IHEP – HD/96 – 18

Produktion von Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Z – Zerfällen

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Tittel
Prof. Dr. Dieter Gromes

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Ursula Becker
aus Lippstadt
Tag der mündl. Prüfung 13.11.1996

Übersicht

Mit dem Detektor ALEPH am Speicherring LEP wurde die inklusive Pion–, Kaon– und Protonproduktion in rund 2.5 Millionen Z – Zerfällen untersucht. Dabei konnten die Impulsspektren in $Z \to b\bar{b}$, $Z \to c\bar{c}$ und $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ getrennt vermessen werden. In Ereignissen mit b – Quarks wurde zusätzlich zwischen Teilchen aus dem b – Hadronzerfall und 'begleitend erzeugten' unterschieden. Aus der Protonproduktion in b – Hadronzerfällen wurde der b – Baryonanteil zu $(12.1 \pm 0.9 \pm 3.1)\,\%$ bestimmt. Zusammen mit diesem Wert konnte aus der Analyse von Proton – Lepton – Korrelationen erstmalig ein absolutes semileptonisches Verzweigungsverhältnis für b – Baryonen gemessen werden. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall b – Baryon $\to pl^-X$ ergab sich zu $(3.5 \pm 0.5 \pm 0.6)\,\%$.

Abstract

The inclusive pion, kaon, and proton production has been investigated in about 2.5 million Z decays recorded by the detector ALEPH at the LEP storage ring od CERN. The momentum spectra have been measured in $Z \to b\bar{b}$, $Z \to c\bar{c}$ and $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ separately. In addition particles from beauty hadron decays have been distinguished from 'accompanying' particles produced in events containing b quarks. The number of protons from b hadron decays has allowed to determine the fraction of b baryons in b events to be $(12.1 \pm 0.9 \pm 3.1)\,\%$. Using this value, and investigating proton – lepton correlations in b events, the branching ratio of the decay (b – Baryon $\to pl^-X$) has been found to be $(3.5 \pm 0.5 \pm 0.6)\,\%$.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am 14. Juli 1989 nahm der große Elektron – Positron Speicherring LEP (*Large electron positron collider*) mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL seinen Betrieb auf. Zielsetzung dieses Projektes ist die Erforschung der kleinsten Bausteine der Materie und der sie beherrschenden Wechselwirkungen. Insbesondere der Physik des neutralen Vektorbosons Z, einem der Überträgerteilchen der schwachen Wechselwirkung, wurde damit ein einzigartiges Labor geschaffen. Bei einer Schwerpunktsenergie von rund 91 GeV kollidieren Elektronen und Positronen in den vier Wechselwirkungszonen und können dabei reelle Z – Bosonen erzeugen. Diese zerfallen anschließend wieder in Quarks oder Leptonen, allgemeiner ausgedrückt in ein Fermion und ein Antifermion (Abb.1.1).

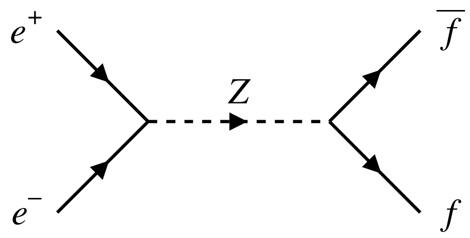

Abbildung 1.1: *Der dominierende Prozeß bei LEP*

Bis 1996 hat jedes der vier Experimente etwa vier Millionen Z – Zerfälle registriert und archiviert.

Rund 70 % [1] aller Z – Bosonen zerfallen in Quarks. Diese Reaktion bildet die Gruppe der *hadronischen* Ereignisse. Ihnen gilt das Interesse der vorliegenden Arbeit.

Der Verlauf eines typischen hadronischen Ereignisses gliedert sich schematisch in vier Phasen:

1. In der ersten Phase vernichten sich ein Elektron und ein Positron. Es entsteht ein Z – Boson (oder ein virtuelles Photon), welches wiederum in ein Quark – Antiquark – Paar ($q\bar{q}$) zerfällt.

2. Die im Z – Zerfall erzeugten primären Quarks strahlen Gluonen ab, die ihrerseits wieder Gluonen abstrahlen oder in $q\bar{q}$ – Paare konvertieren können.

3. Die im letzten Schritt entstandenen Partonen finden sich zu farbneutralen Hadronen zusammen. Diese Phase wird *Fragmentation* oder *Hadronisation* genannt.

4. Instabile Hadronen zerfallen.

Dem Experimentator stehen am Ende nur die Teilchen zur Verfügung, die im Detektor nachgewiesen werden. Bei den geladenen Teilchen leben Pionen[1], Kaonen, Protonen, Elektronen und Myonen im Mittel lang genug, um das Detektorvolumen zu erreichen. Von den neutralen Teilchen werden nur Photonen, Neutronen und K^0_L im Detektor registriert. Neutrale und geladene Teilchen zusammen tragen die gesamte Information, die über ein Ereignis zur Verfügung steht.

Motivation und Ziele der Arbeit

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Experimentes ALEPH. Sie untersucht die Erzeugung von Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Z – Zerfällen und versucht, damit verschiedene Aspekte der oben aufgeführten vier Ereignisabschnitte zu erhellen.

Da ist zunächst die Hadronerzeugung in der Fragmentationsphase. Während sich im Rahmen der QCD zwar Gesamtmultiplizitäten und Impulsspektren berechnen lassen, ist es bis heute nicht gelungen, die Erzeugung und Impulsverteilung bestimmter Teilchensorten vorherzusagen. Hier hat man bisher nur phänomenologische Modelle entwickelt. Es wäre unbefriedigend, diesen Zustand einfach hinzunehmen und den größten Anteil der vier Millionen Ereignisse im Grunde nicht zu verstehen. Aufgabe der Experimentalphysik muß es daher sein, so viele Informationen wie möglich zu sammeln, um unser Verständnis der physikalischen Vorgänge während der Hadronisation zu erweitern. Daher beschäftigt sich die vorliegende Analyse mit der Vermessung der Impulsspektren von Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Z – Zerfällen. Zukünftige theoretische oder auch phänomenologische Modelle sollten in der Lage sein, diese Spektren zu reproduzieren.
Eine Untersuchung der Pion –, Kaon – und Protonproduktion unter verschiedenen Anfangsbedingungen erbringt zusätzliche Informationen über die Fragmentationsphase.

[1]Antiteilchen sind stets eingeschlossen, wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt.

Dabei ist die exzellente Vertexauflösung des Detektors ALEPH von großem Nutzen, da sie die Bestimmung der Impulsverteilungen nach Ereignissen mit schweren (b) und leichten (uds) primären Quarks getrennt ermöglicht. Die Ergebnisse der Analyse können mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen werden.

Pionen, Kaonen und Protonen werden nicht nur während der Fragmentationsphase erzeugt, sondern enstehen auch beim Zerfall schwererer Teilchen. Daher gestattet es die Analyse der π –, K – und Protonerzeugung ebenfalls, Beiträge zum Verständnis von Produktion und Zerfall schwerer Hadronen zu liefern (mit 'schweren Hadronen' sind alle Hadronen gemeint, die ein b – Quark enthalten und schwach zerfallen). Zerfälle von b – Quarks sind von großem theoretischen und experimentellen Interesse, da sie im Prinzip die Messung verschiedener Parameter des Standardmodells (CKM – Matrixelemente, m_b ...) erlauben. Voraussetzung dafür ist allerdings die Kenntnis der Quark – Quark – Wechselwirkungen innerhalb der Hadronen. Diese können im Rahmen der Theorie nicht berechnet werden und sind einer der am wenigsten verstandenen Aspekte der QCD.
Wegen ihrer großen Masse von über 5 GeV/c^2 können b – Hadronen in eine Fülle von sekundären Teilchen zerfallen. Die mittlere Multiplizität geladener Spuren aus b – Hadronen beträgt bei LEP $\langle n_{gel.} \rangle = (5.68 \pm 0.32)$[2, 3]. Die Anzahl der möglichen Zerfallskanäle ist entsprechend hoch, die einzelnen Verzweigungsverhältnisse klein. Dieser Umstand erschwert die Untersuchung von b – Zerfällen in vollständig rekonstruierten, exklusiven Zerfallskanälen. Eine Alternative bietet das Studium inklusiver Zerfälle, die ebenfalls geeignet sind, Informationen über die Quark – Quark – Wechselwirkungen während des Zerfalls zu gewinnen. An dieser Stelle setzt die vorliegende Analyse an und vermißt Produktion und Impulsverteilung von Pionen, Kaonen und Protonen in b – Hadronzerfällen.

Bevor LEP seinen Betrieb aufnahm, waren es vor allem die Experimente ARGUS und CLEO, die Teilchen mit 'beauty' untersuchten. Beide nahmen bzw. nehmen ihre Daten im Bereich der Υ(4S) – Resonanz, also bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 10.6 GeV. Im Gegensatz zum Z können beim Zerfall des Υ(4S) nur $B_{u/d}$ – Mesonen entstehen – für b – Mesonen mit Strangeness oder b – Baryonen[2] reicht seine Masse nicht aus. Bei LEP dagegen erwartet man, daß etwa je 10 % aller b – Quarks am Ende der Hadronisation in einem Baryon bzw. B_s – Meson gebunden sind. Die Existenz der b – Baryonen kann zu einem meßbaren Anstieg in der mittleren Protonmultiplizität pro b – Hadronzerfall gegenüber dem Υ(4S) führen. Während in B – Mesonzerfällen nur in 8 %[1] aller Fälle ein Proton erzeugt wird, muß ein b – Baryon auf Grund der Baryonzahlerhaltung immer ein Proton oder Neutron im Endzustand aufweisen. Es ist daher mit einem Verzweigungsverhältnis in Protonen von rund 50 % zu rechnen. Damit sollte schon ein relativ kleiner b – Baryonanteil zu einer signifikant erhöhten Protonproduktion in b – Zerfällen führen. Im Rahmen dieser Arbeit sind somit auch Schlüsse auf die b – Baryonerzeugung möglich. Ist nicht diese Zahl schon allein für sich von Interesse (die Mechanismen, die während der Hadronisierung zur Bildung eines Baryons führen sind bis heute unverstanden), so erlaubt sie im Weiteren auch die Bestimmung absoluter

[2]Im weiteren soll 'Λ_b' das Zeichen für alle b – Baryonen sein.

Verzweigungsverhältnisse. Dies ist wichtig, sind doch gerade Zerfälle von b – Baryonen in letzter Zeit in den Mittelpunkt theoretischer Interessen gerückt. Eine Schlüsselstellung hat dabei das semileptonische Verzweigungsverhältnis der b – Baryonen inne, das daher auch in der vorliegenden Analyse untersucht wurde:
Semileptonische Verzweigungsverhältnisse schwerer Hadronen sind in den letzten Jahren viel diskutiert worden. Sie sind definiert als das Verhältnis von semileptonischer zu totaler Zerfallsbreite Γ_{sl}/Γ_{tot}. Während die theoretische Vorhersage von Γ_{sl} gut verstanden ist, verlangt die Berechnung von Γ_{tot} mehr Aufwand und ist in den letzten Jahren verstärkt Gegenstand theoretischer Forschung geworden. Die Unsicherheiten verringern sich, ist man nur an dem Verhältnis der Zerfallsbreiten verschiedener Teilchen interessiert. Experimentelles Gegenstück zur Berechnung von Γ_{tot} ist die Messung der Lebensdauer eines Teilchen, die über $\tau \sim 1/\Gamma_{tot}$ zu der totalen Zerfallsbreite äquivalent ist. Während die Theorie ein Verhältnis von $\tau_{\Lambda_b}/\tau_{B^0} \simeq 0.98 + \mathcal{O}(1/m_b^3)$ vorhersagt, finden die derzeitigen Experimente $\tau_{\Lambda_b}/\tau_{B^0} = 0.78 \pm 0.05$[4]. Unter der Annahme, daß die semileptonischen Breiten der verschiedenen b – Hadronen vergleichbar sind (theoretische Berechnungen von $\Gamma_{sl}^{\Lambda_b}$ existieren noch nicht), entspricht das Verhältnis der Lebensdauern dem Verhältnis der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse. Das – aus Sicht der Theorie – unerwartete Ergebnis der Lebensdauermessung kann also durch die Messung des absoluten semileptonischen Verzweigungsverhältnisses der b – Baryonen gestützt werden. Gleichzeitig gewinnt man so Informationen über baryonische Zerfälle, die wegen der komplizierteren, inneren Struktur der Baryonen der theoretischen Behandlung nicht in gleichem Maß zugänglich sind wie ihre mesonischen Pendants.

Nach der Bestimmung des b – Baryonanteils ist es möglich, das absolute Verzweigungsverhältnis $Br(\Lambda_b \to pl\nu X)$ zu messen und so Teilantworten zu der obigen Fragestellung zu liefern.

Methode der Analyse

Die Analyse muß im Wesentlichen zwei Probleme lösen, um die gewünschten Resultate zu erhalten:

1. Pionen, Kaonen und Protonen sollen in einem möglichst großen, kinematischen Bereich identifiziert werden. Der Detektor ALEPH mißt dazu den spezifischen Energieverlust der Teilchen in einem gasförmigen Medium. Die Messungen streuen aber so stark, daß die eindeutige Identifizierung der Spuren über einen weiten Impulsbereich nicht möglich ist. Es können nur die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchenhypothesen angegeben werden. Daher werden die Spuren 'im statistischen Mittel' identifiziert. Dazu ist eine genaue Kenntnis der dE/dx – Verteilungen einzelner Teilchen unabdingbar, da man insbesondere den vergleichsweise geringen Anteil der Protonen ($\sim 5\,\%$ [1]) mit zufriedenstellender Genauigkeit vermessen will.

2. Die Teilchen sollen nach ihrer Herkunft unterschieden werden. Dazu nutzt die Analyse charakteristische Eigenschaften von Spuren und Ereignissen aus. Auch hier besteht das Problem darin, daß eine eindeutige Bestimmung der Herkunft gewöhnlich nicht existiert. Die verschiedenen Anteile müssen deshalb 'entfaltet' werden.

Der Gang der Analyse sei kurz skizziert:

- Nachdem die Methode der Teilchentrennung entwickelt ist, erfolgt die Vermessung der inklusiven Impulsspektren von Pionen, Kaonen und Protonen in hadronischen Z – Zerfällen.
- Im nächsten Schritt werden die Ereignisse nach primären Quarksorten unterschieden und die Impulsverteilungen der Teilchen nach primärem Flavour getrennt gewonnen.
- Erst jetzt wird innerhalb der 'b – Ereignisse' nochmals zwischen Teilchen aus b – Hadronzerfällen und solchen aus anderen Quellen unterschieden.
- Schließlich sollen semileptonische b – Baryonzerfälle anhand von Proton/Lepton – Korrelationen untersucht werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:
Ein kurzer Überblick über die relevanten theoretischen Hintergründe der Analyse in Kapitel zwei soll helfen, die späteren Ergebnisse in den physikalischen Gesamtkontext einzuordnen. Das dritte Kapitel ist dem apparativen Aufbau des Experiments ALEPH gewidmet. Die Auswertung der Daten ist Thema des vierten Kapitels. Hier werden Ideen und Durchführung der Analyse beschrieben. Daran schließt sich ein Kapitel über Untersuchungen zu systematischen Unsicherheiten an. Kapitel sechs schließlich präsentiert die Ergebnisse, in Kapitel sieben wird die Arbeit noch einmal kurz zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theorie

Das folgende Kapitel beleuchtet einige theoretische Aspekte zur Produktion und Zerfall von Hadronen. Der erste Abschnitt ist ganz allgemein der Teilchenerzeugung in der e^+e^- – Vernichtung gewidmet. Die Hadronerzeugung im besonderen und die ihr zugrunde liegenden Vorstellungen sind Thema des zweiten Abschnittes. Während sich globale Ereigniseigenschaften, wie z.B Anzahl der Jets, globale Multiplizitäten usw. im Rahmen der perturbativen QCD berechnen lassen, entziehen sich die Details (z.B. Anzahl und Impulsverteilung bestimmter Teilchensorten, Produktion von Baryonen...) einer exakten störungstheoretischen Behandlung innerhalb der Quantenchromodynamik. Hier ist man im allgemeinen auf phänomenologische Modelle angewiesen, die in der Regel in Form von Ereignisgeneratoren vorliegen. Sie werden auch *Monte Carlo* Generatoren genannt und 'würfeln' nach modellierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen Ereignisse einer ausgewählten physikalischen Reaktion, deren Eigenschaften dann mit experimentellen Befunden verglichen werden können. Diese Generatoren bilden die Grundlage der Datensimulation.
Die Frage nach der Teilchenproduktion in Ereignissen mit schweren[1] oder leichten primären Quarks schließt sich in Abschnitt 2.3 an.

Abschnitt 2.4 widmet sich der theoretischen Beschreibung des Zerfalls schwerer Hadronen. Neuere theoretische Konzepte haben hier zu Vorhersagen geführt, die kurz vorgestellt und mit derzeitigen experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

[1] Unter schweren Quarks sollen im weiteren b – , seltener auch c – Quarks verstanden werden. Als leichte Quarks werden u –, d –, und s – Quarks bezeichnet.

2.1 Teilchenerzeugung in der e^+e^- – Vernichtung

In der e^+e^- – Vernichtung werden Teilchen in niedrigster Ordnung durch zwei Prozesse erzeugt, die im Feynmanbild folgende Form haben:

Der zugehörige totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu [5]:

$$\sigma_{e^+e^-\to f\bar{f}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f R_f \tag{2.1}$$

mit

$$R_f = \{Q_f^2 + 2\,Q_f\, g_V^e\, g_V^f\, Re(K(s)) + [\,(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2\,]\,[\,(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2\,]\,|K(s)|^2\,\} \tag{2.2}$$

und

$$K(s) = \frac{-s}{4\,(\,\sin\vartheta_W\,\cos\vartheta_W\,)^2\,(s - m_Z^2 + i\,m_Z\,\Gamma_Z\,)} \tag{2.3}$$

g_V^f und g_A^f sind die Vektor – und Axialvektorkopplungskonstanten des neutralen Stroms für die fundamentalen Fermionen f. Q_f bezeichnet die elektrische Ladung der Fermionen. N_c^f beträgt für Leptonen eins und für Quarks drei. Damit wird berücksichtigt, daß Quarks in drei verschiedenen Farben auftreten. ϑ_W steht für den Weinbergwinkel, s für das Quadrat der Schwerpunktsenergie, und $m_Z\,(\Gamma_Z)$ bezeichnet die Masse (Zerfallsbreite) des Z – Bosons.

Bei LEP dominiert der Z – Austausch den Prozeß $e^+e^- \to f\bar{f}$. Die relativen Produktionswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Fermionen werden also durch die entsprechenden Partialbreiten des Z's gegeben.

$$\Gamma_{Z\to f\bar{f}} = \frac{\alpha\, m_z \sqrt{1 - 4\,m_f^2/m_Z^2}}{2\,\sin^2\vartheta_W\,\cos^2\vartheta_W} N_c^f \left\{ (g_V^f)^2 \left(1 + \frac{2\,m_f^2}{m_Z^2}\right) + (g_A^f)^2 \left(1 - \frac{4\,m_f^2}{m_Z^2}\right) \right\} \tag{2.4}$$

Beiträge höherer Ordnungen und Korrekturen finden sich z.B. in [6].
Messungen ergaben im Einklang mit den theoretischen Erwartungen das Verzweigungsverhältnis $Z \to q\bar{q}$ zu $(69.90 \pm 0.15)\,\%$ [1]. Diese Zerfälle bilden die Klasse der hadronischen Ereignisse. Nach unserem heutigen Wissen existieren Quarks nicht als freie Teilchen, sondern sind in Hadronen gebunden. Der Übergang von primären Quarks zu farbneutralen Hadronen ist Thema des nächsten Abschnitts.

2.2 Hadronische Ereignisse

Während Erzeugung und Zerfall des Z – Bosons durch die elektroschwache Wechselwirkung dominiert wird, spielt im weiteren Verlauf eines hadronischen Ereignisses die Quantenchromodynamik die wichtigste Rolle. Die Emission harter Gluonen in der Anfangsphase ist mit Hilfe der Störungstheorie im Prinzip noch berechenbar. Allerdings scheitert eine vollständige Behandlung im Rahmen der QCD an der Komplexität der Ereignisse mit durchschnittlich über 20 geladenen Teilchen im Endzustand [1]. Der Austausch weicher Gluonen und die Transformation der Partonen in beobachtbare Hadronen im weiteren Verlauf des Ereignisses entzieht sich dagegen grundsätzlich der theoretischen Beschreibung im Rahmen der Störungsrechnung. An dieser Stelle ist man auf phänomenologische Ansätze angewiesen. Die folgenden Abschnitte stellen die wichtigsten dieser Modelle vor. Für eine ausführlichere Übersicht gängiger Modellvorstellungen sei z.B. auf [7] verwiesen.

2.2.1 Perturbative QCD

Die Abstrahlung harter Gluonen in der Anfangsphase eines hadronischen Ereignisses bestimmt seine allgemeine Struktur, indem sie Anzahl und Winkelverteilung der Jets festlegt. Die beiden wichtigsten Ansätze zur Beschreibung dieser frühen Phase sind die sogenannte *Matrixelement*– Methode (ME) und das *Partonschauermodell* (PS)[8].

Matrixelement – Ansatz

Bei der Matrixelement – Methode werden die Feynmandiagramme für Endzustände mit verschiedener Anzahl von Partonen berechnet. Einige einfache Diagramme finden sich in Abbildung 2.1.

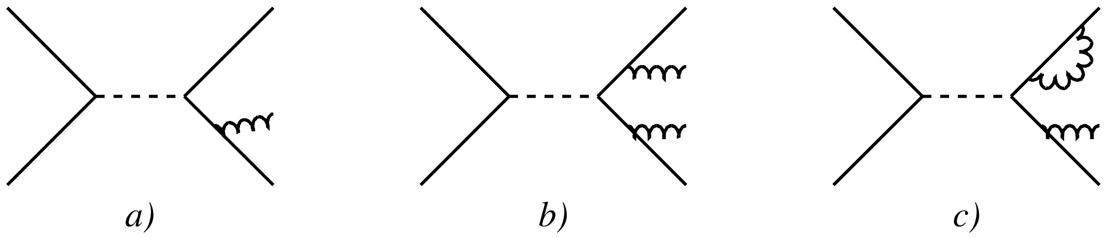

Abbildung 2.1: *Einige Feynmandiagramme zur Drei – und Vier – Jetproduktion. a) Graph erster Ordnung zur Drei – Jeterzeugung b) Graph erster Ordnung zur Vier – Jeterzeugung c) Graph zweiter Ordnung zur Drei – Jeterzeugung*

Dies ist im Prinzip das korrekte Verfahren, nur werden die Berechnungen für Diagramme höherer Ordnung zunehmend komplizierter und sind deswegen nur bis $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ durchgeführt.

Partonschauer – Ansatz

Auch Partonschauermodelle versuchen, die Vorgänge in einem hadronischen Ereignis mit Hilfe der QCD zu beschreiben. Dabei emittieren im Rahmen der *leading log approximation* die primären Quarks entlang ihres Weges Gluonen, die wiederum Gluonen abstrahlen oder in Quark/Antiquarkpaare aufspalten. Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $i \to jk$ ist dabei durch die Altarelli – Parisi – Gleichung gegeben[9]:

$$\frac{dP_{i\to jk}}{dt} = \int dz\,\frac{\alpha_s(Q^2_{evol})}{2\,\pi}\,P_{i\to jk}(z) \tag{2.5}$$

$P_{i\to jk}$ hängt von dem Verhältnis der Energie der ersten Tochter zur Energie der Mutter E_j/E_i ab und von der Art des Prozesses ($q \to qg$, $g \to gg$ oder $g \to q\bar{q}$). Die Größe t ist der 'Entwicklungsparameter' und als $t = \ln(Q^2_{evol}/\Lambda^2_{QCD})$ definiert. Die weitere Aufspaltung eines Partons wird gestoppt, wenn t einen festgelegten Wert t_{min} unterschreitet. Divergenzen in der Abstrahlungswahrscheinlichkeit weicher Gluonen werden gewöhnlich durch die Einführung einer fiktiven Gluonmasse verhindert.

2.2.2 Fragmentationsmodelle

Bisher besteht das hadronische Ereignis nur aus einer Ansammlung von Quarks und Gluonen. Im nächsten Schritt müssen aus diesen farbneutrale und somit beobachtbare Hadronen entstehen. Dieser Übergang kann in der Störungstheorie der QCD nicht berechnet werden. Auch hier existieren phänomenologische Modelle, die es erlauben, diesen Ereignisabschnitt zumindest zu simulieren.
Auf eine Beschreibung des Modells der unabhängigen Fragmentation [10] soll an dieser Stelle verzichtet werden, da dieser Ansatz keine Verwendung mehr findet und 'nur noch' von historischer Bedeutung ist. Den beiden folgenden Ansätzen ist gemein, daß zuerst alle Gluonen zwangsweise in Quark/Antiquark – Paare aufgespalten werden müssen.

Stringfragmentation

Das erste Beispiel eines Stringfragmentationsschemas stammt aus dem Jahre 1974 und wurde von Artru und Menessier [11] entwickelt. Als erfolgreichstes Stringmodell gilt das der Lundgruppe, welches im Ereignisgenerator JETSET [12] verwendet wird. Im Stringmodell bildet sich ein Farbschlauch, der String, zwischen zwei auseinanderlaufenden Quarks. Der Energieinhalt diese Farbschlauches kann innerhalb eines Potentialmodells der starken Wechselwirkung berechnet werden.

$$V(r) = -\frac{4\,\alpha_s}{3\,r} + \kappa\,r \tag{2.6}$$

Bei genügend hoher Energie kann der String aufbrechen und an der Bruchstelle ein zusätzliches $q\bar{q}-$Paar entstehen. Quantenmechanisch entspricht dies dem Tunneleffekt. Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines $q\bar{q}-$Paares mit der Masse m_q läßt sich schreiben:

$$P(m_q) \sim e^{(-m_q^2)/\kappa} \tag{2.7}$$

Schwere Quarks (c,b) werden daher in diesem Stadium praktisch nicht mehr erzeugt.

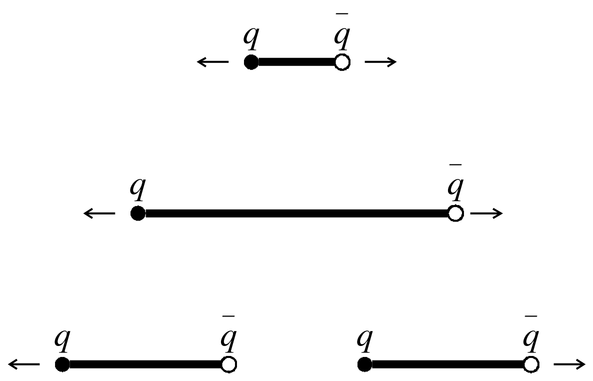

Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung der Stringfragmentation*

Dieser Prozeß läuft solange ab, bis die in den Strings gespeicherte Energie nicht mehr ausreicht, um weitere $q\bar{q}-$Paare zu erzeugen. Die verbleibenden Strings werden gemäß ihres Quarkinhalts als Hadronen auf ihrer Massenschale interpretiert. Ein Nachteil des Stringkonzeptes besteht in der Vielzahl der semiempirischen, freien Parameter, mit denen die Erzeugung der Hadronen an die Realität angepaßt werden kann. Eine gute Übereinstimmung zwischen Modellerwartung und experimentellem Befund verliert so an physikalischer Aussagekraft.

Clusterfragmentation

Nach der Aufspaltung aller Gluonen in $q\bar{q}-$Paare zu Beginn der Fragmentation werden Quarks und Antiquarks zu farbneutralen Gebilden, den Clustern, zusammengefaßt. Dabei achtet man sowohl auf Nachbarschaften im Phasenraum, als auch auf eine möglichst geringe invariante Masse des resultierenden Gebildes. Die Cluster zerfallen je nach Energie und Flavourinhalt dann in beobachtbare Hadronen. Im Gegensatz zur Stringfragmentation entstehen dabei Baryonen ohne zusätzliche Annahmen. Die

Clusterfragmentation ist in dem Ereignisgenerator HERWIG [13] realisiert.
Abbildung 2.3 und 2.4 zeigen zwei verschiedene Szenarien für die Entwicklung eines hadronischen Ereignisses, so wie sie in Ereignisgeneratoren vorgefunden werden können.

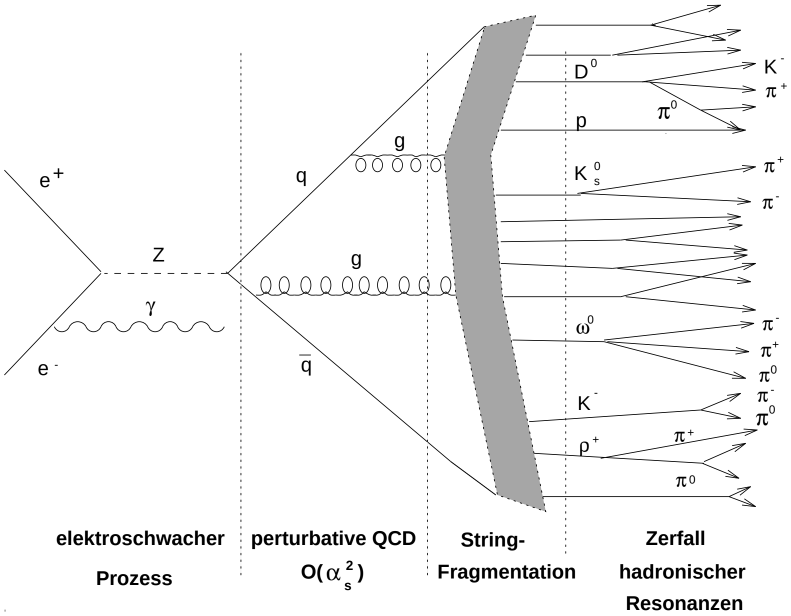

Abbildung 2.3: *Eine schematische Darstellung des Prozesses $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen im Bild eines Matrixelement – Generators mit anschließender Stringfragmentation*

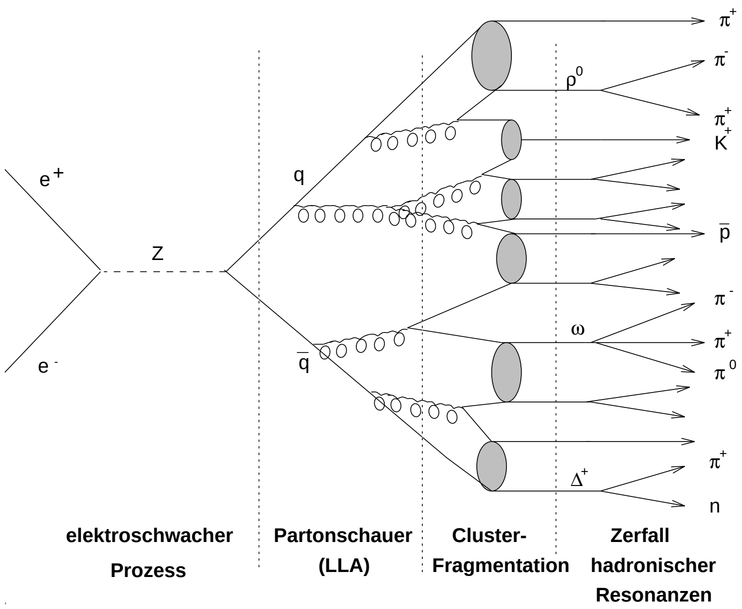

Abbildung 2.4: *Eine schematische Darstellung des Prozesses $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen im Bild des Partonschauer – Generators mit anschließender Clusterfragmentation*

2.2.3 Baryonerzeugung

Die Produktion von Mesonen erfolgt in beiden vorgestellten Fragmentationsmodellen auf natürliche Art und Weise. Für Baryonen gilt dies nicht. So stellt ihre Produktion zwar in der Clusterfragmentation kein Problem dar, im Stringmodell dagegen müssen spezielle Mechanismen eingeführt werden. Die bekanntesten sind die Erzeugung von *Diquarks* und das sogenannte *Popcorn – Modell.*

Der Diquark – Mechanismus

Der Diquark – Mechanismus wurde zum erstenmal von Meyer [14] im Rahmen der unabhängigen Fragmentation eingeführt. Sein Prinzip ist in der Stringfragmentation derselbe: Anstelle der $q\bar{q}$ – Paare entstehen beim Aufbrechen des Farbschlauches $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ – Paare, sogenannte Diquarks. Dabei versteht man unter einem Diquark einen gebundenen Zustand zweier Quarks mit unterschiedlicher Farbladung. Diese verbinden sich anschließend mit einem einzelnen Quark zu einem farbneutralen Baryon. Durch die höhere Masse des Diquarksystems gegenüber einem einzelnen Quark ist die Baryonproduktion auf natürliche Weise unterdrückt. Der quantitative Wert der Unterdrückung wird jedoch durch einen frei einstellbaren Parameter bestimmt. Die relative Erzeugung von Baryonen mit Strangeness oder höheren Drehimpulsen wird durch zusätzliche freie Parameter geregelt.

Das Popcorn – Modell

Im Popcorn – Modell [15] werden die drei Quarks unabhängig voneinander erzeugt. Beim Aufbrechen des Farbfeldes zwischen z.B. einem roten Quark und einem antiroten Antiquark $(r\bar{r})$ muß das enstehende Quark – Antiquark – Paar nicht zwingend auch wieder ein $r\bar{r}$ Paar sein, sondern kann in einem kleinen Prozentsatz aller Fälle zum Beispiel auch blau – antiblau sein. In diesem Fall zieht das rote Quark das blaue Quark an während sich auf der anderen Seite die Antiquarks zusammenfinden. Das Feld zwischen dem neu entstandenen $q\bar{q}$ – Paar ist eine Überlagerung von rot und blau und hat damit eine grüne Farbe. Bevorzugt wird hier als nächstes ein grün/antigrün – Paar enstehen. Letztendlich finden sich dann das rote, blaue und grüne Quark zu einem Baryon zusammen. Natürlich kann der grüne Farbstring mehrfach brechen, und so können zwischen den Baryonen weitere Mesonen entstehen. Dadurch sind die Korrelationen (Strangeness, Spin, Transversalimpuls ...) zwischen den Baryonen gegenüber dem Diquark – Modell geschwächt.

2.3 Teilchenerzeugung in $Z \to b\bar{b}$ Zerfällen

Die Erzeugung von Hadronen in der e^+e^-–Vernichtung ist seit langer Zeit Gegenstand theoretischer Überlegungen und experimenteller Untersuchungen. Im Rahmen von perturbativer QCD und LPHD (*local parton hadron duality*)[2] wird die Entwicklung der geladenen Multiplizität in Abhängigkeit von der zur Verfügung stehenden Energie vorhergesagt. Von besonderem Interesse für die vorliegende Arbeit sind Unterschiede zwischen Ereignissen mit schweren und leichten primären Quarks.

Einer von vielen interessanten Aspekten bei der Erzeugung schwerer Quarks ist ihre harte Fragmentationsfunktion. Zwar existieren unterschiedliche theoretische Ansätze [17],[18], die sie beschreiben, eine völlig befriedigende Erklärung ist dagegen noch nicht gefunden. Eine harte Fragmentationsfunktion bedeutet gleichzeitig eine reduzierte Anzahl von Hadronen, die neben dem primären schweren Quark entstehen ('begleitende' Multiplizität), da ein Großteil der Energie bei dem schnellen, schweren Quark verbleibt. Die folgenden beiden Abschnitte stellen zwei Modelle vor, die quantitative Aussagen über Unterschiede in der Anzahl begleitender Hadronen in Ereignissen mit schweren und leichten Quarks machen.

2.3.1 Das modifizierte 'Naive Modell'

Das modifizierte Naive Modell (NM)[19] basiert auf der Annahme, daß die neben dem führenden Teilchen erzeugte Anzahl der Hadronen mit einer universellen Funktion $n_0(M)$ beschrieben werden kann, die nur von der zur Verfügung stehenden invarianten Masse M abhängt.

$$M^2 \;=\; E^2_{CMS}\,(1-x)\,(1-y) \tag{2.8}$$

x und y sind die Anteile der Energie, die bei den primären Hadronen verbleiben. Die mittlere Multiplizität eines Ereignisses schreibt sich:

$$N_q(E_{CMS}) \;=\; 2n_q \;+\; n_0(E_{CMS}(1 \;-\; \langle x_q\rangle)) \tag{2.9}$$

Dabei ist $\langle x_q\rangle$ der mittlere Anteil an Energie, den das primären Teilchen erhält, n_q die mittlere Anzahl seiner Zerfallsprodukte. Die Ersetzung von $\langle n_0(\sqrt{E^2_{CMS}\,(1-x)\,(1-y)})\rangle$ durch $n_0(E_{CMS}(1 \;-\; \langle x_q\rangle))$ an dieser Stelle ist nicht trivial und eine der Hauptannahmen des NM.
Jetzt folgt für den Unterschied in der Multiplizität zwischen Ereignissen mit verschiedenen primären Quarks:

$$\begin{aligned}\delta_{Qq} \;&=\; N_q(E_{CMS}) \;-\; N_Q(E_{CMS})\\ &=\; 2(n_q \;-\; n_Q) + n_0(E_{CMS}(1 \;-\; \langle x_q\rangle)) \;-\; n_0(E_{CMS}(1 \;-\; \langle x_Q\rangle))\end{aligned} \tag{2.10}$$

[2]LPHD [16] ist eines der wichtigsten Konzepte innerhalb der QCD, läßt sich aber nicht aus fundamentalen Prinzipien ableiten. Vereinfacht gesprochen ist LPHD die Annahme, daß sich (bis zu einem gewissen Grade) Vorhersagen auf Partonniveau 'im Mittel' auf Hadronen übertragen lassen (z.B. Multiplizitäten, Impulsspektren...).

Der Unterschied in den begleitenden Multiplizitäten verschiedener Quarkflavours ist also von der Schwerpunktsenergie abhängig. Steigt $n_0(E_{CMS})$ langsamer als $\propto E_{CMS}$, so erwartet man, daß sich die Differenz mit ansteigender Energie verringert.

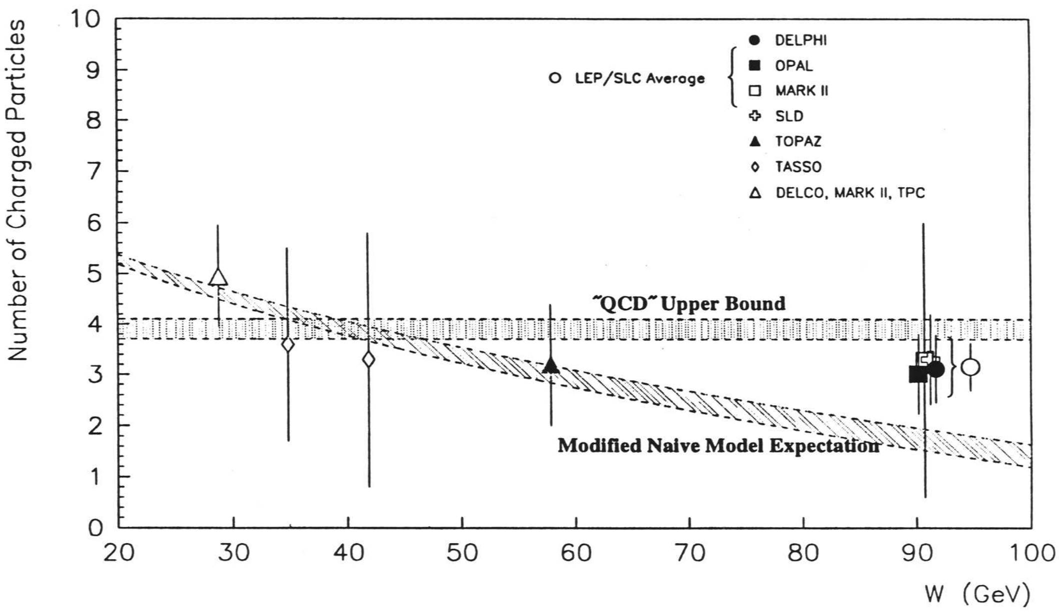

Abbildung 2.5: *Die Differenz in der geladenen Multiplizität in $b-$ und $uds-$ Ereignissen δ_{bl} gegen die Energie aufgetragen. Gezeigt werden die experimentellen Resultate zusammen mit den Vorhersagen des modifizierten NM und des auf der QCD ('dead – cone') basierenden Ansatzes. Die Abbildung ist [21] entnommen.*

2.3.2 Der 'dead cone' – Mechanismus

Der 'dead cone' – Mechanismus wurde zuerst von Dokshitzer, Khoze und Troyes [20] entwickelt. Im Gegensatz zum NM basiert er auf der perturbativen QCD, die für schwere Quarks eine Unterdrückung der Gluonabstrahlung in Vorwärtsrichtung voraussagt. Für die Emission weicher Gluonen ergibt sich unter Vernachlässigung der Zerfallsbreite des Quarks:

$$d\sigma_{Q\to Qg} = \frac{\alpha_s}{\pi} C_F \frac{(2\sin\Theta/2)^2 d(2\sin\Theta/2)^2}{[(2\sin\Theta/2)^2 + \Theta_0^2]^2} \frac{d\omega}{\omega}[1 + \mathcal{O}(\Theta_0,\omega)] \qquad (2.11)$$

Dabei gilt $\Theta_0 \equiv M_Q/E_Q \ll 1$. Θ bezeichnet den Abstrahlwinkel, ω die Energie des abgestrahlten Gluons. Für kleine Winkel gilt die Näherung:

$$d\sigma_{Q\to Qg} = \frac{\alpha_s}{\pi} C_F \frac{\Theta^2 d\Theta^2}{[\Theta^2 + \Theta_0^2]^2} \frac{d\omega}{\omega}[1 + \mathcal{O}(\Theta_0,\omega)] \qquad (2.12)$$

Das heißt nichts anderes, als daß die Gluonemission unter kleinen Winkeln abnimmt, und zwar um so schneller, je größer Θ_0 ist. Von dieser 'verarmten' Zone in Vorwärtsrichtung leitet sich der Name 'dead cone' ab. Unter der LPHD – Annahme ist dies äquivalent zu einer Abnahme in der begleitenden Hadronmultiplizität und ist die Erklärung für das harte Impulsspektrum primärer schwerer Hadronen. Da harte Gluonen bevorzugt 'nach vorne' abgestrahlt werden, bedeutet dies gleichzeitig, daß kaum begleitende Hadronen mit hohen Impulsen erzeugt werden.
Berechnungen haben zu dem bemerkenswerten Ergebnis geführt, das der Unterschied in der begleitenden Multiplizität in Ereignissen mit schweren und leichten führenden Quarks von der Schwerpunktsenergie *unabhängig* ist:

$$\Delta N_{Qq} = N_Q(E_{CMS}) - N_q(E_{CMS}) = -N_q(\sqrt{e}M_Q)[1 + \mathcal{O}(\alpha_s)] \qquad (2.13)$$

e ist hier die Eulersche Zahl.
Neuere Rechnungen geben für $\delta_{bl} = N_b - N_l$ $(l = u, d, s)$ je nach b – Quarkmasse eine obere Grenze von 3.7 bis 4.1 an [22]. Der experimentelle Mittelwert befindet sich zur Zeit bei $\delta_{bl} = 3.14 \pm 0.44$ [21]. Die Vorhersage des 'dead cone' – Mechanismus ist in Abbildung 2.5 zusammen mit den Vorhersagen des NM und den experimentellen Daten dargestellt.

2.4 Inklusive b – Zerfälle

Messungen zum schwachen Zerfall schwerer Quarks erlauben in vielerlei Hinsicht, das Standard Modell zu testen und einige seiner fundamentalen Parameter zu bestimmen (Quarkmassen, Elemente der Cabibbo – Kobayashi – Maskawa – Mischungsmatrix). Zum anderen bieten sie die Möglichkeit, den am wenigsten verstandenen Teil der starken Wechselwirkung zu untersuchen, das *Confinement*, das Quarks und Gluonen in Hadronen bindet. In der Tat wird die Phänomenologie schwacher hadronischer Zerfälle durch eine Verquickung von schwacher und starker Wechselwirkung charakterisiert, die erst aufgelöst werden muß, bevor Informationen über die fundamentalen Parameter des Standard – Modells extrahiert werden können. Wie stark der Einfluß der starken Wechselwirkung auf den schwachen Zerfall eines Hadrons sein kann, läßt sich z.B. anhand der großen Unterschiede in den Lebensdauern von D^0 – und D^+ – Mesonen belegen [1]. Der Versuch einer realistischeren Darstellung des Zerfalls eines Hadrons ist in Abbildung 2.6 gegeben.

Die Physik des b – Quarks hat in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht. Während auf der experimentellen Seite so wichtige Prozesse wie das $B\bar{B}$ – Mixing, der Übergang $b \to u$ oder Zerfälle über sogenannte 'Pinguin – Graphen' gefunden wurden, ist auf der theoretischen Seite insbesondere die Entdeckung der *Heavy Quark Symmetry*[23], die Entwicklung der *Heavy Quark Effective Theory* (HQET)[24] und der *Heavy Quark Expansion* (HQE) [25] zu nennen, die im Falle sehr schwerer Quarks viele dieser Verquickungen von starker und schwacher Wechselwirkung aufzulösen vermögen.

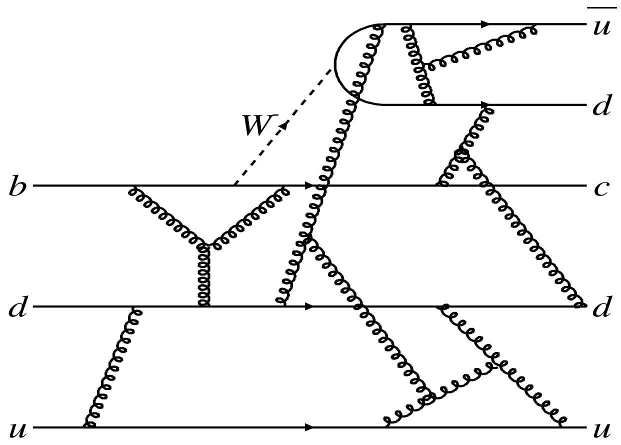

Abbildung 2.6: *'Realistischere' Darstellung des hadronischen Zerfalls eines Λ_b's im Feynmanbild.*

Unter 'inklusiven Zerfällen' versteht man die Gesamtheit aller Zerfälle in alle möglichen Endzustände. Sie werden im Rahmen der HQE behandelt, die den effektiven Hamiltonoperator des schweren Hadrons in eine Reihe um $1/m_Q$ entwickelt. Ihr Vorteil besteht darin, daß über die möglichen Endzustände hinwegsummiert werden kann. Individuelle Eigenschaften der Endzustandshadronen werden dadurch verschmiert und spielen keine Rolle mehr.

So ist im Rahmen der HQE das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis schwerer Quarks Br_{sl} in Abhängigkeit von so fundamentalen Parametern wie V_{cb} berechenbar und kann mit Messungen verglichen werden. Es ist eng mit der totale Zerfallsbreite schwerer Hadronen verknüpft, da gilt:

$$Br_{sl} = \frac{\Gamma_{sl}}{\Gamma_{tot}} \tag{2.14}$$

Die größere Herausforderung bei der Berechnung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses ist Γ_{tot}. In der Tat haben sich die langjährigen Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment [26] bezüglich Br_{sl} erst in jüngerer Zeit aufgelöst, nachdem neuere, ausführlichere Rechnungen zu Γ_{tot} durchgeführt wurden [27].
Allerdings scheint dies noch nicht das Ende zu sein, verfügt man doch mit der Berechnung der totalen Zerfallsbreite eines Teilchens gleichzeitig über eine Vorhersage seiner Lebensdauer ($\tau \sim 1/\Gamma_{tot}$). Hier gibt es immer noch Widersprüche zwischen Messung und theoretischer Erwartung.

2.4.1 Heavy Quark Symmetry

Die Heavy Quark Symmetry beruht auf folgendem Grundgedanken: Der typische Impulsaustausch in einem System bestehend aus einem schweren und einer Konfiguration leichter Quarks ist in der Größenordnung der Confinementskala Λ_{QCD}. Ist die Masse des schweren Quarks deutlich größer als Λ_{QCD}, so können die weichen ausgetauschten Gluonen weder die Geschwindigkeit des schweren Quarks ändern (die damit eine Erhaltungsgröße ist), noch die Quantenzahlen des schweren Quarks 'sehen'. Im Limes $m_Q \to \infty$ ist daher die Konfiguration der leichten Quarks nicht mehr z.B. von Spin oder Flavour des schweren Quarks abhängig, die herrschende starke Wechselwirkung ist bezüglich Flavour und Spin *symmetrisch.* Diese Symmetrie ist natürlich wegen der endlichen Quarkmassen nicht exakt, dennoch besteht dadurch eine enge Verwandschaft zwischen Teilchen, die sich nur in ihrem schweren Quark unterscheiden. Dies führt wiederum zu einer Beziehung zwischen den hadronischen Matrixelementen in Zerfällen der Form $B \to D\,X$.[3]

Für die Lagrangedichte eines schweren Quarks in der QCD schreibt man:

$$\mathcal{L} \;=\; \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q \tag{2.15}$$

Für ein schweres Quark mit der festen Geschwindigkeit v kann man das Quarkfeld aufspalten in

$$Q(x) = e^{-im_q v\cdot x}\left[h_v(x) \;+\; H_v(x)\right] \tag{2.16}$$

mit

$$\not{v}\, h_v^{(Q)} \;=\; h_v^{(Q)} \qquad \text{und} \qquad \not{v}\, H_v^{(Q)} \;=\; -H_v^{(Q)} \tag{2.17}$$

Dabei gilt

$$H_v^{(Q)} \;=\; \frac{1}{2m_q \;+\; iv\cdot D}\, i\not{D}_\perp h_v^{(Q)} \tag{2.18}$$

mit $D_\perp^\mu \;=\; D^\mu - v^\mu v\cdot D$.
Daraus ergibt sich die effektive Lagrangedichte[29]:

$$\mathcal{L}_{eff} \;=\; \bar{h}_v iv\cdot D h_v \;+\; \frac{1}{2m_Q}\bar{h}_v(iD_\perp)^2 h_v \;+\; \frac{g_s}{4m_Q}\bar{h}_v\sigma_{\mu\nu}G^{\mu\nu}h_v \;+\; \mathcal{O}(1/m_Q^2) \tag{2.19}$$

$G^{\mu\nu}$ ist der Gluon – Feldstärketensor. Im Limes $m_Q \to \infty$ erhält man die von der Quarkmasse unabhängige Form

$$\mathcal{L}_\infty \;=\; \bar{h}_v iv\cdot D h_v \tag{2.20}$$

[3] Eine der bekanntesten Konsequenzen der Heavy Quark Symmetry ergibt sich für den Zerfall $B \to D^* l\nu$. Hier können alle hadronischen Formfaktoren mit einer gemeinsamen Funktion, der *Isgur – Wise – Funktion* beschrieben werden [28].

2.4.2 Heavy Quark Expansion

Die totale Zerfallsbreite eines b – Hadrons kann geschrieben werden[30]:

$$\Gamma_{H_b \to X} \propto \frac{1}{2m_{H_b}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_H - p_X) |\langle X|L_{eff}|H_b\rangle|^2 \tag{2.21}$$

Nach dem Optischen Theorem entspricht dies dem Imaginärteil einer Vorwärtsstreu-amplitude.

$$\Gamma_{H_b \to X} = \frac{1}{2m_{H_b}} 2\mathrm{Im}\langle H_b|\mathrm{T}|H_b\rangle \tag{2.22}$$

Der Übergangsoperator T ist dabei durch das zeitgeordnete Produkt zweier effektiver Lagrangedichten gegeben:

$$\mathrm{T} = i \int d^4x \, \{\mathcal{L}_{eff}(x), \mathcal{L}_{eff}(0)\}_T \tag{2.23}$$

$\mathcal{L}_{eff}$ ist die effektive Lagrangedichte der schwachen Wechselwirkung und muß alle QCD Korrekturen beinhalten. Wenn beim Zerfall genügend viel Energie frei wird, so kann T in eine Reihe entwickelt werden (*Operatorprodukt – Entwicklung*, OPE), deren Glieder aufsteigende Potenzen in $1/m_b$ enthalten.

$$\Gamma_{H_b \to X_f} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \left\{ c_3^f \langle \bar{b}b\rangle_H + c_5^f \frac{\langle \bar{b} g_s \sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu} b\rangle_H}{m_b^2} \ldots \right\} \tag{2.24}$$

Die c_n^f können berechnet werden und enthalten unter anderem die CKM Matrixelemente. $\langle O\rangle_H$ ist die Kurzform für

$$\langle O\rangle_H = \frac{1}{2m_{H_b}} \langle H_b|O|H_b\rangle \tag{2.25}$$

In einem nächsten Schritt werden die Operatoren der Reihe mit Hilfe der HQET ihrerseits wieder nach Potenzen von $1/m_b$ entwickelt. Dabei zeigt sich, daß das erste Glied dieser systematischen Entwicklung nach $1/m_b$ dem freien Quarkzerfall entspricht, und nichtperturbative Korrekturen mit mindestens $1/m_b^2$ unterdrückt sind. Dies erklärt im nachhinein den Erfolg des Partonmodells bei der Beschreibung schwacher Zerfälle schwerer Quarks.
Die Matrixelemente der OPE lassen sich zum Teil aus den bekannten Hadronmassen gewinnen, die c_n^f müssen dagegen berechnet werden.

