IEKP–KA/95-6

Monte-Carlo Feineinstellung mittels Interpolation durch kubische Splines

Ulrich Schwickerath

Diplomarbeit

Institut für Experimentelle Kernphysik
Fakultät für Physik
Universität Karlsruhe (TH)

Karlsruhe, März 1995

Inhalt

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Felix, qui potuit rerum
cognoscere causas
(Vergil)

Mit der „Philosophiae naturalis principia mathematica“ veröffentlichte Sir Isaac Newton 1687 neben dem nötigen mathematischen Instrumentarium und der Beschreibung der klassischen Mechanik auch eine erste Theorie der *Gravitation*. Er hatte erkannt, daß dieselbe Kraft, die Gegenstände zu Boden zieht, auch die Bewegung der Himmelskörper bestimmt. Eine Modifikation erfuhr die Newtonsche Mechanik erst Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts mit dem Erscheinen der speziellen Relativitätstheorie im Band 17 der Annalen der Physik [1] durch einen damals unbedeutenden Angestellten des Berner Patentamtes namens Albert Einstein [HAWK88]. Auch die Gravitationstheorie Newtons wurde 1915 durch die Allgemeine Relativitätstheorie Einsteins abgelöst. Sie bildet die bislang anerkannteste Beschreibung der Schwerkraft und wurde durch viele Experimente bestätigt.

Aber sie ist nicht die einzige fundamentale Kraft. Im Jahr 1865 gelang es James Clerk Maxwell, die vielfältigen elektrischen und magnetischen Erscheinungen, die in den Jahren zuvor eingehend untersucht worden waren, in wenigen Gleichungen, den maxwellschen Gleichungen, zusammenzufassen. Eine Konsequenz dieser Theorie war die Existenz elektromagnetischer Wellen, die 1894 durch Heinrich Hertz in Karlsruhe entdeckt wurden. Später erkannte man, daß auch Licht aus elektromagnetischen Wellen besteht. Elektrische und magnetische Kräfte sind Erscheinungsformen derselben Kraft, die wir heute als $elektromagnetischeKraft$ bezeichnen. Auch sie ist eine fundamentale Wechselwirkung.

Doch Gravitation und Elektromagnetismus reichen nicht aus, um die Welt, in der wir leben , vollständig beschreiben zu können. Mit der Entdeckung der natürlichen Radioaktivität des Urans durch H. Becquerel 1896 und der Entdeckung und Isolierung der Elemente Polonium und Radium durch das Ehepaar Marie und Pierre Currie 1898 öffnete sich ein neues Gebiet. Ein weiterer Meilenstein war die Entdeckung des Elektrons durch Thomson 1897. Schon bald stellte sich heraus, daß sich die Mittel der klassischen Mechanik zur Beschreibung der Vorgänge im allerkleinsten nicht eigneten. Diese Entwicklung

[1] erschienen 1905 unter dem Originaltitel „Zur Elektrodynamik bewegter Körper“

führte schließlich zur Formulierung der Quantenmechanik. Die später entwickelte Quantenelektrodynamik, die eine quantisierte Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung ist, ist eine der zur Zeit am besten experimentell verifizierten Theorien.

Schließlich stellte sich heraus, daß es zweier weiterer fundamentaler Wechselwirkungen bedurfte, um alle Effekte radioaktiver Zerfälle beschreiben zu können. Die $starkeKraft$ bindet Quarks zu Nukleonen und anderen Teilchen. Auch für die Kernkräfte, die die Nukleonen zu Atomkernen binden, ist sie verantwortlich. Die $schwacheKraft$ ist für β -Zerfälle verantwortlich. Fermi formulierte 1932 eine erste einfache Theorie zur Beschreibung des β-Zerfalls, in der er von einer Punktwechselwirkung ausging. Eine konsistente Theorie der schwachen Wechselwirkung ergibt sich aber erst durch Vereinheitlichung mit der elektromagnetischen Kraft zur $elektroschwachenWechselwirkung$. Zusammen mit der QCD, eine Theorie der starken Kraft, bildet sie das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Auf dieses Modell wird im Kapitel 2 näher eingegangen.

Zur experimentellen Überprüfung der Vorhersagen dieses Modells sind in der Vergangenheit große Anstrengungen unternommen worden. In zum Teil gewaltigen Anlagen werden dazu zunächst Bündel von Elementarteilchen auf hohe Energien beschleunigt und dann zur Kollision gebracht. Aus der frei werdenden Energie bilden sich dabei neue Teilchen, die beobachtet und gemessen werden können. Der derzeit größte Elektron - Positron Speicherring LEP [2] in der Nähe von Genf hat einen Umfang von 27km und besitzt vier Detektoren ALEPH, DELPHI[3] , L3 und OPAL[4] . In dieser Arbeit wurden Daten des DELPHI Detektors verwendet, die 1992 gesammelt wurden. DELPHI wird im Kapitel 4 kurz vorgestellt werden. Die bei der Kollision eines einzelnen Elektrons mit einem Positron freigesetzte Energie betrug dabei etwa $91GeV$. Die Masse des dabei zwischenzeitlich gebildeten Teilchens, ein Z^0 Boson, entspricht mit ca. 97.9 atomaren Masseneinheiten etwa der Masse eines Technetiumatoms.

Die Analyse der Daten ist eine schwierige Angelegenheit, weil die Teilchen, für die man sich interessiert, meist von so kurzer Lebensdauer sind, daß man nicht sie selbst beobachten kann, sondern nur ihre Zerfallsprodukte. Außerdem geht durch experimentelle Unzulänglichkeiten stets Information verloren. Bei Analysen ist man häufig auf Ereignissimulationen angewiesen. Hierzu geeignete MonteCarlo Modelle, wie etwa das JETSET Programm der LUND Gruppe [JET73], enthalten üblicherweise viele freie Parameter, die so angepaßt werden müssen, daß die Simulation die gemessenen Daten möglichst gut reproduziert. In dieser Arbeit wurde so eine Optimierung durchgeführt. Dazu wurde ein Verfahren benutzt, das auf Interpolation mittels kubischen Splines innerhalb eines Gitters von Punkten beruht. Das Interesse galt dabei multihadronischen Ereignissen. Diese wurden entsprechend dem primär produzierten Quarkflavour getrennt, so daß neben Stichproben, die alle produzierten Quarksorten enthielten, auch solche untersucht werden konnten, welche nur schwere Bottom - Quarks oder nur leichte sowie Charm - Quarks enthielten. Die Bereitstellung solcher Daten wird schwerpunktmäßig in der Arbeit [REI95] beschrieben, während hier das Verfahren und die Ergebnisse ausführlicher behandelt werden.

[2]Large Electron Positron Collider
[3]DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification
[4]Omni-Purpose Apparatus at LEP

Kapitel 2

Das Standardmodell

Es folgt eine kurze Beschreibung des Standardmodells als Eichtheorie. Das Eichprinzip wird dabei am Beispiel der Quantenelektrodynamik (QED) erläutert. Eine ausführlichere Beschreibung ist in der einschlägigen Literatur zu finden, z.B. [DRELL][HAL84].

2.1 Bausteine der Materie

Man unterscheidet zwei Klassen elementarer Korpuskel, die sehr unterschiedliche physikalische Eigenschaften aufweisen. Partikel mit ganzzahligem Spin bezeichnet man als **Bosonen**, solche mit halbzahligem Spin als **Fermionen**. Bosonen unterliegen der Bose-Einstein Statistik, Fermionen der Fermi-Dirac Statistik. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik bauen **Quarks** und **Leptonen**, beides Fermionen, alle bekannte Materie auf. Zwischen ihnen wirken die in der Einleitung bereits genannten fundamentalen Wechselwirkungen. Man stellt sich vor, daß sie durch den Austausch von Bosonen vermittelt werden. Das **Photon** vermittelt elektromagnetische, $\mathbf{W}^{\pm}$ und $\mathbf{Z}^{0}$ Bosonen schwache und acht **Gluonen** starke Kräfte. Für alle drei Kräfte lassen sich Eichtheorien formulieren. Man geht im Prinzip von den Fermionfeldern aus und fordert Invarianz der Lagrangefunktion unter lokalen Phasentransformationen. Diese Bedingung läßt sich nur dann erfüllen, wenn man weitere Eichfelder einführt, die an die Fermionfelder ankoppeln und ganz bestimmte Transformationseigenschaften aufweisen müssen. Die Wechselwirkungen lassen sich so auf ganz natürliche Weise einführen. Die Quantisierung der Felder führt schließlich auf die Austauschbosonen. Bei der Gravitation scheitert diese Vorgehensweise bei der Quantisierung. Dennoch ist es nicht ausgeschlossen, daß auch die Schwerkraft durch ein Austauschboson vermittelt wird, dem man den Namen *Graviton* gegeben hat. Es unterscheidet sich von den anderen oben aufgeführten Eichbosonen schon dadurch, daß es einen Eigenspin von zwei aufweisen sollte, während die anderen Spin eins haben. Auch experimentelle Evidenz gibt es nur für die Austauschbosonen der ersten drei genannten Kräfte. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick.

Leptonen: Im Standardmodell gibt es drei elektrisch geladene und drei neutrale Leptonen. Die geladenen sind das Elektron, das Myon und das Tau, die neutralen bezeichnet man als Neutrinos. Je ein geladenes und ein neutrales Lepton werden zu einer Familie oder Generation zusammengefaßt. Ein direkter Nachweis des

Wechselwirkung	Austauschboson	Masse[GeV/c^2] nach [PDG94]
Elektromagnetismus	Photon γ	$< 3 \times 10^{-36}$
schwache Wechselwirkung	Z^0,	$91,187 \pm 0,007$
	W^+,W^-	$80,22 \pm 0,26$
starke Wechselwirkung	Gluonen g	0
Gravitation	Graviton (?)	?

Tabelle 2.1: *Wechselwirkungen und Austauschteilchen*

Tau-Neutrinos steht noch aus. Während die geladenen Leptonen alle Masse besitzen, werden die Neutrinos im Standardmodell als masselos angesehen. Neuerdings gibt es aber erste Hinweise auf Neutrinooszillationen und damit darauf, daß auch Neutrinos eine geringe Masse haben könnten. Dies hätte vor allem kosmologische Konsequenzen. Leptonen nehmen im Gegensatz zu den Quarks nicht an der starken Wechselwirkung teil.

Quarks: Quarks wechselwirken über alle genannten Kräfte. Die starke Wechselwirkung koppelt dabei an eine Eigenschaft der Quarks an, welche als Farbe bezeichnet wird. Experimentell kann man zum Beispiel durch Messung des Verhältnisses der totalen Wirkungsquerschnitte

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to Hadronen)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$

im Kontinuum zeigen, daß es drei solcher Farbfreiheitsgrade geben muß. Für Quarks bezeichnet man diese als grün, blau und rot, den Antiquarks ordnet man die entsprechenden Komplementärfarben zu. Man hat in der Natur aber niemals freie Farbladungen beobachten können. Alle freien beobachtbaren Teilchen sind stets farbneutral (oder „weiß“). Frei beobachtbare Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen, nennt man **Hadronen**. Sie enthalten im Wesentlichen stark miteinander wechselwirkende Quarks. Hadronen aus einem Quark und einem Antiquark werden als **Mesonen**, solche aus drei Quarks als **Baryonen** bezeichnet. Proton und Neutron sind Beispiele für Baryonen. Ein Proton enthält zwei u und ein d Quark, ein Neutron dagegen zwei d und ein u Quark. Zusammen mit dem Elektron bauen sie die uns umgebende stabile Materie auf.

Wie die Leptonen treten auch die Quarks in drei Generationen auf. Im Standardmodell benötigt man sechs verschiedene Flavours. Sie sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Fünf davon wurden experimentell nachgewiesen und untersucht; nach dem sechsten ist lange vergeblich gefahndet worden. In $p\bar{p}$ Kollisionen bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 1,8\ TeV$ hat man im Frühjahr 1994 aber Evidenz für die Erzeugung des Topquarks gefunden[CDF94]. Aus den gemessenen Daten wurde eine Masse von $M_{top} = 174 \pm 10^{+13}_{-12} GeV/c^2$ bestimmt. Etabliert wurde das Top-Quark schließlich im März 1995 in [CDF95]. Darin wird die Masse mit

$$M_{top} = 176 \pm 8(stat.) \pm 10(syst.)\ GeV/c^2$$

bei einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{t\bar{t}} = 6,8^{+3,6}_{-2,4}\ pb$ angegeben. Dabei handelt es sich um vorläufige Ergebnisse. Auch das Experiment $D\emptyset$ am selben Beschleuniger

Leptonen			
	Masse		el.Ladung[e]
e	$0,51099906 \pm 0,00000015$	MeV/c^2	-1
ν_e	$< 5,1$	eV/c^2 $(95\% CL)$	0
μ	$105,658389 \pm 0,000034$	MeV/c^2	-1
ν_μ	$< 0,27$	MeV/c^2 $(90\% CL)$	0
τ	$1777,1^{+0,4}_{-0,5}$	MeV/c^2	-1
ν_τ	< 31	MeV/c^2 $(95\% CL)$	0
Quarks			
flavour	Masse		el.Ladung[e]
up u	$2 \quad - \quad 8$	MeV/c^2	$+2/3$
down d	$5 \quad - \quad 15$	MeV/c^2	$-1/3$
charm c	$1,0 \quad - \quad 1,6$	GeV/c^2	$+2/3$
strange s	$100 \quad - \quad 300$	MeV/c^2	$-1/3$
bottom b	$4,1 \quad - \quad 4,5$	GeV/c^2	$+2/3$
top t	siehe Text		$-1/3$

Tabelle 2.2: *Bausteine der Materie. Jedes der aufgeführten Fermionen besitzt zudem noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzten ladungsartigen Quantenzahlen. Die Zahlen sind [PDG94] entnommen. Die angegebenen Quarkmassen sind Stromquarkmassen im $\overline{MS}$ Renormierungsschema bei einer Skala von $\mu = 1\ GeV$.*

hat Topquark-Produktion gefunden. In [D0] wird die Topmasse mit

$$M_{top} = 199^{+19}_{-21}(stat.) \pm 22(syst.)\ GeV/c^2$$

bei einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{t\bar{t}} = 6,4 \pm 2,2\ pb$ angegeben. Damit ist dieses Quark erheblich schwerer als alle übrigen.

Tabelle 2.2 gibt einen Überblick. Sie enthält nur die Hälfte aller Fermionen des Standardmodell. Zu jedem der aufgeführten Teilchen gehört noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzten ladungsartigen Quantenzahlen. In den Tabellen nicht aufgeführt wurde das (ebenfalls noch nicht entdeckte) Higgsboson, daß man für die Erzeugung der Bosonmassen durch spontane Symmetriebrechung benötigt.

2.2 Theoretischer Zugang

2.2.1 Prinzip der kleinsten Wirkung

Eine wichtige Rolle in Quantenfeldtheorien spielt das Prinzip der kleinsten Wirkung. Die Wirkung S ist als zeitliches Integral über die Lagrangefunktion L definiert:

$$S = \int_{t1}^{t2} L \quad dt \tag{2.1}$$

In der Mechanik ist L eine Funktion der Orte $\vec{x}$ der Punkmassen und ihrer Geschwindigkeiten $\dot{\vec{x}}$. Die Punktmasse bewegt sich vom Ort $\vec{x}(t_1)$ zum Ort $\vec{x}(t_2)$. Der Weg, den die Masse zwischen beiden Orten nimmt, zeichnet sich durch eine extremale Wirkung aus (Prinzip der kleinsten Wirkung), d.h. die erste Variation δS muß verschwinden. Diese Bedingung führt auf die Euler-Lagrange-Bewegungsgleichungen. Für ein System nichtrelativistischer Teilchen in einem statischen Potential U ist $L = T_{kin} - U$, wobei T_{kin} die kinetische Energie ist. Die Lagrangefunktion ist in enger Weise mit der Hamiltonfunktion verknüpft, die die Energie des Systems beschreibt. Eine Erweiterung auf relativistische Systeme ist leicht möglich. In Feldtheorien macht man Gebrauch von diesem Konzept. Man schreibt:

$$L = \int d^3x \quad \mathcal{L} \tag{2.2}$$

mit der Lagrangedichte $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Phi, \frac{\partial}{\partial x^\mu}\Phi)$ als Funktion des Feldes Φ und seiner Änderung $\frac{\partial}{\partial x^\mu}\Phi$. Anwendung des Prinzips der kleinsten Wirkung führt auf die Bewegungsgleichungen

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu})}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} = 0 \tag{2.3}$$

Mit Gl.(2.3) ergibt sich zum Beispiel aus der Lagrangedichte $\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu}\Phi\frac{\partial}{\partial x_\mu}\Phi - m^2\Phi^2\right)$ die Klein - Gordon Gleichung. Auf analoge Art ergibt

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \tag{2.4}$$

die Diracgleichung und

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu \tag{2.5}$$

die inhomogenen Maxwellgleichungen $\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu$. Mit der Definition

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \tag{2.6}$$

für die Komponenten des elektromagnetischen Feldtensors sind die homogenen Gleichungen automatisch erfüllt. Ein wichtiger Aspekt bei der vorgestellten Art der Formulierung einer Theorie über die Lagrangedichte ist, daß sich die Symmetrien der Lagrangedichte auf die Bewegungsgleichungen übertragen. Dies erleichtert die Untersuchung der Symmetrien der Theorie. Einer der Eckpfeiler des Standardmodells ist das Eichprinzip, das im folgenden am Beispiel der QED erläutert wird.

2.2.2 Globale und lokale Phaseninvarianz, QED

Die Lagrangedichte 2.4 ist invariant unter der $U(1)$ Phasentransformationen $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x)$. Nach dem Noethertheorem folgt die Existenz eines erhaltenen Stromes. Die zugehörige erhaltene Größe ist die elektrische Ladung. Die Forderung lokaler Phaseninvarianz bei

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{2.7}$$

kann dagegen nur erfüllt werden, wenn man von der einfachen Ableitung ∂^μ zur sogenannten kovarianten D^μ übergeht, so daß bei Transformationen des Feldes $\psi(x)$ nach Gl.(2.7)

$$D_\mu\psi(x) \quad \rightarrow \quad e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \tag{2.8}$$

gilt. Es ist dann nämlich:

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{L} & = & i\bar{\psi}\gamma_\mu D^\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \\ \rightarrow \mathcal{L}' & = & i\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}\gamma_\mu e^{i\alpha(x)} D^\mu \psi - m\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}e^{i\alpha(x)}\psi \\ & = & \mathcal{L} \end{array} \tag{2.9}$$

Bei der Erweiterung auf beliebige Fermionfelder ist noch der Ladungsoperator Q zu berücksichtigen, der für das Elektronfeld den Eigenwert -1 hat. Die Definition

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \tag{2.10}$$

erfüllt die Bedingung Gl.(2.8), wenn das neu eingeführte Feld A_μ die Eigenschaft

$$A_\mu \quad \rightarrow \quad A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha \tag{2.11}$$

bei Transformationen des Feldes nach Gl.(2.7) hat. Das Viererverktorpotential der klassischen Elektrodynamik erfüllt genau diese Bedingung (Eichfreiheit). Deshalb kann man das Eichfeld A_μ mit ihm identifizieren. Um eine vollständige Beschreibung des Photonfeldes zu erhalten, muß man noch einen zusätzlichen eichinvarianten kinetischen Term hinzuaddieren, der aus dem Feldstärketensor der Elektrodynamik gebildet wird, siehe Gleichung 2.5. Einsetzen ergibt die Lagrangefunktion:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{2.12}$$

Durch zweite Quantisierung ergibt sich hieraus die Quantenelektrodynamik, QED. Der erste Term beschreibt das massive Elektronfeld [1], der letzte die kinetische Energie des Photonfeldes, und der mittlere die Wechselwirkung. Bei beliebigen Fermionfeldern modifiziert sich der Wechselwirkungsterm zu

$$\mathcal{L}_{WW} = -e\bar{\psi}\gamma^\mu Q\psi A_\mu, \tag{2.13}$$

wobei e der Betrag der Elementarladung ist. Die Forderung der Forminvarianz unter lokalen $U(1)$ Phasentransformationen hat hier also zur Ankopplung des Fermionfeldes ψ an das Photonfeld A_μ geführt.

Nach dem Vorbild der QED versucht man nun auch die anderen bekannten Wechselwirkungen als Eichtheorien zu beschreiben. Dabei benutzt man andere Symmetriegruppen, etwa $SU(2)$ und $SU(3)$. Diese sind, anders als die U(1), nicht abelsch; ihre Erzeugenden kommutieren nicht alle miteinander. Dies hat schwerwiegende physikalische Konsequenzen für die Struktur der Wechselwirkungen.

2.2.3 Elektroschwache Wechselwirkung

Das Weinberg-Salam Modell der elektroschwachen Wechselwirkung ist ebenfalls eine Eichtheorie. Es vereinigt die schwache und die elektromagnetische Kraft. Wegen der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung muß die freie Lagrangedichte in einen links- und einen rechthändigen Teil gesplittet werden. Man setzt also an:

$$\mathcal{L}_0 = \chi_L^+ i\gamma^\mu \partial_\mu \chi_L + \psi_R^+ i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R \tag{2.14}$$

[1] vergleiche auch Gleichung 2.4

wobei χ_L linkshändige Dupletts und ψ_R rechtshändige Singuletts sind:

$$
\begin{aligned}
\chi_L &= \begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix}u\\ d'\end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix}c\\ s'\end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix}t\\ b'\end{pmatrix}_L \\
\psi_R &= e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R, \quad u_R, \quad d_R, \quad c_R, \quad s_R, \quad t_R, \quad b_R
\end{aligned}
$$

Die Mischung der Quarkgenerationen wird dabei mit Hilfe einer unitären 3×3 Matrix, der CKM - Matrix [2], beschrieben:

$$
\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.15}
$$

Fordert man Invarianz unter lokalen $SU(2) \times U(1)$ Transformationen, genauer Invarianz unter:

$$
\begin{aligned}
\chi_L &\rightarrow e^{i\boldsymbol{\alpha}(x)\mathbf{T}+i\beta(x)Y}\chi_L \\
\psi_R &\rightarrow e^{i\beta(x)Y}\psi_R
\end{aligned}
$$

so ergeben sich Eichfelder $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu, B^\mu$. Wichtig ist, daß die Generatoren einer $SU(N)$ im allgemeinen nicht kommutieren. Dies hat schwere Konsequenzen für die Struktur der Wechselwirkung, da die Eichbosonen selbst miteinander wechselwirken können. Solche Eichtheorien bezeichnet man als nichtabelsche Theorien. Auf diesen Aspekt wird im Rahmen der QCD genauer eingegangen. Der Zusammenhang mit den physikalischen Feldern $W_\pm^\mu, Z^\mu$undA^μ ist :

$$
\begin{aligned}
W_\pm^\mu &= \frac{1}{2}(W_1^\mu \pm iW_2^\mu) \\
\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\Theta_W & \sin\Theta_W \\ -\sin\Theta_W & \cos\Theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W_3^\mu \end{pmatrix}.
\end{aligned}
$$

Der Mischungswinkel[3] Θ_W ergibt sich aus dem Verhältnis der alten Kopplungskonstanten g und g' der W und B Felder. Ihre Massen bekommen die Eichbosonen durch spontane Symmetriebrechung mit Hilfe des Higgsmechanismus. Bei diesem Prozeß bleibt schließlich ein weiteres massives Teilchen übrig, das Higgsboson,welches experimentell bislang noch nicht nachgewiesen werden konnte. Durch den Higgsmechanismus kann man den Eichbosonen eine Masse geben, ohne die Eichinvarianz zu zerstören. Die absolute Größe der Massen kann aber daraus nicht vorhergesagt werden. Um auch die Fermionmassen zu generieren, werden zudem noch Yukawakopplungsterme eingeführt. Die Neutrinos bleiben im Standardmodell masselos. Quarkmasseneigenzustände und schwache Quarkeigenzustände sind jedoch nicht gleich. Durch die Diagonalisierung der Massenmatrix kommt auf diese Weise die oben erwähnte CKM-Matrix ins Spiel. Man kann sie

[2]Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix
[3]auch Weinbergwinkel genannt

auf verschiedene Weise parametrisieren, zum Beispiel durch drei Winkel Θ_1, Θ_2, Θ_3 und eine Phase δ. Letztere führt zu CP- Verletzung. Die Matrixelemente der CKM-Matrix bestimmen insbesondere Übergänge zwischen den Quarkfamilien. Sie müssen experimentell aus den Zerfällen der betreffenden Quarks ermittelt werden. Für die leichten Quarks sind diese mittlerweile relativ gut bekannt. Große Unsicherheiten gibt es aber im Sektor schwerer Quarks, insbesondere weil bislang das t Quark noch nicht näher untersucht werden konnte. In [PDG94] wird für V_{ub} ein Bereich von $0,002$ bis $0,005$, und für V_{cb} ein Bereich von $0,032$ bis $0,048$ angegeben. Daraus sieht man, daß der Zerfall eines b Quarks in ein u gegenüber dem Zerfall in ein c stark unterdrückt ist.

2.2.4 Quantenchromodynamik (QCD)

Globale Phaseninvarianz unter $SU(3)$ Transformationen führt auf 3 erhaltene Größen, die Farbladungen. Die Forderung lokaler Invarianz ergibt analog oben die Lagrangedichte der Quantenchromodynamik, QCD. Der Übersichtlichkeit wegen sei hier nur ein Quarkflavour q betrachtet. Jedes Quarkfeld q ist dreikomponentig, entsprechend den drei Farbfreiheitsgraden rot, grün und blau:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a \tag{2.16}$$

Der Index a läuft dabei von eins bis acht. Die Erzeugenden T_a sind linear unabhängige 3×3 Matrizen. Eine übliche Wahl ist $\frac{\Lambda_a}{2}$, wobei die Λ_a die Gellman-Matrizen sind. Die acht Eichfelder G^a_μ bilden analog zur Elektrodynamik den Feldstärketensor

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g f^a_{bc} G^b_\mu G^c_\nu \qquad , \tag{2.17}$$

der einen zusätzlichen Term mit den Strukturkonstanten f^a_{bc} der $SU(3)$ enthält. Sie haben das Transformationsverhalten

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha^a - f^a_{bc}\alpha^b G^c_\mu \qquad . \tag{2.18}$$

Im Gegensatz zu den Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung bleiben die Gluonen im Standardmodell masselos. Der zusätzliche Term im Feldstärketensor ist typisch für nichtabelsche Eichtheorien. Schreibt man den kinetischen Term in der Lagrangefunktion aus, so sieht man, daß die Gluonfelder an sich selbst koppeln. Symbolisch kann man die Lagrangedichte schreiben als

$$\mathcal{L} = „\bar{q}q + G^2 + g\bar{q}qG + gG^3 + g^2G^4“ \qquad . \tag{2.19}$$

Die ersten beiden Terme beschreiben einfach die Ausbreitung der Quark- und Gluonfelder, die übrigen Terme Kopplungen der Felder untereinander. In Abbildung 2.1 sind diese als Diagramme dargestellt. Die Kopplung der Quarks an Gluonen entspricht der Kopplung des Elektrons an das Photon in der QED. Die beiden letzten Anteile sind dagegen neu, es handelt sich um den Drei- und den Viergluonvertex. Die Austauschbosonen der QCD tragen selbst Farbe. Dies hat Konsequenzen für das asymptotische Verhalten der Wechselwirkung:

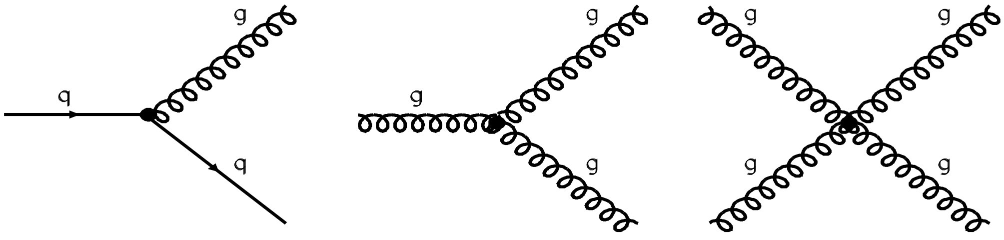


Abbildung 2.1: *Die drei Wechselwirkungsanteile aus der QCD-Lagrangedichte. Das erste Diagramm entspricht der aus der QED bekannten Wechselwirkung eines Elektrons mit einem Photon. Die beiden anderen sind Selbstwechselwirkungen der Gluonen untereinander, der Drei- und Viergluonvertex.*

Asymptotische Freiheit: Jede elektrische Ladung umgibt sich mit einer Wolke virtueller Photonen, die kurzzeitig virtuelle Elektron - Positronpaare (oder andere Ladungspaare) bilden können (Vakuumpolarisation). Die virtuellen Ladungen ordnen sich so an, daß sich eine Abschirmung der nackten Ladung ergibt. Da die Photonen als Eichbosonen einer abelschen Eichtheorie selbst keine Ladung tragen, tragen sie zur Abschirmung nicht selbst bei. In der nicht abelschen QCD ist das anders. Auch hier ist jede Farbladung von einem Pelz aus virtuellen Gluonen und Quarkpaaren umgeben. Wie die virtuellen Elektronen in der QED wirken die Quarkpaare abschirmend. Die Gluonen dagegen tragen sowohl Farbe als auch Antifarbe. Sie bewirken eine „Antiabschirmung" der nackten Ladung. Dieser Effekt überwiegt dabei die abschirmende Wirkung der Quarkpaare bei weitem. Es wären mindestens siebzehn verschiedene Quarkflavours notwendig, um die Antiabschirmung der Gluonen zu kompensieren.

Nähert man sich daher mit einer farbempfindichen Sonde einer Farbladung, so durchdringt man allmählich den Gluon-Quarkpelz der Quelle. Die sichtbare Ladung wird dadurch immer kleiner. Im Grenzfall verschwindet sie ganz, die Kopplung geht gegen Null. Bei hohen Energien, was kleinen Abständen entspricht, benehmen sich Quarks daher wie fast freie Teilchen. Dieses Verhalten bezeichnet man als asymptotische Freiheit. In diesem Grenzfall kann man Störungsrechnung betreiben.

Confinement: Damit ist der Einschluß von Quarks gemeint. Bei größeren Abständen, was kleineren Impulsüberträgen oder kleinerer Schwerpunktenergie entspricht, wird die Kopplung so groß, daß die Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ist. Zur Beschreibung in diesem Bereich ist man auf Modelle angewiesen. Ein solches Modell ist das Stringmodell, das später noch näher betrachtet wird. Beim Auseinanderziehen zweier gebundener Quarks erhält man anstelle zweier freier Quarks stets nur zwei neue, farbneutrale Systeme. Der Versuch, zwei gebundene Quarks voneinander zu trennen, gleicht darin dem, einen Magneten in einen Nord- und einen Südpol zersägen zu wollen[OKU88].

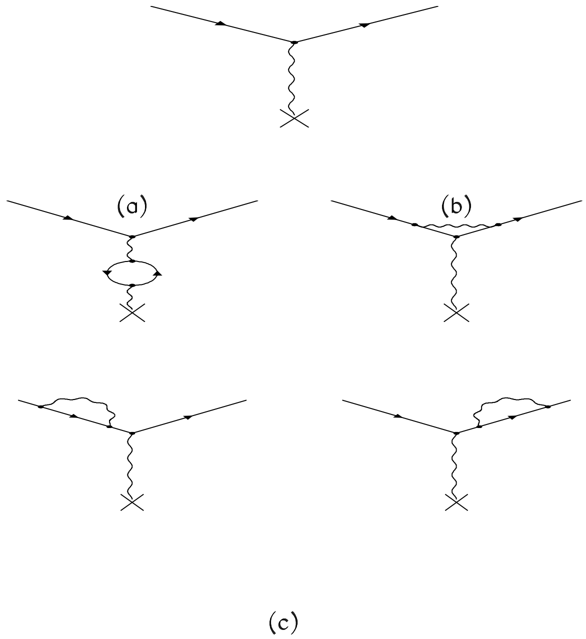


Abbildung 2.2: *Die Beiträge erster und zweiter Ordnung in α bei der Streuung eines Elektrons an einem äußeren Potential. Ganz oben die erste Ordnung, darunter die Korrekturen zweiter Ordnung:(a) Vakuumpolarisation, (b) Vertexkorrektur, (c) Selbstenergie.*

2.2.5 Laufende Kopplungskonstanten

Der oben qualitativ beschriebenen Prozeß der Vakuumpolarisation sei am Beispiel der Quantenelektrodynamik noch etwas genauer betrachtet. Abb.(2.2) zeigt alle Beiträge bis zur Ordnung $O(\alpha^2)$ für die Streuung eines Elektrons an einem Potential. Die Größe der Ladung wird bestimmt durch die Stärke der Kopplung des Elektrons an das Photon. Die allein durch den Borngraphen bestimmte Ladung e^0 bezeichnet man auch als „nackte Ladung". Sie ist von der physikalisch messbaren Ladung e zu unterscheiden. Diese entspricht einer effektiven Kopplung $\alpha = e^2/4\pi$, die Modifikationen durch alle Diagramme höherer Ordnungen berücksichtigt. Die Größe der effektiven Kopplung hängt dabei vom Impulsübertrag Q^2 ab. Man erhält sie in der QED durch Summation aller möglichen Vakuumpolarisationsbeiträge. Die Beiträge der Vertexkorrektur Diagramm Abb. 2.2(b) und der Selbstenergiebeiträge Abb. 2.2(c) heben sich gegeneinander weg[4]. Um die auftretenden Divergenzen in den Loopdiagrammen Abb. 2.2 (a) handhaben zu können, führt man zunächst einen beliebigen Abschneideparameter M für die Integration über den Impuls in der Fermionschleife ein[HAL84]. Die Abhängigkeit der Kopplung $\alpha(Q^2)$ von diesem willkürlichen Parameter beseitigt man, indem man $\alpha(\mu^2)$ bei einem Referenzimpulsübertrag μ von $\alpha(Q^2)$ subtrahiert. Das Ergebnis ist sowohl von M als auch von der „nackten" Kopplungsstärke $\alpha_0 = e_0^2/4\pi$ unabhängig und daher endlich (Renormierung). In erster

[4]Ward-Identität

Ordnung ergibt sich schließlich [HAL84]:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}$$

Die Abschirmung durch virtuelle Elektron - Positronpaare führt also in der Quantenelektrodynamik zu einer Verkleinerung der sichtbaren Ladung und damit auch der Kopplungsstärke. Die effektive Kopplungskonstante $\alpha(Q^2)$ der elektromagnetischen Wechselwirkung steigt bei höheren Energien, also kleineren Abständen, an.

Analoge Betrachtungen kann man für die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung anstellen. Hier ist die Lage wegen der Gluonselbstkopplung komplizierter. In zweiter Ordnung bei Verwendung des $\overline{MS}$ Renormalisierungsschemas [5] ergibt sich aus der Renormierungsgruppengleichung der QCD [MSB83]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\left(1 - \frac{6(153 - 19N_f)}{(33 - 2N_f)^2}\frac{\ln(\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2})}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}\right) \tag{2.20}$$

Anstelle des Parameters μ wurde hier der Skalenparameter Λ verwendet. Störungstheoretische Berechnungen sind nur möglich für $Q^2 \gg \Lambda^2$, weil für kleinere Q^2 die effektive Kopplung zu groß wird. Der Kehrwert Λ^{-1} ist ein Maß für den Einschlußradius von Hadronen. Bei einem Wert von $\Lambda \approx 0,2\ GeV$ entspricht das etwa $10^{-13}\ cm$. Zu beachten ist außerdem, daß das so definierte Λ von der Zahl der beteiligten Flavours und vom verwendeten Renormalisierungsschema abhängt. Man bezeichnet es deshalb genauer mit $\Lambda^{N_f}_{\overline{MS}}$.

[5] Schema der modifizierten minimalen Subtraktionen, siehe etwa [MSB83]

Kapitel 3

Ereignissimulation und Beschreibung hadronischer Endzustände

Elektron- Positron Vernichtungen bei hoher Energie eignen sich gut für Tests der Vorhersagen des Standardmodells. Im Gegensatz zu Reaktionen, bei denen die Edukte eine innere Struktur aufweisen, zum Beispiel Proton- Antiproton Kollisionen $p\bar{p} \rightarrow Hadronen$, sind Elektron - Positron Vernichtungen sauber. Mit Generatoren wie dem JETSET Programm der Lund - Gruppe [JET73] können Prozesse des Typs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g)$ auf physikalischem Niveau simuliert werden. Abb.(3.1) zeigt die verschiedenen Phasen, die dabei durchlaufen werden. Die erste Phase ist ein rein elektroschwacher Prozeß und beschreibt die Reaktion auf Bornniveau. Bis auf Vorfaktoren ist dieser Prozeß für alle erlaubten Fermionen im Endzustand gleich. In der zweiten Phase werden dann weitere Partonen gebildet. Die Impulsüberträge sind hier so hoch, daß eine störungstheoretische Rechnung im Rahmen der QCD möglich ist (asymptotische Freiheit). Beim Matrixelement werden dabei alle Diagramme bis zu einer bestimmten Ordnung berechnet. Bei Partonschauermodellen dagegen werden nur die führenden Terme aller Ordnungen berücksichtigt. Niedrige Impulsüberträge, wie sie bei der Bildung farbneutraler Hadronen aus den farbigen Endzustandspartonen auftreten, erfordern dagegen heuristische Modelle (nicht perturbative QCD, Phase 3). Schließlich läßt man instabile Teilchen mit sehr kurzen Lebensdauern noch auf Generatorniveau entsprechend ihren Zerfallskanälen, soweit diese bekannt sind, zerfallen (Phase 4). Die restlichen Teilchen können dann an eine (experimentabhängige) Detektorsimulation übergeben werden. Diese simuliert dann die übrigen Teilchenzerfälle sowie Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie, siehe Kapitel 4. Am Ende der Simulation stehen zunächst Rohdaten, die den gemessenen Daten entsprechen und mit den gleichen Programmen weiterbearbeitet werden. Simulierte Ereignisse, bei denen eine vollständige Detektorsimulation mit Spurrekonstruktion durchgeführt wurde, werden im folgenden als „vollsimulierte MonteCarlos“ bezeichnet. Sie sind von den vom Generator gelieferten Ereignissen zu unterscheiden, die gelegentlich als „generierten MonteCarlos“ bezeichnet werden. Diese beschreiben sozusagen die physikalische Wahrheit, unverfälscht durch Unzulänglichkeiten des Messprozesses. Zur Charakterisierung der Ereignisse werden Verteilungen charakteristischer Variable aus einer Vielzahl von Ereignissen bestimmt.

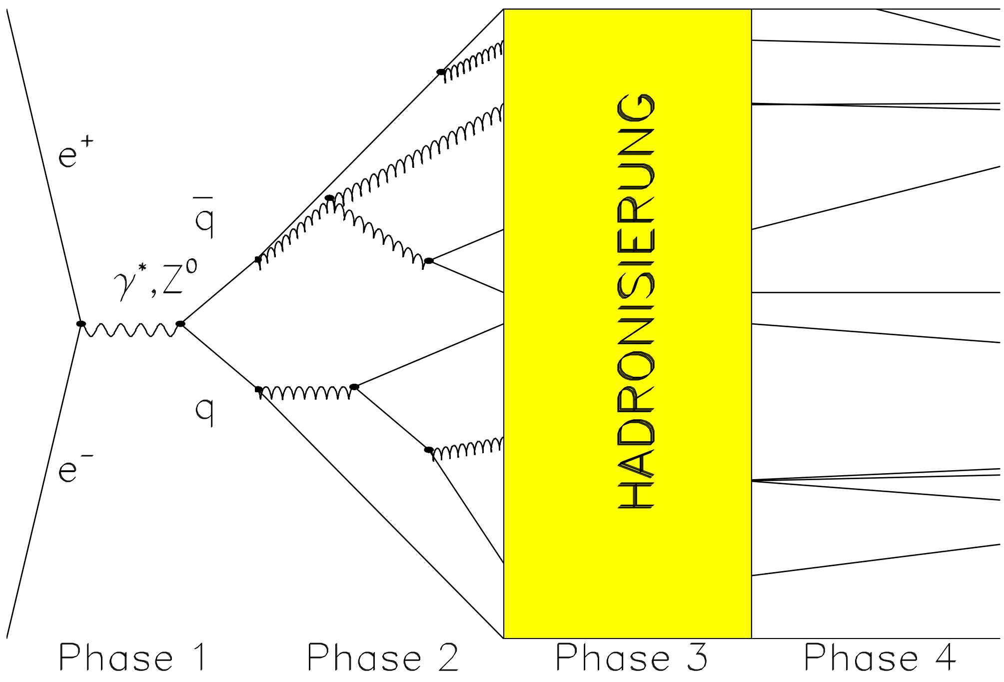


Abbildung 3.1: *Die verschiedenen Phasen bei der Generation eines Partonschauer Monte-Carlos. Die erste Phase ist ein rein elektroschwacher Prozess. In der zweiten Phase werden durch einen Partonschauer viele finale farbige Partonen erzeugt, aus denen in der dritten Phase, der Fragmentations, freie Teilchen gebildet werden. Instabile Teilchen zerfallen in der vierten Phase gemäß ihren Lebensdauern und Zerfallskanälen, soweit diese bekannt sind.*

Im letzten Teil dieses Kapitels werden Größen, die sich hierzu eignen, eingeführt. Die aus den gemessenen Daten bestimmten Verteilungen solcher Größen sind durch den Einfluß des Detektors verfälscht. Um an den physikalischen Inhalt zu gelangen, muß daher zunächst eine Entfaltung vom Detektoreinfluß durchgeführt werden. Die notwendigen Korrekturen lassen sich dabei aus der Detektorsimulation bestimmen. Das Experiment und die Bereitstellung korrigierter Verteilungen werden in den folgenden Kapiteln behandelt werden.

3.1 Phase 1: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Die erste Phase der Elektron - Positron Annihilation wird durch einen rein elektroschwachen Prozeß beschrieben. Auf Bornniveau tragen zwei Diagramme zum Wirkungsquerschnitt bei. Sie sind in Abb.(3.2) gezeigt. Der daraus folgende differentielle Wirkungsquerschnitt [QUI83]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dz} &= \frac{\pi\alpha^2 Q_c Q_f^2}{2s}(1+z^2) \\ &\quad + \frac{G_F^2 Q_c M_Z^4 s}{16\pi[(s-M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2]} \times [(a_e^2+v_e^2)(a_f^2+v_f^2)(1+z^2) + 8a_e v_e a_f v_f z] \end{aligned}$$

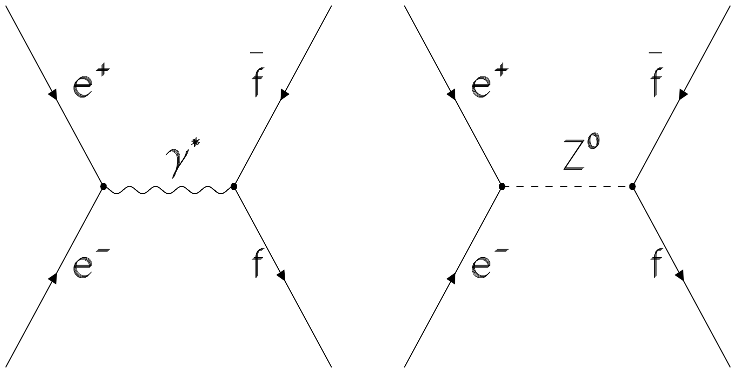


Abbildung 3.2: *Beiträge zur Elektron-Positron Vernichtung in Fermionen auf Bornniveau*

$$-\frac{\alpha G_F Q_c Q_f M_Z^2 (s - M_Z^2)}{2\sqrt{2}[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \times [(v_e v_f (1 + z^2) + 2 a_e a_f z] \tag{3.1}$$

enthält drei Anteile: der erste Term ist proportional α^2 und beschreibt den rein elektromagnetischen Anteil. Wegen der hohen Masse des Z^0 Bosons dominiert dieser Teil den Wirkungsquerschnitt bei niedriger Energie. Er fällt bei steigender Schwerpunktenergie $E_{CM} = \sqrt{s}$ mit $1/s$ ab. Die Verteilung des Winkel Θ_{CM} zwischen ein und ausfallenden Fermionen im Schwerpunktsystem verhält sich wie $1 + z^2$ mit $z = \cos\Theta_{CM}$, also symmetrisch bezüglich der Richtung der einfallenden Elektronen (Strahlrichtung). Der zweite Anteil ist proportional zu G_F^2, wobei G_F die Fermikopplungskonstante[1] der schwachen Wechselwirkung ist. Er beschreibt einen rein schwachen Anteil, während der dritte Term als Interferenzterm zu interpretieren ist. Beide enthalten Anteile, die proportional zu $\cos\Theta_{CM}$ sind und eine Asymmetrie in der Winkelverteilung bezüglich der Strahlrichtung bewirken. Die übrigen Größen in Gl.(3.1) a_e,a_f,v_e und v_f sind die Axial- bzw. Vektorkopplungen der Elektronen und Fermionen an das Z^0 ; M_Z und Γ_Z sind die Masse und die totale Breite des Z^0 . Q_c ist ein zusätzlicher Farbfaktor für Quarks. Bei hadronischen Endzuständen hat er den Wert drei, sonst eins. Durch Integration über den Winkel $z = \cos\Theta_{CM}$ ergibt sich aus Gl.(3.1) der totale Wirkungsquerschnitt. Abb.(3.3) zeigt graphisch das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Schwerpunktenergie. Bei niedriger Schwerpunktenergie, wo der elektromagnetische Anteil dominiert, fällt der Wirkungsquerschnitt zunächst wie $1/s$ ab. Mit steigender Energie gewinnt der schwache Anteil immer mehr an Einfluß. Für $\sqrt{s} \approx m_Z c^2$ überwiegt der Z^0 Austausch bei weitem den Austausch eines virtuellen Photons. Es kommt zur Ausbildung einer deutlichen Resonanz, der Z^0 - Resonanz. Aus den Partialbreiten des Z^0 in Tabelle 3.1 sieht man, daß dieses vorwiegend in Hadronen zerfällt, so daß bei Experimenten auf der Z^0 - Resonanz der Prozeß $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$ dominiert. Aus den Quarkmassen Tabelle 2.2 auf Seite 5 und der t - Quarkmasse von 176 GeV folgt, daß dabei nur fünf der sechs Quarkflavours erzeugt werden können.

