdot 10^{-4}$	$^{+2.59}_{-2.57} \cdot 10^{-4}$
$0.90 - 0.95$	$2.89 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.55 \cdot 10^{-4}$	$^{+0.27}_{-0.28} \cdot 10^{-4}$
$0.95 - 1.00$	$0.95 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.36 \cdot 10^{-4}$	$^{+0.40}_{-0.40} \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.2: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks sowie Gluon – Splitting – Prozessen.

X_E	$\frac{1}{N_{had}}\frac{dN}{dX_E}$	Δ_{stat}	Δ_{syst}
$0.00 - 0.05$	–	–	–
$0.05 - 0.10$	$29.669 \cdot 10^{-4}$	$\pm 8.008 \cdot 10^{-4}$	${}^{+8.286}_{-7.045} \cdot 10^{-4}$
$0.10 - 0.15$	$19.379 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.794 \cdot 10^{-4}$	${}^{+3.382}_{-3.654} \cdot 10^{-4}$
$0.15 - 0.20$	$13.347 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.691 \cdot 10^{-4}$	${}^{+2.644}_{-2.744} \cdot 10^{-4}$
$0.20 - 0.25$	$9.817 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.410 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.978 \cdot 10^{-4}$
$0.25 - 0.30$	$5.931 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.224 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.241 \cdot 10^{-4}$
$0.30 - 0.35$	$4.555 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.160 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.977 \cdot 10^{-4}$
$0.35 - 0.40$	$2.978 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.107 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.653 \cdot 10^{-4}$
$0.40 - 0.45$	$1.912 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.069 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.434 \cdot 10^{-4}$
$0.45 - 0.50$	$1.248 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.048 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.290 \cdot 10^{-4}$
$0.50 - 0.55$	$0.817 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.030 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.205 \cdot 10^{-4}$
$0.55 - 0.60$	$0.527 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.022 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.137 \cdot 10^{-4}$
$0.60 - 0.65$	$0.296 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.013 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.087 \cdot 10^{-4}$
$0.65 - 0.70$	$0.125 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.006 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.047 \cdot 10^{-4}$
$0.70 - 0.75$	$0.093 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.005 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.040 \cdot 10^{-4}$
$0.75 - 0.80$	$0.026 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.002 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.017 \cdot 10^{-4}$
$0.80 - 0.85$	–	–	–
$0.85 - 0.90$	–	–	–
$0.90 - 0.95$	–	–	–
$0.95 - 1.00$	–	–	–

Tabelle A.3: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus Gluon – Splitting – Prozessen. Diese Raten wurden mit dem im HVFL05 – Monte – Carlo für $\epsilon_c = 0.0255$ und $\epsilon_b = 0.0039$ implementierten Energiespektrum bestimmt.

X_E	$\frac{1}{N_{had}} \frac{dN}{dX_E}$	Δ_{stat}	Δ_{syst}
$0.00 - 0.05$	$-$	$-$	$-$
$0.05 - 0.10$	$9.19 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.53 \cdot 10^{-4}$	${}^{+2.22}_{-2.19} \cdot 10^{-4}$
$0.10 - 0.15$	$10.94 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.04 \cdot 10^{-4}$	${}^{+1.47}_{-1.44} \cdot 10^{-4}$
$0.15 - 0.20$	$14.52 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.78 \cdot 10^{-4}$	${}^{+1.68}_{-1.64} \cdot 10^{-4}$
$0.20 - 0.25$	$19.55 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.84 \cdot 10^{-4}$	${}^{+1.80}_{-1.76} \cdot 10^{-4}$
$0.25 - 0.30$	$21.71 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.85 \cdot 10^{-4}$	${}^{+1.86}_{-1.83} \cdot 10^{-4}$
$0.30 - 0.35$	$26.42 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.96 \cdot 10^{-4}$	${}^{+2.10}_{-2.07} \cdot 10^{-4}$
$0.35 - 0.40$	$30.17 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.12 \cdot 10^{-4}$	${}^{+2.12}_{-2.11} \cdot 10^{-4}$
$0.40 - 0.45$	$35.95 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.33 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.20 \cdot 10^{-4}$
$0.45 - 0.50$	$36.49 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.43 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.74 \cdot 10^{-4}$
$0.50 - 0.55$	$44.39 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.62 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.84 \cdot 10^{-4}$
$0.55 - 0.60$	$37.36 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.54 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.31 \cdot 10^{-4}$
$0.60 - 0.65$	$37.46 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.61 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.28 \cdot 10^{-4}$
$0.65 - 0.70$	$30.01 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.49 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.10 \cdot 10^{-4}$
$0.70 - 0.75$	$26.94 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.42 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.98 \cdot 10^{-4}$
$0.75 - 0.80$	$19.10 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.25 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.74 \cdot 10^{-4}$
$0.80 - 0.85$	$12.92 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.04 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.60 \cdot 10^{-4}$
$0.85 - 0.90$	$4.70 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.60 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.29 \cdot 10^{-4}$
$0.90 - 0.95$	$3.02 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.52 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.41 \cdot 10^{-4}$
$0.95 - 1.00$	$0.75 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.35 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.86 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.4: Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen aus primären Charm – Quarks. Diese Raten wurden mit dem im HVFL05 – Monte – Carlo für $\epsilon_c = 0.0255$ implementierten Energiespektrum bestimmt.