2.4.3 Semileptonische Zerfälle schwerer Hadronen

Semileptonische Zerfälle schwerer Hadronen haben in den letzten Jahren viel Aufmerksamkeit erregt. Sie sind aus theoretischer Sicht besonders einfach zu behandeln, da die Leptonen im Endzustand nicht mit den Quarks wechselwirken, und sie erlauben die

Bestimmung der CKM – Matrixelemente V_{cb} und V_{ub}. Die semileptonische Breite eines b – Mesons mit z.B. einem Hadron mit charm im Endzustand ist gegeben durch

$$\Gamma_{sl}^{B\rightarrow X_c l\nu} \;=\; \frac{G_F^2 m_B^5}{192\pi^3}|V_{cb}|^2 f\left(\frac{m_c}{m_b}\right)[1\;+\;\eta(\alpha_s,\frac{m_c}{m_b}\ldots)] \tag{2.26}$$

mit dem Phasenraumfaktor $f(m_c/m_b)$ und den QCD Korrekturen $\eta(\alpha_s, \frac{m_c}{m_b}\ldots)$. Das gesamte semileptonische Verzweigungsverhältnis ist definiert als

$$Br_{sl} \;=\; \frac{\Gamma_{sl}}{\Gamma_{tot}} \tag{2.27}$$

Die Hauptschwierigkeit bei der Berechnung von Br_{sl} ist die Berechnung von Γ_{tot}. So lag über viele Jahre das gemessene semileptonische Verzweigungsverhältnis signifikant unter der theoretischen Vorhersage. Jetzt haben neue Berechnungen von Γ_{tot} unter Berücksichtung perturbativer Korrekturen höherer Ordnung die Zerfallsbreite $\Gamma_{b\,\rightarrow\,c\bar{c}s}$ um fast 30 % erhöht und damit das semileptonische Verzweigungsverhältnis mit Hinblick auf frühere Rechnungen verringert. Die derzeitigen theoretischen Vorhersagen liegen nun im Bereich von 11 %[27] und sind damit in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund.
Der Stand der Dinge auf der experimentellen Seite ist dagegen zur Zeit nicht ganz eindeutig: So erhalten die schon erwähnten Υ(4S) – Experimente für das semileptonische Verzweigungsverhältnis der B – Mesonen einen Wert von (10.43 ± 0.24) %[1]. Die LEP – Experimente mitteln bei ihrer Messung über verschiedenen b – Hadronen und beinhalten somit auch b – Baryonen. Diese sollten aufgrund ihrer kleineren Lebensdauer mit einem kleineren semileptonischen Verzweigungsverhältnis beitragen. Dennoch findet LEP mit $Br_{sl}^b = (11.13 \pm 0.29)$ %[1] einen höheren Wert. Nimmt man an, daß die semileptonische Partialbreite aller b – Hadronen gleich ist, so kann man den LEP – Wert mit den mittleren Lebensdauern der b – Hadronen umwichten und finden $B_{sl}^b = \tau_B/\tau_b = (11.30\pm0.26)$ %[30]. Dies entspricht einer Abweichung vom Υ(4S) – Wert von 2.5 σ.

2.4.4 Die Lebensdauer der b – Hadronen

Die Berechnung der totalen Zerfallsbreite eines Teilchens ist äquivalent zur Berechnung seiner Lebensdauer, da gilt $\tau \propto 1/\Gamma_{tot}$. In niedrigster Ordnung ist die Lebensdauer aller b – Hadronen gleich. Berücksichtigt man aber Effekte höherer Ordnung, so kommt es zu Unterschieden, die sich auch ohne Rechnung qualitativ verstehen lassen[31].

B^- $(b\bar{u})$: destruktive Interferenz zwischen $\bar{u}$'s im Endzustand (Pauliprinzip). Die Lebensdauer wird verlängert.

B^0 $(b\bar{d})$: W – Austausch ist möglich. Die Lebensdauer wird verkürzt.

B^0 $(b\bar{d})$: W – Austausch ist möglich. Die Lebensdauer wird verkürzt.

Λ_b (bud) : W – Austausch und Interferenz zwischen d – Quarks. Die Lebensdauer wird verkürzt.

Theoretische Unsicherheiten in der Berechnung der absoluten Lebensdauer, wie z.B. die Werte der CKM – Matrixelemente oder die b – Quarkmasse m_b verschwinden zum Teil, wenn man nur an dem Verhältnis von Lebensdauern interessiert ist. So erhält man in der HQE folgendes Bild[4]:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{B^-}}{\tau_{B^0}} &= 1 + \mathcal{O}(1/m_b^3) \\ \frac{\tau_{B_s}}{\tau_{B^0}} &= (1.00 \pm 0.01) + \mathcal{O}(1/m_b^3) \\ \frac{\tau_{\Lambda_b}}{\tau_{B^0}} &\simeq 0.98 + \mathcal{O}(1/m_b^3) \end{aligned} \tag{2.28}$$

Diese Vorhersagen können mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{B^-}}{\tau_{B^0}} &= 1.02 \pm 0.04 \\ \frac{\tau_{B_s}}{\tau_{B^0}} &= 1.01 \pm 0.07 \\ \frac{\tau_{\Lambda_b}}{\tau_{B^0}} &= 0.78 \pm 0.05 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Während auf dem Mesonsektor die Übereinstimmung gut ist, scheinen b – Baryonen deutlich kürzer als erwartet zu leben. Bisher konnte dafür noch keine Erklärung gefunden werden. Allerdings ist die Berechnung baryonischer Matrixelemente schwierig und noch nicht so ausgereift wie die Berechnung mesonischer Matrixelemente.

2.5 Ereignissimulation

Die Simulation von Daten mit Hilfe eines Computers erfüllt zwei Aufgaben. Zunächst liefern die in Abschnitt 2.2 vorgestellten Modelle keine exakt berechneten Vorhersagen, sondern geben nur viele Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Unterprozesse eines komplexen Geschehens an. Um trotzdem zu einer Vorhersage zu gelangen, werden daher im Rahmen dieser Modelle Ereignisse mit Hilfe von Zufallszahlen 'gewürfelt' (weswegen die Datensimulation auch Monte Carlo – Rechnung genannt wird).

Die zweite Aufgabe der Datensimulation besteht darin, den Einfluß des Detektors und der Analysemethode auf Daten und Ergebnisse abzuschätzen, also z.B. Nachweiswahrscheinlichkeiten oder systematische Verschiebungen durch Schnitte zu bestimmen. Dazu ist insbesondere eine genaue Simulation der experimentellen Umgebung, also des Detektors notwendig.
Die Datensimulation gliedert sich in drei Schritte:

1. Mit Hilfe eines Generators werden die gewünschten physikalischen Prozesse gewürfelt. Im vorliegenden Fall wurde dazu das Programm JETSET mit den Versionsnummern 7.3 und 7.4 verwendet, die hadronische Ereignisse nach dem Partonschauermodell mit anschließender Stringfragmentation generiert. Die Einstellung der freien Parameter innerhalb der Modelle wurde von ALEPH anhand der eigenen Messungen optimiert, um eine möglichst gute Übereinstimmung mit den Daten zu gewährleisten[32]. Die elektroschwachen Prozesse zu Beginn des Ereignisses werden durch das Program DYMU [33] simuliert, welches auch Strahlungskorrekturen berücksichtigt.

2. Im zweiten Schritt werden die gewürfelten Ereignisse der Routine GALEPH[34] übergeben. GALEPH basiert auf dem Programmpaket GEANT[35] und versucht, die Wechselwirkung der in JETSET erzeugten Teilchen mit dem Detektor zu simulieren. Dazu müssen Materialverteilungen und –eigenschaften bekannt sein. Die so entstandene Detektorantwort auf ein gewürfeltes Ereignis kann jetzt analog zu realen Daten bearbeitet werden.

3. Im letzten Schritt werden aus den simulierten Detektordaten wieder Spuren und Teilchenkandidaten rekonstruiert. Diese können in der Analyse wie echte Daten behandelt werden.

Der entscheidende Unterschied zwischen Monte Carlo – und realen Datensätzen besteht darin, daß bei den simulierten Ereignissen der im ersten Schritt generierte physikalische Ausgangszustand bekannt ist und ebenfalls mit abgespeichert wird. Damit lassen sich Detektoreffekte und Nachweiswahrscheinlichkeiten untersuchen.

Kapitel 3

Das Experiment

Die vorliegende Analyse verwendet Daten, die mit dem Detektor ALEPH am Speicherring LEP in den Jahren 1992 bis 1994 aufgenommen wurden. Für ihr Verständnis ist eine kurze Erklärung des experimentellen Aufbaus notwendig. Da LEP und der Detektor ALEPH in der Fachliteratur schon an verschiedenen Stellen [36],[37] ausführlich beschrieben worden sind, faßt dieses Kapitel nur die wichtigsten Dinge kurz zusammen.

3.1 Der Speicherring LEP

Im Sommer 1989 nahm der Speicherring LEP (**L**arge **E**lektron **P**ositron Storage Ring) seinen Betrieb auf. Er wird vom CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) betrieben und liegt zum Teil in der Schweiz, zum Teil in Frankreich. Mit einem Umfang von 26.66 km ist er zur Zeit der größte e^+e^- – Beschleuniger der Welt. Seine erste Betriebsphase, die bis Oktober 1995 dauerte, war der Erforschung des intermediären Vektorbosons Z gewidmet. Dazu wurden Elektronen und Positronen über mehrere Stufen auf rund 23 GeV vorbeschleunigt, in den LEP – Ring injiziert, und dann nach einer erneuten Beschleunigung bei einer Schwerpunktsenergie von etwas über 91 GeV an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. In einem dieser Kollisionspunkte steht der Detektor ALEPH. Die anderen drei sind mit den Experimenten DELPHI, L3 und OPAL besetzt. Je nach Betriebsmodus kreisen in LEP je vier oder acht Pakete von Elektronen und Positronen, die im Mittel eine Länge von rund 1.8 cm, eine radiale Ausdehnung von ca. 250 μm und eine vertikale von 15 μm besitzen. LEP erreichte in dieser ersten Phase Spitzenluminositäten von bis zu $2.1 \cdot 10^{31} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.
Seit Oktober 1995 befindet sich der Speicherring in der zweiten Phase, in der sowohl die Schwerpunktsenergie als auch die Luminosität nochmals gesteigert werden sollen. Neue supraleitende Kavitäten sollen bis Ende 1996 eine Schwerpunktsenergie von über 176 GeV ermöglichen. Die nochmalige Steigerung der Luminosität hofft man durch einen neuen Betriebsmodus, den sogenannten *bunch train* zu erreichen: Dabei werden bis zu vier Strahlpakete zu 'Zügen' zusammengesetzt, so daß nun zwei mal vier Züge

mit jeweils bis zu vier Paketen im Ring kreisen.
Experimentelle Schwerpunkte der zweiten Phase sind die Vermessung und Erforschung der intermediären Vektorbosonen W^+ und W^-, deren Paarerzeugung durch die höhere Energie möglich wird, und die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells, insbesondere der Suche nach supersymmetrischen Teilchen.
Eine ausführliche Beschreibung des Speicherringes kann in [36] gefunden werden, eine systematische Darstellung findet sich in Abbildung 3.1.

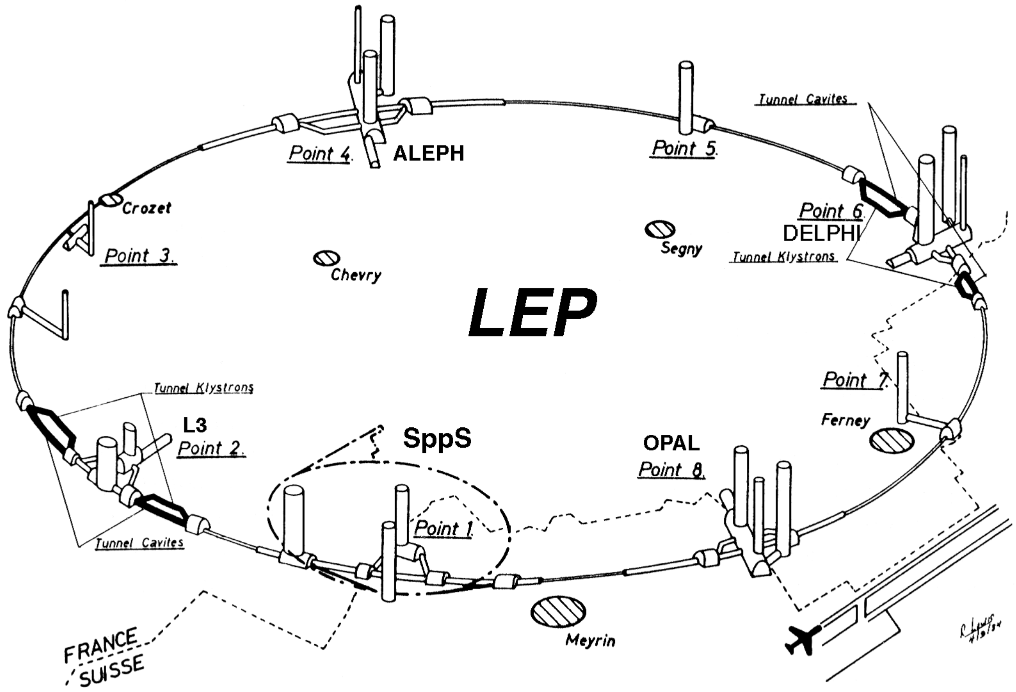

Abbildung 3.1: *Der Speicherring LEP im Überblick*

3.2 Das ALEPH Koordinatensystem

Innerhalb des Experiments ALEPH werden sowohl kartesische als auch Kugelkoordinaten verwendet. In beiden Fällen befindet sich der Ursprung des Systems im Mittelpunkt des Detektors. Im kartesischen System wird die z – Richtung durch die Flugrichtung der Elektronen definiert. Die x – Achse zeigt senkrecht dazu zum Mittelpunkt des Speicherringes, die y – Achse senkrecht nach oben.

Das Kugelkoordinatensytem besteht zum einen aus dem radialen Abstand r eines Punktes vom Ursprung, zum anderen aus den beiden Winkel θ und ϕ. Dabei bezeichnet der Polarwinkel θ den Winkel zur Strahlachse, der Azimutwinkel ϕ den Winkel zur x – Achse. Alternativ werden gelegentlich auch die Zylinderkoordinaten ρ, ϕ, z benutzt.

3.3 Der Detektor ALEPH

Der Detektor ALEPH wurde gebaut, um Erzeugung und Zerfall der Z – Bosonen möglichst präzise zu untersuchen. Notwendig dafür sind eine größtmögliche Überdeckung des gesamten Raumwinkelbereiches durch den Detektor und ein effizienter Nachweis der verschiedenen Teilchenarten. Besonderer Wert wurde auf die präzise Vermessung geladener Spuren gelegt. Drei verschiedene Spurdetektoren in einem Magnetfeld von 1.5 Tesla stehen dafür zur Verfügung. Das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter weisen neutrale Teilchen nach und bestimmen deren Energie und Flugrichtung. Zusammen mit der Zeitprojektionskammer, der TPC, dienen sie insbesondere auch der Teilchenidentifikation. Dazu kommen eine Vielzahl von kleineren Detektorkomponenten, die Luminosität und Untergrund überwachen und die Akzeptanz so weit wie möglich schließen.
Abbildung 3.2 zeigt ein Bild des gesamten Detektors. Es folgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Komponenten.

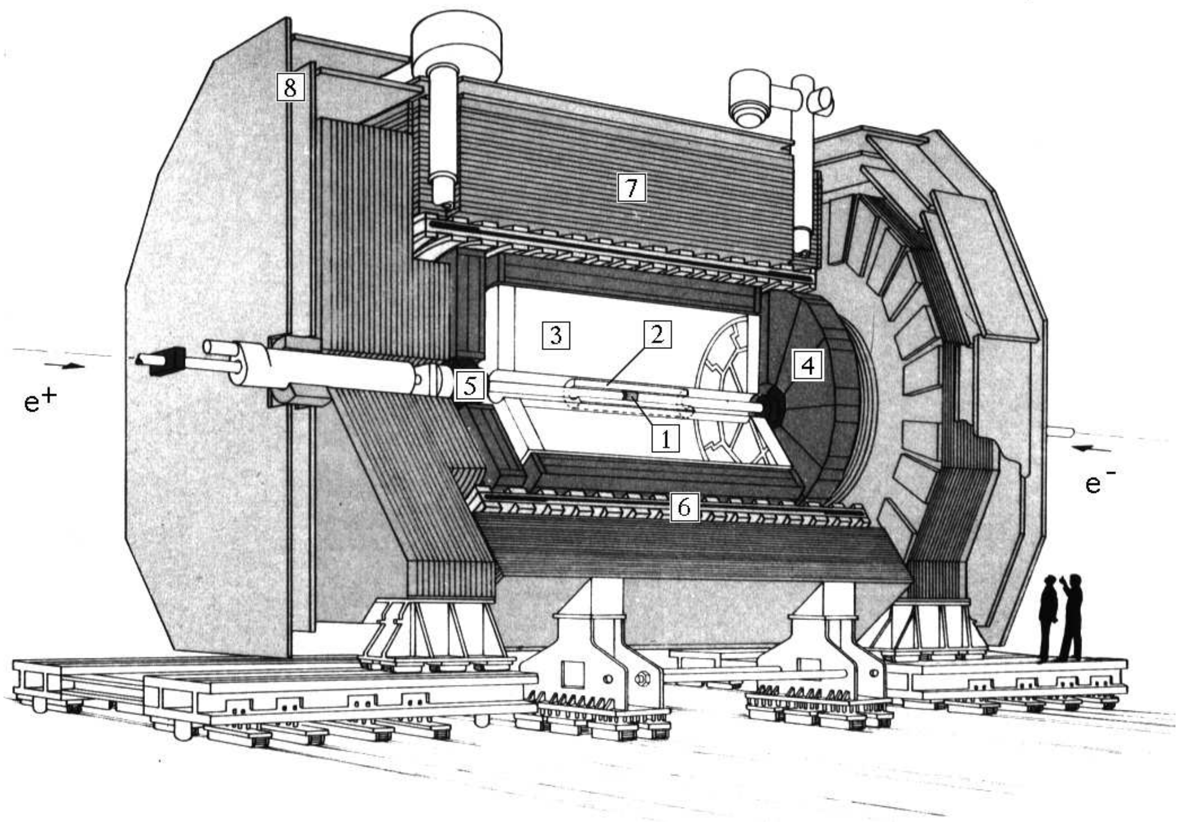

Abbildung 3.2: *Der Detektor ALEPH im Überblick: 1. der Vertexdetektor (VDET), 2. die innere Spurkammer (ITC), 3. die Zeitprojektionskammer (TPC), 4. das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), 5. Das Luminositätskalorimeter (LCAL), 6. die supraleitende Spule, 7. das hadronische Kalorimeter (HCAL), 8. die Myonkammern*

3.3.1 Der Vertexdetektor

Der Silizium – Vertexdetektor VDET [38] besteht aus 96 Modulen, die auf zwei konzentrischen Zylindern angeordnet sind. Dabei beträgt der Radius der äußeren Lage 10.8 cm, der der inneren 6.3 cm. Jedes einzelne Modul hat die Abmessungen $(5.3 \times 5.3 \times 0.03)\,\mathrm{cm}^3$ und ist wiederum aus einzelnen Siliziumstreifen mit einer Breite von $25\,\mu$m aufgebaut. Diese sind auf der Oberseite in ϕ – Richtung und auf der Unterseite in z – Richtung angebracht. Vier der Streifen bilden eine Ausleseeinheit. Ober – und Unterseite werden dabei getrennt behandelt
Der äußere Zylinder des Detektors hat 15, der innere 9 Module auf einem $r\phi$ – Ring. Beide bestehen in z – Richtung aus vier $r\phi$ – Ringen. Es stehen also insgesamt über 70000 Streifen zur Ortsmessung zur Verfügung, die auf 288 Ausleselinien zusammengefaßt werden. Die Ortsauflösung für senkrecht einfallende Spuren beträgt im Mittel 12 μm.

Die hohe Genauigkeit des Vertexdetektors so dicht am Wechselwirkungspunkt erlaubt es, Teilchen, die am Hauptvertex erzeugt werden, in vielen Fällen von solchen aus Sekundärvertizes zu unterscheiden. Diese Möglichkeit findet insbesonders bei Analysen innerhalb der B – Physik (und so auch hier) Verwendung. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des Vertexdetektors.

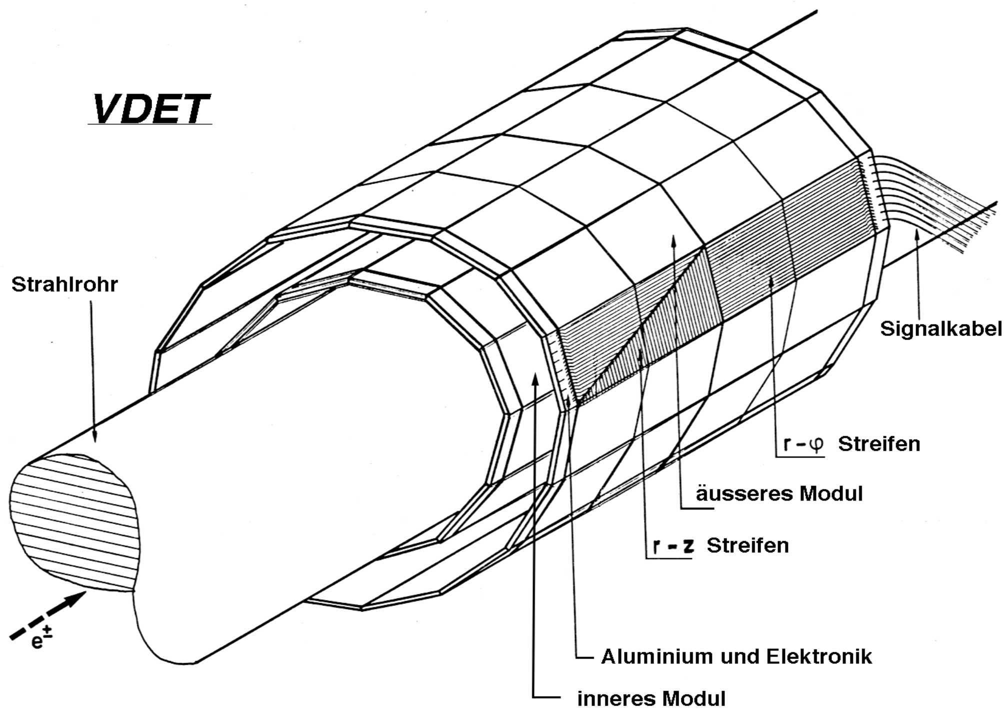

Abbildung 3.3: *Eine schematische Abbildung des Vertexdetektors*

3.3.2 Die innere Spurkammer

Hinter dem VDET findet man eine Vieldraht – Driftkammer, die ITC (***Inner Tracking** Chamber.*) Sie ist ebenfalls von zylindrischer Geometrie, etwa 2 m lang und hat einen inneren (äußeren) Radius von 12.8 (28.8) cm. Die ITC besitzt 960 Driftzellen, die auf acht Lagen gleichmäßig verteilt sind. Ihre Ortsauflösung beträgt rund 150 μm in der $r\phi$ – Ebene und 7 cm in z – Richtung.
Die ITC hat im wesentlichen zwei Aufgaben: Erstens liefert sie nahe am Strahlrohr bis zu acht Spurpunkte,was insbesondere in $r\phi$ einen wesentlichen Beitrag zur Spurrekonstruktion leistet, zweitens ist ihre Ansprechzeit kurz genug, um die ITC – Informationen für den schnellen Level 1 – Trigger zu verwenden. Diese Eigenschaft ist besonders wichtig, weil die Signale der Hauptspurkammer auf Grund der langen Driftzeiten erst nach 50 μs zur Verfügung stehen, während sich die Strahlpakete alle 10 μs kreuzen. Daher kann die TPC nicht zur Level 1 – Triggerentscheidung herangezogen werden.

3.3.3 Die Zeitprojektionskammer

Die große TPC (***T**ime **P**rojection **C**hamber*) ist das Herzstück des Detektors ALEPH und dient der Vermessung und Identifizierung geladener Teilchen. Ihre Daten sind für diese Analyse von besonders großer Bedeutung.

Aufbau
Die TPC ist auch zylinderförmig und hat bei einer Länge von 4.4 m Metern einen inneren Radius von 30 cm und einen äußeren von 1.8 m. Abbildung 3.4 zeigt ein schematisches Bild der Kammer. Das Driftvolumen der TPC beträgt 43 m^3. Es ist mit einer Mischung aus 91 % Argon und 9 % Methan gefüllt und wird durch eine Mylarfolie in zwei Hemisphären geteilt. An der Folie liegt eine Spannung von - 47 kV an, wobei die Endplatten auf Erdpotential liegen.
Die von durchfliegenden Teilchen erzeugte Ionisationselektronen wandern parallel zur Strahlachse entlang den Feldlinien des elektrischen Feldes zu den Endplatten, wo sie von einem System von Vieldrahtproportionalkammern registriert werden. Zur $r\phi$ – Bestimmung werden 21 konzentrische Streifen von insgesamt über 41 000 kapazitiv gekoppelten Kathodenplättchen (sogenannten *Pads*) ausgelesen. Ein einzelnes Pad hat dabei eine Größe von $6.2 \times 30.0\,\mathrm{mm}^2$ und ist 4 mm hinter den Drähten angebracht. Der generelle Aufbau einer Endplatte ist in Abbildung 3.5 gegeben.
Durch Bestimmung des Ladungsschwerpunktes kann für die $r\phi$ – Koordinate eine Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 173\,\mu$m erreicht werden. Die z – Koordinate wird bei bekannter Driftgeschwindigkeit aus der Ankunftszeit der Ladungslawine an den Drähten bzw. Pads bestimmt und ist im Mittel auf rund 740 μm genau bekannt. Damit stehen im Idealfall 21 Punkte in r, ϕ und z für die Spurrekonstruktion zur Verfügung.

Impulsmessung
Der Impuls eines geladenen Teilchens kann aus der Krümmung seiner Spur in dem 1.5 Tesla starken Magnetfeld bestimmt werden. Dieses verläuft wie das elektrische Feld

parallel zur Strahlachse. Durch diese Anordnung werden die entlang des E – Feldes in Richtung Endplatte driftenden Elektronen nicht abgelenkt. Im Gegenteil, erhält nämlich ein driftendes Elektron, z.B. durch einen Stoß mit einem Gasmolekül, eine Impulskomponente senkrecht zum E – Feld, so wird es durch das parallele Magnetfeld auf eine enge Schraubenbahn um die elektrischen Feldlinien gezwungen, und so die $r\phi$ – Information der ursprünglichen Spur weitgehend erhalten.

Die Qualität der Spurrekonstruktion hängt entscheidend davon ab, wie gut systematische Abweichungen der Driftrichtung der Elektronen und damit Verzerrungen der Ortsinformationen bekannt sind. Zur ständigen Kontrolle dient ein Laserkalibrationssytem, daß parallel zur Datennahme betrieben wird
Zur endgültigen Spurrekonstruktion werden die Meßpunkte der TPC, ITC und des Vertexdetektors zusammen verwendet. Die dadurch erreichte Impulsauflösung ergibt sich zu $\Delta p/p = 0.6 \cdot 10^{-3}\, p/\mathrm{GeV/c}$.

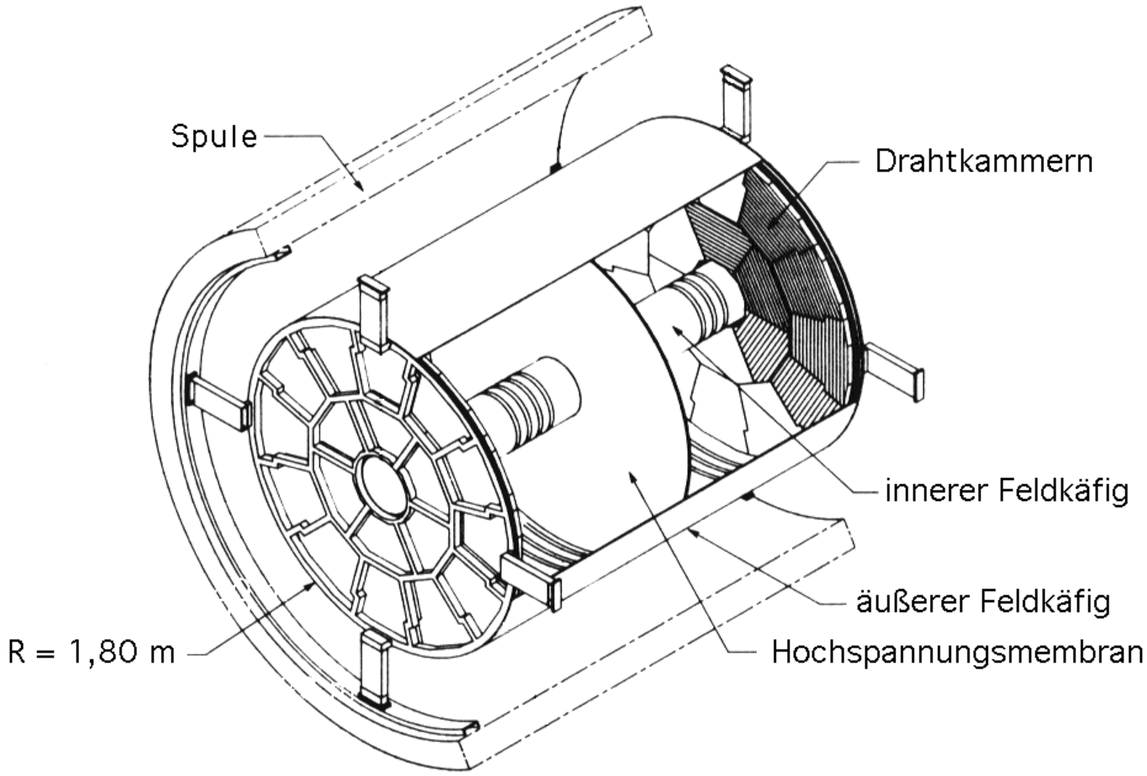

Abbildung 3.4: *Schematischer Aufbau der TPC*

Ebenfalls von Interesse ist die genaue Bestimmung des *Impaktparameters* einer Spur (zur Definition des Impaktparameters siehe Kapitel 4.5.1). Er entspricht dem kürzesten Abstand zwischen Spur und Wechselwirkungspunkt und ist damit sensitiv auf den Ursprung der Spur. Seine Auflösung ist entscheidend für den Versuch, Sekundärvertizes vom Hauptvertex zu trennen und ergibt sich zu:

$$\sigma(D) = 25\mu\mathrm{m} + \frac{95\mu\mathrm{m}}{p/(\mathrm{GeV/c})} \tag{3.1}$$

dE/dx – Messung

Die TPC dient außerdem der Teilchenidentifikation, indem sie den spezifischen Energieverlust (dE/dx) eines Teilchens beim Durchqueren des Driftvolumens bestimmt. Dieser wird von den Drähten der Proportionalkammern an Hand der Pulshöhen gemessen. Durchfliegt ein Teilchen die TPC in ihrer ganzen Dicke, so werden bis zu 338 Einzelmessungen des Energieverlustes gemacht. Der Abstand zweier Drähte beträgt 4 mm. Da ein einzelner Draht seinen Sektor komplett überspannt, der Ort der dE/dx Messung also nicht genau bestimmt ist, erfolgt die Zuordnung eines dE/dx – Samples zu einer Spur über die zeitliche Koinzidenz mit den Ortmessungen durch die Kathodenpads.

Die vorliegende Analyse basiert in hohem Maße auf der dE/dx – Messung der TPC.

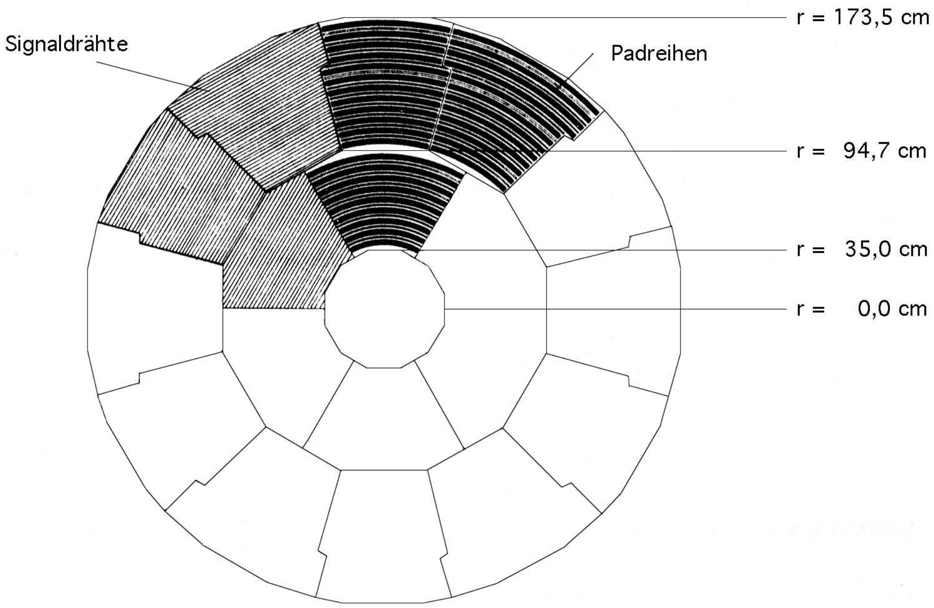

Abbildung 3.5: *Schematischer Aufbau der TPC – Endkappen*

3.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Mit den bisher beschriebenen Detektorkomponenten können nur geladene Teilchen nachgewiesen und vermessen werden. Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) spricht auch auf neutrale Teilchen, insbesondere auf Photonen an und mißt sowohl die Energie als auch die Flugrichtung der Teilchen. Zudem dient es zur Identifizierung von Elektronen, die an ihrer charakteristischen Schauerbildung erkannt werden können.

Das Kalorimeter wird in den Zentralbereich (*'barrel'*) und in die beiden Endkappen unterteilt. Jeder dieser Bereiche besteht aus 12 Modulen (siehe Abb. 3.6), wobei jedes Modul ein sogenanntes *Sampling*– Kalorimeter ist. Es besteht aus 45 sich abwechselnden Lagen von Proportionalkammern und Bleischichten, die zusammen 22 Strahlungslängen entsprechen. Mit Hilfe der Drahtkammern wird die longitudinale Schauerausdehnung vermessen, die jeweils hinter den Drähten angebrachten Lagen von Kathodenpads bestimmen dagegen Energie und Ort. Die Pads sind von der Dimension $3\,\mathrm{cm} \times 3\,\mathrm{cm}$ und zu sogenannten *towers* zusammengefaßt, die jeweils einen Raumwinkelbereich von ca. $17 \times 17\,\mathrm{mrad}$ überdecken. Diese Tower werden in drei Tiefenbereiche, sogenannte (*Storeys*) oder Stockwerke unterteilt und getrennt ausgelesen. Die drei Storeys umfassen dabei 10, 23 und 12 Lagen von Blei und Drahtkammern. Das so gewonnene räumliche Abbild des Schauers in longitudinaler und transversaler Richtung erlaubt eine fast untergrundfreie Selektion von Elektronen.
Die Energieauflösung ergibt sich zu :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/GeV}} + 0.009 \tag{3.2}$$

Als Winkelauflösung erhält man: $\sigma_\phi = \sigma_\theta / \sin\theta = 2.7/\sqrt{E/GeV} + 0.32\,\mathrm{mrad}$. Die Signale des elektromagnetischen Kalorimeters werden zudem für die Triggerentscheidung verwendet.

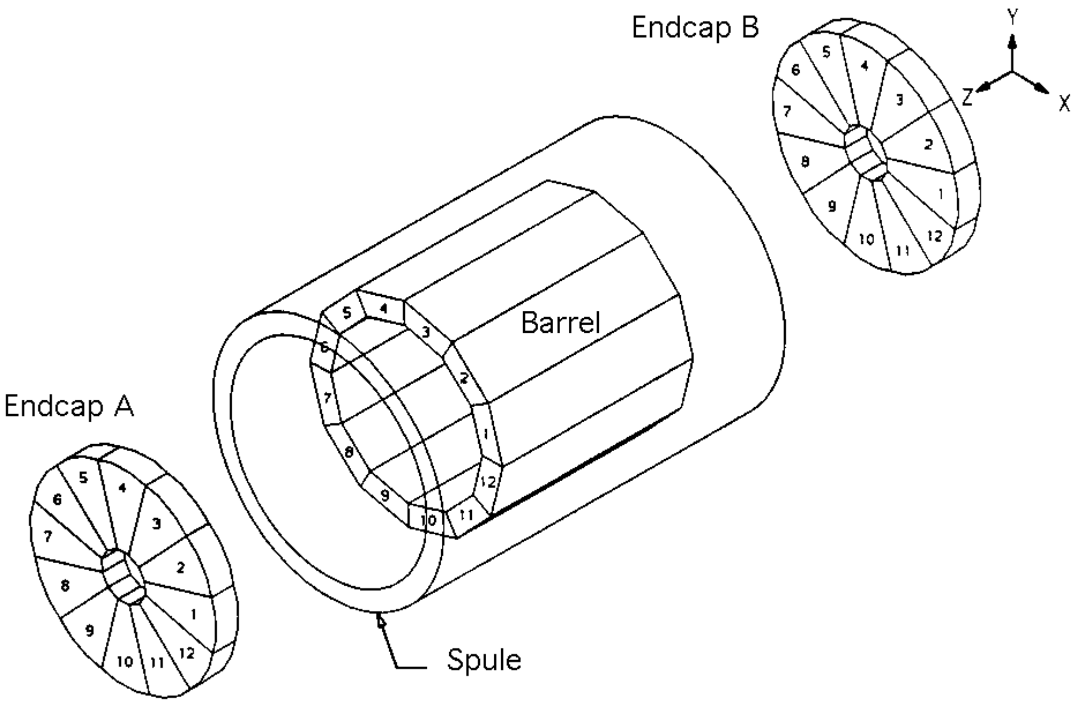

Abbildung 3.6: *Die Unterteilung des elektromagnetischen Kalorimeters in seine Module*

3.3.5 Das hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) mißt wie das ECAL die Energien geladener und neutraler Teilchen und soll darüberhinaus im speziellen Myonen identifizieren (siehe unten). Außerdem dient es als Rückführung des magnetischen Flusses. Es besteht aus 23 Lagen von 5 cm dickem Eisen und *Streamer tubes* und wiegt rund 2580 Tonnen. Hadronen, die das Kalorimeter passieren, erzeugen in den Eisenlagen hadronische Schauer. Die dabei entstehenden Teilchen werden in den Streamerkammern nachgewiesen.
Die Materie des HCAL entspricht unter einem Einfallswinkel von 90° rund 7.2 Wechselwirkungslängen. Wie das elektromagnetische Kalorimeter ist das HCAL in Barrel und Endkappenbereiche aufgeteilt, die sich wiederum aus zwölf bzw. zwei mal sechs Modulen zusammensetzen. Jedes Modul ist seinerseits in Untersegmente der Größe $3.7^\circ \times 3.7^\circ$ unterteilt, die projektiv zum Wechselwirkungspunkt zeigen. Auch die Streamer – tubes enthalten kapazitiv gekoppelte Kathodenpads, deren Daten zur Energie – und Ortsmessung verwendet werden. Außerdem wird ein digitales Ja/Nein – Signal für jede der Streamerkammern erzeugt. Diese erlauben eine zweidimensionale Abbildung der Energiedeposition und dienen so der Myonidentifikation.
Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters ergibt sich zu:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/GeV}} \tag{3.3}$$

Nicht zuletzt werden die Signale der Drähte für die Triggerentscheidung herangezogen.

3.3.6 Die Myonkammern

Außerhalb des eigentlichen hadronischen Kalorimeters befinden sich noch einmal zwei Lagen von insgesamt 96 Streamer – Röhren. Sie bilden das Myonkammersystem und sind ähnlich aufgebaut wie ihre Gegenstücke im HCAL. Der wesentliche Unterschied besteht in der Anordnung der Kathodenstreifen. Während diese im HCAL nur senkrecht zu den Streamerdrähten verlaufen, besitzen die Myonkammern zwei Lagen von Streifen, eine parallel und eine orthogonal zu den Drähten. Diese Anordnung resultiert in einer Winkelauflösung von 10 – 15 mrad, was eine Extrapolation der Spuren von den Spurkammern zu den Myonkammern erlaubt.

3.3.7 Das Magnetsystem

Der ALEPH Magnet besteht aus einer mit flüssigem Helium gekühlten supraleitenden Spule, die bei einem Strom von 5000 A ein Magnetfeld von 1.5 Tesla erzeugt.

3.3.8 Luminositäts - und Strahlmonitore

Viele Messungen benötigen die genaue Kenntnis der Luminosität. Diese ist definiert als:

$$\mathcal{L} = N_B \cdot \frac{I^+ \cdot I^-}{4\pi \cdot e^2 \cdot f \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \tag{3.4}$$

I^+, I^-	:	Strom der Positronen bzw. Elektronen pro Teilchenpaket
f	:	Umlauffrequenz für ein Teilchenpaket
N_B	:	Zahl der umlaufenden Teilchenpakete
σ_x, σ_y	:	Strahlausdehnung in x- bzw. y-Richtung.

Mit der integrierten Luminosität kann bei bekanntem Wirkungsquerschnitt σ berechnet werden, wie oft eine bestimmte Reaktion stattfindet. Es gilt:

$$N = \int \mathcal{L} \cdot \sigma \, dt \tag{3.5}$$

Der interessantere Fall ist natürlich, bei Kenntnis der Luminosität und der Anzahl der gesuchten Ereignisse auf den Wirkungsquerschnitt zurückzuschließen. In der Praxis wird die Luminosität durch einen Prozeß bestimmt, der theoretisch gut verstanden ist: die *Bhabha*– Streuung. Der überwiegende Anteil der Elektronen und Positronen wird unter sehr kleinen Winkeln gestreut ($\sim 1/\sin^4\theta$). Das bedeutet für die entsprechenden Detektorkomponenten, daß sie zum einen sehr dicht an das Strahlrohr heranreichen müssen, zum anderen eine exzellente Winkelauflösung besitzen sollten.

Zuzüglich zur Luminositätsmessung ist es für den optimalen Betrieb von LEP von großem Vorteil, wenn die Experimente die Strahl– und Untergrundverhältnisse direkt überwachen und die Ergebnisse dem LEP – Kontrollraum zur Verfügung stellen können.

SICAL

Das Silizium – Luminositätskalorimeter (SICAL) wurde im September 1992 in den Detektor ALEPH integriert und besteht aus zwölf Silizium/Wolfram – Lagen, um Elektronen und Positronen aus der Bhabha – Streuung nachzuweisen und ihre Energie zu messen. SICAL überdeckt bei einer Winkelauflösung von 0.15 mrad einen Winkelbereich von 27.9 bis 62.7 mrad oberhalb der Strahlröhre. Der systematische Fehler auf die Luminosität beträgt 0.09 %. Die Energieauflösung beträgt $33\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$

LCAL

Vor dem Einbau von SICAL war das Luminositätskalorimeter (LCAL) für die Messung der Luminosität zuständig. Seit 1992 wird es zum Teil von SICAL verdeckt und hat an Bedeutung verloren. LCAL ähnelt in der Bauweise dem schon beschriebenen elektromagnetischen Kalorimeter und besteht aus zwei mal zwei halbmondförmigen

Modulen, die sich um das Strahlrohr schmiegen. Es besteht aus einer Komposition von Drahtkammern und Bleilagen und überdeckt einen Winkelbereich von 45 bis 190 mrad.

BCAL

Das Bhabhakalorimeter (BCAL) soll die Luminosität während der Datennahme (*online*) überwachen. Seine Meßwerte stehen LEP instantan zur Verfügung. BCAL besteht aus zwei Modulen, in denen sich Schichten von Wolfram mit Plastikszintillatoren abwechseln. Beide sind jeweils 7.7 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Durch den großen Abstand ist BCAL sensitiv auf sehr kleine Winkel, seine Rate ist deshalb rund 20 mal höher als die des LCALs.

SAMBA

Der SAMBA (**S**mall **a**ngle **M**onitor of the **Ba**ckground) ist noch vor LCAL an den beiden Stirnseiten des Detektors positioniert und besteht aus zwei Vieldrahtproportionalkammern, die über je zwei Kathodenpadringe mit je acht Pads ausgelesen werden. Die SAMBA – Daten werden benutzt, um die Strahlbedingungen zu kontrollieren und zu optimieren.

BOM

Beam **Orbit** **M**onitore sind überall über den LEP – Ring verteilt. Die beiden, die ALEPH am nächsten sind, werden zum Detektor gezählt und auch von der Kollaboration unterhalten und gewartet. Die BOMs 'sehen' die vorbeikommenden Ladungspakete durch eine induzierte Spannung und messen den Zeitpunkt des Vorbeiflugs. Diese Daten werden insbesondere dazu verwendet, den genauen Augenblick des Aufeinandertreffens der Pakete in ALEPH vorherzusagen.

3.3.9 Das Triggersystem

Die e^+e^- – Pakete treffen sich je nach Betriebsmodus (Vier – oder Acht – Bunch – Betrieb) alle 10 bzw. 20 μs in der Wechselwirkungszone des Detektors. Um unnötige Totzeiten zu vermeiden, soll der Detektor nur im Falle einer interessanten Reaktion komplett ausgelesen werden und nicht bei jedem *bunch crossing*. Das Triggersystem des ALEPH – Experiments hat die Aufgabe, möglichst effizient zu entscheiden, ob ein Ereignis stattgefunden hat, das registriert und archiviert werden soll. Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, möglichst keine Ereignisse zu verlieren. Trotzdem sollte der Anteil der unerwünschten Reaktionen, des Untergrundes, klein gehalten werden, damit durch die Auslese nicht überflüssige Totzeit ensteht. (Eine Auslese dauert einige ms, während der der Detektor nicht bereit ist, Ereignisse zu registrieren.) Die wichtigsten Untergrundquellen sind Reaktionen der einfliegenden Elektronen bzw. Positronen mit dem Restgas in der Strahlröhre, mit dem Material selbst oder mit den vorgelagerten Quadrupolmagneten und Kollimatoren.
Der Trigger ist in drei Stufen unterteilt.

Level 1

Die erste Stufe bildet der sogenannte Level 1 – Trigger, der vom Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg entworfen und gebaut wurde und auch gewartet wird. Zwischen zwei Begegnungen der Strahlpakete trifft er eine Vorentscheidung mit Hilfe der schnellen Detektorkomponenten ITC, ECAL, HCAL sowie LCAL und SICAL. Die Level 1 *Yes*– Rate beträgt je nach Untergrundverhältnissen und Luminosität zwischen drei und 15 Hz[1]. (Die bunch crossing Rate dagegen beträgt rund 10^5 Hz.). Die Philosophie des ALEPH – Triggersystems ist es, möglichst *alle* Z – Ereignisse zu registrieren. In der Tat ist die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis der Form $e^+e^- \to Z$ in der Triggerentscheidung zu verwerfen, äußerst gering. Zur Kontrolle wurden die einzelnen Trigger so entworfen, daß sie auf möglichst unterschiedliche Aspekte eines Ereignisses reagieren. Damit kontrollieren sie sich selbst und die Triggereffizienz liegt bei 100 %. Es folgen die wichtigsten Triggerbedingungen für Ereignisse der Form $e^+e^- \to Z$:

- Energiedeposition im ECAL von mindestens sechs GeV in einer Endkappe oder dem Barrelbereich, oder eine Energiedeposition von mindestens 1.7 GeV in beiden Endkappen gleichzeitig. Dies sind die *total energy triggers*.
- Mehr als zwei (ein) GeV Energiedeposition in einem Segment der Endkappen (Barrel). (ECAL, HCAL, ITC und TPC werden in der Triggerlogik in 60 verschiedene Raumbereiche eingeteilt.) Dies sind Kandidaten für neutrale Teilchen.
- Mehr als ein GeV Energiedeposition in einem Triggersegment des ECAL zusammen mit einem Spurkandidaten der ITC im selben Segment (Kandidat für ein Elektron).
- Treffer in einem Triggersegment des HCAL zusammen mit einem Spurkandidat der ITC im selben Segment (Kandidat für ein Myon).

Das Ergebnis des Level 1 – Zyklus liegt nach rund 5 μs vor. Ist es negativ, wird der Detektor bis zur nächsten Strahlkreuzung wieder bereit gemacht. Ist sie dagegen positiv, wird die zweite Stufe gestartet, die Informationen der ITC durch die TPC ersetzt. Eine genauere Beschreibung des Level 1 – Triggersystems befindet sich in [39].

Level 2

Zwischen der ersten und zweiten Entscheidungsstufe des Triggersystems vergehen rund 50 μs. In dieser Zeit haben alle driftenden Teilchen in der TPC die Endkappen erreicht. Die Spurprozessoren suchen in den ankommenden Signalen nach Spurkandidaten und stellen diese für die zweite Triggerentscheidung zur Verfügung. Sie ersetzen dabei in einigen der Koinzidenztrigger die Signale der ITC und unterdrücken so nochmals Untergrund. Ist die Triggerentscheidung jetzt immer noch positiv, wird die komplette Auslese des Detektors initiiert. Sollte sie dagegen negativ ausfallen, wird ALEPH in den Ausgangszustand zurückversetzt.

[1] Dabei werden Z – Bosonen mit einer Rate von rund 0.5 Hz erzeugt.

Level 3

Level 3 ist ein reiner Software – Trigger. Nach der Auslese stehen alle Detektorsignale zur Verfügung, um die Entscheidung von Level 1 und 2 nochmals zu überprüfen. Dabei wird das Ereignis auf verschiedene lockere Kriterien hin untersucht. Übersteht es auch diese Triggerstufe, so wird es endgültig registriert und auf ein Speichermedium geschrieben.

3.4 Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung

3.4.1 Spurrekonstruktion

Nach der Auslese des Detektors muß jedes Ereignis aus den Detektordaten mit Hilfe des Rekonstruktionsprogrammes JULIA ausgewertet werden. Eine der wichtigsten Aufgaben besteht dabei in der Rekonstruktion der Spuren aus den Informationen des Vertexdetektors, der ITC und der TPC. Dabei geht man 'von außen nach innen' vor und beginnt mit der TPC. Räumlich und zeitlich dicht beieinanderliegende Spurpunkte werden im ersten Schritt zu Spurabschnitten zusammengesetzt. Sind einzelne Abschnitte unter der Helixhypothese miteinander verträglich, verbindet man sie zu einer gemeinsamen Spur. Diese Spuren werden in die innere Spurkammer hinein extrapoliert und die dort passenden Spurpunkte hinzugefügt. Die Anpassung der Spur wird dabei immer komplexer. Zuletzt versucht man, Effekte wie z.B. die Vielfachstreuung der Teilchen mitzuberücksichtigen.

3.4.2 Teilchenidentifizierung

Der folgende Abschnitt beschreibt die Möglichkeiten, die Identitäten einzelner Spuren festzustellen. Für geladenen Teilchen steht neben den Informationen der Kalorimeter auch der spezifische Energieverlust in der TPC zur Verfügung. Hypothesen für neutrale Teilchen stützen sich dagegen ausschließlich auf die Kalorimeterdaten. Da die vorliegende Analyse keine neutralen Teilchen betrachtet, soll auf diese hier nicht weiter eingegangen werden.

Geladene Teilchen: Die dE/dx – Messung

Als erstes soll ganz allgemein beschrieben werden, wie die dE/dx Messungen der TPC – Drähte den einzelnen Spuren zugeordnet werden.
Wie schon erwähnt, werden zuerst die Bahnen der geladenen Spuren anhand der Informationen der Kathodenplättchen rekonstruiert. Erst danach geht man daran, die einzelnen dE/dx – Pulse den Spuren zuzuordnen. Es sei daran erinnert, daß der Ort

der dE/dx – Messung längs des Drahtes nicht näher bestimmt ist. Genau bekannt ist dagegen die Ankunftszeit der Ladungslawine. Da die Kathodenimpulse auch eine Zeitinformation besitzen, kann der dE/dx – Impuls über die zeitliche Koinzidenz zugeordnet werden. Sollte ein Puls innerhalb dieses Zeitfensters mit mehr als einer Spur verträglich sein, wird er verworfen. Ebenso nicht berücksichtigt werden dE/dx – Pulse, deren Höhe oder Form darauf hindeuten, daß sie möglicherweise aus der Überlagerung zweier Ladungslawinen entstanden sind. Zwei Spuren müssen in z mindestens 3 cm voneinander entfernt sein, damit ihre dE/dx – Samples aufgelöst werden können. Zur Zeit werden Möglichkeiten untersucht, auch die Daten der Kathodenpads zur dE/dx – Messung zu verwenden und damit die Identifizierung insbesondere von dicht beieinander liegenden Spuren zu verbessern.
Korrigiert wird zudem auf die 'wahre' Flugstrecke eines Teilchens: Der Abstand zweier Drähte beträgt 4 mm. Je nach Winkel der Spur ist aber die Fluglänge, die auf diese 4 mm projiziert wird, unterschiedlich, und damit auch die Anzahl der Ionisationen. Dieser Effekt wird bei der Berechnung des mittleren dE/dx einer Spur berücksichtigt.

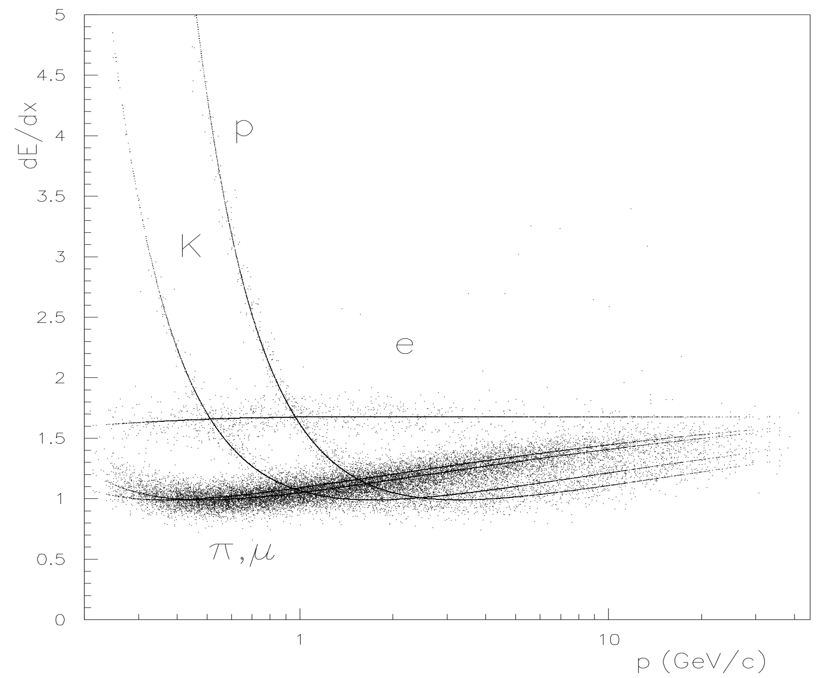

Abbildung 3.7: *Das mittlere dE/dx von 20000 Spuren gegen den Impuls aufgetragen. Die Linien beschreiben die Erwartung für die unterschiedlichen Teilchen, ihr Minimum ist für alle Teilchensorten willkürlich auf eins festgelegt.*

Kreuzt eine Spur alle Drahtlagen, kann sie am Ende bis zu 338 individuelle dE/dx–Messungen besitzen. Ihre Streuung um den Erwartungswert läßt sich durch eine Landauverteilung beschreiben, die lange Ausläufer zu hohen Werten hin besitzt. Um zu verhindern, daß ein einzelner hoher Wert den Mittelwert zu sehr bestimmt, wird der Median der Verteilung mit der Methode des *truncated mean* berechnet. Dabei werden die kleinsten 8% und die größten 40% der Messungen nicht berücksichtigt. Die verbleibenden dE/dx–Werten sind annähernd gaußförmig verteilt. Aus ihnen ergibt sich der dE/dx–Mittelwert der Spur. Die resultierende Auflösung beträgt z.B. für Elektronen aus der Bhabha–Streuung 4.5%.