[1]Der Zusammenhang zwischen G_F und den auf Seite 8 angesprochenen Kopplungskonstanten g ist $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$

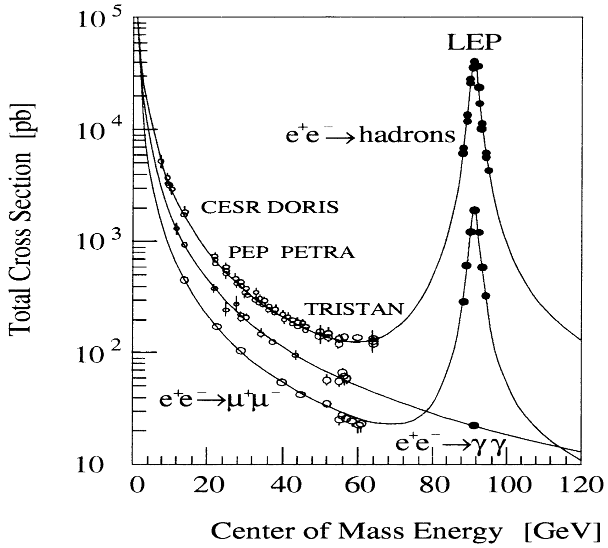


Abbildung 3.3: *Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Elektron- Positron Annihilationen von der Schwerpunktenergie. Dargestellt sind neben der theoretischen Vorhersage die Messergebnisse verschiedener Experimente. Aus [SCHM94]*

3.2 Phase 2: Partonbildung

Um eine angemessene Beschreibung der Elektron - Positron Annihilation zu erhalten, sind Korrekturen zum Bornwirkungsquerschnitt zu berücksichtigen. In dieser Arbeit gilt das Hauptinteresse den hadronischen Zerfallskanälen des Z^0 . Bei dieser Art Reaktion sind im Endzustand Korrekturen durch die starke Wechselwirkung zu berücksichtigen. Die farbtragenden Partonen des Endzustandes können Gluonbremsstrahlung emittieren. Die so entstandenen Gluonen koppeln ihrerseits an Quarkpaare oder an weitere Gluonen. Abstrahlung harter Gluonen unter großen Winkeln führt zur Entstehung weiterer Hadronjets. Solche Gluonjets unterscheiden sich in einigen Punkten von den Quarkjets,

Z^0 Zerfall in	Häufigkeit $\Gamma_i/\Gamma_{tot} in\%$
e^+e^-	$3,366 \pm 0,008$
$\mu^+\mu^-$	$3,367 \pm 0,013$
$\tau^+\tau^-$	$3,360 \pm 0,015$
$unsichtbare Endzustandsteilchen$	$20,01 \pm 0,16$
$c\bar{c}$	$11,9 \pm 1,4$
$b\bar{b}$	$15,45 \pm 0,21$
$alle Hadronen$	$69,90 \pm 0,15$

Tabelle 3.1: *Gemessene Verzweigungsverhältnisse des Z^0 . Aus [PDG94]*

siehe etwa [AND80][WEI94]. Es wurde schon erwähnt, daß eine störungstheoretische Berechnung der beschriebenen Vorgänge wegen der recht hohen Impulsüberträge möglich ist. Zwei verschiedene Ansätze zur Beschreibung dieser Phase haben sich durchgesetzt:

3.2.1 Matrixelementmodelle

Dies ist der vom Standpunkt der Theorie richtige Zugang. Es werden alle *QCD* Korrekturen zum Bornprozeß $e^+e^- \to q\bar{q}$ bis zu einer festen Ordnung störungstheoretisch berechnet. Vollständige Rechnungen differentieller Wirkungsquerschnitte existieren zur Zeit bis zur zweiten Ordnung in α_s. In erster Ordnung kommt es zu einer Modifikation des Wirkungsquerschnittes durch die Emission harter Gluonbremsstrahlung. Abb.(3.4) oben zeigt die beitragenden Diagramme. Sie bilden die Hauptbeiträge zur Dreijetrate. Die Rechnung ergibt unter Vernachlässigung der Quarkmassen [JET73]:

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \tag{3.2}$$

Dabei ist σ_0 der Wirkungsquerschnitt auf Born-Niveau. $x_1 = 2E_q/E_{CM}$, $x_2 = 2E_{\bar{q}}/E_{CM}$ und $x_3 = 2E_g/E_{CM}$ sind die skalierten Energien der drei Partonen des Endzustandes im Schwerpunktsystem und $C_F = 4/3$ ist ein zusätzlicher Farbfaktor. Die starke Kopplungskonstante ist in erster Ordnung gegeben durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad , \tag{3.3}$$

wobei Λ von der Zahl der beteiligten Flavours N_f abhängt. Die Divergenzen für $x_1 \to 1$ und $x_2 \to 1$ werden durch Vertex- und Propagatorkorrekturen höherer Ordnungen absorbiert. Der Wirkungsquerschnitt bleibt damit endlich.

Das verwendete Matrixelementmodell berücksichtigt Beiträge bis zur zweiten Ordnung der Störungsreihe nach Ellis, Ross und Terano (*ERT* Matrix-Element). Abb.(3.4) zeigt einige wichtige Beiträge bis zur zweiten Ordnung in α_s. Die zugehörige starke Kopplungskonstante wurde bereits in Gleichung 2.20 auf Seite 12 vorgestellt. In zweiter Ordnung enthält der Endzustand schließlich maximal vier (farbige) Partonen. Der Einfluß von Korrekturen zweiter Ordnung zur Dreijetrate ist dabei ziemlich groß. Entsprechend erwartet man relativ große Korrekturen dritter Ordnung zur Vierjetrate, so daß Ereignisse mit vier und mehr Jets schlecht oder nicht beschreibbar sind. Um den Einfluß fehlender höherer Ordnungen auf die Drei- und Vierjetrate zu minimieren, wird ein Renormalisierungsfaktor f eingeführt, der die Kopplung an den *QCD*- Vertices modifiziert. Anstelle einer Skala $Q^2 = E_{CM}^2$ wird bei der Berechnung der Kopplungsstärke eine optimierte Skala $Q^2 = f \cdot E_{CM}^2$ benutzt. Nähere Informationen finden sich in [JET73] und in [KU93]. Die Voreinstellung ist $f = 0,002$. In [KU93] wurde $f = 0,01$ bestimmt. Dieser Wert wurde auch in dieser Arbeit benutzt.

Um außerdem Divergenzen durch Abstrahlung weicher oder kollinearer Gluonen zu vermeiden, wird ein Schnittparameter y_{cut} benötigt, der zwei, drei und vier Partonereignisse voneinander trennt. Falls

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{s}$$

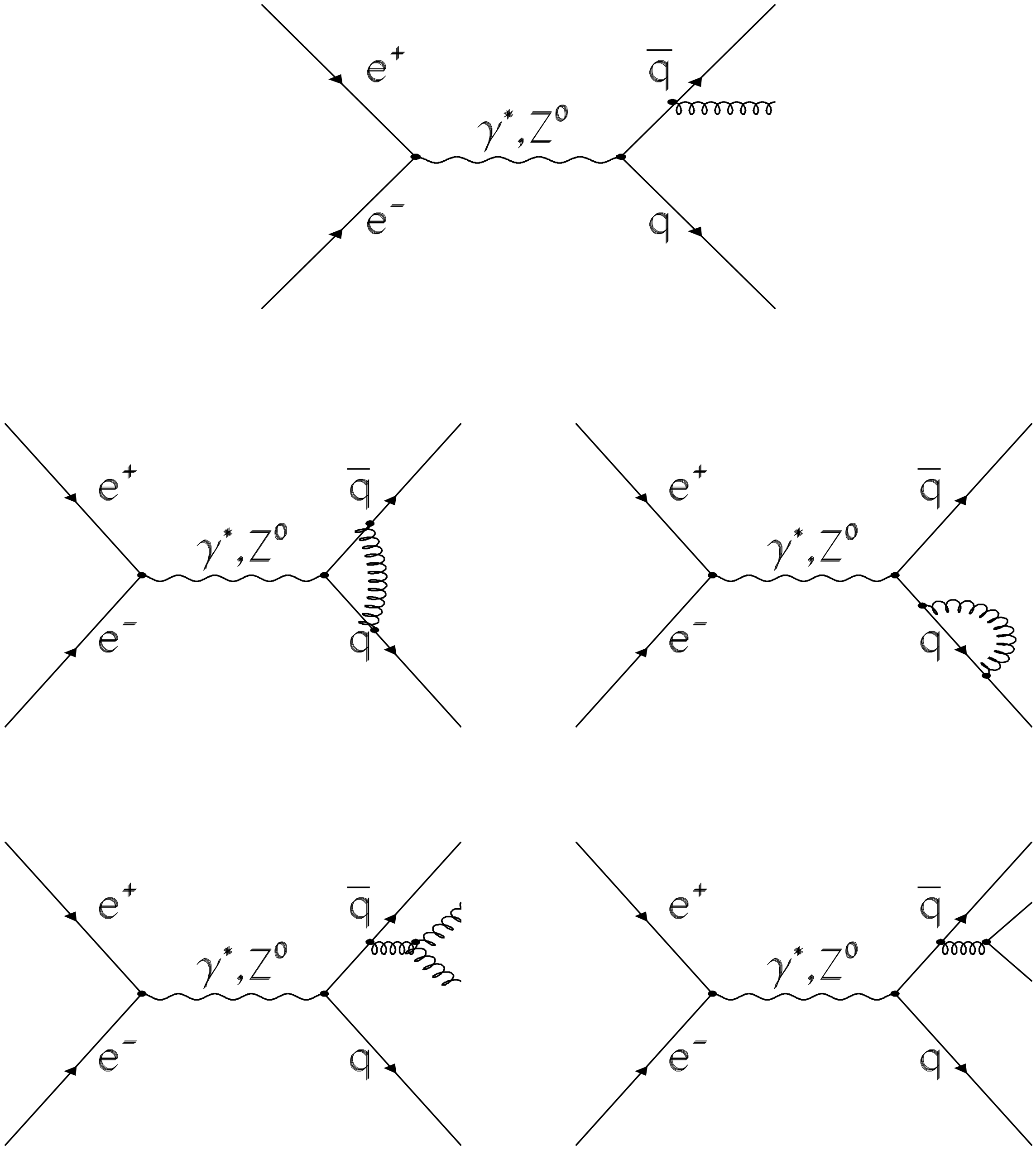


Abbildung 3.4: *Einige Korrekturen erster und zweiter Ordnung für den Prozeß* $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$*. Oben sieht man Beiträge erster Ordnung. Sie bilden den Hauptbeitrag zur Dreijetrate durch Emission harter Gluonbremsstrahlung. Darunter sind Vertex- und und Propagatorkorrekturen niedrigster Ordnung (Mitte) und Beiträge durch den Dreigluonvertex und Gluonsplitting (unten) gezeigt. Bis zweite Ordnung entstehen maximal vier Entzustandspartonen.*

für zwei Partonen i und j kleiner wird als y_{cut}, so werden diese zu einem Parton zusammengefaßt[KU93]. $m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2$ ist dabei im Wesentlichen die invariante Masse des Teilchenpaares, wobei ihre Massen im JETSET vernachlässigt werden. Entsprechend der Voreinstellung dieses Parameters im JETSET7.3 wurde $y_{cut} = 0,01$ verwendet.

Der Vorteil von Matrixelementmodellen besteht in der korrekten Behandlung von Interferenzen. Die Anzahl der zu berücksichtigenden Diagramme steigt aber von Ordnung zu Ordnung so stark an, daß Berechnungen schnell sehr aufwendig werden.

3.2.2 Partonschauermodelle

Das Partonschauermodell des JETSET Generators [JET73] berücksichtigt nur die führenden Logarithmen aller Ordnungen der Störungsreihe. Dies geschieht durch die iterative Anwendung einfacher Elementarprozesse, wie es in Phase (2) in Abb.(3.1) angedeutet ist. Solange die invariante Masse eines Partons größer ist als ein Abschneideparameter Q_0, können die Elementarprozesse $g \to q\bar{q}$, $g \to gg$, $q \to qg$ und $q \to q\gamma$ stattfinden. Der Abschneideparameter Q_0 wird dabei zur Berechnung einer effektiven Masse

$$\begin{aligned} m_{eff,g} &= \frac{1}{2}Q_0 \\ m_{eff,q} &= \sqrt{m_q^2 + \frac{1}{4}Q_0^2} \end{aligned} \tag{3.4}$$

verwendet. Die kleinste invariante Partonmasse, bei der ein Elementarprozeß erlaubt ist, ist dann gegeben durch die Summe der effektiven Massen der leichtesten möglichen Tochterpartonen. Die Wahrscheinlichkeit für den Prozeß $a \to bc$ ist in jedem Schritt gegeben durch die Altarelli-Parisi Gleichungen [JET73]:

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} \mathcal{P}_{a\to bc}(z)dtdz \tag{3.5}$$

mit der Definition

$$t = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$$

z ist dabei der Bruchteil des Viererimpulses, den das Parton b vom Mutterparton a übernimmt. α_{abc} ist die jeweilige laufende Kopplungskonstante in erster Ordnung. Die zeitliche Entwicklung der Kaskade wird wesentlich durch Q^2 bestimmt, dessen Wahl nicht eindeutig ist. Im Modell des JETSET wurde $Q^2 = m_a^2$ gewählt. Die Partonschauermodelle *HERWIG* und *ARIADNE* benutzen $Q^2 \approx m^2/(2z(1-z))$ beziehungsweise $Q^2 = p_\perp^2$[JET73].

Die Splittingfunktionen $\mathcal{P}_{a\to bc}$ in Gl.(3.5) sind gegeben durch

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{q\to qg} &= C_F\frac{1+z^2}{1-z} \\
\mathcal{P}_{g\to gg} &= N_C\frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \\
\mathcal{P}_{g\to q\bar{q}} &= T_R(z^2+(1-z)^2) \\
\mathcal{P}_{q\to q\gamma} &= e_q^2\frac{1+z^2}{1-z}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

mit $C_F = \frac{4}{3}$, $N_C = 3$ und $T_R = \frac{n_f}{2}$. Die Abstrahlung des Partons b erfolgt im verwendeten Modell isotrop zur Richtung von a. Zudem wird durch eine zusätzliche Wichtung der Ereignisse dafür gesorgt, daß die produzierte Dreijetrate mit der des Matrixelementes erster Ordnung übereinstimmt. Dies wird auch als „$\mathrm{O}(\alpha_s)$ matching“ bezeichnet. In reinen „leading log“ Schauern ist es möglich, daß es auch noch zu einem späten Zeitpunkt in der Schauerentwicklung zur Partonabstrahlung unter hohen Winkeln kommt. Es zeigt sich, daß solche Abstrahlungen durch Effekte destruktiver Interferenz in Wirklichkeit unterdrückt sind [JET73][WIE91]. Um dem Rechnung zu tragen, wird dafür gesorgt, daß die Abstrahlwinkel im Laufe des Schauers immer kleiner werden. Diese Näherung wird auch als Winkelordung oder „angular ordering“ bezeichnet. Partonschauermodelle dieser Art nennt man auch „kohärente Leading - Log - Approximationen“. Die Winkelordnung führt dazu, daß die Raumbereiche, in die die Partonen abgestrahlt werden, immer kleiner werden, so daß sich aus früh abgestrahlten harten Partonen scharf getrennte Jets ausbilden können.

Ein Vorteil von Partonschauermodellen gegenüber dem Matrixelement besteht darin, daß bereits in dieser Phase mehr Endzustandspartonen gebildet werden als im Matrixelement zweiter Ordnung. In einer Studie wurde die Anzahl der in die Fragmentation eingehenden Partonen für 10 000 Ereignisse ausgezählt. Bei dem in der Standardeinstellung benutzten Wert von Q_0 von etwa $1,73\ GeV$ ergaben sich im Mittel 6,3 Partonen pro Ereignis. Davon waren etwa 4 Gluonen, der Rest Quarks. Bei einem kleineren Wert, zum Beispiel $Q_0 = 1$, entsprechend der JETSET7.3 Voreinstellung, ergaben sich im Mittel etwa 9 Partonen pro Ereignis. Durch die höhere Anzahl von Endzustandspartonen ist die Abhängigkeit dieser Modelle von der nicht berechenbaren Fragmentationsphase kleiner als im Falle des Matrixelementes. Durch die Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung können bereits in dieser Phase Ereignisse mit mehr als vier Jets generiert werden. MLLA („modified leading - log - approximation“) und NLLA („next to leading order “) Modelle berücksichtigen neben den führenden Logarithmen noch weitere Terme. MLLA Modelle ähneln dem hier vorgestellten Modell des JETSET Generators. Bei NLLA Modellen werden die „leading order“ Kernelsplittingfunktionen aus Gl.(3.6) durch entsprechende „next to leading order“ Terme ersetzt.

Zusammenfassend erwartet man für Partonschauermodelle eine bessere Beschreibung globaler Eigenschaften von multihadronischen Ereignissen. Deshalb eignen sich solche Modelle auch besonders gut zur Bestimmung von Akzeptanzen, Effizienzen und dergleichen beim Austesten von Analyseprogrammen. Auch bei der Bestimmung von Unter-

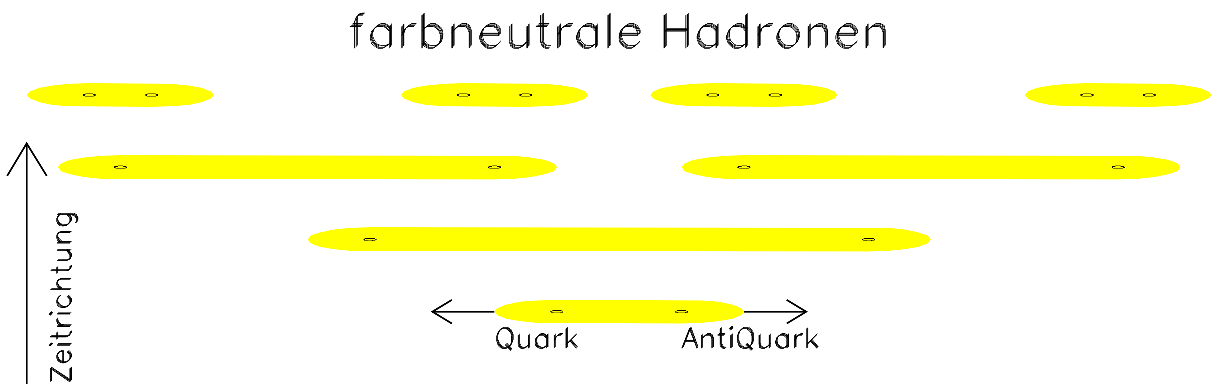


Abbildung 3.5: *Zwei gebundene Quarks entfernen sich mit hoher Geschwindigkeit voneinander. Die Feldenergie steigt proportional zu ihrem Abstand, bis der String unter Bildung eines neuen Quarkpaares auseinanderbricht. Es sind zwei neue gebundene Systeme entstanden, bei denen sich dasselbe Spiel wiederholt. Der Endzustand enthält schließlich nur noch farbneutrale Teilchen.*

grund aus MonteCarlo- Simulationen wird man eher Partonschauermodelle benutzen. Matrixelementmodelle, die ja auf den störungstheoretischen QCD-Rechnungen beruhen, eignen sich dagegen durch ihre Konstruktion besser zur Bestimmung von Parametern der QCD. Wegen der fehlenden höheren Ordungen erwartet man aber eine schlechtere Beschreibung globaler Ereignis- und Spurvariable als bei Partonschauermodellen.

3.3 Phase 3: Fragmentation

Wegen des Confinements sind die im vorigen Schritt gebildeten farbigen Partonen als solche nicht sichtbar. Vielmehr werden weitere Quarkpaare erzeugt, die mit den schon vorhandenen Farbladungen rekombinieren und farbneutrale gebundene Zustände bilden. Man bezeichnet diesen Prozeß als Fragmentation oder Hadronisierung. Da die damit verbundenen Impulsüberträge in der Regel klein sind, ist man bei der Beschreibung auf heuristische Modelle angewiesen (nicht perturbative QCD). Das zur Zeit erfolgreichste Modell ist das der *Stringfragmentation*.

3.3.1 Stringfragmentation

Abb.(3.5) zeigt den einfachsten Fall zweier gebundener Quarks, die sich mit hoher Geschwindigkeit voneinander entfernen. Zwischen den beiden Farbladungen bildet sich ein Farbfeld aus, dessen Energiedichte $\kappa \approx 1\frac{GeV}{fm}$ konstant ist [MÜ92]. Die im Feld gespeicherte Energie steigt proportional zum Abstand der Quarks auf Kosten ihrer Bewegungsenerie an. Schließlich ist sie so groß, daß aus dem Vakuum reelle Quarkpaare erzeugt werden können. Der String bricht auf, und es entstehen zwei gebundene Systeme, mit denen genauso verfahren wird. Iteration des Vorgangs führt schließlich auf einen Zustand, in dem alle Farbladungen zu farbneutralen Hadronen gebunden sind.

Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines bestimmten Flavours beim Aufbrechen des Strings wird aus dem Tunneleffekt der Quantenmechanik bestimmt. Sie ist mit

$$\mathcal{P} \propto e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi p_\perp^2}{\kappa}}$$

stark von der jeweiligen Quarkmasse abhängig. Dies führt zu einer starken Unterdrückung schwerer Quarks. Es ist $u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$, so daß in der Fragmentationsphase praktisch keine c und keine b Quarks mehr gebildet werden. Diese können somit nur entweder primär beim Zerfall des Z^0 oder durch Gluonsplitting in der perturbativen Phase entstehen. Da der String im einfachsten Fall zweier Quarks keine transversalen Anregungen enthält, kompensieren sich die Transversalimpulse des neu gebildeten Quarks und Antiquarks genau. Für die Transversalimpulse p_x und p_y wird eine Gaußverteilung angenommen, deren Breite σ_q ein freier Parameter ist, der an die Meßdaten angepaßt wird.

In longitudinaler Richtung übernimmt das Tochterhadron den Bruchteil z vom zur Verfügung stehenden $E + p_z$. Die Wahrscheinlichkeit für ein bestimmtes z wird durch die Fragmentationsfunktion festgelegt, die für leichte und schwere Quarks unterschiedlich gewählt wird. Die leichten Quarks u, d und s fragmentieren nach der symmetrischen LUND Funktion:

$$f(z) = \frac{1}{z}(1 - z)^A \exp(-\frac{B \cdot m_\perp^2}{z}) \tag{3.7}$$

A und B sind dabei freie Parameter, die an das Experiment angepaßt werden müssen. $m_\perp$ mit $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$ nennt man auch transversale Masse. Die Parameter A und B sind dabei hochkorreliert. Wie man durch Entwicklung von Gl.(3.7) sieht, hängt die Fragmentationsfunktion von der Differenz der Parameter A und B ab. Bei der Bestimmung aus den Daten wird man deshalb einen von beiden Parametern zunächst auf einem sinnvollen Wert festhalten und den anderen dann an die Daten anpassen.

b und c Quarks fragmentieren dagegen wegen ihrer hohen Masse wesentlich härter. Sie reißen die bei der Fragmentation entstandenen (leichten) Quarks stärker mit. Für den Mittelwert der skalierten Energie primärer B- Hadronen wurde in [HAD94] $< x_E^b >= 0,707$ ermittelt, das heißt, das primäre B- Hadron übernimmt im Mittel etwa 71% der bei der Fragmentation zur Verfügung stehenden Energie. Um dem Rechnung zu tragen, benutzt man für b und c Quarks die Peterson Fragmentationsfunktion, die sich aus einfachen quantenmechanischen Überlegungen motivieren läßt:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2} \tag{3.8}$$

Sie enthält nur einen freien Parameter ϵ_q, der für b und c Quarks unterschiedlich gewählt werden muß. Es gilt dabei der Zusammenhang

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = \frac{m_b^2}{m_c^2} \qquad . \tag{3.9}$$

Die Bestimmung der Quarkmassen ist allerdings mit großen Unsicherheiten verbunden, so daß das Verhältnis nicht scharf definiert ist (siehe Tabelle 2.2 auf Seite 5). Abb.(3.3.1) zeigt die Fragmentationsfunktionen für alle fünf Quarkflavours.

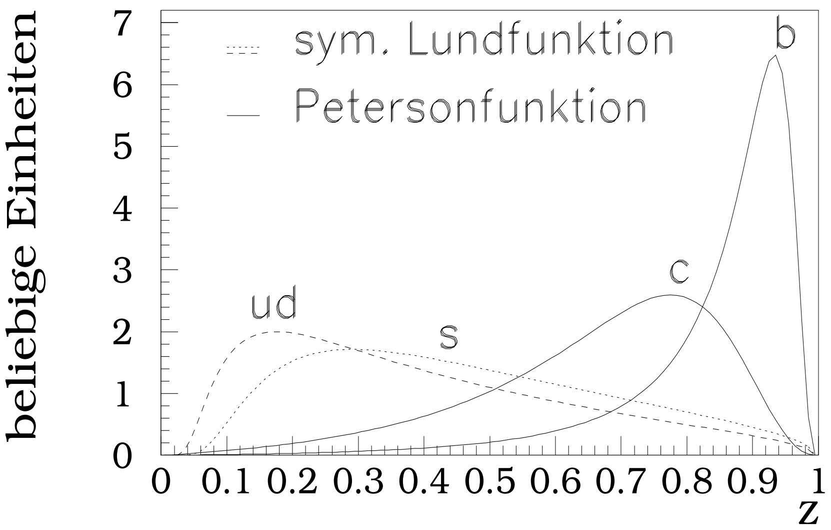


Abbildung 3.6: *Fragmentationsfunktionen der Quarks, wie sie im MonteCarlo Generator verwendet werden. Die Flächen unter den Kurven wurden auf 1. normiert. Man sieht, daß c und b Quarks deutlich härter fragmentieren als leichte.*

Bei der Fragmentation mehrerer Partonen wird die Lage komplizierter. Der String erstreckt sich anfangs über alle vorhandenen Partonen. Gluonen werden als transversale Anregungen im String behandelt. Der einfachste Fall ist der, bei dem eines der beiden Quarks ein hartes Gluon abstrahlt. Im Stringmodell ergibt sich dabei eine Überbevölkerung der Regionen zwischen Quarks und Gluonen gegenüber der Region zwischen den beiden Quarks[AND80]. Diese Asymmetrie ist als Stringeffekt bekannt geworden [STR90] und experimentell belegt, siehe etwa [STR83][STR91]. Die Möglichkeit der qualitativen Beschreibung dieser Beobachtung durch die Stringfragmentation ist eine der Stärken des Modells.

Als weitere Fragmentationsmodelle sei noch das Modell der **unabhängigen Fragmentation** und die **Clusterfragmentation** erwähnt. Bei der unabhängigen Fragmentation hadronisiert jedes Teilchen einzeln. Quantenzahlen wie die Baryonenzahl sind daher in diesem Modell nicht von vorne herein erhalten. Um wenigstens die Energie und Impulsbillanz zu retten, bedarf es in diesem Modell ausgefeilter Algorithmen. Das Modell hat heute kaum noch Bedeutung. Bei der Clusterfragmentation werden zuerst alle Gluonen in Quarks aufgesplittet. Im Phasenraum benachbarte farbneutrale Quarkpaare bilden Cluster, die dann isotrop in die finalen Hadronen zerfallen [SCHM94]. Dieses Modell beschreibt die Daten bereits wesentlich besser als die unbhängige Fragmentation. Insbesondere enthält es keinerlei Annahmen über Fragmentationsfunktionen wie die Stringfragmentation nach LUND. Die Modelle sind aber insbesondere nicht in der Lage, den beobachteten Stringeffekt zu beschreiben. In Abb.(3.7) ist der Unterschied zwischen String- und Clusterfragmentation nochmal graphisch dargestellt.

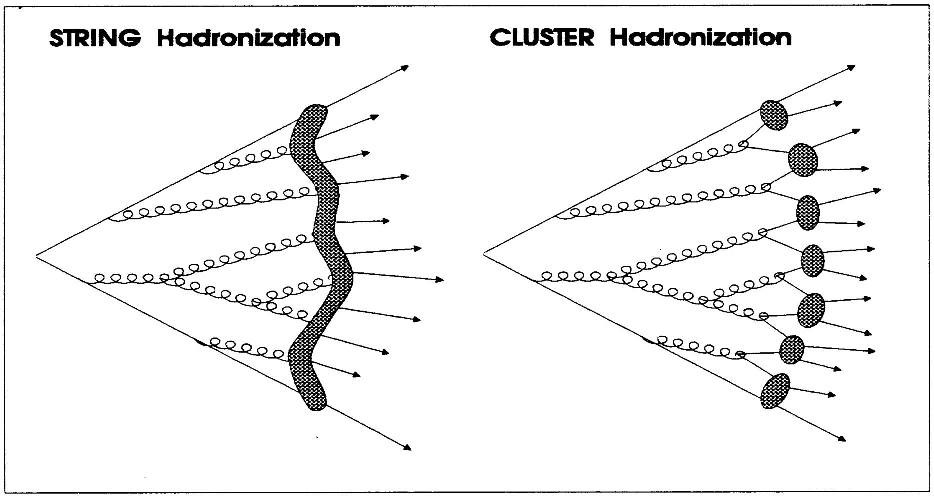


Abbildung 3.7: *Unterschied zwischen String und Clusterfragmentation. Bei der Stringfragmentation erstreckt sich der String über alle Farbladungen (links). Bei der Clusterfragmentation werden aus den Gluonen Quarkpaare gebildet, aus denen sich dann die farbneutralen Hadronen bilden. Aus [SCHM94]*

3.3.2 Weitere Aspekte der Fragmentation

Mesonproduktion

Im JETSET sind sechs Meson-Multipletts berücksichtigt. Zunächst wird der Gesamtspin S der Konstituentenquarks auf eins oder null festgelegt. Abzählen der möglichen Spinzustände legt ein Verhältnis von Vektormesonen ($S = 1, L = 0, J = 1$) zu Pseudoskalarmesonen ($S = 0, L = 0, J = 0$) von drei zu eins nahe, was für den B-Sektor auch recht gut erfüllt ist. Bei leichteren Quarks wird durch Spin-Spin Wechselwirkung die Bildung von Vektormesonen etwas unterdrückt. Im verwendeten Modell wurde eine Vektormesonproduktionswahrscheinlichkeit von $V/(V + A) = 0,55$ für u,d (Standard: 0,5) und s Quarks (Standard:0,6) enthaltende Mesonen, beziehungsweise von $V/(V + A) = 0,75$, was der Vorhersage durch Spingewichte entspricht, für die schweren Quarks c und b angenommen[HAM94]. Zusätzlich sind s Quarks gegenüber u Quarks unterdrückt. Es ist $\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(u) = 0,28$ (Standard: 0,30). Weitere vier Parameter bestimmen die Wahrscheinlichkeiten für die Produktion von Mesonen, bei denen die Konstituentenquarks einen Bahndrehimpuls von $L = 1$ aufweisen. In der Voreinstellung des JETSET7.3 werden diese Zustände nicht berücksichtigt. Im verwendeten Modell wurden die folgenden Produktionswahrscheinlichkeiten für Hadronen mit Bahndrehimpuls eins verwendet:

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}(S = 1, L = 1, J = 0) &= 0,070 \\
\mathcal{P}(S = 0, L = 1, J = 1) &= 0,090 \\
\mathcal{P}(S = 1, L = 1, J = 1) &= 0,085 \\
\mathcal{P}(S = 1, L = 1, J = 2) &= 0,140 \quad .
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Bei den angegebenen Zahlen, siehe auch Tabelle 6.1, handelt es sich um Annahmen unter Berücksichtigung von Spingewichten und einer leichten Massenabhängigkeit [HAM94]. Zusätzlich gibt es Parameter, die die Produktion von η und η' in der Fragmentation steuern. Der Unterdrückungsfaktoren für die η- Produktion ist $0,7$ (Standard: 1,0), der für η' beträgt $0,2$ (Standard: 0,4).

Baryonproduktion

Im JETSET sind nur zwei Baryonmultipletts implementiert. Dies sind das Oktett für $S = J = \frac{1}{2}$ sowie das Dekuplett für $S = J = \frac{3}{2}$. Angeregte Zustände mit nicht verschwindender Bahndrehimpulsquantenzahl L bleiben unberücksichtigt.

Für die Baryonerzeugung gibt es im JETSET verschiedene Mechanismen. So können bei der Fragmentation an die Stelle einzelner Quarks q Diquarks qq treten, die formal genauso behandelt werden wie einzelne Quarks. Ein solches Diquarkgebilde kann dann mit einem dritten erzeugten Quark rekombinieren und ein Baryon bilden. Da die Diquark - Produktion paarweise erfolgt, ist die Baryonenzahl global erhalten. Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Diquarks anstelle eines einzelnen Quarks beträgt nach Voreinstellung 0,1. Diquarks mit nicht verschwindender Strangeness sind dabei unterdrückt:

$$\frac{\mathcal{P}(us)/\mathcal{P}(ud)}{\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(d)} = 0,55 \quad ,$$

ebenso Diquarks mit Spin eins gegenüber solchen mit verschwindendem Spin:

$$\frac{1}{3}\mathcal{P}(ud_1)/\mathcal{P}(ud_0) = 0,07$$

Die Voreinstellungen im JETSET sind hier 0,4 bzw. 0,05. Die Unterdrückungsfaktoren müssen experimentell ermittelt werden; die angegebenen, von den Werten der Voreinstellung abweichenden Zahlen, stammen von [HAM94], entsprechend der MonteCarloproduktionseinstellung bei DELPHI von Dezember 1993.

Beim sogenannten „Popcorn“ Modell entstehen Baryonen bei der sukzessiven Bildung von $q\bar{q}$ Paaren direkt in der Fragmentation. Insbesondere entsteht bei der Erzeugung jedes Baryons mindestens ein weiteres Hadron. Auch bei diesem Mechanismus ist die Baryonenzahl gewahrt. Die relative Häufigkeit einer Baryonproduktion nach dem Schema $BM\bar{B}$ bezogen auf eine Produktion nach dem Schema $B\bar{B}$ ist nach Voreinstellung des JETSET $0,5$. Dieser Wert entspricht auch dem, was in [PROKL94] gemessen wurde.

Bose - Einstein Korrelationen

Bei der Produktion mehrerer nicht unterscheidbarer Teilchen, die der Bose - Einstein Statistik unterliegen (Bosonen, zum Beispiel π_0), ist zu beachten, daß die gemeinsame Wellenfunktion vollkommen symmetrisch bei der Vertauschung von Teilchen sein muß. Für ein Teilchenpaar definiert man die Korrelationsfunktion als den Quotienten der symmetrisierten Zweiteilchenwellenfunktion und den entsprechenden Einteilchenwellenfunktionen. Bei einer kugelförmigen Quelle läßt sich die Korrelationsfunktion im Schwerpunktsystem dann parametrisieren durch[2]:

$$R(Q^2) = 1 + \lambda e^{-\frac{Q^2}{r^2}} \tag{3.11}$$

mit $Q^2 = M^2 - 4m^2$. Dabei ist M die invariante Masse der beiden Teilchen und m deren Ruhemasse. λ und r sind freie Parameter. Die Kohärenz λ bestimmt die Stärke der Korrelation, und $\hbar/r$ ist ein Maß für den Radius der Produktionsquelle. Im verwendeten Generator wurden $\lambda = 1$ und $r = 0,394$ verwendet, entsprechend den Werten der Monte-Carlo Produktion. Eine Messung von Bose-Einstein Korrelationen bei Pionpaaren wurde zum Beispiel durch die DELPHI-Kollaboration durchgeführt, siehe [BO92]. Die Korrelationen führen zu einer Überhöhung bei der Produktion von Pionpaaren mit vergleichbaren Impulsen. Dort wurde für den Radius der Quelle ein Wert von $0,62 \pm 0,04 \pm 0,2\ fm$ ermittelt. Die Stärke wird dort mit $\lambda = 0,40 \pm 0,04 \pm 0,05$ angegeben.

3.4 Phase 4: Zerfall instabiler Teilchen

In der letzten Phase zerfallen instabile Teilchen. Auf die wichtigsten Aspekte dieser letzten Phase soll hier kurz eingegangen werden.

- Für Zerfälle von im JETSET7.3 berücksichtigten Hadronen, die nur die leichten Quarkflavours u, d, und s enthalten, sind die Verzweigungsverhältnisse bekannt. Im JETSET7.3 wird die Verteilung der Impulse in der Regel allein durch den Phasenraum bestimmt. Bei einigen Zerfällen (z.B. ω und Φ in $\pi^+\pi^-\pi^0$) findet zusätzlich eine Gewichtung mit einem Matrixelementausdruck statt. Einzelheiten finden sich in [JET73].

- Bei Zerfällen von C- Hadronen werden verschiedene Strategien kombiniert. Zerfallskanäle, deren Verzweigungsverhältnisse durch Messung bekannt sind, wurden in der Standardversion des JETSET7.3 durch Annahmen ergänzt, um vollständige Zerfallstabellen zu erhalten. Für hadronische Zerfälle in drei oder mehr Endzustandsteilchen sind nur die Teilcheninhalte im JETSET tabelliert. Bei solchen Zerfällen müssen zusätzliche Quarkpaare erzeugt werden. Dazu wird derselbe Mechanismus verwendet wie in der Fragmentation von Partonen, der oben beschrieben wurde. Dazu wird zunächst die Multiplizität des Endzustandes ausgewürfelt. Dann wird durch Zufall eines der beteiligten Quarks bestimmt, das dann in ein Hadron und ein Quark fragmentiert. Dieser Schritt wird solange wiederholt, bis nur noch ein oder zwei Hadronen zu generieren sind, die dann aus den noch vorhandenen Quarks kombiniert werden. Der ganze Prozeß, angefangen bei der Bestimmung der Multiplizität, wird solange wiederholt, bis ein physikalisch sinnvoller Endzustand generiert worden ist [JET73].

  Die Verteilung der Impulse bei semileptonischen Zerfällen von C- Hadronen wird in der Standardversion des JETSET7.3 durch das $V - A$ Matrixelement im Grenzfall vernachlässigbarer Massen der Zerfallsprodukte bestimmt. Quarkimpulse werden dabei durch die Hadronimpulse ersetzt.

[2] Gauß'sche Parametrisierung

Im verwendeten Generator wurden die Zerfallskanäle von D^o, $D^{\pm}$ und $D_s^{\pm}$ Mesonen, sowie von Λ_c, Ξ_c und Ω_c Baryonen modifiziert.

- Im Bereich von B-Hadronen, die sich durch zahlreiche Zerfallskanäle mit kleinen Verzweigungsverhältnissen auszeichnen, ist noch wenig bekannt. In der Version 7.3 des JETSET sind keine Verzweigungsverhältnisse für einzelne Hadronen gesetzt. Stattdessen zerfallen alle B-Hadronen nach dem Spektatormodell. Das b-Quark zerfällt dabei wie ein freies Teilchen, während die übrigen Quarks des Hadrons eine Zuschauerrolle übernehmen. Wegen des Farbfreiheitsgrades von Quarks sind dabei hadronische Zerfälle häufiger als semileptonische. Eine Folge der Behandlung der zerfallenden Quarks als freie Teilchen ist, daß alle B-Hadronen dieselbe Lebensdauer erhalten. CKM-unterdrückte Zerfälle $b \rightarrow ul^-\bar{\nu}_l$ werden gar nicht berücksichtigt.

  Die resultierende Beschreibung des b- Sektors ist unbefriedigend. Bei dem von der MonteCarlo Produktion verwendeten Generator wurden daher wichtige explizite Zerfallskanäle von B^o, $B^{\pm}$ und B_S^o Mesonen, sowie Zerfallskanäle von Λ_b Baryonen und einiger weiterer, die mittlerweile gemessen wurden, eingefügt.

Die Modifikationen werden durch Routinen durchgeführt, die in den verwendeten Generator eingebaut wurden. Da bislang keine Aufzeichnungen über die Modifikationen der Teilchenzerfallskanäle gegenüber dem JETSET7.3 existieren, wurden diese in Anhang 8 dieser Arbeit tabelliert.

Eine weitere Änderung zur Standardversion des JETSET7.3 betrifft die Berechnung der Matrixelemente bei Teilchenzerfällen im c- und b- Sektor. Um eine bessere Beschreibung zu gewährleisten, wurden für semileptonische Zerfälle von D- und B- Mesonen in Elektronen und Myonen das Matrixelement nach Grinstein, Isgur, Scora und Wise (GISW) [GISW] und für D und B Zerfälle in τ und Quarks das Matrixelement nach Bauer, Stech und Wirbel (BSW) [BSW85][BSW87] implementiert. Bei beiden handelt es sich um Formfaktormodelle.

In der neuen Version JETSET7.4 werden Zerfälle von B-Hadronen ähnlich denen von C-Hadronen behandelt.

3.5 Beschreibung hadronischer Endzustände

Hadronische Endzustände können sehr verschiedenartige Gestalt haben. Ein Ereignis kann eher flach oder eher kugelförmig sein, es kann zwei, drei oder mehr gut oder weniger gut ausgeprägte Teilchenbündel (Jets) besitzen und so weiter. In diesem Abschnitt werden zunächst einige Größen, die sich zur Charakterisierung hadronischer Endzustände eigenen, vorgestellt. Man unterscheidet dabei solche Größen, die die Form eines Ereignisses im ganzen beschreiben, und solche , die sich auf einzelne Spuren des Endzustandes beziehen. Beispiele für erstere sind die Aplanarität, die Anzahl der Jets, die Flachheit und andere. Typische Beispiele für letztere sind Rapiditäten und Transversalimpulse.

Diejenige Ebene im Ereignis, in der der meiste Impuls liegt, nennt man Ereignisebene. Entsprechend bezeichnet man diejenige Richtung, in die der meiste Impuls geht, als Ereignisachse. Nach Definition liegt die Ereignisachse in der Ereignisebene. Man kann sie festlegen als

1. diejenige Achse, in deren Richtung am meisten Impuls geht (Thrust-Achse) oder
2. diejenige Achse, für die der transversal zu ihr laufende Impuls minimal wird (Sphärizitätsachse).

Mit der Ereignisachse, der zu ihr senkrechten Richtung innerhalb der Ereignisebene und der zu den beiden orthogonalen Richtung ist für jedes Ereignis ein Rechtssystem ausgezeichnet, in dem viele charakteristische Größen definiert werden können.

3.5.1 Thrustsystem

Thrust T und Thrustachse: Man definiert Thrust als

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i \mid \mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i} \mid}{\sum_i \mid \mathbf{p_i} \mid} \tag{3.12}$$

Die Ereignisachse ist durch dasjenige $\mathbf{n} = \mathbf{v_1}$ gegeben, welches Gleichung 3.12 erfüllt. Sie heißt auch *Thrustachse*. Die Zahl T heißt *Thrust* und ist ein Maß für den gesamten in $\mathbf{v_1}$ Richtung liegenden Impuls. Für ein perfektes Zweijetereignis, etwa den leptonischen Zerfall eines Z_0 in zwei Myonen, bei dem nur zwei Spuren mit exakt entgegengesetztem Impuls auftreten, ergibt sich $T = 1$; für eine kugelsymmetrische Impulsverteilung dagegen ist $T \approx \frac{1}{2}$. Gewöhnlich wird $1 - T$ angegeben.

Majorwert M_{Major} und Majorachse: Die Achse in der Ebene senkrecht zur Thrustachse, in der der longitudinale Impuls maximal wird, heißt Majorachse. Sie wird in dieser Ebene analog der Thrustachse definiert:

$$M_{Major} = \max_{|\mathbf{n}|=1,\ \mathbf{n}\cdot\mathbf{v_1}=0} \frac{\sum_i \mid \mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i} \mid}{\sum_i \mid \mathbf{p_i} \mid}$$

Thrust und Majorachse spannen die Ereignisebene im Thrustsystem auf. Major mißt den gesamten zur Ereignisachse transversalen, aber in der Ereignisebene liegenden Impuls.

Minorwert M_{Minor} und Minorachse: Die Normale zur Ereignisebene wird Minorachse genannt. Sie wird so definiert, daß Thrust-, Major- und Minorrichtung ein Rechtssystem bilden. Der Minorwert ist ein Maß für den gesamten aus der Ereignisebene herauslaufenden Impuls.

