

Untersuchung der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung mit JADE-Daten bei 22-44 GeV

Von der Fakultät für
Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades einer
Doktorin der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physikerin Mona Blumenstengel (geb. Craciun)
aus Medias, Rumänien

Berichter: Universitätsprofessor Dr. S. Bethke

Universitätsprofessor Dr. G. Flügge

Tag der mündlichen Prüfung 21.11.2002

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der
Hochschulbibliothek online verfügbar.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Physikalische Grundlagen	6
2.1	Das Standardmodell - eine kurze Beschreibung	6
2.2	QCD (Partonen)	7
2.2.1	Die Quantenchromodynamik	7
2.2.2	QCD-Schauer-Modelle	9
2.2.3	Farbkohärenz	10
2.2.4	Verschiedene Rechenansätze der QCD: NLLA und MLLA	12
2.3	Phänomenologie des Teilchenimpulsspektrums	16
2.3.1	LPHD	16
2.3.2	Phänomenologische Modelle der Hadronisierung	16
2.3.3	Flavourabhängigkeit	17
2.3.4	Monte-Carlo-Simulationsstudien zur Flavourabhängigkeit	17
3	Das Experiment	24
3.1	PETRA Beschleuniger und JADE-Detektor	24
3.1.1	Der Speicherring PETRA	24
3.1.2	Der JADE-Detektor	24
3.2	Die Selektion multihadronischer Ereignisse	28
3.3	Inhalt der Datensätze	30
3.4	Detektorsimulation	30
4	Messung des $\ln(\frac{1}{x})$-Spektrums	32
4.1	Messmethode	32
4.2	Daten, MC in der "Standardanalyse"	33
4.3	Korrekturprozedur	34
4.3.1	Korrektur auf Detektor-Auflösung, Akzeptanz und ISR	34
4.3.2	Korrigierte Daten, MC im Vergleich	37

5	Untersuchung der $\ln(\frac{1}{x})$-Spektren	41
5.1	χ^2 -Methode	41
5.2	Fitfunktion, Fitparameter und Fitmethode	41
5.3	Bestimmung der Anpassungsbereiche	43
5.4	Systematische Untersuchungen	45
5.4.1	Kurze Beschreibung der systematischen Untersuchungen	45
5.4.2	Variation des Fitbereiches	45
5.4.3	Multihahronische Selektionskriterien	46
5.4.4	Spurselektionskriterien	54
6	Ergebnisse	70
6.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	70
6.2	Diskussion der Fehler	73
6.3	Interpretation der Ergebnisse und deren Fehler	77
7	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Tabellen und Abbildungen	86

Kapitel 1

Einleitung

Das "Standardmodell" ist zur Zeit unsere fundierte und vereinigte Theorie, die sowohl die elektromagnetische und die schwache als auch die starke Wechselwirkung beinhaltet. Das weitreichende Standardmodell stellt das Wesentliche der Elementarteilchen-Forschung dar. Seine allgemeine Gültigkeit ist experimentell untersucht und vielfach bestätigt worden. Das Standardmodell basiert sowohl auf der Quanten- als auch auf der Relativitätstheorie. Die Quantenelektrodynamik oder kurz "QED", die sich mit der elektromagnetischen Wechselwirkung beschäftigt, ist eine der ältesten Komponente dieser Theorie und wurde Anfang des 20. Jahrhunderts entwickelt und später in einem allgemeineren Rahmen, der die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung beschreibt, "Glashow-Salam-Weinberg"-Modell [1] genannt, eingebettet.

Die starke Wechselwirkung wurde erst später in dem Standardmodell implementiert, nachdem in den siebziger Jahren "Quarks" als fundamentale Teilchen akzeptiert wurden und nachdem die Art der Wechselwirkung zwischen solchen Teilchen untersucht worden ist. Die Theorie, die sich mit der starken Wechselwirkung beschäftigt, die Quantenchromodynamik, kurz "QCD" [2], hat in ihrer Struktur Ähnlichkeiten mit der "QED". Bis heute konnten aber QCD-Tests nicht die gleiche Präzision wie QED-Tests erreichen. Experimentelle Messungen in der QCD sind schwierig, da die fundamentalen Teilchen, die "Quarks" und die "Gluonen", die durch die Theorie beschrieben sind, nie in einem freien Zustand, sondern nur in gebundenen Zuständen, die als "Hadronen" bekannt sind, erscheinen können. Aus diesem Grund ist es unmöglich, eine große Anzahl von Quarks in einem definierten Impulszustand, also einen Strahl von freien Quarks, zu erzeugen.

Der gewöhnlichste Weg, um QCD zu testen, ist, stattdessen Strahlen von Hadronen kollidieren zu lassen, und eine Faltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit den Impulsverteilungen von Quarks und Gluonen in Hadronen (die Strukturfunktionen) zu berechnen und mit den Messungen zu vergleichen, um Aussagen über den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu gewinnen. Die Strukturfunktionen können allerdings nicht berechnet, sondern müssen auch gemessen werden. Dies alles macht QCD-Studien mit Hadronstrahlen sehr schwierig.