Elektronen: Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient unter anderem der Identifizierung von Elektronen und Positronen. Diese lassen sich zwar schon mittels dE/dx relativ sauber von anderen Teilchen trennen, bei höheren Impulsen gewinnt aber die Information des ECAL immer mehr an Bedeutung. Dabei wird sowohl die transversale wie longitudinale Schauerausdehnung bezüglich der Flugrichtung ausgenutzt. In transversaler Richtung benutzt man als diskriminierende Größe R_T:

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}} \tag{3.6}$$

Hierbei bezeichnet E_4 die gesamte Energie in den vier Storeys, die der Spur am nächsten sind, p ist der Impuls des Teilchens und $\langle E_4/p \rangle$ die erwartete Energiedeposition eines Elektrons in den vier Storeys. Sie ist vom Impuls unabhängig. Schließlich bezeichnet $\sigma_{E_4/p}$ die erwartete Auflösung. Der zweite Diskriminator R_L benutzt die Schauerform in longitudinaler Richtung:

$$R_T = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}} \tag{3.7}$$

X_L ist dabei definiert als

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=j}^{4} \sum_{j=i}^{3} E_i^j S_j} \tag{3.8}$$

Hier ist S_j die mittlere 'Tiefe' der Energiedisposition im j–ten Storey. Damit steht X_L für das Inverse der mittleren Position der vom Teilchen an das Kalorimeter abgegebenen Energie in longitudinaler Richtung. Diese Größe ist unabhängig vom Winkel, unter dem das Teilchens einfliegt. R_L schätzt, inwieweit die gemessene Schauerform mit der für Elektronen erwarteten übereinstimmt.

Zusammen mit der dE/dx–Messung kann man so Elektronen bei einer Effizienz von 65.5 % mit einer Reinheit von 99 % selektieren.

Myonen: Das hadronische Kalorimeter

Myonen werden über ihre Spuren im Vertexdetektor, der ITC und der TPC nachgewiesen. Ihr hervorstechendes Merkmal ist ihr Durchdringungsvermögen, anhand dessen sie auch erkannt werden. Man erwartet, daß Myonen mit Impulsen von mehr als 3 GeV/c das gesamte hadronische Kalorimeter ohne Schauerbildung durchdringen und noch in den Myonkammern nachgewiesen werden können. Bei einer Effizienz von 86 % beträgt die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron als Myon fehlzuinterpretieren, nur 0.8 %.

Kapitel 4

Datenanalyse

4.1 Zielsetzung und Strategie

Die vorliegende Arbeit möchte verschiedene Aspekte der Pion–, Kaon– und Protonerzeugung in hadronischen Z–Zerfällen untersuchen. Das setzt natürlich voraus, Pionen, Kaonen und Protonen auch als solche zu erkennen und verrät damit gleichzeitig einen der Schwerpunkte der Analyse: die Teilchenidentifizierung durch den spezifischen Energieverlust dE/dx. Die Hauptschwierigkeit ist dabei, daß die meisten Spuren nicht *eindeutig* identifiziert werden können; ihr spezifischer Energieverlust liefert nur Wahrscheinlichkeiten für eine Teilchenhypothese. Ein Ausweg aus dem Dilemma bietet sich in Form statistischer Methoden an, die zumindest die relativen Anteile der verschiedenen Teilchensorten in einem Datensatz zu bestimmen vermögen (also eine Identifizierung ‚im Mittel' erlauben). Die vorliegende Analyse macht dazu von einer sogenannten *Single – Entry – Maximum – Likelihood–* Anpassung Gebrauch, deren Prinzip in Kapitel 4.3.1 ausführlich dargestellt wird. Sie behandelt jede Spur individuell und nutzt somit ein Maximum an Informationen aus. Voraussetzung ist, das dE/dx – Verhalten der Teilchen und des Detektors gut zu verstehen und zu parametrisieren. Der Gewinn an Präzision zahlt sich jedoch insbesondere für die Protonen aus, die im weiteren Verlauf der Arbeit eine Sonderstellung einnehmen werden. Der relative Protonanteil an allen Spuren ist nämlich über den gesamten Impulsbereich gering (etwa fünf Prozent), und somit führen schon kleine Fehler in den dominierenden Teilchensorten hier zu großen Unsicherheiten.

Ist das Problem der Teilchenidentifizierung gelöst, ist man also in der Lage, in einem Impulsbereich (oder allgemein in einem Datensatz), die Anzahl der Pionen, Kaonen und Protonen zu bestimmen, können die Impulsverteilungen von Pionen, Kaonen und Protonen in Z – Zerfällen extrahiert werden, um damit etwas Licht auf die weitgehend unverstandene Fragmentationsphase hadronischer Ereignisse zu werfen.
Aus theoretischen Überlegungen folgt, daß sowohl Multiplizitäten wie Impulsverteilungen der Hadronen im Endzustand von der Masse des führenden Quarks abhängen.

Der nächste Analyseschritt hat daher das Ziel, diese Effekte zu vermessen, indem die Teilchenproduktion in Z – Zerfällen nach der Sorte des primären Quarks getrennt untersucht wird. Die Schwierigkeit besteht hier darin, die verschiedenen Z – Zerfälle zu erkennen. Ähnlich wie bei der Teilchenidentifizierung kann auch ein einzelnes Ereignis nicht eindeutig einem Z – Zerfall zugeordnet werden. Es lassen sich jedoch aus Ereigniseigenschaften Wahrscheinlichkeiten für jede Hypothese berechnen. Das dazu gehörige Verfahren heißt *b – tag* und wird in Abschnitt 4.5.1 vorgestellt. Es basiert auf der langen Lebensdauer der b – Hadronen von rund 1.5 ps ($c\tau \approx 450\,\mu$m) [1], die in eine meßbare Deplazierung der Spuren aus b – Zerfällen vom Wechselwirkungspunkt resultieren kann. Diese Methode ist natürlich nicht dazu geeignet, Ereignisse mit primären u –, d – oder s – Quarks zu unterscheiden, was im Rahmen dieser Analyse daher auch nicht versucht wird.

An dieser Stelle wendet sich die Analyse ihrem zweiten großen Anliegen zu, der Untersuchung von inklusiven Zerfällen schwerer Quarks, oder genauer formuliert, der Pion –, Kaon – und Protonproduktion in b – Hadron Zerfällen[1]. Dafür müssen Teilchen aus b – Zerfällen von anderen im gleichen Ereignis unterschieden werden. Erneut ist eine eindeutige Zuordnung im Normalfall nicht möglich. Es werden daher Kriterien entwickelt, mit deren Hilfe sich zumindest wieder Wahrscheinlichkeiten für eine Teilchenherkunft angeben lassen. Dann können die verschiedenen Anteile entfaltet werden. Als ‚Nebeneffekt' erhält man gleichzeitig die Impulsverteilungen begleitender Hadronen, also von solchen Teilchen, die nicht aus dem b – Zerfall stammen, deren Produktion aber natürlich von dem Fragmentationsverhalten der schweren Quarks abhängt und somit auch darüber Informationen liefert.

Bei der Untersuchung inklusiver b – Hadronzerfälle sind Protonen von besonderer Bedeutung, erlauben sie doch, wie in Kapitel eins dargelegt, Rückschlüsse auf die Produktionsrate von b – Baryonen. Kann man diese ermitteln, ist der Weg zur Bestimmung absoluter Verzweigungsverhältnisse frei. Daher soll abschließend noch das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\Lambda_b \rightarrow pl\nu X$ bestimmt werden[2]. Dazu werden Protonen aus b – Zerfällen gesucht, die in Begleitung eines schnellen Leptons auftreten. Das genaue Prinzip der Messung wird an geeigneter Stelle in Kapitel 4.7 erläutert. Die Schwierigkeiten sind wieder ähnlich gelagert, wie in den anderen Analyseabschnitten: die Proton/Lepton – Paare lassen sich gemeinhin nicht eindeutig einem bestimmten physikalischen Prozeß zuordnen, sondern müssen auf der Basis ihrer Eigenschaften statistisch separiert werden.

Zusammengefaßt gliedert sich die vorliegende Analyse in fünf Bereiche:

- Selektion der Ereignisse und Spuren, die in der Analyse verwendet werden sollen

- Identifizierung von Pionen, Kaonen und Protonen

[1] Mit ‚b – Hadronzerfall' sei im folgenden immer der *schwache* Zerfall eines b – Teilchens gemeint.

[2] Es sei an dieser Stelle noch einmal daran erinnert, daß 'Λ_b' stellvertretend für alle b – Baryonen steht.

- Abtrennung von $Z \rightarrow b\bar{b}$ von anderen Z – Zerfällen und Extraktion der entsprechenden Impulsverteilungen
- Unterscheidung zwischen π, K, p aus b – Hadron Zerfällen und ‚begleitend erzeugten' Teilchen
- Korrelation zwischen Leptonen und Protonen aus b – Hadron Zerfällen

4.2 Ereignis – und Spurselektion

Die Analyse beschäftigt sich mit der inklusiven Erzeugung von Pionen, Kaonen und Protonen in *hadronischen* Ereignissen, also solchen, in denen ein Z – Boson in q$\bar{\text{q}}$ zerfallen ist. Man muß also zuerst die gesuchten Prozesse von anderen, wie z. B. $Z \rightarrow l^+l^-$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ oder Wechselwirkungen zwischen Strahlteilchen und Materie, unterscheiden. Innerhalb der ALEPH – Kollaboration entwickelte Kriterien ermöglichen es, bei einer Effizienz von rund 98% und einer Reinheit von über 99% [40], hadronische Z – Zerfälle zu selektieren. Dafür soll zuvor der Begriff der *guten* Spur definiert werden. Eine gute Spur muß folgende Standardkriterien erfüllen:

1. mehr als vier Meßpunkte in der TPC
2. $|d_0| < 2\,\text{cm}$
3. $|z_0| < 10\,\text{cm}$
4. $|\cos\theta| < 0.95$

Dabei bedeutet:

d_0 der minimale radiale Abstand zwischen Spur und Wechselwirkungspunkt

z_0 der minimale Abstand in z – Richtung zwischen Spur und Wechselwirkungspunkt

θ der Winkel zwischen der auf die yz – Ebene projizierten Spur und der Strahlachse

Anforderung zwei und drei dienen vor allem dazu, Spuren aus der Wechselwirkung eines Teilchens mit dem Detektor – oder Strahlrohrmaterial auszusondern.

Die Kriterien für einen $q\bar{q}$ – Kandidat sind:

- Es sind mindestens fünf gute Spuren rekonstruiert worden
- Die Energie aller guten Spurkandidaten übersteigt 10% der Schwerpunktsenergie

Im Laufe der Analyse müssen b – Ereignisse (so sollen im folgenden Ereignisse des Typs $Z \to b\bar{b}$ bezeichnet werden[3]) von anderen hadronischen Ereignissen unterschieden werden. Das verwendete Verfahren, der b – tag, stützt sich dazu in besonderem Maß auf die Meßdaten des Vertexdetektors, der Spuren mit der dazu nötigen Präzision vermißt. Voraussetzung ist natürlich, daß genügend Spuren vom VDET erfaßt wurden, dessen Akzeptanzbereich gegenüber dem restlichen Detektor eingeschränkt ist. Die vorliegenden Arbeit betrachtet daher nur Ereignisse, für die zusätzlich gilt:

- $|\cos\theta|$ der Thrustachse ist kleiner als 0.85

Die Thrustachse eines Ereignisses ist die Achse, bezüglich derer die Summe der longitudinalen Impulskomponenten maximal ist. Die Richtung der Thrustachse ist dadurch eine gute Annäherung an die Flugrichtung der im Z – Zerfall erzeugten primären Quarks. So soll sichergestellt werden, daß ein ausreichend großer Prozentsatz aller Spuren vom Vertexdetektor vermessen werden konnte.

Nicht alle Spuren in akzeptierten Ereignissen sind für die Analyse geeignet. Insbesondere ist natürlich eine erfolgreiche Impuls– und dE/dx – Vermessung erforderlich. Daraus ergeben sich Kriterien, die an die Spuren gestellt werden:

- Es muß sich um eine 'gute' Spur handeln.
- Der dE/dx – Wert der Spur wurde gemessen (dies ist natürlich die Voraussetzung für eine Teilchenidentifizierung)
- Mindestens 125 dE/dx – Einzelmessungen (von 338 möglichen) stehen für die Spur zur Verfügung. Dieser Wert ist ein Kompromiß zwischen Effizienz und Güte der dE/dx – Messung, ist doch die Breite der dE/dx – Mittelwertverteilung von der Anzahl der Einzelmessungen abhängig ($\sigma_{\langle dE/dx \rangle} = \sigma_{dE/dx}/\sqrt{N}$).
- Die dE/dx – Messung erfolgte über eine Länge von mehr als 75 cm. Diese Forderung ist natürlich stark mit der Anzahl der verlangten dE/dx – Sample korreliert, da pro dE/dx – Einzelmessung vom Teilchen mindestens 4 mm in der TPC zurückgelegt werden müssen (Abschnitt 3.4.2). Man möchte damit sicherstellen, daß die Messung des spezifischen Energieverlustes über einen weiten Bereich der TPC erfolgte und dadurch weitgehend unabhängig von Besonderheiten bestimmter TPC – Sektoren ist.
- $|\cos\theta| < 0.85$, nur dann können Teilchen die TPC in radialer Richtung fast vollständig durchqueren.
- $|\cos\theta| > 0.2$ für Teilchen mit Impulsen von weniger als 500 MeV/c: Geladene Teilchen werden durch das herrschende Magnetfeld auf Helixbahnen gezwungen. Ist der Impuls des Teilchens klein, so ist der Krümmungsradius so gering, daß ein

[3] Analog sollen 'uds – Ereignisse bzw. 'c – Ereignisse' für Prozesse der Art $Z \to, u\bar{u}, d\bar{d}$ oder $s\bar{s}$ bzw. $Z \to c\bar{c}$ stehen.

Jahr	Ereignisse	Spuren
1992	522 440	7 216 004
1993	366 423	4 967 311
1994	1 391 034	18 879 923

Tabelle 4.1: *Anzahl der selektierten Ereignisse und Spuren in den Daten der Jahre 1992 bis 1994*

oder mehrere komplette Kreisbögen innerhalb des TPC – Volumens durchlaufen werden können. Das Teilchen *spiralt* in der TPC. Bei sehr kleiner oder fehlender z – Komponente des Impulses (dies entspricht einem Winkel θ nahe 90°), liegen die einzelnen Spiralbögen so dicht beieinander, daß die Ionisationen aus zwei aufeinanderfolgenden Umläufen sich überlappen und nicht mehr aufgelöst werden können – das errechnete mittlere dE/dx ist verfälscht (siehe Abbildung 4.1). Im weiteren Verlauf der Analyse wird aber das mittlere Pion – dE/dx als Erwartungswert für das dE/dx der Kaonen und Protonen bei höheren Impulsen (aber gleichem $\beta\gamma$) benutzt, bei denen es nicht mehr zur Spiralbildung kommt, deren dE/dx folglich auch nicht verschoben ist. Um Verfälschungen zu vermeiden, wird der Bereich $|\cos\theta| > 0.2$ von der Analyse ausgeschlossen.

- Nur negative Teilchen für Impulse kleiner als 3 GeV/c werden berücksichtigt: Durch hadronische Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektormaterial wird bei kleinen Impulsen eine erhebliche Anzahl von Protonen produziert. Diese stammen nicht aus dem Z – Zerfall und müssen ausgesondert werden. Die Erzeugung von Antiprotonen ist dagegen vernachlässigbar.

In der Analyse werden Daten der Jahre 1992 – 1994 untersucht. Die Daten des Jahres 1991 werden dagegen nicht berücksichtigt, da der statistische Gewinn gering ist und in keinem Verhältnis zum Aufwand steht. Zudem hat sich die Behandlung der dE/dx – Messungen in der Ereignisrekonstruktion zwischen 1991 und 1992 in einigen Punkten geändert [44]. Tabelle 4.1 enthält die Zahlen der unter diesen Kriterien in den Jahren 1992 bis 1994 selektierte Ereignisse und Spuren.

4.3 Teilchenidentifizierung durch spezifischen Energieverlust

Die Erstellung des Impulsspektrums einer bestimmten Teilchensorte setzt natürlich voraus, daß man die Anzahl der Teilchen in jedem Impulsbereich zählen kann. Dafür müssen die im Detektor vermessenen Spuren einer bestimmten Teilchensorte zugeordnet werden. Sie müssen identifiziert werden. Bei ALEPH geschieht dies mit Hilfe der

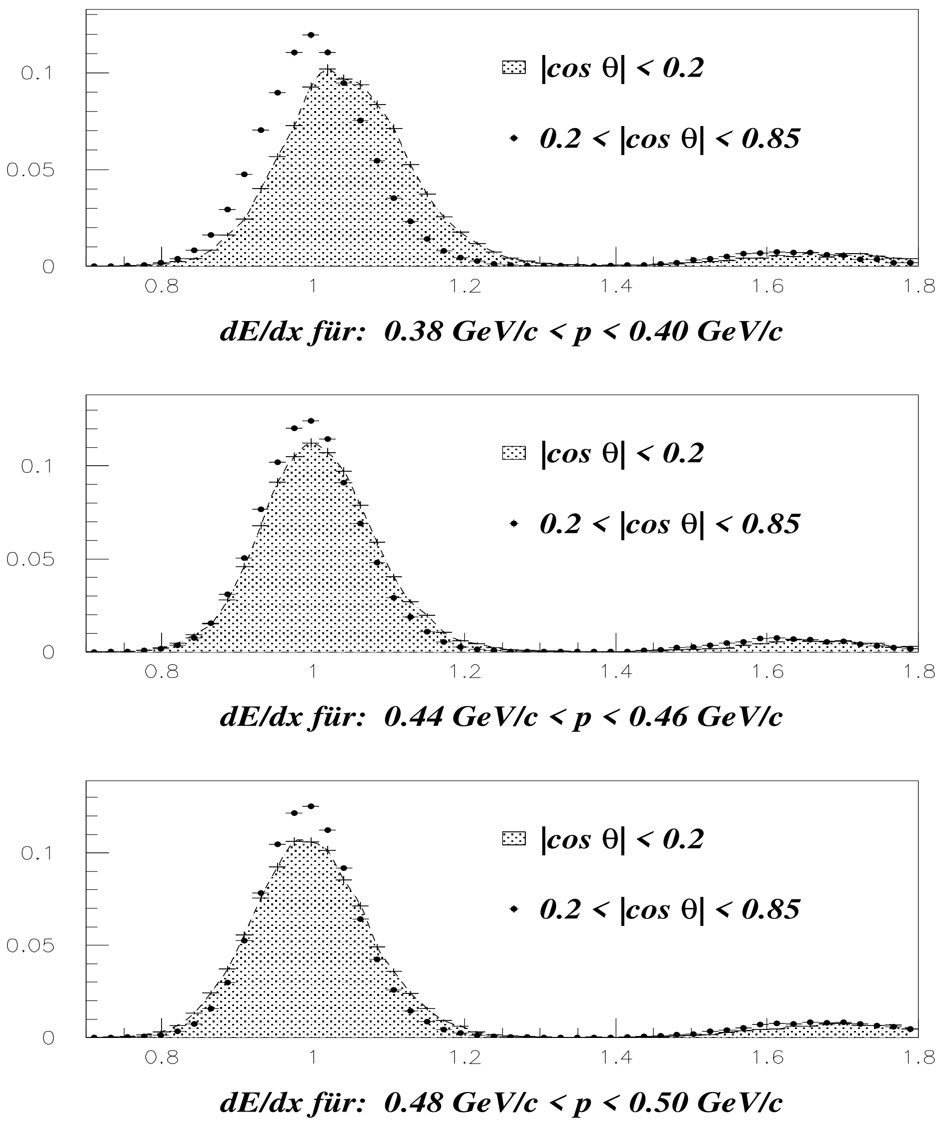

Abbildung 4.1: *dE/dx – Verteilungen für Spuren in verschiedenen θ – und Impulsbereichen. Deutlich ist bei kleinen Impulsen die Mittelwertsverschiebung für Spuren mit* $|\cos\theta| < 0.2$ *zu sehen. Man erkennt außerdem eine Verbreiterung der Verteilung in Abhängigkeit von θ. Die Erklärung dieses Verhaltens findet sich in Abschnitt 1.3.2.*

dE/dx – Messung in der TPC.
Der Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch ein gasförmiges Medium wird durch die Bethe – Bloch Formel [42] beschrieben (diese Gleichung gilt *nicht* für Elektronen oder Positronen).

$$\frac{dE}{dx} = D \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot [\ln(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}] \tag{4.1}$$

D	:	Materialabhängige Konstante
z	:	Ladung des durchfliegenden Teilchens
Z	:	Ordnungszahl des Mediums
A	:	Massenzahl des Mediums
m_e	:	Elektronenmasse
I	:	Ionisationspotential des Mediums
δ	:	Dichtekoeffizient des Mediums

Der spezifische Energieverlust ist also nur von der Geschwindigkeit β eines Teilchens abhängig. Kennt man zusätzlich den Impuls, so kann auf die Masse und damit auf die Identität des Teilchens zurückgeschlossen werden.
Das dE/dx der Bethe – Bloch Formel ist der dE/dx – *Erwartungswert* eines Teilchens bei vorgegebenen β. Da es sich bei der Ionisation der Gasmoleküle aber um einen statistischen Prozeß handelt, ist der tatsächliche Energieverlust eines Teilchens im Normalfall nicht mit dem Erwartungswert identisch, sondern streut um diesen.

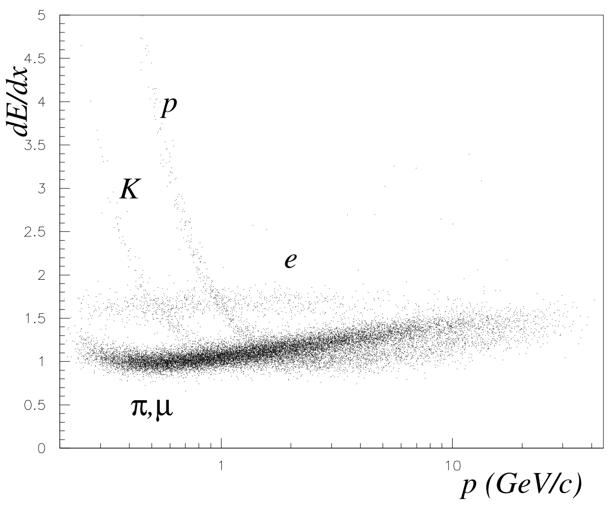

Abbildung 4.2: *Das mittlere dE/dx für 20 000 Spuren gegen deren Impuls aufgetragen. Deutlich sind bei kleinen Impulsen die dE/dx – Bänder der einzelnen Teilchensorten zu erkennen. Bei größeren Impulsen dagegen überlappen diese Bänder zum Teil erheblich. Hier ist eine eindeutige Identifizierung der einzelnen Spur nicht mehr möglich. Der spezifische Energieverlust dE/dx ist in willkürlichen Einheiten angegeben.*

Liegen die Erwartungswerte der verschiedenen Teilchensorten bei gleichem Impuls dicht beieinander (dies ist insbesondere bei höheren Impulsen der Fall), können die statistischen Schwankungen der Meßwerte so groß sein, daß eine eindeutige Zuordnung einer Spur zu einer Teilchenhypothese nicht möglich ist. Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung des mittleren Energieverlustes in der TPC für ein Sample von 20 000 Spuren. Es ist zu erkennen, daß es Impulsbereiche gibt, in denen die dE/dx – Werte der verschiedenen Teilchensorten fast vollständig überlappen. Trotzdem ist die dE/dx – Verteilung innerhalb eines Spursamples immer von der Anzahl der Pionen, Kaonen und Protonen in dem jeweiligen Datensatz abhängig. Ist der genaue Zusammenhang zwischen dE/dx – Verteilung und Teilchenanteilen bekannt, so kann man mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung die Pion –, Kaon – und Protonanteile in den einzelnen Impulsbereichen schätzen und damit auch die Impulsverteilung für die drei Teilchensorten bestimmen. Für eine gute Schätzung ist es allerdings notwendig, sowohl den Erwartungswert als auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung der dE/dx – Werte für alle Teilchensorten und Impulse möglichst genau zu kennen.

Zur Bestimmung der Anzahl von Pionen, Kaonen und Protonen in verschiedenen Impulsbereichen wurde im Rahmen dieser Analyse ein sogenannter *Single – Entry – Maximum – Likelihood – Fit* benutzt. In Regionen mit fast vollständiger Überlappung liefert aber auch dies Verfahren keine brauchbaren Ergebnisse mehr. Diese Bereiche sind je nach Teilchensorte verschieden. Sie sind der Analyse nicht zugänglich und erscheinen als Lücken in den resultierenden Teilchenspektren. Abbildung 4.3 zeigt den erwarteten mittleren Energieverlust der einzelnen Teilchensorten in Abhängigkeit ihres Impulses sowie den Abstand zwischen den einzelnen Erwartungswertkurven in Einheiten der mittleren dE/dx – Streuung σ(dE/dx).

Die folgenden Abschnitte beschreiben das Prinzip des Maximum – Likelihood – Fits, die Gewinnung der dE/dx – Verteilungen für die einzelnen Teilchensorten aus den Daten und die darauf basierende Bestimmung der Pion –, Kaon – und Protonanteile in hadronischen Z – Zerfällen.

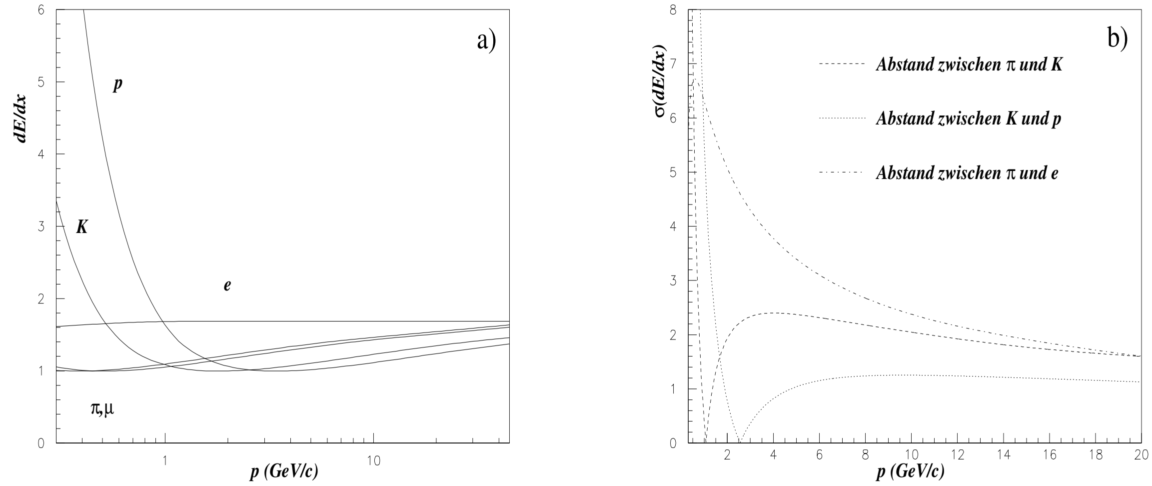

Abbildung 4.3: *a) Erwarteter Energieverlust der einzelnen Teilchensorten, b) Abstand zwischen den Erwartungswerten in Einheiten der mittleren dE/dx – Streuung σ(dE/dx)*

4.3.1 Der *Single – Entry – Maximum – Likelihood – Fit*

Um ein Maximum an Information auszunutzen, wird für die Bestimmung der relativen Teilchenanteile in einem Impulsbereich die Methode des *Single – Entry – Maximum – Likelihood – Fits* verwendet. Bei der vorliegenden Problemstellung ist dies ein gängiges Verfahren und wird zum Beispiel in [43] beschrieben.
Zuerst sei erläutert, was unter einer Likelihood – Anpassung zu verstehen ist: Eine Zufallsgröße x (hier die dE/dx – Messung) sei nach der Wahrscheinlichkeitsdichte $g(x, \alpha_j)$ verteilt, wobei die α_j die gesuchten Parameter innerhalb der Anpassung sind (in diesem Fall die verschiedenen Teilchenanteile). Die Wahrscheinlichkeit in einem Zufallsexperiment (oder einer Messung) einen Satz von Zufallsgrößen x_i zu finden, kann man dann schreiben als[4]

$$\mathcal{L}(\alpha_j) = \prod_i g(x_i, \alpha_j) \tag{4.2}$$

Gesucht ist nun derjenige Satz von α_j, der die a posteriori Wahrscheinlichkeit (die Likelihood) maximiert. Da die Likelihood in der Praxis sehr klein werden kann, sucht man normalerweise das Maximum des $\log \mathcal{L}$, was aber zum selben Ergebnis führt. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung $g(x, \alpha_j)$ beliebig sein kann, während ja zum Beispiel bei einem χ^2 – Fit eine Gaußverteilung vorausgesetzt werden muß.
Die Likelihood – Anpassung ist eine *Single – Entry* – Likelihood – Anpassung, wenn der Index i nicht mehr über Bereiche, also z.B. einzelne Kanäle in einem Histogramm, sondern über jeden einzelnen Eintrag läuft. Dabei ist es möglich, jeder Messung, jeder Zufallsgröße x_i eine eigene, individuelle Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_i(x_i, \alpha_j)$ zuzuordnen. Im Rahmen der Analyse heißt das, daß die Abhängigkeit des gemessenen dE/dx von individuellen Spureigenschaften berücksichtigt werden kann und damit mehr Informationen in die Anpassung einfließen. Der Index i läuft über alle Spuren!
Das Problem ist, eine angemessene Parametrisierung für die einzelnen g_i zu finden. Konkret gesucht wird also für jede Spur eine funktionale Beschreibung der Wahrscheinlichkeit dafür, einen bestimmten dE/dx – Wert zu haben. Diese Wahrscheinlichkeit hängt sowohl von individuellen Spureigenschaften, als auch von den relativen Pion –, Kaon – und Protonanteilen in den Daten ab. Der folgende Abschnitt beschreibt die Konstruktion der Wahrscheinlichkeitsverteilung für den spezifischen Energieverlust eines Teilchens in der TPC.

4.3.2 Die dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilung

Zur Bestimmung der dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilungen wird in hohem Maße auf Arbeiten und Erfahrungen innerhalb der ALEPH – Kollaboration zurückgegriffen, die

[4] Ist die Reihenfolge der x_i beliebig, muß die Gesamtwahrscheinlichkeit eigentlich noch mit der Anzahl der möglichen Anordnungen der x_i multipliziert werden. Dies ist aber ein konstanter Faktor, der nicht von den α_j abhängt und daher keinen Einfluß auf das Ergebnis der Anpassung hat. Er wird im Weiteren aus Gründen der Übersichtlichkeit vernachlässigt.

in [44] beschrieben sind. Zunächst soll die dE/dx – Wahrscheinlichkeitsdichte für eine bestimmte Teilchensorte entwickelt werden.
Es sei daran erinnert, daß nur solche Spuren berücksichtigt werden, bei denen mindestens 125 Einzelmessungen des Energieverlustes vorliegen. Nun besagt der zentrale Grenzwertsatz der Statistik, daß eine Zufallsgröße $\bar{x}$, die aus der Summation von n statistisch unabhängigen, beliebig verteilten[5] Zufallsgrößen x_i gewonnen wird, im Grenzfall $n \to \infty$ normalverteilt ist. Bei $n \geq 125$ sollte die Wahrscheinlichkeitsdichte des dE/dx – Mittelwertes eines Teilchens i (berechnet nach den Regeln des truncated mean) also in guter Näherung einer Gaußverteilung entsprechen.

$$G_i(dE/dx) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} exp(-\frac{(dE/dx_{gem} - \langle dE/dx\rangle_{erw})^2}{2\sigma_i^2}) \qquad (4.3)$$

In der Praxis können Erwartungswert und Varianz von vielen verschiedenen Faktoren abhängen, unter anderem vom Ort der Messung, da nicht alle Sektoren und alle Meßdrähte in der TPC völlig identisch sein können. Es erscheint wenig sinnvoll zu versuchen, diese detektorbedingten Unterschiede zu parametrisieren, zumal kompliziertere Abhängigkeiten nur bei eindeutig identifizierten Spuren studiert werden können. Solche Spuren gibt es aber in ausreichender Menge nur bei niedrigen Impulsen ($<$ 500 MeV/c). Die dann notwendige 'blinde' Extrapolation dieser Effekte über fast zwei Größenordnungen des Impulses stellt den Wert einer solchen Parametrisierung in Frage. Eingang in die funktionale Beschreibung von $\langle dE/dx\rangle_{erw}$ und σ finden deshalb nur globalere Abhängigkeiten.

Wie der Erwartungswert, so ist auch die Standardabweichung σ_i von Teilchen zu Teilchen verschieden. Ihre funktionale Beschreibung entspricht im wesentlichen der aus [44]:

$$\sigma/I = \sigma_0 N^{P_1} (\Delta x/\Delta r)^{P_2} (I/I_0)^{P_3} \qquad (4.4)$$

Hier steht N für die Anzahl der dE/dx – Einzelmessungen der Spur, I ist der daraus resultierende dE/dx – Mittelwert, I_0 das dE/dx eines minimal ionisierenden Teilchens (auf eins gesetzt) und $\Delta x/\Delta r$ ist das reziproke Verhältnis des Abstandes zwischen zwei Meßdrähten und der korrespondierenden dE/dx – *Samplelänge*. Damit sei die im Einzugsbereich eines einzigen Drahtes gelegene, tatsächlich im Medium zurückgelegte Strecke bezeichnet. So hat z.B. eine Spur mit Polarwinkel θ eine um den Faktor $1/\sin\theta$ vergrößerte Samplelänge gegenüber einer Spur mit einem Polarwinkel $\theta = 90°$. Abbildung 4.4 soll den Begriff der Samplelänge verdeutlichen. σ_0 ist eine aus den Daten zu bestimmende Konstante.
Der mittlere Energieverlust einer Spur I ist proportional zur Anzahl der Ionisationen im Kammergas pro Längeneinheit. Diese Anzahl ist poissonverteilt. Man erwartet also eine mittlere Streuung zwischen den einzelnen dE/dx – Messungen, die proportional zu $\sqrt{dE/dx}$ ist. Da man die Streuung des Mittelwertes betrachtet, muß man die Anzahl

[5] Mit der Einschränkung, daß Erwartungswert und Varianz existieren und die höheren Momente der Verteilung nicht zu schnell divergieren. Mathematisch korrekte Formulierungen des Zentralen Grenzwertsatzes finden sich in allen Standardwerken zur Wahrscheinlichkeitsrechnung (siehe z.B. [41]).

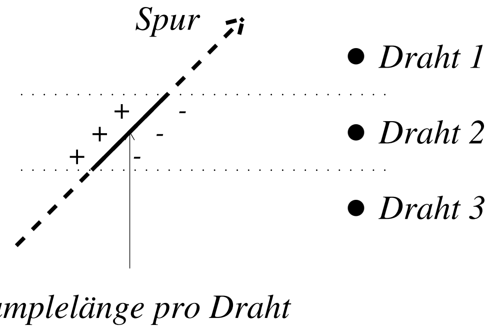

Abbildung 4.4: *Zur Illustration der Samplelänge. Die Samplelänge einer Spur ist die Länge, die für eine dE/dx – Einzelmessung zur Verfügung steht.*

der Einzelmessungen berücksichtigen: $\sigma \sim \sqrt{dE/dx}/\sqrt{N}$. Man beachte, daß die Streuung der Einzelmessung natürlich abnimmt, wenn über einen längere Strecke gemessen wird. Auf den durch eine größere Samplelänge erhöhten Energieverlust wird bei der Datenrekonstruktion schon korrigiert (siehe Kapitel 3.4.2). Es verbleibt, die durch die größere Anzahl der registrierten Ionisationen pro Meßdraht verminderte Streuung der dE/dx – Einzelmessung mit einzubeziehen: $\sigma \sim \sqrt{dE/dx}/(\sqrt{N}\sqrt{\Delta x/\Delta r})$. (Das ist übrigens die Erklärung für die schon in Abbildung 4.1 bemerkte Abhängigkeit der dE/dx – Verteilung vom Polarwinkel einer Spur.) Aus diesen Überlegungen erwartet man im Idealfall für die Exponenten: $P_1 = P_2 = P_3 = -0.5$.

Untersuchungen an eindeutig identifizierten Spuren ergaben leichte Abweichungen davon. So lassen sich die Daten besser durch $P_1 = -0.5$ und $P_2 = P_3 = -0.4$ beschreiben. σ_0 ergab sich zu 1.19 [44].

Da die dE/dx – Auflösung σ von dem gemessenen dE/dx – Wert abhängt, ist die dE/dx – Verteilung G_i leicht asymmetrisch, sind doch Abweichungen ‚nach oben' durch ein in diese Richtung anwachsendes σ wahrscheinlicher als eine Abweichung ‚nach unten'. Der zweite Effekt ist, daß die Funktion keine reine Gaußverteilung mehr darstellt. Das Integral über die Funktion ist nicht notwendigerweise mehr auf eins normiert. Dies ist aber für eine Wahrscheinlichkeitsverteilung zwingend vorgeschrieben. Da es einen enormen Aufwand an Rechenleistung bedeuten würde, einige Millionen Verteilungen zu normieren, soll die Wahrscheinlichkeitdichte etwas anders parametrisiert werden. Es zeigt sich, daß dies keine meßbaren Unterschiede in den Ergebnissen zur Folge hat. Als Wahrscheinlichkeitsverteilung wird nun ein sogenannter *bifurcated Gauß* angesetzt, der eventuellen Asymmetrien der Verteilung Rechnung tragen kann.

$$G_i(dE/dx) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}(\sigma_1 + \sigma_2)} exp(-\frac{(dE/dx_{gem} - \langle dE/dx \rangle_{erw})^2}{2\sigma_i^2}) \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad & \sigma_i = \sigma_1 \quad \text{für} \quad dE/dx_{gem} < \langle dE/dx \rangle_{erw} \\ \text{und} \quad & \sigma_i = \sigma_2 \quad \text{für} \quad dE/dx_{gem} \geq \langle dE/dx \rangle_{erw} \end{aligned}$$

Dabei gilt für σ_1 und σ_2:

$$\sigma_2/I_{erw} = a \cdot \sigma_1/I_{erw} = \sigma_0 N^{P_1}(\Delta x/\Delta r)^{P_2}(I_{erw}/I_0)^{P_3} \tag{4.6}$$

Anstelle des gemessenen geht jetzt der erwartete Energieverlust in die Standardabweichung ein. Damit ist die Verteilung für jede Spur normiert. Der zusätzliche Parameter a wird innerhalb der Anpassung bestimmt und liegt im allgemeinen nahe bei eins.

Weiteren Studien zeigen, daß diese Parametrisierung noch nicht ideal ist. In Kapitel 5.1 wird ausführlich die Abhängigkeit der Analyse von der Wahl der Parametrisierung der dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilungen untersucht. Kriterium ist dabei die Güte des Likelihoodfits. Reagiert diese nicht mehr signifikant auf verschiedene Parametrisierungen, die möglicherweise zu unterschiedlichen Fitergebnissen führen, besteht nicht mehr die Möglichkeit, das 'richtige' von dem 'falschen' Fitergebnis zu unterscheiden. Die Abweichungen zwischen Ergebnissen gleichwertiger Parametrisierungen der Wahrscheinlichkeitsdichten muß dann als systematische Unsicherheit in Kauf genommen werden.

Bisher wurde die dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilung für ein bestimmtes Teilchen, z.B. ein Pion betrachtet. Gesucht ist aber die Wahrscheinlichkeitsdichte für das dE/dx einer beliebigen Spur, ohne daß eine bestimmte Identität vorausgesetzt wird (also die Wahrscheinlichkeitdichte dafür, ein bestimmtes dE/dx in der TPC zu messen). Diese Dichte setzt sich zusammen aus der Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Teilchen zu finden multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, daß dieses Teilchen den gemessenen Energieverlust erlitten hat, summiert über alle Teilchensorten. Die verallgemeinerte Verteilung ergibt sich daher zu:

$$g_i(dE/dx) = \sum_j f_j\, G_i^j(dE/dx^i_{gem}, \langle dE/dx\rangle^{ij}_{erw}, \sigma^j_i, \ldots) \tag{4.7}$$

Der Index j bezeichnet die fünf Teilchensorten ($j = \pi,\ K,\ p,\ \mu,\ e$). f_j steht für den Bruchteil der Spuren, bei denen es sich um ein Teilchen der Sorte j gehandelt hat. Es gilt natürlich: $\sum_j f_j = 1$. Die zu maximierende Likelihood ist jetzt:

$$\mathcal{L} = \prod_i \left(\sum_j f_j\, G_i^j(dE/dx^i_{gem}, \langle dE/dx\rangle^{ij}_{erw}, \sigma^j_i, \ldots)\right) \tag{4.8}$$

Dabei läuft der Index i über alle Spuren. Die gesuchten Paramter sind die f_j.
$\mathcal{L}$ hängt von den dE/dx – Erwartungswerten der einzelnen Teilchensorten ab. Diese müssen bekannt sein, bevor aus der Likelihoodanpassung die Anteile f_j gewonnen werden können.

4.3.3 Die Parametrisierung der Bethe – Bloch Kurven

Dieser Abschnitt beschreibt die Bestimmung der dE/dx – Erwartungswerte für die fünf verschiedenen Teilchensorten. Die Vorgehensweise hält sich dabei eng an die aus [44].

Zunächst ist der dE/dx – Erwartungswert für die einzelnen Teilchensorten unbekannt. Bei kleineren Impulsen sind die dE/dx – Werte der verschiedenen Teilchen (mit Ausnahme der Myonen) aber so unterschiedlich, daß hier in jedem Impulsbereich die dE/dx – Mittelwerte der verschiedenen Teilchensorten in der Anpassung mitbestimmt werden können. Bei höheren Impulsen ist diese Vorgehensweise für Kaonen und Protonen nicht mehr möglich. Dagegen ist der π – Anteil hier immer so dominant und klar zu erkennen, daß das mittlere dE/dx der Pionen über fast den gesamten Impulsbereich zugänglich ist. Der Erwartungswert der Elektronen ist meist so weit von den anderen Erwartungswerten entfernt, daß auch er direkt ermittelt werden kann. Abbildung 4.5 zeigt die dE/dx – Verteilung in verschiedenen Impulsintervallen. Der π – und e – Anteil ist in jedem Impulsbereich deutlich zu erkennen.

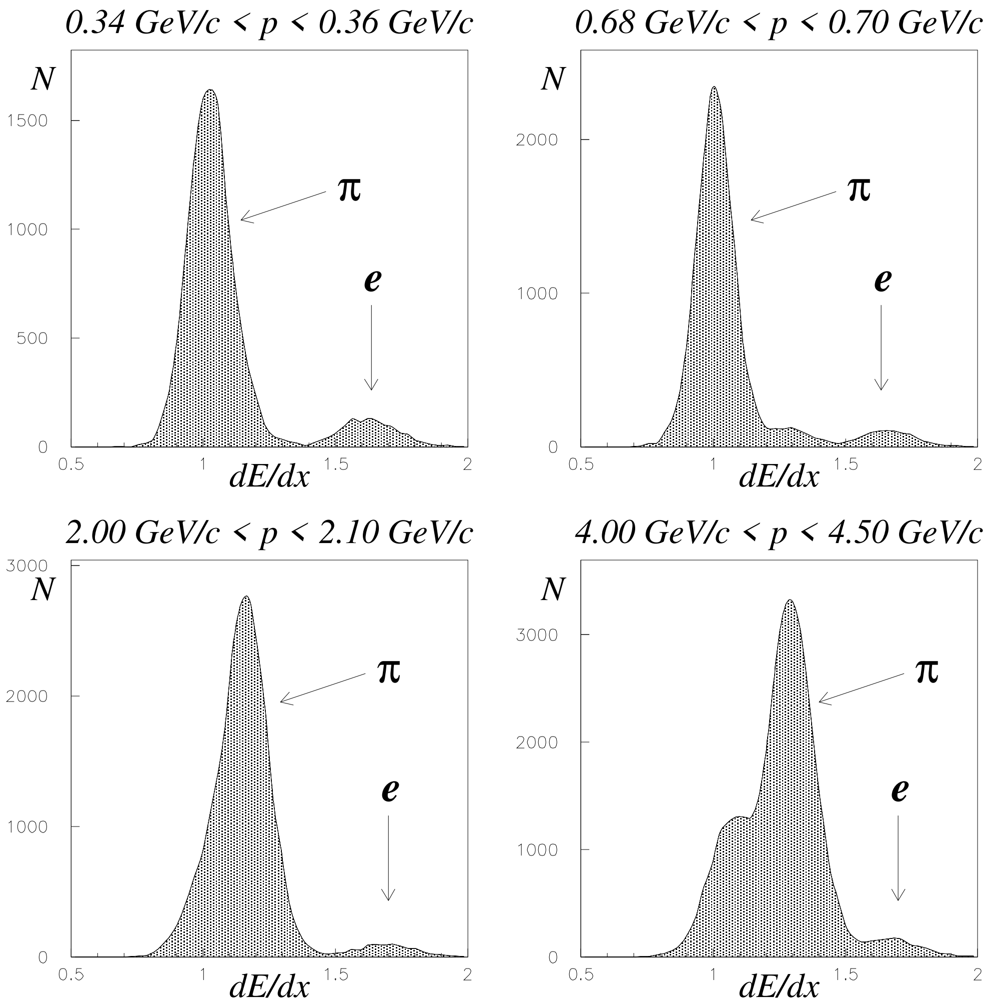

Abbildung 4.5: *Beispiele für die dE/dx – Verteilungen in verschiedenen Impulsintervallen. Deutlich ist auf allen vier Bildern der Pion – Peak zu erkennen.*

Da die Bethe – Bloch – Beziehung eine reine β – Abhängigkeit für den Energieverlust voraussagt, kann der π – Wert, wo nötig, für Kaonen, Protonen und Myonen mit gleichem β, aber verschiedenem Impuls angesetzt werden. Durch dieses 'Schieben' des Pionwertes kann fast für alle Impulsbereiche und Teilchensorten ein vorläufiger Erwartungswert bestimmt werden.
Als nächstes wird eine Parametrisierung der Bethe – Bloch Funktion an die so gewonnenen Daten angepaßt. Die Parametrisierung hat folgende Form[6]:

$$f(\beta\gamma) = \frac{Q^2\chi}{\beta^p}[K + 2x - \beta^p - \tilde{\delta}] \tag{4.9}$$

Dabei bezeichnet Q die Ladung des Teilchens und $x \equiv \ln \beta\gamma$. K, χ und p sind freie Fitparameter. $\tilde{\delta}$ ist eine Funktion von x und soll den relativistischen Wiederanstieg beschreiben:

$$\tilde{\delta} = \begin{cases} 0 & : \quad x \leq x_0 \\ b(x - x_a) + \sum_{i=2}^{5} a_i(x - x_1)^i & : \quad x_0 < x < x_1 \\ b(x - x_a) & : \quad x \geq x_1 \end{cases}$$

Die Funktion soll stetig und differenzierbar sein. Daduch sind zwei der acht Parameter (x_1, x_0, x_a, b, $a_2, \ldots,$ a_5) festgelegt. Die restlichen sechs sind freien Parameter der Anpassung. Die angepaßte analytische Form liefert die dE/dx – Werte für Myonen, Kaonen und Protonen in einem zweiten Fit, indem π – und e – Mittelwerte erneut im Fit freigelassen werden. Die Prozedur wird solange wiederholt, bis sich die Ergebnisse zwischen zwei Iterationen nicht mehr merklich ändern. Abbildung 4.6 zeigt die endgültige Anpassung der Bethe – Bloch Parametrisierung an die Daten. Bereiche, bei denen der Überlapp der dE/dx – Bänder das Fitergebnis verfälschen können, werden im Fit nicht berücksichtigt.
Es erwies sich als notwendig, diese Prozedur für die Daten der unterschiedlichen Jahre getrennt durchzuführen, da die dE/dx – Verteilungen in den einzelnen Datensätzen leicht unterschiedlich sind.
Mit der Bestimmung der Erwartungswerte ist die Likelihoodfunktion nun fast vollständig.

[6]Für Elektronen wird eine andere, rein empirische Parametrisierung angesetzt, da die Bethe – Bloch – Beziehung für sie keine Gültigkeit hat.

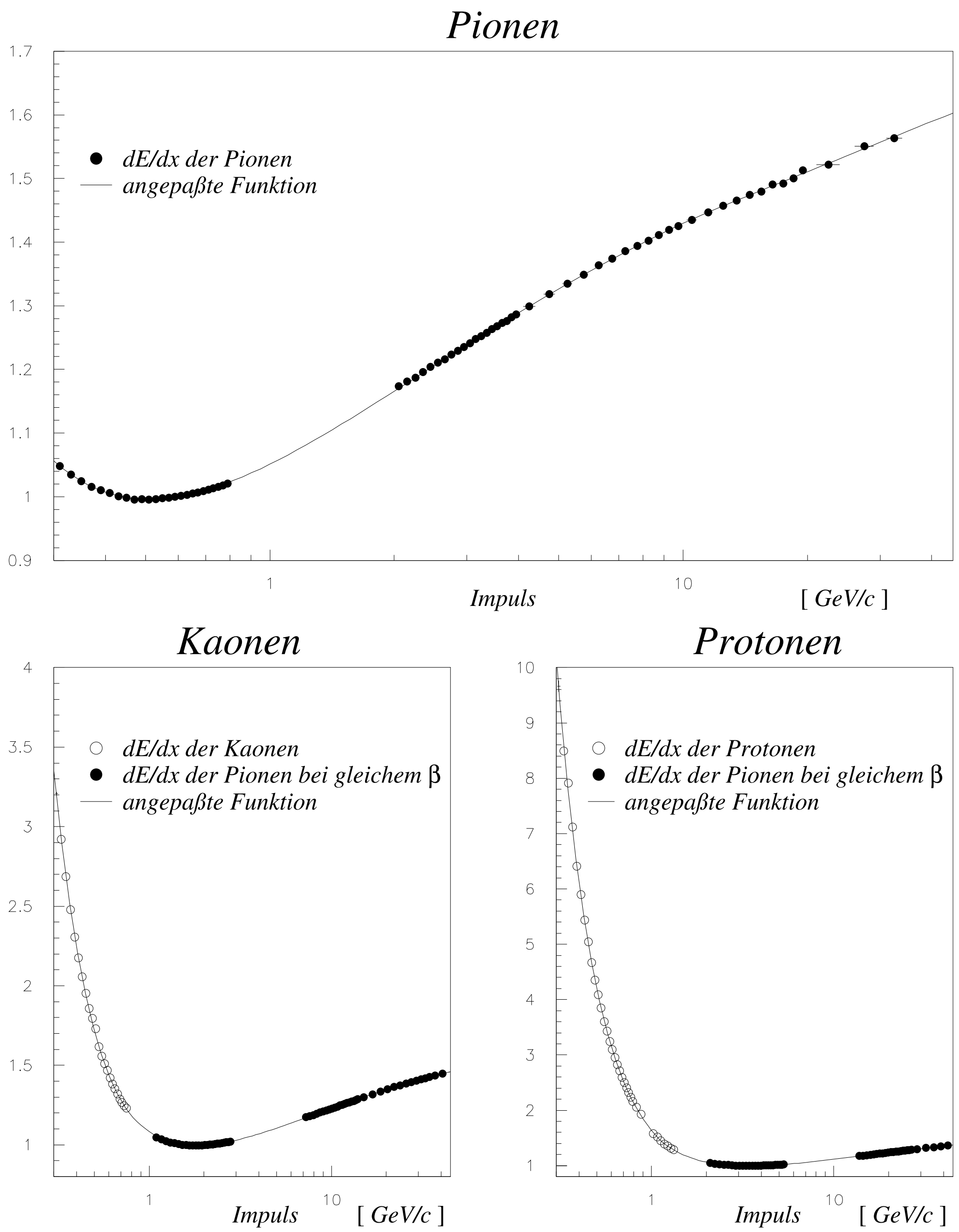

Abbildung 4.6: *Das Ergebnis der Bethe – Bloch – Anpassung am Beispiel der Daten des Jahres 1994. Die dE/dx – Erwartungswerte der Protonen und Kaonen bei höheren Impulsen werden aus dem jeweiligen Pion – Erwartungswert bei gleichem β berechnet. Die Pionwerte wird zu höheren Impulsen 'verschoben'.*

4.3.4 Der erweiterte Single – Entry – Maximum – Likelihood – Fit

Bisher wird die statistische Schwankung der Gesamtteilchenzahl in der Likelihoodfunktion noch nicht berücksichtigt. Dies ist aber notwendig, um den Fehler auf die einzelnen Teilchenzahlen korrekt zu bestimmen. Man muß berücksichtigen, daß z.B. die Anzahl der Pionen bei Wiederholung des Experiments eine andere sein könnte. Die Schwankung von Experiment zu Experiment folgt einer Poisson – Verteilung.

Deshalb wird die bisherige Likelihoodfunktion noch mit der Wahrscheinlichkeit multipliziert, bei einem Erwartungswert von ϕ Spuren gerade N zu finden. Dabei entspricht N der tatsächlichen Zahl der Spuren, ϕ dagegen ist ein zusätzlicher freier Fitparameter. Die Likelihoodfunktion wird erweitert und hat nun ihre endgültige Form:

$$\mathcal{L} = \frac{e^{-\phi}\phi^N}{N!} \prod_i \left(\sum_j f_j g_i^j (dE/dx^i_{gem}, \langle dE/dx^{ji} \rangle_{erw}, \sigma_i^j, \ldots) \right) \tag{4.10}$$

Dabei läuft der Index i über alle Spuren und der Index j über alle Teilchensorten.
Damit ist die Likelihoodfunktion vollständig konstruiert. Jetzt können in beliebigen Impulsbereichen die Teilchenanteile f_j durch Maximieren von $\mathcal{L}$ in einer Anpassung bestimmt werden.

4.4 Die Erstellung der Impulsspektren

Im letzten Abschnitt ist die Likelihoodfunktion für die dE/dx – Verteilung erstellt und damit die Voraussetzung zur Extraktion der Impulsspektren geschaffen worden. Für jede Spur gibt es jetzt pro Teilchenhypothese einen dE/dx – Erwartungswert und eine Auflösung σ. Im nächsten Schritt können aus den Daten die Impulsspektren der Pionen, Kaonen und Protonen extrahiert werden. Allerdings kann auch der Single – Entry – Fit Myonen nicht von Pionen trennen, da ihre Erwartungswerte zu dicht beieinander liegen. Deswegen wurde der Myonanteil der JETSET 7.3 – Vorhersage entnommen und im Fit fixiert. Da der Myonanteil im allgemeinen sehr klein ist, sind die daraus insbesondere für f_π resultierenden Unsicherheiten gering (siehe auch Kapitel 5.3).