Oblateness: Die Oblateness oder Flachheit eines Ereignisses ist gegeben durch die Differenz zwischen Major- und Minorwert:

$$O = M_{Major} - M_{Minor}$$

Bei flachen Ereignissen mit gut ausgeprägter Ereignisebene nehmen Thrust und Major große Werte an, Minor dagegen bleibt klein. Die Oblateness wird in diesem Fall groß. Eine kleine Oblateness erhält man entsprechend bei Ereignissen, bei denen die Impulse symmetrisch zur Thrustachse verteilt sind.

Alle hier im Thrustsystem definierten Größen sind linear impulsabhängig.

3.5.2 Sphärizitätssystem

Der zweite Fall ist etwas komplizierter. Man führt hier zunächst den Sphärizitätstensor S ein. Die Komponenten des verallgemeinerten Sphärizitätstensors sind gegeben durch [JET73]:

$$S^{(r)\alpha\beta} = \frac{\sum_i \mid \mathbf{p}_i \mid^{r-2} p_i{}^{\alpha} p_i^{\beta}}{\sum_i \mid \mathbf{p}_i \mid^{r}} \tag{3.13}$$

Dabei läuft der Index i über die Spuren, die Indices α und β über die drei Raumrichtungen x, y und z. Für $r = 2$ erhält man die übliche Definition des Sphärizitätstensors, die quadratisch im Impuls ist. Für $r = 1$ ergibt sich eine im Impuls lineare Abwandlung. Der Zusammenhang zwischen dem quadratischen Sphärizitätstensor und dem oben angedeuteten Zugang über die Minimierung des Transversalimpulses wird zum Beispiel in [FÜR92] aufgezeigt.

Definition der Achsen im Sphärizitätssystem: Dasjenige System, in dem der Tensor $(S^{(2)\alpha\beta})$ mit den Komponenten (3.13) Diagonalgestalt annimmt, nennt man das Sphärizitätssystem. Seien $\mathbf{v_1}, \mathbf{v_2}, \mathbf{v_3}$ die Eigenvektoren zu den Eigenwerten $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. Dann spannen die Vektoren $\mathbf{v_1}$ und $\mathbf{v_2}$ die Ereignisebene im Sphärizitätssystem auf. $\mathbf{v_1}$ heißt *Sphärizitätsachse*; sie ist die Ereignisachse in diesem System.$\mathbf{v_2}$ wird als *In-Achse*,$\mathbf{v_3}$ als *Out-Achse* bezeichnet.

1. linear impulsabhängige Größen, $r = 1$ **:**

C**-Parameter:** Es ist:

$$C = 3 \cdot (\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1)$$

mit $(0 \leq C \leq 1)$. Der C-Parameter verschwindet für perfekte Zweijetereignisse. Er ist ferner mit dem zweiten Fox-Wolframmoment (siehe Abschnitt 3.5.3) verknüpft durch die Beziehung

$$C = 1 - H_{20} \qquad .$$

D**-Parameter:** Auch diese Größe ist eine Linearkombination der Eigenwerte des linearen Sphärizitätstensors. Es ist

$$D = 27 \cdot \lambda_1\lambda_2\lambda_3 \qquad ,$$

wobei $(0 \leq D \leq 1)$ gilt. Er mißt die Dreijetstruktur und wird für Dreijetereignisse klein.

2. quadratisch impulsabhängige Größen, $r = 2$**:**

Sphärizität S**:** Sie mißt den gesamten in der Ebene senkrecht zur Ereignisachse liegenden Impuls. Man definiert sie durch

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3).$$

Wegen $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ gilt $0 \leq S \leq 1$. Kleines S bedeutet, daß fast sämtlicher Impuls in Richtung der Ereignisachse liegt. Für kugelsymmetrische Impulsverteilung hingegen ergibt sich eine hohe Sphärizität .

Aplanarität A: Sie mißt die Abweichung von einem flachen Ereignis. Mit der Definition

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3$$

gilt $0 \leq A \leq \frac{1}{2}$. Für planare Impulsverteilungen ergibt sich $A \approx 0$; je schwächer die Ereignisebene ausgeprägt ist, desto größer wird A.

Für die Festlegung des Sphärizitätssystems wurde im folgenden von der im Impuls quadratischen Definition des Tensors Gl.(3.13) ausgegangen. Innerhalb der so definierten Systeme kann man nun noch einige weitere charakteristische Größen definieren.

3.5.3 Weitere Ereignisformgrößen

Oben wurden bereits Thrust, Major, Minor und Oblateness sowie Sphäritzität, Aplanarität, der C- und der D-Parameter eingeführt. Daneben wurden noch folgende Größen berechnet:

Invariante Jetmassen und B-Parameter: Die zur Ereignisachse senkrechte Ebene teilt ein Ereignis in zwei Hemisphären ein. In jeder kann man die Summe der Quadrate der invarianten Massen aller betrachteten Spuren berechnen. Diese skaliert man mit der sichtbaren geladenen Energie. Die auf diese Weise definierten Größen heißen auch invariante Jetmassen.

Die B-Parameter messen den Gesamttransversalimpuls in den beiden Hemisphären. B_{max} ist definiert als der Gesamttransversalimpuls in der Hemisphäre, in der die Ereignisachse liegt, skaliert auf den Gesamtimpuls im Ereignis. B_{min} ist genauso, aber für die zweite Hemisphäre, definiert. B_{sum} ist die Summe, B_{diff} die Differenz von beiden.

Fox-Wolfram Momente: Die Fox-Wolfram Momente sind definiert als

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{\mid \mathbf{p_i} \mid\mid \mathbf{p_j} \mid}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij}).$$

Dabei sind $P_l(\cos\theta_{ij})$ die Legendrepolynome, θ_{ij} der Öffnungswinkel zwischen den Teilchen i und j und E_{vis} die sichtbare Energie. Gewöhnlich werden die Fox-Wolframmomente auf H_0 normalisiert. H_{10} bezeichnet zum Beispiel H_1/H_0.

Jetraten: Um die Jetstruktur eines Ereignisses zu erfassen, benutzt man Clusteralgorithmen. Es gibt verschiedene mögliche Verfahren hierzu, die sich insbesondere in der Definition des Abstandsmaßes unterscheiden. Der verwendete Algorithmus arbeitet wie folgt: Für jedes Paar von Teilchen i und j wird ein Abstandsmaß bestimmt. Im Falle des JADE-Algorithmus ist dieses gegeben durch

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\Theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

und im Fall des DURHAM-Algorithmus durch

$$y_{ij} = \frac{2min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\Theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

Wenn das Abstandsmaß y_{ij} zweier Partikel i und j kleiner wird als ein bestimmter Wert y_{cut}, dann werden diese zu einem Cluster verbunden, der im folgenden wie ein einzelnes Teilchen behandelt wird. Die Abstandsmaße werden für alle Cluster neu berechnet. Das Verfahren wird nun solange wiederholt, bis das kleinste vorkommende Abstandsmaß größer ist als y_{cut}. Die Anzahl der Cluster am Ende hängt damit vom Abschneideparameter y_{cut} und vom verwendeten Abstandsmaß ab. Man variiert daher den Abschneideparameter in sinnvollen Grenzen und zählt die Anzahl der resultierenden Jets. Für die N- Jetrate $\mathcal{R}_N$ ergibt jedes Ereignis damit maximal soviele Beiträge wie der Anzahl der verwendeten y_{cut} Werte entspricht. Um statistisch unabhängige Größen zu bekommen, benutzt man lieber differentielle Jetraten.

differentielle Jetraten: Die Größe

$$\mathcal{D}_N = \frac{\mathcal{R}_N(y_{cut} + \Delta y_{cut}) - \mathcal{R}_N(y_{cut})}{\Delta y_{cut}}$$

bezeichnet man als differentielle N-Jetrate [FÜR92]. Sie ist ein Maß für den y_{cut}, bei dem sich die Jetstruktur von Ereignissen ändert.

3.5.4 Inklusive Spektren

Die folgenden Variable charakterisieren einzelne Spuren im Ereignis.

$\mathbf{p_t^{in}}$: Dies ist die Projektion des Impulses der betrachteten Spur auf die $in-$Achse im Sphärizitätssystem beziehungsweise auf die Majorachse im Thrustsystem des Ereignisses:

$$\begin{aligned} p_t^{in}(S) &= \mid \mathbf{p_i} \cdot \mathbf{n}_{in} \mid \\ p_t^{in}(T) &= \mid \mathbf{p_i} \cdot \mathbf{n}_{major} \mid \end{aligned}$$

$\mathbf{p_t^{out}}$: Dies ist die Projektion des Impulses der betrachteten Spur auf die *out*-Achse im Sphärizitätssystem beziehungsweise auf die Minorachse im Thrustsystem des Ereignisses:

$$\begin{aligned} p_t^{out}(S) &= \mid \mathbf{p_i} \cdot \mathbf{n}_{out} \mid \\ p_t^{out}(T) &= \mid \mathbf{p_i} \cdot \mathbf{n}_{minor} \mid \end{aligned}$$

Rapidität y: Es ist

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l} \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_l)^2}{m^2 + p_\perp^2} \end{aligned}$$

wobei E die Spurenergie und p_l der longitudinale Anteil des Impulses in Richtung der Ereignisachse ist. Liegt das Thrustsystem zugrunde, dann schreibt man auch y_t, beim Sphärizitätssystem entsprechend y_s. Unter Lorentztransformationen entlang der Ereignisachse verhält sich die Rapidität additiv, d.h. es ist $y' = y + \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$. Im Grenzfall hoher Rapiditäten und verschwindender Transversalimpulse ist der Zusammenhang der Rapiditäten zweier Teilchen A und B verschiedener Masse m_A und m_B gegeben durch $y_A = y_B + \ln \frac{m_B}{m_A}$. Erwähnenswert ist auch die Eigenschaft

$$dy = \frac{dp_l}{E}$$

der Rapidität.

Skalierte Impulsverteilung x_p**:** Eine ebenfalls häufig benutzte Größe ist

$$x_p = \frac{\mid \mathbf{p} \mid}{P_{beam}}$$

wobei $\mid \mathbf{p} \mid$ der Betrag des Spurimpulses ist und der maximale Impuls $P_{beam} = \frac{E_{CM}}{2}$ durch die halbe Schwerpunktenergie bestimmt ist. Aus der Definition folgt, daß x_p Werte zwischen 0 und 1 annimmt.

Kapitel 4

Das Experiment

4.1 Der LEP Speicherring

Der LEP [1] Speicherring am CERN bei Genf ist mit einem Umfang von 26,66 km der derzeit größte Elektron-Positron Beschleuniger der Welt. Er ist in einem Tunnel mit einem Querschnitt von 3,6 m in einer Tiefe zwischen 50 m und 150 m unter der Erdoberfläche untergebracht. Elektronen und Positronen können auf Grund ihrer gleichen Masse und ihrer entgegengesetzten Ladung im selben Strahlrohr geführt werden. In acht geraden Teilstücken befinden sich Wechselwirkungszonen, an denen sich Elektron- und Positronstrahlen überkreuzen. An vier der acht Wechselwirkungszonen befinden sich die Experimente $ALEPH$, $DELPHI$, $L3$ und $OPAL$ in großen unterirdischen Hallen. Zur Strahlführung und Fokussierung dienen insgesamt 3368 Dipolmagnete sowie 808 Quadrupolmagnete. Außerdem gibt es zur Strahlkorrektur einige zusätzliche Sextupole.

Abb. (4.1) zeigt das Vorbeschleunigungssystem von LEP. Zur Erzeugung der benötigten Positronen werden Elektronen in einer ersten Stufe des Linearbeschleunigers LIL[2] auf eine Energie von 200 MeV beschleunigt und auf ein festes Target hoher Kernladungszahl geschossen. Durch Bremsstrahlung und anschließende Paarerzeugung entstehende Positronen mit einer Energie von etwa 10 MeV werden ausselektiert und in einer zweiten Stufe auf 600 MeV weiterbeschleunigt. Die Elektronen werden dagegen direkt mittels einer Elektronenkanone auf eine Energie von 10 MeV gebracht und in die zweite Stufe des LIL eingespeist, wo auch sie auf 600 MeV weiterbeschleunigt werden. Die so vorbeschleunigten Elektronen und Positronen werden in einem Elektron - Positron - Akkumulator (EPA) zunächst gesammelt, um die Teilchenanzahlen zu erhöhen. Von dort gelangen sie ins Protonsynchrotron (PS), wo sie auf $3,5$ GeV beschleunigt und ins Superprotonsynchrotron (SPS) eingeschossen werden. Hier findet die letzte Stufe der Vorbeschleunigung statt. Mit einer Energie von 20 GeV erreichen die Teilchen schließlich den LEP Beschleuniger. Hier können sie in der Ausbaustufe LEP1 auf maximal 55 GeV gebracht werden. Diese letzte Beschleunigungsphase ist innerhalb 20 Sekunden abgeschlossen. Der ganze beschriebene Beschleunigungsprozeß benötigt etwa 90 Minuten. Während dieses Vorgangs werden Elektronen und Positronen in Bündel, sogenannte Bunches, aufgeteilt. 1992 hatte jedes dieser Bündel eine Länge von $4,5$ cm und enthielt

[1] Large Electron Positron Collider
[2] LEP Injection Linac

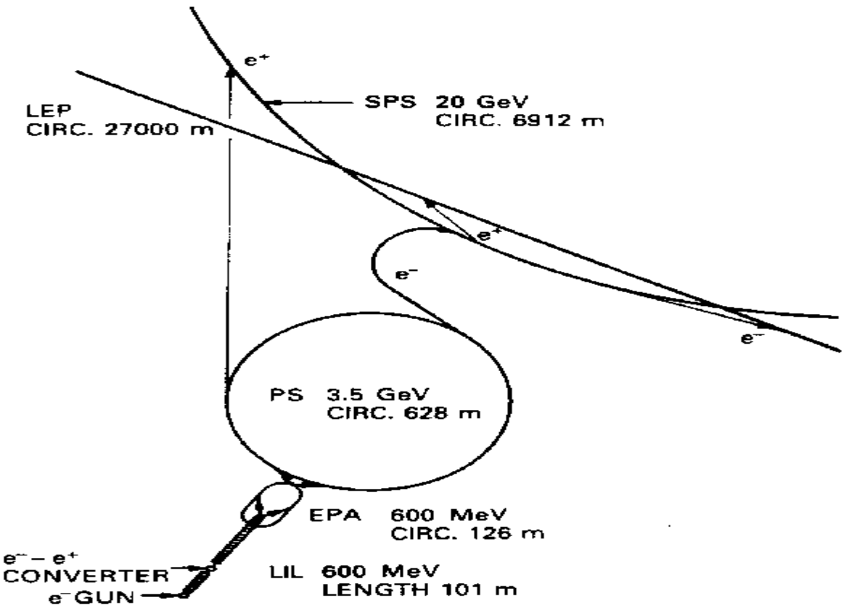


Abbildung 4.1: *Das Vorbeschleunigungssystem von LEP*

etwa $4 \cdot 10^{11}$ Teilchen. Der Strahlquerschnitt an den Wechselwirkungspunkten ist stark elliptisch mit Breiten von $\sigma_x \approx 140\ \mu m$ und $\sigma_y \approx 7\ \mu m$. LEP wird derzeit betrieben mit je vier Bunches Elektronen und Positronen. Mittlerweile ist die Bunchlänge auf derzeit $1,8\ cm$ reduziert worden [PDG94]. An den Wechselwirkungszonen findet alle $22 \mu s$ eine Bunchüberschneidung statt. Der Strom beträgt zur Zeit etwa 3 mA pro Teilchensorte.

Die Luminosität, definiert als

$$L = \frac{N^+ \cdot N^- \cdot k \cdot f}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \tag{4.1}$$

wird derzeit mit $11 \cdot 10^{30}\ cm^{-2}s^{-1}$ angegeben [PDG94]. Darin sind N^+ und N^- die Anzahl der Teilchen pro Bunch, k die Anzahl der Bunche und f die Teilchenumlauffrequenz. Mit dem Wirkungsquerschnitt σ einer möglichen Reaktion ergibt sich die Ereignisrate n dieser Reaktion als Produkt aus Luminosität und Wirkungsquerschnitt: $n = \sigma \cdot L$. Infolge Wechselwirkung der Teilchen untereinander und mit Restgasatomen im evakuierten Strahlrohr nimmt die Anzahl der Elektronen pro Bunch im Laufe der Zeit ab, so daß die Luminosität mit der Zeit sinkt. Die Lebensdauer einer Füllung beträgt 20 Stunden. Um Verluste durch Synchrotronstrahlung während des Betriebs auszugleichen, ist bei einer Strahlenergie von $E = 45,5\ GeV$ eine Leistung von 1,2 MW erforderlich. Die Strahlungsverluste steigen mit E^4/r an, wobei r den Krümmungsradius des Beschleunigers bezeichnet, so daß sie den limitierenden Faktor für die Strahlenergie bilden. In einer zweiten Ausbaustufe LEP200 soll die Schwerpunktenergie auf maximal 200 GeV vergrößert werden. Dazu müssen die derzeit zur Beschleunigung benutzten normalleitenden Kupferresonatoren gegen supraleitende Kavitäten ausgetauscht werden.

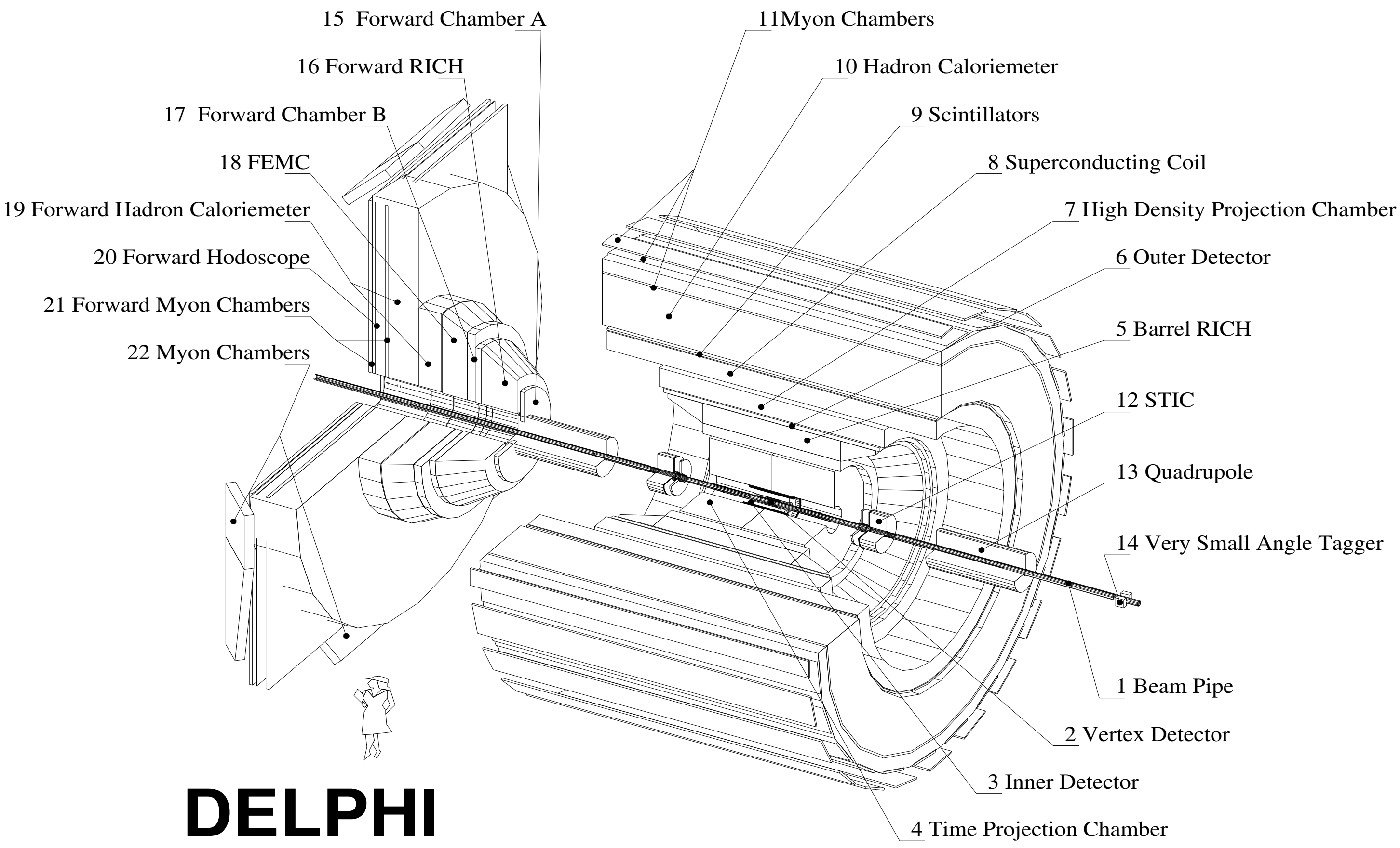


Abbildung 4.2: *Der DELPHI - Detektor am LEP*

4.2 Der DELPHI-Detektor

In Wechselwirkungszone 8 befindet sich in einer Halle 100 m unter der Erdoberfläche der DELPHI Detektor. Dieser ist ein universaler 4π- Detektor, bestehend aus einem Zentralbereich und zwei Endkappen, mit vielen verschiedenen Detektorkomponenten zur Impuls- und Energiemessung, Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation. Eine schematische Übersicht ist in Abb.(4.2) zu sehen. Nähere Informationen sind in [DEL1] zu finden. Aufgrund seiner Konstruktion bietet sich bei der Beschreibung die Benutzung von Zylinderkoordinaten an. Die Strahlrichtung definiert dabei die z-Achse. Im folgenden wird kurz auf die allerwichtigsten Detektorkomponenten eingegangen. Die bei den Detektoren angegebenen Zahlen beziehen sich auf Abb.(4.2).

4.2.1 Die supraleitende Spule (8)

Zur Impulsmessung wird ein Magnetfeld von $1,2\ T$ Stärke verwendet, das durch eine $7,4\ m$ lange supraleitende Spule mit einem Innendurchmesser von $5,2\ m$ erzeugt wird. Die Spule besitzt im Zentralbereich eine einzige Lage, an den Randbereichen zwei, um die Feldhomogenität zu erhöhen. Der Spulendraht ist aus einer Niob-Titan Legierung in einer Kupfermatrix gefertigt, die mittels flüssigen Heliums bei $4,5\ K$ supraleitend gehalten wird

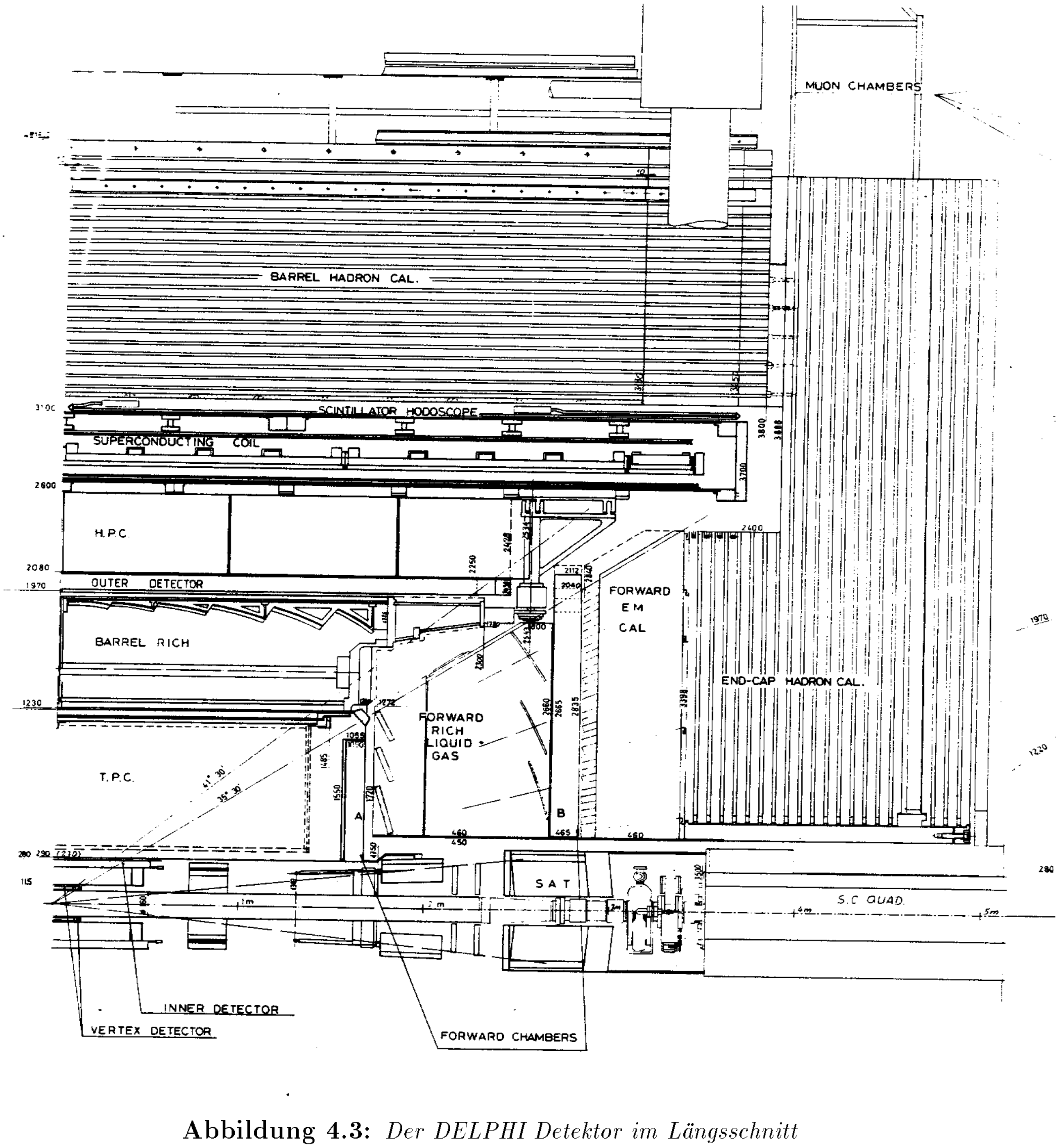


Abbildung 4.3: *Der DELPHI Detektor im Längsschnitt*

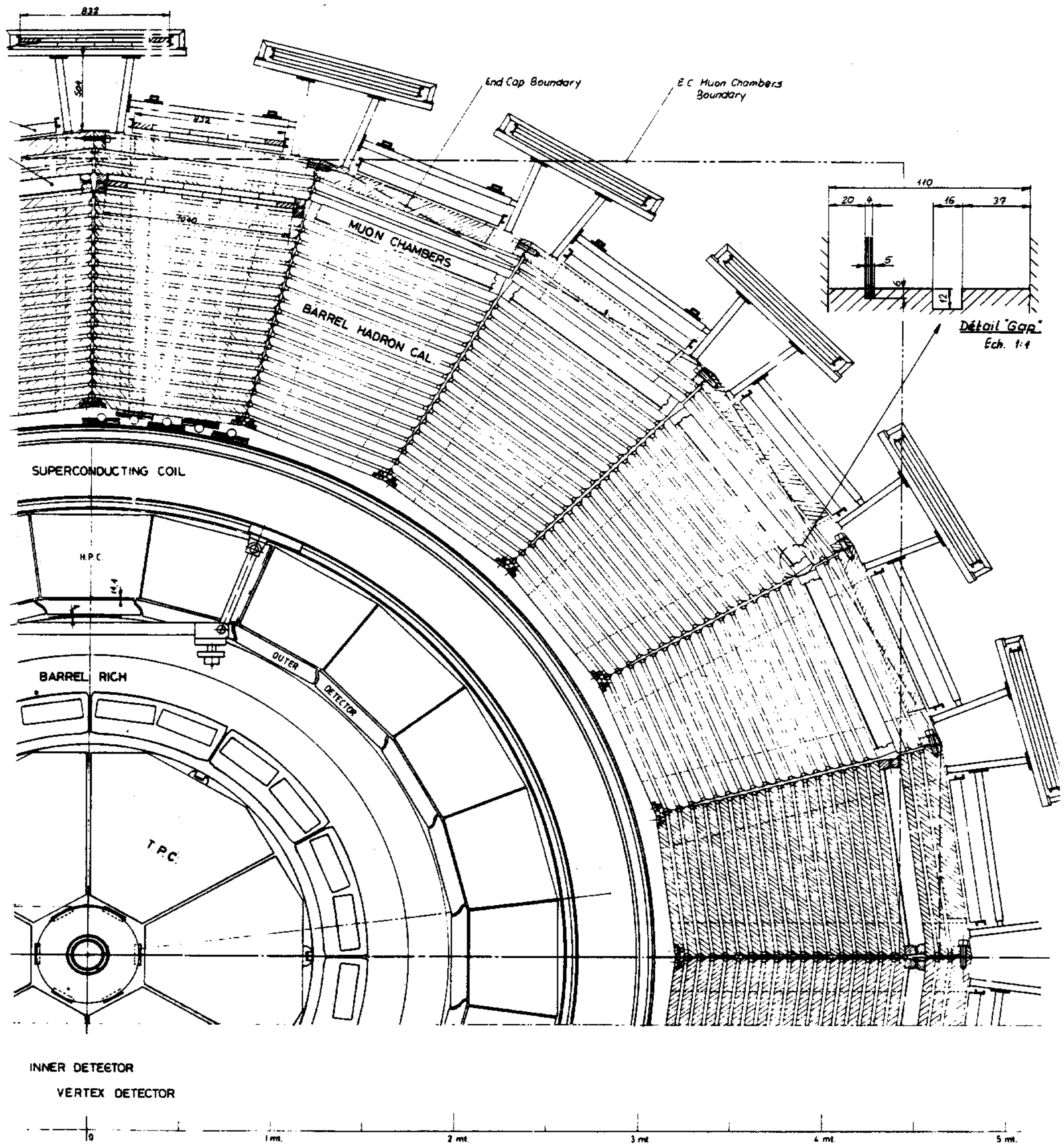


Abbildung 4.4: *Der DELPHI Detektor im Querschnitt*

und von einem Strom von 5000 A durchflossen wird. Zur Feldrückführung außerhalb der Spule dient ein instrumentiertes Eisenjoch, das das Hadronkalorimeter beherbergt.

4.2.2 Detektoren zur Spurerkennung

Zur Spurerkennung sind in DELPHI mehrere Detektorkomponenten eingebaut worden. Die wichtigsten sind im folgenden aufgeführt. Durch Kombination der Spurstücke von ID, TPC und OD wurde mit 45,6 GeV Myonpaaren im Zentralbereich eine Auflösung von

$$\Delta p/p = 0,0015 \cdot p/(1\ GeV)$$

und Vorwärtsbereich von 20^o bis 35^o unter Benutzung von ID, TPC und FCB eine Auflösung von

$$\Delta p/p = 0,0037 \cdot p/(1\ GeV)$$

ermittelt. Durch Hinzunahme des Vertexdetektors lassen sich diese Werte noch verbessern.

Der Mikrovertexdetektor (2)

Um eine Erkennung sekundärer Zerfallsvertices kurzlebiger Teilchen, wie sie etwa für B-Mesonen charakteristisch sind, durchführen zu können, bedarf es einer möglichst guten Spurrekonstruktion. Zu diesem Zweck befindet sich direkt am Strahlrohr der Mikrovertexdetektor. Er besteht aus drei Lagen Siliziumstreifendetektoren mit einer Länge von je 24 cm, die in Abständen von 6,3 cm, 9 cm und 11 cm um das Strahlrohr angeordnet sind. Jede Lage besitzt 24 Module, die sich um 10% überlappen, wobei jedes Modul aus vier einzelnen Detektoren besteht. Die Ausleseelektronik befindet sich direkt auf den Detektoren. Abb.(4.2.2) zeigt den Aufbau schematisch. Der Detektor, wie er 1992 eingebaut war, lieferte pro Spur je nach Lage drei Punkte in der $R\phi$ Ebene mit einer Genauigkeit von etwa 7 μm, aber keine Information in z- Richtung. Durch Einbau zweiseitiger Vertexdetektoren, die eine präzise Information der z- Koordinate liefern, kann die Vertexrekonstruktion in Zukunft noch verbessert werden.

Der Inner Detector ID (3)

Dieser Detektor hat zwei Hauptkomponenten. Im Innern befindet sich eine Jetkammer. Sie reicht von $R = 11,8\ cm$ bis $R = 22,3\ cm$ und deckt den Winkelbereich von $\Theta = 17^o$ bis $\Theta = 163^o$ ab. Für jede Spur liefert sie 24 zusätzliche Punkte in der $R\phi$ Ebene mit einer Auflösung von 90 μm. Aufgebaut ist sie aus 24 einzelnen Segmenten. Gasgemisch (Kohlendioxid,Butan und Propanol im Verhältnis 94,85 zu 4,5 zu 0,65) und Driftfeldform sind so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit proportional zum Radius steigt. Man erreicht dadurch, daß bereits 100 ns nach Durchgang eines Teilchens das Detektorsignal zur Verfügung steht, so daß diese Detektorkomponente ein schnelles Triggersignal liefert. Die Jetkammer wird umgeben von fünf Lagen von Vieldrahtproportionalkammern. Sie reichen von $R = 23\ cm$ bis $R = 28\ cm$ und decken den Winkelbereich zwischen 30^o und 150^o ab. Jede Lage enthält je 192 Feld- und Signaldrähte. Die Kammern sind gefüllt mit einem Argon, Kohlendioxid Gasgemisch im Verhältnis 70 zu 30. Sie liefern eine z-Information mit einer Auflösung von etwa 1 mm.

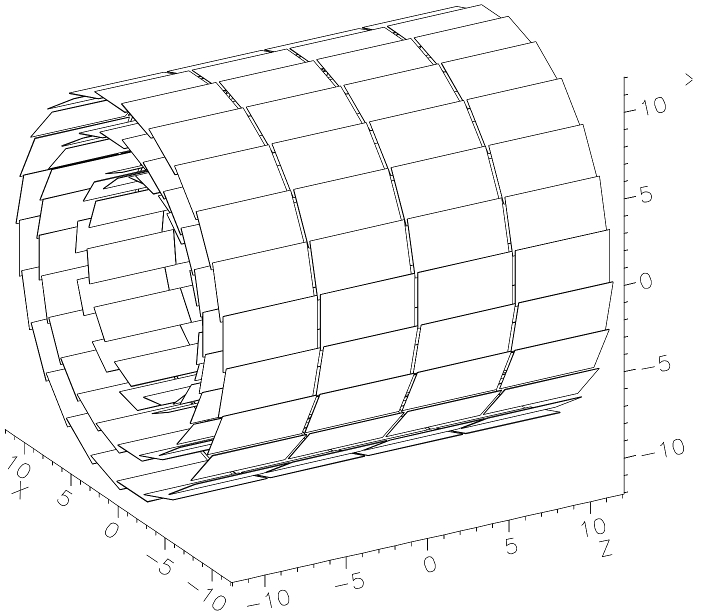


Abbildung 4.5: *Aufbau des Vertexdetektors*

Die TPC (4)

Die TPC (engl. Time Projection Chamber) bildet die Hauptspurkammer des Detektors. Sie reicht von $R = 35\ cm$ bis $R = 111\ cm$ und deckt den Winkelbereich zwischen 20^o und 160^o ab. Bei der TPC handelt es sich um eine Driftkammer, die mit einem Gasgemisch aus 80% Argon mit 20% Methan bei einem Druck von 1 atm betrieben wird. Durch den niedrigen Druck erreicht man eine kleine Strahlungsdicke, was die anschließende Energiemessung in den Kalorimetern verbessert, allerdings auf Kosten einer Teilchenidentifikation durch Messung des Energieverlustes dE/dx geht. Eine Unterscheidung von Elektronen und Pionen durch Messung des Energieverlustes in der TPC ist aber unterhalb 8 GeV immernoch möglich. Zur Teilchenidentifikation selbst wurde in DELPHI ein Cherenkovdetektor (RICH) eingebaut, auf den unten noch eingegangen wird, so daß dies keine Einschränkung der Möglichkeiten des Detektors darstellt. Die TPC besteht aus zwei Teilen mit je 6 Driftsektoren von je 150 cm Länge. Zwischen den Endkappen der TPC wird ein extrem homogenes elektrisches Driftfeld von 150 V/cm Stärke erzeugt, das parallel zum Magnetfeld gerichtet ist. In diesem Feld driften die bei Durchgang eines geladenen Teilchens entstehenden Elektronen mit einer Geschwindigkeit von $v_d = 66,94 \pm 0,07\ mm/\mu s$ bei 22^oC zu den Auslesekammern in den Endkappen. Jede Auslesekammer enthält 192 Signaldrähte sowie 16 bogenförmig angeordnete Kathodenstreifen. Die $R\phi$ Information ergibt sich aus der Lage der Ladungsschwerpunkte auf den Drähten, während sich die z-Information aus der bekannten Driftgeschwindigkeit und dem Zeitunterschied zwischen Strahlüberkreuzung und Erscheinen des Signals auf den Signaldrähten ermitteln läßt. Die Ortsauflösung der TPC beträgt in $R\phi$ 230 μm und in Strahlrichtung 900 μm.

Der Outer Detector OD (6)

Der OD ist eine schnelle Driftkammer, die sich von $R = 198$ cm bis $R = 206$ cm im Zentralbereich erstreckt. Durch den großen Abstand vom Wechselwirkungspunkt erreicht man bei Hinzunahme des OD eine erhebliche Verbesserung der Impulsauflösung. Außerdem ist die Information dieser Detektorkomponente nach bereits 3 μs nach der Strahlüberkreuzung verfügbar, so daß auch er Triggerinformation liefern kann. Der OD besteht aus 24 Modulen mit einer Länge von $4,7$ m und deckt den Winkelbereich von 43^o bis 137^o ab. Jedes der Module besteht aus 145 Driftröhren in fünf Lagen. Die $R\phi$ Auflösung wird mit 110 μm, die z Auflösung, gewonnen aus dem Laufzeitunterschied des Signals zu den beiden Detektorenden, mit $4,4$ cm angegeben.

Die Myonkammern (11,21,22)

Bei den Myonkammern handelt es sich um Proportionaldriftkammern, die in mehreren Lagen ganz außen am Detektor befestigt sind. Wegen ihrer hohen Masse besitzen Myonen im Gegensatz zu Elektronen die Fähigkeit, selbst dicke Materieschichten zu durchdringen. So befindet sich im Zentralbereich die erste Schicht Myonkammern innerhalb des Jochs des Magneten innerhalb des Hadronkalorimeters nach 90 cm Eisen. Eine zweite Lage findet sich außerhalb nach weiteren 20 cm Eisen. Um Platz für Kabel zu lassen, sind die zu dieser Lage gehörenden Einzeldetektoren versetzt angebracht. Betrieben werden die Myonkammern mit einem Gasgemisch aus Argon (85,5%), Methan (8,5%) und Kohlendioxid (6%). Die Ortsauflösung beträgt 1 mm in $R\phi$ bzw. 10 mm in z - Richtung. Die Myonkammern des Zentralbereiches (11) decken den Winkelbereich von 52^o bis 138^o ab. Weitere Kammern befinden sich an den Endkappen des Detektors (21,22). Sie decken den Winkelbereich zum Strahl von 9^o bis 43^o, so daß an beiden Enden des Detektors eine Lücke von etwa 9^o entsteht.

Weitere Spurdetektoren

In den beiden Endkappen befinden sich weitere Spurdetektoren. Es handelt sich um die Forward Chamber A (15) und die Forward Chamber B(17). Sie decken die Winkelbereiche von 11^o bis 33^o (FCA) und 11^o bis 35^o (FCB), gemessen zur Strahlachse, ab.

4.2.3 Kalorimeter

High density Projection Chamber (HPC,(7))

Die HPC ist das elektromagnetische Kalorimeter des Zentralbereiches von DELPHI. Es reicht von $R = 208$ cm bis $R = 260$ cm und überdeckt den Polarwinkelbereich von 43^o bis 137^o. Damit liegt es noch innerhalb des von der Spule erzeugten Magnetfeldes. Das Funktionsprinzip gleicht dem der TPC, jedoch enthält die HPC Lagen von Blei als Konvertermaterial, die zur Auslösung elektromagnetischer Schauer dienen. Die HPC ist aus 144 einzelnen Modulen, die in sechs Ringen zu je 24 Modulen angeordnet sind, zusammengefügt. An den Verbindungsstellen zwischen den Ringen kommt es durch die Auslesekammern zu breiten Lücken, an denen der Detektor nicht sensitiv ist. In ϕ zwischen den Modulen sind weitere, 1 cm breite Lücken. Bei z=0 ergibt sich eine weitere $7,5$ cm breite Lücke. Jedes der Module besteht aus 40 Lagen verklebter, gegeneinander isolierter Bleidrähte, die zur Erzeugung eines Driftfeldes von 100 V/cm parallel zum Magnetfeld auf unterschiedlichem Potential liegen. Die 8 mm breiten Zwischenräume dienen als Driftkanäle und sind mit einem Gemisch aus 80% Argon und 20% Methan gefüllt. Die Auslese erfolgt durch Vieldrahtproportionalkammern an den Seiten des Detektors, wobei die z-Information wie bei der TPC aus der Driftzeit bestimmt wird. Mit Bhabha Elektronen von $45,5$ eV Energie wurden die Ortsauflösungen $\sigma_z \approx 5$ mm, $\sigma_\phi \approx 15$ mm und die Energieauflösung $\sigma_E \approx 8\%$ bestimmt. Die gesamte Auslesezeit für die HPC beträgt etwa 18 μs.

In den Endkappen befinden sich weitere elektromagnetische Kalorimeter (18). Dabei handelt es sich um Bleiglaszähler, die einen Winkelbereich von 10^o bis $36,5^o$ zum Strahl überdecken. Damit entsteht eine Detektorlücke in den Winkelbereichen bis 10^o zum Strahlrohr sowie zwischen $36,5^o$ und 43^o zum Strahlrohr.

Das Hadronkalorimeter HCAL (10,19)

Das Eisenjoch des Magneten ist instrumentiert und dient gleichzeitig als Hadronkalorimeter. Dazu befinden sich zwischen den Eisenlagen des Jochs Vieldrahtkammern, die mit einem Gasgemisch von Argon, Kohlendioxyd und Isobutan im Verhältnis 10 zu 60 zu 30 betrieben werden. Im Zentralbereich überdeckt das Hadronkalorimeter einen Polarwinkel von $42,6^o$ bis $137,4^o$, die Hadronkalorimeter der Endkappen reichen von $11,2^o$ bis $48,5^o$ beziehungsweise von $131,5^o$ bis $168,8^o$, so daß Lücken von etwa 6^o entstehen. Die Energieauflösung ist $\Delta E/E \approx 120\%/\sqrt{E/(1\ GeV)}$.

4.2.4 Cherenkov Zähler

Zur Teilchenidentifikation dienen bei DELPHI sogenannte „Ring Imaging Cherenkov Counter “ (RICH). Durchqueren geladene Teilchen ein Medium mit höherer Geschwindigkeit, als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist, so senden sie Photonen unter einem Winkel aus, der für ihre Geschwindigkeit charakteristisch ist. Gemeinsam mit der Impulsmessung durch die Bestimmung des Krümmungsradius der Spur im Magnetfeld ist also eine Teilchenidentifikation möglich, wenn es gelingt, den Winkel zu vermessen, unter dem das Cherenkovlicht abgestrahlt wurde. Diese Aufgabe haben die Cherenkovzähler bei DELPHI. Der RICH des Zentralbereiches (5) ist 3,5 m lang, hat einen Innendurchmesser von 246 cm, einen Außendurchmesser von 394 cm und wird durch eine $6,4$ cm dicke Wand in der Mitte in zwei Hälften geteilt. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen durchquert zunächst flüssiges C_6F_{14}, das einen Brechungsindex von 1,278 bei 6,5 eV Photonenergie besitzt. Es folgt eine mit einem $CH_4/C_2H_6/TMAE$ Gemisch gefüllte Driftröhre, in der die erzeugten Cherenkov-Photonen konvertieren und so nachgewiesen werden. Danach folgt eine Schicht mit einem gasförmigen Radiator (C_5F_{12}), der mit 1,00174 einen deutlich kleineren Brechungsindex hat. Die hier erzeugten Photonen werden mit Hilfe von parabolischen Spiegeln auf die Driftröhre fokussiert und ebenfalls nachgewiesen.

4.2.5 Das Triggersystem[WEI94]

Die Aufgabe des Triggers ist es zu entscheiden, ob ein Ereignis als Untergrund zu verwerfen ist oder aufgezeichnet werden soll. Der Trigger des DELPHI–Detektors ist in vier Stufen aufgebaut (in den Jahren 1990 und 1991 waren nur die ersten beiden Stufen in Betrieb). Bei LEP erfolgt alle 22 μs (bei Betrieb mit vier Paketen von Elektronen und Positronen) eine Strahlkreuzung. Die erste Triggerstufe verwendet Informationen der Detektoren mit einem schnellen Triggersignal und liefert nach 3 μs eine Entscheidung. Ist diese positiv, entscheidet die zweite Triggerstufe nach 40 μs, wobei zusätzlich die Information der Detektoren mit langen Driftzeiten verwendet wird. Erfüllt das Ereignis auch diese Anforderungen, dauert es 4,5 ms, um den Detektor für das nächste Ereignis vorzubereiten. Die dritte und vierte Triggerstufe laufen asynchron zur Strahlkreuzung und sind reine Software-Trigger. In der vierten Triggerstufe erfolgt bereits eine Klassifizierung der Daten nach Ereignistypen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, q\bar{q}$), um eine vorläufige Analyse der Daten zu ermöglichen. Bei einer Luminosität von $8 \cdot 10^{30}$ $cm^{-2}s^{-1}$ betragen die typischen Triggerraten ca. 400 Hz für die erste Stufe, ca. 2–4 Hz für die zweite Stufe und ca. 2-2.5 Hz für die dritte Stufe. Die Triggereffizienz für hadronische Ereignisse beträgt nahezu 100%.