X_E	$\frac{1}{N_{had}} \frac{dN}{dX_E}$	Δ_{stat}	Δ_{syst}
$0.00 - 0.05$	–	–	–
$0.05 - 0.10$	$56.57 \cdot 10^{-4}$	$\pm 15.58 \cdot 10^{-4}$	$\pm 6.57 \cdot 10^{-4}$
$0.10 - 0.15$	$64.00 \cdot 10^{-4}$	$\pm 5.95 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.56 \cdot 10^{-4}$
$0.15 - 0.20$	$82.72 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.30 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.15 \cdot 10^{-4}$
$0.20 - 0.25$	$103.38 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.31 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.16 \cdot 10^{-4}$
$0.25 - 0.30$	$101.81 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.85 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.10 \cdot 10^{-4}$
$0.30 - 0.35$	$101.14 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.55 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.08 \cdot 10^{-4}$
$0.35 - 0.40$	$88.00 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3.17 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.70 \cdot 10^{-4}$
$0.40 - 0.45$	$80.67 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.92 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.52 \cdot 10^{-4}$
$0.45 - 0.50$	$68.16 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.64 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.36 \cdot 10^{-4}$
$0.50 - 0.55$	$69.86 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.53 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.44 \cdot 10^{-4}$
$0.55 - 0.60$	$52.74 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.17 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.14 \cdot 10^{-4}$
$0.60 - 0.65$	$48.51 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2.09 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.08 \cdot 10^{-4}$
$0.65 - 0.70$	$36.39 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.81 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.87 \cdot 10^{-4}$
$0.70 - 0.75$	$30.63 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.62 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.81 \cdot 10^{-4}$
$0.75 - 0.80$	$20.76 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.37 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.65 \cdot 10^{-4}$
$0.80 - 0.85$	$13.49 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.09 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.50 \cdot 10^{-4}$
$0.85 - 0.90$	$4.85 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.62 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.22 \cdot 10^{-4}$
$0.90 - 0.95$	$3.04 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.52 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.28 \cdot 10^{-4}$
$0.95 - 1.00$	$0.79 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.37 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0.32 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.5: Inklusive Produktionsraten für $D^{*\pm}$ – Mesonen in hadronischen Z – Zerfällen.

Literaturverzeichnis

[1] **The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavour Group,** Collaboration CERN–PPE/96–183.

[2] D.Ward, Vortrag auf der ICHEP97, Jerusalem, PL15.

[3] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., *Z. Phys.* **C76** (1997) 1.

[4] **CDF** Collaboration, F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631, `hep-ex/9503002`.

[5] **D0** Collaboration, S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637, `hep-ex/9503003`.

[6] **The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group,** Collaboration CERN–PPE/93–157.

[7] R. Jones, in: Proceedings of the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Jul.20-27 (1994) Vol.2, 403, Ed. P.J. Bussey und I.G. Knowles.

[8] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., *Phys. Lett.* **B401** (1997) 163–175.

[9] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., Beitrag zur ICHEP97, Jerusalem, Ref.606.

[10] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu et al., *Phys. Lett.* **B405** (1997) 202.

[11] **OPAL** Collaboration, R. Akers et al., *Z. Phys.* **C67** (1995) 27–44.

[12] **OPAL** Collaboration, R. Akers et al., *Phys. Lett.* **B353** (1995) 595.

[13] O. Nachtmann, „Elementarteilchenphysik. Phänomene und Konzepte.“ *Vieweg* (1986).

[14] G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi, „Z Physics at LEP I, Vol.1“ CERN Yellow Report 89-08.

[15] G. Sterman et al., *Rev. Mod. Phys.* **67, No.1** (1995) 157–248.

[16] M. Consoli et al., in: „Z Physics at LEP I, Vol.1“ CERN Yellow Report 89-08, 7-54.

[17] F.A. Berends et al., in: „Z Physics at LEP I, Vol.1“ CERN Yellow Report 89-08, 89-128.

[18] P. Tipton, in: Proceedings of the 28th International Conference on High Energy Physics, Vol.1, 123, Ed. Z.Ajduk und A.K. Wroblewski, World Scientific.

[19] G. Altarelli, *Phys. Rep.* **81** (1982) 1–129.