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Erstellung der inklusiven Pion –, Kaon – und Protonspektren

1. auf dem vollen Datensatz
2. nach Z – Zerfällen in unterschiedliche Quarksorten getrennt
3. in Ereignissen mit primären b – Quark unterschieden nach b – Hadronzerfall oder anderen Quellen

4.4.1 Die inklusiven Pion, Kaon und Protonspektren

Ohne weitere Vorarbeit sind an dieser Stelle die inklusiven Impulsverteilungen der Pionen, Kaonen und Protonen in Z – Zerfällen zugänglich. Dazu wird die Likelihoodanpassung auf dem vollen Datensatz der Jahre 1992 – 1994 in verschiedenen Impulsintervallen durchgeführt und die Anzahl der Pionen, Kaonen, Protonen und Elektronen in jedem dieser Bereiche berechnet. Abbildung 4.7 zeigt einige Beispiele. Tabellen mit den Ergebnissen finden sich in Anhang. Abbildung 4.8 zeigt die resultierenden Spektren einmal getrennt nach Jahren und einmal über alle Jahre summiert. Die Teilchenzahlen in den einzelnen Impulsbereichen sind schon auf die Nachweiseffizienz des Detektors korrigiert, die aus der Datensimulation gewonnen wird. Bisher sind nur statistischen Fehler berücksichtigt.

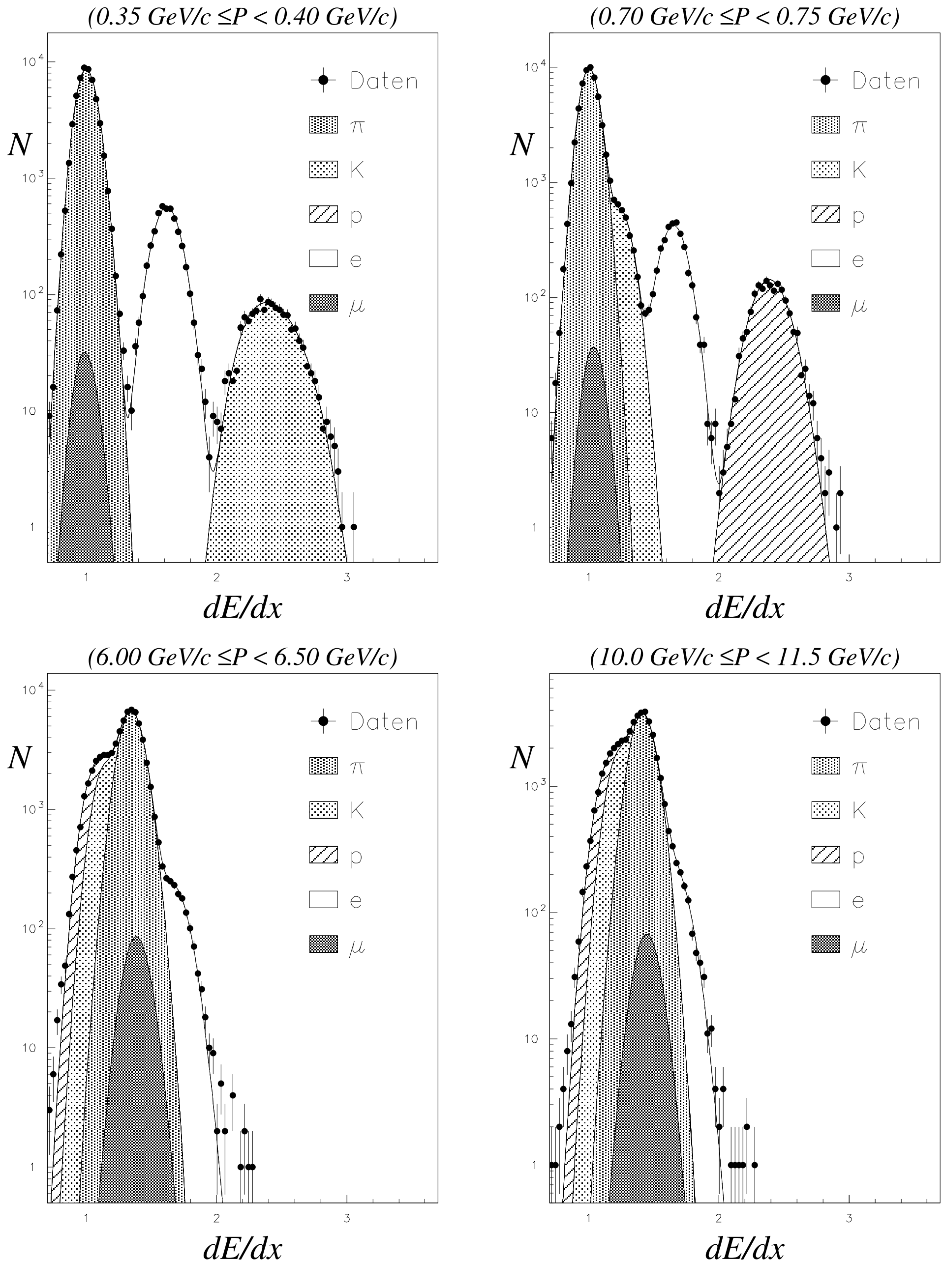

Abbildung 4.7: *Das Ergebnis des Likelihoodfits für Daten des Jahres 1992 in verschiedenen Impulsbereichen. Die Kreuze bezeichnen die dE/dx – Verteilung der Daten. Die schraffierten Bereiche symbolisieren die von der Anpassung bestimmten* π –, K –, p –, μ – *und* e – *Anteile. Man beachte die logarithmische Skala der* y – *Achse.*

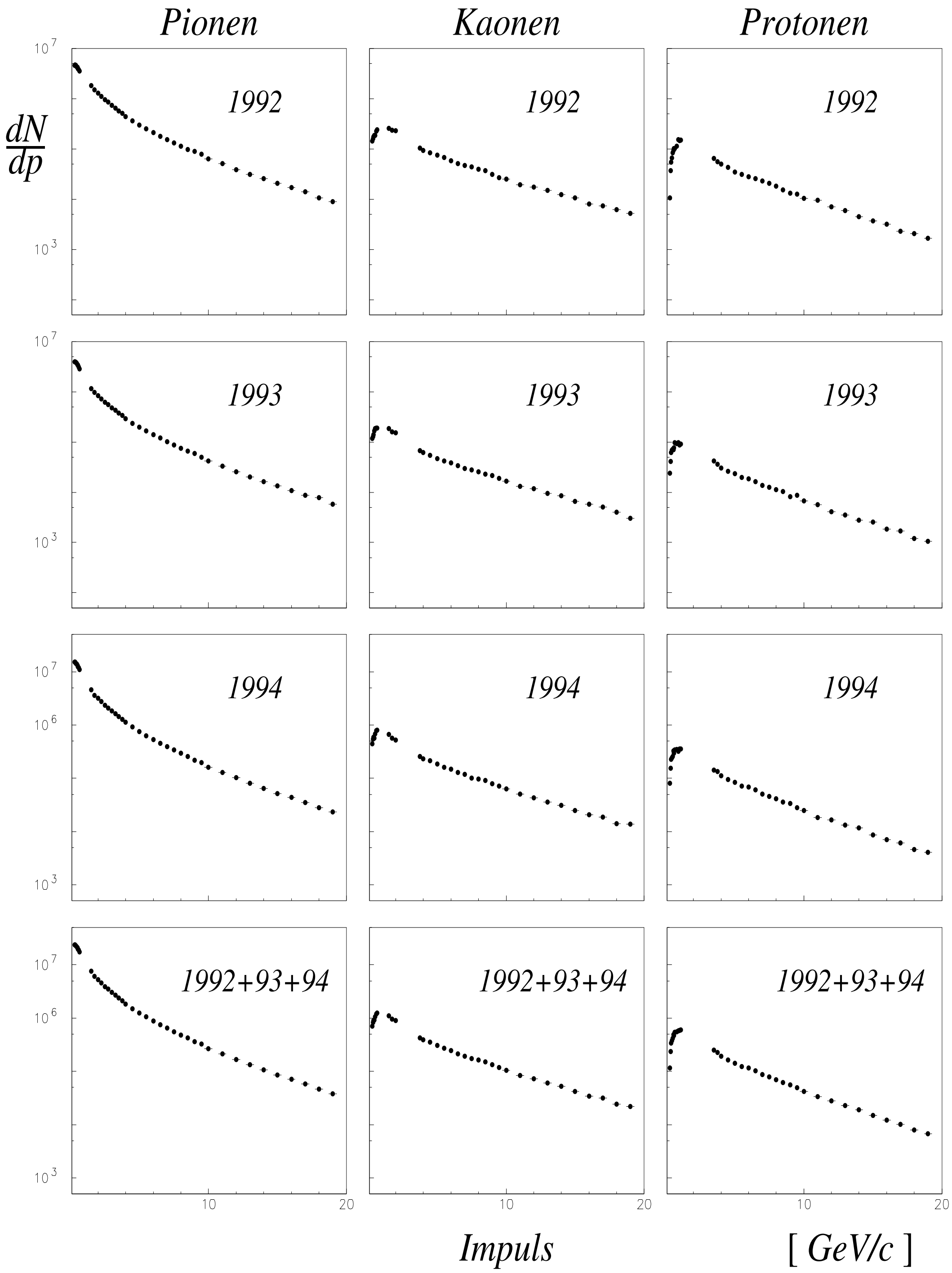

Abbildung 4.8: *Die $\pi-$, $K-$, und $p-$Impulsspektren. Jede Spalte zeigt von oben nach unten das jeweilige Spektrum mit Daten der Jahre 1992, 1993, 1994 und allen Daten. Die Fehlerbalken sind meistens kleiner als die die dargestellten Datenpunkte.*

4.5 Impulsspektren in verschiedenen Z – Zerfällen

Der nächste Analyseschritt soll die inklusiven Impulsspektren der Pionen, Kaonen und Protonen in verschiedenen Z – Zerfällen bestimmen. Voraussetzung ist eine Möglichkeit, die einzelnen Zerfälle zu unterscheiden und zu identifizieren (*taggen*). Wie bei der Teilchenidentifikation kann man auch hier im allgemeinen nur Wahrscheinlichkeiten für das einzelne Ereignis angeben.
Die folgenden Abschnitte beschreiben zunächst, wie Z – Zerfälle in verschiedene Quarksorten im Prinzip unterschieden werden können, wie sich die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten weitestgehend aus den Daten extrahieren lassen und wie dann die Impulsspektren nach Z – Zerfällen getrennt bestimmt werden.

4.5.1 Der *b – tag*

Seit dem Einbau des Siliziumvertexdetektors im Jahre 1991 steht ALEPH eine Detektorkomponente zur Verfügung, die es erlaubt, $Z \to b\bar{b}$ Ereignisse von anderen hadronischen Z – Zerfällen effizient zu unterscheiden. Ausgenutzt wird dabei das relativ hohe $c\tau$ von b – Hadronen (im Mittel ca. $450\,\mu$m) verbunden mit ihren hohen Impulsen. Der Vertexdetektor ist in der Lage, den Zerfallspunkt eines b – Hadrons mit einer Auflösung von rund 200 μm zu bestimmen. Ein b – Teilchen fliegt unter den kinematischen Verhältnissen bei LEP dagegen durchschnittlich 2 mm weit und kann infolgedessen in einem beträchtlichen Prozentsatz aller Fälle erkannt werden.
Innerhalb der ALEPH – Kollaboration ist viel Zeit und Energie aufgewendet worden, um einen effizienten *b – tag* (ein Verfahren, b – Ereignisse zu erkennen) zu entwickeln. Die Routine QIPBTAG [45] ist einer der resultierenden Algorithmen. Sie berechnet aus den Impaktparametern der Spuren die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{uds}$ dafür, daß alle Spuren eines Ereignisses vom Hauptvertex kommen. $\mathcal{P}_{uds}$ ist also für uds – Ereignisse im Schnitt am größten. Da diese Routine für die vorliegende Arbeit sehr wichtig ist, soll ihr Prinzip hier erläutert werden. Für eine detailliertere Beschreibung sei allerdings auf [45] verwiesen. Zum besseren Verständnis folgt aber zuerst die genaue Definition des Impaktparameters einer Spur und dessen Vorzeichens.

Der Impaktparameter

Der Impaktparameter $\tilde{D}$ einer Spur ist ihr kürzester Abstand zum Hauptvertex. Abbildung 4.9 soll die Definition erläutern.
Zuerst errechnet man den Punkt des kleinsten Abstandes zwischen Spur und benachbarten Teilchenjet in drei Dimensionen. Hier wird dann eine Tangente an die Spur angelegt und der Punkt der größte Annäherung zwischen Tangente und Primärvertex bestimmt. Der Impaktparameter ist dann der Abstand zwischen Tangente und Wechselwirkungspunkt an genau dieser Stelle.
Der physikalische Hintergrund bei der Zuordnung eines Vorzeichens ist der folgende:

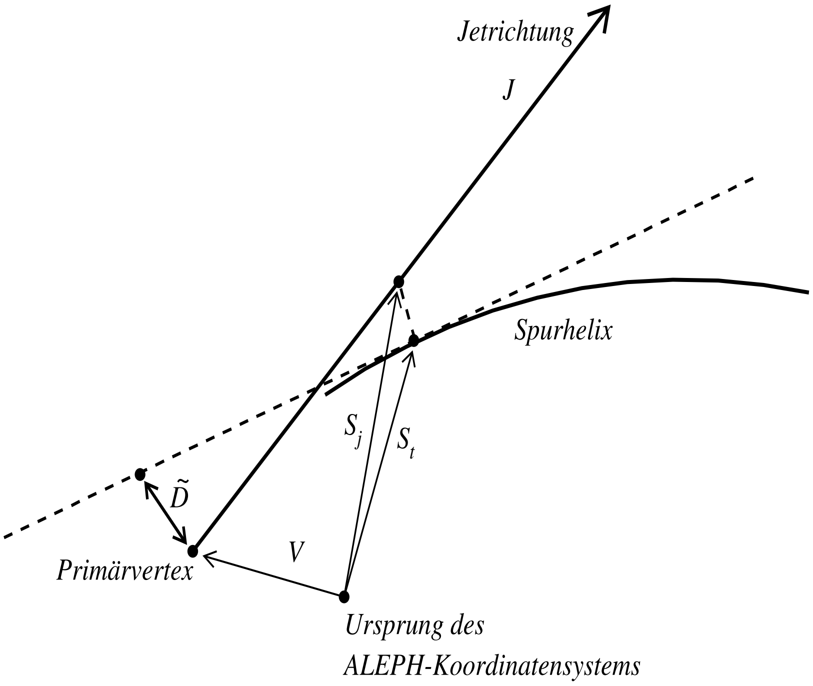

Abbildung 4.9: *Definition des dreidimensionalen(!) Impaktparameters $\tilde{D}$.*

Ein b – Hadron fliegt ein Stück durch den Detektor und zerfällt anschließend. Der Zerfallspunkt ist Ursprung der Zerfallsprodukte und befindet sich vom Hauptvertex aus gesehen in Richtung der b – Flugrichtung. Wenn man annimmt, daß die b – Flugrichtung durch die Jetachse gut approximiert wird, so ist er gleichzeitig der Punkt größter Annäherung zwischen Zerfallsprodukten und Jetrichtung. Deswegen wird der Impaktparameter einer Spur *positiv*, wenn der Punkt des kleinsten Abstandes zwischen Spur und Jet vom Hauptvertex aus betrachtet in Richtung des Jets liegt. Mathematisch läßt sich das so ausdrücken:

$$sign(\tilde{D}) \equiv sign((\vec{S}_t - \vec{V}) \cdot \hat{J}) \tag{4.11}$$

Spuren, die am Hauptvertex entstehen, sollten wegen der experimentellen Meßungenauigkeit sowohl positive wie negative Impaktparameter aufweisen. Die Verteilung der negativen Parameter hängt allein von der Auflösung des Detektors ab, die daher aus den Daten gewonnen werden kann.

Der Algorithmus QIPBTAG

- Die Routine QIPBTAG bildet zuerst mittels des JADE – Algorithmus [46] Jets, die eine möglichst genaue Rekonstruktion der Flugrichtung der primären Quarks sein sollen. Diese Richtung benötigt man, um das Vorzeichen des Impaktparameters festzulegen.

- Aus den Jets und der Strahlposition errechnet die Routine QFNDIP [47] für jedes Ereignis individuell den wahrscheinlichsten Ort der primären Wechselwirkung.

- Es wird die Signifikanz der Impaktparameter: $\sim \tilde{D}/\sigma(\tilde{D})$. berechnet. Erst mit dieser Größe ist es möglich, für eine Spur die Wahrscheinlichkeit dafür anzugeben, daß sie vom Hauptvertex stammt:

$$P_{Spur} = \int_{-\infty}^{\tilde{D}/\sigma(\tilde{D})} R(x)\,dx \tag{4.12}$$

  Dabei ist R(x) die Auflösungsfunktion des Impaktparameters und kann aus den Spuren mit negativen Impaktparametern gewonnen werden.

- Die oben erwähnte Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{uds}$ ist im wesentlichen das Produkt aus den einzelnen Spurwahrscheinlichkeiten P_{Spur}.

In uds – Ereignissen kommen mit Ausnahme der Zerfallsprodukte von längerlebigen Teilchen wie $K^0, \Lambda, \Sigma, \Xi^-$ usw. alle Spuren vom Hauptvertex. Bei b – Ereignissen dagegen kommt ein Großteil der Spuren aus dem b – Hadronzerfall; $\mathcal{P}_{uds}$ für b – Ereignisse sollte also im Mittel deutlich kleiner sein, als $\mathcal{P}_{uds}$ für uds – Ereignisse. Z – Zerfälle in c – Quarks liegen dazwischen, haben doch c – Hadronen eine kürzeren Lebensdauern als b – Hadronen, und außerdem eine deutlich geringere mittlere Multiplizität im Zerfall.

Der $\mathcal{P}_{uds}$ – Wert eines b – Ereignisses hängt von verschiedenen Parametern ab, in erster Linie natürlich von den Lebensdauern der Teilchen. Also ist der b – tag auf die Sorte der produzierten b – Hadronen sensitiv, sollten diese verschiedene mittlere Lebensdauern haben. In der Tat leben b – Baryonen deutlich kürzer als b – Mesonen (Tabelle 4.2) und produzieren zudem andere Teilchen im Zerfall. Es wäre also möglich, daß die gemessene Teilchenproduktion in b – Ereignissen vom b – tag abhängt. Um das zu verhindern, wird der b – tag nur auf einer Hälfte (Hemisphäre) des Ereignisses angewendet und die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}^H_{uds}$ berechnet, während die $\pi-$, K – , p – Multiplizitäten in der anderen Hälfte gemessen werden. Die $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Werte in beiden Hemisphären werden dabei in erster Näherung als unabhängig von einander angenommen. Abbildung 4.10 zeigt die $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Verteilungen für verschiedene Ereignissorten. Daraus kann für jeden $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Wert die Zusammensetzung eines Datensatzes berechnet werden. Abbildung 4.10 zeigt die daraus resultierenden Effizienzen und Reinheiten in Abhängigkeit von $\mathcal{P}^H_{uds}$ für verschiedene Z – Zerfälle in der Datensimulation.

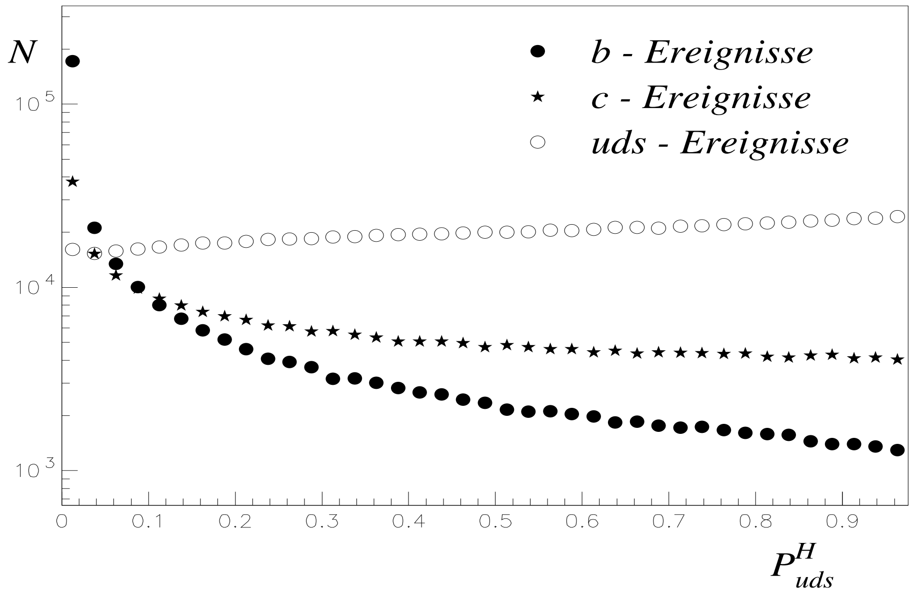

Abbildung 4.10: *Die für die verschiedenen primären Quarksorten aufgetragene Wahrscheinlichkeit, daß alle Spuren einer Hemisphäre vom Hauptvertex stammen,* $\mathcal{P}^H_{uds}$.

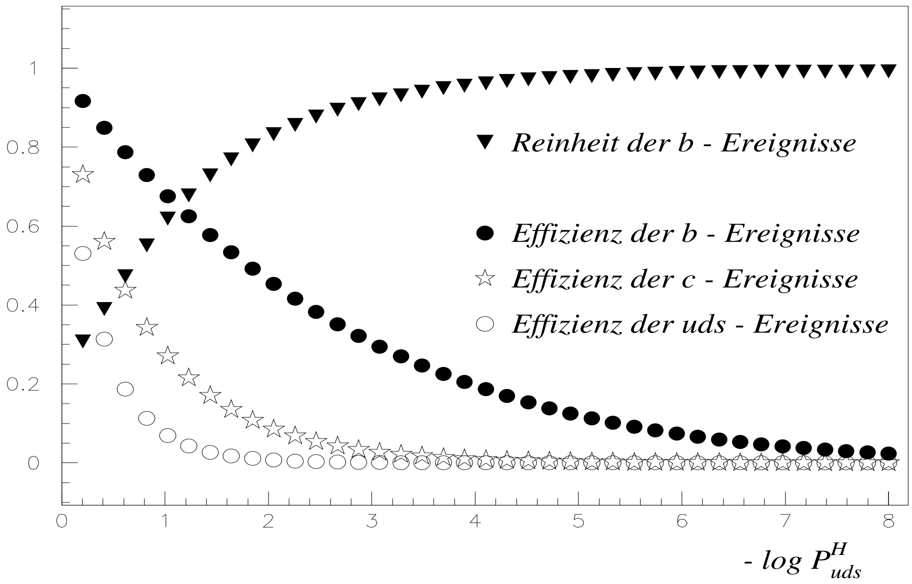

Abbildung 4.11: *Effizienz – und Reinheitskurven für verschiedene Quarks in Abhängigkeit von* $-\log \mathcal{P}^H_{uds}$.

Lebensdauern der b – Hadronen	
$B^{\pm}$	(1.56 ± 0.06) ps
B^0	(1.62 ± 0.06) ps
B_s	(1.61 ± 0.10) ps
Λ_b	(1.14 ± 0.08) ps

Tabelle 4.2: *Die mittleren Lebensdauern der einzelnen b – Hadronen im Vergleich.* Λ_b *steht wie immer für die Mixtur aus allen schwach zerfallenden b – Baryonen.*

Die Unterteilung der Ereignisse in zwei Hälften, in denen $\mathcal{P}^H_{uds}$ unabhängig voneinander berechnet werden kann, hat einen weiteren Vorteil. Sie eröffnet die Möglichkeit, die *tagging* – Effizienz, also z.B. die Wahrscheinlichkeit für ein b – Ereignis, in einem bestimmten $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall zu liegen, weitgehend aus den Daten zu bestimmen. Dies wurde insbesondere in Analysen, die die Bestimmung von $R_{b\bar{b}}$ zu Ziel hatten ausgenutzt [48].

4.5.2 Bestimmung der *tagging* – Wahrscheinlichkeiten

Sinn und Zweck des oben beschriebenen Algorithmus QIPBTAG ist es, mit Anforderungen an die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}^H_{uds}$ bestimmte Z – Zerfälle in einem Datensatz anzureichern. Dazu muß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Werte für jeden Ereignistyp bekannt sein. Die Wahrscheinlichkeit, daß z.B. ein Ereignis der Form $Z \to b\bar{b}$ einen bestimmten $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Wert über – oder unterschreitet, soll im folgenden ϵ_b abgekürzt werden.

Gesucht sind nun also die tagging – Effizienzen bezüglich eines Halbevents. Dazu teilt zunächst die Ebene senkrecht zur Thrustachse jedes Ereignis in zwei Hemisphären. QIPBTAG berechnet für jede dieser Hemisphären die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}^H_{uds}$. Die Anzahl der Hemisphären, die in einem $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall gefunden werden, ist die Summe aus den Hemisphären mit Primärquark x, multipliziert mit der noch unbekannten Wahrscheinlichkeit ϵ_x, daß eine solche Hemisphäre in dem gegebenen $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall auftaucht. Die Anzahl der Hemisphären, die ein bestimmtes $\mathcal{P}^H_{uds}$ über – oder unterschreiten, läßt sich also schreiben:

$$N_{\mathcal{P}^H_{uds}} = \epsilon_b \cdot R_{b\bar{b}} \cdot N_{Hemi} + \epsilon_c \cdot R_{c\bar{c}} \cdot N_{Hemi} + \epsilon_{uds} \cdot R_{uds} \cdot N_{Hemi} \tag{4.13}$$

N_{Hemi} : Gesamtanzahl der Hemisphären

$N_{\mathcal{P}^H_{uds}}$: Anzahl der getaggten Hemisphären

ϵ_b : Wahrscheinlichkeit, daß eine b – Hemisphäre getaggt wird

ϵ_c : Wahrscheinlichkeit, daß eine c – Hemisphäre getaggt wird

ϵ_{uds} : Wahrscheinlichkeit, daß eine uds – Hemisphäre getaggt wird

$R_{b\bar{b}}$: Relative hadronische Breite: $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$
$R_{c\bar{c}}$: Relative hadronische Breite von $\Gamma_{Z\to c\bar{c}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$
R_{uds} : Relative hadronische Breite von $\Gamma_{Z\to u\bar{u},d\bar{d},s\bar{s}}/\Gamma_{Z\to q\bar{q}}$

Nun betrachte man die Anzahl der Ereignisse, in denen *beide* Hemisphären den b – tag erfüllen. Hier gilt:

$$N^D_{\mathcal{P}^H_{uds}} = \epsilon^D_b \cdot R_{b\bar{b}} \cdot N_{Ereig.} + \epsilon^D_c \cdot R_{c\bar{c}} \cdot N_{Ereig.} + \epsilon^D_{uds} \cdot R_{uds} \cdot N_{Ereig.} \tag{4.14}$$

$N_{Ereig.}$: Gesamtanzahl der Ereignisse, es gilt $N_{Ereig.} = 2N_{hemi}$
$N^D_{\mathcal{P}^H_{uds}}$: Anzahl der Ereignisse mit zwei getaggten Hemisphären
ϵ^D_b : Wahrscheinlichkeit, daß beide b – Hemisphären getaggt werden
ϵ^D_c : Wahrscheinlichkeit, daß beide c – Hemisphären getaggt werden
ϵ^D_{uds} : Wahrscheinlichkeit, daß beide uds – Hemisphären getaggt werden

Wären die beiden Seiten eines Ereignisses völlig unkorreliert, so gälte $\epsilon^D = \epsilon^2$ für alle Quarksorten. Dies ist jedoch nicht der Fall. Im folgenden seien die wichtigsten Korrelationen zwischen den beiden Ereignishälften aufgeführt:

- Die Impulse der beiden b – Hadronen sind wegen der Impulserhaltung nicht unabhängig.
- Beide b – Hadronen entstehen am Hauptvertex. Ist dieser falsch gemessen, sind alle Impaktparameter in der Messung korreliert verfälscht.
- Der Winkel zwischen den beiden b – Hadronen beträgt ungefähr 180°. Also sind ihre Polarwinkel θ korreliert. Wegen der eingeschränkten räumlichen Akzeptanz des Vertexdetektors ($|\cos\theta| < 0.7$) führt das zu einer Abhängigkeit in der Meßgenauigkeit der Impaktparameter in beiden Ereignishälften.

Diese Korrelationen sind sehr einfach und direkt und liegen in einer Größenordnung von fünf Prozent. Es ist zu überprüfen, ob sie in der Monte Carlo Simulation ausreichend gut beschrieben werden. In der Tat haben ausführliche Studien gezeigt [48], daß die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gut ist. Es ist daher möglich, die Korrelationskoeffizienten der Monte – Carlo – Simulation zu entnehmen.

$$\lambda^i = \frac{{\epsilon_i}^D}{{\epsilon_i}^2} \tag{4.15}$$

Damit wird aus Gleichung 4.14 :

$$N^D_{\mathcal{P}^H_{uds}} = \lambda^b \epsilon_b^2 \cdot R_{b\bar{b}} \cdot N_{Ereig.} + \lambda^c \epsilon_c^2 \cdot R_{c\bar{c}} \cdot N_{Ereig.} + \lambda^{uds} \epsilon_{uds}^2 \cdot R_{uds} \cdot N_{Ereig.} \tag{4.16}$$

Die Daten werden in fünf verschiedene $\mathcal{P}^D_{uds}$ – Intervalle aufgeteilt. In jedem dieser Bereiche kann man sowohl $N_{\mathcal{P}^H_{uds}}$ als auch $N^D_{\mathcal{P}^H_{uds}}$ messen, die mit den tagging – Effizienzen

Die hadronischen Zerfallsbreiten des Z		
Kanal	theor.	gemessen
$R_{b\bar{b}}$	0.2156	0.2158 ± 0.0014
$R_{c\bar{c}}$	0.1720	0.1683 ± 0.0091
R_{uds}	0.6124	0.6142 ± 0.014

Tabelle 4.3: *Die theoretischen Vorhersagen und experimentellen Werte für die relativen hadronischen Zerfallsbreiten des Z – Bosons. Die Vorhersagen sind [1], die experimentellen Werte [49] entnommen.*

ϵ_i über Gleichung 4.13 und 4.16 zusammenhängen. Setzt man die relativen hadronischen Zerfallsbreiten des Z ($R_{b\bar{b}}$, $R_{c\bar{c}}$ und R_{uds}) und die Korrelationskoeffizienten λ_i als bekannt voraus[7] (für die Breiten wurde die jeweilige Standardmodellvorhersage eingesetzt, siehe Tabelle 4.3), so erhält man zehn Gleichungen (für jedes $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall zwei) mit insgesamt 15 unbekannten ϵ_i. Da jedes Ereignis einer bestimmten Sorte in einen der $\mathcal{P}^D_{uds}$ – Bereiche fallen muß, summieren sich die Effizienzen für jede Flavoursorte natürlich zu eins. Damit hat man nochmals drei Randbedingungen und damit nur noch zwei Unbekannte zuviel. Man gelangt zu einem vollständig bestimmten Gleichungssystem, wenn man zwei oder mehr der Effizienzen der Simulation entnimmt und als bekannt voraussetzt. Sinnvollerweise werden solche Effizienzen ausgewählt, deren Einfluß auf die gemessenen Hemisphären – und Ereigniszahlen gering ist. Die übrigen lassen sich dann aus den 13 Gleichungen bestimmen.

Da die Anzahl der 'getaggten' Hemisphären natürlich binomialverteilt ist, müssen sie nicht unbedingt auf die λ – Koeffizienten und Zerfallsbreiten 'passen'. Es muß also nicht unbedingt einen Satz von ϵ_i geben, der die 13 Gleichungen exakt erfüllt. In einer χ^2 – Anpassung können aber die ϵ_i gefunden werden, die mit den Hemisphärenzahlen und vorausgesetzten λ's am besten verträglich sind. In Tabelle 4.4 ist das Ergebnis dieser Prozedur für die Daten aus dem Jahr 1993 gegeben. Daneben finden sich auch die Effizienzen, die von der Simulation vorhergesagt werden. Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo ergeben sich zum Beispiel durch falsch simulierte Lebensdauern, b – Zerfälle oder Detektorauflösungen.

4.5.3 Entfaltung der Teilchenspektren

An dieser Stelle kann man zwei Wege einschlagen, um die π –, K – und p – Impulsspektren in b – Ereignissen zu bestimmen: Es wäre möglich, eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}^H_{uds}$ zu verlangen und so einen Datensatz zu erhalten, der zu fast 100 % aus $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Zerfällen besteht. In diesen Ereignissen wären dann die Impulsverteilungen zu messen. Dieser Weg ist zwar konzeptionell einfach, birgt aber auch Nachteile:

[7] Analysen, die $R_{b\bar{b}}$ messen wollen, lassen dagegen $R_{b\bar{b}}$ und ϵ_b frei und bestimmen ϵ_c und ϵ_{uds} aus der Simulation.

$\mathcal{P}^D_{uds}$	ϵ_b	ϵ_c	ϵ_{uds}	ϵ_b^{MC}	ϵ_c^{MC}	ϵ_{uds}^{MC}
1.0 - 0.5	0.115*	0.341 $\pm$0.008	0.527 $\pm$0.002	0.115	0.354	0.585
0.5 - 0.1	0.213 $\pm$0.006	0.341 $\pm$0.017	0.371 $\pm$0.005	0.201	0.366	0.341
0.1 - 0.01	0.227 $\pm$0.010	0.195 $\pm$0.017	0.094 $\pm$0.002	0.220	0.189	0.065
0.01 - 0.001	0.150 $\pm$0.003	0.101 $\pm$0.004	0.007*	0.158	0.061	0.007
0.001 - 0.0	0.294 $\pm$0.002	0.022 $\pm$0.002	0.001*	0.306	0.029	0.001

Tabelle 4.4: *b – tag Effizienzen der unterschiedlichen Quarksorten in unterschiedlichen Wahrscheinlichkeitsintervallen. Die mit einem Stern gekennzeichneten Effizienzen wurden in der Anpassung fixiert. Zusätzlich sind die von der Datensimulation vorhergesagten Effizienzen angegeben.*

1. Eine hohe Reinheit bedeutet gleichzeitig eine geringe Effizienz.
2. Korrelationen zwischen den beiden Ereignishälften könnten besonders ausgeprägt sein.
3. Es ist nicht möglich, so zwischen Impulsspektren aus c – und uds – Ereignissen zu unterscheiden.

Deswegen wird ein anderer Weg beschritten. Ausschlaggebend ist dabei der Wunsch, auch in c – und uds – Ereignissen die Impulsspektren zu messen.

In der nun angewandten Methode unterteilt man die Daten in unterschiedliche $\mathcal{P}_{uds}$ – Intervalle. In jedem dieser Intervalle ist die Flavourzusammensetzung, also die Zusammensetzung aus $Z^0 \to b\bar{b}$, $Z^0 \to c\bar{c}$ usw. verschieden. Die Anzahl der Teilchen einer bestimmten Sorte x im Impulsintervall i und $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall j setzt sich wie folgt zusammen:

$$N^{ij}_x = \epsilon^j_b \cdot N^i_{x_b} + \epsilon^j_c \cdot N^i_{x_c} + \epsilon^j_{uds} \cdot N^i_{x_uds} \tag{4.17}$$

N^{ij} : Gesamtzahl der Teilchen x im Impulsintervall i und b – tag Intervall j

$N^i_{x_b}$: Anzahl der Teilchen x im Impulsintervall i in b – Ereignissen

$N^i_{x_c}$: Anzahl der Teilchen x im Impulsintervall i in c – Ereignissen

$N^i_{x_{uds}}$: Anzahl der Teilchen x im Impulsintervall i in uds – Ereignissen

Für jeden Impulsbereich i stehen somit $j(=5)$ Gleichungen zur Verfügung. Unbekannte in diesen Gleichungssystem sind lediglich $N^i_{x_b}$, $N^i_{x_c}$ und $N^i_{x_{uds}}$. Es handelt sich also in jedem Impulsbereich i um ein überbestimmtes Gleichungssystem. Allerdings sind die N^{ij}_x fehlerbehaftet (sie werden aus der Likelihoodanpassung der dE/dx – Verteilung gewonnen). Wie im Falle der ϵ werden deswegen die N's mit einem χ^2 – Fit bestimmt.

$$\chi^2_i = \sum_j \frac{(N^{ij}_{gem} - N^{ij}_{erw})^2}{\Delta N^{ij}_{gem}} \tag{4.18}$$

dabei ist:

N^{ij}_{gem} : Anzahl der in dem speziellen Intervall gemessenen Teilchen einer bestimmten Sorte

N^{ij}_{erw} : $\frac{N^i_b}{\epsilon_b} + \frac{N^i_c}{\epsilon_c} + \frac{N^i_{uds}}{\epsilon_{uds}}$

ΔN^{ij}_{gem} : Fehler auf die gefundene Teilchenzahl N^{ij}_{gem}

mit

$N^i_{b,c,uds}$: Anzahl der Teilchen im Impulsintervall i, die aus b –, c –, oder uds – Ereignissen stammen (dies sind die freien Parameter in der Anpassung)

So erhält man in jedem Impulsintervall die Anzahl der Pionen, Kaonen und Protonen in den unterschiedlichen Z – Zerfällen.

4.5.4 Pionen, Kaonen und Protonen in unterschiedlichen Z – Zerfällen

Nun ist es möglich, die inklusiven Spektren der Pionen, Kaonen und Protonen getrennt nach $Z \to b\bar{b}$, $Z \to c\bar{c}$ oder $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ zu bestimmen. Dafür wurden die π –, K –, p – Impulsspektren mit dem Likelihoodfit in jedem der fünf Wahrscheinlichkeitsintervalle extrahiert und daraus die Teilchenspektren nach Quarksorten getrennt berechnet.

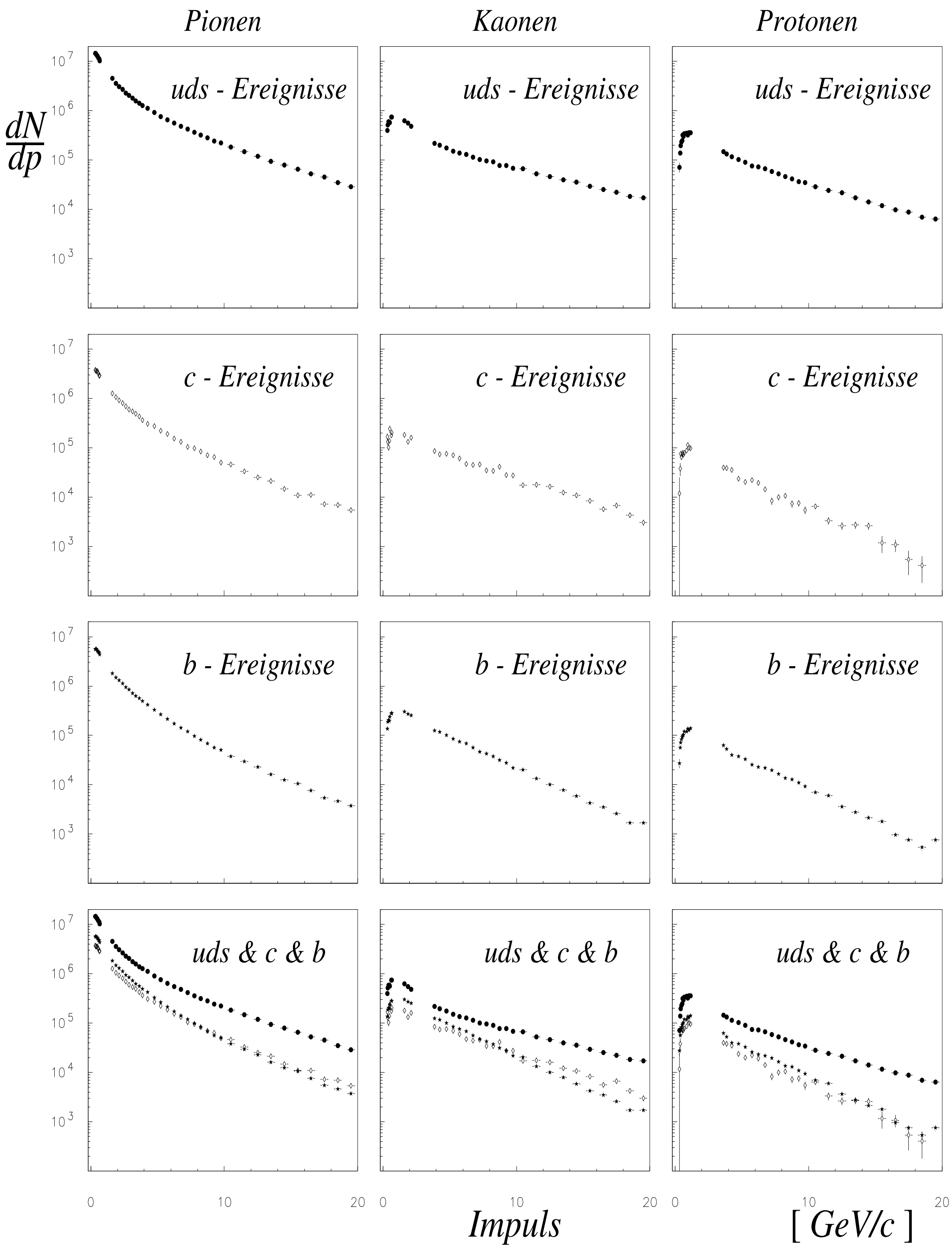

Abbildung 4.12: *Die Impulsspektren der Pionen, Kaonen und Protonen nach Ereignissen mit unterschiedlichen primären Quarks getrennt.*

Während die Bestimmung der Teilchenspektren in b – Ereignissen relativ einfach ist, gestaltet sich die Trennung zwischen $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ und $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ als schwierig und systematisch unsicher, da es kein $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall gibt, das von c – Ereignissen dominiert wird. Eine genauere Untersuchung der systematischen Unsicherheiten erfolgt in Kapitel 5.4. Das Resultat ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die Fehlerbalken der einzelnen Punkte an dieser Stelle nur die statistische Unsicherheit beinhalten.

4.6 Pionen, Kaonen und Protonen in b – Hadronzerfällen

Im letzten Abschnitt ist es gelungen, die inklusiven π –, K –, p – Spektren in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen zu messen. Jetzt sollen innerhalb der b – Ereignisse die Teilchen nochmals nach ihrer Herkunft klassifiziert und zwischen solchen aus der Fragmentation[8] und solchen aus b – Hadronzerfällen unterschieden werden.

Wieder muß man Eigenschaften der Teilchen finden, die Rückschlüsse auf ihre Herkunft erlauben. Der Impuls als Unterscheidungsmerkmal scheidet natürlich aus! Um die Güte und Genauigkeit der Monte – Carlo – Simulation nicht über Gebühr zu beanspruchen, sollten die Kriterien so einfach und direkt wie möglich sein.

4.6.1 Der Impaktparameter als Unterscheidungsmerkmal

Es bietet sich an, erneut die relativ lange Lebensdauer der b – Hadronen auszunutzen und den Impaktparameter der Einzelspur zu betrachten. Dabei sollten Zerfallsprodukte der b – Hadronen bevorzugt einen *positiven* Impaktparameter haben, während Spuren aus der Fragmentation kein Vorzeichen bevorzugen. (Das ist nicht ganz exakt, da auch in der Fragmentation Teilchen mit langen Lebensdauern erzeugt werden, wie z. B. $\mathrm{K}^0, \Lambda, \Sigma, \Xi^-$ usw). Abbildung 4.13 zeigt die Impaktparameterverteilung der Spuren aus der Fragmentation und die aus b – Zerfällen. Daraus läßt sich wieder eine Wahrscheinlichkeit dafür herleiten, daß ein Teilchen aus einer der beiden Quellen einen positiven Impaktparameter besitzt. Diese Wahrscheinlichkeit (oder Effizienz) ist im allgemeinen impulsabhängig. Abbildung 4.14 zeigt im Vergleich den Anteil aller Pionen, deren Impaktparameter positiv ist, für Teilchen aus der Fragmentation und aus b – Hadronzerfällen, so wie es die Simulation vorhersagt. Die Unterschiede sind sofort zu erkennen.

[8] 'Teilchen aus der Fragmentation' seien im Folgenden alle Teilchen, die *nicht* aus dem schwachen Zerfall eines b – Hadrons kommen. Dazu gehören auch Teilchen, die im starken Zerfall eines angeregten b – Hadrons (z.B. das π aus dem starken Zerfall $\mathrm{B}^* \rightarrow \mathrm{B}\pi$) erzeugt werden.

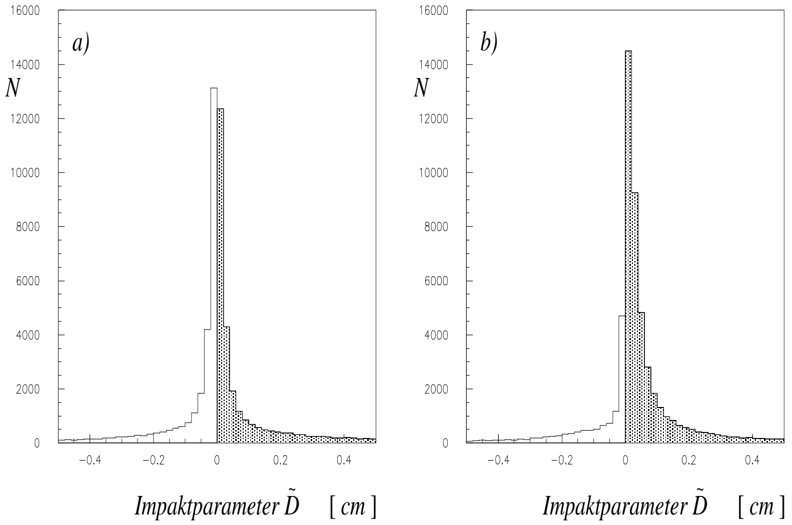

Abbildung 4.13: *Die Verteilung des Impaktparameters $\tilde{D}$ für Spuren in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen. a) Spuren, die nicht aus dem b – Zerfall stammen, b) Spuren, die aus dem b – Zerfall stammen. Der Bereich $\tilde{D} > 0.0$ ist schraffiert.*

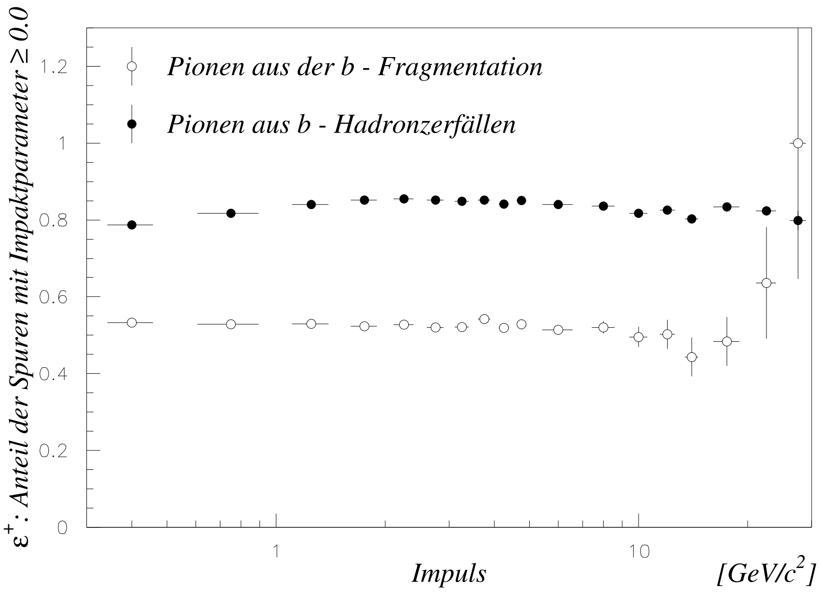

Abbildung 4.14: *Anteil der Pionen verschiedener Herkunft, die einen positiven Impaktparameter haben gegen ihren Impuls aufgetragen. Während Pionen aus b – Zerfällen zu rund 80 % einen positiven Impaktparameter haben, sind es bei Pionen aus der Fragmentation nur rund 50 %.*

Die Anzahl der Spuren mit positivem Impaktparameter sollten zusammen mit der Anzahl der Spuren mit negativem Impaktparameter daher Rückschlüsse auf die Zusammensetzung einer Teilchenmenge erlauben. Es gilt:

$$
\begin{aligned}
N^{-}{}_{Spur} &= \epsilon^{-}{}_{Zerfall} \cdot N_{Zerfall} + \epsilon^{-}{}_{Frag.} \cdot N_{Frag.} \\
N^{+}{}_{Spur} &= \epsilon^{+}{}_{Zerfall} \cdot N_{Zerfall} + \epsilon^{+}{}_{Frag.} \cdot N_{Frag.}
\end{aligned} \tag{4.19}
$$

Dabei bezeichnet N^{+}_{Spur} die Anzahl aller Spuren mit positivem, $N^{-}{}_{Spur}$ die Anzahl aller Spuren mit negativem Impaktparameter (die beiden Meßgrößen), $N_{Zerfall}$ die Anzahl aller Spuren aus b – Hadronzerfällen (zu bestimmen), $N_{Frag.}$ die Anzahl aller Spuren aus der Fragmentation (zu bestimmen) und die $\epsilon^{\pm}$ die Wahrscheinlichkeiten, daß eine Spur bestimmter Herkunft einen Impaktparameter größer oder kleiner Null hat. Kennt man die $\epsilon^{\pm}$ so lassen sich $N_{Zerfall}$ und $N_{Frag.}$ sofort berechnen.

Die Wahrscheinlichkeiten stammen aus der Simulation und werden für jeden Impulsbereich und jede Teilchensorte (π, K, p) separat entnommen. Es sei an dieser Stelle ausdrücklich betont, daß das Ergebnis der Analyse *weder* von den simulierten Impulsspektren *noch* von der simulierten Anzahl der Teilchen aus b – Zerfällen abhängt, sondern *nur* von der Voraussage der $\epsilon^{\pm}$. Die Unterscheidung zwischen den Teilchenklassen kann natürlich nur dann richtig gelingen, wenn die Monte – Carlo – Simulation die Daten gut beschreibt. Um einen ersten Eindruck zu gewinnen, werden die Anteile aller Spuren mit positivem Impaktparameter in verschiedenen $\mathcal{P}^{H}_{uds}$ – Bereichen in Daten und Simulation verglichen (siehe Abb. 4.15). Die Übereinstimmung ist über den gesamten Impulsbereich zufriedenstellend. Die kleineren Unterschiede können mehrere Ursachen haben: Die Flavourzusammensetzung in den $\mathcal{P}^{H}_{uds}$ – Bereichen ist in Daten und Monte Carlo nicht dieselbe, das Verhältnis von Teilchen aus dem b – Zerfall und Teilchen aus anderen Quellen ist unterschiedlich, oder der Impaktparameter ist nicht korrekt simuliert. In Kapitel 5.5 werden einige zusätzliche Möglichkeiten aufgezeigt, die Güte der Simulation abzuschätzen.

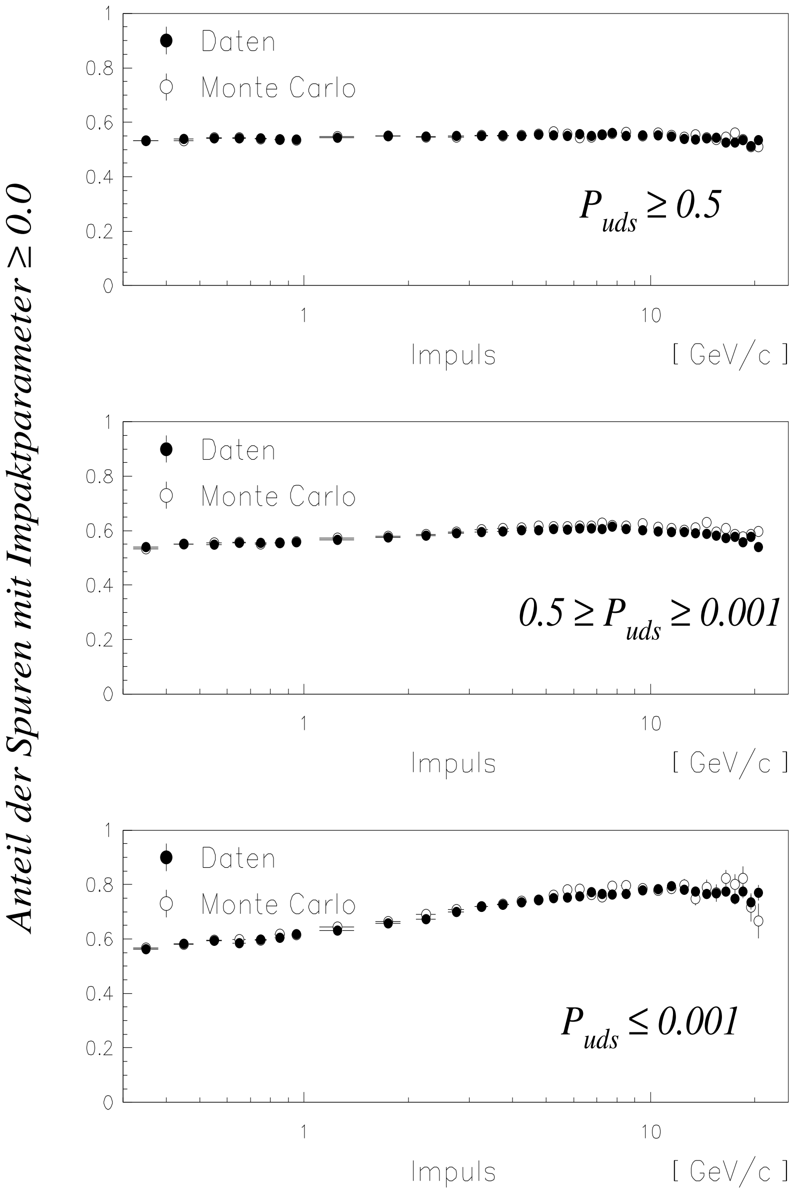

Abbildung 4.15: *Der Anteil der Spuren mit positivem Impaktparameter im Vergleich zwischen Daten und Monte – Carlo – Simulation. Es werden drei verschiedene* $\mathcal{P}^H_{uds}$ – *Bereiche gezeigt. Im obersten Bild hat man bevorzugt uds – Ereignisse, in der Mitte eine Mischung und unten bevorzugt b – Ereignisse.*

4.6.2 Das Winkelkriterium

Es wäre wünschenswert, sich nicht vollständig auf die simulierte Impaktparameterverteilung verlassen zu müssen. Es wird deshalb eine zweite, vom Impaktparameter weitgehend unabhängige Spureigenschaft zur Unterscheidung der Teilchenherkunft herangezogen. Dabei handelt es sich um den Kosinus des Winkels α zwischen Spur und Thrustachse des Ereignisses. Als bester Diskriminator erwies sich ein Wert von $|\cos\alpha| \geq 0.975$. Die entsprechenden Verteilungen und Wahrscheinlichkeiten für Pionen finden sich in Abb. 4.16, 4.17 und 4.18.