4.2.6 Die Monte–Carlo Simulation[WEI94]

Die DELPHI–Kollaboration entwickelte zur Simulation von Ereignissen das Programmpaket DELSIM [DEL3]. Es enthält neben den eigentlichen Physik–Generatoren eine komplette Simulation des Detektors.
Hier soll nur die Simulation von hadronischen Ereignissen betrachtet werden. Der Generator DYMU3 simuliert die Abstrahlung von bis zu zwei Photonen im System der einlaufenden Elektronen und Positronen und erzeugt ein Quark–Antiquark Paar nach der verbesserten Born-Approximation. Dieses wird an das Programm JETSET [JET73] übergeben. Hier werden perturbative (Gluonabstrahlung usw.) und nicht-perturbative (Fragmentation) QCD-Prozesse sowie der Zerfall sehr kurzlebiger Teilchen simuliert. Die Endzustandsteilchen dieses Generators werden schließlich an die Detektorsimulation übergeben. Hier wird neben den Zerfällen von Teilchen, die von JETSET als stabil behandelt wurden, die Wechselwirkung mit den einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Die hierbei berücksichtigten physikalischen Prozesse sind:

- Compton–Streuung
- Paarerzeugung
- Bremsstrahlung
- Positronen–Vernichtung

- Photoeffekt
- Hadronische Wechselwirkungen

Die Information über die Geometrie und Materieverteilung der einzelnen Detektorkomponenten ist in einer umfangreichen Datenbank abgelegt, die auch Kalibrationskonstanten enthält, die während der Datennahme bestimmt werden. Als Ausgabe liefert die Detektorsimulation Daten im gleichen Format wie die Rohdaten des Detektors, so daß die Weiterverarbeitung mit denselben Programmen erfolgen kann.

4.2.7 Die Datenrekonstruktion[WEI94]

Die Rekonstruktion der Daten, d.h. der Schritt von den Rohdaten, die der Detektor bzw. die Detektorsimulation liefert, zu den verwendbaren Daten mit physikalischer Information, erfolgt mit dem Programmpaket DELANA [3] [DEL4]. Die Bearbeitung erfolgt in mehreren Stufen, wobei das Ergebnis jeder Stufe in einer Bank-Struktur abgespeichert wird.
Zu Beginn werden die Rohdaten mit den Werten aus der Detektor-Datenbank kalibriert und in den TD Bänken gespeichert. Anschließend wird in jeder Detektorkomponente separat nach zusammenhängenden Spurstücken gesucht. Diese werden in den TE Bänken abgelegt. Im nächsten Schritt werden die einzelnen Spurelemente einander zugeordnet, wobei nur die Informationen der Spurdetektoren verwendet werden, und die Spurparameter werden mit Hilfe einer Anpassungsprozedur („Track Fit") bestimmt. Die Spurstücke werden zu den anderen Komponenten extrapoliert, bisher nicht assoziierte Stücke zugeordnet, und die Anpassung wiederholt. Schauer in den Kalorimetern werden den Spuren zugeordnet, wobei Schauer, zu denen keine Spur führt, als neutrale Teilchen angesehen werden. Diese Informationen werden in den TK Bänken abgespeichert. Schließlich werden mit den einzelnen Spuren Vertices rekonstruiert und eine Teilchenidentifikation durchgeführt. Die komplette Bankstruktur mit den Rohdaten wird als Master-DST [4] abgespeichert. Da dieses jedoch sehr umfangreich ist, wird die für die meisten Analysen ausreichende Information im sogenannten DST-Format herausgeschrieben [DEL5].

[3] DELANA: DELphi ANAlysis
[4] DST: Data Summary Tape

Kapitel 5

Datenkorrektur

In Abschnitt 3.5 wurden einige Größen definiert, deren Verteilungen für bestimmte hochenergetische Reaktionen charakteristisch sind. Oft interessiert man sich nur für ganz bestimmte Reaktionstypen, etwa multihadronische Z^0 Zerfälle. Bei Experimenten auf der Z^0 Resonanz, wie sie am LEP gemacht werden, gibt es neben den interessanten Zerfällen des Z^0 eine Vielzahl Untergrundreaktionen. Es handelt sich dabei zum Beispiel um Strahl-Restgasmolekül Kollisionen, kosmische Teilchen, Umgebungsradioaktivität und dergleichen. Viele solcher Ereignisse können bereits durch den Triggermechanismus erkannt werden und werden erst gar nicht aufgezeichnet. Leptonische Zerfälle des Z^0 in Elektron- und Myonpaare lassen sich leicht von multihadronischen Ereignissen unterscheiden, etwa durch die geladene Multiplizität. Das τ- Lepton besitzt dagegen einige hadronische Zerfallskanäle, die zwar selten sind, aber einen möglichen Untergrund bei der Selektion multihadronischer Ereignisse bilden. Wichtig ist auch, daß der Detektor selbst nicht überall gleich empfindlich ist. In Kapitel 4 wurde bereits darauf hingewiesen, daß es Gegenden gibt, in denen der Detektor blind oder weniger empfindlich ist, etwa überall dort, wo zwei Detektorkomponenten zusammengefügt wurden. Solche Lücken befinden sich zum Beispiel im Zentralbereich des Detektors bei einem Polarwinkel von $\Theta = 90^o$ und bei kleinen Winkeln zur Strahlachse. Dies kann zu Fehlmessungen einzelner Spuren führen. Auch kann es vorkommen, daß sich Teilchen, die in ein solches Loch fliegen, ganz dem Meßprozeß entziehen. Weitere Verfälschungen des Meßergebnisses entstehen durch Wechselwirkung einzelner Teilchen mit der Detektormaterie, wie sie im Kapitel 4 angesprochen wurden. All dies macht eine Selektion brauchbarer Spuren erforderlich. Die Auswahl brauchbarer Spuren und die Selektion der gewünschten Ereignisse wird durch Schnitte, die in diesem Kapitel aufgeführt sind, durchgeführt. Die resultierenden Verteilungen sind durch Akzeptanz- und Detektoreffekte verfälscht. Um an die physikalisch relevante Information heranzukommen, muß eine Entfaltung durchgeführt werden. Die dazu notwendigen Korrekturmatrizen lassen sich aus der Detektorsimulation gewinnen. Bei geschickter Wahl des Binnings der Verteilungen kann man diesen Prozeß vereinfachen. Dabei wird für jeden Bin der Verteilung ein Korrekturfaktor aus der Detektorsimulation gewonnen. Dieser Weg wurde in dieser Arbeit beschritten. Migrationen zwischen den Bins, hervorgerufen durch Detektoreffekte, können insbesondere in Bereichen auftreten, in denen die experimentellen Fehler groß werden. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn hohe Impulse im Spiel sind, die schlecht zu messen sind. In solchen Regionen muß man die Kanalbreite weit genug wählen, um eine sinnvolle Korrektur durchführen zu können.

Es wurde bereits erwähnt, daß das Hauptinteresse in dieser Arbeit bei den multihadronischen Ereignissen liegt. Diese wurden nochmal nach dem primär produzierten Quarkflavour unterschieden. Alle Verteilungen wurden also für insgesamt drei Stichproben von Ereignissen bestimmt: alle multihadronischen Zerfälle des Z^0, multihadronische Zerfälle in primäre b-Quarks (b-Sektor) und multihadronische Zerfälle in leichte und c-Quarks (udsc-Sektor). Das zur Klassifizierung der Ereignisse benutzte Verfahren beruht auf der langen Lebensdauer von B- Mesonen und wird hier nicht ausführlich beschrieben. Das Programmpaket für die B - Mesonerkennung ist in [AABTAG] beschrieben, das dazu verwendete Verfahren in [BTAG92]. Für alle drei Stichproben wurden Verteilungen der wichtigsten charakteristischen Größen erstellt und auf physikalisches Niveau korrigiert. Eine ausführliche Abhandlung der Themen dieses Kapitels findet sich bei [REI95].

5.1 Ereignis- und Spurselektion

In der Analyse wurden die im Jahre 1992 vom DELPHI - Detektor gesammelten Daten verwendet. Um nur die interessierenden multihadronischen Ereignisse auszusortieren, werden Auswahlkriterien benötigt. Außerdem ist zu beachten, daß der Detektor nicht in allen Bereichen gleich empfindlich ist.

In der Analyse wurden nur geladene Partikel verwendet. Diese mußten folgende Bedingungen erfüllt haben:

- Impuls mindestens $0,2\ GeV/c$
- $\frac{\Delta p}{p}$ kleiner als 100%
- Polarwinkel $25^o < \Theta < 155^o$
- Mindestspurlänge $50\ cm$
- Impaktparameter bezüglich des Primärvertex in der $r - \phi$ Ebene kleiner als $5\ cm$ und kleiner $10\ cm$ in Strahlrichtung,

Ereignisse, die einzelne Spuren mit Impulsen größer $50\ GeV$ enthielten, wurden als unphysikalisch übergangen. Jedes verwendete Ereignis mußte außerdem die folgenden Schnitte überstehen:

- mindestens fünf akzeptierte geladene Spuren
- Gesamtimpuls aller akzeptierten geladenen Spuren mindestens $15\ GeV/c$
- Gesamtimpuls pro Ereignishemisphäre mindestens $3\ GeV/c$
- Polarwinkel der Sphärizitätsachse Θ_S im Bereich $50^o < \Theta_S < 85^o$ oder $95^o < \Theta_S < 130^o$
- Impulsunterschied in den Hemisphären höchstens $20\ GeV/c$

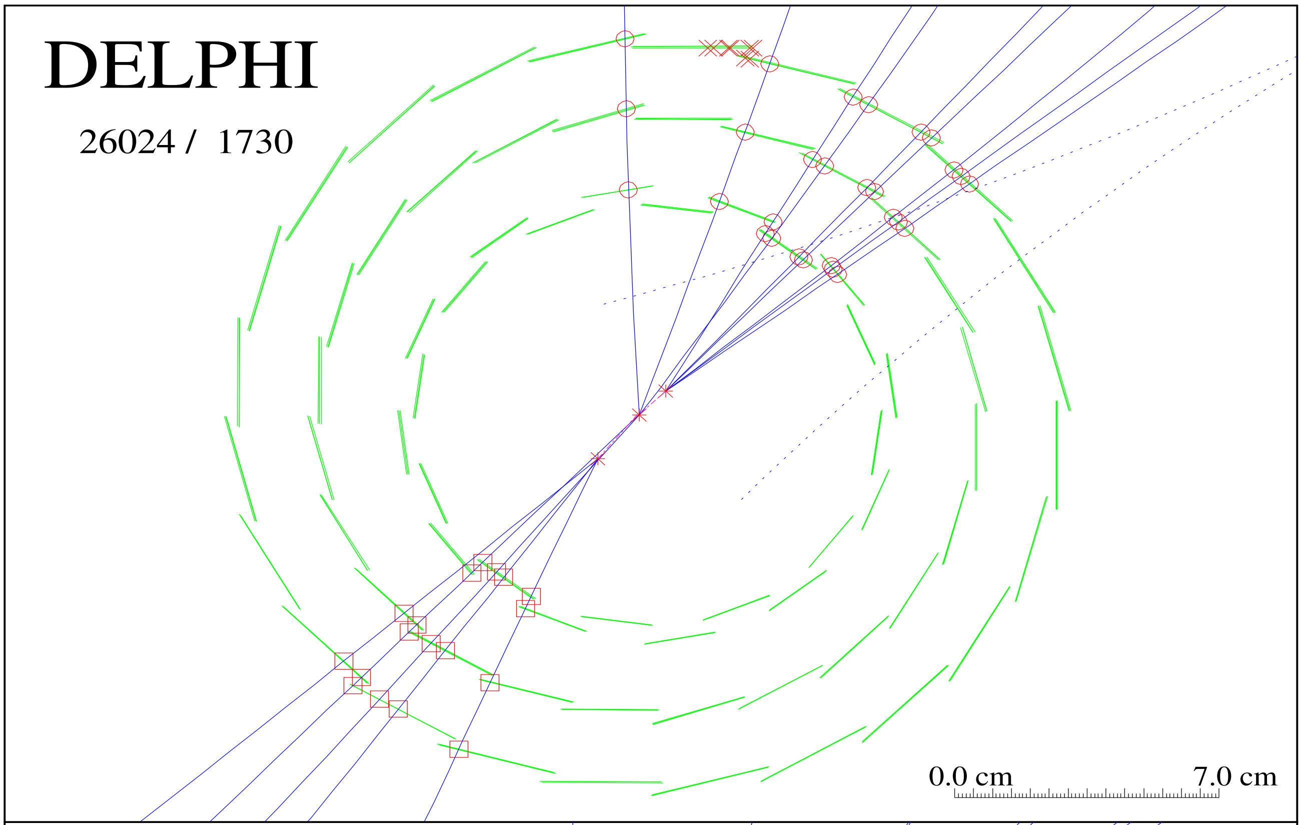
Eine Beschreibung der Wirkungsweise der einzelnen Schnitte findet sich in [REI95]. Sie sind etwas schärfer als die sonst üblichen Multihadronschnitte, siehe etwa in [PRO94]. So wurden die Schnitte im Polarwinkel der Sphärizitätsachse verschärft, um eine bessere Definition der Ereignisachse zu gewährleisten. Von insgesamt 2 463 876 vollsimulierten multihadronischen MonteCarlo Ereignissen überlebten 1 021 857 die Schnitte. Bei den Daten blieben von allen gelesenen Ereignissen, die im Jahr 1992 von DELPHI gesammelt wurden, schließlich noch 295 436 übrig. Untergrund bilden dabei vor allem Zerfälle des Z^0, bei denen zunächst τ- Leptonen gebildet werden, die dann hadronisch zerfallen, $Z^0 \rightarrow \tau\bar{\tau} \rightarrow Hadronen$. Sie zeichnen sich durch eine geringe Multiplizität aus und werden daher zum großen Teil durch den Schnitt in der geladenen Multiplizität aussortiert. Durch den hohen Impuls, den das τ- Lepton beim Zerfall hat, werden die Zerfallsprodukte in einen engen Winkelbereich emittiert. Dies ergibt eine charakteristische Form dieser Ereignisse, wodurch der Anteil von Untergrund dieser Art in bestimmten Bins mancher Verteilungen an Einfluß gewinnen kann [HAM94], insbesondere dann, wenn beide τ- Leptonen hadronisch zerfallen. Um solche Bins zu identifizieren, wurde im Rahmen der Bestimmung systematischer Fehler der Schnitt in der geladenen Multiplizität noch verschärft und die resultierenden Verteilungen verglichen. Bereiche mit auffälligen Unterschieden oder Sprüngen wurden aus der weiteren Analyse ausgespart. Auch Strahl - Restgas Kollisionen bilden einen möglichen Untergrund. Gegen Untergrund dieser Art wirkt der Hemisphärenimpulsschnitt. Da das Restgasatom bei der Kollision praktisch ruht, sind solche Reaktionen stark geboostet. Der Großteil der Teilchen geht somit nur in eine Richtung, und der Unterschied der Impulse in beiden Hemisphären wird entsprechend groß.

Auch Ereignisse $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Hadronen$ bilden einen möglichen Untergrund. Aus dem Verhalten des totalen Wirkungsquerschnittes von Elektron- Positron Annihilationen mit der Energie Abb.(3.3) auf Seite 16 sieht man aber, daß Zweiphoton- Reaktionen bei Experimenten auf der Z^0-Resonanz stark unterdrückt und damit selten sind. Durch die gemachten Schnitte wird diese Art Untergrund noch weiter verringert, so daß er vernachlässigt werden kann. Eine weitergehende Untersuchung findet sich in [FÜR92].

5.2 B-Tagging

Die Erkennung von B- Mesonen beruht auf ihrer verhältnismäßig langen Lebensdauer in der Größenordnung $1,5\ ps$, ihrer großen Masse und dem hohen Impuls, mit dem sie in Z^0- Zerfällen erzeugt werden. Diese Eigenschaften erlauben den Teilchen, vor ihrem Zerfall eine Strecke von einigen Millimetern zurückzulegen. Es kommt zur Ausbildung von oft deutlichen Sekundärvertices, die mit guter Spurrekonstruktion unter Benutzung des Silizium-Vertexdetektors aufgelöst können. Abb.(5.1) zeigt ein typisches Beispiel eines solchen b - Ereignisses. Für die Zerfallsprodukte der B- Mesonen resultieren daraus hohe Impaktparameter. Dies ist der minimale Abstand der Spur vom Primärvertex. Für jedes akzeptierte Ereignis wird die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, daß alle gut gemessenen Spuren aus dem Primärvertex stammen. Die Klassifizierung von Ereignissen erfolgt dann durch geeignete Schnitte in dieser Größe:

- $\leq 0,0099$ Klassifizierung als b- Ereignis



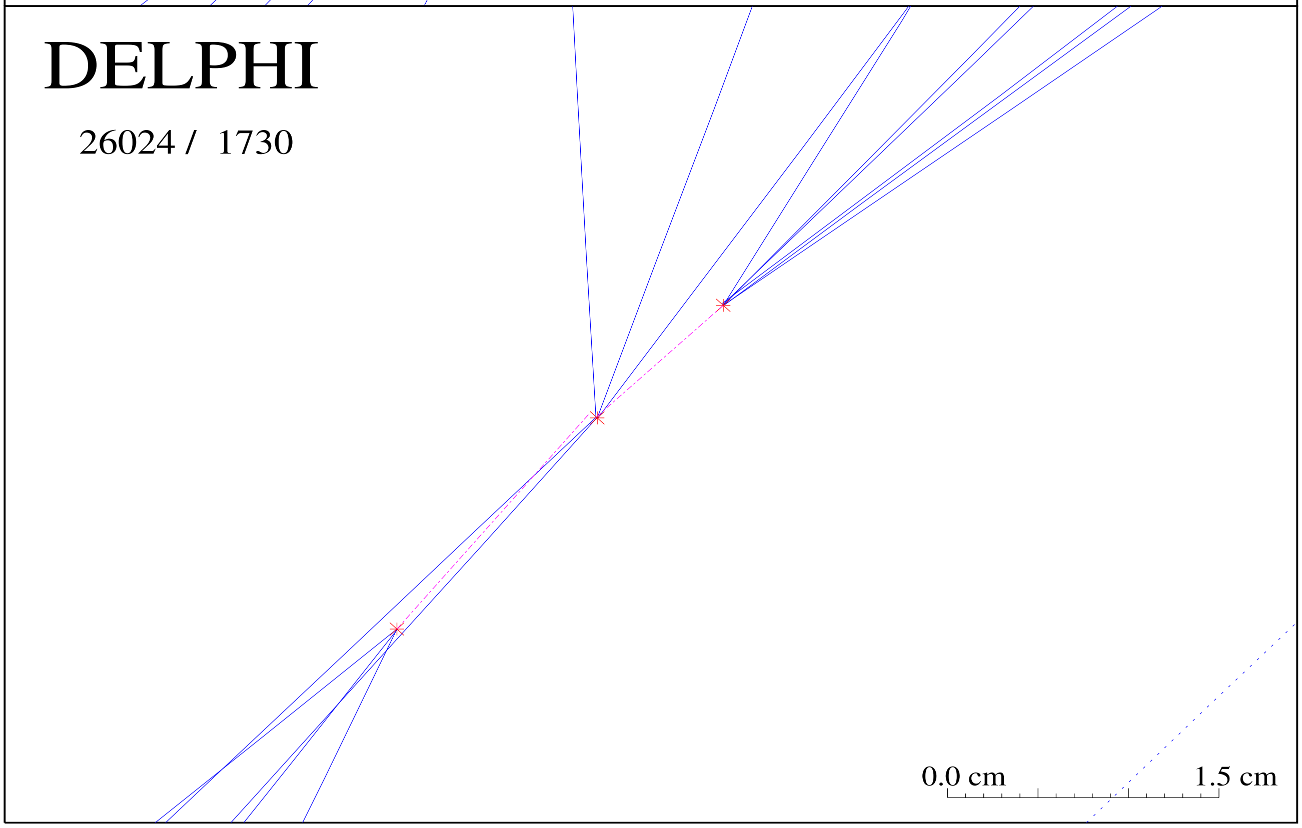


Abbildung 5.1: *Beispiel für ein b- Ereignis, aufgenommen vom DELPHI Detektor. Das untere Bild zeigt eine Ausschnittvergrößerung. Die im primären Vertex gebildeten B- Hadronen legen wegen ihrer langen Lebensdauer eine Strecke von mehreren Millimetern zurück, bevor sie schließlich zerfallen. Es kommt zur Ausbildung sekundärer Vertices. Im oberen Bild sind zwei weitere rekonstruierte geladene Spuren zu erkennen, die von einem in der Detektormaterie konvertierten Photon stammen. Von [MAE].*

- $\geq 0,495$ Klassifizierung als leichtes primäres Quarkflavour *u*,*d*,*s* oder als *c*.

Die Effizienzen dieses Verfahrens

$$\epsilon \equiv \frac{Anzahl\ richtig\ klassifizierter\ Ereignisse}{Anzahl\ akzeptierter\ Ereignisse\ dieses\ Typs}$$

und die Reinheiten der resultierenden Ereignisstichproben

$$p \equiv \frac{Anzahl\ richtig\ klassifizierter\ Ereignisse}{Anzahl\ Ereignisse\ in\ dieser\ Klasse}$$

für die Separation von Ereignissen entsprechend dem primär gebildeten Quarkflavour wurden aus etwa 10^6 vollsimulierten MonteCarlo Ereignissen bestimmt zu

$$\begin{aligned} \epsilon_b &= 0,629 \pm 0,002 \\ \epsilon_{udsc} &= 0,428 \pm 0,001 \\ p_b &= 0,833 \pm 0,003 \\ p_{udsc} &= 0,979 \pm 0,002 \quad . \end{aligned} \tag{5.1}$$

Die Indices *b* und *udsc* bezeichnen dabei die jeweilige Klasse *b*-Ereignisse und *udsc*-Ereignisse. Die angegebenen Fehler sind reine statistische Fehler. Untergrund im b-Sample bilden dabei vorwiegend *c*- Ereignisse. Der hohe Schnitt für die Selektion von u, d, s, c Quarks bewirkt zudem eine leichte Abreicherung von *c*-Ereignissen in diesem Sektor.

5.3 Korrektur der Daten

Die gemessenen Verteilungen wurden auf physikalisches Niveau korrigiert, so daß ein direkter Vergleich mit generierten Daten möglich ist. Die Korrektur ist dabei für getaggte und nicht getaggte Daten etwas unterschiedlich. In jedem Fall sind Detektor- und Akzeptanzeffekte zu berücksichtigen. Bei erfolgter Flavourtrennung sind weiterhin die endlichen Reinheiten und Taggingeffizienzen (5.1) zu berücksichtigen. Um die genannten Korrekturen durchführen zu können, wurde eine Stichprobe vollsimulierter 92D2 MonteCarlo Ereignisse in analoger Weise prozessiert wie dies für die echten Daten getan wurde. (Die Buchstabenkombination bezeichnet die Version der Spurrekonstruktion.) Von den insgesamt 2 463 876 gelesenen multihadronischen Ereignissen überstanden 1 021 857 die Multihadronselektionskriterien. 180 272 wurden vom Taggingverfahren als *b* und 342 470 als *uds*- oder *c*- Ereignisse klassifiziert. Zudem wurde eine Stichprobe von 1 000 000 Ereignissen generiert, bei denen die Flavourtrennung direkt durchgeführt wurde und die keinerlei Selektionskriterien unterworfen wurde. Wichtig ist dabei, daß das MonteCarlo Modell für diese Generation mit dem, welches für die Erzeugung der vollsimulierten MonteCarlo Daten benutzt wurde, identisch war.

5.3.1 Korrektur von Spektren aller Quarks

Für jeden Bin i jeder Verteilung wurde nach erfolgter Normierung auf die Anzahl der Ereignisse aus generierten und vollsimulierten Daten ein Korrekturfaktor

$$C_i = \frac{G_i}{M_i} \tag{5.2}$$

berechnet. Er berücksichtigt sowohl Detektor- als auch Akzeptanzeffekte. G_i bezeichnet hier den Bininhalt der Verteilung generierter Daten und M_i den entsprechenden Bininhalt für MonteCarlo-Ereignisse mit vollständiger Detektorsimulation und Spurrekonstruktion.

Auf eine Matrixentfaltung der Verteilungen wurde verzichtet, was bei geeigneter Wahl der Binbreiten möglich ist. Der Bininhalt R_i^{korr} der fertig korrigierten Verteilung ergibt sich als Produkt von Daten und Korrekturfaktor:

$$R_i^{korr} = R_i \cdot C_i \tag{5.3}$$

5.3.2 Korrektur getaggter Datenspektren

Für die Korrektur von Effekten in den Verteilungen, die durch mißidentifizierte Flavours verursacht werden, wurde eine Korrekturmethode gewählt, die von den gemessenen Reinheiten und Effizienzen Gebrauch macht[1]:

$$\begin{array}{lcrcr} b_i & = & p_b \cdot b_i^t & + & (1 - p_{udsc}) \cdot udsc_i^t \\ udsc_i & = & p_{udsc} \cdot udsc_i^t & + & (1 - p_b) \cdot b_i^t \end{array} \tag{5.4}$$

Der Index i bezeichnet den jeweiligen Bin der zu korrigierenden Verteilung. b_i^t und $udsc_i^t$ bezeichnen als b bzw. $udsc$ klassifizierte Daten, b_i und $udsc_i$ die entsprechenden korrigierten Daten. Die Korrekturen Gl.(5.4) wurden sowohl für getaggte, echte Daten und getaggte MonteCarlo Daten vor der Normierung durchgeführt. Die übrigen Korrekturen wurden dann nach der Normierung in einem einzigen Korrekturfaktor zusammengezogen, der analog Gl.(5.2) gebildet wurde. In diesem Fall bezeichnet G die betreffende $b/udsc$ Generatorverteilung, und M die entsprechende mittels Gl.(5.4) korrigierte vollsimulierte MonteCarlo Verteilung. Die fertig korrigierten Daten ergeben sich dann analog Gl.(5.3) als Produkt aus diesem Korrekturfaktor mit der nach Gl.(5.4) korrigierten Verteilung für echte Daten. Damit ergeben sich für jede der drei Stichproben unterschiedliche Korrekturfaktoren C_i.

Abbildung (5.2) zeigt als Beispiel die Sphärizität S und die skalierte Impulsverteilung x_p für $udsc$, b und alle Quarks mit ihren Korrekturfaktoren Gl.(5.2). Eine Diskussion sowie weitere Verteilungen finden sich bei [REI95].

5.4 Bestimmung systematischer Fehler

Eine ausführliche Beschreibung der Abschätzung systematischer Fehler findet sich bei [REI95]. Hier sei nur eine kurze Zusammenfassung gegeben.

[1] siehe dazu auch [REI95]

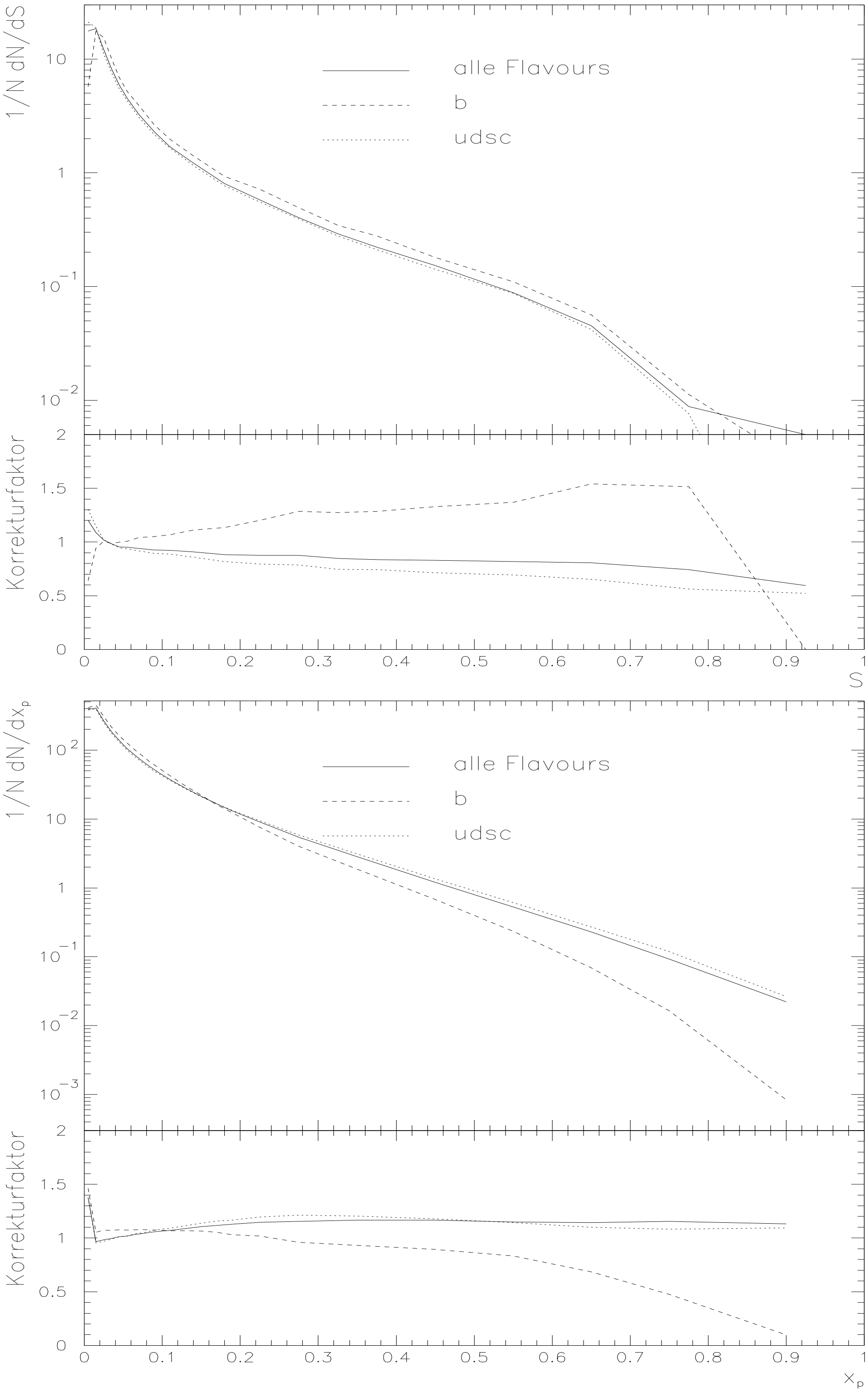


Abbildung 5.2: *Die Sphärizität S (oben) und die skalierte Impulsvariable x_p (unten) mit Korrekturfaktoren Gl.(5.2) für ungesplittete Daten, b und udsc Sektor. Weitere Verteilungen finden sich bei [REI95].*

	$N_{gel.}$	$p_{ges.}[GeV/c]$	$p_{mis}[GeV/c]$	$IP[cm]$	$Spurlänge[cm]$	$p_{min}[GeV]$	C_b	C_{udsc}
0	5	15	20	5	50	0,2	0,0099	0,495
1	7	10	20	5	50	0,2	0,01188	0,396
2	5	15	15	4	50	0,2	0,0099	0,495
3	5	15	20	5	30	0,25	0,00792	0,594

Tabelle 5.1: *Variation der Selektionskriterien für die Ereignis- (vorne) und Spurselektion (hinten) zur Bestimmung systematischer Fehler. In der ersten Zeile sind die verwendeten Werte aufgetragen, darunter drei Variationen. Die letzten beiden Spalten enthalten Variationen der Schnitte für das B- Tagging.* $N_{gel.}$ *ist die minimale Zahl guter geladener Spuren,* $p_{ges.}$ *der minimale Gesamtimpuls,* p_{mis} *der maximale Impulsunterschied in den Hemisphären und* IP *der Impaktparameter.*

Systematische Fehler in den Verteilungen entstehen zum einen durch die Spur- und Ereignisselektion, zum anderen durch Unsicherheiten bei der Bestimmung der Reinheiten und Effizienzen des Trennungsverfahrens, die direkt in die Korrektur Gl.(5.4) gesplitteter Daten eingehen. Insbesondere wurden diese Reinheiten aus einer MonteCarlo Simulation bestimmt, so daß hier eine Abhängigkeit vom MonteCarlos besteht. Bei der Abschätzung des ersten Fehlers wurde ein Verfahren verwendet, welches schon bei [FÜR92] benutzt wurde. Aus dem Vergleich des Verhältnisses

$$\frac{R_i}{M_i} / \frac{R_0}{M_0} \tag{5.5}$$

für drei verschiedene Variationen (siehe Tabelle (5.1)) der Selektionskriterien wurde ein minimaler systematischer Fehler von 2% im multihadronischen Bereich und je 3% im b und $udsc$ Sektor bestimmt. Der Index 0 in Gl.(5.5) bezeichnet dabei die benutzen Schnitte, i die jeweilige Variation der Schnitte und R_i und M_i die Bininhalte der zugehörigen unkorrigierten Verteilungen. Abb.(5.3) zeigt zwei Beispiele hierfür. Gegenden, wo die systematischen Fehler Werte von 2% für alle Flavours bzw. 3% für b und $udsc$ Daten übersteigen, sind aus der weiteren Analyse herausgenommen worden. Der systematische Fehler in Bin i durch Ereignis- und Spurselektion wurde berechnet nach

$$\sigma^i_{sys,d} = \begin{cases} \max(minsys, 0,1 \cdot (1 - C_i)) & falls\ C_i < 1 \\ \max(minsys, 0,1 \cdot (1 - 1/C_i)) & sonst \end{cases} \tag{5.6}$$

wobei $minsys$ den eben bestimmten systematischen Fehler bezeichnet und C_i der Korrekturfaktor Gl.(5.2) ist. Eine weitere Diskussion dieses Fehlers findet sich wiederum in [REI95]. Große Abweichungen der Korrekturfaktoren von eins ergeben hohe systematische Fehler. Insbesondere sei noch darauf hingewiesen, daß Gl.(5.6) für stetige C_i stetige Fehler liefert. Gegenden mit auffallenden Sprüngen in den Korrekturfaktoren wurden ebenfalls aus der weiteren Analyse ausgespart.

Um den systematischen Fehler durch die Korrektur Gl.(5.4) abzuschätzen, wurden die gemessenen Effizienzen um 7% in beide Richtungen verändert. Die zugehörigen Reinheiten wurden aus dem gemessenen Zusammenhang der Effizienzen und Reinheiten bestimmt. Dann wurden die Verteilungen wie beschrieben korrigiert und die Unterschiede

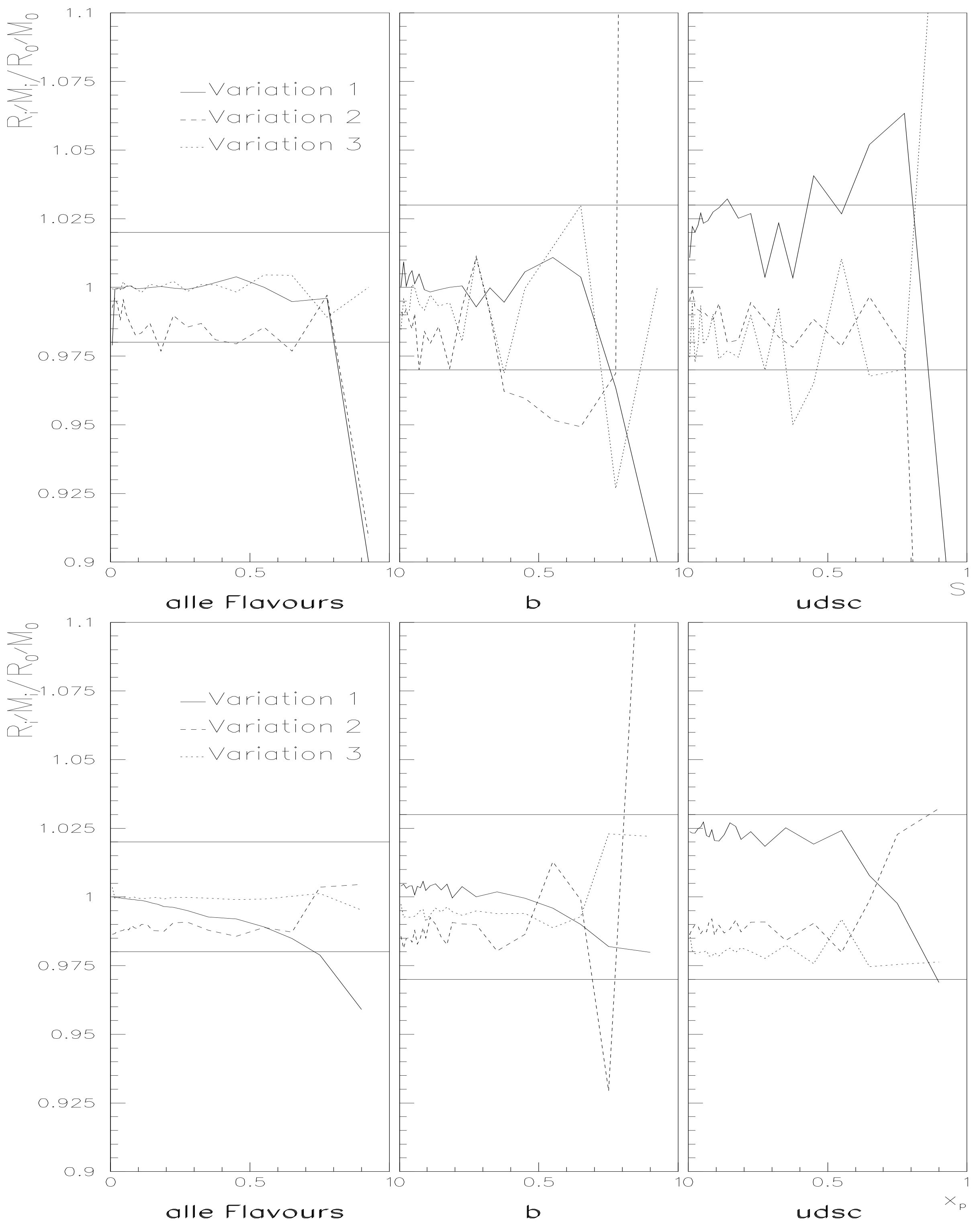


Abbildung 5.3: *Das Verhältnis Gl.(5.5) für die Sphärizität für ungetrennte, B angereicherte und B „abgereicherte" Daten. Die Abweichungen der drei Variationen (siehe Tabelle (5.1)) sind mit einem minimalen systematischen Fehler von 2% bzw. 3% (durchgezogene Linien) in den Bereichen* $0,01 \leq S \leq 0,7$ *und* $0,01 \leq x_p \leq 0,7$ *verträglich.*

für alle Fälle verglichen. Es ergaben sich zusätzliche Fehler von $\sigma_{sys}^{tag} = 1\%$ im b - Sektor und $\sigma_{sys}^{tag} = 0,3\%$ für den *udsc*- Bereich. Insgesamt beträgt der systematische Fehler pro Bin im b- und *udsc*- Bereich

$$\sigma_{sys}^{i} = \sqrt{(\sigma_{sys,d}^{i})^2 + (\sigma_{sys}^{tag})^2} \tag{5.7}$$

mit $\sigma_{sys,d}^{i}$ aus Gl.(5.6).

Kapitel 6

Prinzipien der Parameterbestimmung

6.1 Prinzipien der Anpassung

In Kapitel 3 wurden die Grundlagen, die man zur Simulation hadronischer Endzustände benötigt, erläutert. Dabei tauchen, insbesondere in den Fragmentationsmodellen, freie Parameter auf, die an die experimentellen Resultate angepaßt werden müssen. Verteilungen charakteristischer Größen sollen vom MonteCarlo möglichst gut reproduziert werden. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, eine solche Parameteroptimierung durchzuführen. Die einfachste Methode, Verteilungen vollsimulierter MonteCarlo- Ereignisse bei verschiedener Parametereinstellung direkt mit gemessenen zu vergleichen, ist wegen des hohen Rechenaufwandes nicht durchführbar. Für ein einziges simuliertes Ereignis mit Detektorsimulation und Spurrekonstruktion benötigt man auf einer herkömmlichen DEC - Workstation mehrere Minuten. Deshalb greift man auf korrigierte Verteilungen zurück, die man direkt mit generierten vergleichen kann. Die für die Generation eines Ereignisses benötigte Zeit ist verhältnismäßig kurz. Die Vorgehensweise, Ereignisse in Abhängigkeit einer bestimmten Parametereinstellung zu generieren, ein χ^2 zu berechnen und zu minimieren, wie es bei [FÜR92] durchgeführt wurde, hat den Nachteil, daß bei jeder χ^2 Berechnung Ereignisse mit hoher Statistik neu generiert werden müssen. Die Alternative besteht darin, nicht für jeden Parametersatz neue Ereignisse zu generieren, sondern die Parameterabhängigkeit der Verteilungen mit mathematischen Methoden zu approximieren. Das kann zum Beispiel durch Taylorentwicklung um einen festen Punkt im Parameterraum, an dem man die Verteilungen mit hoher Statistik bestimmt, geschehen. Innerhalb des Konvergenzradius der Reihe kann man dann die Verteilungen an beliebiger Stelle ermitteln und eine Optimierung zum Beispiel durch Minimierung einer χ^2- Funktion durchführen.

Hier wurde ein anderer Weg eingeschlagen. Man definiert sich im Parameterraum ein Gitter von Punkten, an denen man mit akzeptabler Statistik je einen Satz von Verteilungen generiert. Die Verteilungen an beliebiger Stelle des Parameterraumes erhält man dann durch Interpolation in diesem Gitter. Der verwendete Algorithmus beruht ausschließlich auf Interpolation durch kubische Splines. Er wird unten näher erläutert. Die Konstruktion ist dabei so, daß bei der Interpolation eines Zwischenpunktes Information aus dem ganzen Gitter einfließt. Je mehr Stützpunkte man in den verschiedenen Richtungen hat, desto besser funktioniert die Interpolation. Die Verteilungen an den Stützpunkten werden dabei exakt reproduziert. Ein ähnliches Verfahren wurde bereits in [KU93] benutzt.

6.1.1 Generation

Ausgangspunkt der Arbeit war die Parametereinstellung des Partonschauermodells für die DELPHI MonteCarlo- Produktion von K.Hamacher und M.Weierstall von Dezember 1993. Zugrunde liegt dabei ein etwas modifizierter Generator des JETSET7.3 der Lund-Gruppe. Parameter und Modifikationen wurden bereits in Kapitel 3 erläutert. Die wesentlichen Modellparameter sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Um die Kompatibilität mit der MonteCarlo- Produktion sicher zu stellen, wurde die Einstellung durch Vergleich aller COMMON-Blöcke des Generators mit den entsprechenden Blöcken bei der Produktion in Karlsruhe überprüft. Das verwendete Matrixelementmodell baut auf diesem Modell auf und benutzt Parametereinstellungen nach [KU93] und [FÜR92]. Sie sind ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt. Nach der Wahl des Modells und der Gitterpunkte im Parameterraum wurde für jeden Stützpunkt eine Stichprobe von 20 000 Ereignissen generiert. An jedem Gitterpunkt wurden die Größen in Tabelle 6.2 für alle, nur b- und nur $udsc$- Ereignisse bestimmt. Daraus ergibt sich im b-Sektor eine Statistik von etwa 4 400 Ereignissen und im $udsc$- Sektor eine Statistik von etwa 15 600 Ereignissen. Im Partonschauermodell wurde die Statistik des Gitters im b- Sektor später auf etwa 10 400 Ereignisse erhöht, um den Einfluß statistischer Fluktuationen zu verringern.

Zeitaufwendig bei der Generation ist insbesondere die Berechnung differentieller Jetraten, weil dabei der Clusteralgorithmus für jeden verwendeten y_{cut} Wert einmal aufgerufen werden muß. Deshalb wurde nur der *JADE* Clusteralgorithmus benutzt und auf die zusätzliche Bestimmung der Jetraten nach *DURHAM* Muster verzichtet. Auf diese Weise konnten pro Sekunde etwa drei Ereignisse generiert und ausgewertet werden. Dementsprechend kann dieser Teil der Analyse je nach der Anzahl der Gitterpunkte und der Anzahl zu bestimmender freier Parameter sehr aufwendig werden. Differentielle Jetraten sind aber sehr empfindlich auf Änderungen im Skalenparameters Λ und eignen sich deshalb gut für seine Bestimmung, weshalb auf ihre Berechnung nicht verzichtet werden konnte. Bei drei Parametern mit jeweils fünf Punkten ergeben sich bereits 125 Gitterpunkte, so daß bei einer Statistik von 20 000 Ereignissen pro Punkt diesem Fall 2,5 Millionen Ereignisse zu generieren sind. Mit jedem weiteren Parameter steigt der Aufwand entsprechend an. Alle im Gitter gefüllten Histogramme können dann aber in beliebiger Kombination für die Anpassung herangezogen werden. Eine Erweiterung des Gitters bei Hinzunahme eines weiteren Parameters ist vom Prinzip her leicht. Leider steigt der Rechenaufwand dabei aber sehr schnell an.