[20] A. Pich, "Quantum Chromodynamics," `hep-ph/9505231`.

[21] L.D. Faddeev und Y.N. Popov, *Phys. Lett.* **25B** (1967) 29.

[22] A.H. Mueller und P. Nason, *Phys. Lett.* **B157** (1985) 226–228.

[23] A. Ballestrero, E. Maina und S. Moretti, "Heavy quark production at e+ e- colliders in multi - jet events and a new method of computing helicity amplitudes," `hep-ph/9405384`.

[24] Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller und S.I. Troyan, "Basics of Perturbative QCD," *Edition Frontières, Gif–sur–Yvette* (1991).

[25] M.L. Mangano und P. Nason, *Phys. Lett.* **B285** (1992) 160–166.

[26] M.H. Seymour, *Z. Phys.* **C63** (1994) 99–110.

[27] M.H. Seymour, *Nucl. Phys.* **B436** (1995) 163–183.

[28] M.H. Seymour, persönliche Mitteilung.

[29] I.G. Knowles und G.D. Lafferty, *J. Phys. G* **G23** (1997) 731, `hep-ph/9705217`.

[30] G. Colangelo und P. Nason, *Phys. Lett.* **B285** (1992) 167.

[31] M. Cacciari, M. Greco, S. Rolli und A. Tanzini, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 2736–2740, `hep-ph/9608213`.

[32] M. Cacciari und M. Greco, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 7134–7143, `hep-ph/9702389`.

[33] **ARGUS** Collaboration, H. Albrecht et al., *Z. Phys.* **C52** (1991) 353–360.

[34] R.D. Field und R.P. Feynman, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 1.

[35] T. Sjostrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

[36] K.G. Wilson, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2445.

[37] B. Andersson, G. Gustafson und C. Peterson, *Z. Phys.* **C1** (1979) 105.

[38] T.D. Gottschalk, *Nucl. Phys.* **B239** (1984) 325.

[39] B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492.

[40] G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Commun.* **67** (1992) 465.

[41] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. Zerwas, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105.

[42] M. Voloshin und M. Shifman, *Yad. Fiz.* **47** (1988) 801.

[43] E. Eichten und B. Hill, *Phys. Lett.* **B234** (1990) 511.

[44] H. Georgi, *Phys. Lett.* **B240** (1990) 447.

[45] N. Isgur und M.B. Wise, *Phys. Lett.* **B232** (1989) 113.

[46] M. Bauer, B. Stech und M. Wirbel, *Z. Phys.* **C29** (1985) 637.

[47] M. Neubert, CERN-TH/97-169, `hep-ph/9707368`.

[48] R.M. Barnett et al., "Review of Particle Physics," *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.

[49] L. Lonnblad, *Comp. Phys. Commun.* **71** (1992) 15.

[50] B. Andersson, G. Gustafson, L. Lonnblad, *Nuc. Phys.* **B339** (1990) 393–405.

[51] S. Myers und E. Picasso, *Contemp. Phys.* **31** (1990) 387.

[52] R. Turlay, *Europhys. News* **20** (1989) 75.

[53] "Large Electron–Positron Storage Ring," Technical Notebook, CERN Publications, 1988.

[54] **ALEPH** Collaboration, D. Decamp et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A294** (1990) 121–178.

[55] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A360** (1995) 481–506.

[56] "ALEPH Handbook Vols.1&2 (edited by C. Bowdery)," CERN Publications 1995, 1997.

[57] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A378** (1996) 57–100.

[58] **L3** Collaboration *Nucl. Instrum. Meth.* **A289** (1989) 35.

[59] **OPAL** Collaboration, K. Ahmet et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A305** (1991) 275–319.

[60] H. Albrecht et al., interne ALEPH–Mitteilung 97–058.

[61] J. Knobloch, interne ALEPH–Mitteilung 90-115.

[62] H.A. Bethe, *Ann. Physik* **5** (1930).

[63] F. Bloch, *Z. Phys.* **81** (1933) 363.

[64] J. E. Campagne und R. Zitoun, *Z. Phys.* **C43** (1989) 469.

[65] **ALEPH** Collaboration, D.Buskulic et al., *Z. Phys.* **C62** (1994) 179.

[66] J. Knobloch, interne ALEPH–Mitteilung 87-052.

[67] F. Ranjard, interne ALEPH–Mitteilung 87-053.

[68] F. Ranjard, interne ALEPH–Mitteilung 86-015.

[69] CERN Program Library, "GEANT," W5013, 1993.

[70] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Z. Phys.* **C62** (1994) 1–14.

[71] **DELPHI** Collaboration, D. Bloch et al., Beitrag zur ICHEP96, Warschau, 25.–31. Juli 1996, pa01-058.