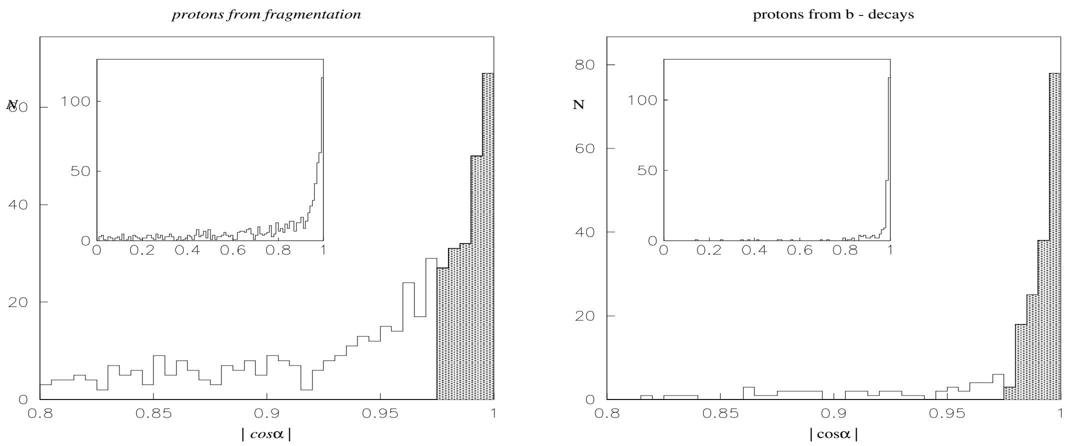

Abbildung 4.16: *Die Verteilung des $|\cos\alpha|$ für Spuren in $Z \to b\bar{b}$ Ereignissen. Links Spuren, die nicht aus dem b – Zerfall stammen, rechts Spuren, die aus dem b – Zerfall stammen. Der Bereich > 0.8 ist vergrößert dargestellt. Der Bereich $|\cos\alpha| > 0.975$ ist schraffiert.*

Die Unterschiede sind zum Teil nicht ganz so deutlich, wie beim Impaktparameter.
Es lassen sich entsprechend dem Impaktparameterkriterium ebenfalls zwei Gleichungen aufstellen. Sie seinen der Vollständigkeit halber hier angegeben:

$$\begin{aligned} N^{<}_{Spur} &= \epsilon^{<}_{Zerfall} \cdot N_{Zerfall} + \epsilon^{<}_{Frag.} \cdot N_{Frag.} \\ N^{>}_{Spur} &= \epsilon^{>}_{Zerfall} \cdot N_{Zerfall} + \epsilon^{>}_{Frag.} \cdot N_{Frag.} \end{aligned} \tag{4.20}$$

Die Bezeichnungen sind analog.
Ein Vorteil des $|\cos\alpha|$ ist seine weitgehende Unabängigkeit vom Impaktparameter einer Spur. Abbildung 4.19 soll das illustrieren. Hier ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen aus dem b – Zerfall einen positiven Impaktparameter besitzt, gegen den Impuls aufgetragen und zwar einmal für alle Teilchen, und einmal nur für diejenigen, die das Winkelkriterium erfüllen.
Nur bei kleinen Impulsen gibt es eine geringe Antikorrelation zwischen den beiden

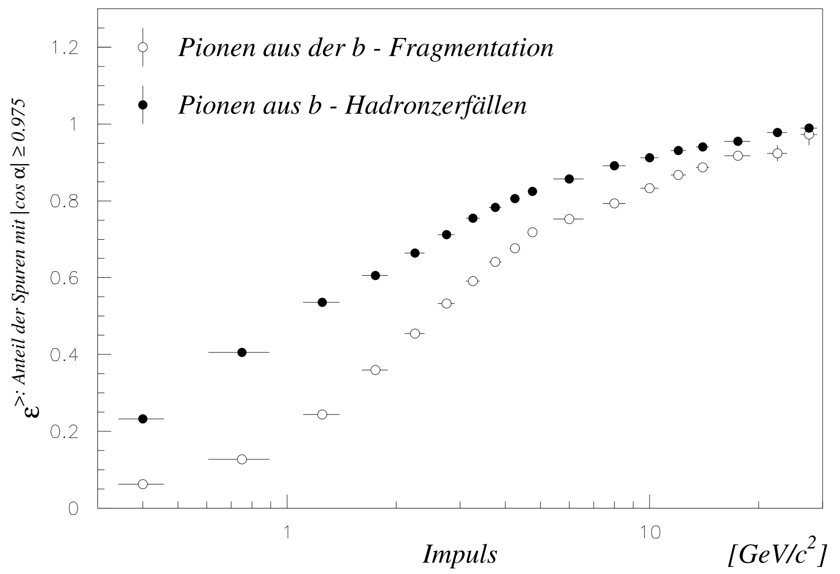

Abbildung 4.17: *Anteil der Pionen verschiedener Herkunft, für die gilt:* $|\cos\alpha| > 0.975$. *Während die Unterschiede bei kleinen Impulsen noch sehr groß sind, nähern sich die beiden Kurven bei höheren Impulsen deutlich an. Hier ist die Trennkraft des Winkelkriteriums beschränkt.*

Kriterien. Dies ist verständlich, da Spuren mit kleinen Impulsen verstärkt aus energiearmen b – Hadronen kommen. Aufgrund geringerer Zeitdilatation legen diese einen kürzeren Weg im Detektor zurück, bevor sie zerfallen. Liegt nun der Impulsvektor eines Zerfallsteilchens fast in Richtung der Jetachse, kann der Impaktparameter nur sehr ungenau bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß er durch eine Meßungenauigkeit negativ wird, ist erhöht. Diese kleine Antikorrelation ist aber nicht weiter schädlich. Das sei anhand folgender Überlegung verdeutlicht: Wenn (durch statistische Fluktuation) mehr Teilchen aus dem b – Zerfall einen positiven Impaktparameter haben als nach dem Wert von ϵ^+ erwartet, so haben gleichzeitig weniger einen $|\cos\alpha| \geq 0.975$. Errechnet man also nach dem Impaktparameter einen zu hohen Anteil an Zerfallsspuren, erhält man nach dem Winkelkriterium gleichzeitig einen niedrigeren und gleicht damit die Bilanz wieder aus. Der Preis für diese durchaus positive Eigenschaft der Antikorrelation ist aber eine aufwendigere Bestimmung der Fehler auf den erhaltenen Wert, der diese Korrelation berücksichtigen muß.
Durch die weitgehende Unabhängigkeit überprüfen sich die beiden Kriterien gegenseitig. Wäre eines der beiden schlecht simuliert, würden sich in der Bestimmung der $N_{Zerfall}$ und $N_{Frag.}$ Inkonsistenzen ergeben.

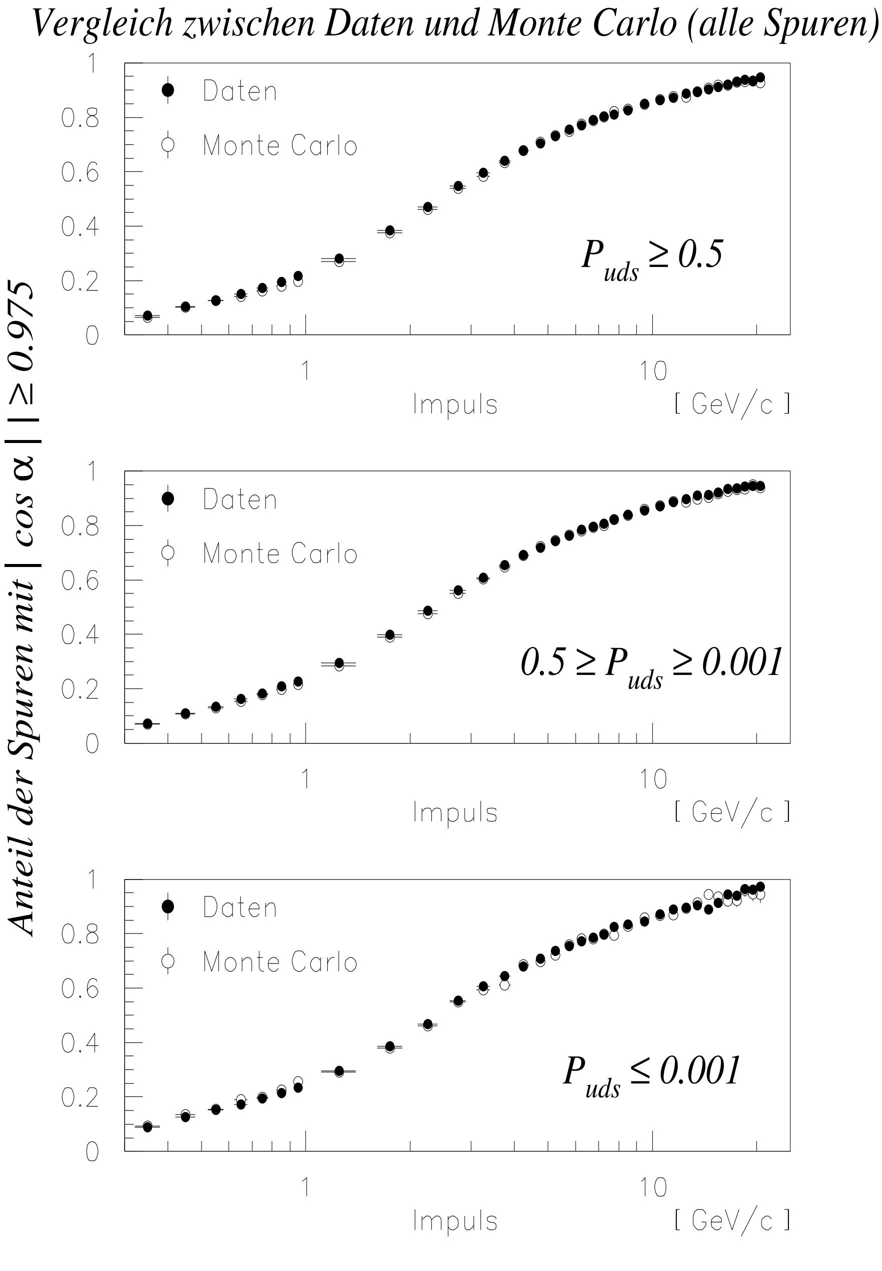

Abbildung 4.18: *Der Anteil der Spuren mit* $|\cos\alpha| > 0.975$ *im Vergleich zwischen Daten und Monte – Carlo – Simlulation. Es werden drei verschiedene* $\mathcal{P}^H_{uds}$ *– Bereiche gezeigt. Im obersten Bild hat man daher insbesondere uds – Ereignisse, in der Mitte eine Mischung und unten vermehrt b – Ereignisse.*

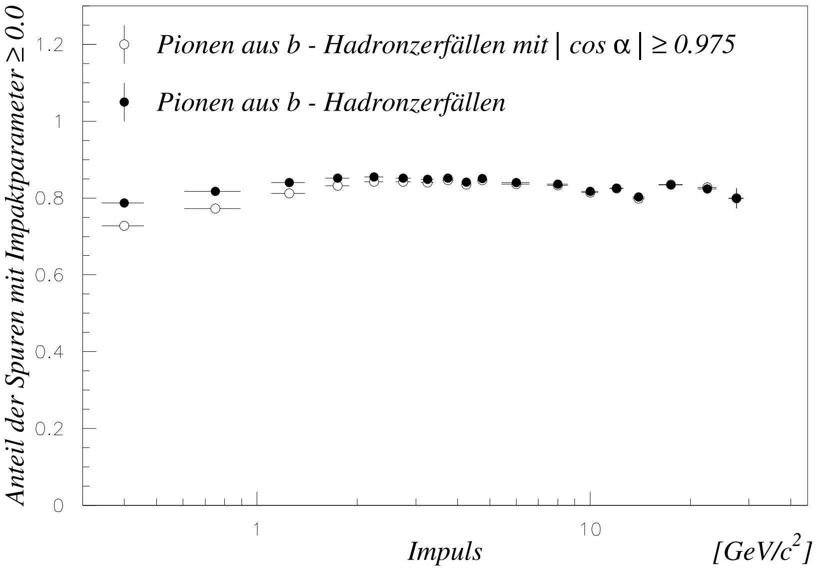

Abbildung 4.19: *Die gefüllten Punkte bezeichnen den Anteil aller Pionen aus b – Hadronzerfällen, die einen positiven Impaktparameter haben. Die leeren Punkte bezeichnen das gleiche für Spuren, die gleichzeitig das Winkelkriterium erfüllen. Bei höheren Impulsen sind die Kriterien unabhängig voneinander und können sich so gegenseitig überprüfen.*

4.6.3 Pionen, Kaonen und Protonen in b – Ereignissen

Beide Unterscheidungsmerkmale werden nun in einer χ^2 – Anpassung kombiniert. Dazu bestimmt der Likelihoodfit 20 verschiedene π –, K – und p – Spektren. In jedem der fünf b – tag – Bereiche benötigt man vier verschiedene Impulsverteilungen: Eine mit Spuren, deren Impaktparameter größer Null ist und eine aus Spuren mit negativen Impaktparameter, analog eine, deren Spuren $|\cos\alpha| \geq 0.975$ erfüllen und als letztes das Spektrum aus Spuren mit $|\cos\alpha| < 0.975$.
Die zu bestimmenden Parameter des Fits sind die Anzahl der Teilchen aus b – Zerfällen, die Anzahl der Teilchen aus der Fragmentation in b – Ereignissen und die der Teilchen aus udsc – Ereignissen. Die 20 Gleichungen sind eine Kombination aus Gleichung 4.17 und Gleichung 4.19, dabei soll j den b – tag Bereich und x das Kriterium symbolisieren:

$$\begin{aligned} N_{Spur} &= \epsilon^j{}_b(\epsilon^x{}_{Zerfall} \cdot N^b{}_{Zerfall} + \epsilon^x{}_{Frag.} \cdot N^b{}_{Frag.}) \\ &+ \epsilon^j{}_c \epsilon^x{}_c N^c \\ &+ \epsilon^j{}_{uds} \epsilon^x{}_{uds} N^{uds} \end{aligned} \tag{4.21}$$

uds – und c – Ereignisse sind hier getrennt aufgeführt, obwohl eine Separation nicht mehr notwendig ist. Da aber die Effizienzen unterschiedlich sind und die relative Zusammensetzung in den einzelnen b – tag – Bereichen variiert, müssen sie getrennt betrachtet werden, um Verfälschungen der Ergebnisse zu verhindern. Im Prinzip ist es möglich, die ${\epsilon^x}_{udsc}$ in der Anpassung als freie Parameter zu behandeln. Dieses Verfahren ist hervorragend dazu geeignet, die systematischen Unsicherheiten in der Simulation der ${\epsilon^i}_{udscb}$ zu studieren und wird später auch dazu verwendet werden. Die entfalteten Impulsspektren sind in Abbildung 4.20 wiedergegeben. Im Falle der Protonen wird der b – Anteil bei niedrigen Impulsen so gering, daß er nicht mehr sinnvoll bestimmt werden kann. Deswegen wird er für Impulse kleiner als 1 GeV/c in der Anpassung auf Null fixiert. Da die Anzahl der Protonen aus b – Zerfällen später genutzt wird, um die Produktionsrate von b – Baryonen abzuschätzen, folgt nun noch eine Untersuchung des semileptonischen Zerfall dieser Baryonen in $pl\nu X$.

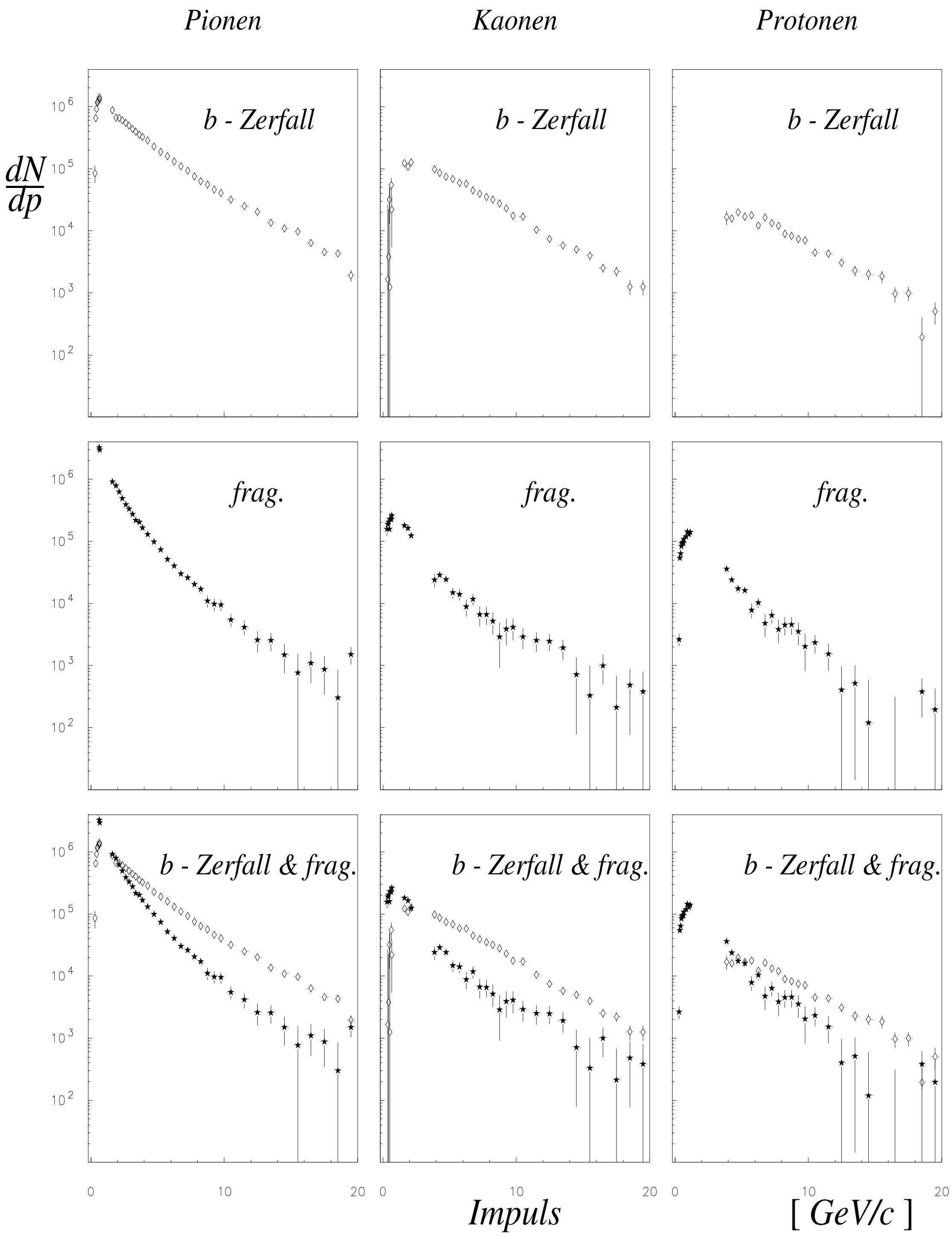

Abbildung 4.20: *Die Impulsspektren für Teilchen aus b – Ereignissen getrennt nach Teilchen aus dem b – Zerfall und aus der begleitenden Fragmentation.*

4.7 Proton – Lepton – Korrelation

Von besonderem Interesse sind die semileptonischen Zerfälle schwerer Quarks, wie in Kapitel 2.4 schon erläutert wurde. Diese Analyse möchte daher den Zerfall $\Lambda_b \to pl^-\nu X$ studieren. Die Vorgehensweise ist wie folgt: Der semileptonische Zerfall eines schweren Quarks resultiert gewöhnlich in einem Lepton[9] mit hohem Impuls, insbesondere, wenn das b – Hadron an sich schon sehr schnell gewesen ist. Deshalb werden Hemisphären gesucht, die ein Lepton mit hohem Impuls enthalten. In diesen Hemisphären wird nun analog zu den vorhergehenden Abschnitten die Anzahl der Protonen aus b – Zerfällen bestimmt. Damit hat man aber noch nicht den semileptonischen b – Baryonzerfall isoliert, da es in b – Ereignissen genug andere Möglichkeiten gibt, ein Proton/Leptonpaar zu erzeugen (siehe Abschnitt 4.7.2). Es ist also auch hier wieder nötig, anhand von Teilcheneigenschaften, die 'richtigen' Paare im statistischen Mittel zu erkennen. Dazu greift man auf den Transversalimpuls der Leptonen bezüglich der Jetachse zurück, der ein gutes Unterscheidungsmerkmal bietet.

Zuerst wird die oben beschriebene Analyse mit folgenden kleinen Änderungen wiederholt:

- Es werden nur Spuren in Hemisphären berücksichtigt, in denen sich ein guter Leptonkandidat befindet (zur Leptonselektion siehe Abschnitt 4.7.1). Dabei müssen Lepton – und Protonkandidat unterschiedliche Ladungen besitzen. Nur dann können beide aus demselben Zerfall $\Lambda_b \to pl^- X$ kommen.
- Auf einen b – tag wird völlig verzichtet. Zum einen bedeutet dies eine höhere Statistik, zum anderen finden sich schnelle Leptonen ohnehin bevorzugt in $b\bar{b}$ – Ereignissen.
- Ebenfalls keine Anwendung findet das Winkelkriterium. Die Gründe dafür liegen in der größeren Trennkraft des Impaktparameterschnitts, der Ähnlichkeit der Impaktparametereffizienzen für Spuren aus udsc – Ereignissen und aus der Fragmentation in b – Ereignissen (diese können problemlos mit einer gemeinsamen Effizienz beschrieben werden), und in der möglichen Korrelation des $\cos\alpha$ mit dem Transversalimpuls (p_T) des Leptons – einer Größe die später benutzt wird, um Leptonen aus verschiedenen Prozessen zu unterscheiden.
- Wegen der knappen Statistik wurden auch Spuren berücksichtigt, deren Anzahl an dE/dx – Einzelmessungen nur größer als 80 war. Dies bedeutet zwar eine schlechtere Teilchentrennung anhand der spezifischen Ionisation, doch überwiegen hier die Vorteile der erhöhten Statistik.

Ohne den b – tag ist es nun nicht mehr möglich, Protonen aus udsc – Ereignissen von solchen aus b – Ereignissen zu unterscheiden. Es zeigt sich, daß dies auch nicht notwendig ist. Der 'Überschuß' an Protonen mit positivem Impaktparameter kann nur aus

[9]'Lepton' steht im weiteren für 'Elektron' oder 'Myon'

b – Hadronzerfällen und in geringerem Umfang aus Baryonen mit Charm stammen. Für letztere gilt aber, daß sie nicht in Begleitung eines 'richtig' geladenen Leptons auftreten können, es sei denn, dieses Lepton stammt aus einer Untergrundquelle (Photokonversion, π – oder K – Zerfall). Diese Untergrundquellen sollen aber ohnehin über ihr unterschiedliches p_T – Verhalten abgetrennt werden und kontaminieren daher das Signal nicht.

4.7.1 Leptonselektion

Die Suche nach Leptonen aus den Zerfällen schwerer Quarks folgt im wesentlichen dem innerhalb ALEPH standardisierten Verfahren. Für eine ausführliche Diskussion und Beschreibung sei auf [50] und [51] verwiesen, im folgenden sind nur die wichtigsten Kriterien aufgeführt:

Elektronen

- $|\cos\theta| < 0.95$ und $d_0 < 5\,\mathrm{mm}$, mindestens fünf Spurpunkte in der TPC
- Spuren, die gleichzeitig die Myonkriterien erfüllen, werden verworfen
- Die Spur bildet mit keiner weiteren, gegensätzlich geladenen Spur eine invariante Masse $m < 20\,\mathrm{MeV/c^2}$. Dieses Kriterium soll Elektronen aus Photokonversionen aussortieren.
- Impuls $p > 2\,\mathrm{GeV/c}$
- $R_T > -1.6$, zur Definition von R_T siehe Kapitel 3.4.2
- $-1.8 < R_L < 3.0$, zur Definition von R_L siehe Kapitel 3.4.2
- Erfolgreiche dE/dx – Messung mit mehr als 50 Einzelmessungen: $-2.5 < R_I < 999.$, mit $R_I = \sqrt{(dE/dx_{gem.} - dE/dx_{erw.})^2/\sigma^2}$

Dazu kommen noch einige Qualitätsschnitte auf das Ereignis selbst.

Myonen

- $|\cos\theta| < 0.95$ und $d_0 < 5\,\mathrm{mm}$, mindestens fünf Spurpunkte in der TPC
- $p_\mu > 3.0\,\mathrm{GeV/c}$
- Die Spur wird in den Myonkammern registriert. Für eine genauere Beschreibung dieses Kriteriums siehe [50]

Der einzige Unterschied zur Standardselektion ist der von 3 GeV/c auf 2 GeV/c gelockerter Impulsschnitt für Elektronen. Auch das geschah, um weniger Ereignisse zu verlieren.

4.7.2 Untergrund

Außer dem semileptonischen Zerfall eines b – Baryons gibt es noch andere Prozesse, die zu einem Proton und einem gegensätzlich geladenen Lepton im selben Ereignis führen können. Diese bilden den Untergrund zu den gesuchten Zerfällen. Analog zum Verfahren in Kapitel 4.6 bestimmt man die Zahl der Protonen aus b – Hadronzerfällen anhand ihrer Impaktparameterverteilung, allerdings nur in Hemisphären, die einen geeigneten Leptonkandidaten enthalten. Die verschiedenen Untergrundquellen können somit nach der Herkunft des Leptonkandidaten klassifiziert werden. Alle angegebenen Zahlen beziehen sich dabei auf eine Leptonsorte, also auf Myonen *oder* Elektronen, und nicht auf die Summe!

- Das W – Boson aus dem b – Quark Zerfall zerfällt in $\bar{c}s$. Das nun entstandene $\bar{c}$ – Quark kann semileptonisch zerfallen und produziert dabei ein Lepton mit 'richtiger' Ladung. Eine mögliche Konstellation wäre $\Lambda_b \rightarrow D_s pX$, $D_s \rightarrow lX$. Der Beitrag dieses Zerfalls kann grob abgeschätzt werden: Unter den Annahmen, daß $Br(b \rightarrow c\bar{c}s) \approx 15\%$, $Br(c \rightarrow l\nu X) \approx 8\%$ und $Br(\Lambda_b \rightarrow pX) \approx 50\%$, tragen rund 0.6 % aller b – Baryonzerfälle zu diesem Untergrund bei. Für mesonische Zerfälle ergibt sich nach ähnlicher Abschätzung eine Zahl von 0.04 %.

- $\Lambda_b \rightarrow \tau pX$ mit anschließendem leptonischen τ – Zerfall. Dies ist zwar auch ein semileptonischer Zerfall eines b – Baryons, beinhaltet aber nicht die gewünschten primären Leptonsorten. Dieser Zerfall ist gegenüber den anderen semileptonischen Zerfällen phasenraumunterdrückt. Überträgt man die gemessenen Verzweigungsverhältnisse bei b – Mesonen, so sollten rund 0.25 % aller b – Baryonen in τpX mit anschließendem $\tau \rightarrow lX$ zerfallen.

- $B \rightarrow \Lambda_c \bar{p} X$ mit anschließendem semileptonischen Zerfall des gecharmten Baryons. Es gilt: $Br(B \rightarrow \Lambda_c) \approx 6.4\%$ und $Br(\Lambda_c \rightarrow lX) \approx 4.5\%$. Unter der Annahme, daß in rund 50 % der Fälle noch ein Antiproton im B – Zerfall erzeugt wird, kommt auf jedes b – Baryon ~ 0.01 solcher Zerfälle.

- $B \rightarrow \bar{p} l X$ wobei das Lepton aus dem Zerfall des b – Quarks kommt. ARGUS [52] gibt für diesen Zerfall ein oberes Limit von 0.0016 (90 % CL) auf das Verzweigungsverhältnis an. Unter der Annahme einer Baryonrate von 10 % sind das umgerechnet weniger als 0.014 solcher Zerfälle pro erzeugtem b – Baryon.

- Der Leptonkandidat stammt nicht aus dem Zerfall eines schweren Quarks, sondern z.B. aus dem Zerfall eines leichten Teilchens (π, K), aus der Konversion eines Photons oder ist ein mißidentifiziertes Hadron. Diese 'Leptonen' sollen im weiteren pauschal als 'Fragmentationsleptonen' oder 'Leptonen aus der Fragmentation' bezeichnet werden.

Unter der Annahme, daß $Br_{sl}^{\Lambda_b} \approx Br_{sl}^{B} \cdot \tau_{\Lambda_b}/\tau_B$ ist und in rund 50 % aller Fälle ein Proton erzeugt wird, sollte das Verzweigungsverhältnis $Br(\Lambda_b \rightarrow pl^- X)$ in der Größenordnung von $\sim$ 4 % liegen. Die Untergrundquellen stellen somit etwa 40 % aller b – Zerfälle mit der richtigen Ladungskombination von Proton und Lepton im Endzustand. Unter Nichtberücksichtigung der Fragmentationsleptonen erwartet man also ein Signal zu Untergrundverhältnis von rund 1.5 : 1.

4.7.3 Vermessung der Zerfälle $\Lambda_b \rightarrow pl^- X$

Der im letzten Abschnitt beschriebene Untergrund muß nun von den gewünschten Zerfällen der Form $\Lambda_b \rightarrow pl^- X$ abgetrennt werden. Dazu greift man auf die stark unterschiedlichen Verteilungen des Transversalimpulses der Leptonen bezüglich der Flugrichtung der b – Hadronen zurück. Die unbekannte b – Flugrichtung wird durch die entsprechende Jetachse approximiert. Das p_T – Verhalten der Leptonen aus b – Zerfällen wird noch signifikanter, wenn die Jetachse *ohne* das Lepton berechnet wird. Die p_T – Verteilungen der verschiedenen Proton/Lepton – Quellen wird der Simulation entnommen und ist in Abbildung 4.21 dargestellt.

Die Entfaltung der einzelnen Leptonquellen wird nun analog zu der Entfaltung der Teilchenspektren in den Abschnitten 4.5.3 und 4.6.3 vorgenommen. $\epsilon_{\hat{p_T}}^x$ bezeichnet hier die Wahrscheinlichkeit, daß ein Lepton aus der Quelle x einen Transversalimpuls $p_T \geq \hat{p_T}$ besitzt. Damit läßt sich die Gesamtanzahl aller Proton/Lepton Paare mit $p_T \geq \hat{p_T}$ schreiben als

$$N_{\hat{p_T}}^{tot} = \sum_x \epsilon_{\hat{p_T}}^x \cdot N_{\hat{p_T}}^x \tag{4.22}$$

Die $N_{\hat{p_T}}^x$ sind unbekannt. Nach Abschnitt 4.7.2 gibt es neben dem gesuchten Zerfall fünf Untergrundquellen. Die p_T – Verteilungen der Untergrundleptonen sind sich aber sehr ähnlich, die einzelnen Beiträge klein. Wegen der begrenzten Statistik wurden deshalb nur vier verschiedene p_T – Bereiche getrennt vermessen und zwei der Untergrundbeiträge ($b \rightarrow c\bar{c}s$ mit anschließendem $\bar{c} \rightarrow lX$ und $b \rightarrow \tau X$ mit anschließendem $\tau \rightarrow lX$) gemäß den Abschätzungen in Abschnitt 4.7.2 fixiert.

Die Entfaltung der Leptonen erfolgt gleichzeitig mit der Entfaltung der Protonen. Die erweiterten Formeln lauten hier

$$\begin{aligned} N_{\hat{p_T}}^{pl} &= (\sum_x \epsilon_{\hat{p_T}}^x \cdot N_{\hat{p_T}}^x) + N_{\hat{p_T}}^{pfrag} \\ N_{\hat{p_T},Imp}^{pl} &= \epsilon_b^{Imp} (\sum_x \epsilon_{\hat{p_T}}^x \cdot N_{\hat{p_T}}^x) + \epsilon_{frag}^{Imp} N_{\hat{p_T}}^{pfrag} \end{aligned} \tag{4.23}$$

wobei die zweite Formel die Anzahl der Proton – Lepton Paare beschreibt, bei denen das Proton einen positiven Impaktparamter besitzt. Die $\hat{p_T}$ nehmen die Werte 0, 0.5,

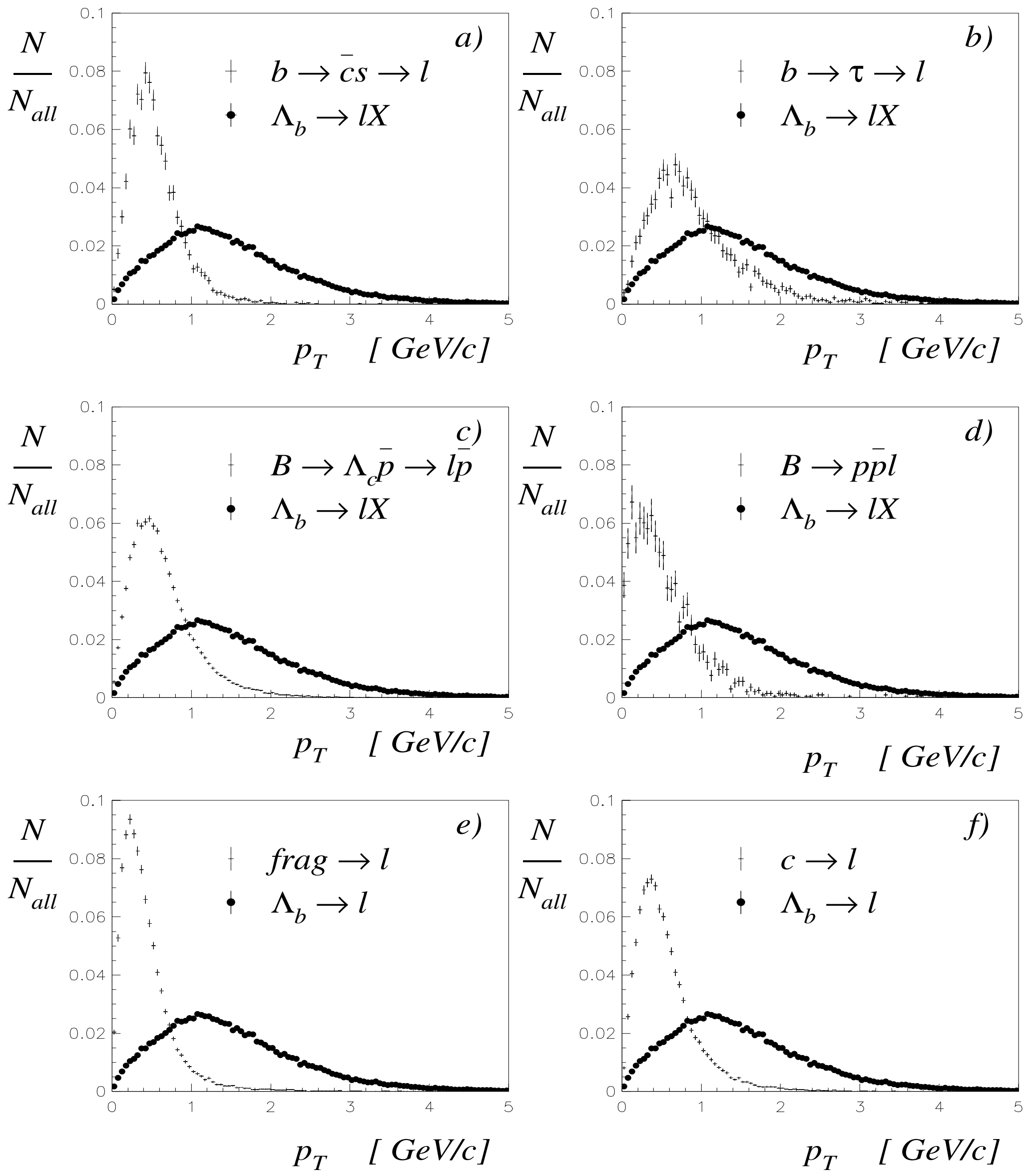

Abbildung 4.21: *Die p_T – Verteilungen der Leptonen aus den unterschiedlichen Quellen. Die Verteilungen sind alle normiert. Die Reihenfolge entspricht der im Text. Zusätzlich ist das p_T von Leptonen aus Charmzerfällen gezeigt. Auf allen Bildern erkennt man das deutlich andere p_T – Verhalten der Leptonen aus b – Quarkzerfällen*

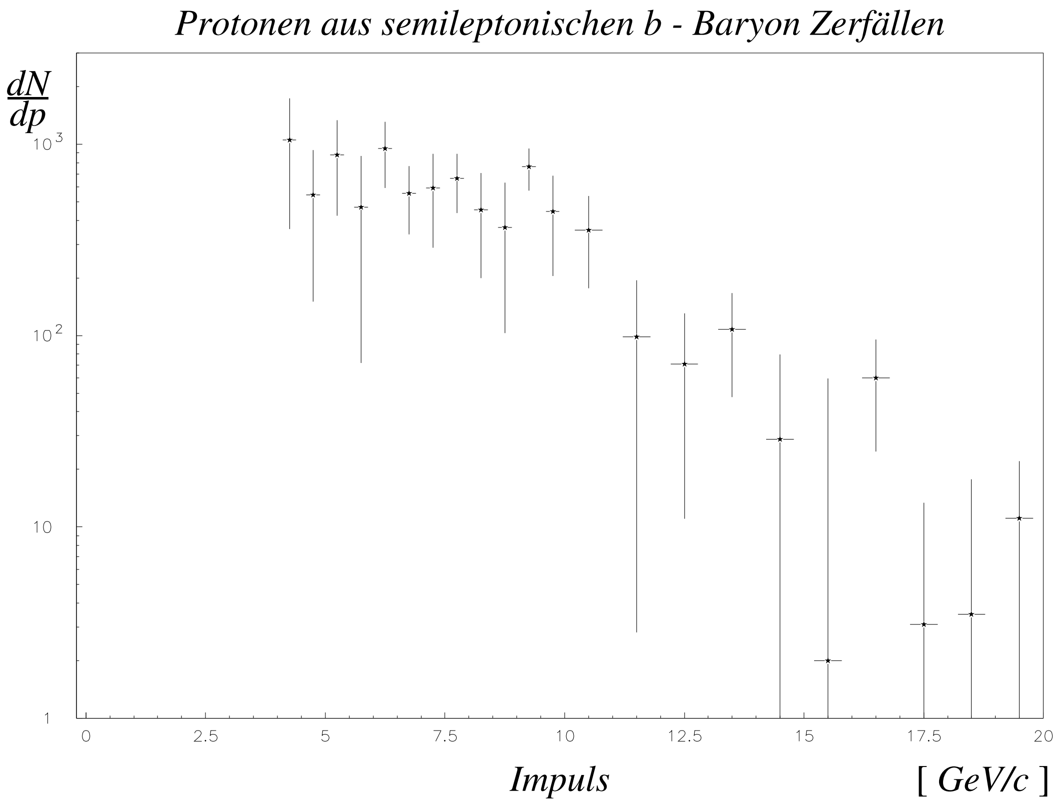

Abbildung 4.22: *Impulsspektrum der Protonen aus $\Lambda_b \to plX$ ab 4 GeV/c. Die Datenpunkte sind die Summe der Jahre 1992–1994.*

0.8 und 1.2 an. Die Entfaltung wird für Elektronen und Myonen getrennt durchgeführt, die Ergebnisse addiert. Das Resultat ist in Abbildung 4.22 zu sehen. Korrigiert man auf alle Rekonstruktionseffizienzen und extrapoliert das Protonspektrum mit Hilfe der Simulation bis $p = 0.0$ so findet man:

$$Br(b \to \Lambda_b X) \cdot Br(\Lambda_b \to pl\nu X) = 0.0042 \pm 0.0006$$

Hier wurde bisher nur der statistische Fehler berücksichtigt. Der systematische Fehler ergibt sich erst im Verlauf der systematischen Untersuchungen in Kapitel 5. Dies ist noch kein absolutes Verzweigungsverhältnis, da es noch den Term $Br(b \to \Lambda_b X)$ beinhaltet. Dieser wird in Kapitel 7.2 aus der Protonproduktion in b – Zerfällen bestimmt und erlaubt dann die Berechnung von $Br(\Lambda_b \to pl\nu X)$. Vorher werden aber im nächsten Kapitel die systematischen Unsicherheiten der Analyse untersucht.

Kapitel 5

Systematische Untersuchungen und Fehlerbetrachtungen

Die im letzten Kapitel beschriebenen Analyse birgt einige systematische Unsicherheiten. In diesem Kapitel sollen die Unsicherheiten untersucht und ihr Einfluß auf das Endergebnis abgeschätzt werden. Dabei gibt es einige Systematiken, die allen Teilen der Analyse gemeinsam sind, aber auch andere, die nur in einigen Analysebereichen auftreten. Die wichtigsten zu untersuchenden Fehlerquellen sind:

- Die Parametrisierung der dE/dx - Wahrscheinlichkeitsverteilung
- Die Rekonstruktionseffizienz der Spuren
- Der Myonanteil in den Daten
- Der b – tag
- Impaktparameter – und Winkelkriterium zur Selektion von Teilchen aus b – Zerfällen
- p_T – Verteilung der Leptonen

Sie sollen im folgenden besprochen werden.

5.1 Die dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilung

Eine der Hauptquellen systematischer Unsicherheiten ist die Parametrisierung der dE/dx – Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die verschiedenen Teilchensorten. Die Ergebnisse des Single – Entry – Fits im Überlappbereich der dE/dx – Verteilungen sind empfindlich von der Wahl der dE/dx – Erwartungswerte und der Form der Verteilung abhängig. Eine Vergleich der dE/dx – Verteilung in den Daten mit der angepaßten erwarteten Verteilung wie in Abbildung 4.7 erlaubt zwar dem Auge eine gewisse

Abschätzung über die Güte der Beschreibung, ist aber natürlich recht willkürlich und ungeeignet für quantitative Aussagen. Deswegen wurde nach Möglichkeiten gesucht, die Qualität der Parametrisierung anders abzuschätzen. Ein zentrales Problem dabei ist, die Güte der Likelihoodanpassung zu beurteilen. Nur so läßt sich quantitativ feststellen, wann eine Parametrisierung verworfen werden muß.

5.1.1 Die Güte der Likelihoodanpassung

Im Gegensatz zu einer einfachen χ^2 – Anpassung gibt der Wert der maximierten Likelihood keinen direkten Aufschluß über die Güte des Fits, da man a priori nicht weiß, welchen Wert man erwarten muß. Abhilfe läßt sich schaffen, indem man aus den Fitergebnissen und der postulierten Wahrscheinlichkeitsverteilung ein dE/dx – Sample würfelt und dessen Likelihood berechnet. Tut man das viele Male, so kennt man danach sowohl den Erwartungswert als auch die Verteilung der Likelihood und kann ein Vertrauensintervall für den Datenfit angeben.
Eine schnellere Testmöglichkeit besteht darin, Mittelwert und Häufigkeitsverteilung der Likelihoodbeiträge G zu betrachten. Dazu werden – ebenfalls innerhalb der angenommenen Wahrscheinlichkeitsverteilung – 'Spuren' gewürfelt und die Verteilung ihrer Wahrscheinlichkeiten G mit der Verteilung in den Daten verglichen. Beispiele dafür in verschiedenen Impulsbereichen finden sich in Abbildung 5.1. Sie zeigen, daß Abweichungen der Parametrisierung von den Daten zwar vorhanden, aber vergleichsweise gering sind. Es bietet sich an, bei dem Vergleich zweier Verteilungen einen *Kolmogorov-* Test anzuwenden. Nähere Erläuterungen zu diesem statistischen Test finden sich in jedem Lehrbuch der Statistik, siehe z.B. [41]. An dieser Stelle sei nur das zugrundeliegende Prinzip erläutert:
Die beiden zu vergleichenden Verteilungen werden sukzessive aufintegriert und die Integrale an jedem Punkt verglichen. Ihre Differenz wird mit entsprechendem Vorzeichen ebenfalls in jedem Punkt aufaddiert. Da sie mal positiv und mal negativ sein kann, gibt es irgendwann eine maximale Abweichung. Diese Abweichung ist Kolmogorov – verteilt und aus ihr läßt sich eine Aussage darüber ableiten, ob zwei Verteilungen denselben Ursprung haben können. Der Vorteil dieser Vorgehensweise gegenüber einem χ^2 - Test liegt darin, daß ersten keinerlei Annahmen über die Fehler der einzelnen Werte gemacht werden müssen, und zweitens der Kolmogorovtest sensitiv auf systematische Abweichungen in eine Richtung ist.
Wie bei solchen Fragestellungen üblich, kann man nur eine Irrtumswahrscheinlichkeit beim Verwerfen einer Hypothese angeben.

5.1.2 Der dE/dx – Erwartungswert

Eine Möglichkeit, die Qualität der Parametrisierung abzuschätzen, ist der Vergleich der angepaßten Bethe – Bloch – Kurve mit der dE/dx – Verteilung eindeutig identifizierter Spuren. Die wichtigsten Quellen solcher Teilchen sind:

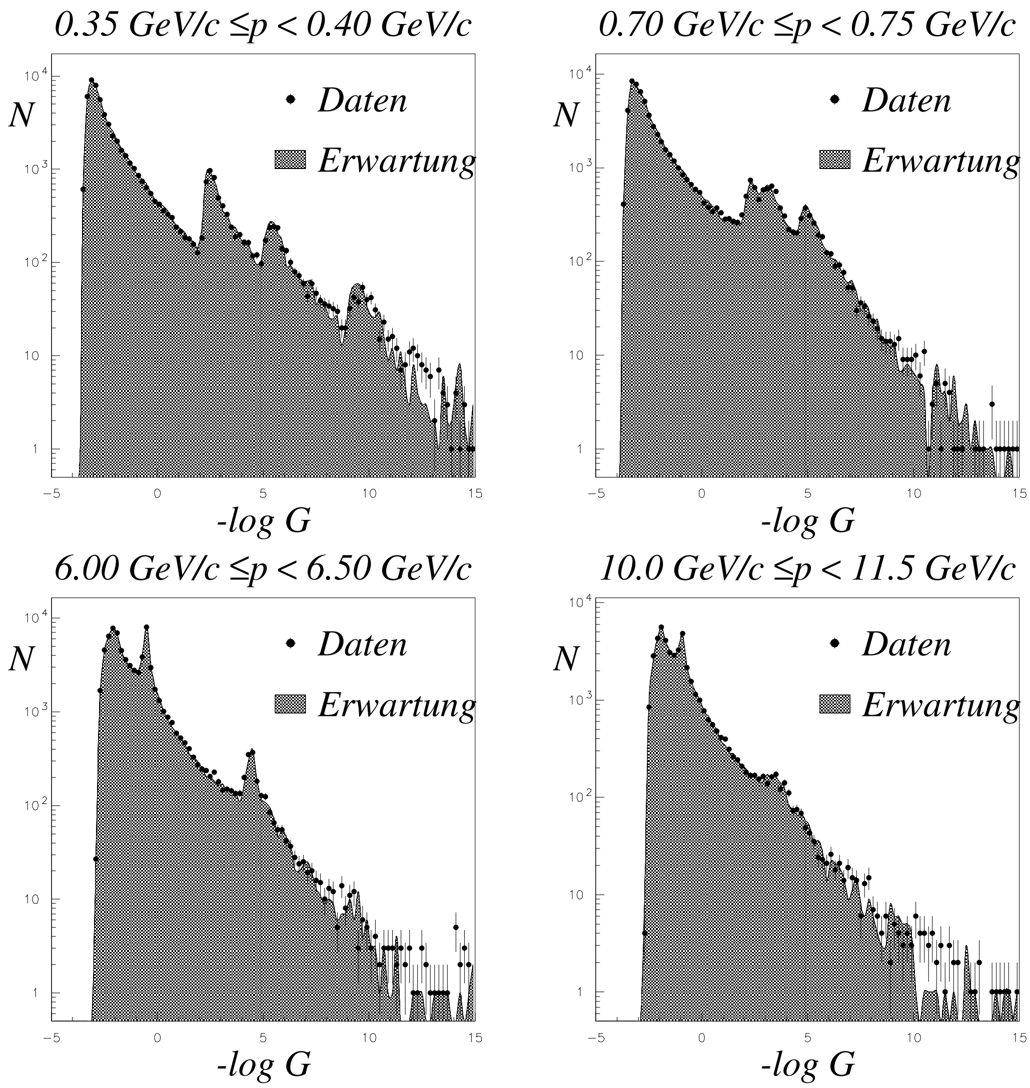

Abbildung 5.1: *Zur Güte des Likelihoodfits: Die Punkte bezeichnen die Verteilung von* $-\log G$ *(der Beiträge der einzelnen Spuren zur Gesamtlikelihood), die schraffierte Fläche die erwartete Verteilung in vier verschiedenen Impulsbereichen. Die Übereinstimmung ist gut, nur bei sehr kleinen* G *zeigen sich leichte Abweichungen. Man beachte jedoch die logarithmische Auftragung.*

π
- $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
- $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ mit anschließendem Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Das K kann aufgrund seiner Ladungskorrelation mit dem π_s aus dem D^{*+} - Zerfall eindeutig identifiziert werden.
- $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

K
- $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ mit anschließendem Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

p
- $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ Da das Λ dicht an der Phasenraumgrenze zerfällt, haben beide Töchter fast die gleiche Geschwindigkeit wie das Mutterteilchen. Demzufolge hat das Proton in nahezu 100 % der Fälle den höheren Impuls.

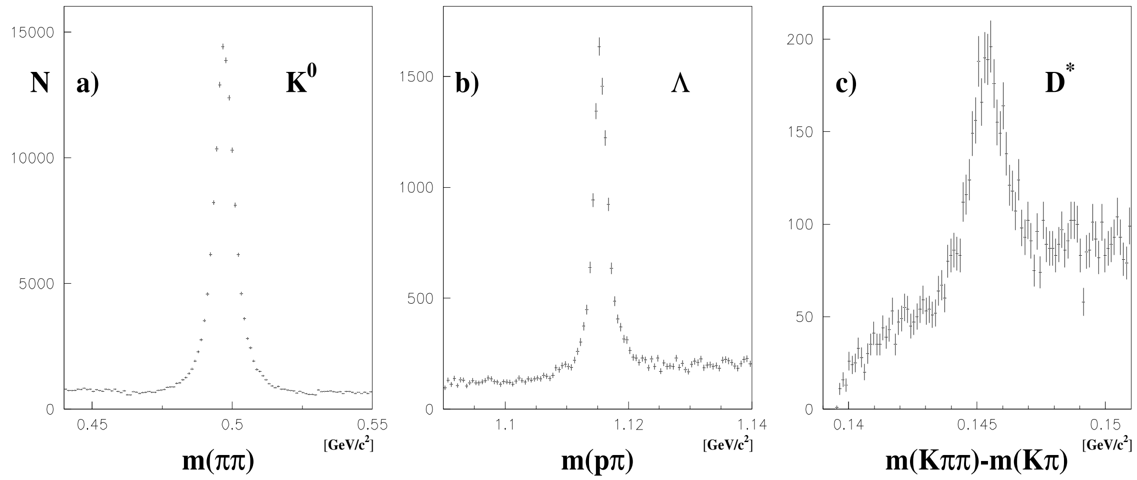

Abbildung 5.2: *Die drei Signale anhand derer Spuren eindeutig identifiziert werden können. a)* $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ *b)* $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ *und c)* $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ *mit anschließendem Zerfall* $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. *Hier wurde die Massendifferenz zwischen der* $K\pi\pi$ *– und der* $K\pi$ *– Kombination aufgetragen.*

Von der dE/dx – Verteilung der Teilchenkandidaten im Signalbereich wird die Verteilung aus einem entsprechenden Seitenband subtrahiert und der Mittelwert der resultierenden Verteilung betrachtet. So kann in verschiedenen Impulsbereichen ein Referenz – dE/dx erstellt und mit der Vorhersage der Bethe – Bloch – Parametrisierung verglichen werden. Die Übereinstimmung ist insgesamt zufriedenstellend. Allerdings zeigen sich bei den Zerfallsprodukten von Λ's und K^0's, sogenannten V^0 – Spuren, auch eindeutige Abweichungen in den '92 – iger Daten (Abbildung 5.3). Insbesondere bei höheren Impulsen liegen die Spuren aus diesen Zerfällen in der TPC sehr dicht beieinander. Dadurch ist eine eindeutige Zuordnung der Ionisationen zu den Spuren erschwert. Der dazu im Rahmen der Spurrekonstruktion entwickelte Algorithmus war im

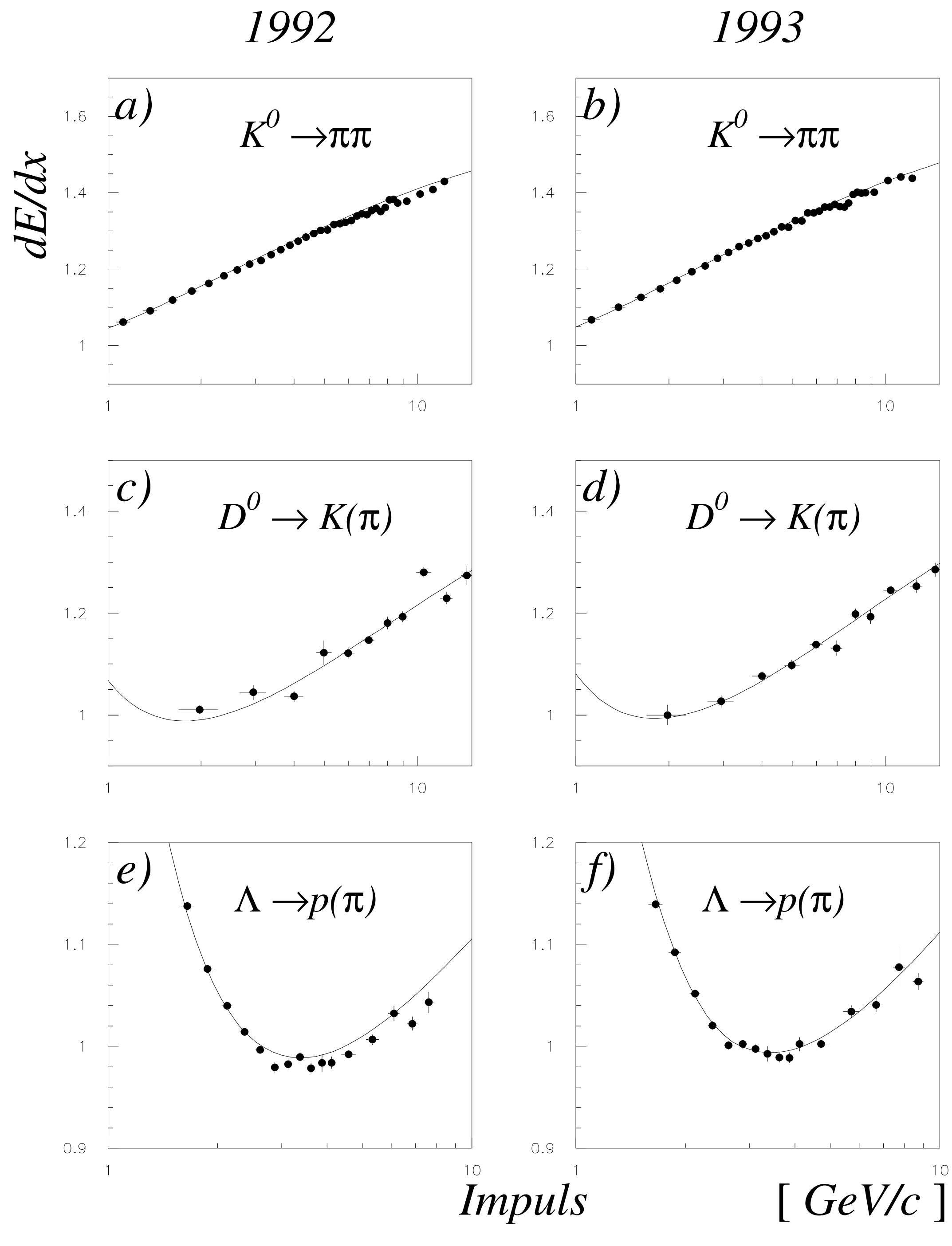

Abbildung 5.3: *dE/dx – Werte eindeutig identifizierter Spuren im Vergleich zur Bethe – Bloch – Parametrisierung. Während die Übereinstimmung bei den Daten des Jahres 1993 zufriedenstellend ist, zeigen sich deutliche Abweichungen bei Spuren aus* K^0 – *und* Λ – *Zerfällen in den Daten des Jahres 1992.*

Jahr 1992 noch fehlerbehaftet und wurde erst für die Daten des Jahres 1993 korrigiert [44]. Als Resultat haben Spuren, die sehr dicht beieinander liegen, 1992 tendenziell einen niedrigeren(!) dE/dx – Wert als Spuren, die relativ isoliert die TPC durchqueren. Der Einfluß auf die Analyseergebnisse der Pionen ist gering, da erstens ihre dE/dx – Erwartung direkt aus den Daten gemessen wird und zweitens das Verhältnis von K^0 – zu π – Produktion klein ist. Anders bei den Protonen: Ihr dE/dx – Erwartungswert ergibt sich erst durch die in diesem Falle nicht mehr ganz korrekte Annahme, daß der dE/dx – Wert nur vom β eines Teilchens und nicht von seiner Art abhängt. Gleichzeitig ist das Verhältnis von Λ's zu Protonen in Z – Zerfällen keineswegs zu vernachlässigen, beträgt es doch fast 40 % [1]. Die dE/dx – Vorhersage für Protonen wurde daher in der Analyse der Daten aus dem Jahr 1992 auf den Λ – Anteil korrigiert. Die ermittelte Protonrate im Überlappbereich sank damit um fast fünf Prozent.