Variable	PS	ME
MSTJ(11)	3	3
MSTJ(12)	3	3
MSTJ(41)	2	2
MSTJ(45)	5	5
MSTJ(46)	3	3
MSTJ(51)	2	2
MSTJ(52)	7	7
MSTJ(101)	5	2
MSTJ(107)	0	0
MSTJ(110)		2
MSTJ(111)		1
PARJ(2)	0,28	0,28
PARJ(3)	0,55	0,55
PARJ(4)	0,07	0,07
PARJ(5)	0,5	0,5
PARJ(11)	0,55	0,55
PARJ(12)	0,55	0,55
PARJ(13)	0,75	0,75
PARJ(14)	0,090	0,090
PARJ(15)	0,070	0,070
PARJ(16)	0,085	0,085
PARJ(17)	0,140	0,140
PARJ(19)	0,5	0,5

Variable	PS	ME
PARJ(21)	0,417	0,5
PARJ(25)	0,7	0,7
PARJ(26)	0,2	0,2
PARJ(35)		3,1
PARJ(36)		2,0
PARJ(37)		0,35
PARJ(41)	0,5	0,9
PARJ(42)	0,701	0,5
PARJ(54)	-0,0631	-0,08
PARJ(55)	-0,00414	-0,01
PARJ(81)	0,297	
PARJ(82)	1,732	
PARJ(92)	1	1
PARJ(93)	0,394	0,394
PARJ(105)	1	
PARJ(122)	0,5	
PARJ(123)	91,25	91,25
PARJ(124)	2,489	2,489
PARJ(125)	0,01	0,01
PARJ(136)	0,99	
PARJ(122)		0,170
PARJ(129)		0,01
PARU(102)	0,2296	0,2296

Tabelle 6.1: *Die wesentliche Parametereinstellung des JETSET Programms für die verwendeten Modelle. Dies war der Ausgangspunkt für die Einstellung einiger Parameter.*

Ereignisformgrößen	
Größe	Kurzbezeichnung
geladene Multiplizität (nach Spurschnitten) Sphärizität	N_{gel} S
Aplanarität	A
1-Thrust	$1-T$
Oblateness	O
Major - Wert	M_{Major}
Minor -Wert	M_{Minor}
invariante Jetmassen	M^2_{high}/s M^2_{low}/s M^2_{diff}/s
Fox - Wolfram Momente	H_{10} H_{20} H_{30} H_{40}
B-Parameter	b_{max} b_{min} b_{sum} b_{diff}
C-Parameter	C
D-Parameter	D
Differentielle Jetraten (JADE Algorithmus)	$\mathcal{D}_1$ $\mathcal{D}_2$ $\mathcal{D}_3$ $\mathcal{D}_4$
inklusive Größen	
Größe	Kurzbezeichnung
Transversalimpuls in der Ereignisebene Sphärizitätssystem Thrustsystem	 $P_t^{in}\ (S)$ $P_t^{in}\ (T)$
Transversalimpuls aus der Ereignisebene Sphärizitätssystem Thrustsystem	 $P_t^{out}\ (S)$ $P_t^{out}\ (T)$
Rapidität in Richtung Thrustachse Rapidität in Richtung Sphärizitätsachse	y_t y_s
Skalenvariable	x_p
Energie-Energie Korrelationen	EEC

Tabelle 6.2: *Übersicht über die Verteilungen, die an den Gitterplätzen für alle, b und udsc Ereignisse gefüllt wurden. Bei der Anpassung wurde immer nur eine kleine Auswahl dieser Größen benutzt.*

6.1.2 Glättung der Verteilungen

Um die relativ geringe Statistik an den Knoten des Gitters besser ausnutzen zu können, wurde eine Glättung der Verteilungen in Richtung der variierten Parameter durchgeführt. Dazu wurde der $353QH, twice$ Algorithmus des Programmpaketes HBOOK [HBOOK] verwendet. Dieser arbeitet in mehreren Schritten[FRI74]. Im ersten Schritt werden die Zentralwerte (Mediane) von jeweils drei benachbarten Zahlen bestimmt:

$$z_i = median\{y_{i-1}, y_i, y_{i+1}\}$$

Dabei bezeichnet $\{y_i\}_{i=1}^n$ die zu glättende Zahlenfolge. An den Randpunkten berechnet man im ersten Schritt

$$z_1 = median\{3z_2 - 2z_3, y_1, z_2\}$$

und

$$z_n = median\{z_{n-1}, y_n, 3z_{n-1} - 2z_{n-2}\} \qquad .$$

Zahlen, deren linker und rechter Nachbar beide größer oder kleiner sind, werden hierdurch dem nächsten Nachbarn angeglichen. Im zweiten Schritt werden abermals Mediane berechnet, diesmal aber für fünf Zahlen:

$$z_i = median\{y_{i-2}, y_{i-1}, y_i, y_{i+1}, y_{i+2}\}$$

An den Rändern werden z_1 und z_2 übernommen, während man für z_2 und z_{n-1} die Mediane der ersten drei beziehungsweise letzten drei Zahlen z nimmt. Unnatürliche Abweichungen, die ein oder zwei Zahlen betreffen, werden durch dieses Vorgehen bereinigt. Danach werden nochmal die Mediane von je drei Nachbarn berechnet, wobei aber diesmal die Endpunkte unverändert bleiben.

Durch die ersten drei Schritte, die auch mit „353“ abgekürzt werden, werden Diskontinuitäten in maximal drei aufeinanderfolgenden Zahlen der Reihe einfach abgeschnitten. Die drei betroffenen Werte werden dadurch einander angeglichen; es kommt zur Ausbildung eines Plateaus, was zu Unstetigkeiten in der Ableitung führen kann. Um dem zu begegnen, folgt der 353 Glättung eine quadratische Interpolation solcher Stellen. Dazu werden die beiden an die Ebene angrenzenden Werte, sowie derjenige von den drei betroffenen Punkten herangezogen, der dem entferntesten der beiden Nachbarn am nächsten liegt. Die anderen zwei betroffenen Punkte werden durch die quadratische Interpolation angepaßt. Monotone Folgen bleiben durch die 353 Glättung unbeeinflußt. Um Sprünge in monotonen Folgen zu glätten, wie etwa in der Zahlenfolge „1; 5; 7; 65; 93; 105“, berechnet man in einem nächsten Schritt sogenannte „hanning means“:

$$z_i = \frac{1}{4}z_{i-1} + \frac{1}{2}z_i + \frac{1}{4}z_{i+1}$$

wobei die Endpunkte z_1 und z_n übernommen werden.

Der so definierte Glättungsalgorithmus $353QH$ neigt dazu, auch echte Maxima und Minima wegzuglätten. Um dem zu begegnen, berechnet man die Differenz zwischen 353QH geglätteter und ungeglätteter Zahlenfolge, $r_i = y_i - z_i$. Die Folge $\{r_i\}_{i=1}^n$ wird ebenfalls 353QH geglättet, und dann zur geglätteten Originalfolge hinzuaddiert. Dieser letzte Schritt wird auch als „twicing“ bezeichnet.

Aus der Konstruktion des ganzen Verfahrens sieht man, daß mindestens fünf Stützpunkte nötig sind, um eine sinnvolle Glättung durchführen zu können. Mehr Stützpunkte sind von Vorteil. Der vorgestellte Glättungsalgorithmus arbeitet relativ problemlos, solange Änderungen in der Zahlenfolge klein bleiben. Dies trifft für die Änderungen der Verteilungen in Richtung der Parameter zu, aber nicht für die Verteilungen selbst. Aus diesem Grund wurden auch nicht die Verteilungen selbst geglättet.

Zur Glättung einer Verteilung in Richtung eines bestimmten Parameters werden nun einfach die Werte an den Gitterpunkten in dieser Richtung in ein Histogramm mit entsprechendem Binning eingetragen. Die so erhaltene Verteilung, die die Änderung des Bininhaltes in Abhängigkeit des Parameters angibt, wird dann 353QH,twice geglättet und die Ergebnisse zurückgeschrieben.

Bei mehreren Parametern wird die Sachlage etwas komplizierter. Bei zwei Parametern x und y hat man die Möglichkeit, die Glättung zunächst in Richtung x durchzuführen, und dann das Ergebnis nochmal in Richtung y zu glätten, oder umgekehrt vorzugehen. Die Reihenfolge ist dabei nicht gleichgültig, wie sich in der Analyse gezeigt hat. Bei drei Parametern ergeben sich schon sechs verschiedene Permutationen für die Reihenfolge der Glättung. Um den Einfluß dieser Unsicherheit klein zu halten, wurden bei jeder Anpassung jeweils alle Möglichkeiten durchgespielt und die Ergebnisse gemittelt.

Abb.(6.1) zeigt als Beispiel die Sphärizität S für alle Quarks in Abhängigkeit von Λ_{QCD} für das Partonschauermodell. Links oben sieht man die ungeglättete Verteilung. Die Änderungen in Parameterrichtung bleiben klein. Daneben ist die gleiche Verteilung nach der Glättung in B, Λ, und ϵ_b Richtung gezeigt. Der untere Teil des Bildes zeigt das Ergebnis nach einer Λ, ϵ_b, B (links unten) und einer ϵ_b, B, Λ Glättung. Unterschiede in den unterschiedlich geglätteten Verteilungen kann man insbesondere in Bereichen niedriger Statistik erkennen.

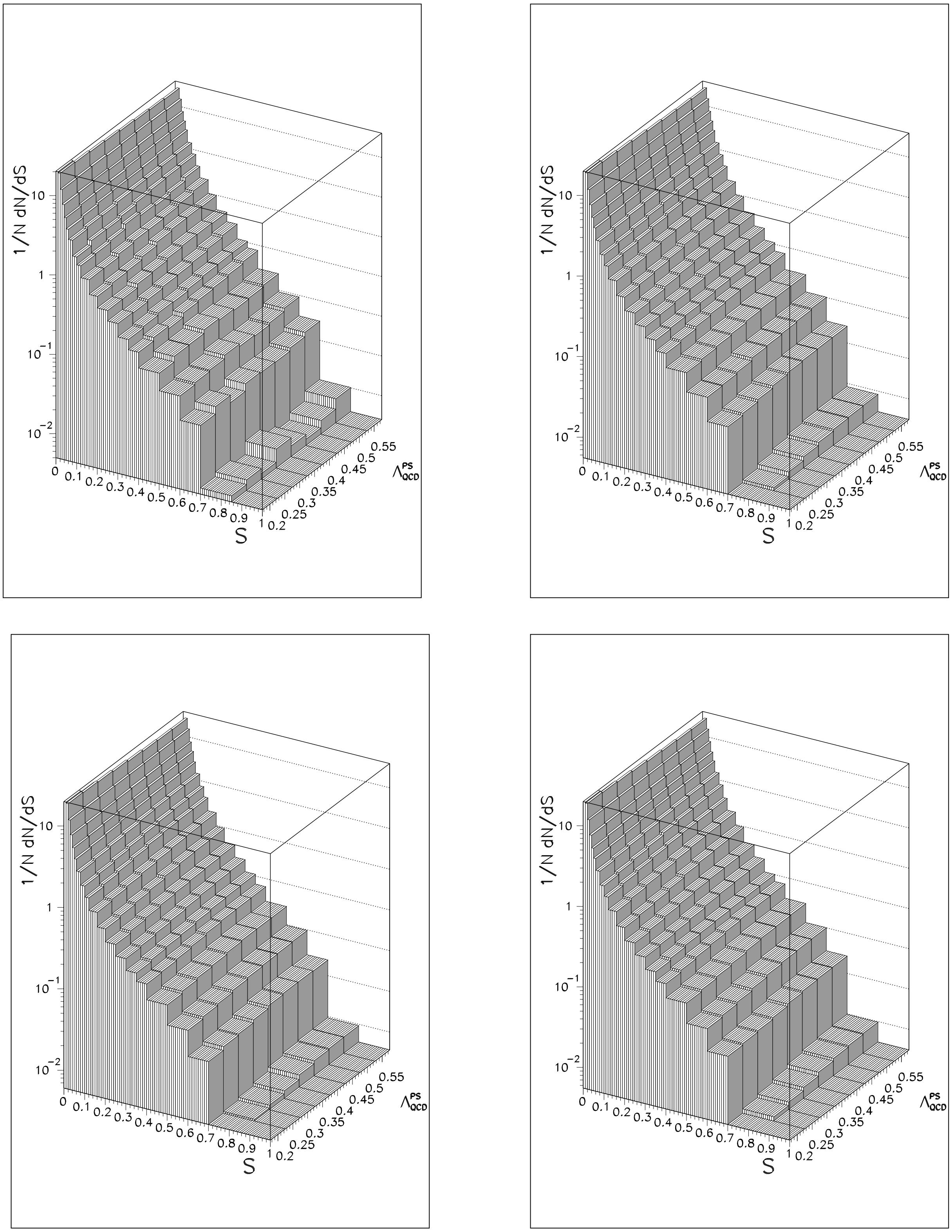


Abbildung 6.1: *Die Abhängigkeit der Sphärizität von Λ_{QCD} im Partonschauermodell. Links oben die ungeglättete Verteilung. Die folgenden Bilder geglättete Verteilungen: Glättung in b, Λ, ϵ_b (rechts oben) und zyklische Permutationen der Glättungsreihenfolge (unten).*

6.1.3 Interpolation

Der zentrale Teil der eigentlichen Anpassungsprozedur ist der Interpolationsalgorithmus. Die Bininhalte der Verteilungen für Zwischenpunkte im Gitter werden ausschließlich durch Interpolation mit kubischen Splines ermittelt. Dabei wird zwischen zwei benachbarten Stützpunkten die Funktion durch ein Polynom dritten Grades approximiert, während der Funktionswert am Stützpunkt selbst reproduziert wird. An den Knoten müssen die ersten Ableitungen existieren. Als Randbedingung wird außerdem gefordert, daß die zweiten Ableitungen an den beiden äußeren Stützstellen verschwinden sollen, so daß sich die Steigung hier nicht mehr ändert. Mit diesen Bedingungen ist die kubische Splinefunktion eindeutig definiert. Die kubischen Splines zeichnen sich durch eine minimale Gesamtkrümmung aus. Eine genauere Beschreibung kubischer Splines findet sich zum Beispiel bei [KU93].

Die Vorgehensweise bei der Interpolation von Zwischenwerten im mehrdimensionalen Fall wird im folgenden zunächst an einem zweidimensionalen Gitter in zwei beliebigen Parametern x und y erläutert. Die Bestimmung einer Verteilung an einem Punkt (x_0, y_0) des Parameterraumes verläuft binweise. Jeder Bin der zu interpolierenden Verteilung ist durch eine Funktion der Parameter x und y gegeben, deren Funktionswerte an den Gitterpunkten aus der Generation bekannt sind. Abbildung (6.2) illustriert die Situation.

1. Zunächst werden interpolierende Splines durch die Gitterpunkte in Richtung x berechnet. Für jeden Knoten der Richtung y ergibt sich so ein Spline.

2. Durch Auswertung dieser Splines an der Stelle x_0 ergeben sich die Funktionswerte an den Punkten (x_0, y_i) für alle Knoten i in y Richtung.

3. Durch die jetzt bekannten Punkte (x_0, y_i) wird ein interpolierender Spline berechnet.

4. Der Funktionswert an der gesuchten Stelle (x_0, y_0) ergibt sich durch Auswertung dieses Spines an der Stelle y_0

Eine Erweiterung auf beliebig viele Dimensionen n ist einfach möglich durch Rückführung des n dimensionalen Problems auf ein $(n-1)$ dimensionales. Gegeben sei ein n-dimensionales Gitter in den Parametern $X_1, X_2, \ldots, X_n$. Gesucht ist der Bininhalt einer Verteilung an einem Punkt $(X_1^0, X_2^0, \ldots, X_n^0)$ des Parameterraumes. Analog Schritt (3) und (4) im zweidimensionalen Fall kann man den gesuchten Funktionswert dann durch einmalige Splineinterpolation ermitteln, wenn man die Funktionswerte an den Stellen $(X_1^0, \ldots, X_{n-1}^0, X_n^j)$ für alle Knoten j der Richtung x_n im Gitter bereits kennt. Dieses ist aber ein $n-1$ dimensionales Problem, das man auf exakt dieselbe Art und Weise lösen kann. Eine Studie hat dabei ergeben, daß das Ergebnis der Interpolation unabhängig davon ist, welche Richtung man als erste in dieser Weise ausreduziert. Man kann also die Richtungen beliebig umordnen. Eine besondere Eigenschaft dieses Algorithmus ist außerdem, daß bei der Interpolation eines Zwischenwertes auf diese Weise Information aus dem gesamten Gitter einfließt. Die Funktionswerte an den Gitterpunkten selbst werden dagegen reproduziert, so daß an diesen Punkten auch der statistische Fehler durch die beschränkte Ereignisanzahl reproduziert wird. In einem ganz ähnlichen Verfahren wie dem oben vorgestellten wurden diese mittels linearer Interpolation zwischen benachbarten Gitterpunkten interpoliert.

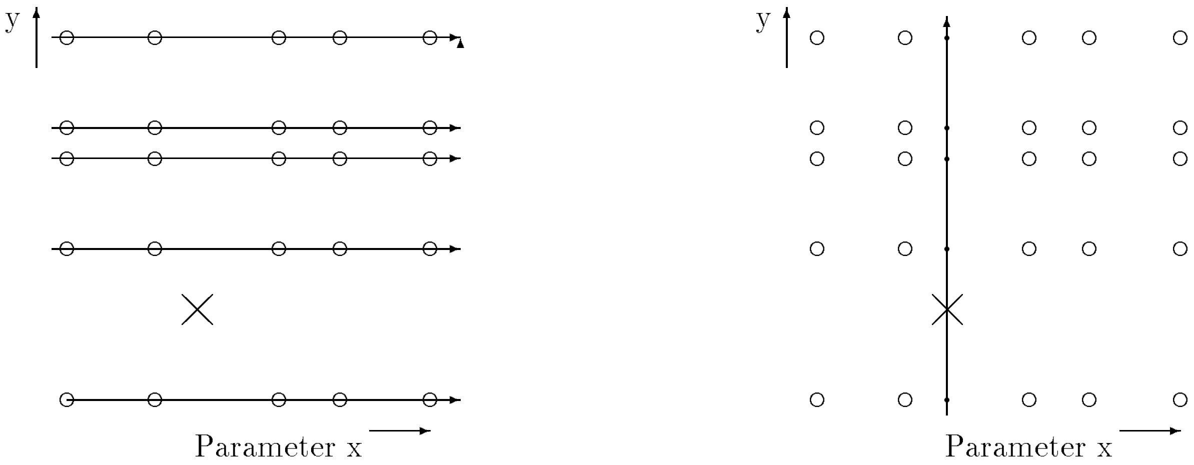


Abbildung 6.2: *Illustration der Arbeitsweise des Interpolationsverfahrens im Falle zweier Parameter x und y. Zu bestimmen ist der Bininhalt am Punkte (x_0, y_0) (Kreuz). Die Kreise kennzeichnen die Gitterpunkte, an denen die Bininhalte bekannt sind. Zunächst werden kubische Splines in Richtung Parameter x berechnet (Pfeile im linken Bild) und für festes x_0 ausgewertet (dünne Punkte im rechten Bild). Durch erneute Splineinterpolation erhält man daraus den gesuchten Wert.*

Probleme können auftreten, wenn sich der zu bestimmende Punkt in einer Richtung außerhalb des Gitters befindet. Dann wurde als statistischer Fehler der statistische Fehler des nächsten Gitterpunktes dieser Richtung angenommen. Dies ist eine gute Approximation, solange man nicht zu weit vom nächsten Gitterpunkt entfernt ist. Auch bei Splineinterpolation außerhalb des Gittersbereiches ist Vorsicht angebracht. Kleine Bereichsüberschreitungen liefern durchaus noch sinnvolle Ergebnisse, aber je weiter außerhalb des Gitters ein zu bestimmender Punkt liegt, desto größer kann der Unterschied zwischen interpolierten und an der gleichen Stelle generierten Verteilungen werden. Deshalb ist es wichtig, das Gitter genügend groß zu konzipieren. Der Vorteil der gezeigten Vorgehensweise ist, daß man keine Limits in den Parametern setzen muß. Einzelne Anpassungen, bei denen einer der zu bestimmenden Parameter am Ende einen Wert hatte, der außerhalb der Grenzen des Gitters lag, wurden vorsichtshalber verworfen.

6.1.4 Iterative Fits

Bei der Anpassung der Parameter unter Benutzung der b und $udsc$ Stichproben wurde folgende Vorgehensweise gewählt:

1. Wahl eines Histogrammsatzes

2. Anpassung unter Benutzung der Verteilungen für alle Quarks. Die Verteilungen wurden in Richtung B,Λ und ϵ_b geglättet, die Anpassung für alle sechs möglichen Permutationen der Glättungsreihenfolge durchgeführt. Anpassungen, bei denen im Ergebnis einer der Parameter einen Wert außerhalb des Gitters annahm, wurden verworfen, die Ergebnisse der übrigen gemittelt.

3. Anpassung unter Benutzung derselben Verteilungen im b- Sektor. Als Startwerte dienen die Ergebnisse von Schritt (2). Der B-Parameter, der die Fragmentation leichter Quarks beschreibt, wird auf seinem letzten Wert festgehalten. Die sonstige Anpassung erfolgt genauso wie in Schritt (2). Es ergibt sich ein neuer Wert für ϵ_b.

4. Anpassung im *udsc*- Sektor. Der Wert für ϵ_b wird auf dem Ergebnis von Schritt (3) festgesetzt. Die sonstige Anpassung erfolgt analog Schritt (2). Es ergibt sich ein neuer Wert für B.

Die Schritte (3) und (4) werden nun solange iteriert, bis die letzte Änderung des Wertes im Parameter kleiner ist als die Fehler nach der Mittelung der Werte. Dies war üblicherweise nach zweieinhalb bis drei Iterationen der Fall, also nach maximal drei b und drei *udsc*-Sektorfits.

6.2 Test des Verfahrens

Begonnen wurde mit der Anpassung im Partonschauermodell. Zum Testen des Verfahrens wurde ein 125 Punkte umfassendes Gitter in den Parametern B (Gl.3.7), Λ_{QCD} (Absatz 3.2.2 auf Seite 19) und ϵ_b (Gl.3.8, Seite 22) generiert. Die Gitterpunkte sind in Tabelle (6.3) aufgeführt. Dieses wurde später weiter ausgebaut. Als Test des Verfahrens kann man bei fester (bekannter) Parametereinstellung einen Satz Spektren im entsprechenden Modell mit hoher Statistik generieren. Im vorliegenden Fall waren dies 100 000 Ereignisse am Zentralwert des Modells (Tabelle 6.1). Dann führt man nach dem vorgestellten Verfahren durch Minimieren einer χ^2 Funktion mit MINUIT eine Parameteroptimierung durch und vergleicht die Ergebnisse mit den tatsächlichen Werten. Dies wurde hier für sieben verschiedene Histogrammkombinationen (Tabelle 6.4) durchgeführt. Die minimierte χ^2 Funktion war

$$\chi^2 = \sum_{Histogramme} \sum_{Bin\ i} \frac{(D_i - G_i)^2}{(\sigma^D_{stat,i})^2 + (\sigma^G_{stat,i})^2}$$

wobei D_i den Referenzwert und G_i den aus dem Gitter interpolierten Wert bezeichnet. Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Anpassung und den Sollwerten sind Fehler des Verfahrens, die nicht vernachlässigt werden können. Beeinflußt werden sie zum Beispiel durch die Wahl der Gitterpunkte, deren Anzahl und Abstände, die Güte der Interpolation und einiges mehr. Sie testen das ganze Verfahren. Bei der Anpassung an echte Daten wurden diese Fehler berücksichtigt. Dort wurde für die von der Anpassung

Parameter		Wert				
B/GeV^{-2}	PARJ(42)	$0,2$	$0,4$	$0,6$	$0,75$	$0,9$
λ^{PS}_{QCD}/GeV	PARJ(81)	$0,2$	$0,25$	$0,3$	$0,35$	$0,4$
$\epsilon_b/10^{-2}$	-PARJ(55)	$0,25$	$0,38$	$0,48$	$0,55$	$0,70$

Tabelle 6.3: *Werte der drei Parameter in der ersten Ausbaustufe des Partonschauergitters.*

Nummer	gleichzeitig verwendete Größen
1	$< N_{ch} >$, x_p, $\mathcal{D}_2$, S
2	$\mathcal{D}_3$, y_t, $1-T$
3	M_h^2/s, M_l^2/s, $y_t^{2\ Jet}$, C
4	M_h^2/s, M_l^2/s, $\mathcal{D}_2$, $1-T$
5	y_s, $\mathcal{D}_2$, $1-T$, C
6	$< N_{ch} >$, M_{major}, p_t^{in} S, $\mathcal{D}_2$
7	$< N_{ch} >$,S,$1-T$,C,M, $\mathcal{D}_2$,$\mathcal{D}_3$, M_h^2/s, M_l^2/s, x_p, y_t, $y_t^{2\ Jet}$, p_t^{in} S

Tabelle 6.4: *Kombination von Verteilungen zum Testen des Verfahrens.*

an echte Daten gelieferten optimierten Parameterwerte eine Stichprobe von Ereignissen erzeugt, die dann zur Bestimmung der Fehler durch das Verfahren benutzt wurden.

Tabelle 6.4 zeigt sieben verschiedene Histogrammkombinationen, für die die Testanpassungen durchgeführt wurden. Die geladene Multiplizität war hier vertreten durch ihren Mittelwert und ihre Breite. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.3 graphisch dargestellt. Man erkennt, daß die Ergebnisse für B und Λ sehr wenig um den Sollwert von $0,701 GeV^{-2}$ für B und $0,297\ GeV$ für Λ streuen. Bei der Bestimmung von ϵ_b sind die Ergebnisse der iterativen Methode wie erwartet besser als die Ergebnisse, die mit den Verteilungen für alle Quarks erzielt wurden. Es fällt auf, daß die Bestimmung von ϵ_b stark von der Kombination der Histogramme abhängt. Das Ergebnis für Kombination 6 weicht um etwa 16% von seinem Sollwert ab. Dies dürfte auf mangelnde Sensitivität der Histogrammkombination auf diesen Parameter hindeuten. Es ist daher wichtig, den Histogrammsatz sorgfältig auszusuchen.

Für jeden der anzupassenden Parameter sollte wenigstens eine sensitive Verteilung enthalten sein. Der Einfluß eines Parameters auf eine bestimmte Verteilung ist nicht immer offensichtlich. Zudem hat sich gezeigt, daß es günstiger ist, weniger Verteilungen gleichzeitig zu benutzen, als alle möglichen Verteilungen zusammen in eine Anpassung hineinzustecken, weil ein solches Vorgehen die Sensitivität auf einzelne Parameter senken kann. Die benutzten Verteilungen sollten außerdem repäsentativ für die Beschreibung hadronischer Endzustände sein. So sollte etwa die Impulsverteilung in alle drei Richtungen des Ereignissystems durch die verwendeten Spektren charakterisiert sein, möglichst ohne einer Richtung dabei den Vorzug zu geben.

6.3 Auswahl der Verteilungen

Zur Auswahl eines Satzes von Verteilungen ist es hilfreich zu wissen, welche Verteilungen sensitiv auf welche Parameter sind. Dies ist keineswegs immer offensichtlich. Um einen Eindruck davon zu bekommen, wie stark sich eine Verteilung bei Änderung eines Parameters verändert, also wie sensitiv sie für bestimmten Parameter ist, kann man das Verhalten des Mittelwertes der Verteilung bei Variation der betreffenden Größe studieren. Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen Beispiele hierfür im Fall des Partonschauermodells.

In Abb.(6.4) ist der Mittelwert der p_t^{in} Verteilung im Thrustsystem in Abhängigkeit vom B- Parameter der symmetrischen LUND Funktion (Absatz 3.7, Seite 22), σ_q (Absatz 3.3, Seite 21) und Q_0 (Absatz 3.2.2, Seite 19) gezeigt. $< p_t^{in} >$ steigt in allen drei Parametern an. Auffallend ist die geringe Abhängigkeit von Q_0, insbesondere im b-Sektor. Der Einfluß dieses Parameters ist durch die Fragmentation häufig verwaschen. Dementsprechend schwierig gestaltet sich eine Bestimmung dieses Parameters. Dasselbe gilt in besonderem Maße auch für die Bestimmung von ϵ_b im Sektor aller Quarks. Man erwartet entsprechend in diesen Parametern relativ hohe Fehler, siehe dazu auch Kapitel 7. Um eine kleine Erhöhung von $< p_t^{in} >$ im b-Sektor allein durch Q_0 zu erzielen, ist wegen der geringen Abhängigkeit eine große Erhöhung von Q_0 erforderlich. Deutlich empfindlicher auf Q_0 ist die mittlere geladene Multiplizität $< N_{gel} >$, wie man aus Abb.(6.5) erkennt. Auch auf die Parameter B und σ_Q ist $< N_{gel} >$ empfindlich. Eine härtere Fragmentation bewirkt, daß mehr Teilchen mit weniger Impuls in der Fragmentation entstehen.

Ähnliche Untersuchungen haben gezeigt, daß erwartungsgemäß differentielle Jetraten sehr empfindlich auf Änderungen in Λ_{QCD} sind. Für σ_q sind die Transversalimpulsverteilungen p_t^{in} und p_t^{out} geeignete Größen. Zur Charakterisierung der longitudinalen Entwicklung eignen sich Verteilungen von S und $1-T$. Auch Rapiditäten können hierzu benutzt werden. Die meisten Verteilungen sind auf mehrere Parameter empfindlich. Durch geeignete Kombination kann man aber eine weitgehende Entkopplung der Parameter erzielen. Verwendung sehr vieler Verteilungen gleichzeitig kann aber zu einer Reduzierung der Empfindlichkeit in einzelnen Parametern führen. Dies trifft in besonderem Maße auf Q_0 zu, dessen Bestimmung bei gleichzeitiger Verwendung sehr vieler Histogramme zu Problemen führte, besonders im b-Sektor.

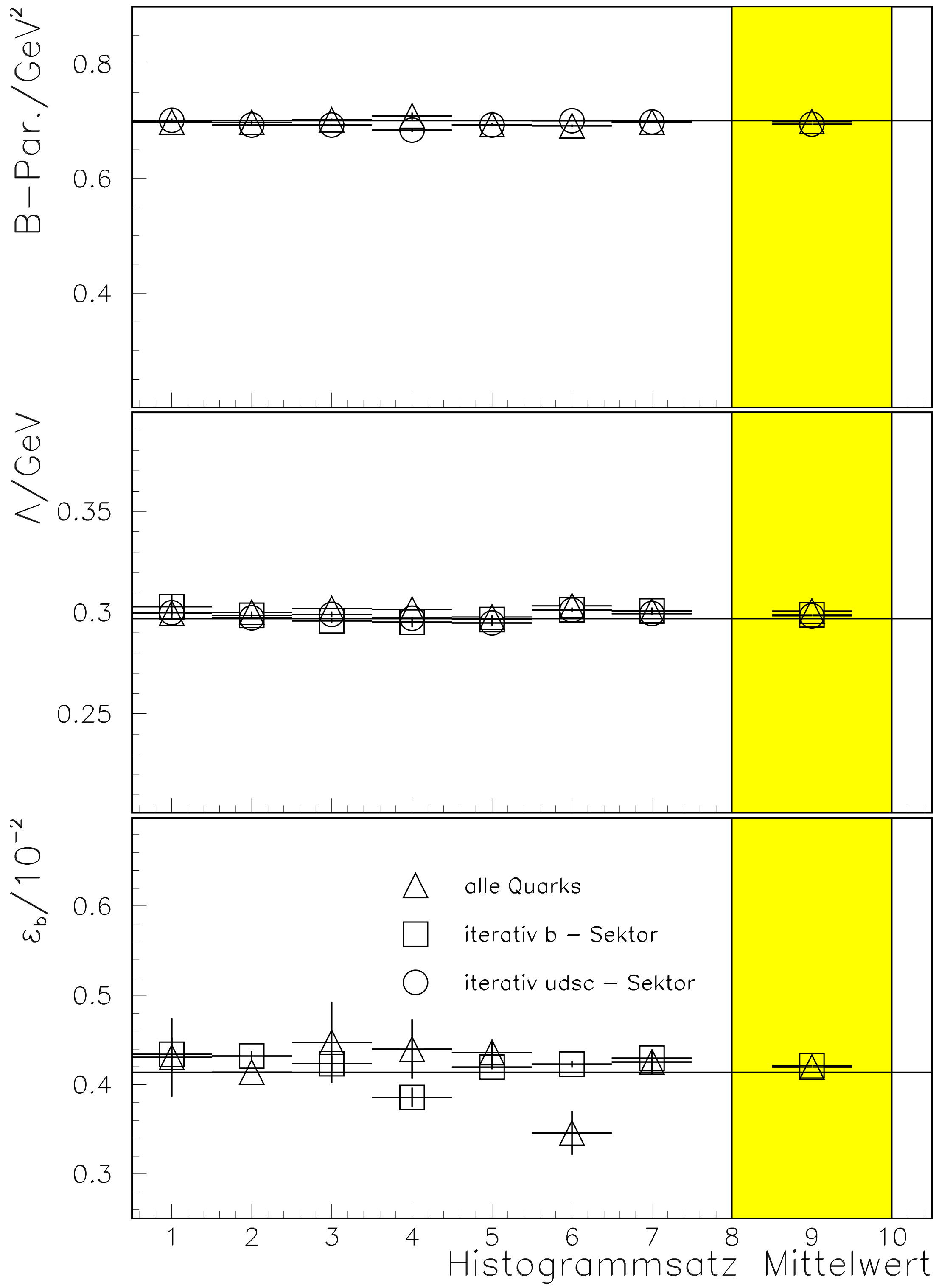


Abbildung 6.3: *Ergebnisse der ersten Testanpassungen an generierte Daten für sieben verschiedene Histogrammkombinationen. Die Sollwerte von $B = 0,701\ GeV^{-2}$, $\Lambda = 0,297\ GeV$ und $\epsilon_b = 0,00401$ sind durch durchgezogene Linien gekennzeichnet. In der letzen Spalte ist der Mittelwert der Ergebnisse über alle Kombinationen eingezeichnet.*

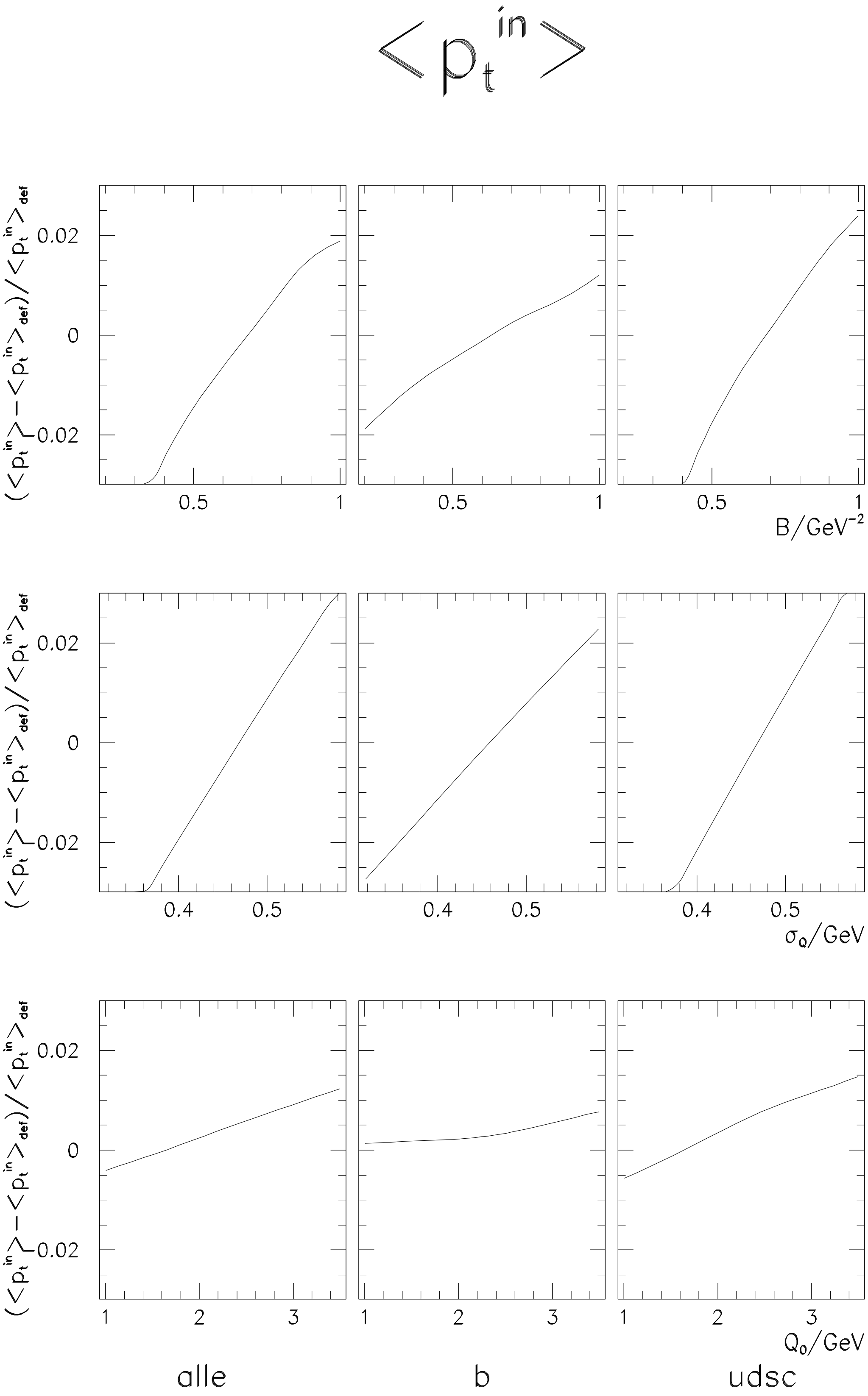


Abbildung 6.4: *relative Änderung des Mittelwertes von p_t^{in} in Abhängigkeit verschiedener freier Parameter. Aufgetragen ist die relative Änderung des Mittelwertes der Verteilung über dem jeweiligen Parameter, bezogen auf den Wert der Voreinstellung.*

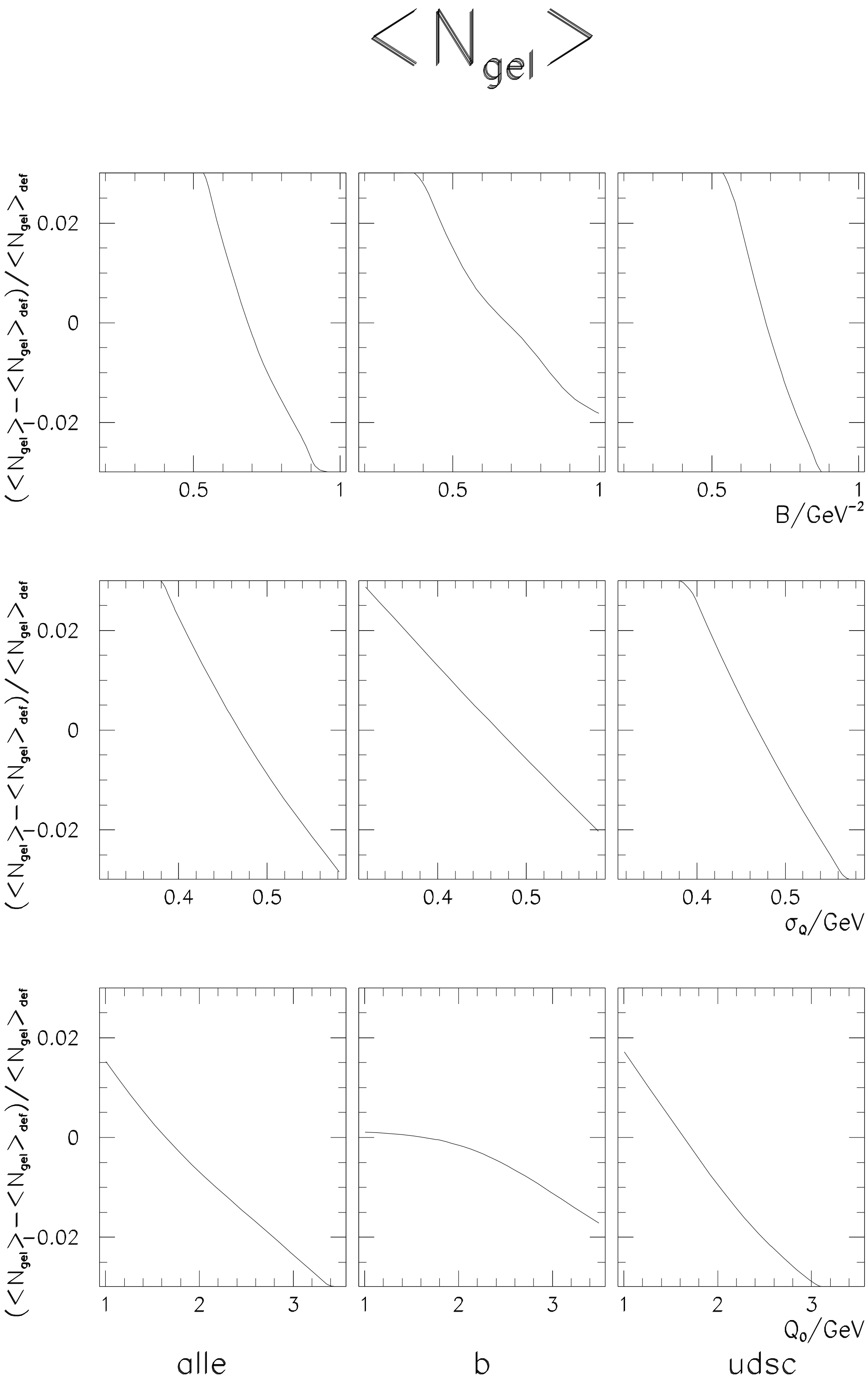


Abbildung 6.5: *relative Änderung des Mittelwertes der geladenen Multiplizität in Abhängigkeit verschiedener freier Parameter. Aufgetragen ist die relative Änderung des Mittelwertes der Verteilung über dem jeweiligen Parameter, bezogen auf den Wert der Voreinstellung.*

Kapitel 7

Ergebnisse

7.1 Verwendung von Daten

Die Anpassung der Parameter des Generators an die Daten erfolgte durch Minimierung der folgenden χ^2 Funktion:

$$\chi^2 = \sum_{Histo} \sum_{Bin\ i} \frac{(f \cdot R_i^{corr} - G_i)^2}{f^2 \cdot [(\sigma_{i,sys})^2 + (\sigma_{i,stat})^2] + (\sigma_{i,stat}^{gen})^2} + \frac{(1-f)^2}{\sigma_f^2} \tag{7.1}$$

Dabei ist R_i der Bininhalt der korrigierten Datenverteilung und G_i der aus dem Gitter interpolierte Wert. G_i ist also eine Funktion der anzupassenden freien Parameter. Neben den statistischen Fehlern im Gitter $\sigma_{i,stat}^{gen}$ und den statistischen Fehlern der Daten $\sigma_{i,stat}$ sind hier die systematischen Fehler $\sigma_{i,sys}$ zu berücksichtigen. Für Verteilungen aller Quarks wird dieser Fehler aus Gl.(5.6) (Seite 51), für b- und $udsc$- Verteilungen aus Gl.(5.7) (Seite 53) bestimmt. Außerdem wurde ein Normalisierungsfehler σ_f berücksichtigt. Bei den Teilchenspektren ist wegen der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse die Fläche unter dem Histogramm gleich der mittleren geladenen Multiplizität. Da diese statistischen Fluktuationen unterliegt, kann es zu einer systematischen Verschiebung der ganzen Verteilung kommen. Um dies zu berücksichtigen, wurde der Faktor f in Gleichung 7.1 eingeführt, der als zusätzlicher freier Parameter gehandhabt wird. Bei Histogrammen, die pro Ereignis nur einen Eintrag enthalten, etwa Verteilungen von Sphärizität oder Thrust, tritt dieser Effekt nicht auf. Deshalb wurde f für solche Variable auf eins festgesetzt. Der zusätzliche Term in der χ^2 Funktion berücksichtigt die Modifikation durch den zusätzlichen Faktor f. Er bewirkt eine künstliche Erhöhung des χ^2 bei großer Abweichung des Normalisierungsfaktors f von eins. Der Normalisierungsfehler σ_f wurde auf 2% abgeschätzt und später variiert, um einen möglichen Einfluß auf das Ergebnis der Anpassung festzustellen. Die verwendete χ^2 Definition Gl.(7.1) ist analog der in [KU93] benutzten.