[72] **OPAL** Collaboration, K. Ackerstaff et al., CERN-PPE / 97-093, `hep-ex/9708021`.

[73] D. Brown und M. Frank, interne ALEPH–Mitteilung 92-135.

[74] I. Tomalin, "QBMTAG, ALPHA–Routine,".

[75] D. Brown, interne ALEPH–Mitteilung 92-47.

[76] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., *Phys. Lett.* **B401** (1997) 150–162.

[77] CERN Program Library, "MINUIT," D506.

[78] LEP Collab., LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavour Group, CERN-PPE/96-183.

[79] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B355** (1995) 595–605.

[80] E. Blucher und H.G. Moser, "KVFITN, ALPHA–Routine zur Vertexrekonstruktion,".

[81] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Z. Phys.* **C62** (1994) 179–198.

[82] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B357** (1995) 699–714.

[83] LEP Electroweak Working Group, LEPHF/96-01, interne ALEPH–Mitteilung 96-099.

[84] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., *Phys. Lett.* **B403** (1997) 367–376.

[85] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., *Z. Phys.* **C73** (1997) 601.

[86] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic et al., Beitrag zur XXVIII International Conference on High Energy Physics, ICHEP'96, PA01-075.

[87] M. Schmelling, *Phys. Scripta* **51** (1995) 683.

[88] **CLEO** Collaboration, D. Bortoletto et al., *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1719.

[89] **TASSO** Collaboration, W. Braunschweig et al., *Z. Phys.* **C44** (1989) 365.

[90] S. Bethke, *Z. Phys.* **C29** (1985) 175.

[91] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu et al., CERN-PPE-97-141.

[92] M.H. Seymour, persönliche Mitteilung.

[93] A. Ballestrero, E. Maina und S. Moretti *Phys. Lett.* **B294** (1992) 425–430.

[94] A. Ballestrero, E. Maina und S. Moretti, *Nucl. Phys.* **B415** (1994) 265–292, `hep-ph/9212246`.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Tittel danke ich für die Aufnahme in die ALEPH–Gruppe und seine Unterstützung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Eisele danke ich dafür, daß er freundlicherweise die Rolle des Zweitgutachters übernommen hat.

Herrn Prof. Dr. Putzer möchte ich für sein Interesse an der Arbeit sowie das Korrekturlesen dieses und weiterer Werke danken.

Den Mitgliedern der Charm–Gruppe in ALEPH sei für ihre Motivation und Unterstützung der Arbeit gedankt, insbesondere seien E. Locci, P. Colas und M. Maggi erwähnt.

Den „Vätern" des Graduiertenkollegs danke ich, daß ich die Gelegenheit hatte, auch jenseits der LEP–Physik einige Einblicke zu bekommen.

Ein weiterer Dank geht an Priv. Doz. Dr. M. Wunsch für seine Betreuung in der Anfangsphase („Four b or not four b ?") und zahlreiche Hilfestellungen in Computerangelegenheiten.

Ein besonders herzlicher Dank gebührt den Angestellten des Institutes, die nicht nur dafür sorgten, daß die Soft– und Hardware (meistens) reibungslos funktionierten, sondern z.B. mit den Kaffee– und Tennisrunden auch eine sehr angenehme Arbeitsatmosphäre schufen.

Ein großer Dank geht natürlich an meine KollegInnen U. Becker, G. Graefe, G. Schmidt, M. Schmidt, J. Sommer, H. Stenzel, D. Topaj und S. Werner, die die Leidensphasen erträglich machten und deren Freundschaft ich hoffentlich auch in Zukunft genießen werde.
Herrn H. Stenzel bin ich darüber hinaus für die gemeinsame Erarbeitung der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlungsgluonen zu Dank verbunden.

Eine gesonderte Erwähnung haben Oliver Buchmüller und Selvam Dhamotharan verdient, die mir die Ehre gaben, das Zimmer mit ihnen teilen zu dürfen, und denen ich viele furchtbare Diskussionen zu verdanken habe (und mehr).
„Du hast einen Bug in Deinem Programm." „Nie!" „Doch!!" „Nein!!!" „Depp." „Gurke."

Auch einem Theoretiker ist Dank zu zollen: Herrn Dr. B.J. Schaefer, nicht nur für die sorgfältige Überarbeitung des Theoriekapitels, sondern auch für so einige gemeinsam bestandene Abenteuer im Verlaufe unseres Studiums. (Aber doch, aber doch!)

Ein spezieller Dank geht an Tina, die nicht nur meine wechselhaften Launen tapfer ertrug und notfalls aufhellte, sondern mich mit sicherem Gespür auch immer wieder auf den Boden der Tatsachen zurückzuholen verstand.

Und schließlich danke ich natürlichen meinen Eltern für den großen ganzen Rest.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des BMBF gefördert.