Um den Einfluß der Mittelwertbestimmung abzuschätzen, werden des weiteren die dE/dx – Erwartungswerte der einzelnen Teilchensorten innerhalb der Anpassung variiert. Die Variationsbreite ergibt sich dabei aus den Schwankungen der in Kapitel 4.3.3 berechneten Mittelwerte um die später angepaßte Bethe – Bloch – Kurve. In den Bereichen, über die bei der Anpassung der Kurve extrapoliert werden muß, wird eine größere Variation erlaubt. Es ist zu berücksichtigen, daß Abweichungen in einem Impulsbereich sich auch auf andere Impulsbereiche auswirken können, da z.B. die dE/dx – Erwartungswerte der Pionen als Erwartungswerte für Kaonen oder Protonen bei gleichem β, aber unterschiedlichem Impuls eingehen. Die Unsicherheiten, die sich für die einzelnen Teilchenzahlen ergeben, sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Wie erwartet ist der systematische Fehler auf die Protonen am größten.

5.1.3 Die Form der dE/dx – Verteilung

Eine weitere nicht zu vernachlässigende systematische Unsicherheit hat ihre Ursache in der Unkenntnis der Form der wahren dE/dx Wahrscheinlichkeitsverteilung. Wie in Kapitel 4.3.2 schon angedeutet, beschreibt die gewählte Parametrisierung die Daten insbesondere an den Rändern nicht optimal. Andererseits hat jede funktionale Beschreibung das Problem, daß sie nur bei sehr kleinen Impulsen an die Daten angepaßt werden kann, da nur dort die einzelnen dE/dx – Bänder weit genug voneinander entfernt sind.
Um die Unsicherheit abzuschätzen, werden verschiedene dE/dx – Verteilungen nach unterschiedlichen Wahrscheinlichkeitsdichten gewürfelt und dann mit der benutzten Parametrisierung angepaßt. (An dieser Stelle sei vermerkt, daß bei korrekter Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen in der Anpassung die vorgegebenen π –, K –, p – Anteile mit großer Genauigkeit reproduziert werden.) Diese Untersuchungen führen zu den in Tabelle 5.1 gegebenen systematischen Unsicherheiten.

Teilchen	$\Delta\langle dE/dx\rangle$	Parametrisierung
π	0.5 %	0.8 %
K	4 %	1.5 %
p	6 %	2.5 %

Tabelle 5.1: *Die systematischen Unsicherheiten aufgrund der unbekannten dE/dx–Wahrscheinlichkeitsverteilung für alle drei Teilchensorten.*

5.2 Rekonstruktionseffizienz der Spuren

Der Produktionswirkungsquerschnitt für Pionen, Kaonen und Protonen bestimmt die Anzahl der erzeugten und nicht die der gefundenen Teilchen. Daher ist die gefundene Zahl auf die Rekonstruktionseffizienz des Detektors und der Analyse zu korrigieren. Dies geschieht mit Hilfe der Monte–Carlo–Simulation für jede Teilchensorte und in jedem Impulsbereich separat. Diese Korrektur ist mit einer systematischen Unsicherheit behaftet, da der Detektor nur mit endlicher Genauigkeit von der Simulation beschrieben wird. Diese Unsicherheit wurde von ALEPH mit 1.5 % abgeschätzt [53]. Die Simulation der dE/dx–Messung wurde dabei aber nicht betrachtet. Die Güte der Simulation kann aber in diesem Punkt in den Daten selbst überprüft werden (Abb. 5.4). Es zeigt sich, daß gegenüber den Daten in der Simulation 1992 weniger Teilchen die Anforderung erfüllen, während 1993 und 1994 in der Simulation eher mehr Teilchen über 125 dE/dx–Einzelmessungen besitzen. Auf die gefundenen Unterschiede wird korrigiert.

5.2.1 Teilchen aus Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial

Teilchen, die aus der Wechselwirkung primärer Teilchen mit dem Detektormaterial stammen, können die Messung verfälschen. Ihr Impuls ist im allgemeinen sehr klein. Ihr Anteil wird in der Datensimulation abgeschätzt und das Analyseergebnis damit korrigiert. Zur Überprüfung der Simulation werden erstens die d_0 und z_0 Verteilungen in Daten und Monte Carlo verglichen (Abb. 5.5). Teilchen aus der Materie sollten hohe Werte aufweisen. Die Übereinstimmung ist gut.

Eine zweite Möglichkeit bietet sich bei den Protonen. Hier ist der Überschuß der Protonen gegenüber den Antiprotonen bei kleinen Impulsen ein gutes Maß für die Produktion von Teilchen aus Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial. Die Simulation ist bis innerhalb von 10 % mit den Daten kompatibel. (Man beachte, daß für die Analyse nur negative Teilchen bei kleinen Impulsen betrachtet werden.) Dies ergibt eine systematische Unsicherheit von 0.1 %, 0.03 % und 0.1 % auf die Produktion von Pionen, Kaonen und Protonen.

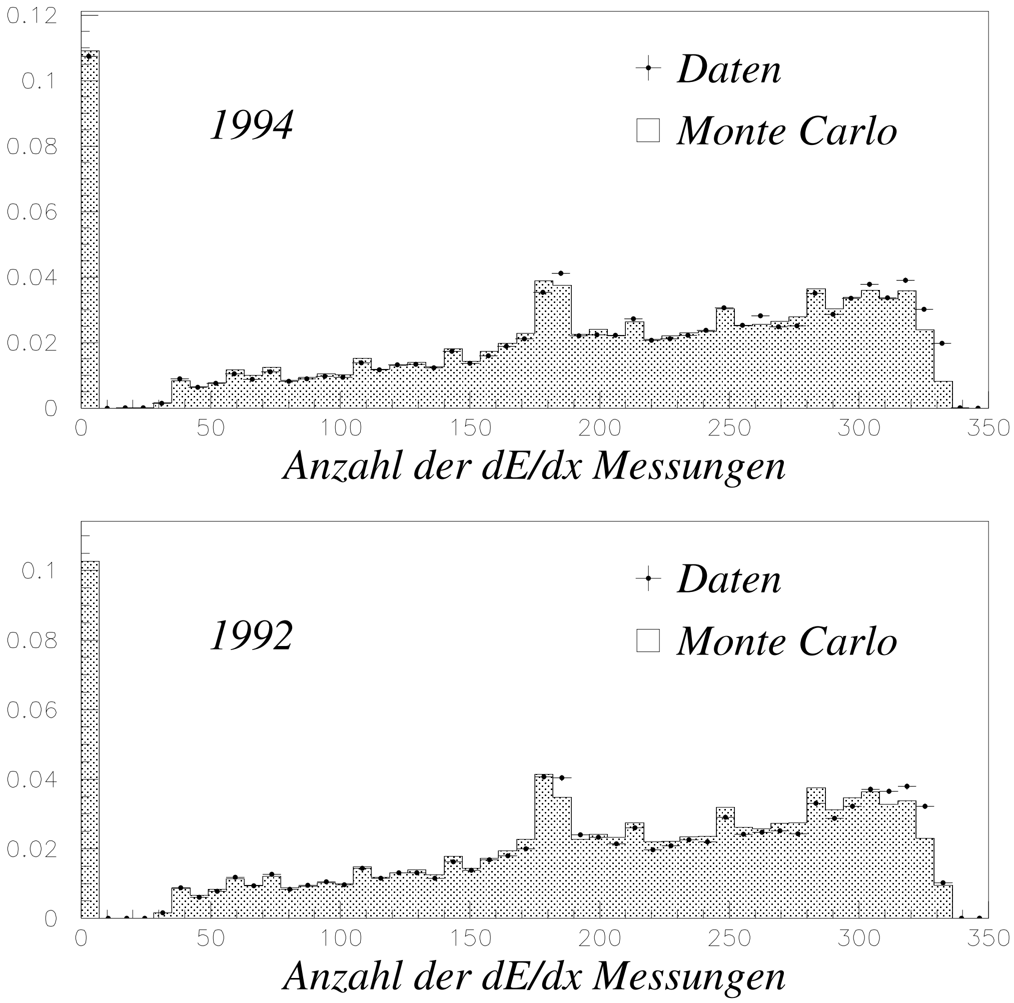

Abbildung 5.4: *Die Anzahl der dE/dx – Messungen pro Spur in Daten und Simulation. Die Anzahl der Einträge ist auf eins normiert. Spuren, die weniger als 30 Einzelmessungen besitzen, fallen in das erste Intervall des Histogramms. Das obere Bild zeigt den Vergleich für das Jahr 1994, das untere für das Jahr 1992. In der Analyse werden nur Spuren betrachtet, die mehr als 125 (80 für die Proton/Lepton Korrelation) Einzelmessungen besitzen. Auf die Unterschiede in Daten und Monte Carlo wird korrigiert.*

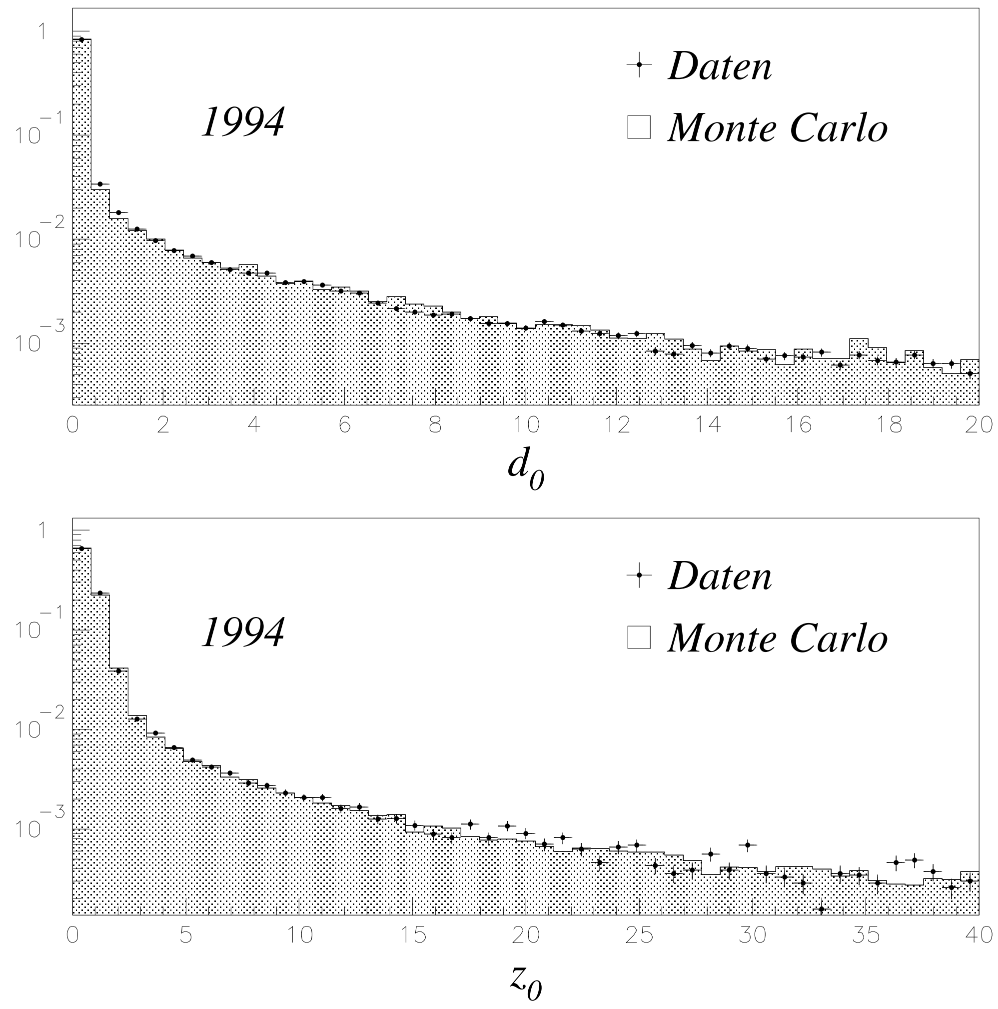

Abbildung 5.5: *Die* d_0 *– und* z_0 *– Verteilungen in Daten und Simulation. Teilchen aus Wechselwirkungen mit der Materie werden bevorzugt bei großen Werten von* d_0 *und* z_0 *erwartet.*

5.3 Der μ - Anteil

Auch der Likelihood – Fit ist nicht in der Lage, Myonen von Pionen anhand ihres spezifischen Energieverlustes zu trennen. Deshalb wird der Myonanteil an den geladenen Spuren der Simulation entnommen. Er variiert zwischen 1 % bei niedrigen Impulsen und bis zu 15 % bei hohen Impulsen (letzteres aber nur in b – Ereignissen). Energiereiche Myonen entstehen hauptsächlich in den Zerfällen schwerer Quarks, deren semileptonische Verzweigungsverhältnisse gut bekannt sind und in die Monte Carlo Simulation eingespeist wurden. Die Unsicherheit des Myonanteil wird zu 10 % abgeschätzt.

5.4 Der b – tag

Eine weitere Unsicherheit stellt die Effizienz und Reinheit des b – tags dar. Analysen, die die Bestimmung von $R_{b\bar{b}}$, der relativen Zerfallsbreite des Z in b – Quarks, zum Ziel hatten, haben der Systematik des Tagging – Algorithmus viel Raum eingeräumt und eine Vielzahl von Studien durchgeführt [48]. Abweichend von diesen Analysen werden hier die Standardmodellwerte für $R_{b\bar{b}}$, $R_{c\bar{c}}$ und R_{uds} verwendet. Dadurch war es möglich, zusätzliche Effizienzen aus den Daten zu bestimmen und einige systematische Unsicherheiten zu vermeiden. Folgende Fehlerquellen müssen beachtet werden:

1. Die Anpassung in Kapitel 4.5.2 bestimmt die Effizienzen nur innerhalb eines statistischen Fehlers.
2. Einige Effizienzen werden der Simulation entnommen.
3. Die Korrelation der beiden Ereignishemisphären in Form der λ – Koeffizienten wird aus der Simulation entnommen.
4. Unsicherheiten auf die relativen Partialbreiten R

Für die Behandlung von Punkt eins wird die Analyse mit innerhalb der Fehler variierten Effizienzen wiederholt. Zu beachten ist, daß die Effizienzen korreliert sind und auch nur korreliert variiert werden sollten. Zur Abschätzung von Punkt zwei werden verschiedene Effizienzen der Simulation entnommen, die Bestimmung der restlichen wiederholt, und die Teilchenzahlen mit den neuen Werten bestimmt. Die Genauigkeit, mit der die Hemisphärenkorrelationen bekannt sind, wird [48] entnommen, und die Analyse mit variierten Koeffizienten wiederholt. Zur Abschätzung der aus den theoretischen Breiten resultierenden Unsicherheiten wird die Analyse mit den derzeitig genauesten Meßergebnissen [49], die auf einer anderen, erst kürzlich entwickelten b – tag – Methode beruhen, wiederholt.
Zur zusätzlichen Überprüfung der inneren Konsistenz werden einzelne $\mathcal{P}^{H}_{uds}$ – Bereiche weggelassen und mit den verbleibenden die Analyse erneut durchgeführt. Als Beispiel listet Tabelle 5.2 die Anzahl der Pionen in verschiedenen Z – Zerfällen auf, so wie sie

Pionen in	Ausgeschlossene $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Bereiche					
	—	0.5 – 1.0	0.1 – 0.5	0.01 – 0.1	0.001 – 0.01	0.0 – 0.001
uds	9 205 792	9 081 127	9 218 403	9 202 984	9 189 063	9 250 933
c	2 642 522	2 819 165	2 633 330	2 660 757	2 622 274	2 620 994
b	3 423 925	3 327 579	3 425 075	3 425 348	3 430 385	3 427 090

Tabelle 5.2: *Die Anzahl der Pionen in verschiedenen Z – Zerfällen in Abhängigkeit von den benutzten $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Bereichen. Die Variation ist für uds – Pionen maximal 2 %, für Pionen aus c – Ereignissen 7.5 % und für Pionen aus b – Ereignissen 2.5 %.*

uds – Ereignisse	2.5 %
c – Ereignisse	8 %
b – Ereignisse	3 %

Tabelle 5.3: *Die systematischen Unsicherheiten des b – Tags. Die aufgeführten Zahlen resultieren aus der Summe der im Text erläuterten Fehlerquellen.*

aus den Daten des Jahres 1994 bestimmt werden. Das Ergebnis ist weitgehend stabil. Alle Unsicherheiten zusammen ergeben Tabelle 5.3.

5.4.1 *Tagging bias*

Die beiden Hemisphären eines Ereignisses sind nicht völlig unabhängig. Zu untersuchen ist daher, wie sich diese Korrelation auf das Analyseergebnis auswirkt. Dabei sind mehrere Effekte denkbar: So könnten zum Beispiel die Impaktparametereffizienzen vom $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall abhängen. Diese Möglichkeit wird innerhalb der Monte – Carlo – Simulation studiert, da ja die Korrelation der Hemisphären bei der Bestimmung der b – tag Effizienzen ebenfalls der Simulation entnommen wird. Signifikante Abhängigkeiten sind nicht festzustellen. Ein weiterer denkbarer Effekt bezieht sich auf die Anzahl der Teilchen, insbesondere der aus der Fragmentation: Mehr Spuren in einem Ereignis haben eine bessere Bestimmung der Lage des Hauptvertexes zur Folge und damit eventuell auch eine bessere Trennung zwischen udsc – und b – Ereignissen. Auch hier kann natürlich das oben beschriebene Verfahren der Ausgrenzung bestimmter Datensamples als Konsistenztest dienen. Innerhalb dieses Tests sind allerdings Unsicherheiten aus den b – Tag – Effizienzen und Verzerrungen durch den Algorithmus selbst nicht zu trennen. Eine genauere Analyse wird mit Hilfe der Datensimulation durchgeführt, indem die mittleren Multiplizitäten in verschiedenen $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Bereichen untersucht werden. Einige Beispiele sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Hier sind zum Teil kleine, aber signifikante Abweichungen zu erkennen, die sich aber nur in der Größenordnung von einem Prozent bewegen. Um diese in einen systematischen Fehler umzusetzen, muß

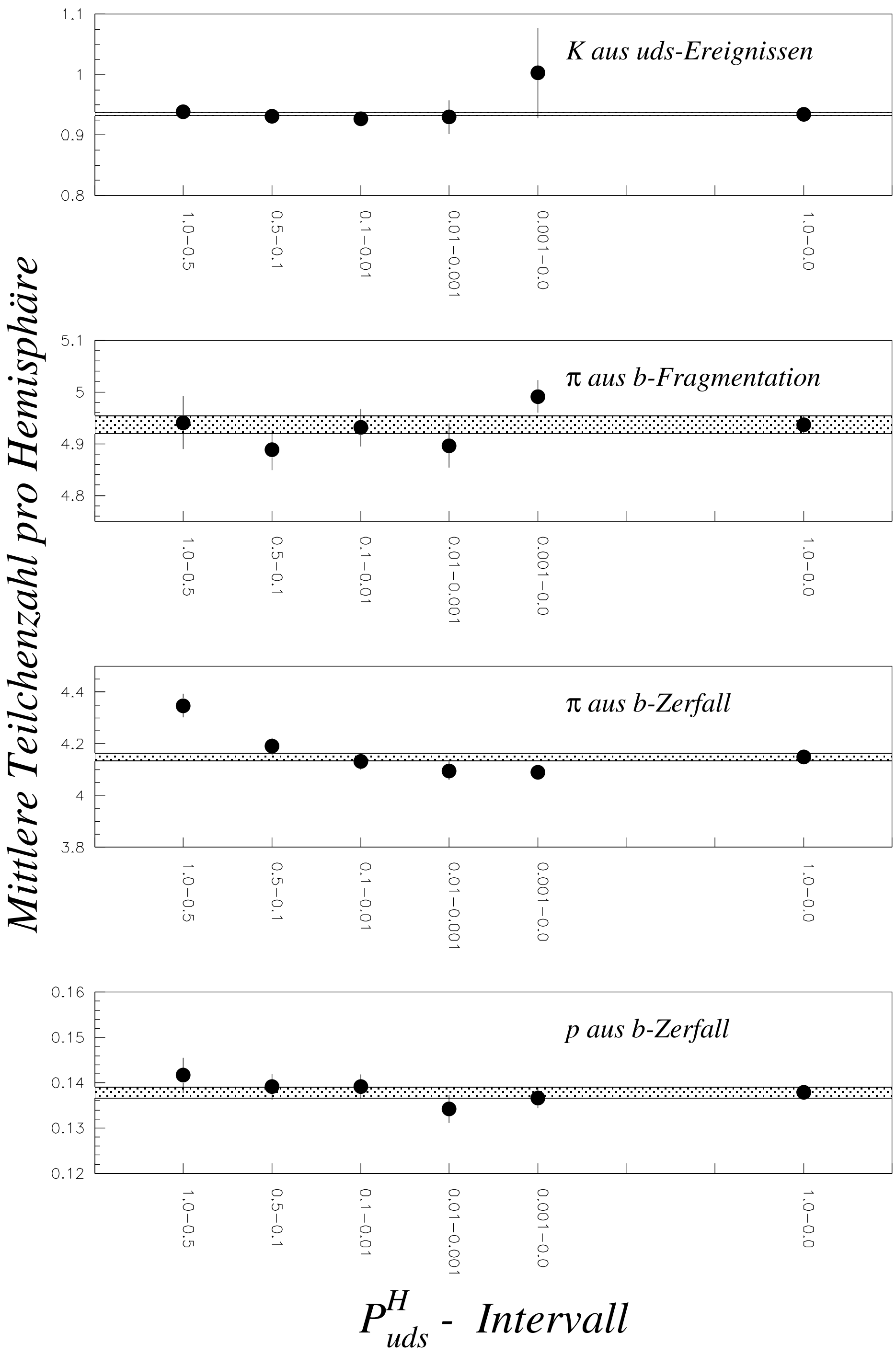

Abbildung 5.6: *Einige Beispiele der mittleren Multiplizitäten der verschiedenen Teilchenklassen in Abhängigkeit des $\mathcal{P}^H_{uds}$ –Bereichs in der Datensimulation. Die Abweichungen vom Mittelwert sind im Allgemeinen klein.*

berücksichtigt werden, in welchem Maße das betrachtete $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervall das Endergebnis dominiert. So ist zum Beispiel für b – Ereignisse das letzte Intervall von besonderer Bedeutung. Zuletzt sei noch der Einfluß des b – tags auf die erstellten Impulsspektren untersucht. Die in der Datensimulation gefundenen Verzerrungen sind klein. Da die Hemisphärenkorrelation ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet ist, wird darauf verzichtet, diese Verzerrungen zu korrigieren. Abbildung 5.7 zeigt als Beispiel die Impulsspektren von Kaonen aus b – Ereignissen (getrennt nach Zerfall und Fragmentation) in verschiedenen $\mathcal{P}^H_{uds}$ – Intervallen.

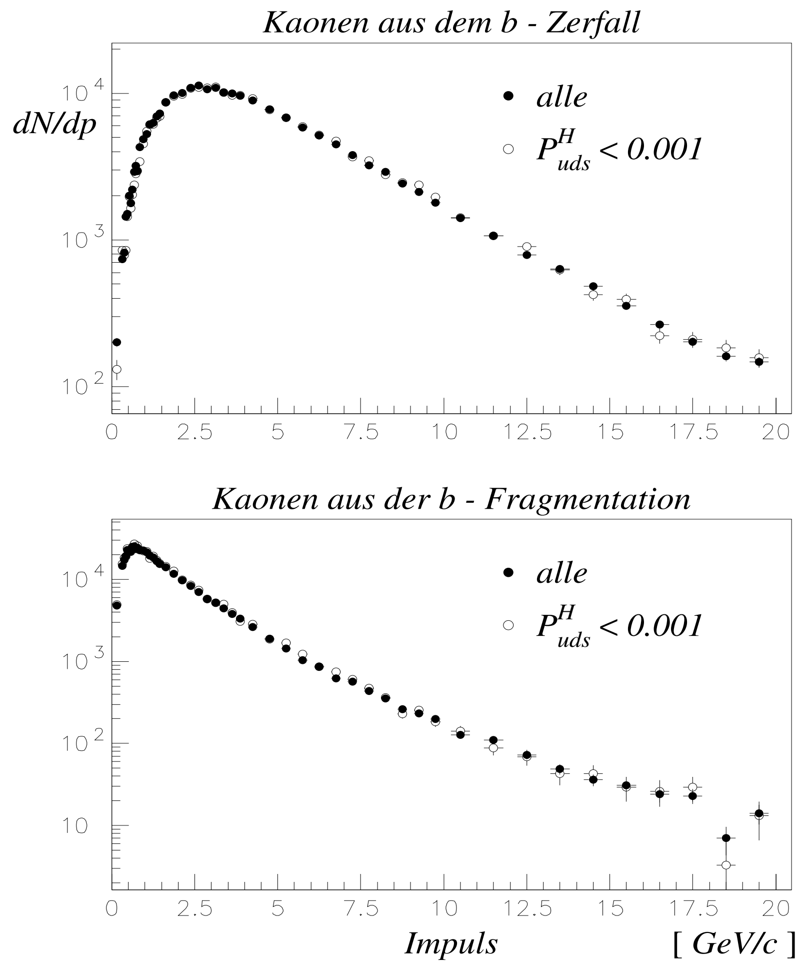

Abbildung 5.7: *Kaonen in b – Ereignissen im Monte – Carlo: Das obere Bild zeigt das Impulsspektrum der Kaonen aus dem b – Hadronzerfall, das untere das der Kaonen, die neben dem b – Hadron erzeugt werden. Verglichen werden dabei alle Kaonen und solche aus Ereignissen mit* $\mathcal{P}^H_{uds} < 0.001$. *Die durch den b – tag hervorgerufenen Verzerrungen sind so gering, daß sie in der Analyse nicht korrigiert werden.*

5.5 Impaktparameter – und Winkelschnitt

Die Bestimmung der Anteile an Pionen, Kaonen und Protonen, die aus b – Hadronzerfällen kommen, basierte auf zwei Kriterien: Dem Vorzeichen des Impaktparameters der Spur und ihrem Winkel zur Thrustachse. Ist z.B. der Anteil der Spuren aus b – Zerfällen, die einen positiven Impaktparameter besitzen, im Monte Carlo nicht richtig beschrieben, so hat das einen unmittelbaren Einfluß auf das Ergebnis der Analyse. Es ist darum notwendig, eventuelle Abweichungen sorgfältig zu studieren.

5.5.1 Der Impaktparameter

Ein erster Test wurde schon in Kapitel 4.6.1 und 4.6.2 durchgeführt. Abbildung 4.15 zeigt den Anteil der Spuren mit positivem Impaktparameter bei unterschiedlichen $\mathcal{P}_{uds}^{H}$ im Vergleich von Daten und Monte Carlo. Die Übereinstimmung ist gut, insbesondere bei sehr kleinen und sehr großen $\mathcal{P}_{uds}$, bei denen die Flavourzusammensetzung im Monte – Carlo der in den Daten am besten entspricht. Natürlich ist es wünschenswert und notwendig, die Genauigkeit der Simulation nach Teilchensorten und Herkunft getrennt zu untersuchen. Auch das ist in einem gewissen Rahmen möglich:
Wie in Kapitel 4.6.3 schon angedeutet, können die ϵ_{udsc}, also die Wahrscheinlichkeiten, daß Spuren aus $Z \longrightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ Ereignissen einen positiven Impaktparameter haben, als freie Parameter im Fit behandelt werden. Folglich können die Fitergebnisse mit den Vorhersagen der Simulation verglichen werden. Zwei Beispiele zeigen Abb. 5.8 und Abb. 5.11. Die Abweichungen innerhalb ihrer statistischen Schwankungen sind bei allen drei Teilchensorten gering.

Von ungleich größerer Bedeutung sind die Impaktparameter der Spuren in b – Ereignissen. Verzichtet man auf eine Trennung nach Herkunft, so kann die inklusive Wahrscheinlichkeit für einen positiven Impaktparameter auch hier aus einem Fit extrahiert werden. Man verwendet dazu folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} N_{all} &= \epsilon_b N_b + \epsilon_c N_c + \epsilon_{uds} N_{uds} \\ N_{all}^{+} &= \epsilon_b^{+} \epsilon_b N_b + \epsilon_c^{+} \epsilon_c N_c + \epsilon_{uds}^{+} \epsilon_{uds} N_{uds} \end{aligned} \tag{5.1}$$

Dabei bezeichnet z.B. ϵ_b^{+} die Wahrscheinlichkeit für eine Spur aus einem b – Ereignis, einen positiven Impaktparameter zu haben und ist ein freier Parameter im Fit, während ϵ_b für die Wahrscheinlichkeit steht, ein b – Ereignis in dem entsprechenden $\mathcal{P}_{uds}^{H}$ Intervall vorzufinden. Alle fünf Intervalle zusammen ergeben zehn Gleichungen, die sechs Unbekannte enthalten. Für alle Teilchensorten werden so die inklusiven ϵ_b^{+} bestimmt. Abbildung 5.9 zeigt eines der Ergebnisse zusammen mit der entsprechenden Monte – Carlo – Vorhersage. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß eine gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo und Daten natürlich auch davon abhängt, daß sowohl Impulsspektrum wie Häufigkeit der Teilchen aus verschiedenen Quellen gut simuliert ist. Nur bei sehr niedrigen und sehr hohen Impulsen kann man reine Samples erwarten.

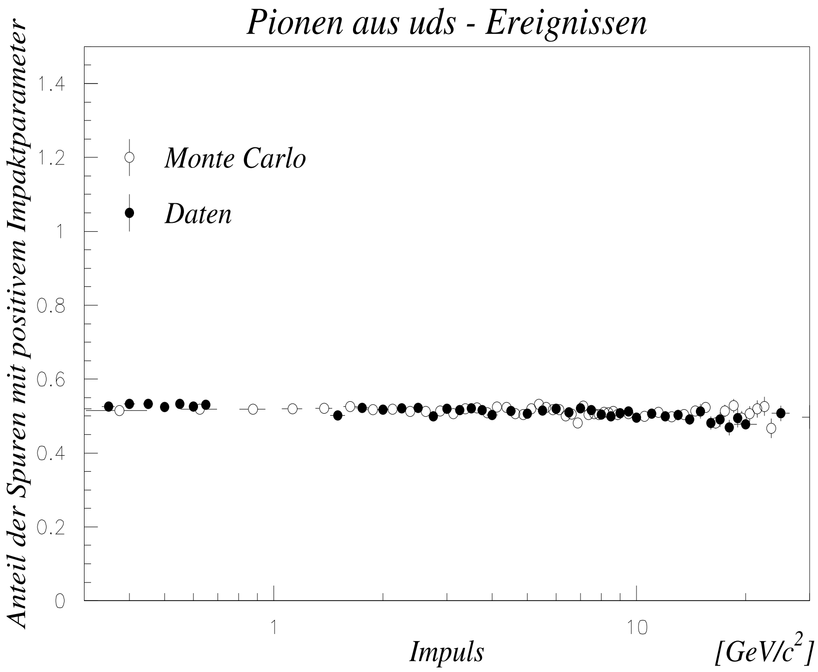

Abbildung 5.8: *Anteil der Pionen mit positivem Impaktparameter in uds – Ereignissen.*

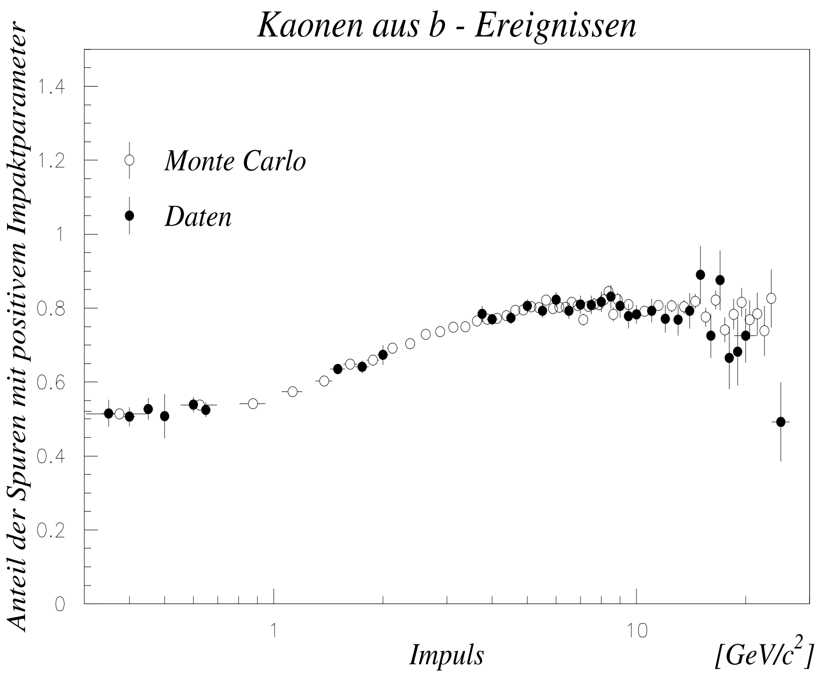

Abbildung 5.9: *Anteil der Kaonen mit positivem Impaktparameter in b – Ereignissen.*

Ohne Frage ist die Hauptursache eines positiven Impaktparameters die lange Lebensdauer des Mutterteilchens. Messungen haben ergeben, daß b – Baryonen signifikant kürzere Lebensdauern haben als $B^{\pm}$, B^0 oder B_s [1]. In der Simulation dagegen haben alle b – Hadronen die gleiche, nämlich die mittlere Lebensdauer aller b – Hadronen, die natürlich von den Mesonen dominiert wird. Sowohl bei Pionen als auch bei Kaonen entspricht diese mittlere Lebensdauer der in den Daten, da das Meson – Baryon – Mischungsverhältnis ungefähr richtig ist. Bei den Protonen liegt die Sache dagegen anders. Es war ja gerade einer der Hauptideen der Analyse, mittels der Protonen sensitiv auf die Anzahl der b – Baryonen zu sein. Es erscheint daher notwendig, den Einfluß der geringeren mittleren Lebendauer der 'Protonmütter' auf den Impaktparameter zu korrigieren. Zuerst einmal soll die Abhängigkeit der Impaktparameterverteilung von der Lebensdauer des Mutterteilchens bestimmt werden. Dazu wurde die Verteilung innerhalb der Simulation umgewichtet. Daraus ergibt sich Abb. 5.10. Zur Korrektur wird ein iteratives Verfahren angewandt: Zuerst werden die ursprünglichen Monte – Carlo – Wahrscheinlichkeiten benutzt, um den Anteil der Protonen aus b – Hadronen zu bestimmen. Wie in Kapitel 7.2 beschrieben werden wird, kann diese Zahl benutzt werden, den Anteil von b – Baryonen abzuschätzen. Mit dem so erhaltenen Mischungsverhältnis von b – Baryonen zu b – Mesonen wird anschließend der Anteil der Protonen mit positivem Impaktparameter neu bestimmt und erneut der baryonische Anteil errechnet. Dieses Vorgehen konvergiert schließlich, die so angepaßten Wahrscheinlichkeiten werden für das Endergebnis verwandt.

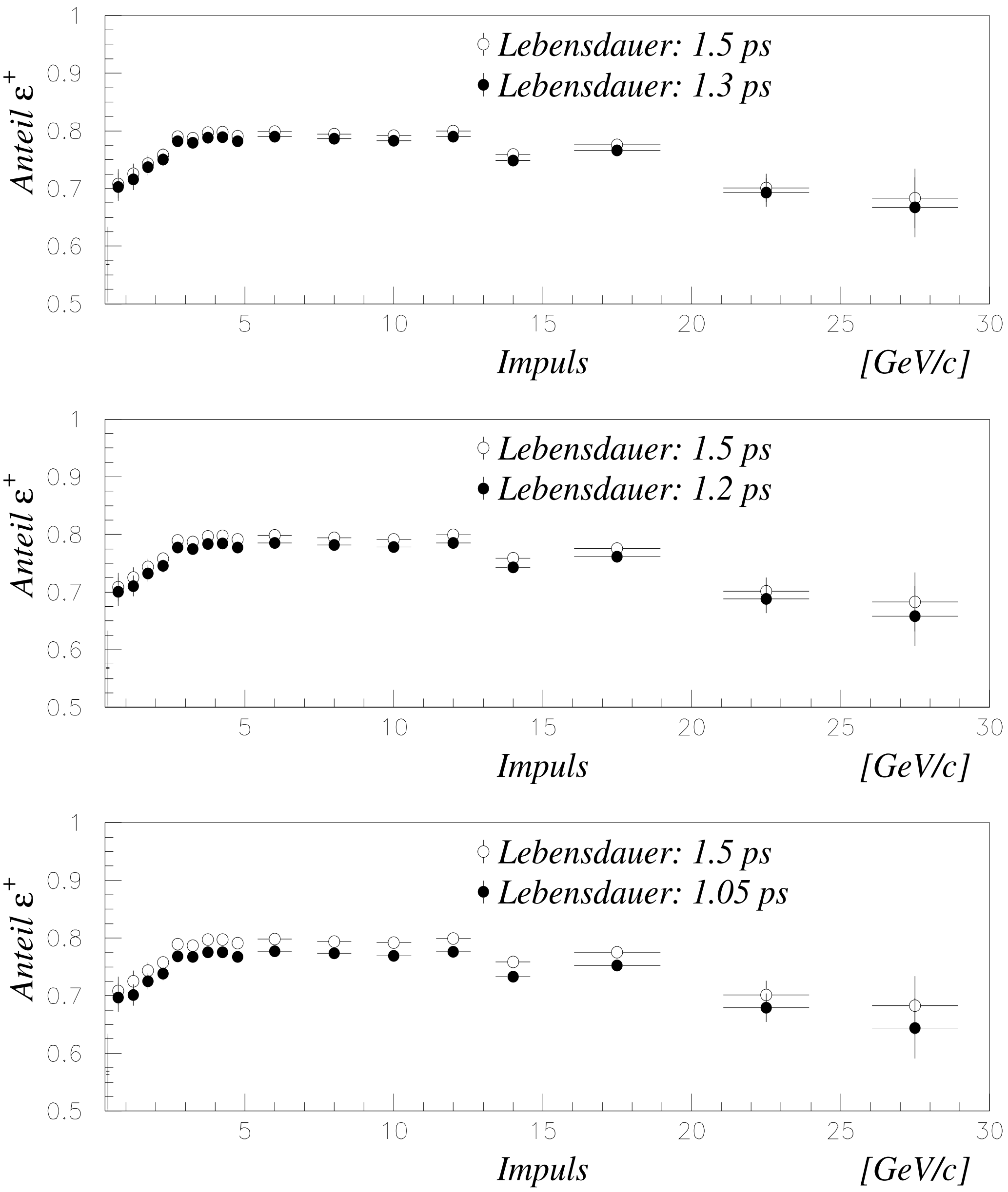

Abbildung 5.10: *Der Anteil der Protonen aus b – Zerfällen mit positivem Impaktparameter in Abhängigkeit von der Lebensdauer des b – Hadrons. Deutlich ist zu erkennen, wie der Anteil der Spuren mit positivem Impaktparameter mit der Lebensdauer sinkt. Da Protonen vermehrt aus b – Baryonzerfällen stammen, muß auf deren kürzere Lebensdauer korrigiert werden.*

Impaktparameter – und Winkelkriterium	
Pionen	3 %
Kaonen	4 %
Protonen	3.5 %

Tabelle 5.4: *Die systematischen Unsicherheiten in die Simulation des Impaktparameter – und Winkelkriteriums für die verschiedenen Teilchensorten.*

5.5.2 Das Winkelkriterium

Die systematischen Untersuchungen des Winkelkriteriums folgen weitgehend denen des Impaktparameters. Die entsprechenden Ergebnisse sind in den Abbildung 5.11 und 5.12 zu sehen. Wie schon in 4.6.2 erwähnt, sind die beiden Kriterien über weite Impulsbereiche unabhängig voneinander und können daher benutzt werden, sich gegenseitig zu überprüfen. Hat man sich vergewissert, daß keine offensichtlichen Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation vorliegen, benutzt man nun das eine Kriterium, um die Zusammensetzung der Teilchensamples zu bestimmen und mit diesem Wissen im Folgenden die Wahrscheinlichkeiten des anderen Kriteriums zu überprüfen. Man verwendet dafür wieder den Gleichungssatz 5.1 und läßt eine der beiden $\epsilon^{+/>}$ in der Anpassung frei. Nicht auszuschließen ist damit natürlich eine simultane Abweichung der Daten von der Simulation in beiden Meßgrößen.

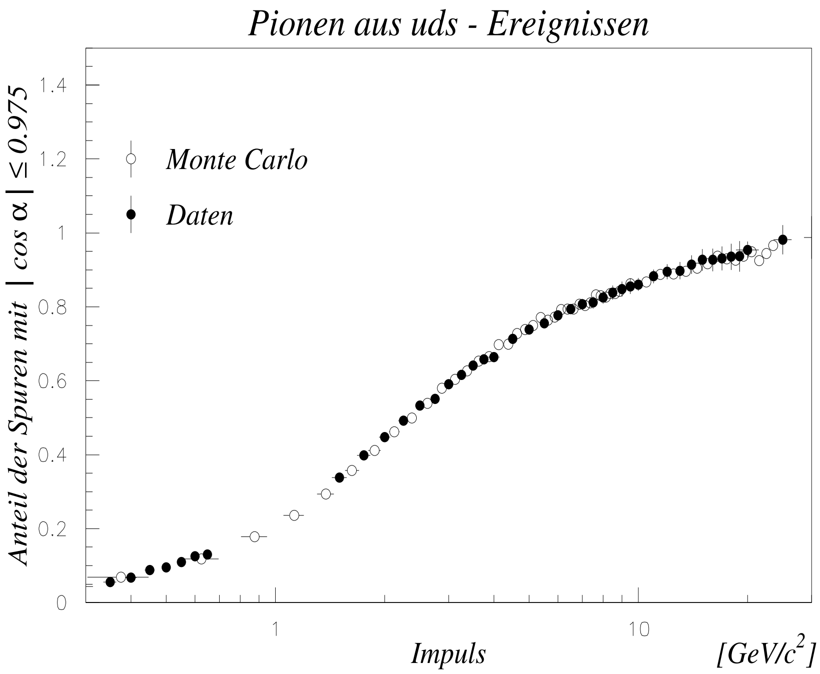

Abbildung 5.11: *Anteil der Pionen mit* $|\cos\alpha| > 0.975$ *in uds – Ereignissen.*

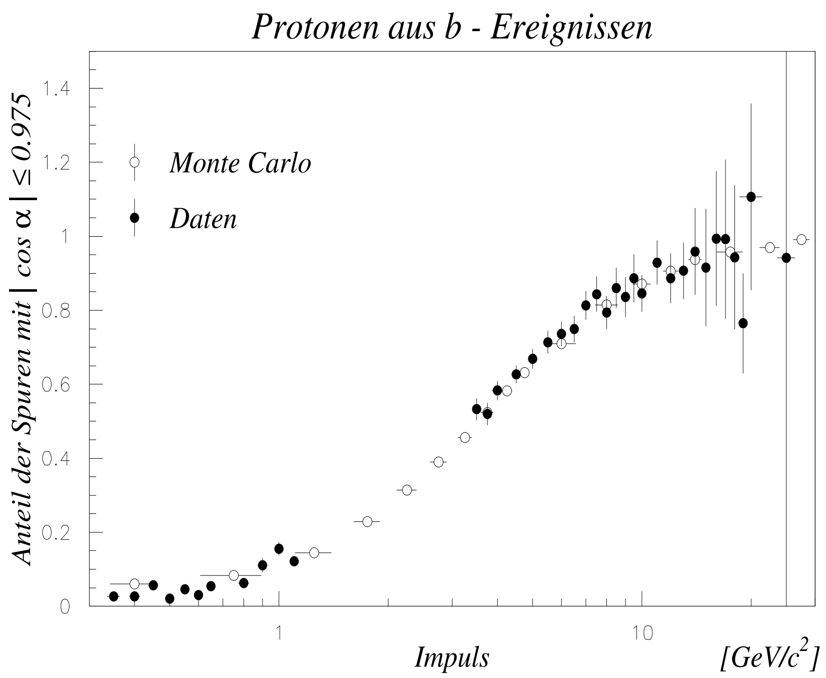

Abbildung 5.12: *Anteil der Protonen mit* $|\cos\alpha| > 0.975$ *in* b *– Ereignissen.*

Es verbleibt, die aus den Abbildungen entnommenen Unsicherheiten in der Simulation in einen Fehler auf das Ergebnis der Analyse umzusetzen. Dafür werden die ϵ innerhalb ihrer Abweichungen variiert und die Änderung des Ergebnisses als systematischer Fehler angenommen.

5.6 Systematische Fehler der Proton – Lepton – Korrelation

Die Analyse der Proton/Lepton – Korrelation birgt einige zusätzliche systematische Unsicherheiten: Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen und die p_T – Verteilungen. Beide sind in vielen Veröffentlichungen der ALEPH – Kollaboration schon ausführlich untersucht worden [50],[51], weswegen hier nur die wichtigsten Punkte kurz angesprochen werden sollen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen kann direkt in den Daten untersucht werden. Dazu stehen $Z \to \mu^+\mu^-$, $Z \to e^+e^-$ Ereignisse oder leptonische τ – Zerfälle zur Verfügung. Bei Elektronen bietet sich darüber hinaus die Möglichkeit, die Effizienz der dE/dx – Identifizierung anhand der Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters zu überprüfen oder umgekehrt. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich für beide

Leptonsorten eine systematische Unsicherheit auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von 3 %.

Eine weitere Fehlerquelle sind die p_T – Verteilungen der Leptonen aus verschiedenen physikalischen Prozessen. Verschiedene theoretische Modelle sagen hier unterschiedliche p_T – Verhalten voraus. Die p_T – Spektren der Untergrundquellen haben nur einen sehr geringen Einfluß auf das Ergebnis der Analyse, ist doch die Korrelationen mit Leptonen, deren Transversalimpuls 1.2 GeV/c überschreitet, fast untergrundfrei. Die p_T – Effizienzen $\epsilon^{x}_{\hat{p_T}}$ der Untergrundquellen werden um ± 10 % variiert. Das Endergebnis änderte sich dabei um maximal 1.5 %. Die Unsicherheit in der p_T – Verteilungen für Leptonen aus Λ_b – Zerfällen ist dagegen von größerer Bedeutung. ALEPH benutzt für die Datensimulation hadronischer Ereignisse den Ereignisgenerator HVFL, der auf dem JETSET Programm basiert, aber mehr Einstellungsmöglichkeiten besitzt. So werden im Rahmen dieses Programmes die semileptonischen Zerfälle so generiert, daß sie im wesentlichen die mit dem Modell von Altarelli et. al. [54] (ACCMM) angepaßten Leptonspektren von ARGUS und CLEO reproduzieren. Die Standardmethode zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit betrachtet nun noch das Leptonspektrum nach dem Modell von Isgur et. al. (ISGW)[55] mit unterschiedlichen Anteilen an semileptonischen B – Zerfällen in D^{**}. Der Unterschied zwischen diesen Modellen ergibt den systematischen Fehler, der rund 4.5 % beträgt. Dieses Verfahren ist strenggenommen nur für mesonische Zerfälle gültig, sein Resultat sollte sich aber im Rahmen der benötigten Genauigkeit (dieser Fehler ist nicht dominant) auch auf Baryonen übertragen lassen.

Nachdem die wichtigsten systematischen Fehlerquellen diskutiert worden sind, können im nächsten Kapitel die endgültigen Ergebnisse präsentiert und diskutiert werden.

Kapitel 6

Ergebnisse

Es wurden die Impulsspektren von Pionen, Kaonen und Protonen aus den folgenden Quellen gemessen.

1. aus allen Z – Zerfällen
2. aus Z – Zerfällen nach uds –, c – und b – Quarks getrennt
3. aus b – Hadronzerfällen
4. ‚begleitend erzeugt' in b – Ereignissen

und zusätzlich

5. das Protonspektrum aus semileptonischen b – Baryonzerfällen

Die Spektren aus den ersten vier Quellen sind zusammen mit der an die ALEPH – Daten angepaßten JETSET 7.3 Vorhersage in den Abbildungen 6.2 – 6.19 am Ende des Kapitels zu sehen. Auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wurde korrigiert und der systematischen Fehler berücksichtigt. Es soll noch einmal betont werden, daß die Systematik in den einzelnen Impulsbereichen stark korreliert ist. In tabellarischer Form finden sich die Impulsspektren im Anhang. Es sei darauf hingewiesen, daß sowohl Multiplizitäten als auch Spektren Teilchen aus K_s^0 – und Λ – Zerfällen enthalten.

6.1 Mittlere Multiplizitäten

Integriert man die Impulsspektren über den gesamten Impulsbereich, so können die mittleren Multiplizitäten für Pionen, Kaonen und Protonen aus den verschiedenen Quellen berechnet werden. Dazu ist es nötig, über die der Analyse nicht zugänglichen

Herkunft	$\pi^\pm$				
$Z \to q\bar{q}$	17.04	$\pm$	0.005_{stat}	$\pm$	0.31_{sys}
$Z \to uds$	16.86	$\pm$	0.02_{stat}	$\pm$	0.52_{sys}
$Z \to c\bar{c}$	15.93	$\pm$	0.07_{stat}	$\pm$	1.31_{sys}
$Z \to b\bar{b}$	18.44	$\pm$	0.03_{stat}	$\pm$	0.63_{sys}
b – Zerfall	3.97	$\pm$	0.02_{stat}	$\pm$	0.21_{sys}

Tabelle 6.1: *Die mittleren Pionmultiplizitäten*

Herkunft	$K^\pm$				
$Z \to q\bar{q}$	2.26	$\pm$	0.002_{stat}	$\pm$	0.12_{sys}
$Z \to uds$	2.14	$\pm$	0.008_{stat}	$\pm$	0.13_{sys}
$Z \to c\bar{c}$	2.44	$\pm$	0.03_{stat}	$\pm$	0.23_{sys}
$Z \to b\bar{b}$	2.63	$\pm$	0.008_{stat}	$\pm$	0.14_{sys}
b – Zerfall	0.72	$\pm$	0.020_{stat}	$\pm$	0.06_{sys}

Tabelle 6.2: *Die mittleren Kaonmultiplizitäten*

Impulsbereiche zu extrapolieren, was zu einer weiteren systematischen Unsicherheit führt. Um diese abzuschätzen, wurde die Extrapolation mit verschiedenen, rein empirischen Funktionen durchgeführt, die zu leicht unterschiedlichen Ergebnis kommen. Die resultierenden Unterschiede sind jedoch klein und erreichen ihr Maximum bei den Protonen aus b – Zerfällen, wo sie knapp 3 % betragen.

Die Resultate der Datensätze der Jahre 1992 – 1994 sind untereinander innerhalb ihrer Fehler konsistent und sollen deshalb hier auch nicht im Einzelnen aufgeführt werden. Das Endergebnis ist dann das mit dem Fehler gewichtete Mittel der verschiedenen Datennahmeperioden. Da im Normalfall der systematische Fehler dominiert, gehen alle drei Jahre mit fast demselben Gewicht ein. Die Korrelation zwischen den systematischen Fehlern der einzelnen Datensätze wurde konservativ mit 100% angenommen. Die Tabellen 6.1 bis 6.4 geben die Ergebnisse im Überblick.

Auch die totalen hadronischen Multiplizitäten in Ereignissen mit schweren (b) und leichten (uds) Quarks können jetzt verglichen werden. Für die Differenz ergibt sich $\delta'_{bl} = 2.03 \pm 0.85$. Um diesen Wert mit der in Kapitel 2.3.2 zitierten oberen Grenze aus dem 'dead – cone' – Mechanismus von 3.7 – 4.1 vergleichen zu können, müssen aber noch die Leptonen aus b – Hadronzerfällen berücksichtigt werden. Die entsprechenden Zahlen wurden [1] entnommen und man erhält:

$$\delta_{bl} = 2.85 \pm 0.04_{stat} \pm 0.85_{sys}$$

Diese Zahl ist sowohl mit dem 'dead – cone' – Mechanismus wie auch mit den Vorhersagen des 'Naive Modell verträglich. Das Ergebnis ist ebenfalls in Übereinstimmung mit dem derzeitigen LEP/SLD – Mittelwert, der bei bei $\delta_{bl} = 3.14 \pm 0.44$ liegt [21].