Die Minimierung wurde mit dem Programmpaket MINUIT durchgeführt. Um sicherzustellen, daß das Verfahren ein echtes Minimum findet, wurde zunächst das SIMPLEX Verfahren bei reduzierter Rechengenauigkeit aufgerufen. Dieses zeichnet sich dadurch aus, daß es relativ unempfindlich gegen statistische Fluktuationen ist. Während mehrerer folgender SIMPLEX Aufrufe wurde die Rechengenauigkeit auf zuletzt 10^{-10} eingestellt. Erst dann wurde eine MIGRAD Minimierung durchgeführt. Die Fehlermatrix wurde mit

HESSE neu berechnet. Die Anpassung wurde nur dann weiter ausgewertet, wenn alle Parameter nach diesem Prozeß innerhalb des Gitters ohne Probleme konvergiert waren. Wie bereits erwähnt, wurden keine Limits in den Parametern gesetzt.

7.2 Partonschauermodell

7.2.1 Parameter, Gitter, Verteilungen

Das Partonschauergitter wurde schrittweise auf insgesamt fünf freie Parameter ausgebaut:

- Der B - Parameter der symmetrischen Lundfunktion Gl.(3.7)
- Der ϵ_b Parameter der Peterson - Fragmentationsfunktion Gl.(3.8)
- Der QCD Skalenparameter Λ_{QCD} im Partonschauermodell (Kapitel 3.2.2)
- Der Abschneideparameter Q_0 in der invarianten Masse bei der Partonschauerentwicklung (Kapitel 3.2.2)
- Die Breite σ_q der Gaußverteilung für die Transversalimpulse primär erzeugter Hadronen. (Kapitel 3.3)

Um den Rechenaufwand in erträglichen Grenzen zu halten, wurden nur die Richtungen B, Λ_{QCD} und ϵ_b soweit ausgebaut, daß eine Glättung möglich war. Das Gitter umfaßte somit insgesamt 2160 Stützpunkte. Die Werte der Parameter im Gitter sind in Tabelle (7.1) aufgetragen. Um statistischen Problemen im b- Bereich vorzubeugen, wurden an jedem Punkt nachträglich 6 000 b- Ereignisse nachproduziert, so daß jeder Gitterpunkt statt etwa 4 400 jetzt 10 400 b Ereignisse umfaßte. Insgesamt wurden 56,16 Millionen Ereignisse generiert. Jede Anpassung wurde für alle sechs möglichen Permutationen der Glättungsreihenfolge durchgeführt. Das Gesamtergebnis jedes Parameters wurde als gewichteter Mittelwert aus den Einzelmessungen (unter Benutzung der MIGRAD Fehler) berechnet gemäß

$$\bar{x} \pm \delta\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{6} w_i x_i}{\sum_{i=1}^{6} w_i} \pm (\sum_{i=1}^{6} w_i)^{-\frac{1}{2}} \tag{7.2}$$

mit

$$w_i = \frac{1}{(\delta x_i)^2} \quad . \tag{7.3}$$

Anpassungen im b- und *udsc*- Bereich wurden iterativ durchgeführt nach dem bereits in Abschnitt 6.1.4 dargestellten Verfahren. Konvergenz trat in allen Fits nach spätestens drei Iteration ein.

Ein Ziel bei der Parametereinstellung in Partonschauermodell war, eine bessere Beschreibung p_t^{out}- artiger Verteilungen zu erreichen. Mit Augenmerk auf diese Forderung wurde die Anpassung daher mit den in Tabelle 7.2 aufgeführten Größen durchgeführt. Um den Einfluß von Untergrund und experimentellen Fehlern so gering wie möglich zu halten, wurden nicht die gesamten Verteilungen benutzt, sondern nur bestimmte Bereiche. Sie sind ebenfalls in Tabelle (7.2) aufgeführt[1]. Die mittlere geladene Multiplizität ist

[1] siehe dazu auch [REI95]

B $[GeV^{-2}]$	0,2	0,4	0,6	0,75	0,9	1,0
$\epsilon_b/10^{-3}$	2,5	3,8	4,8	5,5	7,0	
Λ_{QCD} $[GeV]$	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,55
Q_0 $[GeV]$	1,0	1,732	2,4	3,1		
σ_q $[GeV]$	0,3	0,417	0,5			

Tabelle 7.1: *Werte der Parameter im vollständig ausgebauten Partonschauergitter*

Verteilung	von	bis
mittlere geladene Multiplizität		
Sphärizität (S)	0,01	0,7
p_t^{in} (T)	0,2 GeV	8,0 GeV
p_t^{out} (T)	0 GeV	2,0 GeV
x_p	0,01	0,7
diff. Jetrate (JADE) $\mathcal{D}_2$	0	0,25

Tabelle 7.2: *Verteilungen, die im ersten Schritt der Anpassung benutzt wurden.*

empfindlich für Q_0. S und x_p sind sensitiv auf die Fragmentationsparameter, sie charakterisieren das Aussehen der Ereignisse in Richtung der Ereignisachse. Die $\mathcal{D}_2$ Jetrate ist insbesondere empfindlich für Λ_{QCD}, und p_t^{in} und p_t^{out}, die die Transversalimpulsverteilung beschreiben, sind insbesondere sensitiv auf σ_q.

7.2.2 Ergebnisse und Fehler

Die Ergebnisse mit Verteilungen aller Quarks, bei dem alle Parameter frei variieren konnten, wurden als Startwerte für die iterative Methode benutzt. Begonnen wurde dabei im b- Sektor. Nach zwei $udsc$- und drei b- Anpassungen zeigten die Ergebnisse keine signifikanten Änderungen mehr. Die Parameterwerte am Ende sind in Tabelle 7.3 aufgeführt. Der sich ergebende Parametersatz für die Flavours $udsc$ ist innerhalb der angegebene Fehler gut mit dem Parametersatz aller Flavours verträglich. Im b-Sektor dagegen ist eine leichte Überhöhung von σ_q, Λ_{QCD} und Q_0 zu erkennen. Auf diese Beobachtung wird weiter unten eingegangen.

Die angegebenen Fehler der Parameter setzen sich aus mehreren einzeln ermittelten Fehlern zusammen.

statistische Fehler:

Diese werden vom Verfahren selbst geliefert. Es hat sich gezeigt, daß sich die Parameter durch die Wahl der Histogrammsätze weitgehend entkoppeln lassen. In einer Vorstudie wurden nach der MIGRAD Minimierung asymetrische Fehler der Parameter mit MINOS berechnet. Dabei ergaben sich keine signifikanten Unterschiede

	alle Flavours		b		$udsc$	
B $[GeV^{-2}]$	0,8322	± 0,0989	0,8436		0,8436	± 0,0851
σ_q $[GeV]$	0,4419	± 0,0118	0,4662	± 0,0221	0,4324	± 0,0106
Λ_{QCD} $[GeV]$	0,3258	± 0,0214	0,3767	± 0,0316	0,3188	± 0,0256
Q_o $[GeV]$	1,677	± 0,190	2,8630	± 0,343	1,587	± 0,176
ϵ_b $[10^{-3}]$	$4,233$	$\pm\ 1,4062$	$3,097$	$\pm\ 0,6603$	$3,096$	

Tabelle 7.3: *Ergebnisse der Anpassung im Partonschauermodell. Die iterative Methode war nach zwei udsc- und drei b- Fits konvergiert. Die angegebenen Werte bezeichnen die Ergebnisse der jeweils letzten Anpassung.*

in der Größe der beiden Fehler. Bei der Berechnung der gewichteten Mittelwerte wurden die von MIGRAD gelieferten Fehler verwendet.

Interpolationsfehler:

Um Fehler durch das Verfahren abzuschätzen, wurde für jede der erhaltenen Parametereinstellungen eine Stichprobe von 100 000 Ereignissen generiert und eine Anpassung an die so erhaltenen Verteilungen durchgeführt, analog zu dem in Abschnitt 6.2 beschriebenen Vorgehen zum Testen des Verfahrens. Dabei wurde die gleiche Kombination von Histogrammen benutzt wie bei den echten Daten. Die Ergebnisse wurden wieder als gewichtete Mittelwerte aus den Einzelmessungen für die verschiedenen Glättungspermutationen bestimmt. Die Abweichung der Ergebnisse der Kontrollanpassung vom Sollwert geht dann in den Fehler des Gesamtergebnisses ein. In diesen Fehler gehen viele verschiedene Dinge ein. Die Auswahl der Histogramme und ihre Empfindlichkeit auf bestimmte Parameter spielt ebenso eine Rolle wie die Struktur des Gitters, Interpolationsfehler (zum Beispiel durch Oszillationen einzelner Splines bei ungünstiger Wahl der Gitterpunkte) und der Einfluß des Glättungsalgorithmus.

Schnitte in den Histogrammen:

Wie bereits erwähnt, wurden nicht die gesamten Verteilungen in der Anpassung verwendet. So wurden Bereiche hoher experimenteller Unsicherheiten ausgespart (siehe [REI95]). Die Wahl dieser Schnitte ist allerdings mit Unsicherheiten verbunden, die die Ergebnisse verändern können. Deshalb wurden die Histogrammschnitte verschärft. Die Änderungen des Ergebnisses gehen ebenfalls in den Fehler ein.

Normalisierungsfehlers:

Die Wahl des Normalisierungsfehlers $\sigma_f = 2\%$ ist nicht eindeutig. Deshalb wurden die Anpassungen mit $\sigma_f = 3\%$ und $\sigma_f = 1\%$ wiederholt. Die größte der so erhaltenen Abweichungen vom Ergebnis wurde in die Fehlerberechnung einbezogen.

Wahl des Ereignissystems:

Eine weitere Unsicherheit entsteht durch die Wahl des Ereignissystems. Manche Größen lassen sich sowohl im Thrust als auch im Sphärizitätssystem beschreiben, etwa Rapiditäten und Transversalimpulse. Im Idealfall sollten beide Beschreibungen äquivalent sein. Um dies nachzuprüfen, wurden die Transversalimpulse im Thrustsystem durch die im Sphärizitätssystem ersetzt und die Anpassung wiederholt. Es hat sich gezeigt, daß diese Ersetzung insbesondere auf die Ergebnisse der Fragmentationsparameter und auf Q_0 relativ großen Einfluß hat.

Behandlung statistischer Fehler im Gitter:

Die Behandlung statistischer Fehler im Gitter ist ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet. Bei der Interpolation eines Zwischenpunktes fließt durch die Splineinterpolation immer Information aus dem ganzen Gitter ein. Auf den Stützpunkten selbst jedoch wird der generierte Wert reproduziert. Ein weiterer Punkt ist der Einfluß des Glättungsverfahrens, das statistische Fluktuationen verringern soll. Um diese Unsicherheiten zu berücksichtigen, wurde ganze Anpassung einmal unter Berücksichtigung der statistischen Fehler im Gitter und einmal unter Vernachlässigung dieser Fehler durchgeführt.

minimaler systematischer Fehler:

Der bei der Berechnung des systematischen Fehlers der Daten eingehende abgeschätzte minimale systematische Fehler $minsys$ (siehe Gl.5.6 auf Seite 51) von 2% beziehungsweise 3% wurde ebenfalls um je $\pm1\%$ variiert. Auch hier wurde die größte erhaltene Abweichung vom Ergebnis als Fehler aufgenommen.

Tabelle 7.4 zeigt die Ergebnisse der Abschätzung der einzelnen Fehler. Die angegebenen Gesamtfehler ergeben sich daraus durch quadratische Addition der Einzelfehlerquellen. Problematisch gestaltete sich die Bestimmung von ϵ_b aus Verteilungen aller Flavours. Bei der Anpassung an generierte Daten ergab sich hier ein Fehler von 28%. Der Grund hierfür ist in mangelnder Sensitivität der Histogramme zu suchen. Die sich ergebenden hohen Fehler bei Variation der Histogrammbereiche und anderer Wahl des Ereignissystem sprechen ebenfalls für diese Interpretation.

Betrachtet man die erhaltene Parametereinstellung 7.3, so stellt man fest, daß sich die aus den b Verteilungen erhaltenen Parametersätze von den anderen beiden unterscheiden. Die Werte für σ_q,Λ_{QCD} und Q_0 fallen im b Sektor deutlich höher aus als für leichte und alle Quarks. Aus Abb.(6.4) auf Seite 67 sieht man, daß sowohl σ_q als auch Q_0 den Mittelwert des Transversalimpulses in der Ereignisebene erhöhen. Eine Erhöhung von Λ_{QCD} vergrößert die Kopplungskonstante α_s, was ebenfalls eine Erhöhung des Mittelwertes dieser Verteilung bewirkt. Ein direkter Vergleich korrigierter und generierter Verteilungen für b- Ereignisse findet sich in Abschnitt 7.5.2. Insbesondere für hohe Transversalimpulse bleibt die Generatorvorhersage zum Teil deutlich unter der gemessenen und korrigierten Verteilung. Dies mag ein Grund für die beobachtete Überhöhung der Parameter im b-Sektor sein.

alle Flavours					
Fehlerquelle	Parameter				
	B $[GeV^{-2}]$	σ_q $[GeV]$	Λ_{QCD} $[GeV]$	Q_0 $[GeV]$	ϵ_b $[10^{-3}]$
stat. Fehler	1,47%	0,52%	0,77%	2,49%	4,36%
Interpolation	0,26%	0,10%	0,61%	1,59%	28,14%
Histogrammbereiche	7,67%	1,06%	6,35%	4,74%	11,84%
Normierungsfehler	0,12%	0,03%	0,11%	0,25%	1,81%
Ereignissystem	8,80%	0,19%	0,88%	7,50%	10,67%
stat. Fehler im Gitter	0,50%	0,90%	0,93%	0,26%	5,13%
minimaler syst. Fehler	1,53%	2,20%	0,51%	6,36%	3,03%
Gesamt:	11,88%	2,66%	6,57%	11,31%	33,22%
Parameterwert	0,8322	0,4419	0,3258	1,677	4,233
gesamter Fehler	0,0989	0,0118	0,0214	0,190	1,4062

b Sektor					
Fehlerquelle	Parameter				
	B $[GeV^{-2}]$	σ_q $[GeV]$	Λ_{QCD} $[GeV]$	Q_0 $[GeV]$	ϵ_b $[10^{-3}]$
stat. Fehler		1,42%	1,92%	3,94%	9,13%
Interpolation		0,47%	3,14%	1,68%	8,55%
Histogrammbereiche		2,3%	6,70%	10,40%	11,60%
Normierungsfehler		0,9%	1,00%	0,80%	8,10%
Ereignissystem		3,39%	3,19%	3,07%	4,08%
stat. Fehler im Gitter		0,55%	0,91%	2,14%	1,45%
minimaler syst. Fehler		1,54%	0,41%	1,49%	8,90%
Gesamt:		4,74%	8,40%	11,97%	21,32%
Parameterwert		0,4662	0,3767	2,8630	3,097
gesamter Fehler		0,0221	0,0316	0,343	0,6603

udsc Sektor					
Fehlerquelle	Parameter				
	B $[GeV^{-2}]$	σ_q $[GeV]$	Λ_{QCD} $[GeV]$	Q_0 $[GeV]$	ϵ_b $[10^{-3}]$
stat. Fehler	2,09%	0,77%	1,10%	3,23%	
Interpolation	1,01%	0,26%	1,61%	7,84%	
Histogrammbereiche	9,10%	1,50%	7,60%	5,90%	
Normierungsfehler	0,06%	0,02%	0,13%	0,17%	
Ereignissystem	3,16%	1,16%	1,65%	2,44%	
stat. Fehler im Gitter	1,70%	0,85%	0,05%	1,68%	
minimaler syst. Fehler	0,82%	1,00%	0,38%	2,70%	
Gesamt:	10,09%	2,45%	8,03%	11,08%	
Parameterwert	0,8436	0,4324	0,3188	1,587	
gesamter Fehler	0,0851	0,0106	0,0256	0,176	

Tabelle 7.4: *Aufschlüsselung der einzelnen Fehler, die in die Berechnung des Gesamtfehlers der bestimmten Parameter im Partonschauermodell eingehen.*

7.3 Matrixelementmodell

7.3.1 Parameter und Gitter

Hier wurden die gleichen Parameter angepaßt wie im Fall des Partonschauermodells, abgesehen vom Abschneideparameter in der invarianten Masse Q_0. Tabelle 7.5 zeigt das zu diesem Zweck generierte Gitter. Es besteht aus 375 Gitterpunkte, an denen je 20 000 Ereignisse erzeugt wurden. Es hat sich nun gezeigt, daß der Mittelwert der geladenen

B $[GeV^{-2}]$	0,1	0,4	0,7	1,0	1,3
σ_q $[GeV]$	0,2	0,5	0,8		
Λ_{QCD} $[GeV]$	0,07	0,14	0,21	0,28	0,35
ϵ_b	0,024	0,018	0,012	0,006	0,001

Tabelle 7.5: *Werte der Parameter im Matrixelementgitter*

Multiplizität im Matrixelementmodell **vor** der Anpassung mit 20,2 um fast eine Einheit zu niedrig lag. Eine Anpassung mit freiem Normalisierungsfaktor f führte in Vorversuchen zu einer weiteren Verminderung dieser Größe. Um dem entgegenzuwirken, wurde f bei der Anpassung des Matrixelementmodells deshalb auf eins festgesetzt. Dann wurden zunächst wieder die Histogramme aus Tabelle 7.2 herangezogen und die Anpassung wie beim Partonschauermodell beschrieben, aber bei festem $f = 1$ durchgeführt.

7.3.2 Ergebnisse und weiteres Vorgehen

Für die Verteilungen aller Quarks ergab sich dabei

$$\begin{array}{lcll} B[GeV^{-2}] & = & 0,4600 & \pm 0,0043 \\ \sigma_q[GeV] & = & 0,5362 & \pm 0,0023 \\ \Lambda_{QCD}[GeV] & = & 0,1845 & \pm 0,0022 \\ \epsilon_b & = & 0,00204 & \pm 0,00087 \end{array}$$

Die hier angegebenen Fehler sind nur statistische Fehler. Das mittlere χ^2 lag hier bei 429 bei 86 Kanäle in insgesamt 6 Histogrammen. Den größten Beitrag hierzu lieferte die p_t^{out} Verteilung mit einem χ^2 von 182 pro 14 Kanälen. Die mittlere geladene Multiplizität bei dieser Parametereinstellung war in allen drei Samples etwas zu niedrig. Eine Messung des Mittelwertes des x_E^b Spektrums,der angibt, wieviel der bei der Fragmentation zur Verfügung stehenden Energie primäre b-Hadronen abbekommen, ergab bei dieser Parametereinstellung zudem einen viel zu niedrigen Wert von etwa $0,65$. Der Messwert liegt bei etwa $0,70$. Um eine bessere Beschreibung des b-Sektors zu erzielen, wurden von diesen Werten ausgehend iterative Fits durchgeführt, die nach $3\frac{1}{2}$ Iterationen konvergiert waren. Im letzten b- Sektorfit ergab sich

$$\begin{array}{lcll} \sigma_q[GeV] & = & 0,5421 & \pm 0,0072 \\ \Lambda_{QCD}[GeV] & = & 0,1504 & \pm 0,0048 \\ \epsilon_b & = & 0,00486 & \pm 0,00015 \end{array}$$

und im letzten *udsc*- Sektorfit:

$$\begin{array}{rcll} B[GeV^{-2}] & = & 0,4089 & \pm 0,0044 \\ \sigma_q[GeV] & = & 0,5340 & \pm 0,0030 \\ \Lambda_{QCD}[GeV] & = & 0,2076 & \pm 0,0037 \end{array}$$

Für den so aus den b- Verteilungen ermittelten Wert von ϵ_b wurde eine ausführliche Fehleranalyse durchgeführt, weil er im folgenden weiterverwendet wurde. Die einzelnen Fehler sind in im rechten Teil von Tabelle 7.7 unten aufgeführt. Die Fehleranalyse gleicht der, die beim Partonschauermodell gemacht wurde. Da jedoch der Normalisierungsfaktor f konstant auf eins gehalten wurde, entfällt natürlich die Variation des Normalisierungsfehlers σ_f. Es ergab sich $\epsilon_b = (4,859 \pm 0,971) \cdot 10^{-3}$. Dann wurden wieder B,Λ_{QCD} und σ_q mit den in Tabelle 7.3.2 aufgeführten Verteilungen aller Flavours an die Daten angepaßt, wobei diesmal ϵ_b auf dem gerade ermittelten Wert festgehalten wurde. Die resultierenden Werte der drei übrigen Parameter und die Ergebnisse der ausführlichen Fehleranalyse sind in Tabelle 7.7 aufgeführt. Mit dieser Parametereinstellung konnte bereits eine deutliche Verbesserung des Mittelwertes der x_E^b Verteilung erzielt werden.

Verteilung	von	bis
mittlere geladene Multiplizität		
S	0,01	0,7
A	0	0,14
O	0,02	0,4
M_{Major}	0,06	0,6
p_t^{in} (T)	0,2 GeV	8,0 GeV
x_p	0,01	0,7
diff. Jetrate $\mathcal{D}_2(JADE)$	0	0,25
diff. Jetrate $\mathcal{D}_3(JADE)$	0.002	0,08

Tabelle 7.6: *Größen bei der Anpassung im Matrixelementmodell bei festgesetztem ϵ_b*

Eine weitere Verbesserung ergibt sich durch Nachstellen weiterer Parameter auf der Grundlage der bereits optimierten Einstellung.

7.4 Nachstellen von Parametern

Es hat sich gezeigt, daß die Generatoreinstellung noch verbessert werden kann, wenn man die Fragmentationsparameter A der symmtrischen Lundfunktion Gl.(3.7) und ϵ_c, der die Fragmentation von c Quarks nach der Peterson Fragmentationsfunktion Gl.(3.8) bestimmt, auf der Grundlage der erhaltenen Parametereinstellungen nachstellt. Zu diesem Zweck wurde für jedes der beiden Modelle ein neun Stützpunkte umfassendes Gitter in A und ϵ_c generiert, deren Werte in Tabelle 7.8 aufgeführt sind. Die übrigen Parameter wurden auf den vorher ermittelten optimierten Werten festgehalten. Bei dieser Anpassung wurde ein anderer Satz Histogramme benutzt, der in Tabelle 7.9 aufgeführt

ME Modell	alle Flavours	
$B\ [GeV]^{-2}$	0,4441	$\pm$ 0,0327
$\sigma_q\ [GeV]$	0,4740	$\pm$ 0,0233
$\Lambda\ [GeV]$	0,1828	$\pm$ 0,0158
ϵ_b	$4,859 \cdot 10^{-3}$	

Fehlerquelle	Parameter			
	$B[GeV^{-2}]$	$\sigma_q[GeV]$	$\Lambda_{QCD}[GeV]$	ϵ_b
stat. Fehler	$0,79\%$	$0,68\%$	$0,87\%$	$3,60\%$
Interpolation	$1,30\%$	$0,08\%$	$0,09\%$	$11,27\%$
Histogrammbereiche	$1,34\%$	$2,02\%$	$6,35\%$	$7,49\%$
Ereignissystem	$6,60\%$	$3,63\%$	$3,88\%$	$2,50\%$
stat. Fehler im Gitter	$1,11\%$	$2,25\%$	$4,28\%$	$13,81\%$
minimaler syst. Fehler	$2,29\%$	$1,18\%$	$0,64\%$	$2,52\%$
Gesamt:	$7,36\%$	$4,92\%$	$8,65\%$	$19,98\%$

Tabelle 7.7: *Ergebnisse der Anpassung im Matrixelementmodell. Oben sind die Werte aufgeführt, darunter sind die Fehler aufgeschlüsselt. ϵ_b blieb bei der Anpassung fest auf dem angegebenen Wert, der aus dem vorausgegangenen iterativen Fit bestimmt wurde. Der unten aufgeschlüsselte Fehler in ϵ_b bezieht sich auf die vorangegangene iterative Bestimmung. Er führt auf $\epsilon_b = (4,859 \pm 0,9711) \cdot 10^{-3}$.*

	PS Gitter			ME Gitter		
A	0,1	0,5	0,9	0,4	0,9	1,4
ϵ_c	0,09	0,0631	0,03	0,1	0,084	0,04

Tabelle 7.8: *Gitterpunkte in A und ϵ_c zur Verbesserung der Anpassung*

ist. Insbesondere wurde für die Beschreibung der Entwicklung in Richtung der Ereignisachse die Rapidität in Richtung der Sphärizitätsachse mitgefittet. Im Partonschauermodell wurden außerdem Thrust, Oblateness und Major mit zur Anpassung herangezogen, um eine Verbesserung der Beschreibung dieser Größen zu erzielen. Eine Glättung des Gitters konnte hier wegen der niedrigen Anzahl von Stützpunkten in den beiden Parametern nicht durchgeführt werden. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 7.10 aufgeführt. Auch in diesem Fall wurde eine detaillierte Fehleranalyse durchgeführt. Eine Aufschlüsselung der Fehlerquellen findet sich ebenfalls in Tabelle 7.10. Inbesondere im Matrixelementgitter fällt der große Fehler durch das Interpolationsverfahren ins Auge. Dies kann mit der niedrigen Anzahl von Stützpunkten zusammenhängen. Ein Ausbau in dieser Richtung und eine Glättung könnte hier Abhilfe schaffen.

Verteilung	von	bis
mittlere geladene Multiplizität		
p_t^{in} (S System)	0,2 GeV	8,0 GeV
p_t^{out} (S System)	0 GeV	2,0 GeV
x_p	0,01	0,7
Rapidität (S System)	0,75	4,25
diff. Jetrate $\mathcal{D}_2(JADE)$	0	0,25
diff. Jetrate $\mathcal{D}_3(JADE)$	0,002	0,08
Thrust (T)	0,01	0,3
Oblateness (O)	0,02	0,4
Major (M_{Major})	0,06	0,6

Tabelle 7.9: *Histogrammsatz, der beim Nachstellen der Fragmentationsparameter A und ϵ_c benutzt wurde. Beim Partonschauermodell wurden alle aufgeführten Größen gefittet, im Matrixelement nur die im oberen Teil der Tabelle.*

	PS Modell		ME Modell	
A	0,5340	$\pm 0,0660$	0,9215	$\pm 0,0486$
ϵ_c	0,0371	$\pm 0,0041$	0,0717	$\pm 0,0232$

	PS		ME	
Fehlerquelle	Parameter		Parameter	
	A	ϵ_c	A	ϵ_c
stat. Fehler	3,45%	5,84%	1,73%	5,28%
Interpolation	1,32%	5,93%	1,68%	29,43%
Histogrammbereiche	2,26%	0,46%	4,14%	3,30%
Normierungsfehler	0,94%	1,78%	-	-
Ereignissystem	3,86%	4,97%	0,12%	4,75%
stat. Fehler im Gitter	9,77%	4,57%	0,32%	10,57%
minimaler syst. Fehler	4,76%	1,44%	2,17%	2,27%
Gesamt:	12,36%	10,97%	5,27%	32,32%

Tabelle 7.10: *Ergebnisse der Anpassung von A and ϵ_c im PS und ME Modell (oben). Die untere Tabelle zeigt, wie sich die angegebenen Fehler zusammensetzen.*

7.5 Bemerkungen zu den Ergebnissen

Abb.(7.1) zeigt einen Vergleich der mittleren geladenen Multiplizitäten in allen drei Samples im Vergleich zu den Daten. Die gemessenen Multiplizitäten werden von beiden Generatoren zufriedenstellend reproduziert, wobei das Matrixelement hier besser abschneidet.

Die Bestimmung der Fragmentationsparameter schwerer Quarks ϵ_b und ϵ_c erfolgte in dieser Analyse getrennt. Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, sind beide Parameter über die Quadrate der Quarkmassen korreliert:

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = \frac{m_b^2}{m_c^2} \tag{7.4}$$

Unter Verwendung der im Generator eingestellten Konstituentenquarkmassen von $m_b = 5\ GeV/c^2$ und $m_c = 1,6\ GeV/c^2$ sollte sich deshalb ein Verhältnis von $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} \approx 9,77$ einstellen. Hier sei bemerkt, daß die Bestimmung der Quarkmassen mit großen Unsicherheiten verbunden ist. In [PDG94] werden für die Polmassen von b- und c- Quarks $1,2\ GeV/c^2 \leq m_c \leq 1,9\ GeV/c^2$ und $4,5\ GeV/c^2 \leq m_b \leq 4,9\ GeV/c^2$ angegeben. Für das Verhältnis der Quarkmassen ergibt sich dementsprechend ein relativ weiter Bereich erlaubter Werte. Trotzdem kann die Zwangsbedingung als Konsistenzcheck der Einstellung dienen. Für das **Partonschauermodell** ergibt sich unter Benutzung der angegebenen Fehler

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = 8,8 \pm 3,2$$

in guter Übereinstimmung mit der Vorgabe von 9,77. Im Falle des **Matrixelementmodells** ist

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = 14,8 \pm 5,6$$

Dieser Wert ist deutlich höher, aber innerhalb des großen Fehlers immernoch mit dem theoretischen Wert verträglich. Die größten Unsicherheiten liegen in diesem Fall bei der Bestimmung von ϵ_c. Als Ausweg kann man versuchen, das produzierte Gitter beim Nachstellen von A und ϵ_c um einige Punkte in ϵ_b zu erweitern und dann mittels eines iterativen Verfahrens die Werte zu verbessern. Außerdem wäre eine Glättung angebracht,was aber mit relativ hohem Aufwand verbunden ist, weil dazu mehrere Zwischenpunkte im Gitter nachproduziert werden müssen.

Der Mittelwert des x_E^b Spektrums aller primären B-Hadronen ergab sich im Partonschauermodell zu $0,7093$ mit einem statistischen Fehler von $0,0009$, was in guter Übereinstimmung mit dem in [HAD94] bestimmten Wert von $0,707 \pm 0,006(stat.)^{+0,011}_{-0,010}(syst.)$ ist.

Im Matrixelement ergab sich mit $< x_E^b >= 0,7233$ bei einem statistischen Fehler von 0,0009 ein deutlich höherer Wert, der aber innerhalb der Fehler ebenfalls mit dem in [HAD94] angegebenen Wert verträglich ist.

Interessant ist auch ein Vergleich des im Matrixelementmodell bestimmten Wertes von Λ_{QCD}, bei dem es sich um $\Lambda^{(5)}_{\overline{MS}}$ (in zweiter Ordnung) handelt, mit dem Literaturwert. In [PDG94] wird ein gemittelter Wert von $0,195 + 0,065 - 0,050\ GeV$ angegeben, was einer starken Kopplungskonstante von $\alpha_s(M_Z) = 0,117 \pm 0,005$ entspricht. Der in der

Analyse ermittelte Wert von $0,1828\ GeV$ paßt gut zu diesem Wert. Vorsicht ist jedoch bei der Interpretation des hier ermittelten Fehlers angebracht. Systematische Fehler durch die Wahl des Renormalisierungsfaktors und den y_{cut}- Wert im Matrixelementmodell sind darin nicht berücksichtigt.

7.5.1 Vergleich der Modelle

Die Abbildungen (7.2), (7.3) und (7.4) zeigen einen Vergleich einiger Verteilungen mit alter und neuer Parametereinstellung für das Matrixelement- und das Partonschauer-MonteCarlo. Im Anhang befinden sich Tabellen dieser Verteilungen, in denen die einzelnen Kanalinhalte mit Fehlern und χ^2 aufgeführt sind.

Aus Abb.(7.2) erkennt man, daß die Sphärizität durch das Partonschauermodell besser reproduziert wird als durch das Matrixelement. Bei den 17 betrachteten Kanälen ergibt sich ein $\chi^2/Kanal$ von etwa 1,7 im Partonschauermodell und von knapp sieben im Matrixelement. Deutlich besser beschrieben wird dagegen die Verteilung des skalierten Impulses x_p, Abb.(7.3). Es ergeben sich für x_p bei 20 Kanälen ein $\chi^2/Kanal$ von $0,4833$ im Partonschauermodell sowie von $3,816$ im Matrixelement, so daß auch hier das Partonschauermodell wesentlich besser abschneidet. Das Matrixelementmodell dagegen ist bei der Beschreibung von p_t^{in} und y_t überlegen, wie man aus Tabelle A.4 und A.5 (Seite 96 f.) und den Abbildungen 7.3 und 7.4 erkennen kann.

Auffallend ist die schlechte Beschreibung der Transversalimpulse senkrecht zur Ereignisebene in beiden Modellen. Dies gilt insbesondere für hohe Transversalimpulse. Dieser Mangel konnte auch durch die Parameteroptimierung nicht behoben werden. Durch die neue Einstellung ist aber eine leichte Verbesserung der Beschreibung p_t^{out}- artiger Größen, insbesondere im Bereich kleiner Impulse, erreicht worden. Der Mangel hoher p_t^{out} Werte im JETSET MonteCarlo ist ein bekanntes Problem des JETSET MonteCarlo Generators. In der neueren Version 7.4 des JETSET Generators ist deshalb eine zweite Gaußfunktion zur Erzeugung von Transversalimpulsen vorgesehen. Bei großen Transversalimpulsen bringt das jedoch auch nur bedingt Abhilfe [APEL94]. Die Beschreibung von p_t^{out} ist in der Partonschauer - Alternative deutlich besser als im Matrixelement. Aus Tabelle A.6 im Anhang entnimmt man für das Matrixelementmodell ein $\chi^2/Kanal = 61,1$ bei 14 Kanälen, für das Partonschauermodell dagegen $\chi^2/Kanal = 8,6$ bei ebenfalls bei 14 Kanälen. Die Hauptbeiträge kommen dabei in beiden Fällen von $p_t^{out} > 1\ GeV$. Ähnliches gilt für die Aplanarität, die ebenfalls den Transversalimpuls aus der Ereignisebene mißt. Die Aplanarität ist eine im Impuls quadratische Größe, dadurch ist der Effekt hier noch stärker ausgeprägt. Sie wird von keinem der beiden Modelle beschrieben. Im Matrixelement ergibt sich ein $\chi^2/Kanal = 52,526$ bei 11 Kanälen. Auch hier schneidet das Partonschauermodell mit einem $\chi^2/Kanal = 4,77$ deutlich besser ab als die Matrixelementalternative.

Insgesamt kann man sagen, daß die Partonschaueralternative die Verteilungen aller Quarkflavours bis auf einige Ausnahmen besser zu reproduzieren vermag als die Matrixelementmethode. Vom Matrixelement besser beschrieben wird insbesondere die Verteilung der Rapidität. Hier gibt es im Partonschauermodell Abweichungen im Bereich kleiner Rapiditäten.

7.5.2 Beschreibung des b-Sektors

Abbildung 7.5 zeigt die Transversalimpulsverteilungen im b- Sektor für die beiden Modelle. Im oberen Teil sind die Verteilungen in der Ausgangseinstellung gezeigt, im unteren Teil wurden die aus den Verteilungen aller Quarks gewonnenen Parametersätze nach Nachstellen von A und ϵ_c verwendet. Auch zu den in diesem Abschnitt diskutierten Verteilungen finden sich im Anhang Vergleichstabellen. Man erkennt auch hier eine schlechte Beschreibung der p_t^{out} Verteilung und verwandter Größen wie Aplanarität in beiden Modellen, wobei auch hier die Matrixelementalternative schlechter abschneidet als das Partonschauermodell. Außerdem liefert der Generator tendenziell zu wenig Spuren mit hohem p_t^{in}. Durch die Parametereinstellung wird dieser Mangel geringfügig abgeschwächt, aber nicht vollständig behoben. Das $\chi^2/Kanal$ liegt im Partonschauerfall bei $2,033$, im Matrixelementfall bei $1,270$ bei jeweils 20 Kanälen, so daß auch im b-Sektor die p_t^{in} Verteilung durch die Matrixelementalternative besser beschrieben wird.

Eine deutliche Verbesserung der Beschreibung von x_p und y_t im b-Sektor konnte im Fall des Matrixelementmodells erzielt werden. Abb.(7.6) gibt einen Vergleich dieser beiden Parameter vor und nach der Einstellung, analog Abb.(7.5). Mit einem $\chi^2/Kanal$ von etwa $0,2$ bei 15 Kanälen wird die Rapidität vom Matrixelement ausgezeichnet wiedergegeben. Aber auch die Beschreibung durch das Partonschauermodell ist mit etwa 0,6 sehr gut. Bei der Interpretation der χ^2 Werte im b-Sektor sollte beachtet werden, daß die Verteilungen der Daten aufgrund der kleineren Statistik größere statistische und durch das Taggingverfahren auch größere systematische Fehler aufweisen als die entsprechenden Verteilungen nicht getaggter Daten, was zu niedrigeren χ^2 Werten führt. Beim Vergleich der angegebenen χ^2 Werte für unterschiedliche Samples ist daher Vorsicht angebracht.

Zusammenfassend kann man sagen, daß insbesondere im Partonschauermodell die p_t Verteilungen schlecht beschrieben sind. Bei der Anpassung im b- Sektor führt dies zu einer Überhöhung solcher Parameter, die die Anzahl Spuren mit hohem p_t zu erhöhen vermögen. Dieser Effekt schlägt sich in den Ergebnissen Tabelle 7.3 nieder. Die aus dem b - Sektor resultierende Parametereinstellung beschreibt den b Sektor entsprechend etwas besser. Für die Abbildungen (7.7) und (7.8) wurden mit den aus dem b-Sektor gewonnenen Parametersatz aus Tabelle 7.3 Verteilungen erzeugt. Die Bilder zeigen einen Vergleich dieses Parametersatzes mit dem für die Vergleiche oben benutzten Satz. Die Verbesserung der Vorhersagen im b-Sektor erkauft man sich aber durch eine schlechtere Beschreibung der Verteilungen aller Quarkflavours. Eine gleichzeitige optimale Beschreibung konnte nicht erreicht werden. Dieses Verhalten deutet auf ein Problem des Generators bei der Beschreibung schwerer Quarks hin.

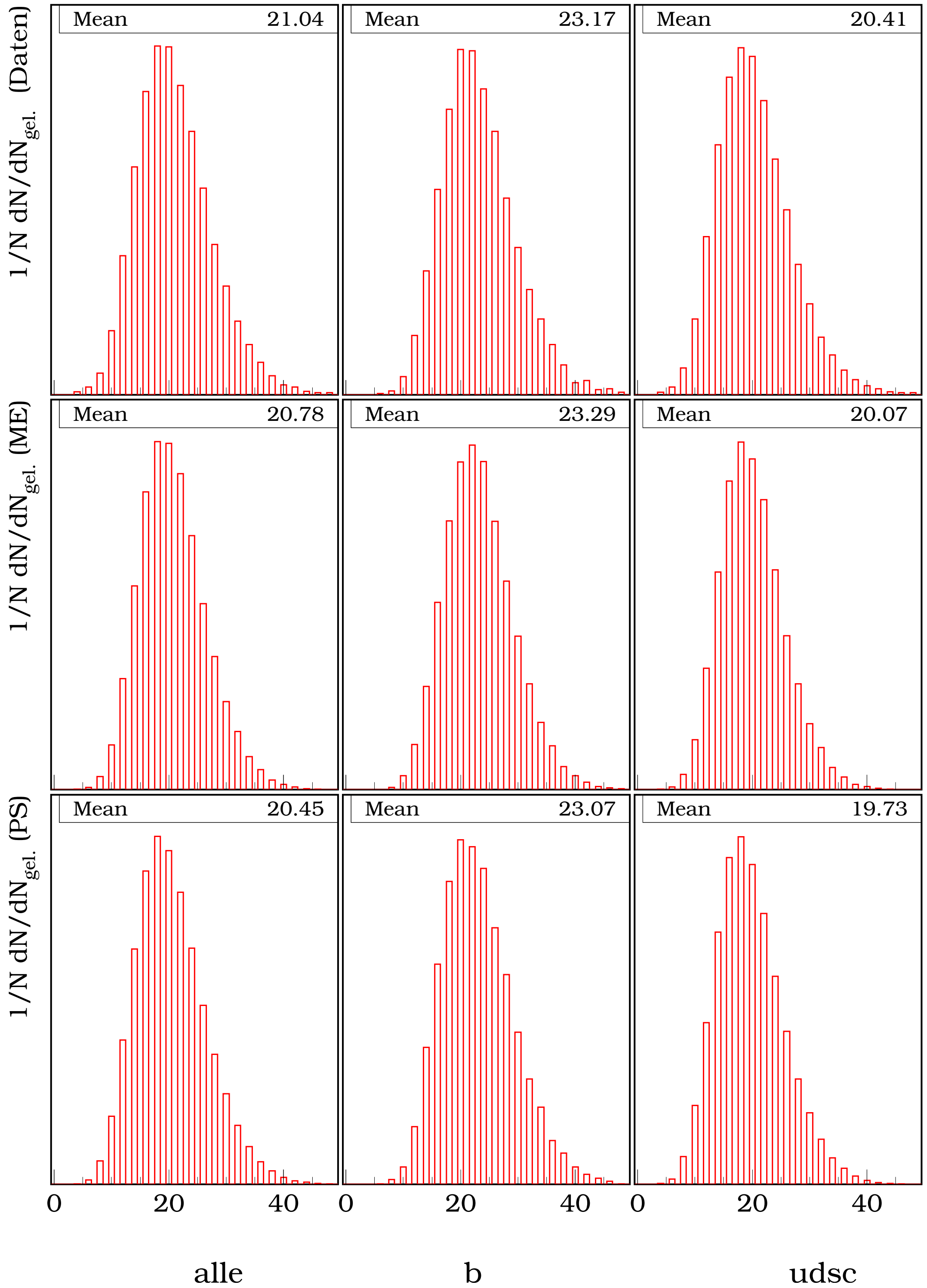


Abbildung 7.1: *Vergleich der geladenen Multiplizitäten aller drei Stichproben für Daten (oben), Matrixelement (Mitte) und Partonschauermodell nach der Anpassung. Wegen Ladungserhaltung ist nur jeder zweite Bin gefüllt. Die Daten wurden entsprechend korrigiert.*

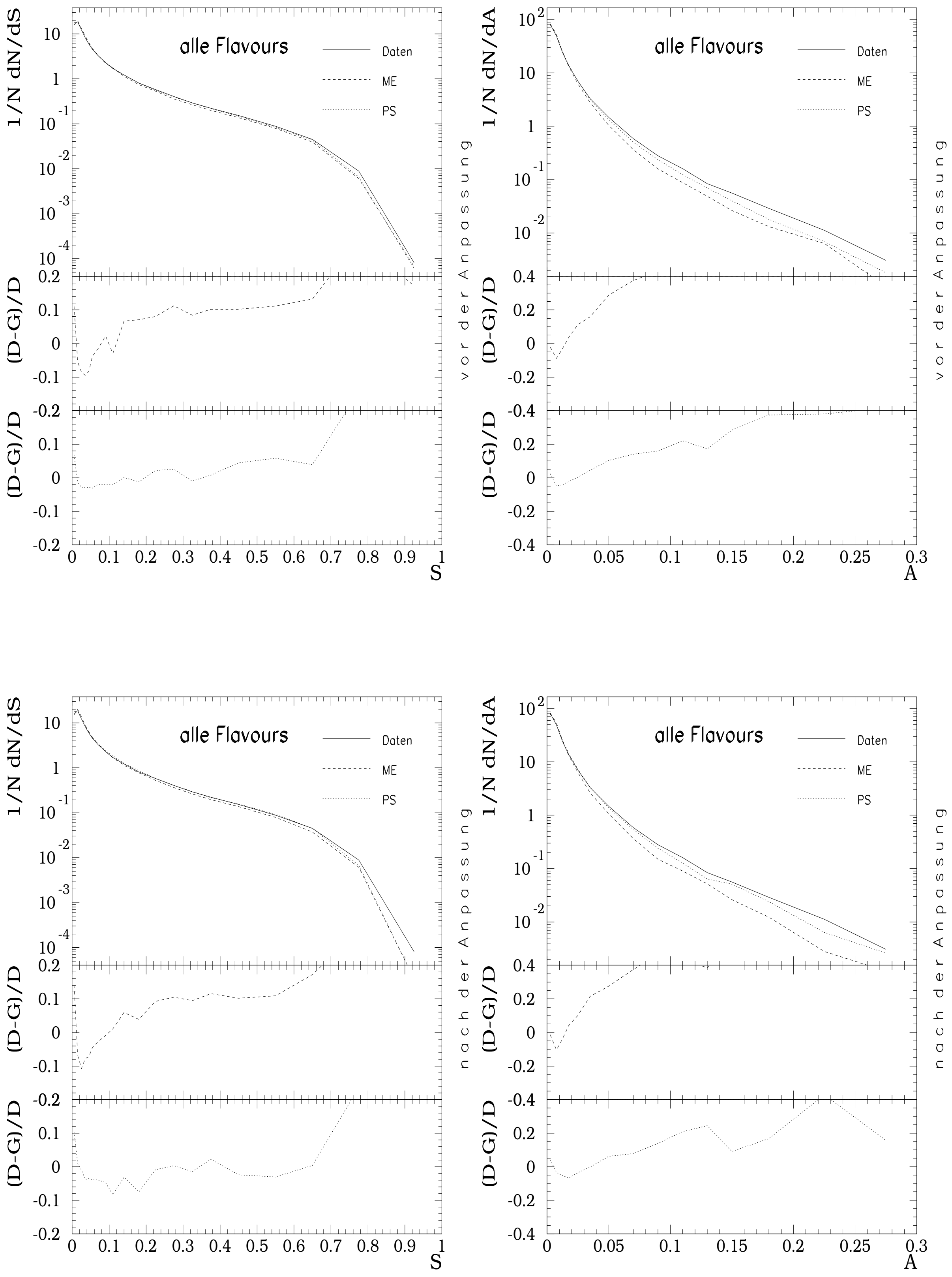


Abbildung 7.2: *Vergleich von S (links) und A Verteilung (rechts) vor (oben) und nach (unten) der Anpassung aller Parameter im Sektor aller fünf Quarkflavours für ME und PS Modell.*

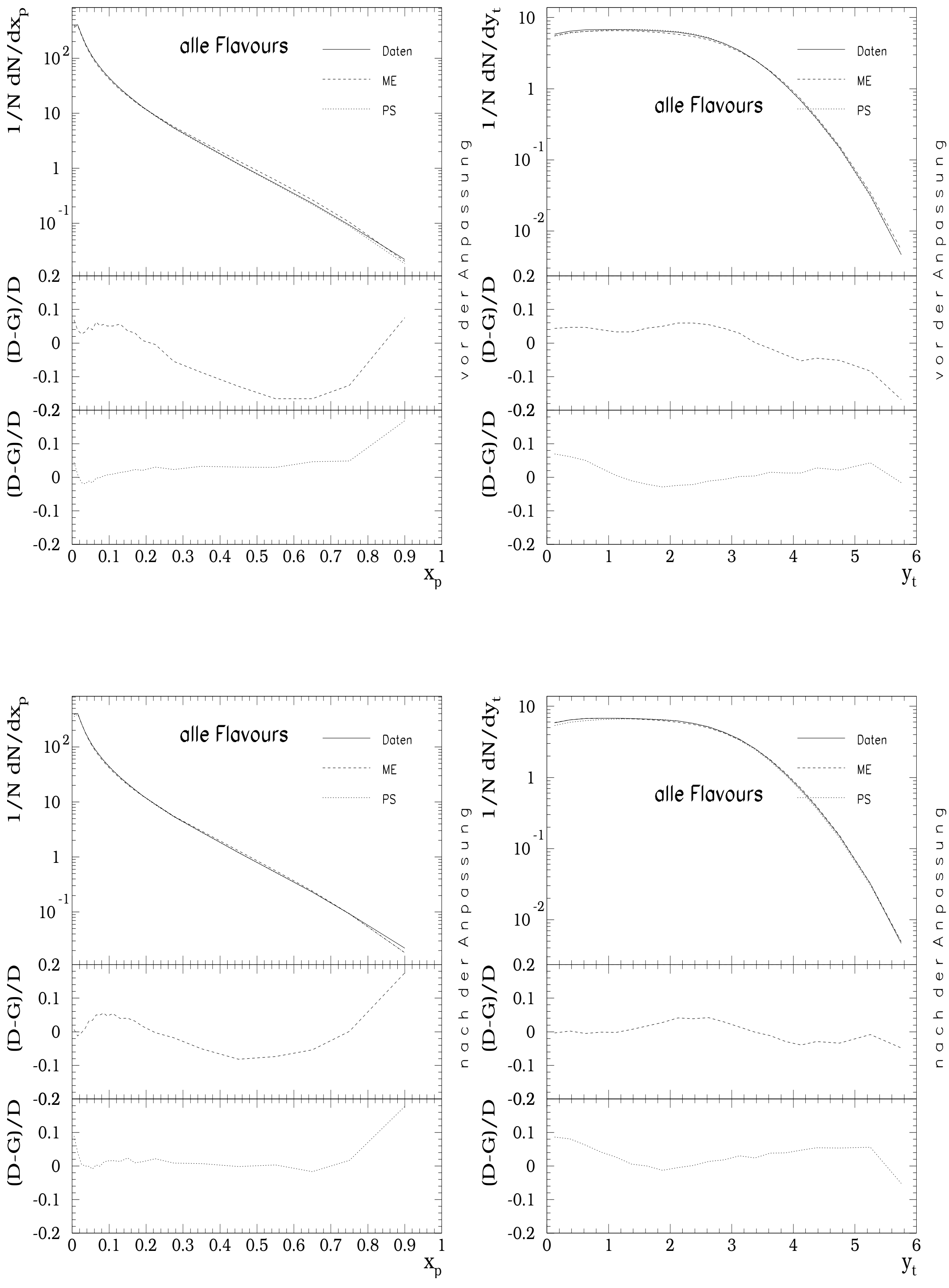


Abbildung 7.3: *Vergleich von x_p (links) und y_t Verteilung (rechts) vor (oben) und nach (unten) der Anpassung aller Parameter im Sektor aller fünf Quarkflavours für ME und PS Modell.*

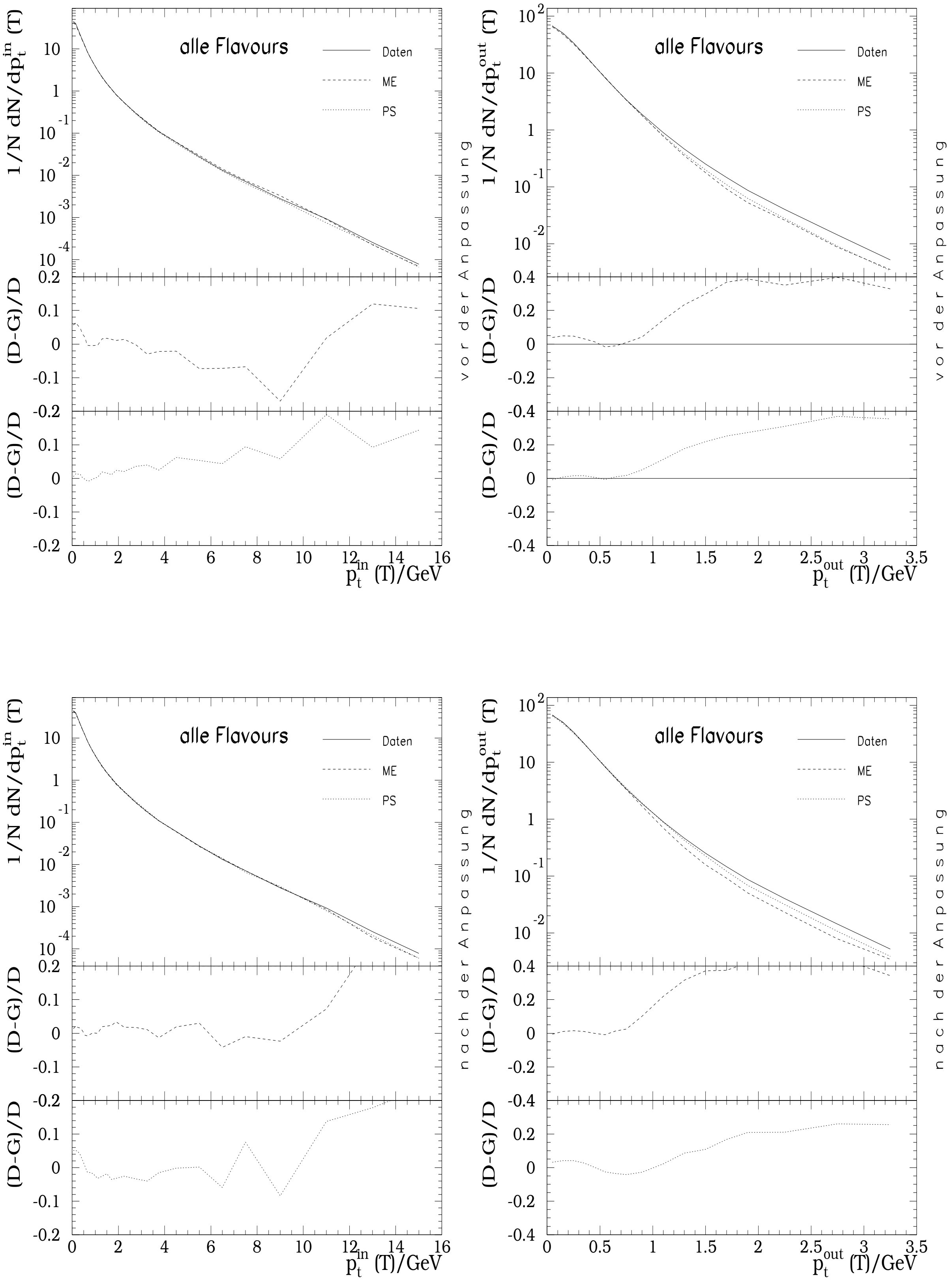


Abbildung 7.4: *Vergleich von $p_t^{in}(T)$ (links) und $p_t^{out}(T)$ Verteilung (rechts) vor (oben) und nach (unten) der Anpassung aller Parameter im Sektor aller fünf Quarkflavours für ME und PS Modell.*

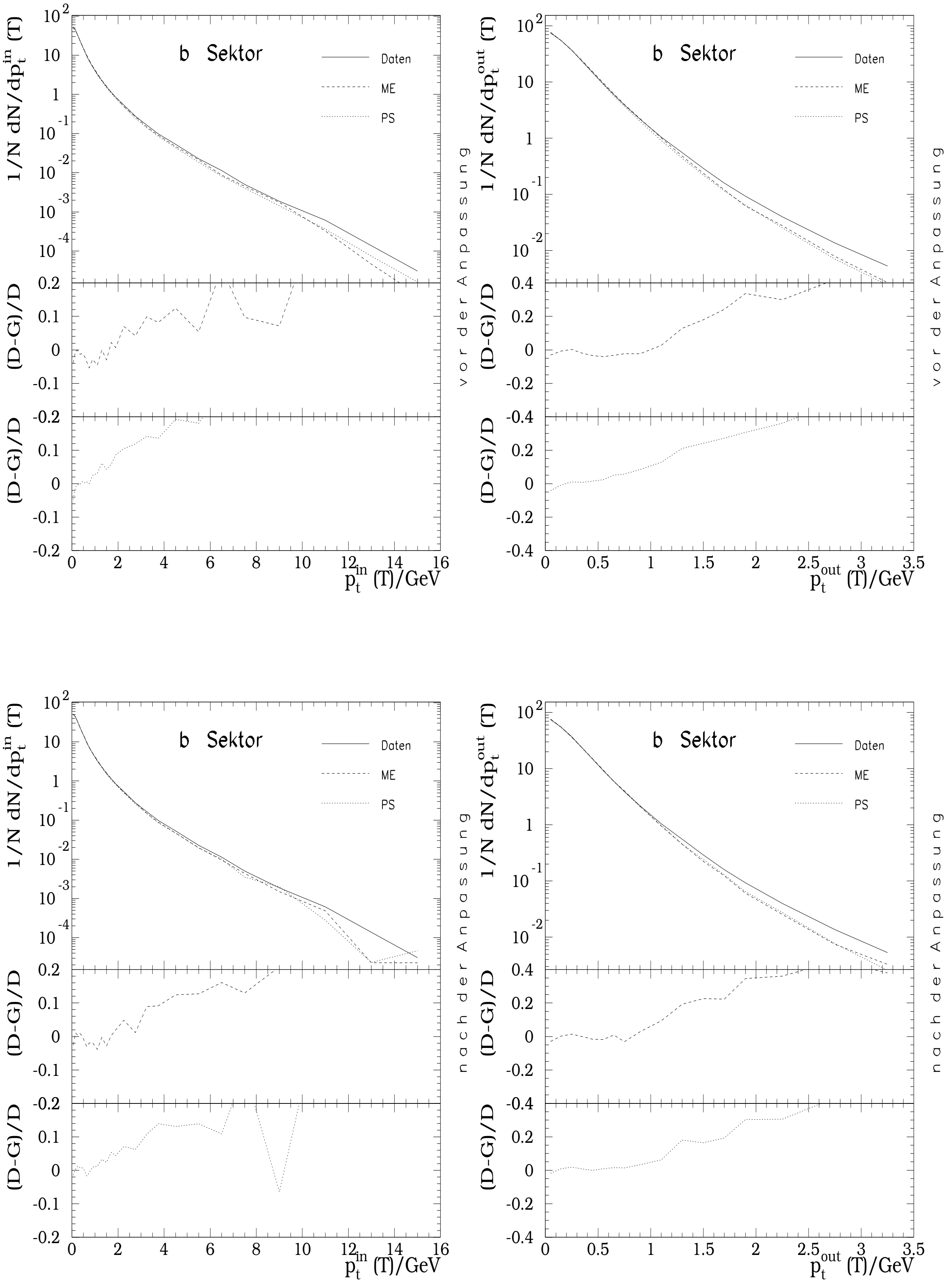


Abbildung 7.5: *Vergleich von $p_t^{in}(T)$ (links) und $p_t^{out}(T)$ Verteilung (rechts) vor (oben) und nach (unten) der Anpassung aller Parameter im Sektor aller fünf Quarkflavours für ME und PS Modell, aber diesmal im b Sektor. Die Einstellung bewirkt eine leichte Verbesserung der Beschreibung*

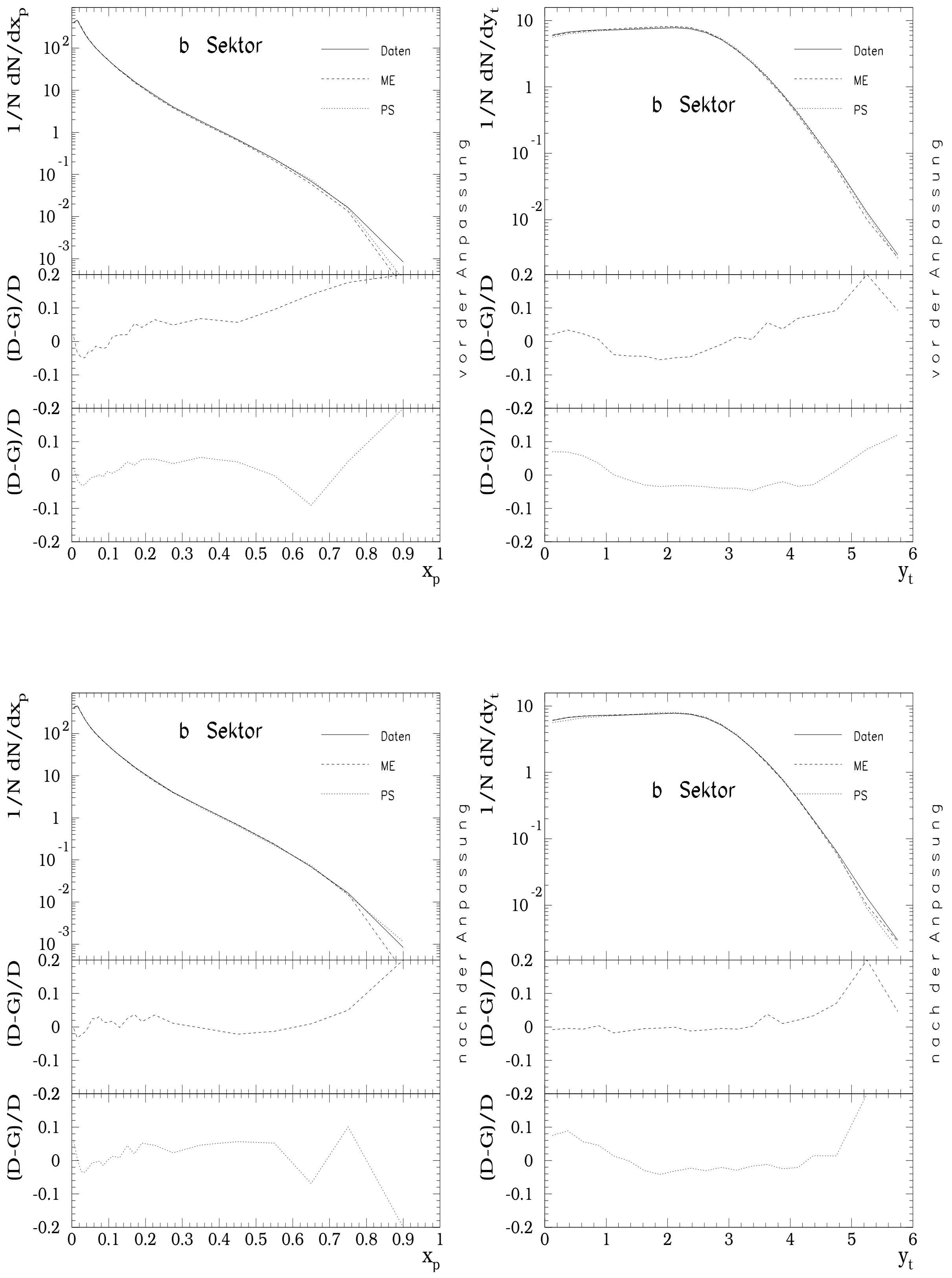


Abbildung 7.6: *Vergleich von x_p (links) und y_t Verteilung (rechts) vor (oben) und nach (unten) der Anpassung aller Parameter im Sektor aller fünf Quarkflavours für ME und PS Modell, aber diesmal im b- Sektor. Besonders im Matrixelemtmodell konnte hier eine deutliche Verbesserung der Beschreibung erreicht werden.*

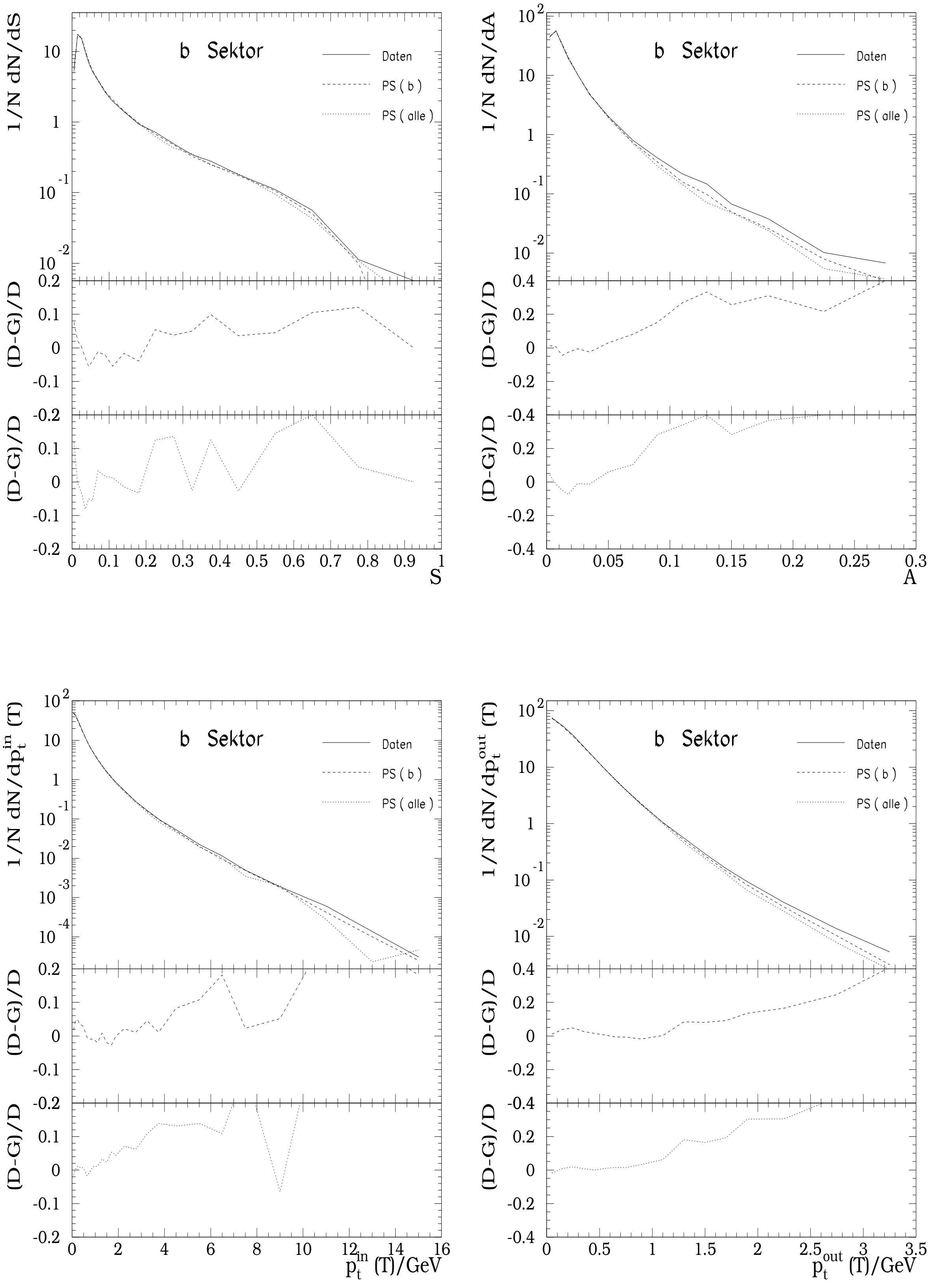


Abbildung 7.7: *Vergleich von S,A,p_t^{in} und p_t^{out} im b- Sektor für die aus Verteilungen aller Quarks gewonnene Einstellung des Partonschauergenerators mit der entsprechenden Einstellung aus dem b-Sektor. Leichte und schwere Quarks lassen sich gleichzeitig nicht gleich gut beschreiben, was sich in verschiedenen Parametereinstellungen bei Fits in den verschiedenen Sektoren auswirkt.*

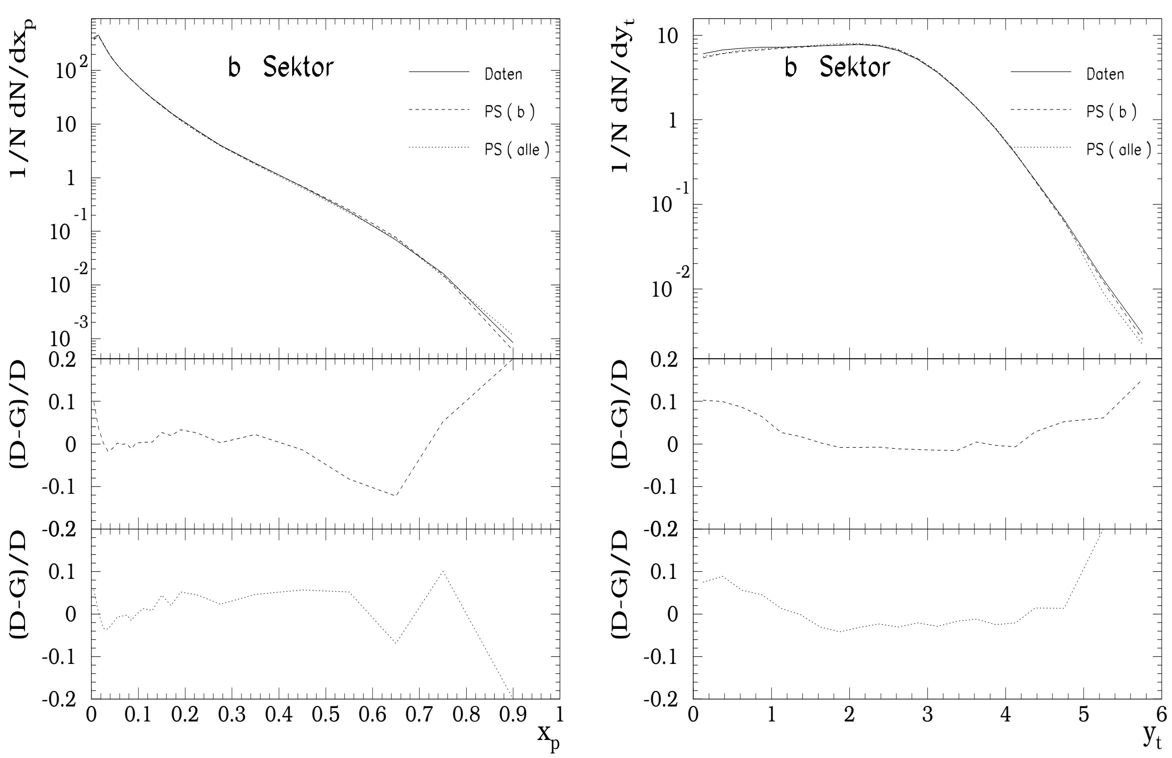


Abbildung 7.8: *Vergleich von x_p und y_t im b-Sektor für die aus Verteilungen aller Flavours gewonnene Einstellung des Partonschauergenerators mit der entsprechenden Einstellung aus dem b-Sektor. Leichte und schwere Quarks lassen sich gleichzeitig nicht gleich gut beschreiben, was sich in verschiedenen Parametereinstellungen bei Fits in den verschiedenen Sektoren auswirkt.*

Kapitel 8

Zusammenfassung

Zur Anpassung von freien Parametern des JETSET7.3 Generators wurden aus den im Jahr 1992 mit dem DELPHI Detektor am LEP gesammelten Daten zunächst Verteilungen charakteristischer Variable berechnet und auf Einflüsse durch den Messprozeß korrigiert. Zur Ereignisgeneration wurde ein etwas modifizierter Generator verwendet, der im Einklang mit dem bei der DELPHI MonteCarlo Produktion verwendeten war. Ausgangspunkt war dabei die im Dezember 1993 von [HAM94] vorgeschlagene Parametereinstellung für das Partonschauermodell. Zunächst wurden im Partonschauermodell fünf Parameter bestimmt. Neben Anpassungen im Sektor aller Quarks wurden auch iterative Anpassungen im Bereich schwerer b- sowie im $udsc$- Quark Sektor durchgeführt und verglichen. Dabei konnte eine schlechte Beschreibung der Teilchentransversalimpulse im b- Sektor beobachtet werden, was auf ein Problem des Generators bei der Beschreibung schwerer Quarks hindeuten könnte. Auf der Grundlage der für alle Quarks erhaltenen Einstellung wurden weitere zwei Parameter nachgestellt. Für Verteilungen aller Quarks wurden die besten Ergebnisse mit den Parameterwerten

$$\begin{array}{rcl} A &=& 0,5340 \\ B &=& 0,8322 GeV^{-2} \\ \epsilon_c &=& 0,0371 \\ \epsilon_b &=& 4,233 \cdot 10^{-3} \\ \Lambda_{QCD} &=& 0,3258 GeV \\ \sigma_q &=& 0,4419 GeV \\ Q_0 &=& 1,677 GeV \end{array} \tag{8.1}$$

erzielt. In jedem Schritt der Bestimmung wurde für jeden der oben aufgeführten Parameter eine ausführliche Fehleranalyse durchgeführt. Das Verhältnis $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b}$ ist mit $8,8 \pm 3,1$ gut mit der aus dem Verhältnis der verwendeten Konstituentenquarkmassen folgenden Erwartung von $9,77$ verträglich. Der Mittelwert der x_E Verteilung aller primären b- Hadronen wurde aus 100 000 Ereignissen zu $0,7093$ bei einem statistischen Fehler von $0,0009$ bestimmt, was gut mit dem in [HAD94] bestimmten Wert von $0,707 \pm 0,006(stat)^{+0,011}_{-0,010}(syst)$ verträglich ist. Auch der Mittelwert der geladenen Multiplizität wird in allen drei betrachteten Samples zufriedenstellend reproduziert.

Eine Anpassung wurde auch für das Matrixelementmodell des JETSET7.3 durchgeführt, wobei dieselben Modifikationen des Generators verwendet wurden wie im Partonschauermodell. Daneben wurden Parametereinstellungen aus [FÜR92] und aus [KU93] benutzt. In mehreren Schritten wurden hier insgesamt sechs Parameter angepaßt, wobei auch hier in jedem einzelnen Schritt für jeden Parameter eine detaillierte Fehleranalyse durchgeführt wurde. Es ergab sich

$$\begin{array}{rcl} A & = & 0,9215 \\ B & = & 0,4441 GeV^{-2} \\ \epsilon_c & = & 0,0717 \\ \epsilon_b & = & 4,859 \cdot 10^{-3} \\ \Lambda_{QCD} & = & 0,1828 GeV \\ \sigma_q & = & 0,4740 GeV \end{array} \tag{8.2}$$

für Verteilungen aller Quarkflavours. Mit den in jedem Schritt in der Analyse bestimmten Fehlern ergibt sich ein Verhältnis der Fragmentationsparameter schwerer Quarks von $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = 14,8 \pm 5,6$, was deutlich höher als die theoretische Erwartung, aber innerhalb des Fehlers noch damit verträglich ist. Aus ebenfalls 100 000 Ereignissen ergab sich mit diesen Parametern $< x_E^b >= 0,7233$ bei einem statistischen Fehler von $0,0009$. Auch dieser Wert ist mit dem oben angegebenen Wert aus [HAD94] verträglich, liegt aber deutlich höher als im Falle des Partonschauermodells. Auch im Matrixelement wird der gemessene Mittelwert der geladenen Multiplizität zufriedenstellend vom MonteCarlo reproduziert.

Die beiden Modelle wurden dann miteinander verglichen. Im Anhang 8 finden sich für die wichtigsten Verteilungen Vergleichstabellen der beiden Modelle, in denen kanalweise ein χ^2 angegeben wurde. Ebenfalls finden sich hier die Werte der korrigierten Verteilungen mit Angabe statistischer und systematischer Fehler.Das Partonschauermodell zeigt dabei eine zum Teil deutlich bessere Beschreibung wichtiger Verteilungen als das Matrixelement.

Vergleichstabellen der Einstellungen für einige ausgewählte Verteilungen

In diesem Anhang sind einige der wichtigsten Ereignis- und Spurgrößen tabelliert. Es sind sowohl die Bininhalte der Daten mit statistischen und systematischen Fehlern gezeigt, als auch die Bininhalte der Verteilungen, wie sie mit der optimierten Einstellung erhalten wurden. Für jeden Bin wurde ein χ^2 zwischen generiertem und gemessenem Wert berechnet. Zunächst sind die Verteilungen für Ereignisse aller Flavours aufgeführt, dann die entsprechenden b-Sektorverteilungen.

Um den Vergleich durchzuführen, wurden für die erhaltenen Parametereinstellungen in jedem Sample 100 000 Ereignisse generiert. Die angegebenen χ^2 Werte in jedem Bin ergeben sich aus den ebenfalls angegebenen statistischen und systematischen Fehlern der Daten und den statistischen Fehlern der generierten Verteilungen.

Sphärizität *alle*										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.010-0.020	18.540	1.088	0.103	0.371	18.361	0.136	0.193	19.812	0.141	9.635
0.020-0.030	12.143	1.019	0.081	0.243	12.273	0.111	0.217	13.450	0.116	21.634
0.030-0.040	8.207	0.983	0.065	0.164	8.516	0.092	2.410	8.848	0.094	10.259
0.040-0.050	5.902	0.956	0.055	0.118	6.109	0.078	1.865	6.328	0.080	7.818
0.050-0.060	4.520	0.953	0.048	0.090	4.699	0.069	2.123	4.720	0.069	2.641
0.060-0.080	3.271	0.940	0.029	0.065	3.400	0.041	2.445	3.360	0.041	1.169
0.080-0.100	2.287	0.925	0.024	0.046	2.396	0.035	3.090	2.308	0.034	0.122
0.100-0.120	1.697	0.922	0.021	0.034	1.838	0.030	7.967	1.679	0.029	0.147
0.120-0.160	1.218	0.908	0.012	0.024	1.256	0.018	1.380	1.145	0.017	5.123
0.160-0.200	0.802	0.882	0.010	0.016	0.862	0.015	6.419	0.771	0.014	1.781
0.200-0.250	0.577	0.876	0.007	0.012	0.582	0.011	0.092	0.524	0.010	9.629
0.250-0.300	0.405	0.876	0.006	0.008	0.404	0.009	0.010	0.363	0.009	10.182
0.300-0.350	0.290	0.847	0.005	0.006	0.295	0.008	0.143	0.263	0.007	6.620
0.350-0.400	0.221	0.837	0.005	0.004	0.217	0.007	0.278	0.196	0.006	8.252
0.400-0.500	0.153	0.830	0.003	0.003	0.157	0.004	0.438	0.137	0.004	7.977
0.500-0.600	0.089	0.818	0.002	0.002	0.091	0.003	0.456	0.079	0.003	6.164
0.600-0.700	0.045	0.807	0.001	0.001	0.045	0.002	0.005	0.037	0.002	9.140
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					29.533 / 17.			118.292 / 17.		

Tabelle A.1: *S Verteilung für Daten und Generatoren (alle Flavours).*

Aplanarität alle										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.000-0.005	81.487	1.096	0.310	1.630	78.102	0.395	3.940	82.610	0.407	0.433
0.005-0.010	48.842	1.008	0.228	0.977	50.522	0.318	2.549	53.971	0.329	23.610
0.010-0.015	24.310	0.962	0.157	0.486	25.591	0.226	5.254	25.263	0.225	2.914
0.015-0.020	13.702	0.931	0.116	0.274	14.627	0.171	7.264	13.143	0.162	2.719
0.020-0.030	7.048	0.909	0.059	0.141	7.295	0.085	1.994	6.329	0.080	17.416
0.030-0.040	3.324	0.867	0.040	0.066	3.331	0.058	0.005	2.610	0.051	59.199
0.040-0.060	1.469	0.830	0.019	0.029	1.378	0.026	4.352	1.063	0.023	94.667
0.060-0.080	0.586	0.796	0.012	0.012	0.540	0.016	3.785	0.366	0.014	104.424
0.080-0.100	0.280	0.751	0.008	0.007	0.241	0.011	6.465	0.150	0.009	90.414
0.100-0.120	0.161	0.747	0.006	0.004	0.127	0.008	9.533	0.090	0.007	50.192
0.120-0.140	0.085	0.679	0.004	0.003	0.064	0.006	7.386	0.052	0.005	20.627
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					52.526 / 11.			466.613 / 11.		

Tabelle A.2: *A Verteilung für Daten und Generatoren .*

x_p *alle*										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.010-0.020	406.919	0.966	0.460	8.138	390.338	0.625	4.114	411.983	0.642	0.384
0.020-0.030	265.191	0.984	0.374	5.304	263.957	0.514	0.053	265.926	0.516	0.019
0.030-0.040	184.902	0.997	0.314	3.698	184.976	0.430	0.000	183.103	0.428	0.232
0.040-0.050	137.808	1.014	0.273	2.756	138.005	0.372	0.005	133.409	0.365	2.479
0.050-0.060	105.566	1.018	0.240	2.111	106.498	0.326	0.188	101.964	0.319	2.809
0.060-0.070	84.799	1.033	0.217	1.696	84.559	0.291	0.019	80.542	0.284	6.033
0.070-0.080	68.744	1.042	0.196	1.375	68.824	0.262	0.003	65.288	0.256	5.988
0.080-0.090	57.019	1.054	0.180	1.140	56.387	0.238	0.288	53.849	0.232	7.249
0.090-0.100	47.820	1.062	0.165	0.956	47.086	0.217	0.544	45.568	0.214	5.133
0.100-0.120	37.603	1.070	0.104	0.752	37.004	0.136	0.603	35.564	0.133	6.997
0.120-0.140	27.998	1.089	0.090	0.560	27.616	0.118	0.436	26.892	0.116	3.653
0.140-0.160	21.381	1.106	0.080	0.428	20.873	0.102	1.296	20.518	0.101	3.732
0.160-0.180	16.652	1.118	0.071	0.333	16.501	0.091	0.183	16.131	0.090	2.183
0.180-0.200	13.095	1.128	0.063	0.262	12.927	0.080	0.356	12.884	0.080	0.561
0.200-0.250	9.053	1.146	0.033	0.181	8.862	0.042	1.021	9.079	0.043	0.018
0.250-0.300	5.425	1.156	0.026	0.108	5.379	0.033	0.156	5.522	0.033	0.696
0.300-0.400	2.829	1.168	0.013	0.057	2.809	0.017	0.112	2.972	0.017	5.567
0.400-0.500	1.204	1.166	0.009	0.024	1.207	0.011	0.007	1.303	0.011	12.399
0.500-0.600	0.527	1.149	0.006	0.011	0.525	0.007	0.012	0.565	0.008	7.614
0.600-0.700	0.230	1.143	0.004	0.005	0.234	0.005	0.270	0.242	0.005	2.566
					$\chi^2/Kan\ddot{a}le$			$\chi^2/Kan\ddot{a}le$		
					9.666 / 20.			76.315 / 20.		

Tabelle A.3: x_p *Verteilung für Daten und Generatoren .*

Rapidität Y_t alle										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.750-1.000	6.782	1.162	0.013	0.136	6.501	0.016	4.194	6.791	0.016	0.004
1.000-1.250	6.773	0.997	0.012	0.135	6.595	0.016	1.700	6.784	0.016	0.006
1.250-1.500	6.712	0.938	0.012	0.134	6.674	0.016	0.078	6.666	0.016	0.113
1.500-1.750	6.622	0.927	0.012	0.132	6.625	0.016	0.001	6.509	0.016	0.709
1.750-2.000	6.436	0.938	0.011	0.129	6.522	0.016	0.433	6.259	0.016	1.846
2.000-2.250	6.202	0.958	0.011	0.124	6.232	0.016	0.059	5.944	0.015	4.209
2.250-2.500	5.781	0.979	0.011	0.116	5.773	0.015	0.004	5.559	0.015	3.601
2.500-2.750	5.162	0.996	0.011	0.103	5.093	0.014	0.432	4.946	0.014	4.245
2.750-3.000	4.336	1.007	0.010	0.087	4.256	0.013	0.823	4.210	0.013	2.028
3.000-3.250	3.438	1.012	0.009	0.069	3.335	0.012	2.130	3.390	0.012	0.468
3.250-3.500	2.537	1.014	0.007	0.051	2.476	0.010	1.366	2.540	0.010	0.005
3.500-3.750	1.758	1.015	0.006	0.035	1.692	0.008	3.318	1.779	0.008	0.326
3.750-4.000	1.120	1.000	0.005	0.022	1.076	0.007	3.307	1.152	0.007	1.869
4.000-4.250	0.675	0.993	0.004	0.014	0.643	0.005	4.560	0.702	0.005	3.161
4.250-4.500	0.384	0.981	0.003	0.008	0.363	0.004	5.327	0.395	0.004	1.531
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					27.732 / 15.			24.120 / 15.		

Tabelle A.4: *y_t Verteilung für Daten und Generatoren .*

$p_t^{(in)}T$ *alle*										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.200-0.300	29.335	1.034	0.040	0.587	27.943	0.053	5.558	28.837	0.054	0.712
0.300-0.400	21.418	1.044	0.035	0.428	20.596	0.045	3.616	21.089	0.046	0.580
0.400-0.500	15.579	1.050	0.030	0.312	15.244	0.039	1.131	15.475	0.039	0.109
0.500-0.600	11.582	1.057	0.025	0.232	11.536	0.034	0.038	11.655	0.034	0.096
0.600-0.700	8.718	1.055	0.022	0.174	8.833	0.030	0.416	8.787	0.030	0.146
0.700-0.800	6.721	1.054	0.019	0.134	6.819	0.026	0.498	6.749	0.026	0.039
0.800-1.000	4.740	1.055	0.012	0.095	4.824	0.016	0.754	4.736	0.015	0.002
1.000-1.200	3.077	1.046	0.009	0.062	3.177	0.013	2.445	3.077	0.012	0.000
1.200-1.400	2.125	1.043	0.008	0.043	2.180	0.010	1.528	2.084	0.010	0.851
1.400-1.600	1.502	1.038	0.007	0.030	1.530	0.009	0.779	1.470	0.009	1.014
1.600-1.800	1.095	1.036	0.006	0.022	1.134	0.008	2.600	1.069	0.007	1.184
1.800-2.000	0.826	1.039	0.005	0.017	0.852	0.007	2.075	0.798	0.006	2.387
2.000-2.500	0.530	1.039	0.002	0.011	0.544	0.003	1.439	0.520	0.003	0.734
2.500-3.000	0.297	1.045	0.002	0.006	0.307	0.002	2.280	0.292	0.002	0.578
3.000-3.500	0.177	1.054	0.001	0.004	0.184	0.002	2.804	0.175	0.002	0.199
3.500-4.000	0.108	1.029	0.001	0.002	0.110	0.001	0.334	0.110	0.001	0.244
4.000-5.000	0.060	1.058	0.001	0.001	0.061	0.001	0.004	0.059	0.001	0.516
5.000-6.000	0.028	1.073	0.000	0.001	0.028	0.001	0.003	0.027	0.001	0.943
6.000-7.000	0.013	1.070	0.000	0.000	0.014	0.000	2.145	0.014	0.000	1.092
7.000-8.000	0.007	1.078	0.000	0.000	0.007	0.000	2.255	0.007	0.000	0.039
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					32.702 / 20.			11.464 / 20.		

Tabelle A.5: $p_t^{(in)}(T)$ *Verteilung für Daten und Generatoren .*

$p_t^{(out)}T$ *alle*										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.000-0.100	67.077	1.084	0.062	1.342	64.948	0.081	2.504	67.422	0.082	0.066
0.100-0.200	50.317	1.056	0.053	1.006	48.251	0.069	4.183	49.780	0.071	0.283
0.200-0.300	33.718	1.054	0.044	0.674	32.340	0.057	4.132	33.183	0.058	0.622
0.300-0.400	21.396	1.071	0.035	0.428	20.830	0.046	1.720	21.172	0.046	0.269
0.400-0.500	13.301	1.079	0.027	0.266	13.288	0.036	0.002	13.308	0.036	0.001
0.500-0.600	8.233	1.082	0.022	0.165	8.452	0.029	1.685	8.302	0.029	0.168
0.600-0.700	5.235	1.081	0.017	0.105	5.418	0.023	2.833	5.162	0.023	0.455
0.700-0.800	3.372	1.077	0.014	0.067	3.513	0.019	3.959	3.290	0.018	1.313
0.800-1.000	1.869	1.070	0.007	0.037	1.922	0.010	1.812	1.679	0.009	23.603
1.000-1.200	0.893	1.060	0.005	0.018	0.874	0.007	1.009	0.697	0.006	101.764
1.200-1.400	0.461	1.045	0.004	0.009	0.422	0.005	13.194	0.315	0.004	185.740
1.400-1.600	0.252	1.030	0.003	0.005	0.225	0.003	16.530	0.158	0.003	214.314
1.600-1.800	0.146	1.048	0.002	0.003	0.121	0.002	31.017	0.091	0.002	168.600
1.800-2.000	0.086	1.037	0.002	0.002	0.068	0.002	35.202	0.050	0.002	158.239
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					119.782 / 14.			855.436 / 14.		

Tabelle A.6: $p_t^{(out)}(T)$ *Verteilung für Daten und Generatoren.*

Sphärizität b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.010-0.020	17.486	0.944	0.298	0.553	17.547	0.284	0.008	14.785	0.260	15.779
0.020-0.030	15.390	1.008	0.265	0.487	15.886	0.270	0.647	16.268	0.273	2.023
0.030-0.040	10.092	0.988	0.199	0.319	10.920	0.224	3.585	11.856	0.233	15.910
0.040-0.050	6.892	0.998	0.157	0.218	7.239	0.183	1.139	8.697	0.200	29.087
0.050-0.060	5.212	1.007	0.134	0.165	5.509	0.159	1.243	6.198	0.168	13.202
0.060-0.080	3.920	1.041	0.089	0.124	3.790	0.093	0.532	4.433	0.101	7.868
0.080-0.100	2.634	1.051	0.070	0.083	2.593	0.077	0.094	2.875	0.081	3.146
0.100-0.120	1.966	1.067	0.059	0.062	1.942	0.067	0.050	1.991	0.068	0.052
0.120-0.160	1.408	1.111	0.038	0.045	1.429	0.041	0.084	1.360	0.039	0.478
0.160-0.200	0.931	1.136	0.030	0.029	0.962	0.033	0.332	0.909	0.032	0.179
0.200-0.250	0.716	1.202	0.024	0.023	0.627	0.024	4.777	0.601	0.023	7.990
0.250-0.300	0.495	1.285	0.020	0.016	0.428	0.020	4.366	0.405	0.019	8.102
0.300-0.350	0.344	1.273	0.016	0.011	0.353	0.018	0.116	0.302	0.017	2.734
0.350-0.400	0.279	1.286	0.014	0.009	0.244	0.015	2.398	0.220	0.014	7.174
0.400-0.500	0.180	1.329	0.008	0.006	0.185	0.009	0.126	0.172	0.009	0.391
0.500-0.600	0.110	1.371	0.007	0.003	0.094	0.007	2.594	0.093	0.007	3.100
0.600-0.700	0.056	1.541	0.005	0.002	0.043	0.004	3.864	0.048	0.005	1.530
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					25.955 / 17.			118.745 / 17.		

Tabelle A.7: *S Verteilung für Daten und Generatoren (b -Sektor).*

Aplanarität b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.000-0.005	46.029	0.789	0.845	1.456	44.040	0.637	1.221	39.321	0.600	14.092
0.005-0.010	56.442	0.995	0.860	1.785	57.248	0.726	0.146	59.681	0.739	2.347
0.010-0.015	32.724	1.064	0.570	1.035	34.294	0.562	1.438	38.240	0.592	17.422
0.015-0.020	19.317	1.118	0.405	0.611	20.736	0.437	2.768	21.963	0.448	9.485
0.020-0.030	10.397	1.195	0.221	0.329	10.497	0.220	0.049	10.679	0.221	0.387
0.030-0.040	4.745	1.226	0.138	0.150	4.809	0.149	0.064	4.317	0.141	2.988
0.040-0.060	2.039	1.299	0.066	0.064	1.917	0.066	1.152	1.643	0.061	12.736
0.060-0.080	0.803	1.318	0.040	0.025	0.720	0.041	1.747	0.545	0.035	19.068
0.080-0.100	0.408	1.488	0.029	0.014	0.292	0.026	7.666	0.259	0.024	13.406
0.100-0.120	0.219	1.401	0.021	0.007	0.145	0.018	6.689	0.119	0.017	13.188
0.120-0.140	0.147	1.680	0.019	0.006	0.071	0.013	10.282	0.069	0.013	11.158
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					33.222 / 11.			116.278 / 11.		