Herkunft	$p, \bar{p}$				
$Z \to q\bar{q}$	1.00	$\pm$	0.002_{stat}	$\pm$	0.07_{sys}
$Z \to uds$	1.04	$\pm$	0.006_{stat}	$\pm$	0.07_{sys}
$Z \to c\bar{c}$	0.87	$\pm$	0.02_{stat}	$\pm$	0.10_{sys}
$Z \to b\bar{b}$	1.00	$\pm$	0.007_{stat}	$\pm$	0.08_{sys}
b – Zerfall	.131	$\pm$	0.004_{stat}	$\pm$	0.011_{sys}

Tabelle 6.3: *Die mittleren Protonmultiplizitäten*

Herkunft	$\pi^{\pm} + K^{\pm} + p, \bar{p}$				
$Z \to q\bar{q}$	20.30	$\pm$	0.01_{stat}	$\pm$	0.30_{sys}
$Z \to uds$	20.04	$\pm$	0.03_{stat}	$\pm$	0.50_{sys}
$Z \to c\bar{c}$	19.24	$\pm$	0.08_{stat}	$\pm$	1.59_{sys}
$Z \to b\bar{b}$	22.07	$\pm$	0.03_{stat}	$\pm$	0.69_{sys}
b – Zerfall	4.82	$\pm$	0.03_{stat}	$\pm$	0.24_{sys}

Tabelle 6.4: *Die addierten Multiplizitäten von Pionen, Kaonen und Protonen*

6.1.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Einige der in diesem Kapitel präsentierten Multiplizitäten sind in dieser Arbeit zum ersten Mal gemessen worden. Andere lassen sich aber mit den Resultaten anderer Experimente vergleichen (Tabelle 6.5 – 6.7).

Die Übereinstimmung mit den anderen Messungen ist hervorragend.
DELPHI bestimmt die mittlere Kaon und Protonmultiplizität in b – Zerfällen anhand der in b – Ereignissen vorgefundenen globalen Rapiditätsverteilungen der Teilchen. Dazu muß allerdings die Vorhersage dieser Verteilungen der Datensimulation entnommen werden. Da die Rapidität eng mit dem Impuls der Teilchen verknüpft ist, erlaubt diese Methode nicht, gleichzeitig die Impulsspektren zu gewinnen.
Berücksichtigt man den gemessenen Leptonanteil in b – und c – Ereignissen, so sind die Ergebnisse dieser Analyse ebenfalls mit Messungen der totalen geladenen Multiplizität in Z – Zerfällen konsistent.

Betrachtet man die Teilchenmultiplizitäten in b – Zerfällen genauer, fällt der Unterschied in der gemessenen Protonmultiplizität zwischen den LEP – und den $\Upsilon(4s)$ – Ergebnissen sofort ins Auge. Der Grund ist in der Produktion der b – Baryonen bei LEP zu suchen, die wegen der Baryonzahlerhaltung immer mindestens ein Baryon (Proton oder Neutron) am Ende ihrer Zerfallskette haben. Dieser Protonüberschuß kann im folgenden dazu benutzt werden, die Erzeugung von b – Baryonen zu untersuchen. Man könnte einen Augenblick versucht sein, etwas ähnliches für die Produktion von B_s – Mesonen durchzuführen, die ein zusätzliches s – Quark tragen und daher vermehrt

Mittlere Multiplizitäten in $Z \to q\bar{q}$			
	diese Analyse	DELPHI	OPAL
$\pi^{\pm}$	17.04 ± 0.31	—	17.05 ± 0.43
$\mathrm{K}^{\pm}$	2.26 ± 0.12	2.26 ± 0.18	2.42 ± 0.13
$\mathrm{p}, \bar{\mathrm{p}}$	1.00 ± 0.07	1.07 ± 0.14	0.92 ± 0.11

Tabelle 6.5: *Die mittlere Teilchenmultiplizität in hadronischen Z – Zerfällen im Vergleich mit Messungen von DELPHI [57] und OPAL [56].*

Mittlere Multiplizitäten in $Z \to b\bar{b}$		
	diese Analyse	DELPHI
$\pi^{\pm}$	18.44 ± 0.63	—
$\mathrm{K}^{\pm}$	2.63 ± 0.14	2.74 ± 0.50
$\mathrm{p}, \bar{\mathrm{p}}$	1.00 ± 0.07	1.13 ± 0.27

Tabelle 6.6: *Die mittlere Teilchenmultiplizität in $Z \to b\bar{b}$ Zerfällen im Vergleich zu Messungen von DELPHI [57].*

Kaonen im Zerfall erzeugen sollten. Ein Blick auf Tabelle 6.7 zeigt aber keinen signifikanten Anstieg in der Kaonproduktion bei LEP. Nimmt man an, daß B_s – Mesonen rund zweimal so viele geladene Kaonen produzieren wie gewöhnliche B – Mesonen und ungefähr 13 % aller b – Mesonen ausmachen [1], so kann nur mit einem Anstieg der Kaonmultiplizität um 13 % gerechnet werden. Diese Zahl wird aber kleiner, wenn man bedenkt, daß die Kaonproduktion in b – Baryonen vermutlich verringert ist, da das s – Quark aus der Zerfallskette $b \to c \to s$ oft in einem Baryon gebunden wird. Ein verbleibende Anstieg in der Kaonproduktion bei LEP liegt also vermutlich in der Größenordnung von wenigen Prozent und ist damit zu klein, um hier eindeutig nachweisbar zu sein.

Mittlere Multiplizitäten in b – Hadronzerfällen			
	diese Analyse	DELPHI	$\Upsilon(4s)$
$\pi^{\pm}$	3.97 ± 0.21	—	4.11 ± 0.08
$\mathrm{K}^{\pm}$	0.72 ± 0.06	0.88 ± 0.18	0.78 ± 0.03
$\mathrm{p}, \bar{\mathrm{p}}$	0.131 ± 0.011	0.141 ± 0.059	0.08 ± 0.004

Tabelle 6.7: *Die mittlere Teilchenmultiplizität in b – Hadronzerfällen im Vergleich zu Messungen von DELPHI [57]. Zusätzlich sind die Resultate der Experimenten, die auf dem $\Upsilon(4s)$ Daten nehmen, angegeben. Sie sind [1] entnommen Im Gegensatz zum Z werden dort nur $B^{\pm}$ – und B^0 – Mesonen erzeugt.*

6.2 Die b – Baryon Produktion

Die im vorherigen Abschnitt berechneten mittleren Multiplizitäten bestätigen die Vermutung, daß die Protonproduktion in b – Zerfällen bei LEP gegenüber den $\Upsilon(4S)$ – Experimenten signifikant erhöht ist. Die vermehrte Erzeugung der Protonen ist auf die Anwesenheit von b – Baryonen zurückzuführen und soll in diesem Abschnitt dazu verwendet werden, den Anteil der b – Baryonen an allen b – Hadronen abzuschätzen.
Die einzige derzeitige Abschätzung dieses Anteils wird in [58] gemacht. Unter der Annahme, daß die semileptonische Breite aller b – Hadronen gleich ist (und einigen Überlegungen zu weiteren Verzweigungsverhältnissen), ist der baryonische b – Anteil zu $(13.2 \pm 4.1)\,\%$ [1] berechnet worden[1]. Diese Vorgehensweise schließt selbstverständlich die Verwendung dieser Zahl zur Berechnung eines absoluten semileptonischen Verzweigungsverhältnisses aus!

Für die Gesamtanzahl der Protonen aus b Zerfällen gilt:

$$N_p = (f_{\Lambda_b} Br(\Lambda_b \to pX) + (1 - f_{\Lambda_b}) Br(B \to pX)) N_b \tag{6.1}$$

Hier steht f_{Λ_b} für die Wahrscheinlichkeit, daß das b – Quark in einem Baryon endet, $(1 - f_{\Lambda_b})$ ist dementsprechend die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei dem b – Hadron um ein Meson handelt. N_p ist die Anzahl der Protonen aus b – Hadronzerfällen und N_b die Anzahl der b – Zerfälle. $Br(B \to pX)$ bezeichnet das Verzweigungsverhältnis der b – Mesonen in Protonen. Diese Gleichung kann leicht umgeformt werden in:

$$f_{\Lambda_b} = \frac{N_p/N_b \ - \ Br(B \to pX)}{Br(\Lambda_b \to pX) - Br(B \to pX)} \tag{6.2}$$

Unbekannt sind an dieser Stelle die Verzweigungsverhältnisse. Zwar wurde auf dem Υ(4s) $Br(B \to pX) = 0.08 \pm 0.004$ gemessen [1], beinhaltet aber nicht den in den LEP Daten enthaltenen B_s Anteil. Als konservative Annahme soll hier $Br(B_s \to pX) = 0.08 \pm 0.04$ angenommen werden. Der relative Anteil von B_s an allen b – Mesonen kann [1] entnommen werden und beträgt demnach $(12.9 \pm 2.3)\,\%$.
Schwieriger ist es, eine vernünftige Annahme über $Br(\Lambda_b \to pX)$ zu machen. Im einfachsten Fall erwartet man 50 %. Jedoch werden im b – Baryonzerfall sicherlich Λ – und Σ – Hyperonen erzeugt, die ein anderes Verzweigungsverhältnis in Protonen haben. DELPHI mißt das Verzweigungsverhältnis $Br(\Lambda_b \to \Lambda X) = 0.28^{+0.17}_{-0.12}$ [57], OPAL gibt einen Wert von 0.29 ± 0.10 an [60] und benutzt dafür den in [1] gegebenen baryonischen b – Anteil von $13.2 \pm 4.1\,\%$. Als obere Abschätzung soll daher $Br(\Lambda_b \to \Lambda X) = 0.39$ gelten. In den restlichen 61 % der Λ_b – Zerfälle wird eine Produktionswahrscheinlichkeit für Protonen von 50 % angenommen. Dies führt zu $Br(\Lambda_b \to pX) \approx 0.55$. Auf der anderen Seite ist in Λ_b – Zerfällen mit einer Σ – Produktion zu rechnen. Deswegen soll als untere Abschätzung angenommen werden, daß Σ^-, Σ^0, Σ^+ und Λ zu gleichen Teilen erzeugt werden, und es keine direkte Protonproduktion in Λ_b – Zerfällen gibt. Mit den bekannten Verzweigungsverhältnissen dieser Hyperonen in Protonen ergibt

[1] Diese Zahl ist nicht identisch mit der in [58], sondern berücksichtigt neuere Messungen zur mittleren Lebensdauer von b – Baryonen.

Die wichtigsten Beiträge zum systematischen Fehlers auf f_{Λ_b}	
1. Systematische Unsicherheiten der Analyse	
dE/dx	2.0 %
b – tag	0.9 %
Abtrennung von p aus der Frag.	1.1 %
Gesamtfehler	2.5 %
2. Systematische Unsicherheiten auf Verzweigungsverhältnisse	
$Br(B \to pX)$	1.1 %
$Br(\Lambda_b \to pX)$	1.5 %
Gesamtfehler	1.9 %

Tabelle 6.8: *Die wichtigsten Beiträge zum systematischen Fehler auf f_{Λ_b}. In der Analyse dominiert die Unsicherheit auf die dE/dx – Parametrisierung, bei den Abschätzungen zu den Verzweigungsverhältnissen die Unkenntnis von $Br(\Lambda_b \to pX)$.*

sich $Br(\Lambda_b \to pX) \approx 0.45$ Aus diesen Überlegungen sei im weiteren das Verzweigungsverhältnis von b – Baryonen in Protonen zu (50 ± 5) % angenommen.

Damit kann nun die b – Baryon Produktionsrate abgeschätzt werden zu:

$$\boxed{f_{\Lambda_b} = (12.1 \pm 0.9_{stat} \pm 2.5_{sys_1} \pm 1.9_{sys_2})\%}$$

Dabei wurde der systematische Fehler in zwei Anteile aufgespalten: Der erste beinhaltet die systematischen Unsicherheiten der Analyse und entspricht dem systematischen Fehler auf N_p/N_b. Der zweite Teil hat seine Ursache in der eben diskutierten Unkenntnis der eingehenden Verzweigungsverhältnisse. Tabelle 6.8 gibt Aufschluß über die genauere Zusammensetzung der systematischen Fehler. Vergleicht man diese Zahl mit den aus völlig anderen Überlegungen gewonnenen (13.2 ± 4.1) %, so sind beide in exzellenter Übereinstimmung. Da die hier berechnete b – Baryonproduktion in keiner Weise von semileptonischen Zerfällen Gebrauch macht, kann sie nun verwendet werden, um das semileptonische Verzweigungsverhältnis der b – Baryonen zu bestimmen.

6.3 Das semileptonische Verzweigungsverhältnis der b – Baryonen

Die Untersuchung von Proton/Lepton – Korrelationen in b – Ereignissen ergab

$$\frac{N_{pl}}{N_b} = Br(b \to \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \to plX) = (4.3 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{sys}) \cdot 10^{-3}$$

Dabei ist N_{pl} die Anzahl der Proton/Lepton – Paare aus b – Baryonzerfällen und N_b die Anzahl der b – Quarks. Diese Zahl ist über Zerfälle mit Elektronen und Myonen gemittelt und kann mit einer Messung von DELPHI [59] verglichen werden, die $Br(b \to \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \to p\mu X) = (4.9 \pm 1.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ finden.
Das absolute Verzweigungsverhältnis kann nun mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.2 erstmalig bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$\boxed{Br(\Lambda_b \to plX) = \frac{N_{pl}}{N_b f_{\Lambda_b}} = (3.6 \pm 0.5_{stat} \pm 0.6_{sys})\%}$$

Einige der systematischen Unsicherheiten (z.B. dE/dx – Parametrisierung, Effizienz, etc.) sind N_{pl} und f_{Λ_b} gemeinsam und verringern sich bei der Bildung des Quotienten zum Teil wieder. Die genauere Aufschlüsselung der systematischen Unsicherheiten kann Tabelle 6.9 entnommen werden.

Die wichtigsten Beiträge zum systematischen Fehlers auf $Br(\Lambda_b \to plX)$	
dE/dx	0.27 %
b – tag	0.26 %
Abtrennung von anderen Quellen	0.25 %
Leptonselektion	0.12 %
$Br(B \to pX)$	0.26 %
$Br(\Lambda_b \to pX)$	0.34 %
Gesamtfehler	0.63 %

Tabelle 6.9: *Die wichtigsten Beiträge zum systematischen Fehlers auf $Br(\Lambda_b \to plX)$. Die größte Unsicherheit resultiert aus dem unbekannten Verzweigungsverhältnis von b – Baryonen in Protonen.*

Der größte Fehler kommt nun von der Unsicherheit auf das Verzweigungsverhältnis $Br(\Lambda_b \to pX)$. Es bietet sich daher an, daß Verhältnis von $Br(\Lambda_b \to plX)$ zu $Br(\Lambda_b \to pX)$ zu bilden.

$$R_{pl} = \frac{Br(\Lambda_b \to plX)}{Br(\Lambda_b \to pX)} = 0.071 \pm 0.010_{stat} \pm 0.010_{sys}$$

Im einfachen *spectator*– Modell sollte $R_{pl} \approx Br(\Lambda_b \to lX)$ gelten. Die Abhängigkeit R_{pl}'s von dem genauen Wert für $Br(\Lambda_b \to pX)$ ist gering, wie Abbildung 6.1 entnommen werden kann. R_{pl} läßt sich mit einer kürzlich von OPAL veröffentlichen Größe $R_{\Lambda l} = 0.068 \pm 0.013_{stat} \pm 0.010_{sys}$ vergleichen, die sich aus der Messung von $f_{\Lambda_b} \cdot Br(\Lambda_b \to \Lambda lX)$ und $f_{\Lambda_b} \cdot Br(\Lambda_b \to \Lambda X)$ zusammensetzt [60]. Die Übereinstimmung ist hervorragend.

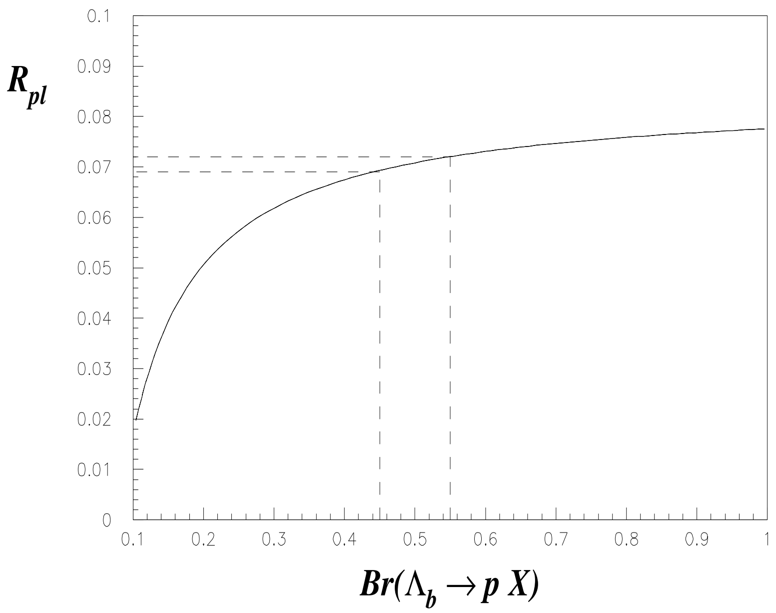

Abbildung 6.1: *R_{pl} in Abhängigkeit von $Br(\Lambda_b \to pX)$. Über weite Bereiche variiert R_{pl} nur sehr langsam mit $Br(\Lambda_b \to pX)$. Erlaubt man für $Br(\Lambda_b \to pX)$ Werte zwischen 0.45 und 0.55, so ändert sich R_{pl} nur um 0.003. Allerdings wird die Abhängigkeit bei kleineren Werten von $Br(\Lambda_b \to pX)$ zunehmend größer.*

Betrachtet man das Ergebnis im Zusammenhang mit den Lebensdauern der verschiedenen b – Hadronen, so bestätigt es die geringe Lebensdauer der b – Baryonen unter der Annahme, daß

$$\frac{\tau_{\Lambda_b}}{\tau_b} \approx \frac{Br(\Lambda_b \to lX)}{Br(b \to lX)} \tag{6.3}$$

gilt. Mit der mittleren Lebensdauer aller b – Hadronen τ_b und den Werten aus [1] ergibt sich

$$\frac{\tau_{\Lambda_b}}{\tau_b} = 0.74 \pm 0.05$$

Das Verhältnis der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse kann dagegen zu

$$\frac{Br(\Lambda_b \to lX)}{Br(b \to lX)} = 0.64 \pm 0.14$$

berechnet werden und ist damit in guter Übereinstimmung. Von dem in der Theorie erwarteten Wert von 0.98 ist es dagegen 2.5 Standardabweichungen entfernt.

Man kann die Argumentation natürlich auch umdrehen und aus dieser Messung folgern, daß die semileptonischen Breiten aller b – Hadronen annähernd gleich sind.

6.4 Die Impulspektren

Die gemessenen Impulsspektren sind in den Abbildungen 6.2 bis 6.19 dargestellt. Die Spektren der Teilchen aus c – Ereignissen, aus b – Zerfällen, sowie die der 'begleitend' erzeugten Pionen, Kaonen und Protonen sind hier das erste Mal bei LEP gemessen worden.
Dadurch, daß die Teilchen in viele Herkunftsklassen eingeteilt wurden, können nun mehr Details beobachtet werden. So ist zum Beispiel die harte Fragmentationsfunktion der b – Quarks an der Impulsverteilung der Pionen, Kaonen und Protonen aus b – Zerfällen zu erkennen, die gegenüber den Teilchen aus der Fragmentation zu deutlich höheren Impulsen verschoben sind. Im Prinzip sollte es möglich sein, damit den mittleren b – Hadronimpuls in Z – Zerfällen zu bestimmen, oder sogar auf die Impulsverteilung der b – Hadronen selbst zurückzuschließen. Interessant ist es an dieser Stelle auch, die 'begleitenden' Teilchen in b – Ereignissen zu betrachten. Wie vom 'dead – cone' – Mechanismus (Abschnitt 2.3.2) vorhergesagt, ist nicht nur ihre Anzahl deutlich reduziert, sondern auch ihr Spektrum sehr weich und bei 15 GeV/c schon um fast drei Größenordnungen abgefallen.

Der Vergleich mit der JETSET – Vorhersage zeigt, daß die globalen Formen und Größen sehr gut beschrieben werden. Das ist nicht weiter verwunderlich, werden die freien Parameter der Ereignisgeneratoren doch so eingestellt, daß sie globale Ereigniseigenschaften wie Teilchenmultiplizitäten, Thrust, Gesamtimpulsverteilungen usw. gut reproduzieren. Bei genauerem Hinsehen ergeben sich eine Fülle von kleinen Abweichungen. So wird zum Beispiel das Spektrum der 'begleitenden' Pionen zu hart vorausgesagt und es ergeben sich Abweichungen in der Form z.B. für Pionenen aus c – Ereignissen oder Protonen aus uds – Ereignissen.
Abweichungen in der Gesamtzahl sind schwierig zu beurteilen. Es muß berücksichtigt werden, daß die systematischen Unsicherheiten in den einzelnen Meßbereichen stark korreliert sind. Trotzdem scheint z.B. die Anzahl der Protonen aus c – Ereignissen in den Daten kleiner zu sein, als die Vorhersage der Simulation.
Die Abweichungen sind vielfältig und deuten auf viele verschiedene Ursachen hin. Es dürfte nicht möglich sein, sie mit Hilfe eines einzigen Parameters zu beseitigen.
Insgesamt jedoch ist die Simulation erstaunlich gut, bedenkt man die Vorgehensweise bei der Einstellung der freien Parameter. Kleinere Anteile, wie zum Beispiel 'begleitend' erzeugte Teilchen bei hohen Impulsen, tragen zu den globalen Größen wenig bei und sind trotzdem ziemlich gut reproduziert. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die Analyse keinerlei Gebrauch von Form oder absoluter Normierung der Impulsspektren in der Datensimulation gemacht hat.

Auch gemessene Verzweigungsverhältnisse gehen in die Simulation ein. Meistens handelt es sich dabei um Zerfälle mit wenigen Teilchen im Endzustand, da diese der Analyse leichter zugänglich sind. Im Falle der b – Hadronen werden damit eher Teilchen mit höheren Impulsen untersucht. Die Analyse der inklusiven Spektren erlaubt es, auch die Erzeugung von Teilchen mit kleinen Impulsen zu studieren und so die Simulation der b – Zerfälle zu verbessern. Dies ist besonders wichtig im Hinblick auf zukünftige B – Fabriken, die nach sehr kleinen Effekten in b – Zerfällen suchen.

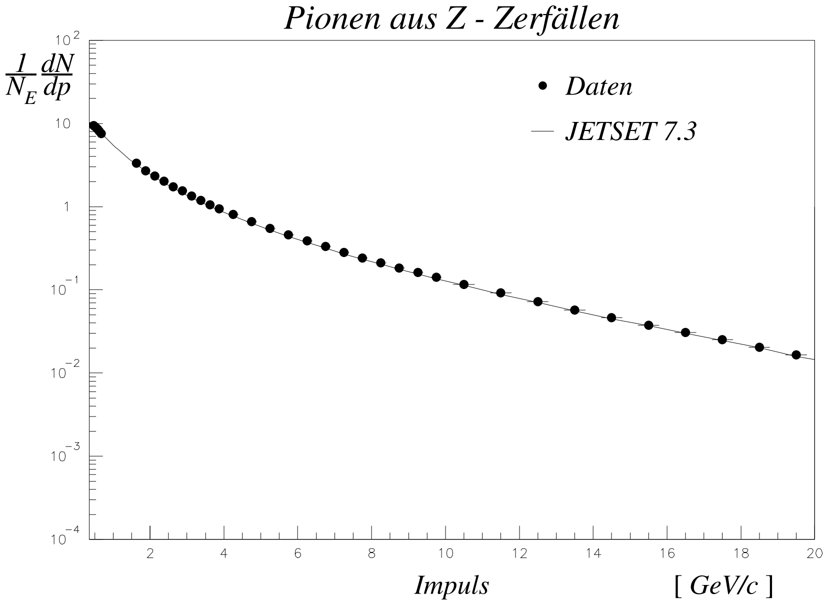

Abbildung 6.2: *Pionen in Z – Zerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

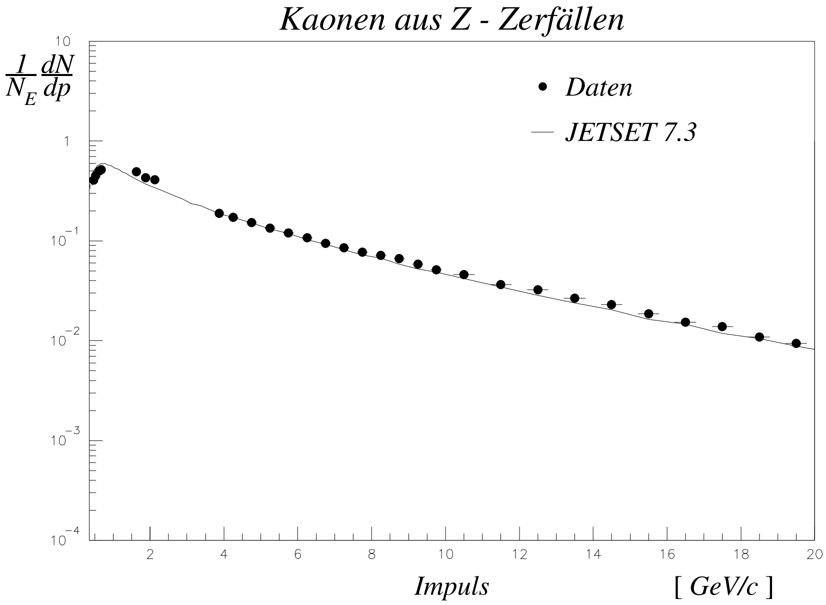

Abbildung 6.3: *Kaonen in Z – Zerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

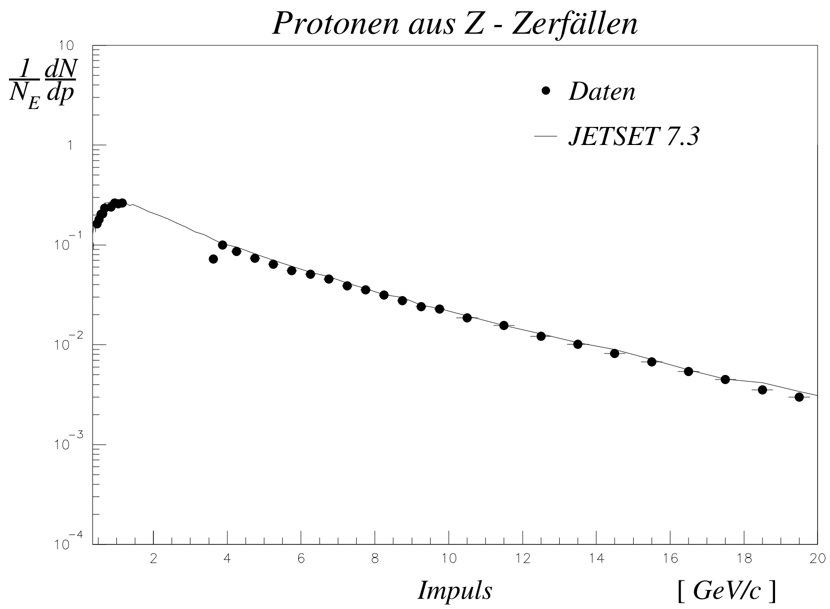

Abbildung 6.4: *Protonen in Z – Zerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

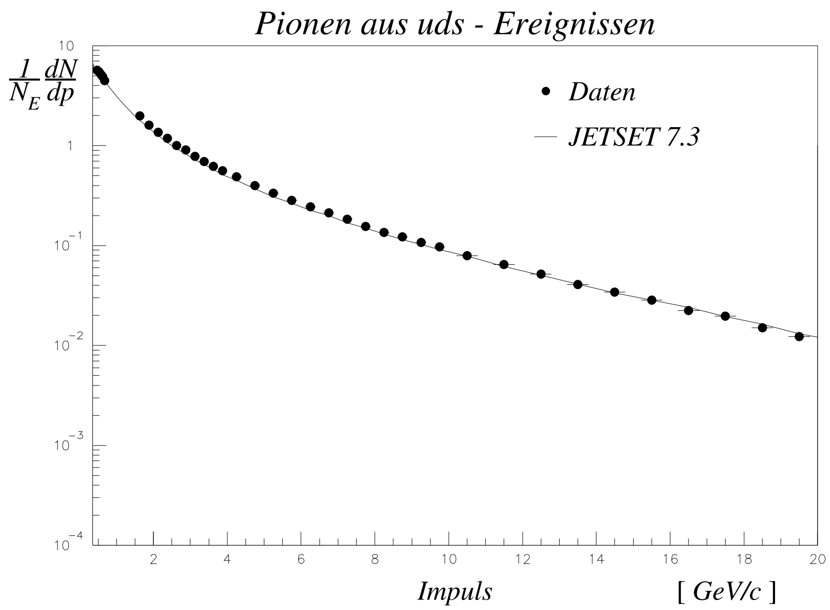

Abbildung 6.5: *Pionen in uds – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

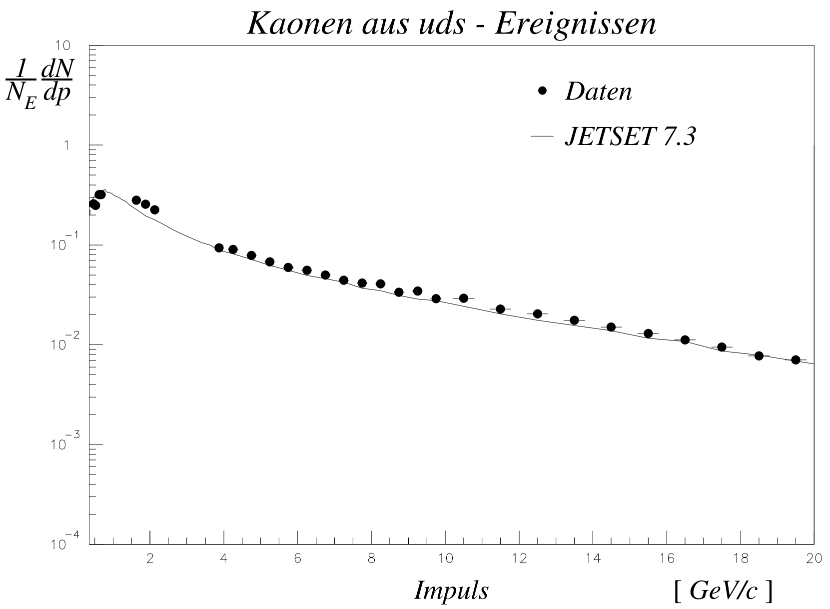

Abbildung 6.6: *Kaonen in uds – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

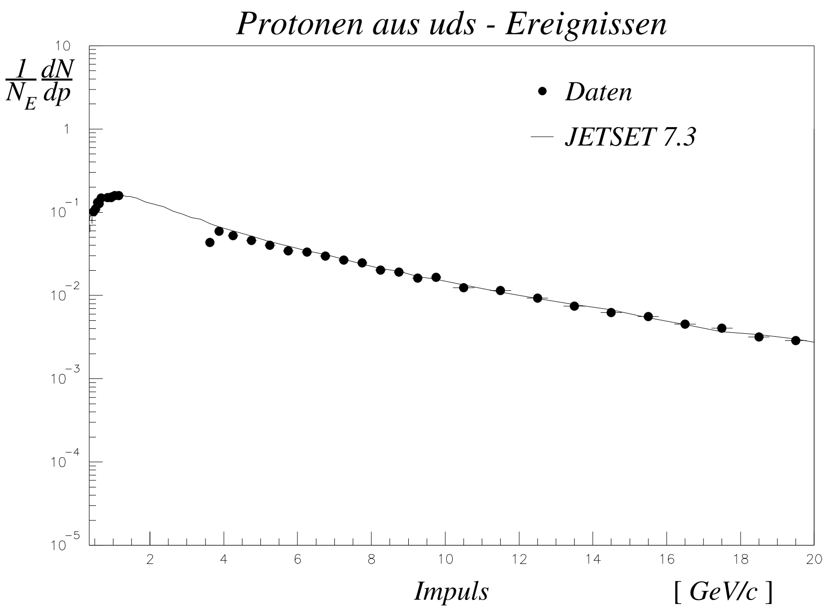

Abbildung 6.7: *Protonen in uds – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

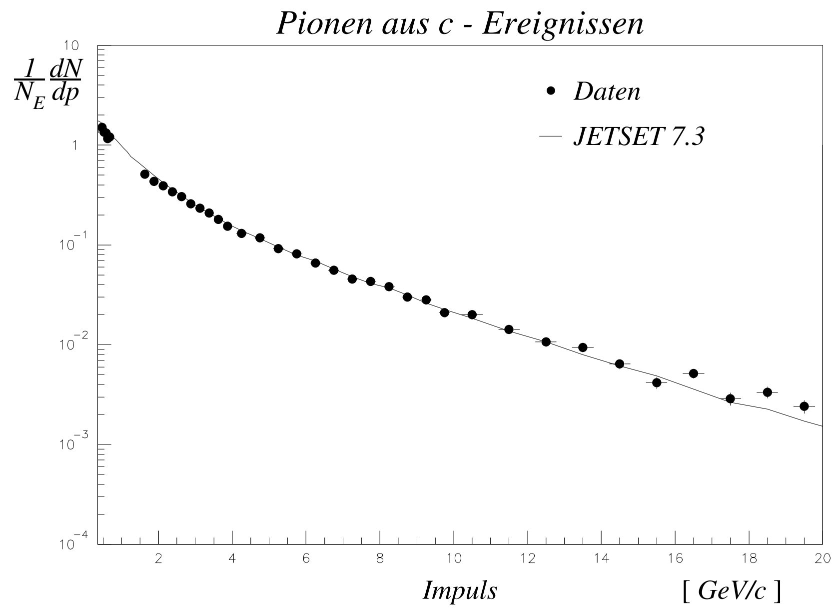

Abbildung 6.8: *Pionen in c – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

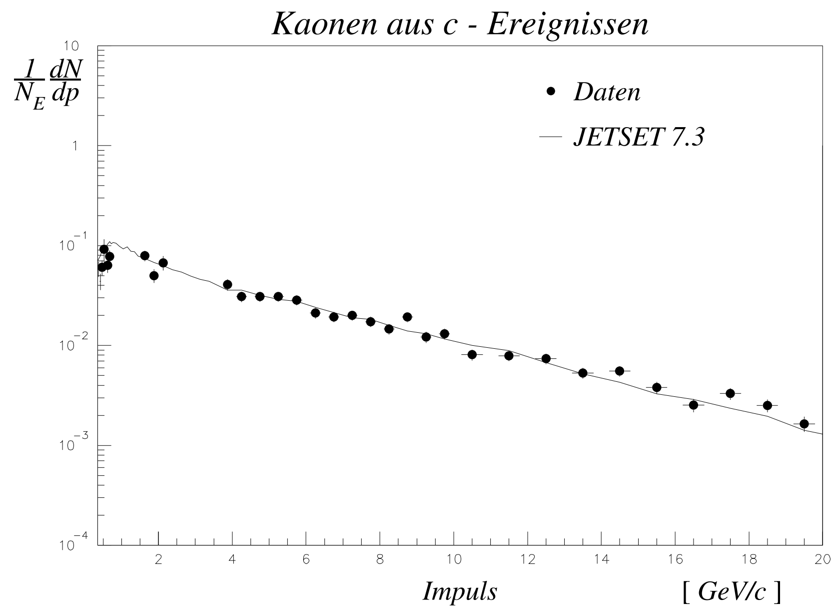

Abbildung 6.9: *Kaonen in c – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

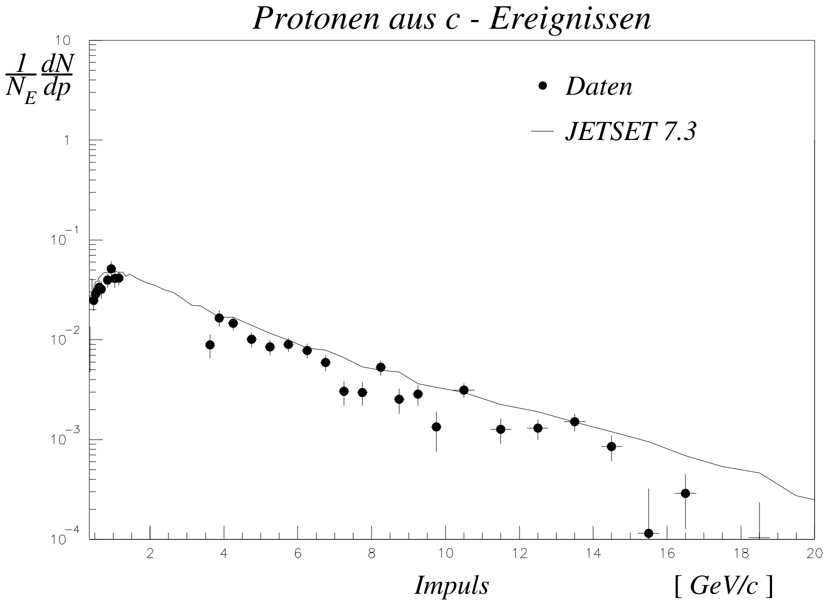

Abbildung 6.10: *Protonen in c – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

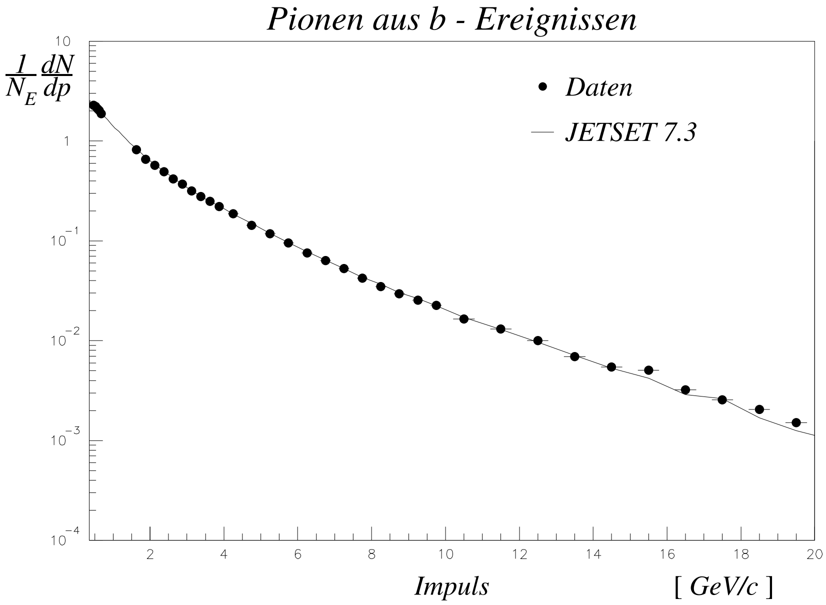

Abbildung 6.11: *Pionen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

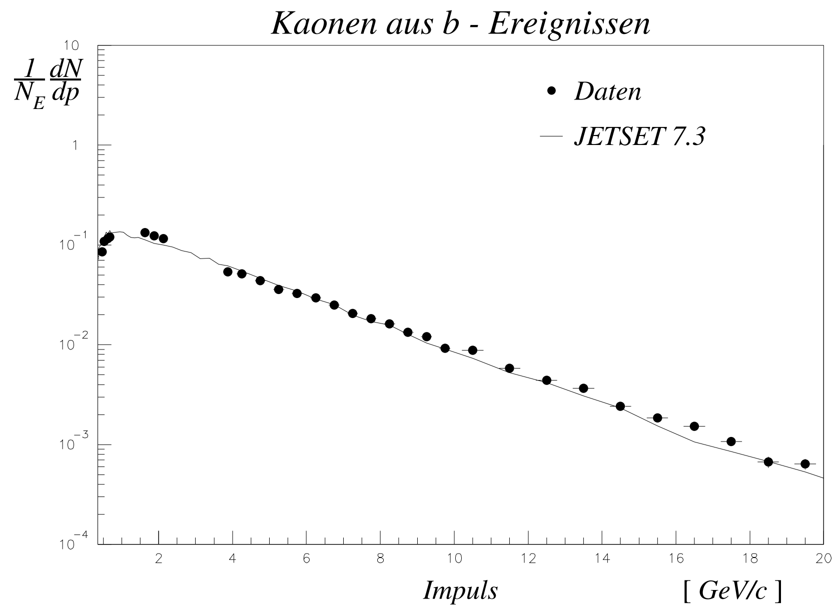

Abbildung 6.12: *Kaonen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

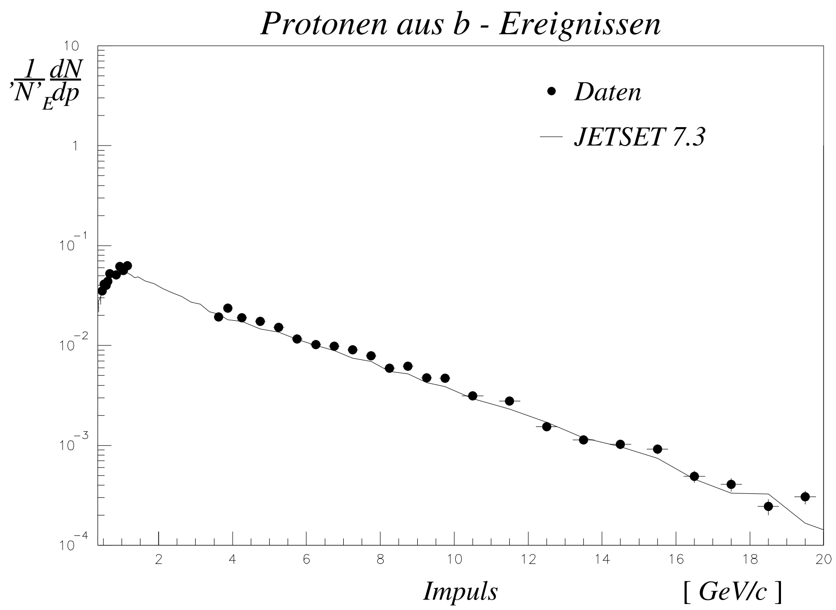

Abbildung 6.13: *Protonen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

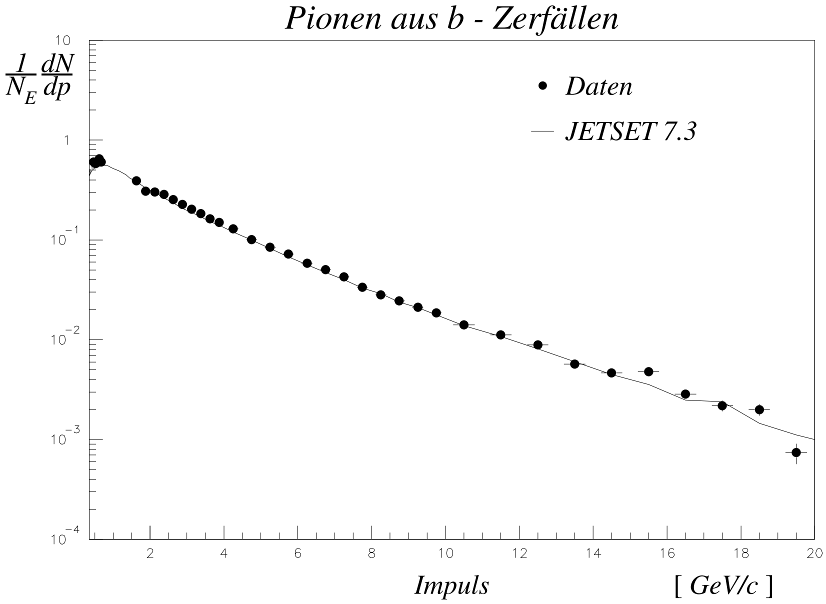

Abbildung 6.14: *Pionen aus b – Hadronzerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage.* N_E *bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

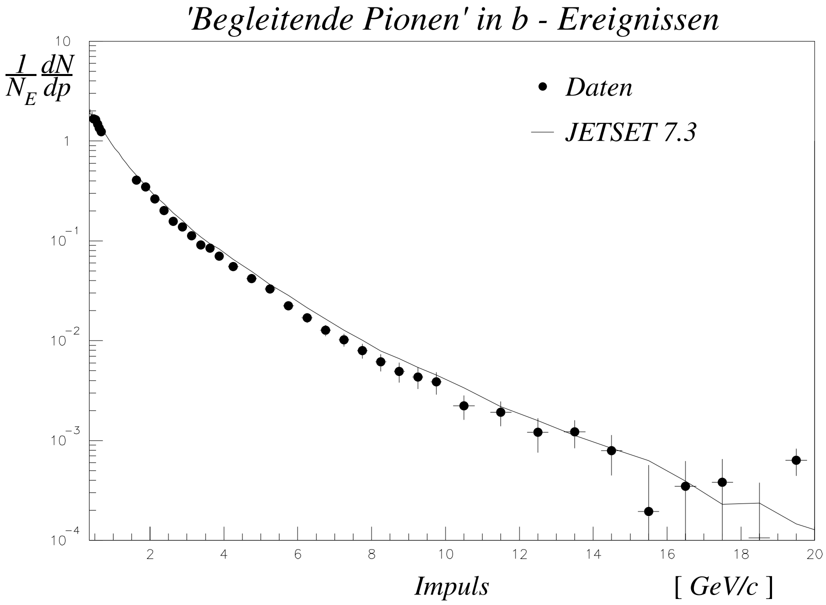

Abbildung 6.15: *'Begleitende' Pionen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage.* N_E *bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

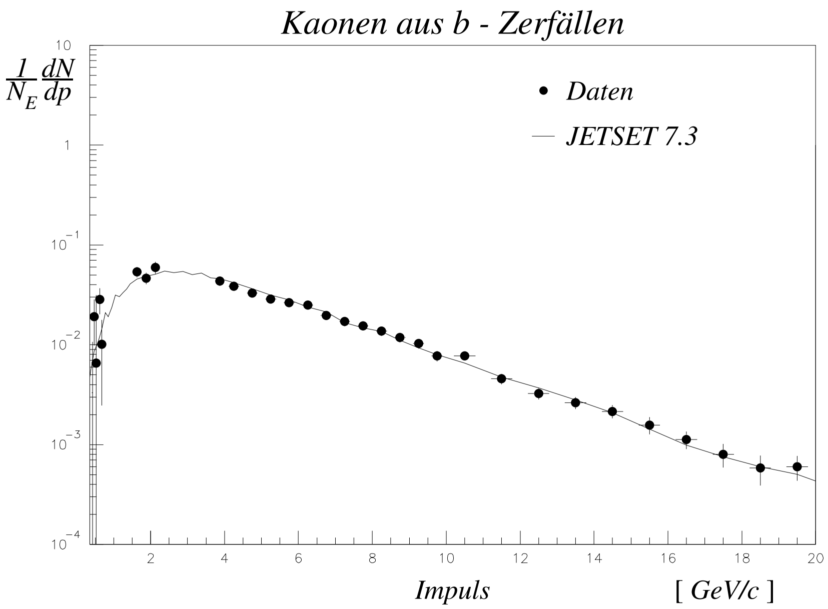

Abbildung 6.16: *Kaonen aus b – Hadronzerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

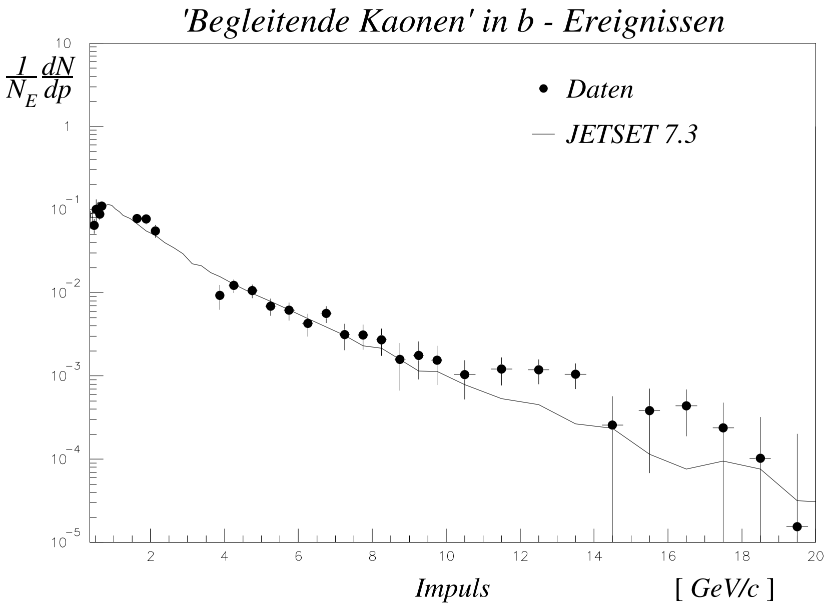

Abbildung 6.17: *'Begleitende' Kaonen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

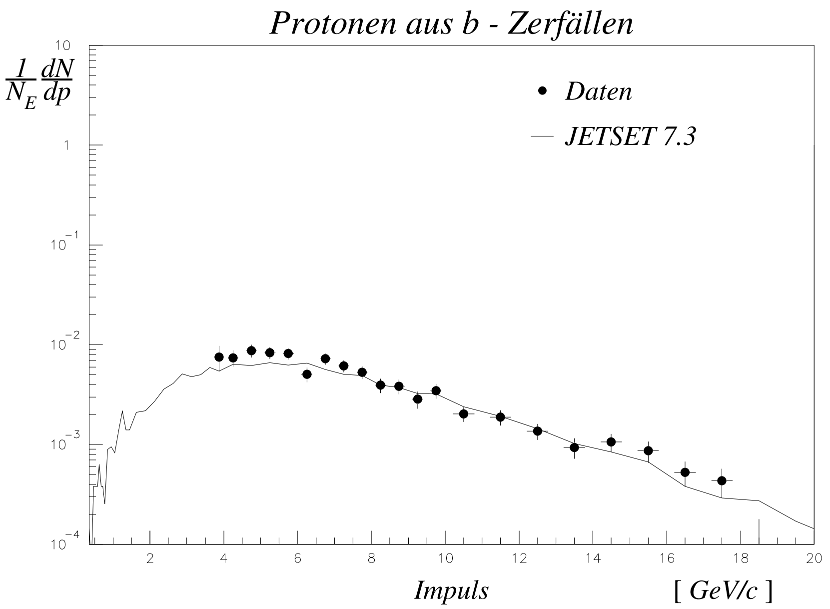

Abbildung 6.18: *Protonen aus b – Hadronzerfällen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

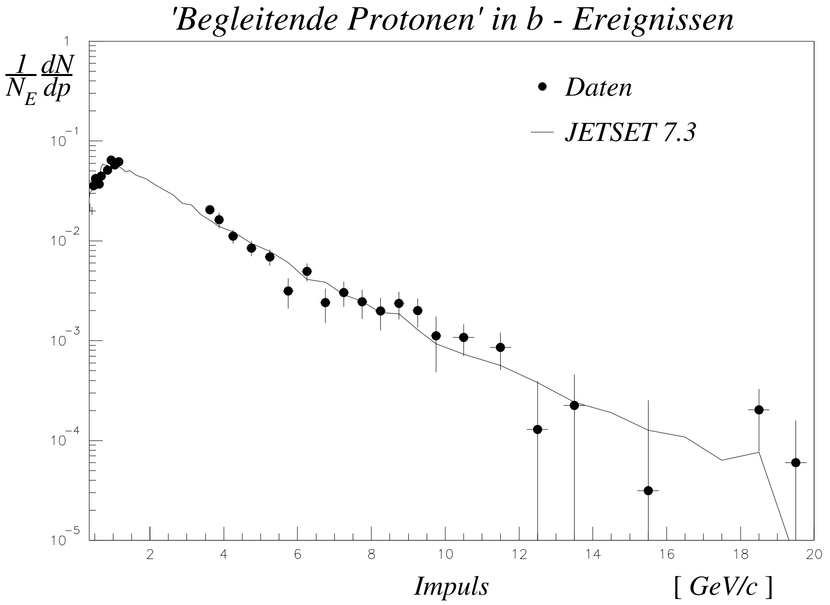

Abbildung 6.19: *'Begleitende' Protonen in b – Ereignissen zusammen mit der JETSET 7.3 – Vorhersage. N_E bezeichnet die Anzahl aller Ereignisse.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die Analyse der Impulsspektren von Pionen, Kaonen und Protonen auf der Z – Resonanz gewährt sowohl Einblicke in die Produktionsmechanismen dieser Teilchen und liefert damit Informationen für das Verständnis der von der QCD beherrschten Fragmentation, als auch Einblicke in das Gebiet der schwachen Zerfälle schwerer Quarks.

Mit dem Detektor ALEPH wurden in rund 2.5 Millionen Ereignissen die Produktion von Pionen, Kaonen und Protonen in unterschiedlichen Z – Zerfällen untersucht. Die Identifizierung der Teilchen erfolgte dabei anhand ihres spezifischen Energieverlustes in der TPC des Detektors. Statistische Schwankungen des über die Spurlänge gemittelten dE/dx verhinderten bei höheren Impulsen aber die eindeutige Zuordnung zu einer Teilchenhypothese. Deshalb wurden statistische Verfahren verwendet, mit deren Hilfe die vorhandene Informationen maximal genutzt und die Impulsspektren erstellt werden konnten. Eine genaue Untersuchung der dE/dx - Erwartungswerte und Wahrscheinlichkeitsverteilungen der verschiedenen Teilchensorten war dafür unerläßlich.

Seit dem Einbau des Siliziumvertexdetektors im Jahre 1991 steht eine Detektorkomponente zur Verfügung, die Ereignisse der Form Z $\rightarrow b\bar{b}$ von anderen hadronischen Z - Zerfällen effizient zu trennen vermag. Dadurch eröffnete sich die Möglichkeit, die inklusiven π - ,K - ,p - Spektren nach b –, c – und uds – Ereignissen getrennt zu vermessen. Darüber hinaus erlaubt es der Vertexdetektor ebenfalls, auf statischer Basis Spuren aus b – Hadronzerfällen von solchen aus der Fragmentation zu unterscheiden und somit Zahl und Impulsverteilung von Teilchen unterschiedlicher Herkunft zu untersuchen. Die Aufteilung der Pion –, Kaon – und Proton Impulsspektren nach primärem Quarkflavour mit zusätzlicher Trennung zwischen c – und uds – Ereignissen geschah in dieser Arbeit zum ersten Mal. Sie erlaubt einen genaueren Vergleich der Vorhersagen von Fragmentationsmodellen mit den tatsächlichen Gegebenheiten. Ein Vergleich der Spektren mit den Vorhersagen des JETSET 7.3 – Generators enthüllte, daß die globalen Formen sehr gut beschrieben werden. Im Detail weichen die simulierten Spektren ebenfalls nur wenig von den Daten ab, auch wenn hier die Unterschiede durchaus deutlicher sind. Es wäre wünschenswert, in der Zukunft diesen Vergleich auf andere Fragmentationsmodelle auszudehnen. Im Rahmen dieser Analyse konnte dies aus Zeitgründen

nicht mehr geschehen.
Ebenfalls zum ersten Mal bei LEP wurden die Impulsspektren der Teilchen nach b–Zerfällen und 'b–Fragmentation', getrennt bestimmt. Das Verhalten der 'begleitend' erzeugten Teilchen bestätigt dabei qualitativ die Vorhersagen des 'dead–cone'–Mechanismus und kann in der Zukunft vielleicht einmal dazu beitragen, die harte Fragmentationsfunktion der schweren Quarks besser zu verstehen.

Bei der Untersuchung der Teilchenproduktion in b–Zerfällen waren Protonen von besonderem Interesse, da sie zu einem signifikanten Anteil aus b-Baryonzerfällen stammen und somit Rückschlüsse auf deren Produktion und Zerfall erlaubten.
Aus den Impulsspektren der einzelnen Teilchenklassen wurden deren mittlere Multiplizitäten berechnet und mit anderen Messungen – soweit vorhanden – verglichen. Die Übereinstimmung ist gut. Aus dem Verzweigungsverhältnis von b–Hadronen in Protonen ergab sich der Anteil der b–Baryonen an allen b–Hadronen zu

$$f_{\Lambda_b} = (12.1 \pm 0.9 \pm 3.1)\,\%$$

Nach der Berechnung von f_{Λ_b} konnte erstmalig das absolute semileptonische Verzweigungsverhältnis von $\Lambda_b \to pl^-X$ gemessen werden, indem Ereignissen, die sowohl Protonen aus b–Zerfällen wie auch schnelle Leptonen enthalten genauer analysiert wurden. Es ergab sich

$$Br(\Lambda_b \to pl^-X) = (3.5 \pm 0.5 \pm 0.6)\,\%$$

und

$$R_{pl} = \frac{Br(\Lambda_b \to pl^-X)}{Br(\Lambda_b \to pX)} = 0.071 \pm 0.014$$

Diese Messung ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Lebensdauern der b–Baryonen und läßt den Schluß zu, daß die theoretische Berechnung totaler Zerfallsbreiten für Baryonen noch nicht hinreichend verstanden ist.

Anhang A

Auf den folgenden Seiten sind die gemessenen Impulsspektren in tabellarischer Form gegeben.

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.102 \cdot 10^{+2}$	$\pm$	$.331 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.153 \cdot 10^{+0}$
.35	–	.40	$.102 \cdot 10^{+2}$	$\pm$	$.275 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.153 \cdot 10^{+0}$
.40	–	.45	$.983 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.206 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.148 \cdot 10^{+0}$
.45	–	.50	$.943 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.174 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{+0}$
.50	–	.55	$.900 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.164 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.135 \cdot 10^{+0}$
.55	–	.60	$.855 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.157 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.128 \cdot 10^{+0}$
.60	–	.65	$.805 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.151 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.121 \cdot 10^{+0}$
.65	–	.70	$.754 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.145 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.113 \cdot 10^{+0}$
1.50	–	1.75	$.332 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.819 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.665 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.270 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.673 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.540 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.233 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.440 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.467 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.202 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.391 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.405 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.173 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.370 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.347 \cdot 10^{-1}$
2.75	–	3.00	$.154 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.318 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.308 \cdot 10^{-1}$
3.00	–	3.25	$.134 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.259 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.267 \cdot 10^{-1}$
3.25	–	3.50	$.119 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.252 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.238 \cdot 10^{-1}$
3.50	–	3.75	$.105 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.210 \cdot 10^{-1}$
3.75	–	4.00	$.938 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.229 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.188 \cdot 10^{-1}$
4.00	–	4.50	$.809 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.152 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.162 \cdot 10^{-1}$
4.50	–	5.00	$.661 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.139 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.132 \cdot 10^{-1}$
5.00	–	5.50	$.546 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.133 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.109 \cdot 10^{-1}$
5.50	–	6.00	$.461 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.922 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.387 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.775 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.332 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.108 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.664 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.281 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.100 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.563 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.242 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.938 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.485 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.210 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.881 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.421 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.183 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.834 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.366 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.161 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.807 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.323 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.141 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.748 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.282 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.116 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.479 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.232 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.921 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.431 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.184 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.722 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.378 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.144 \cdot 10^{-2}$
13.00	–	14.00	$.571 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.338 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.114 \cdot 10^{-2}$
14.00	–	15.00	$.462 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.308 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.924 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.375 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.272 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.751 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.308 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.616 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.250 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.222 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.501 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.205 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.199 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.410 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.164 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.173 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.329 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.1: *Pionen aus Z–Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.303 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.720 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.606 \cdot 10^{-2}$
.35	–	.40	$.351 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.570 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.702 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.378 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.420 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.755 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.405 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.406 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.811 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.451 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.848 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.902 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.501 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.383 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.100 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.518 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.377 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.104 \cdot 10^{-1}$
1.50	–	1.75	$.492 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.224 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.246 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.430 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.238 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.215 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.408 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.317 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.204 \cdot 10^{-1}$
3.75	–	4.00	$.189 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.136 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.943 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.172 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.813 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.861 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.153 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.747 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.765 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.134 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.755 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.670 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.120 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.652 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.602 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.107 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.884 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.536 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.943 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.580 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.472 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.850 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.559 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.425 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.774 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.540 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.387 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.718 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.532 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.359 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.662 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.523 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.331 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.585 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.509 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.293 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.514 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.454 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.257 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.461 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.319 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.230 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.366 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.281 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.183 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.322 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.265 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.161 \cdot 10^{-2}$
13.00	–	14.00	$.266 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.133 \cdot 10^{-2}$
14.00	–	15.00	$.230 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.238 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.115 \cdot 10^{-2}$
15.00	–	16.00	$.186 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.206 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.929 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.153 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.184 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.763 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.138 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.180 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.692 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.109 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.155 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.547 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.937 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.145 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.468 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.2: *Kaonen aus Z–Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.480 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.419 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.960 \cdot 10^{-3}$
.35	–	.40	$.982 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.294 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.196 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.145 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.278 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.289 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.162 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.227 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.324 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.180 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.225 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.361 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$.202 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.240 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.405 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.204 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.224 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.408 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.234 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.247 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.467 \cdot 10^{-2}$
.80	–	.90	$.240 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.176 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.479 \cdot 10^{-2}$
.90	–	1.00	$.263 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.306 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.525 \cdot 10^{-2}$
1.00	–	1.10	$.257 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.297 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.514 \cdot 10^{-2}$
1.10	–	1.20	$.263 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.192 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.527 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.719 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.851 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.504 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.997 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.943 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.698 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.859 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.572 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.601 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.737 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.503 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.516 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.639 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.485 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.447 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.552 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.423 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.386 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.511 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.505 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.358 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.455 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.403 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.318 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.388 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.368 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.272 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.355 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.363 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.249 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.315 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.348 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.221 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.278 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.325 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.194 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.240 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.313 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.168 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.228 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.312 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.160 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.187 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.197 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.131 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.156 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.187 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.109 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.122 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.168 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.852 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.101 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.160 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.709 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.820 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.151 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.574 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.674 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.135 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.472 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.538 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.118 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.376 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.449 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.116 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.314 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.352 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.975 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.246 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.300 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.915 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.210 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.3: *Protonen aus Z–Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.634 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.416 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.190 \cdot 10^{+0}$
.35	–	.40	$.633 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.365 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.190 \cdot 10^{+0}$
.40	–	.45	$.595 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.299 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.179 \cdot 10^{+0}$
.45	–	.50	$.568 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.267 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.170 \cdot 10^{+0}$
.50	–	.55	$.547 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.255 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.164 \cdot 10^{+0}$
.55	–	.60	$.514 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.246 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.154 \cdot 10^{+0}$
.60	–	.65	$.489 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.237 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.147 \cdot 10^{+0}$
.65	–	.70	$.449 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.228 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.135 \cdot 10^{+0}$
1.50	–	1.75	$.198 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.633 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.161 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.104 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.514 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.136 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.650 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.435 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.119 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.547 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.380 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.101 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.522 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.322 \cdot 10^{-1}$
2.75	–	3.00	$.906 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.411 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.290 \cdot 10^{-1}$
3.00	–	3.25	$.784 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.344 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.251 \cdot 10^{-1}$
3.25	–	3.50	$.694 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.334 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.222 \cdot 10^{-1}$
3.50	–	3.75	$.621 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.313 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.199 \cdot 10^{-1}$
3.75	–	4.00	$.562 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.296 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.180 \cdot 10^{-1}$
4.00	–	4.50	$.487 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.195 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.156 \cdot 10^{-1}$
4.50	–	5.00	$.397 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.176 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-1}$
5.00	–	5.50	$.334 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.166 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.107 \cdot 10^{-1}$
5.50	–	6.00	$.283 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.152 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.906 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.245 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.785 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.214 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.130 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.683 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.183 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.121 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.585 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.156 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.112 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.499 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.136 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.105 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.434 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.122 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.991 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.391 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.107 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.939 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.343 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.975 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.874 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.312 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.791 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.560 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.253 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.644 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.499 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.206 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.516 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.437 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.165 \cdot 10^{-2}$
13.00	–	14.00	$.407 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.393 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.130 \cdot 10^{-2}$
14.00	–	15.00	$.343 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.355 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-2}$
15.00	–	16.00	$.283 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.324 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.906 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.223 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.284 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.714 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.197 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.257 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.632 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.150 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.249 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.481 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.123 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.208 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.394 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.4: *Pionen aus uds – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.170 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.594 \cdot 10^{-2}$
.35	–	.40	$.214 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.890 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.749 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.250 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.679 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.874 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.259 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.738 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.905 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.249 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.178 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.871 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.321 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.706 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.112 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.321 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.709 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.112 \cdot 10^{-1}$
1.50	–	1.75	$.280 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.461 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.168 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.256 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.486 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.154 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.225 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.675 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.135 \cdot 10^{-1}$
3.75	–	4.00	$.938 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.270 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.563 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.899 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.161 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.540 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.782 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.147 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.469 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.676 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.140 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.405 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.592 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.355 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.556 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.140 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.334 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.499 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.300 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.443 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.104 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.266 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.417 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.101 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.250 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.409 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.957 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.336 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.950 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.202 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.345 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.883 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.207 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.290 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.806 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.174 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.291 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.546 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.175 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.228 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.479 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.137 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.204 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.443 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-2}$
13.00	–	14.00	$.177 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.414 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.106 \cdot 10^{-2}$
14.00	–	15.00	$.151 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.396 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.907 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.130 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.352 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.777 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.112 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.295 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.674 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.946 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.291 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.568 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.771 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.268 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.463 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.704 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.240 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.422 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.5: *Kaonen aus uds – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.319 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.584 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.957 \cdot 10^{-3}$
.35	–	.40	$.642 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.451 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.193 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.806 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.462 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.242 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.102 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.402 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.305 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.110 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.414 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.331 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$.131 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.425 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.394 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.127 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.419 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.380 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.148 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.460 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.445 \cdot 10^{-2}$
.80	–	.90	$.149 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.341 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.448 \cdot 10^{-2}$
.90	–	1.00	$.150 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.626 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.449 \cdot 10^{-2}$
1.00	–	1.10	$.159 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.575 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.478 \cdot 10^{-2}$
1.10	–	1.20	$.158 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.393 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.475 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.435 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.172 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.348 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.595 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.192 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.476 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.522 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.116 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.418 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.461 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.100 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.368 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.401 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.914 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.321 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.345 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.824 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.276 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.333 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.883 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.266 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.297 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.735 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.237 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.268 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.676 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.214 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.245 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.648 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.196 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.202 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.616 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.162 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.190 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.587 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.152 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.162 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.551 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.129 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.166 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.535 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.133 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.124 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.338 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.992 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.115 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.320 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.922 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.933 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.269 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.747 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.746 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.264 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.597 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.627 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.243 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.502 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.561 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.219 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.449 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.454 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.178 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.363 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.404 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.169 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.323 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.316 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.149 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.253 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.287 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.134 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.230 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.6: *Protonen aus uds – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.154 \cdot 10^{+1}$	±	$.509 \cdot 10^{-1}$	±	$.123 \cdot 10^{+0}$
.35	–	.40	$.146 \cdot 10^{+1}$	±	$.459 \cdot 10^{-1}$	±	$.116 \cdot 10^{+0}$
.40	–	.45	$.148 \cdot 10^{+1}$	±	$.398 \cdot 10^{-1}$	±	$.118 \cdot 10^{+0}$
.45	–	.50	$.151 \cdot 10^{+1}$	±	$.370 \cdot 10^{-1}$	±	$.121 \cdot 10^{+0}$
.50	–	.55	$.134 \cdot 10^{+1}$	±	$.358 \cdot 10^{-1}$	±	$.107 \cdot 10^{+0}$
.55	–	.60	$.132 \cdot 10^{+1}$	±	$.347 \cdot 10^{-1}$	±	$.106 \cdot 10^{+0}$
.60	–	.65	$.116 \cdot 10^{+1}$	±	$.337 \cdot 10^{-1}$	±	$.930 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.120 \cdot 10^{+1}$	±	$.328 \cdot 10^{-1}$	±	$.961 \cdot 10^{-1}$
1.50	–	1.75	$.511 \cdot 10^{+0}$	±	$.209 \cdot 10^{-1}$	±	$.409 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.431 \cdot 10^{+0}$	±	$.169 \cdot 10^{-1}$	±	$.345 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.390 \cdot 10^{+0}$	±	$.101 \cdot 10^{-1}$	±	$.312 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.341 \cdot 10^{+0}$	±	$.809 \cdot 10^{-2}$	±	$.273 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.304 \cdot 10^{+0}$	±	$.740 \cdot 10^{-2}$	±	$.244 \cdot 10^{-1}$
2.75	–	3.00	$.259 \cdot 10^{+0}$	±	$.760 \cdot 10^{-2}$	±	$.207 \cdot 10^{-1}$
3.00	–	3.25	$.233 \cdot 10^{+0}$	±	$.504 \cdot 10^{-2}$	±	$.186 \cdot 10^{-1}$
3.25	–	3.50	$.209 \cdot 10^{+0}$	±	$.506 \cdot 10^{-2}$	±	$.167 \cdot 10^{-1}$
3.50	–	3.75	$.180 \cdot 10^{+0}$	±	$.457 \cdot 10^{-2}$	±	$.144 \cdot 10^{-1}$
3.75	–	4.00	$.154 \cdot 10^{+0}$	±	$.425 \cdot 10^{-2}$	±	$.123 \cdot 10^{-1}$
4.00	–	4.50	$.130 \cdot 10^{+0}$	±	$.280 \cdot 10^{-2}$	±	$.104 \cdot 10^{-1}$
4.50	–	5.00	$.118 \cdot 10^{+0}$	±	$.250 \cdot 10^{-2}$	±	$.945 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.920 \cdot 10^{-1}$	±	$.229 \cdot 10^{-2}$	±	$.736 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.816 \cdot 10^{-1}$	±	$.211 \cdot 10^{-2}$	±	$.653 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.658 \cdot 10^{-1}$	±	$.193 \cdot 10^{-2}$	±	$.526 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.555 \cdot 10^{-1}$	±	$.175 \cdot 10^{-2}$	±	$.444 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.455 \cdot 10^{-1}$	±	$.161 \cdot 10^{-2}$	±	$.364 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.430 \cdot 10^{-1}$	±	$.147 \cdot 10^{-2}$	±	$.344 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.382 \cdot 10^{-1}$	±	$.136 \cdot 10^{-2}$	±	$.306 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.300 \cdot 10^{-1}$	±	$.125 \cdot 10^{-2}$	±	$.240 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.281 \cdot 10^{-1}$	±	$.120 \cdot 10^{-2}$	±	$.225 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.209 \cdot 10^{-1}$	±	$.110 \cdot 10^{-2}$	±	$.167 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.200 \cdot 10^{-1}$	±	$.695 \cdot 10^{-3}$	±	$.160 \cdot 10^{-2}$
11.00	–	12.00	$.143 \cdot 10^{-1}$	±	$.620 \cdot 10^{-3}$	±	$.114 \cdot 10^{-2}$
12.00	–	13.00	$.107 \cdot 10^{-1}$	±	$.541 \cdot 10^{-3}$	±	$.856 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.941 \cdot 10^{-2}$	±	$.484 \cdot 10^{-3}$	±	$.753 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.642 \cdot 10^{-2}$	±	$.437 \cdot 10^{-3}$	±	$.513 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.419 \cdot 10^{-2}$	±	$.450 \cdot 10^{-3}$	±	$.335 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.514 \cdot 10^{-2}$	±	$.359 \cdot 10^{-3}$	±	$.412 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.289 \cdot 10^{-2}$	±	$.343 \cdot 10^{-3}$	±	$.231 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.336 \cdot 10^{-2}$	±	$.341 \cdot 10^{-3}$	±	$.268 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.242 \cdot 10^{-2}$	±	$.293 \cdot 10^{-3}$	±	$.194 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.7: *Pionen aus c−Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.726 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.103 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.581 \cdot 10^{-2}$
.35	–	.40	$.588 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.854 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.470 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.441 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.697 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.352 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.603 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.837 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.483 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.920 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.223 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.736 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$-.357 \cdot 10^{-5}$	$\pm$	$.000 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$-.286 \cdot 10^{-6}$
.60	–	.65	$.636 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.807 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.509 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.777 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.825 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.621 \cdot 10^{-2}$
1.50	–	1.75	$.790 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.569 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.790 \cdot 10^{-2}$
1.75	–	2.00	$.501 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.609 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.501 \cdot 10^{-2}$
2.00	–	2.25	$.674 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.853 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.674 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.408 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.321 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.408 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.309 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.197 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.309 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.310 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.176 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.310 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.309 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.161 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.309 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.285 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.149 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.285 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.212 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.145 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.212 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.194 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.194 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.201 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.118 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.201 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.173 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.113 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.173 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.146 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.105 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.146 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.193 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.105 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.193 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.121 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.939 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.121 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.131 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.863 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.131 \cdot 10^{-2}$
10.00	–	11.00	$.808 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.571 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.808 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.792 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.497 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.792 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.736 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.444 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.736 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.532 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.412 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.532 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.554 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.386 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.554 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.381 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.355 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.381 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.252 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.285 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.252 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.330 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.283 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.330 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.251 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.272 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.251 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.165 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.230 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.165 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.8: *Kaonen aus c – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$-.729 \cdot 10^{-3}$	±	$.525 \cdot 10^{-2}$	±	$-.583 \cdot 10^{-4}$
.35	–	.40	$.917 \cdot 10^{-2}$	±	$.433 \cdot 10^{-2}$	±	$.734 \cdot 10^{-3}$
.40	–	.45	$.350 \cdot 10^{-1}$	±	$.465 \cdot 10^{-2}$	±	$.280 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.247 \cdot 10^{-1}$	±	$.440 \cdot 10^{-2}$	±	$.198 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.287 \cdot 10^{-1}$	±	$.467 \cdot 10^{-2}$	±	$.230 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$.308 \cdot 10^{-1}$	±	$.467 \cdot 10^{-2}$	±	$.246 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.334 \cdot 10^{-1}$	±	$.479 \cdot 10^{-2}$	±	$.268 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.321 \cdot 10^{-1}$	±	$.523 \cdot 10^{-2}$	±	$.257 \cdot 10^{-2}$
.80	–	.90	$.395 \cdot 10^{-1}$	±	$.402 \cdot 10^{-2}$	±	$.316 \cdot 10^{-2}$
.90	–	1.00	$.513 \cdot 10^{-1}$	±	$.776 \cdot 10^{-2}$	±	$.410 \cdot 10^{-2}$
1.00	–	1.10	$.413 \cdot 10^{-1}$	±	$.688 \cdot 10^{-2}$	±	$.330 \cdot 10^{-2}$
1.10	–	1.20	$.414 \cdot 10^{-1}$	±	$.475 \cdot 10^{-2}$	±	$.331 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.887 \cdot 10^{-2}$	±	$.214 \cdot 10^{-2}$	±	$.976 \cdot 10^{-3}$
3.75	–	4.00	$.165 \cdot 10^{-1}$	±	$.234 \cdot 10^{-2}$	±	$.182 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.146 \cdot 10^{-1}$	±	$.140 \cdot 10^{-2}$	±	$.160 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.101 \cdot 10^{-1}$	±	$.120 \cdot 10^{-2}$	±	$.111 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.850 \cdot 10^{-2}$	±	$.107 \cdot 10^{-2}$	±	$.935 \cdot 10^{-3}$
5.50	–	6.00	$.896 \cdot 10^{-2}$	±	$.951 \cdot 10^{-3}$	±	$.985 \cdot 10^{-3}$
6.00	–	6.50	$.783 \cdot 10^{-2}$	±	$.910 \cdot 10^{-3}$	±	$.862 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.593 \cdot 10^{-2}$	±	$.824 \cdot 10^{-3}$	±	$.652 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.303 \cdot 10^{-2}$	±	$.756 \cdot 10^{-3}$	±	$.334 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.297 \cdot 10^{-2}$	±	$.708 \cdot 10^{-3}$	±	$.327 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.530 \cdot 10^{-2}$	±	$.663 \cdot 10^{-3}$	±	$.583 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.254 \cdot 10^{-2}$	±	$.648 \cdot 10^{-3}$	±	$.279 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.287 \cdot 10^{-2}$	±	$.582 \cdot 10^{-3}$	±	$.315 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.134 \cdot 10^{-2}$	±	$.563 \cdot 10^{-3}$	±	$.147 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.315 \cdot 10^{-2}$	±	$.354 \cdot 10^{-3}$	±	$.346 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.127 \cdot 10^{-2}$	±	$.323 \cdot 10^{-3}$	±	$.140 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.130 \cdot 10^{-2}$	±	$.257 \cdot 10^{-3}$	±	$.143 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.152 \cdot 10^{-2}$	±	$.249 \cdot 10^{-3}$	±	$.167 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.853 \cdot 10^{-3}$	±	$.227 \cdot 10^{-3}$	±	$.938 \cdot 10^{-4}$
15.00	–	16.00	$.116 \cdot 10^{-3}$	±	$.208 \cdot 10^{-3}$	±	$.127 \cdot 10^{-4}$
16.00	–	17.00	$.290 \cdot 10^{-3}$	±	$.159 \cdot 10^{-3}$	±	$.319 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$-.161 \cdot 10^{-4}$	±	$.148 \cdot 10^{-3}$	±	$-.177 \cdot 10^{-5}$
18.00	–	19.00	$.103 \cdot 10^{-3}$	±	$.131 \cdot 10^{-3}$	±	$.114 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$-.170 \cdot 10^{-3}$	±	$.120 \cdot 10^{-3}$	±	$-.187 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.9: *Protonen aus c – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.241 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.193 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.746 \cdot 10^{-1}$
.35	–	.40	$.246 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.175 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.763 \cdot 10^{-1}$
.40	–	.45	$.242 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.152 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.750 \cdot 10^{-1}$
.45	–	.50	$.229 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.709 \cdot 10^{-1}$
.50	–	.55	$.222 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.139 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.688 \cdot 10^{-1}$
.55	–	.60	$.209 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.134 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.649 \cdot 10^{-1}$
.60	–	.65	$.203 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.131 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.629 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.187 \cdot 10^{+1}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.580 \cdot 10^{-1}$
1.50	–	1.75	$.817 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.804 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.294 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.657 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.659 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.237 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.573 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.387 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.206 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.492 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.308 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.177 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.415 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.267 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.150 \cdot 10^{-1}$
2.75	–	3.00	$.372 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.354 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.134 \cdot 10^{-1}$
3.00	–	3.25	$.317 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.187 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.114 \cdot 10^{-1}$
3.25	–	3.50	$.277 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.177 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.998 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.248 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.168 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.894 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.220 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.157 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.793 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.186 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.103 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.671 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.144 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.904 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.517 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.118 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.829 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.425 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.950 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.752 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.342 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.757 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.667 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.272 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.632 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.615 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.228 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.530 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.565 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.191 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.421 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.504 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.152 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.349 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.455 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.296 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.424 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.107 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.256 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.403 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.920 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.225 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.374 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.811 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.164 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.228 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.592 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.131 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.207 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.472 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.100 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.180 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.361 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.691 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.153 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.249 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.547 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.143 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.197 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.505 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.181 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.182 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.321 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.122 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.116 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.255 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.137 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.919 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.205 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.114 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.740 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$.150 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.106 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.541 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.10: *Pionen aus b – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.601 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.351 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.240 \cdot 10^{-2}$
.35	–	.40	$.772 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.317 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.309 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.837 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.267 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.335 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.855 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.319 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.342 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.108 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.845 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.433 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.116 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.311 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.465 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.120 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.317 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.479 \cdot 10^{-2}$
1.50	–	1.75	$.133 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.223 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.796 \cdot 10^{-2}$
1.75	–	2.00	$.123 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.738 \cdot 10^{-2}$
2.00	–	2.25	$.115 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.337 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.691 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.536 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.321 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.513 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.777 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.308 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.438 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.690 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.263 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.360 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.606 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.216 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.327 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.566 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.196 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.296 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.529 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.178 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.250 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.478 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.150 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.206 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.443 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.183 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.411 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.162 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.381 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.970 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.134 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.362 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.802 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.121 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.347 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.724 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.923 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.295 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.554 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.883 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.202 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.530 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.581 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.170 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.348 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.440 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.143 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.264 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.366 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.131 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.219 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.242 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.115 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.145 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.186 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.117 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.112 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.153 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.914 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.919 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.107 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.870 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.645 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.671 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.744 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.403 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$.639 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.649 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.383 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.11: *Kaonen aus b – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.123 \cdot 10^{-1}$	±	$.238 \cdot 10^{-2}$	±	$.493 \cdot 10^{-3}$
.35	–	.40	$.241 \cdot 10^{-1}$	±	$.173 \cdot 10^{-2}$	±	$.963 \cdot 10^{-3}$
.40	–	.45	$.284 \cdot 10^{-1}$	±	$.156 \cdot 10^{-2}$	±	$.114 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.353 \cdot 10^{-1}$	±	$.165 \cdot 10^{-2}$	±	$.141 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.413 \cdot 10^{-1}$	±	$.177 \cdot 10^{-2}$	±	$.165 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$.400 \cdot 10^{-1}$	±	$.173 \cdot 10^{-2}$	±	$.160 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.438 \cdot 10^{-1}$	±	$.179 \cdot 10^{-2}$	±	$.175 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.525 \cdot 10^{-1}$	±	$.200 \cdot 10^{-2}$	±	$.210 \cdot 10^{-2}$
.80	–	.90	$.511 \cdot 10^{-1}$	±	$.151 \cdot 10^{-2}$	±	$.204 \cdot 10^{-2}$
.90	–	1.00	$.616 \cdot 10^{-1}$	±	$.301 \cdot 10^{-2}$	±	$.246 \cdot 10^{-2}$
1.00	–	1.10	$.565 \cdot 10^{-1}$	±	$.290 \cdot 10^{-2}$	±	$.226 \cdot 10^{-2}$
1.10	–	1.20	$.631 \cdot 10^{-1}$	±	$.182 \cdot 10^{-2}$	±	$.252 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.193 \cdot 10^{-1}$	±	$.882 \cdot 10^{-3}$	±	$.174 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.237 \cdot 10^{-1}$	±	$.899 \cdot 10^{-3}$	±	$.213 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.189 \cdot 10^{-1}$	±	$.536 \cdot 10^{-3}$	±	$.170 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.175 \cdot 10^{-1}$	±	$.466 \cdot 10^{-3}$	±	$.157 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.152 \cdot 10^{-1}$	±	$.408 \cdot 10^{-3}$	±	$.137 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.116 \cdot 10^{-1}$	±	$.352 \cdot 10^{-3}$	±	$.104 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.102 \cdot 10^{-1}$	±	$.329 \cdot 10^{-3}$	±	$.919 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.988 \cdot 10^{-2}$	±	$.311 \cdot 10^{-3}$	±	$.889 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.903 \cdot 10^{-2}$	±	$.293 \cdot 10^{-3}$	±	$.812 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.787 \cdot 10^{-2}$	±	$.270 \cdot 10^{-3}$	±	$.708 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.591 \cdot 10^{-2}$	±	$.239 \cdot 10^{-3}$	±	$.531 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.618 \cdot 10^{-2}$	±	$.244 \cdot 10^{-3}$	±	$.556 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.476 \cdot 10^{-2}$	±	$.216 \cdot 10^{-3}$	±	$.428 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.469 \cdot 10^{-2}$	±	$.214 \cdot 10^{-3}$	±	$.423 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.313 \cdot 10^{-2}$	±	$.126 \cdot 10^{-3}$	±	$.282 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.277 \cdot 10^{-2}$	±	$.115 \cdot 10^{-3}$	±	$.249 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.154 \cdot 10^{-2}$	±	$.856 \cdot 10^{-4}$	±	$.139 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.113 \cdot 10^{-2}$	±	$.741 \cdot 10^{-4}$	±	$.102 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.102 \cdot 10^{-2}$	±	$.734 \cdot 10^{-4}$	±	$.920 \cdot 10^{-4}$
15.00	–	16.00	$.915 \cdot 10^{-3}$	±	$.730 \cdot 10^{-4}$	±	$.824 \cdot 10^{-4}$
16.00	–	17.00	$.490 \cdot 10^{-3}$	±	$.546 \cdot 10^{-4}$	±	$.441 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.406 \cdot 10^{-3}$	±	$.533 \cdot 10^{-4}$	±	$.366 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.245 \cdot 10^{-3}$	±	$.407 \cdot 10^{-4}$	±	$.221 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$.305 \cdot 10^{-3}$	±	$.409 \cdot 10^{-4}$	±	$.275 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.12: *Protonen aus b – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.330 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.166 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.165 \cdot 10^{-1}$
.35	–	.40	$.482 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.140 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.241 \cdot 10^{-1}$
.40	–	.45	$.548 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.129 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.274 \cdot 10^{-1}$
.45	–	.50	$.605 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.302 \cdot 10^{-1}$
.50	–	.55	$.580 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.121 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.290 \cdot 10^{-1}$
.55	–	.60	$.601 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.118 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.301 \cdot 10^{-1}$
.60	–	.65	$.651 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.118 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.326 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.604 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.115 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.302 \cdot 10^{-1}$
1.50	–	1.75	$.393 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.949 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.196 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.307 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.892 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.154 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.302 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.564 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.151 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.285 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.474 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.142 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.253 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.457 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-1}$
2.75	–	3.00	$.227 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.376 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.113 \cdot 10^{-1}$
3.00	–	3.25	$.202 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.317 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.101 \cdot 10^{-1}$
3.25	–	3.50	$.183 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.316 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.916 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.163 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.299 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.815 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.149 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.283 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.747 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.129 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.189 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.647 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.101 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.171 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.505 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.848 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.159 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.424 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.722 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.148 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.361 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.583 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.132 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.292 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.502 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.124 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.251 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.425 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.115 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.213 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.336 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.104 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.168 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.281 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.953 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.245 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.891 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.122 \cdot 10^{-2}$
9.00	–	9.50	$.212 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.851 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.106 \cdot 10^{-2}$
9.50	–	10.00	$.186 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.792 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.932 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.141 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.492 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.707 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.112 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.445 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.558 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.893 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.388 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.446 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.573 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.328 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.286 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.466 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.302 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.233 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.478 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.334 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.239 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.286 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.244 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.143 \cdot 10^{-3}$
17.00	–	18.00	$.219 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.242 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-3}$
18.00	–	19.00	$.200 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.250 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.100 \cdot 10^{-3}$
19.00	–	20.00	$.739 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.166 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.370 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.13: *Pionen aus b – Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$-.174 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.922 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.870 \cdot 10^{-3}$
.35	–	.40	$-.368 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.852 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.184 \cdot 10^{-3}$
.40	–	.45	$.331 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.735 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.165 \cdot 10^{-3}$
.45	–	.50	$.191 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.909 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.954 \cdot 10^{-3}$
.50	–	.55	$.656 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.248 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.328 \cdot 10^{-3}$
.60	–	.65	$.284 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.783 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.142 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.101 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.760 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.506 \cdot 10^{-3}$
1.50	–	1.75	$.536 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.443 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.429 \cdot 10^{-2}$
1.75	–	2.00	$.466 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.449 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.373 \cdot 10^{-2}$
2.00	–	2.25	$.596 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.607 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.477 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.436 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.234 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.349 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.387 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.144 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.309 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.330 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.128 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.264 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.288 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.116 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.230 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.263 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.109 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.210 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.250 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.101 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.200 \cdot 10^{-2}$
6.50	–	7.00	$.196 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.928 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.157 \cdot 10^{-2}$
7.00	–	7.50	$.172 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.864 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.137 \cdot 10^{-2}$
7.50	–	8.00	$.154 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.814 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-2}$
8.00	–	8.50	$.137 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.763 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.110 \cdot 10^{-2}$
8.50	–	9.00	$.118 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.738 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.944 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.103 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.682 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.824 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.774 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.615 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.619 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.773 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.413 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.618 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.457 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.355 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.365 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.326 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.305 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.261 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.263 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.282 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.211 \cdot 10^{-3}$
14.00	–	15.00	$.216 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.265 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.172 \cdot 10^{-3}$
15.00	–	16.00	$.157 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.270 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-3}$
16.00	–	17.00	$.113 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.206 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.903 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.801 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.201 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.640 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.584 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.188 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.468 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$.601 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.157 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.481 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.14: *Kaonen aus b – Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
3.75	–	4.00	$.754 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.212 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.603 \cdot 10^{-3}$
4.00	–	4.50	$.741 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.593 \cdot 10^{-3}$
4.50	–	5.00	$.874 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.107 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.699 \cdot 10^{-3}$
5.00	–	5.50	$.832 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.950 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.666 \cdot 10^{-3}$
5.50	–	6.00	$.818 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.840 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.655 \cdot 10^{-3}$
6.00	–	6.50	$.506 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.755 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.405 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.727 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.722 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.582 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.615 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.673 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.492 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.531 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.625 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.425 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.394 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.570 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.315 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.384 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.577 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.307 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.285 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.515 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.228 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.347 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.518 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.277 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.203 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.311 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.163 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.189 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.291 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.151 \cdot 10^{-3}$
12.00	–	13.00	$.137 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.226 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.109 \cdot 10^{-3}$
13.00	–	14.00	$.938 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.201 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.750 \cdot 10^{-4}$
14.00	–	15.00	$.106 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.203 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.851 \cdot 10^{-4}$
15.00	–	16.00	$.868 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.196 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.694 \cdot 10^{-4}$
16.00	–	17.00	$.528 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.145 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.423 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.434 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.137 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.347 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.676 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.112 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.541 \cdot 10^{-5}$
19.00	–	20.00	$-.113 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.812 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$-.906 \cdot 10^{-5}$

Tabelle A.15: *Protonen aus b – Zerfällen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.212 \cdot 10^{+1}$	±	$.256 \cdot 10^{-1}$	±	$.106 \cdot 10^{+0}$
.35	–	.40	$.197 \cdot 10^{+1}$	±	$.222 \cdot 10^{-1}$	±	$.984 \cdot 10^{-1}$
.40	–	.45	$.186 \cdot 10^{+1}$	±	$.200 \cdot 10^{-1}$	±	$.931 \cdot 10^{-1}$
.45	–	.50	$.167 \cdot 10^{+1}$	±	$.192 \cdot 10^{-1}$	±	$.833 \cdot 10^{-1}$
.50	–	.55	$.163 \cdot 10^{+1}$	±	$.185 \cdot 10^{-1}$	±	$.816 \cdot 10^{-1}$
.55	–	.60	$.147 \cdot 10^{+1}$	±	$.181 \cdot 10^{-1}$	±	$.737 \cdot 10^{-1}$
.60	–	.65	$.135 \cdot 10^{+1}$	±	$.180 \cdot 10^{-1}$	±	$.675 \cdot 10^{-1}$
.65	–	.70	$.124 \cdot 10^{+1}$	±	$.175 \cdot 10^{-1}$	±	$.621 \cdot 10^{-1}$
.70	–	.75	$-.357 \cdot 10^{-5}$	±	$.000 \cdot 10^{+0}$	±	$-.179 \cdot 10^{-6}$
1.50	–	1.75	$.405 \cdot 10^{+0}$	±	$.137 \cdot 10^{-1}$	±	$.203 \cdot 10^{-1}$
1.75	–	2.00	$.346 \cdot 10^{+0}$	±	$.123 \cdot 10^{-1}$	±	$.173 \cdot 10^{-1}$
2.00	–	2.25	$.263 \cdot 10^{+0}$	±	$.762 \cdot 10^{-2}$	±	$.131 \cdot 10^{-1}$
2.25	–	2.50	$.201 \cdot 10^{+0}$	±	$.632 \cdot 10^{-2}$	±	$.100 \cdot 10^{-1}$
2.50	–	2.75	$.157 \cdot 10^{+0}$	±	$.587 \cdot 10^{-2}$	±	$.786 \cdot 10^{-2}$
2.75	–	3.00	$.137 \cdot 10^{+0}$	±	$.543 \cdot 10^{-2}$	±	$.686 \cdot 10^{-2}$
3.00	–	3.25	$.112 \cdot 10^{+0}$	±	$.416 \cdot 10^{-2}$	±	$.560 \cdot 10^{-2}$
3.25	–	3.50	$.913 \cdot 10^{-1}$	±	$.409 \cdot 10^{-2}$	±	$.457 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.841 \cdot 10^{-1}$	±	$.387 \cdot 10^{-2}$	±	$.421 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.701 \cdot 10^{-1}$	±	$.363 \cdot 10^{-2}$	±	$.350 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.550 \cdot 10^{-1}$	±	$.242 \cdot 10^{-2}$	±	$.275 \cdot 10^{-2}$
4.50	–	5.00	$.420 \cdot 10^{-1}$	±	$.217 \cdot 10^{-2}$	±	$.210 \cdot 10^{-2}$
5.00	–	5.50	$.330 \cdot 10^{-1}$	±	$.200 \cdot 10^{-2}$	±	$.165 \cdot 10^{-2}$
5.50	–	6.00	$.223 \cdot 10^{-1}$	±	$.184 \cdot 10^{-2}$	±	$.112 \cdot 10^{-2}$
6.00	–	6.50	$.169 \cdot 10^{-1}$	±	$.165 \cdot 10^{-2}$	±	$.846 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.127 \cdot 10^{-1}$	±	$.153 \cdot 10^{-2}$	±	$.636 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.102 \cdot 10^{-1}$	±	$.142 \cdot 10^{-2}$	±	$.512 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.796 \cdot 10^{-2}$	±	$.128 \cdot 10^{-2}$	±	$.398 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.613 \cdot 10^{-2}$	±	$.117 \cdot 10^{-2}$	±	$.307 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.493 \cdot 10^{-2}$	±	$.109 \cdot 10^{-2}$	±	$.246 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.434 \cdot 10^{-2}$	±	$.103 \cdot 10^{-2}$	±	$.217 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.387 \cdot 10^{-2}$	±	$.957 \cdot 10^{-3}$	±	$.194 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.222 \cdot 10^{-2}$	±	$.590 \cdot 10^{-3}$	±	$.111 \cdot 10^{-3}$
11.00	–	12.00	$.192 \cdot 10^{-2}$	±	$.526 \cdot 10^{-3}$	±	$.961 \cdot 10^{-4}$
12.00	–	13.00	$.121 \cdot 10^{-2}$	±	$.452 \cdot 10^{-3}$	±	$.606 \cdot 10^{-4}$
13.00	–	14.00	$.122 \cdot 10^{-2}$	±	$.378 \cdot 10^{-3}$	±	$.608 \cdot 10^{-4}$
14.00	–	15.00	$.793 \cdot 10^{-3}$	±	$.342 \cdot 10^{-3}$	±	$.396 \cdot 10^{-4}$
15.00	–	16.00	$.194 \cdot 10^{-3}$	±	$.372 \cdot 10^{-3}$	±	$.971 \cdot 10^{-5}$
16.00	–	17.00	$.349 \cdot 10^{-3}$	±	$.275 \cdot 10^{-3}$	±	$.174 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.381 \cdot 10^{-3}$	±	$.271 \cdot 10^{-3}$	±	$.191 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.106 \cdot 10^{-3}$	±	$.272 \cdot 10^{-3}$	±	$.528 \cdot 10^{-5}$
19.00	–	20.00	$.636 \cdot 10^{-3}$	±	$.191 \cdot 10^{-3}$	±	$.318 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.16: *'Begleitende' Pionen in b – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.789 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.113 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.395 \cdot 10^{-2}$
.35	–	.40	$.823 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.103 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.411 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.819 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.872 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.410 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.643 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.107 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.322 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.101 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.288 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.506 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.881 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.941 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.440 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.110 \cdot 10^{+0}$	$\pm$	$.923 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.552 \cdot 10^{-2}$
1.50	–	1.75	$.784 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.551 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.627 \cdot 10^{-2}$
1.75	–	2.00	$.768 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.574 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.614 \cdot 10^{-2}$
2.00	–	2.25	$.555 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.773 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.444 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.934 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.291 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.747 \cdot 10^{-3}$
4.00	–	4.50	$.122 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.180 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.979 \cdot 10^{-3}$
4.50	–	5.00	$.106 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.160 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.849 \cdot 10^{-3}$
5.00	–	5.50	$.690 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.144 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.552 \cdot 10^{-3}$
5.50	–	6.00	$.615 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.134 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.492 \cdot 10^{-3}$
6.00	–	6.50	$.429 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.124 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.344 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.563 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.114 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.451 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.315 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.106 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.252 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.311 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.988 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.248 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.273 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.925 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.218 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.158 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.898 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.126 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.176 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.826 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.154 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.742 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-3}$
10.00	–	11.00	$.104 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.500 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.828 \cdot 10^{-4}$
11.00	–	12.00	$.122 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.428 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.973 \cdot 10^{-4}$
12.00	–	13.00	$.119 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.368 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.951 \cdot 10^{-4}$
13.00	–	14.00	$.105 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.340 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.842 \cdot 10^{-4}$
14.00	–	15.00	$.256 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.314 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.205 \cdot 10^{-4}$
15.00	–	16.00	$.384 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.314 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.308 \cdot 10^{-4}$
16.00	–	17.00	$.438 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.245 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.350 \cdot 10^{-4}$
17.00	–	18.00	$.239 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.239 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.191 \cdot 10^{-4}$
18.00	–	19.00	$.103 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.218 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.823 \cdot 10^{-5}$
19.00	–	20.00	$.155 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.187 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.124 \cdot 10^{-5}$

Tabelle A.17: *'Begleitende' Kaonen in b – Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Impulsintervall [GeV/c]			$\frac{1}{N_E} \cdot \frac{dN}{dp}$		Δ_{stat}		Δ_{sys}
.30	–	.35	$.190 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.502 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.951 \cdot 10^{-4}$
.35	–	.40	$.218 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.113 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.109 \cdot 10^{-2}$
.40	–	.45	$.200 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.952 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.100 \cdot 10^{-2}$
.45	–	.50	$.357 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.127 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.178 \cdot 10^{-2}$
.50	–	.55	$.421 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.140 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.210 \cdot 10^{-2}$
.55	–	.60	$.396 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.134 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.198 \cdot 10^{-2}$
.60	–	.65	$.371 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.122 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.186 \cdot 10^{-2}$
.65	–	.70	$.444 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.141 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.222 \cdot 10^{-2}$
.80	–	.90	$.509 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.119 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.254 \cdot 10^{-2}$
.90	–	1.00	$.645 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.250 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.323 \cdot 10^{-2}$
1.00	–	1.10	$.574 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.224 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.287 \cdot 10^{-2}$
1.10	–	1.20	$.621 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.142 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.311 \cdot 10^{-2}$
3.50	–	3.75	$.206 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.656 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.164 \cdot 10^{-2}$
3.75	–	4.00	$.162 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.259 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.130 \cdot 10^{-2}$
4.00	–	4.50	$.112 \cdot 10^{-1}$	$\pm$	$.154 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.892 \cdot 10^{-3}$
4.50	–	5.00	$.849 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.131 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.679 \cdot 10^{-3}$
5.00	–	5.50	$.690 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.116 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.552 \cdot 10^{-3}$
5.50	–	6.00	$.316 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.103 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.253 \cdot 10^{-3}$
6.00	–	6.50	$.495 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.929 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.396 \cdot 10^{-3}$
6.50	–	7.00	$.241 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.887 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.192 \cdot 10^{-3}$
7.00	–	7.50	$.303 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.823 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.243 \cdot 10^{-3}$
7.50	–	8.00	$.244 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.765 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.195 \cdot 10^{-3}$
8.00	–	8.50	$.198 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.695 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.158 \cdot 10^{-3}$
8.50	–	9.00	$.236 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.704 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.189 \cdot 10^{-3}$
9.00	–	9.50	$.200 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.624 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.160 \cdot 10^{-3}$
9.50	–	10.00	$.111 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.623 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.892 \cdot 10^{-4}$
10.00	–	11.00	$.108 \cdot 10^{-2}$	$\pm$	$.374 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.866 \cdot 10^{-4}$
11.00	–	12.00	$.855 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.344 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.684 \cdot 10^{-4}$
12.00	–	13.00	$.130 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.264 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.104 \cdot 10^{-4}$
13.00	–	14.00	$.225 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.233 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.180 \cdot 10^{-4}$
14.00	–	15.00	$-.416 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.231 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.333 \cdot 10^{-5}$
15.00	–	16.00	$.314 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.222 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.251 \cdot 10^{-5}$
16.00	–	17.00	$-.412 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.165 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.329 \cdot 10^{-5}$
17.00	–	18.00	$-.350 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.153 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.280 \cdot 10^{-5}$
18.00	–	19.00	$.203 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.123 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.162 \cdot 10^{-4}$
19.00	–	20.00	$.444 \cdot 10^{-3}$	$\pm$	$.920 \cdot 10^{-4}$	$\pm$	$.355 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.18: *'Begleitende' Protonen in b-Ereignissen. N_E ist die Anzahl aller Ereignisse.*

Literaturverzeichnis

[1] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys.Rev. D54 (1996) 1

[2] R.Akers et al., OPAL Kollaboration, Z. Phys. C61 (1994) 209

[3] P.Abreu et al., DELPHI Kollaboration, Phys.Lett. B347 (1995) 447

[4] M.Neubert, C.T.Sachrajda, CERN – TH/96 – 19 und dortige Referenzen

[5] O.Nachtmann, *Elementarteichenphysik*, Vieweg Verlag (1986)

[6] F.A.Behrend et al., in *Z Physics at LEP1*, Vol.1, CERN Yellow Report 89 – 08 (1989) 89

[7] T.Sjöstrand et al., in *Z Physics at LEP1*, Vol.3 CERN Yellow Report 89 – 08 (1989) 143

[8] G.C.Fox, S.Wolfram, Nucl.Phys B168 (1980) 285
B.R.Webber, Nucl.Phys. B238 (1984) 45
T.G.Gottschalk, Nucl.Phys B239 (1984) 349
R.D.Field, Phys.Lett 135B (1984) 203

[9] G.Altarelli, G.Parisi, Nucl.Phys B126 (1977) 298

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

[11] X.Artru, G.Menessier, Nucl.Phys. B70 (1974) 93

[12] T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 28 (1983) 229

[13] G.Marchesini, B.R.Webber, Nucl.Phys. B238 (1984) 1

[14] T.Meyers, Z.Phys. C12 (1982) 77

[15] A.Casher et al., Phys.Rev. D20 (1979) 179

[16] Y.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, A.H.Müller, S.I.Troyan, *Basics of Perturbative QCD*, Editions Frontieres, Gif – sur – Yvette, 1991 und dortige Verweise

[17] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.M.Zerwas, Phys.Rev. D27 (1987) 105

[18] V.G.Kartvelishvili et al., Yad.Fiz 38 (1983) 1563

[19] P.C.Rowson et al., Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 2580
V.A.Petrov, O.P.Yushchenko, Z.Phys. C41 (1988) 521

[20] Y.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, S.I.Troyan, in *Proc. of the 6th Conf. on Physics in Collisions* (1987) 417
Y.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, S.I.Troyan, J.Phys. G17 (1991) 1602

[21] A.de Angelis, CERN – PPE/94 – 174 (1994)

[22] V.A.Petrov, A.V.Kisselev, Z.Phys. C66 (1995) 453

[23] siehe z.B. N.Isgur, M.Wise in *B – Decays* ed. by S.Stone, World Scientific (1992) und dortige Referenzen

[24] E.Eichten, F.Feinberg, Phys.Rev. D23 (1981) 2724
W.E.Caswell, G.P.Lepage, Phys.Lett. B167 (1986) 437
I.Isgur, M.B.Wise, Phys.Lett. B237 (1990) 527
H.Georgi, Phys.Lett. B240 (1990) 447
A.F.Falk, H.Georgi, B.Grinstein, M.B.Wise, Nucl.Phys. D343 (1990) 1
u.v.a.

[25] I.Bigi, N.Uraltsev, A.Vainstain, Phys.Lett B293 (1992) 430; Erratum *ibid.* B297 (1993) 477
u.v.a

[26] I.I.Bigi, B.Blok, M.Shifman, A.Vainshtein, CERN – TH.7082/93

[27] E.Bagan, P.Ball, V.M.Braun, P.Gosdzinsky, Nucl.Phys. B432 (1994) 3; Phys.Lett. B342, (1995) 362
E.Bagan, P.Ball, B.Fiol, P.Gosdzinsky, Phys.Lett B351 (1995) 546

[28] N.Isgur, M.B.Wise, Phys.Lett. B232 (1989) 113, B237 (1990), 527

[29] E.Eichten, B.Hill, Phys.Lett. B234 (1990) 511; B243 (1990) 427
A.F.Falk, B.Grinstein, M.E.Luke, Nucl.Phys. B357 (1991) 185

[30] M.Neubert, CERN – TH/96 – 55

[31] J.M.Kühn, P.M.Zerwas in *Heavy Flavours* Advanced Series on Direction in High Energy Physics – Vol.10 (1992) 434

[32] B.Bloch – Devaux, interne ALEPH – Note 91 – 78 (1991)

[33] J.E.Campagne et al., Z.Phys. C43 (1989) 469

[34] F.Ranjard, interne ALEPH – Note 119 (1988)

[35] GEANT, CERN Program Library W5013 (1993)

[36] S.Myers et al., Contemp.Phys. 31 (1990) 387
R.Turlay, Europhys.News 20 (1989) 75
Large Electron – Positron Storage Ring, Technical Notebook, CERN Publications (1988)

[37] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, NIM A360 (1995) 481
ALEPH Handbook (edited by C.Bowdery), ISBN 92 – 9083 – 072 – 7, published by CERN (1995)

[38] G.Batignani et al., IEEE Nuclear Science Symposium, Santa Fe, IEEE transaction on nuclear science, V.NS 39(4 – 5) (1992) Vol.1 438

[39] B.Rensch, Dissertation , HD – IHEP/92 – 9 (1992)

[40] J.Thomas, interne ALEPH – Note 91 – 148 (1991)

[41] z.B. W.T.Eadie, D.Drijard, F.E,James, M.Roos, B.Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North – Holland Publishing Company (1971)
H.Läuter, R.Pincus *Mathematisch – statistische Datenanalyse* Akademie Verlag Berlin (1989)

[42] H.A.Bethe, Ann.Physik 5 (1930)
F.Bloch, Z.Phys. 81 (1933) 363

[43] L.Lyons, W.W.M.Allison, J.P.Comellas, NIM A245 (1986) 530
J.Orear, Berkley preprint UCRL – 8417 (1958)

[44] R.Assmann, R.Johnson, Z.Feng, interne ALEPH – Note 94 – 116 (1994)

[45] D.Brown et al., interne ALEPH – Note 92 – 135 (1992)

[46] W.Bartels et al., JADE Kollaboration Z.Phys C33 (1986) 23

[47] D.Brown, interne ALEPH – Note 92 – 47 (1992)

[48] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Phys.Lett. B313 (1993) 535

[49] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Konferenzbeitrag pa10 – 015 zur ICHEP 96, Warschau
D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Konferenzbeitrag pa10 – 016 zur ICHEP 96, Warschau
D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Konferenzbeitrag pa10 – 017 zur ICHEP 96, Warschau

[50] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, NIM A346 (1994) 461

[51] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Z.Phys C62 (1994) 179

[52] H.Albrecht et al., ARGUS Kollaboration, Phys.Lett. B249 (1990) 359

[53] D.Decamp et al., ALEPH Collaboration, Phys.Lett. B273 (1991) 181

[54] G.Altarelli et al., Nucl.Phys. B208 (1982) 365
G.Altarelli, S.Petrarca, Phys.Lett. B261 (1991) 303

[55] B.Grinstein et al., Phys.Rev. D39 (1989) 799
B.Grinstein et al., Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 298
B.Grinstein et al., CALT – 68 – 1311

[56] R.Akers et al., OPAL Kollaboration, Z.Phys. C63 (1994) 181

[57] P.Abreu et al., DELPHI Kollaboration, Nucl.Phys. B444 (1995) 3

[58] D.Buskulic et al., ALEPH Kollaboration, Phys.Lett. B359 (1995) 236

[59] P.Abreu et al., DELPHI Kollaboration, Z.Phys C68 (1995) 375

[60] R.Akers et al., OPAL Kollaboration, Konferenzbeitrag pa05 – 034 zur ICHEP 96, Warschau

Danksagung

Die Durchführung dieser Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung zahlreicher Personen und Institutionen, bei denen ich mich aufs herzlichste bedanken möchte.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. K. Tittel für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe am Institut für Hochenergiephysik durchzuführen. Ich bedanke mich für seine Betreuung und Unterstützung im Laufe der letzten Jahre.

Herrn Prof. Dr. P. Dornan danke ich herzlich für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit und die vielen hilfreichen und klärenden Diskussionen.

Insbesondere gilt mein Dank Dr. J. Stiewe für seine Unterstützung in allen Lebenslagen sowie Dr. S. Werner für seine immerwährende Hilfsbereitschaft.

Dr. B. Rensch danke an dieser Stelle dafür, mich geduldig in die Geheimnisse des Triggerns eingeweiht zu haben, und für seine Unterstützung während meiner Zeit als Triggerkoordinatorin. In diesem Zusammenhang sei auch allen freundlichen DAQ–Koordinatoren gedankt, die jederzeit bereit waren, zu helfen.

Der EDV – Gruppe (Dr. O. Braun, E. Grimm und L. Vörg) sowie Dr. M. Wunsch danke ich herzlich für ihre Bereitschaft, mir bei allen Computerproblemen tatkräftig zu helfen.

Meinen Kollegen O. Buchmüller, S. Dharmotharan, G. Graefe, G. Hansper, M. Schmidt und J. Sommer danke ich für die Freundschaft, die vielen anregenden Gespräche und für ihre vielfältigen Hilfen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke allen, die mir beim Korrekturlesen dieser Arbeit behilflich waren. In alphabetischer Reihenfolge seien C. Beyer, Dr. F. Hering, Dr. C. Karger, J. Sommer, Dr. J. Stiewe, Dr. S. Werner und Dr. M. Wunsch genannt.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für das angenehme Arbeitsklima.

Nicht zuletzt und besonders herzlich möchte ich mich bei meinen Eltern und bei Frank Hering bedanken, deren Geduld, Unterstützung und Liebe entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des BMBF gefördert.