Tabelle A.8: *A Verteilung für Daten und Generatoren .*

x_p b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.010-0.020	453.592	1.054	5.802	14.344	451.896	1.442	0.012	468.914	1.465	0.972
0.020-0.030	308.330	1.074	3.871	9.750	318.803	1.211	0.984	315.596	1.202	0.473
0.030-0.040	215.790	1.070	2.706	6.824	223.451	1.014	1.069	219.157	1.002	0.207
0.040-0.050	161.676	1.075	2.037	5.113	165.163	0.872	0.392	161.737	0.860	0.000
0.050-0.060	126.448	1.073	1.604	3.999	127.395	0.766	0.047	123.254	0.751	0.534
0.060-0.070	100.627	1.077	1.294	3.182	101.100	0.682	0.018	98.265	0.671	0.456
0.070-0.080	81.767	1.081	1.071	2.586	81.993	0.614	0.006	79.159	0.602	0.830
0.080-0.090	66.502	1.074	0.890	2.103	67.506	0.557	0.182	65.563	0.548	0.160
0.090-0.100	55.579	1.074	0.763	1.758	55.665	0.506	0.002	54.834	0.501	0.141
0.100-0.120	42.372	1.067	0.558	1.340	41.843	0.310	0.127	41.639	0.309	0.244
0.120-0.140	30.159	1.068	0.418	0.954	29.910	0.262	0.053	30.207	0.263	0.002
0.140-0.160	22.194	1.066	0.326	0.702	21.208	0.221	1.501	21.654	0.223	0.449
0.160-0.180	16.175	1.054	0.253	0.511	15.854	0.191	0.285	15.577	0.189	0.989
0.180-0.200	12.218	1.029	0.204	0.386	11.590	0.163	1.812	12.030	0.166	0.162
0.200-0.250	7.619	1.017	0.121	0.241	7.273	0.082	1.507	7.345	0.082	0.943
0.250-0.300	4.016	0.959	0.073	0.127	3.923	0.060	0.349	3.973	0.060	0.074
0.300-0.400	1.851	0.931	0.036	0.059	1.765	0.029	1.328	1.857	0.029	0.006
0.400-0.500	0.676	0.893	0.017	0.021	0.638	0.017	1.372	0.691	0.018	0.208
0.500-0.600	0.234	0.834	0.009	0.007	0.222	0.010	0.638	0.237	0.010	0.042
0.600-0.700	0.069	0.685	0.004	0.002	0.074	0.006	0.420	0.069	0.006	0.007
					$\chi^2/Kan\ddot{a}le$			$\chi^2/Kan\ddot{a}le$		
					12.103 / 20.			6.899 / 20.		

Tabelle A.9: *x_p Verteilung für Daten und Generatoren .*

Rapidität Y_t b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.750-1.000	7.194	1.320	0.104	0.227	6.869	0.036	1.654	7.171	0.036	0.008
1.000-1.250	7.221	1.112	0.101	0.228	7.123	0.036	0.152	7.349	0.037	0.256
1.250-1.500	7.356	1.032	0.099	0.233	7.367	0.037	0.002	7.442	0.037	0.112
1.500-1.750	7.504	1.006	0.098	0.237	7.733	0.038	0.779	7.541	0.037	0.021
1.750-2.000	7.664	1.013	0.096	0.242	7.986	0.038	1.495	7.690	0.038	0.010
2.000-2.250	7.760	1.028	0.093	0.245	8.003	0.038	0.838	7.772	0.038	0.002
2.250-2.500	7.477	1.045	0.088	0.236	7.652	0.038	0.468	7.569	0.037	0.130
2.500-2.750	6.602	1.035	0.077	0.209	6.806	0.035	0.817	6.662	0.035	0.070
2.750-3.000	5.184	0.995	0.062	0.164	5.295	0.031	0.387	5.207	0.031	0.017
3.000-3.250	3.629	0.928	0.045	0.115	3.734	0.026	0.688	3.654	0.026	0.038
3.250-3.500	2.321	0.858	0.031	0.073	2.362	0.021	0.238	2.319	0.021	0.001
3.500-3.750	1.397	0.793	0.020	0.044	1.414	0.016	0.110	1.345	0.016	1.073
3.750-4.000	0.777	0.735	0.013	0.025	0.796	0.012	0.409	0.769	0.012	0.066
4.000-4.250	0.399	0.678	0.008	0.013	0.408	0.009	0.225	0.391	0.008	0.212
4.250-4.500	0.194	0.635	0.005	0.007	0.192	0.006	0.065	0.188	0.006	0.376
					$\chi^2/Kan\ddot{a}le$			$\chi^2/Kan\ddot{a}le$		
					8.327 / 15.			2.392 / 15.		

Tabelle A.10: y_t *Verteilung für Daten und Generatoren .*

$p_t^{(in)}T$ b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.200-0.300	32.628	1.070	0.407	1.032	32.242	0.122	0.120	32.523	0.122	0.009
0.300-0.400	23.542	1.081	0.301	0.744	23.356	0.104	0.053	23.337	0.103	0.065
0.400-0.500	17.137	1.099	0.226	0.542	17.018	0.088	0.040	17.102	0.088	0.003
0.500-0.600	12.578	1.105	0.170	0.398	12.601	0.076	0.003	12.796	0.077	0.246
0.600-0.700	9.432	1.108	0.132	0.298	9.591	0.066	0.229	9.724	0.067	0.771
0.700-0.800	7.181	1.123	0.104	0.227	7.235	0.058	0.044	7.320	0.058	0.292
0.800-1.000	5.110	1.136	0.073	0.162	5.063	0.034	0.068	5.206	0.035	0.282
1.000-1.200	3.286	1.145	0.049	0.104	3.249	0.027	0.102	3.414	0.028	1.156
1.200-1.400	2.291	1.171	0.037	0.072	2.215	0.023	0.802	2.297	0.023	0.005
1.400-1.600	1.564	1.159	0.027	0.049	1.526	0.019	0.406	1.608	0.019	0.557
1.600-1.800	1.136	1.177	0.021	0.036	1.075	0.016	1.832	1.133	0.016	0.004
1.800-2.000	0.852	1.193	0.017	0.027	0.815	0.014	1.150	0.836	0.014	0.222
2.000-2.500	0.535	1.217	0.010	0.017	0.497	0.007	3.325	0.509	0.007	1.563
2.500-3.000	0.279	1.215	0.006	0.009	0.262	0.005	2.141	0.276	0.005	0.076
3.000-3.500	0.165	1.236	0.004	0.005	0.147	0.004	5.351	0.150	0.004	3.610
3.500-4.000	0.098	1.193	0.003	0.003	0.085	0.003	6.930	0.089	0.003	3.010
4.000-5.000	0.054	1.255	0.002	0.002	0.047	0.001	6.265	0.047	0.001	5.654
5.000-6.000	0.023	1.240	0.001	0.001	0.020	0.001	4.175	0.020	0.001	3.496
6.000-7.000	0.011	1.292	0.001	0.000	0.010	0.001	1.448	0.010	0.001	3.286
7.000-8.000	0.005	1.232	0.000	0.000	0.003	0.000	6.176	0.004	0.000	1.049
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					40.660 / 20.			25.357 / 20.		

Tabelle A.11: $p_t^{(in)}(T)$ *Verteilung für Daten und Generatoren .*

$p_t^{(out)}T$ b										
korrigierte Daten					Partonschauer			Matrixelement		
Bereich	Wert	Korrfak.	σ_{stat}	σ_{sys}	PS	σ_{stat}	χ^2	ME	σ_{stat}	χ^2
0.000-0.100	74.194	1.116	0.895	2.346	75.545	0.186	0.288	76.446	0.187	0.800
0.100-0.200	54.620	1.089	0.681	1.727	54.112	0.158	0.074	54.499	0.158	0.004
0.200-0.300	36.773	1.096	0.469	1.163	36.087	0.129	0.296	36.276	0.129	0.156
0.300-0.400	23.274	1.115	0.304	0.736	23.113	0.103	0.040	23.306	0.103	0.002
0.400-0.500	14.669	1.140	0.198	0.464	14.677	0.082	0.000	14.920	0.083	0.242
0.500-0.600	9.309	1.165	0.130	0.294	9.230	0.065	0.058	9.478	0.066	0.265
0.600-0.700	5.998	1.183	0.088	0.190	5.908	0.052	0.176	5.942	0.052	0.067
0.700-0.800	3.915	1.208	0.062	0.124	3.863	0.042	0.132	4.035	0.043	0.675
0.800-1.000	2.187	1.233	0.034	0.069	2.114	0.022	0.822	2.127	0.022	0.554
1.000-1.200	1.043	1.271	0.019	0.033	0.978	0.015	2.463	0.945	0.015	5.754
1.200-1.400	0.555	1.328	0.013	0.018	0.455	0.010	17.511	0.449	0.010	19.940
1.400-1.600	0.290	1.304	0.008	0.009	0.243	0.007	10.691	0.224	0.007	20.932
1.600-1.800	0.160	1.371	0.006	0.005	0.129	0.005	10.362	0.124	0.005	14.033
1.800-2.000	0.093	1.375	0.005	0.003	0.065	0.004	18.133	0.061	0.004	24.161
					$\chi^2/Kanäle$			$\chi^2/Kanäle$		
					61.045 / 14.			87.584 / 14.		

Tabelle A.12: $p_t^{(out)}(T)$ *Verteilung für Daten und Generatoren.*

Zerfallstabellen schwerer Hadronen

In diesem Anhang sind die im verwendeten JETSET7.3 Modell modifizierten Zerfallskanäle schwerer Hadronen aufgeführt. In den Tabellen sind die Teilchencodes KF nach JETSET Konvention angegeben. Beim Code 10443 im ersten Teil der Tabelle handelt es sich dabei um das $\psi(2S)$. Die angegebenen Zerfallskanäle für dieses Teilchen stammen aus dem Particle Data Book von 1992. Die Teilchenmassen m sind die im PMAS - Commonblock definierten. Das gleiche gilt für die totalen Breiten Γ_{tot} und die Lebensdauern τ.

n nummeriert die verschiedenen Zerfallskanäle. In den letzten Spalten sind für den jeweiligen Zerfallskanal das Verzweigungsverhältnis BR, die Zerfallsart (MDME(IDC,2)) und die Zerfallsprodukte im KF - Code aufgeführt. Die Modifikationen im Sektor schwerer Quarks betreffen folgende Teilchen:

C Mesonen		C Baryonen	
Teilchen	KF	Teilchen	KF
$\psi(2S)$	10443	Λ_c^+	4122
D^{*+}	413	Ξ_c^o	4132
D^+	411	Ξ_c^+	4232
D^o	421	Ω_c^o	4332
D_S^+	431		
B Mesonen		B Baryonen	
Teilchen	KF	Teilchen	KF
B^o	511	Λ_b^o	5122
B^+	521	Ξ_b^o	5132
B_S^o	531	Ξ_b^-	5232
B_C^+	541	Ω_b^-	5332

Die Einstellungen entsprechen denen der DELPHI DEC-MonteCarlo Produktion in Karlruhe mit der im Dezember 1993 von K.Hamacher und M.Weierstall vorgeschlagenen Generatoreinstellung. Die Modifikationen und Ergänzungen der Teilchenzerfälle wurden Patrick Roudeau durchgeführt. Sie wurden in den in dieser Arbeit verwendeten Generator übernommen.

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
10443	3.686	0.00030	0.00000	1	0.324	0	443	211	-211	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	2	0.184	0	443	111	111	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	3	0.027	0	443	221	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	4	0.093	0	10441	22	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	5	0.087	0	20443	22	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	6	0.078	0	445	22	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	7	0.003	0	441	22	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	8	0.008	0	11	-11	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	9	0.008	0	13	-13	0	0	0
10443	3.686	0.00030	0.00000	10	0.188	12	82	-82	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	1	0.050	0	-15	16	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	2	0.005	42	12	-11	441	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	3	0.020	42	12	-11	443	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	4	0.010	42	12	-11	531	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	5	0.030	42	12	-11	533	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	6	0.025	42	12	-11	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	7	0.010	42	12	-11	-5	3	0
541	6.400	0.00000	0.20000	8	0.005	42	14	-13	441	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	9	0.020	42	14	-13	443	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	10	0.010	42	14	-13	531	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	11	0.030	42	14	-13	533	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	12	0.025	42	14	-13	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	13	0.010	42	14	-13	-5	3	0
541	6.400	0.00000	0.20000	14	0.010	42	16	-15	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	15	0.040	0	-531	211	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	16	0.020	0	-531	213	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	17	0.030	0	-533	211	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	18	0.150	0	-533	213	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	19	0.130	26	4	-3	0	0	0
541	6.400	0.00000	0.20000	20	0.060	42	4	-3	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	21	0.090	42	2	-1	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	22	0.064	42	2	-4	-1	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	23	0.022	11	2	-1	-4	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	24	0.024	11	2	-4	-1	4	0
541	6.400	0.00000	0.20000	25	0.049	42	-1	2	3	-5	0
541	6.400	0.00000	0.20000	26	0.035	42	-1	3	2	-5	0
541	6.400	0.00000	0.20000	27	0.012	11	-1	2	3	-5	0
541	6.400	0.00000	0.20000	28	0.013	11	-1	3	2	-5	0
543	6.470	0.00000	0.00000	1	1.000	0	541	22	0	0	0

Tabelle B.1: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
10221	0.976	0.03400	0.00000	1	0.590	0	211	-211	0	0	0
10221	0.976	0.03400	0.00000	2	0.410	0	111	111	0	0	0
413	2.010	0.00000	0.00000	1	0.660	3	421	211	0	0	0
413	2.010	0.00000	0.00000	2	0.320	3	411	111	0	0	0
413	2.010	0.00000	0.00000	3	0.020	0	411	22	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	1	0.096	42	-11	12	-311	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	2	0.048	42	-11	12	-313	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	3	0.010	42	-11	12	-321	211	0
411	1.869	0.00000	0.32000	4	0.007	42	-11	12	-311	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	5	0.002	42	-11	12	-311	221	0
411	1.869	0.00000	0.32000	6	0.003	42	-11	12	111	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	7	0.001	42	-11	12	221	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	8	0.001	42	-11	12	331	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	9	0.003	42	-11	12	113	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	10	0.003	42	-11	12	223	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	11	0.001	42	-11	12	-321	211	111
411	1.869	0.00000	0.32000	12	0.001	42	-11	12	-311	111	111
411	1.869	0.00000	0.32000	13	0.001	42	-11	12	-311	211	-211
411	1.869	0.00000	0.32000	14	0.096	42	-13	14	-311	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	15	0.048	42	-13	14	-313	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	16	0.010	42	-13	14	-321	211	0
411	1.869	0.00000	0.32000	17	0.007	42	-13	14	-311	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	18	0.002	42	-13	14	-311	221	0
411	1.869	0.00000	0.32000	19	0.003	42	-13	14	111	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	20	0.001	42	-13	14	221	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	21	0.001	42	-13	14	331	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	22	0.003	42	-13	14	113	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	23	0.003	42	-13	14	223	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	24	0.001	42	-13	14	-321	211	111
411	1.869	0.00000	0.32000	25	0.001	42	-13	14	-311	111	111
411	1.869	0.00000	0.32000	26	0.001	42	-13	14	-311	211	-211
411	1.869	0.00000	0.32000	27	0.030	0	-311	211	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	28	0.001	0	111	211	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	29	0.002	0	331	211	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	30	0.010	0	-311	321	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	31	0.060	0	-321	211	211	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	32	0.010	0	211	-313	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	33	0.080	0	-311	213	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	34	0.030	0	-311	211	111	0	0

Tabelle B.2: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
411	1.869	0.00000	0.32000	35	0.004	0	111	213	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	36	0.003	0	-211	211	211	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	37	0.005	0	211	223	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	38	0.001	0	221	213	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	39	0.012	0	-311	323	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	40	0.005	0	321	-313	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	41	0.005	0	211	333	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	42	0.005	0	321	-321	211	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	43	0.030	0	-321	211	211	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	44	0.084	0	-311	211	211	-211	0
411	1.869	0.00000	0.32000	45	0.048	0	-311	211	111	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	46	0.012	0	-211	211	211	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	47	0.010	0	-313	323	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	48	0.004	0	211	111	111	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	49	0.020	0	333	213	0	0	0
411	1.869	0.00000	0.32000	50	0.005	0	-321	211	211	211	-211
411	1.869	0.00000	0.32000	51	0.060	0	-311	211	211	111	-211
411	1.869	0.00000	0.32000	52	0.010	0	-321	211	211	111	111
411	1.869	0.00000	0.32000	53	0.029	0	-311	211	111	111	111
411	1.869	0.00000	0.32000	54	0.015	0	321	-321	211	111	0
411	1.869	0.00000	0.32000	55	0.030	26	3	-1	2	-1	0
411	1.869	0.00000	0.32000	56	0.025	26	2	-1	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	1	0.038	42	-11	12	-321	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	2	0.019	42	-11	12	-323	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	3	0.004	42	-11	12	-311	-211	0
421	1.865	0.00000	0.12800	4	0.003	42	-11	12	-321	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	5	0.001	42	-11	12	-321	221	0
421	1.865	0.00000	0.12800	6	0.002	42	-11	12	-211	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	7	0.002	42	-11	12	-213	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	8	0.001	42	-11	12	-311	-211	111
421	1.865	0.00000	0.12800	9	0.001	42	-11	12	-321	111	111
421	1.865	0.00000	0.12800	10	0.001	42	-11	12	-321	211	-211
421	1.865	0.00000	0.12800	11	0.038	42	-13	14	-321	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	12	0.019	42	-13	14	-323	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	13	0.004	42	-13	14	-311	-211	0
421	1.865	0.00000	0.12800	14	0.003	42	-13	14	-321	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	15	0.001	42	-13	14	-321	221	0
421	1.865	0.00000	0.12800	16	0.002	42	-13	14	-211	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	17	0.002	42	-13	14	-213	0	0

Tabelle B.3: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
421	1.865	0.00000	0.12800	18	0.001	42	-13	14	-311	-211	111
421	1.865	0.00000	0.12800	19	0.001	42	-13	14	-321	111	111
421	1.865	0.00000	0.12800	20	0.001	42	-13	14	-321	211	-211
421	1.865	0.00000	0.12800	21	0.040	0	-321	211	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	22	0.030	0	-311	111	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	23	0.005	0	321	-321	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	24	0.002	0	311	-311	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	25	0.002	0	211	-211	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	26	0.001	0	111	111	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	27	0.001	0	111	221	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	28	0.000	0	111	331	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	29	0.001	0	221	221	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	30	0.011	0	-311	221	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	31	0.020	0	-311	331	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	32	0.080	0	-321	213	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	33	0.022	0	111	-313	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	34	0.010	0	-321	211	111	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	35	0.007	0	-311	113	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	36	0.052	0	211	-323	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	37	0.021	0	-311	211	-211	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	38	0.009	0	-311	333	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	39	0.009	0	-311	321	-321	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	40	0.003	0	-311	311	-311	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	41	0.015	0	-311	223	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	42	0.002	0	321	-323	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	43	0.006	0	-321	323	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	44	0.001	0	211	-213	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	45	0.005	0	-211	213	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	46	0.010	0	221	-313	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	47	0.002	0	111	113	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	48	0.000	0	111	223	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	49	0.002	0	111	333	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	50	0.003	0	113	333	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	51	0.000	0	221	333	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	52	0.031	0	-321	211	211	-211	0
421	1.865	0.00000	0.12800	53	0.017	0	-313	113	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	54	0.076	0	-321	20213	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	55	0.100	0	-311	211	-211	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	56	0.105	0	-321	211	111	111	0

Tabelle B.4: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
421	1.865	0.00000	0.12800	57	0.030	0	-311	111	111	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	58	0.010	0	211	-211	111	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	59	0.006	0	-323	323	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	60	0.004	0	211	-211	211	-211	0
421	1.865	0.00000	0.12800	61	0.002	0	221	223	0	0	0
421	1.865	0.00000	0.12800	62	0.005	0	111	111	111	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	63	0.014	0	-311	211	-211	211	-211
421	1.865	0.00000	0.12800	64	0.025	0	-321	211	-211	211	111
421	1.865	0.00000	0.12800	65	0.022	0	-311	211	-211	111	111
421	1.865	0.00000	0.12800	66	0.004	0	-321	211	111	111	111
421	1.865	0.00000	0.12800	67	0.004	0	-313	111	111	111	0
421	1.865	0.00000	0.12800	68	0.003	0	211	-211	211	-211	111
421	1.865	0.00000	0.12800	69	0.026	26	3	-1	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	1	0.020	0	-15	16	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	2	0.020	42	-11	12	221	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	3	0.020	42	-11	12	331	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	4	0.017	42	-11	12	333	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	5	0.004	42	-11	12	-321	321	0
431	1.969	0.00000	0.13100	6	0.005	42	-11	12	-311	311	0
431	1.969	0.00000	0.13100	7	0.002	42	-11	12	311	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	8	0.002	42	-11	12	313	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	9	0.020	42	-13	14	221	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	10	0.020	42	-13	14	331	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	11	0.017	42	-13	14	333	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	12	0.004	42	-13	14	-321	321	0
431	1.969	0.00000	0.13100	13	0.005	42	-13	14	-311	311	0
431	1.969	0.00000	0.13100	14	0.002	42	-13	14	311	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	15	0.002	42	-13	14	313	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	16	0.026	0	-311	321	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	17	0.022	0	221	211	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	18	0.041	0	331	211	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	19	0.007	0	10221	211	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	20	0.007	0	211	211	-211	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	21	0.009	0	-311	311	211	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	22	0.009	0	-321	321	211	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	23	0.035	0	333	211	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	24	0.009	0	-311	321	111	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	25	0.035	0	321	-313	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	26	0.035	0	-311	323	0	0	0

Tabelle B.5: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
431	1.969	0.00000	0.13100	27	0.090	0	221	211	111	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	28	0.085	0	331	211	111	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	29	0.026	0	10221	211	111	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	30	0.018	0	-311	321	211	-211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	31	0.010	0	-321	311	211	211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	32	0.070	0	-313	323	0	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	33	0.013	0	-311	311	211	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	34	0.013	0	-321	321	211	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	35	0.050	0	333	211	111	0	0
431	1.969	0.00000	0.13100	36	0.007	0	-311	321	111	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	37	0.060	0	221	211	211	-211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	38	0.045	0	221	211	111	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	39	0.010	0	10221	211	211	-211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	40	0.020	0	331	211	211	-211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	41	0.014	0	331	211	111	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	42	0.002	0	10221	211	111	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	43	0.029	0	221	211	-211	211	111
431	1.969	0.00000	0.13100	44	0.007	0	221	211	111	111	111
431	1.969	0.00000	0.13100	45	0.002	0	321	-321	211	-211	211
431	1.969	0.00000	0.13100	46	0.011	0	333	211	211	-211	0
431	1.969	0.00000	0.13100	47	0.002	0	-313	321	111	111	0
431	1.969	0.00000	0.13100	48	0.002	0	-311	311	211	211	-211
431	1.969	0.00000	0.13100	49	0.001	0	-311	311	211	111	111
431	1.969	0.00000	0.13100	50	0.002	0	-321	311	211	211	111
431	1.969	0.00000	0.13100	51	0.003	0	331	211	211	-211	111
431	1.969	0.00000	0.13100	52	0.001	0	10221	211	211	-211	111
431	1.969	0.00000	0.13100	53	0.000	0	10221	211	111	111	111
431	1.969	0.00000	0.13100	54	0.014	26	3	-3	2	-1	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	1	0.028	42	-11	12	3	2101	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	2	0.007	42	-11	12	3	2103	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	3	0.028	42	-13	14	3	2101	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	4	0.007	42	-13	14	3	2103	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	5	0.530	11	2	-1	3	2101	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	6	0.200	11	2	3201	0	0	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	7	0.100	11	2	3203	0	0	0
4122	2.285	0.00000	0.05400	8	0.100	11	3	2203	0	0	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	1	0.020	42	-11	12	3	3101	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	2	0.005	42	-11	12	3	3103	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	3	0.020	42	-13	14	3	3101	0

Tabelle B.6: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
4132	2.473	0.00000	0.13000	4	0.005	42	-13	14	3	3103	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	5	0.540	11	2	-1	3	3101	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	6	0.210	11	3	3201	0	0	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	7	0.100	11	3	3203	0	0	0
4132	2.473	0.00000	0.13000	8	0.100	11	2	3303	0	0	0
4232	2.466	0.00000	0.13000	1	0.028	42	-11	12	3	3201	0
4232	2.466	0.00000	0.13000	2	0.007	42	-11	12	3	3203	0
4232	2.466	0.00000	0.13000	3	0.028	42	-13	14	3	3201	0
4232	2.466	0.00000	0.13000	4	0.007	42	-13	14	3	3203	0
4232	2.466	0.00000	0.13000	5	0.930	11	2	-1	3	3201	0
4332	2.690	0.00000	0.13000	1	0.018	42	-11	12	3	3303	0
4332	2.690	0.00000	0.13000	2	0.018	42	-13	14	3	3303	0
4332	2.690	0.00000	0.13000	3	0.964	11	2	-1	3	3303	0
511	5.279	0.00000	0.39300	1	0.018	42	12	-11	-411	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	2	0.049	42	12	-11	-413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	3	0.017	42	12	-11	-10413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	4	0.005	42	12	-11	-10411	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	5	0.007	42	12	-11	-20413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	6	0.005	42	12	-11	-415	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	7	0.002	42	12	-11	-2	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	8	0.018	42	14	-13	-411	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	9	0.049	42	14	-13	-413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	10	0.017	42	14	-13	-10413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	11	0.005	42	14	-13	-10411	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	12	0.007	42	14	-13	-20413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	13	0.005	42	14	-13	-415	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	14	0.002	42	14	-13	-2	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	15	0.007	42	16	-15	-411	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	16	0.018	42	16	-15	-413	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	17	0.001	42	16	-15	-2	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	18	0.000	0	443	311	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	19	0.000	0	10443	311	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	20	0.000	0	20443	311	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	21	0.000	0	443	313	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	22	0.000	0	10443	313	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	23	0.001	0	20443	313	0	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	24	0.000	0	443	321	-211	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	25	0.000	0	10443	321	-211	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	26	0.001	0	20443	321	-211	0	0

Tabelle B.7: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
511	5.279	0.00000	0.39300	27	0.000	0	443	311	111	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	28	0.000	0	10443	311	111	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	29	0.000	0	20443	311	111	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	30	0.004	13	443	-3	1	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	31	0.004	13	10443	-3	1	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	32	0.008	13	20443	-3	1	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	33	0.243	42	2	-1	-4	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	34	0.173	42	2	-4	-1	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	35	0.059	11	2	-1	-4	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	36	0.065	11	2	-4	-1	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	37	0.013	42	2	-3	-4	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	38	0.009	42	2	-4	-3	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	39	0.003	11	2	-3	-4	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	40	0.003	11	2	-4	-3	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	41	0.009	42	2	-1	-2	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	42	0.006	42	2	-2	-1	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	43	0.075	42	4	-3	-4	1	0
511	5.279	0.00000	0.39300	44	0.030	11	431	-4	1	0	0
511	5.279	0.00000	0.39300	45	0.060	11	-4122	2203	1	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	1	0.018	42	12	-11	-421	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	2	0.049	42	12	-11	-423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	3	0.017	42	12	-11	-10423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	4	0.005	42	12	-11	-10421	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	5	0.007	42	12	-11	-20423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	6	0.005	42	12	-11	-425	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	7	0.002	42	12	-11	-2	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	8	0.018	42	14	-13	-421	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	9	0.049	42	14	-13	-423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	10	0.017	42	14	-13	-10423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	11	0.005	42	14	-13	-10421	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	12	0.007	42	14	-13	-20423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	13	0.005	42	14	-13	-425	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	14	0.002	42	14	-13	-2	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	15	0.007	42	16	-15	-421	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	16	0.018	42	16	-15	-423	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	17	0.001	42	16	-15	-2	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	18	0.000	0	443	321	0	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	19	0.000	0	10443	321	0	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	20	0.000	0	20443	321	0	0	0

Tabelle B.8: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
521	5.279	0.00000	0.39300	21	0.000	0	443	323	0	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	22	0.000	0	10443	323	0	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	23	0.001	0	20443	323	0	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	24	0.000	0	443	321	111	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	25	0.000	0	10443	321	111	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	26	0.000	0	20443	321	111	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	27	0.000	0	443	311	211	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	28	0.000	0	10443	311	211	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	29	0.001	0	20443	311	211	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	30	0.004	13	443	-3	2	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	31	0.004	13	10443	-3	2	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	32	0.008	13	20443	-3	2	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	33	0.243	42	2	-1	-4	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	34	0.173	42	2	-4	-1	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	35	0.059	11	2	-1	-4	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	36	0.065	11	2	-4	-1	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	37	0.013	42	2	-3	-4	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	38	0.009	42	2	-4	-3	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	39	0.003	11	2	-3	-4	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	40	0.003	11	2	-4	-3	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	41	0.009	42	2	-1	-2	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	42	0.006	42	2	-2	-1	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	43	0.075	42	4	-3	-4	2	0
521	5.279	0.00000	0.39300	44	0.030	11	431	-4	2	0	0
521	5.279	0.00000	0.39300	45	0.060	11	-4122	2203	2	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	1	0.018	42	12	-11	-431	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	2	0.049	42	12	-11	-433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	3	0.017	42	12	-11	-10433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	4	0.005	42	12	-11	-10431	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	5	0.007	42	12	-11	-20433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	6	0.005	42	12	-11	-435	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	7	0.002	42	12	-11	-2	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	8	0.018	42	14	-13	-431	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	9	0.049	42	14	-13	-433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	10	0.017	42	14	-13	-10433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	11	0.005	42	14	-13	-10431	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	12	0.007	42	14	-13	-20433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	13	0.005	42	14	-13	-435	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	14	0.002	42	14	-13	-2	3	0

Tabelle B.9: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
531	5.375	0.00000	0.39300	15	0.007	42	16	-15	-431	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	16	0.018	42	16	-15	-433	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	17	0.001	42	16	-15	-2	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	18	0.000	0	443	221	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	19	0.000	0	10443	221	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	20	0.000	0	20443	221	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	21	0.000	0	443	331	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	22	0.000	0	10443	331	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	23	0.000	0	20443	331	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	24	0.000	0	443	333	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	25	0.000	0	10443	333	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	26	0.001	0	20443	333	0	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	27	0.000	0	443	-321	321	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	28	0.000	0	10443	-321	321	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	29	0.001	0	20443	-321	321	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	30	0.000	0	443	-311	311	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	31	0.000	0	10443	-311	311	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	32	0.000	0	20443	-311	311	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	33	0.004	13	443	3	-3	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	34	0.004	13	10443	3	-3	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	35	0.008	13	20443	3	-3	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	36	0.243	42	2	-1	-4	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	37	0.173	42	2	-4	-1	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	38	0.059	11	2	-1	-4	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	39	0.065	11	2	-4	-1	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	40	0.013	42	2	-3	-4	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	41	0.009	42	2	-4	-3	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	42	0.003	11	2	-3	-4	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	43	0.003	11	2	-4	-3	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	44	0.009	42	2	-1	-2	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	45	0.006	42	2	-2	-1	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	46	0.075	42	4	-3	-4	3	0
531	5.375	0.00000	0.39300	47	0.030	11	431	-4	3	0	0
531	5.375	0.00000	0.39300	48	0.060	11	-4122	2203	3	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	1	0.100	42	-12	11	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	2	0.002	42	-12	11	2	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	3	0.100	42	-14	13	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	4	0.002	42	-14	13	2	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	5	0.025	42	-16	15	4	2101	0

Tabelle B.10: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
5122	5.620	0.00000	0.39300	6	0.001	42	-16	15	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	7	0.000	0	443	3122	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	8	0.000	0	10443	3122	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	9	0.000	0	20443	3122	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	10	0.000	0	443	3212	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	11	0.000	0	10443	3212	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	12	0.001	0	20443	3212	0	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	13	0.000	0	443	-321	2212	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	14	0.000	0	10443	-321	2212	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	15	0.001	0	20443	-321	2212	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	16	0.000	0	443	-311	2112	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	17	0.000	0	10443	-311	2112	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	18	0.000	0	20443	-311	2112	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	19	0.004	13	443	3	2101	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	20	0.004	13	10443	3	2101	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	21	0.008	13	20443	3	2101	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	22	0.243	42	-2	1	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	23	0.173	42	-2	4	1	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	24	0.059	11	-2	1	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	25	0.065	11	-2	4	1	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	26	0.013	42	-2	3	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	27	0.009	42	-2	4	3	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	28	0.003	11	-2	3	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	29	0.003	11	-2	4	3	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	30	0.009	42	-2	1	2	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	31	0.006	42	-2	2	1	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	32	0.075	42	-4	3	4	2101	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	33	0.030	11	-431	4	2101	0	0
5122	5.620	0.00000	0.39300	34	0.060	11	4122	-2203	2101	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	1	0.100	42	-12	11	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	2	0.002	42	-12	11	2	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	3	0.100	42	-14	13	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	4	0.002	42	-14	13	2	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	5	0.025	42	-16	15	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	6	0.001	42	-16	15	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	7	0.000	0	443	3312	0	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	8	0.000	0	10443	3312	0	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	9	0.000	0	20443	3312	0	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	10	0.000	0	443	3314	0	0	0

Tabelle B.11: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
5132	5.840	0.00000	0.39300	11	0.000	0	10443	3314	0	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	12	0.001	0	20443	3314	0	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	13	0.000	0	443	-321	3122	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	14	0.000	0	10443	-321	3122	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	15	0.001	0	20443	-321	3122	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	16	0.000	0	443	-311	3112	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	17	0.000	0	10443	-311	3112	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	18	0.000	0	20443	-311	3112	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	19	0.004	13	443	3	3101	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	20	0.004	13	10443	3	3101	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	21	0.008	13	20443	3	3101	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	22	0.243	42	-2	1	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	23	0.173	42	-2	4	1	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	24	0.059	11	-2	1	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	25	0.065	11	-2	4	1	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	26	0.013	42	-2	3	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	27	0.009	42	-2	4	3	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	28	0.003	11	-2	3	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	29	0.003	11	-2	4	3	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	30	0.009	42	-2	1	2	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	31	0.006	42	-2	2	1	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	32	0.075	42	-4	3	4	3101	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	33	0.030	11	-431	4	3101	0	0
5132	5.840	0.00000	0.39300	34	0.060	11	4122	-2203	3101	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	1	0.100	42	-12	11	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	2	0.002	42	-12	11	2	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	3	0.100	42	-14	13	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	4	0.002	42	-14	13	2	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	5	0.025	42	-16	15	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	6	0.001	42	-16	15	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	7	0.000	0	443	3322	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	8	0.000	0	10443	3322	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	9	0.000	0	20443	3322	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	10	0.000	0	443	3324	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	11	0.000	0	10443	3324	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	12	0.001	0	20443	3324	0	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	13	0.000	0	443	-321	3222	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	14	0.000	0	10443	-321	3222	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	15	0.001	0	20443	-321	3222	0	0

Tabelle B.12: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
5232	5.840	0.00000	0.39300	16	0.000	0	443	-311	3212	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	17	0.000	0	10443	-311	3212	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	18	0.000	0	20443	-311	3212	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	19	0.004	13	443	3	3201	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	20	0.004	13	10443	3	3201	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	21	0.008	13	20443	3	3201	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	22	0.243	42	-2	1	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	23	0.173	42	-2	4	1	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	24	0.059	11	-2	1	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	25	0.065	11	-2	4	1	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	26	0.013	42	-2	3	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	27	0.009	42	-2	4	3	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	28	0.003	11	-2	3	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	29	0.003	11	-2	4	3	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	30	0.009	42	-2	1	2	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	31	0.006	42	-2	2	1	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	32	0.075	42	-4	3	4	3201	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	33	0.030	11	-431	4	3201	0	0
5232	5.840	0.00000	0.39300	34	0.060	11	4122	-2203	3201	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	1	0.100	42	-12	11	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	2	0.002	42	-12	11	2	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	3	0.100	42	-14	13	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	4	0.002	42	-14	13	2	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	5	0.025	42	-16	15	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	6	0.001	42	-16	15	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	7	0.001	0	443	3334	0	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	8	0.001	0	10443	3334	0	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	9	0.001	0	20443	3334	0	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	10	0.000	0	443	-321	3322	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	11	0.000	0	10443	-321	3322	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	12	0.001	0	20443	-321	3322	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	13	0.000	0	443	-311	3312	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	14	0.000	0	10443	-311	3312	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	15	0.000	0	20443	-311	3312	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	16	0.004	13	443	3	3303	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	17	0.004	13	10443	3	3303	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	18	0.008	13	20443	3	3303	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	19	0.243	42	-2	1	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	20	0.173	42	-2	4	1	3303	0

Tabelle B.13: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

KF	m	Γ_{tot}	τ	n	BR	Art	Endzustandsteilchen				
5332	6.120	0.00000	0.39300	21	0.059	11	-2	1	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	22	0.065	11	-2	4	1	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	23	0.013	42	-2	3	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	24	0.009	42	-2	4	3	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	25	0.003	11	-2	3	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	26	0.003	11	-2	4	3	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	27	0.009	42	-2	1	2	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	28	0.006	42	-2	2	1	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	29	0.075	42	-4	3	4	3303	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	30	0.030	11	-431	4	3303	0	0
5332	6.120	0.00000	0.39300	31	0.060	11	4122	-2203	3303	0	0

Tabelle B.14: *Tabelle instabiler Teilchen im verwendeten JETSET. n nummeriert die Zerfallskanäle.*

Literaturverzeichnis

[AABTAG] G.V.Borisov,„ Lifetime Tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector. AABTAG program.“ , Institute for High Energy Physics, Serpukhov, Russian Federation, DELPHI Note 94-125, 24. August 1994

[AND80] Andersson,Gustafson, Sjöstrand,„How to find the Gluon Jets in e^+e^- Annihilation“, Phys.Lett. B94(1980) 211

[APEL94] Privatgespräch Dr. W.D. Apel

[BO92] „Bose - Einstein Correlations in the Hadronic Decays of the Z_0“, DELPHI Collaboration, CERN-PPE/92-75

[BSW85] WIRBEL, STECH, BAUER, „Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons“, Z.Phys. C29(1985) 637

[BSW87] WIRBEL, STECH, BAUER, „Exclusive Non-Leptonic Decays of D-,D_s- and B-Mesons“, Z.Phys. C34(1987) 103-115

[BTAG92] D. Brown, M.Frank,„ Tagging b hadrons using track impact parameters“, MPI Munic, ALEPH note 92-135, 24.8.1992

[CDF94] „Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$“, FERMILAB-PUB-94/097-E, CDF Collaboration

[CDF95] „Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the CDF Detector at Fermilab“, FERMILAB-PUB-95/022-E, CDF Collaboration

[DEL1] DELPHI Kollaboration, „The DELPHI detector at LEP“, Nucl. Instr. and Meth. A303(1991),233-276

[DEL2] C.Kreuter,„Longitudinal Shower Development in the DELPHI Electromagnetic Caloriemeter HPC“, Diplomarbeit, IEKP-KA/93-9

[DEL3] DELPHI Kollaboration, „DELSIM Delphi Event Generation and Detector Simulation Reference Manual“, DELPHI-Note 89-68 Prog 143

[DEL4] DELPHI Kollaboration, „Delphi Data Analysis Program (DELANA) User's Guide.“ DELPHI-Note 89-44 Prog 137

[DEL5] Y. Sacquin,„DELPHI DST CONTENT“,DELPHI-Note 91-22 Prog 161

[DEBOER94] W. de Boer, „Grand Unified Theories and Supersymmetry in Particle Physics and Cosmology“, IEKP-Karlsruhe, März 1994

[D0] „Observation of Top Quark“, FERMILAB-PUB-95/028-E, *D∅* Collaboration

[DRELL] J.D.Bjorken,S.D.Drell „Relativistische Quantenfeldtheorie“, B.I.Hochschultaschenbücher, Band 101

[FRI74] J.H.Friedman, „Data Analysis Techniques for High Energy Particle Physics, proceedings of the 1974 CERN School of Computing, Godoysund (Norway)“, CERN/74-23 (August 1974)

[FÜR92] H. Fürstenau, „Tests of QCD and Grand Unified Theories with the DELPHI Detector at LEP“, Dissertationsarbeit, IEKP-KA/92-16 Karlsruhe,1992

[GISW] ISGUR,SCORA,GRINSTEIN,WISE,„Semileptonic B and D decays in the quark model“, Phys.Rev. D39(1989) 799

[HAD94] Ulrich Hädinger, „Untersuchung von Z^0 Zerfällen in den $b\bar{b}$-Endzustand mit Hilfe inklusiver Leptonen am DELPHI-Detektor des e^+e^- - Speicherrings LEP“, Dissertationsarbeit, IEKP-KA/94-10

[HAL84] Francis Halzen,Alan D. Martin ,„Quarks and Leptons, An introductory Course in Modern Particle Physics“,John Wiley Verlag,1984

[HAM94] Privatgespräch Dr. K.Hamacher, M.Weierstall, Universität Wuppertal

[HAWK88] Stephen W. Hawking, „A brief history of Time“, 1988

[HBOOK] R.Brun, D.Lienart, HBOOK User Guide, CERN COMPUTER CENTER PROGRAM LIBRARY, 1987

[HOLL94] W.Hollik, Vorlesungsreihe über elektroschwache Wechselwirkung SS94, Universität Karlsruhe (TH)

[JET73] „PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 Physics and Manual“, Torbjörn Sjöstrand, Theory Division, CERN-TH.6488/92

[KU93] Thomas Kußmaul, „Bestimmung von α_s aus der Skalenverletzung in der Fragmentationsfunktion bei der e^+e^- - Annihilation“, Dipomarbeit, IEKP KA/93-6

[MAE] private Mitteilung Dr. G.Gunnar Maehlum, IEKP Karlsruhe

[MIN] MINUIT Reference Manual, 92.1 Application Software Group Computing and Networks Division CERN Geneva, Switzerland

[MSB83] William J.Marciano, „Flavor thresholds and Λ in the modified minimal-subtraction scheme“, Phys.Rev. D29(1983) 580-582

[MÜ92] H. Müller, Vorlesungsreihe Elementarteilchenphysik D, Sommersemester 92,Universität Karlsruhe

[OKU88] Lev B. Okun, „Physik der Elementarteilchen“, Akademie Verlag, 1988

[PDG94] The particle data group, „Particles and Fields“, The American Physical Society,American Institute of Physics, Phys.Rev. D50(1994),1173-1826,Number 3

[PRO94] „Production characteristics of K^0 and light meson resonances in hadronic decays of the Z^0", DELPHI Collaboration, CERN-PPE/94-130

[PROKL94] „Production of K^0 and Λ in hadronic Z decays", The ALEPH Collaboration, CERN-PPE/94-074

[QUI83] C.Quigg, „Gauge Theories of the Strong, Weak, and Elektromagnetic Interactions", The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., Advanced Book Program Reading, Massachusetts, 1983

[REI95] Michael Reinert, „Untersuchung der b-Quark Beschreibung im JETSET7.3 Generator anhand der Daten des DELPHI Detektors" Diplomarbeit, IEKP-KA/94-5

[SCHM94] Michael Schmelling/CERN „QCD Results from the Study of Hadronic Z-Decays", CERN/PPE 94-184

[STR83] JADE Collab., W.Bartel et all., Phys. Lett. B101(1981) 129
Z.Phys. C21(1983) 37

[STR90] „A Phenomenological Investigation of the String Effect", Khoze, Lönnblad, Phys.Lett.B241(1990),123-126

[STR91] „A model independent observation of the string effect using quark tagging at LEP", OPAL Collaboration, Phys.Lett B261(1991), 334-346

[WEI94] Christian Weiser, „Separation von Quark und Gluonjets und Bestimmung des relativen K^0_S- und Λ^0- Produktionsverhältnisses mit dem DELPHI-Detektor bei LEP",Diplomarbeit, IEKP-KA/94-15

[WIE91] „Erzeugung schwerer Quarks in ep Kollisionen. Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.", M.Wielers, Diplomarbeit, III. physikalisches Institut B der TH Aachen, 1991

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr.W.deBoer für die Vergabe der Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. H.Müller für die Übernahme des Koreferates
- Herrn Dr. W.D.Apel für die gute Betreuung und ständige Hilfbereitschaft. Durch viele Diskussionen hat er die Erstellung der Arbeit erst ermöglicht, und hat viele hilfreiche Tips und Anregungen gegeben.
- Michael Reinert für die gute Zusammenarbeit.
- Allen Kolleginnen und Kollegen für allerlei Diskussionen und die gute Arbeitsatmosphäre im Institut. Mein besonderer Dank gilt außerdem Christian Weiser für die Überlassung von Teilen des Detektorkapitels.

Versicherung

Ich versichere hiermit,
daß ich diese Arbeit selbständig
unter Angabe aller wesentlichen
Hilfsmittel und Referenzen,
angefertigt habe.

Ulrich Schwickerath