Eine alternative Methode, um QCD-Messungen zu leisten, ist durch Kollisionen von Teilchen, die nicht stark miteinander wechselwirken, zum Beispiel von Elektronen- und Positronen-Strahlen. Einer der höchstenergetischen Beschleuniger an dem mit e^+e^- -Kollisionen gearbeitet wurde, ist der LEP-Beschleuniger am CERN in der Schweiz, wo zwischen 1989 und 1995 bei einer Schwerpunktsenergie um 91.2 GeV gearbeitet wurde. Die eingesetzte Reaktion ist die e^+e^- -Vernichtung in ein Photon oder ein Z^0 Boson, die dann in ein Quark-Antiquark Paar zerfallen. Diese Reaktion hat den Vorteil, dass das Quark-Antiquark Paar im Endzustand in einem wohl definierten Impulszustand und mit weitgehend bekannten Quantenzahlen erzeugt wird.

In beiden Typen von Experiment wird sich, nach einem aus theoretischer Sicht noch nicht verstandenen Mechanismus, jedes in einer Reaktion entstandene Quark oder Gluon in Hadronen umwandeln. Diese Kenntnislücke beeinträchtigt alle Vergleiche zwischen den QCD-Vorhersagen und den experimentellen Messungen. Ein wichtiges Ziel der QCD-Analysen ist deswegen, einen tieferen Einblick in diesen Prozess der "Hadronisierung" zu gewinnen. Man beobachtet, dass die erzeugten Hadronen dazu neigen, sich in Bündeln, auch "Jets" genannt, zu konzentrieren. Über die Jets nimmt man an, dass sie die Kinematik der Quarks und Gluonen, aus denen sie entstanden sind, reflektieren.

Wie die QCD vorhersagt und das Experiment bestätigt, ist die starke Kopplungskonstante α_s eine "laufende Kopplungskonstante", d.h. dass ihr Wert von dem in der beobachteten Reaktion beteiligten Impulstransfer abhängig ist. In der e^+e^- -Vernichtung wird diese "Skala" experimentell von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} des e^+e^- -Systems gegeben. Da die analytische Form des "Laufens" von α_s theoretisch berechnet worden ist, sollten experimentelle QCD-Tests nicht nur Messungen von α_s und ähnliche QCD-Observablen bei bestimmten Schwerpunktsenergien beinhalten, sondern sollten auch ihre Entwicklung mit der Schwerpunktsenergie untersuchen. Einen reichhaltigen Überblick von α_s -Messungen über einen umfangreichen Skalenbereich in unterschiedlichen Experimenten-Typen ist in den Referenzen [3] und [4] zu finden.

Es ist zu beachten, dass, falls mit Kollisionen zwischen Hadronen gearbeitet wird, im gleichen Experiment Messungen bei unterschiedlichen Skala, d.h. unter gleichen systematischen Bedingungen, möglich sind. Im Unterschied dazu benötigen Untersuchungen des QCD Skalen-Verhalten in e^+e^- -Kollisionen die Variation der Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems für einen gegebenen Beschleuniger oder die Kombination der Ergebnisse von mehreren unterschiedlichen e^+e^- -Kollisionsexperimenten. Bis vor kurzer Zeit waren deswegen für QCD-Analysen unter konsistenten Bedingungen eher wenige Sätze an definierten Schwerpunktsenergien des e^+e^- -Systems verfügbar. Die Situation hat sich mit Beginn des "LEP 2"-Programms am CERN verbessert. Seitdem wurde in mehreren Schritten die Schwerpunktsenergie des LEP-Beschleuniger von dem ursprünglichen Wert von 91.2 GeV auf 209 GeV erhöht. So wurde die Überdeckung eines breiten Energiebereiches erzielt. Der Einschluss von Messungen bei Schwerpunktsenergien unter 91.2 GeV ist ebenso sehr wichtig, weil die Energieabhängigkeit der QCD-Observablen stärker bei kleinen Energien werden, und deswegen haben hier die Tests der Theorie eine größere Signifikanz.

In dieser Arbeit werden, mittels e^+e^- -Vernichtung in hadronische Endzustände, QCD-Tests bei einer Schwerpunktsenergie zwischen $\sqrt{s} = 22$ GeV und 209 GeV unter homogenen experimentellen Bedingungen durchgeführt. Daten des JADE-Experiments, das zwischen 1978 und 1986 bei niedrigen Schwerpunktsenergien am PETRA e^+e^- -Beschleuniger am DESY gelaufen ist, werden analysiert und dann mit veröffentlichten Ergebnissen des OPAL-Experimentes am LEP-Beschleuniger kombiniert. Ein wichtiger Punkt ist, dass die JADE- und OPAL-Detektoren sehr ähnlich gebaut sind und deswegen auch die systematischen Effekte der Messungen mit den zwei Detektoren ähnlich sein müssen. Außerdem wurden die in den beiden Experimenten angewandte Mess- und Auswertemethoden so ähnlich wie möglich gehalten.

Im folgenden Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen des Standardmodells und insbesondere der QCD mit den für das in dieser Arbeit untersuchte Hadronen-Impulsspektrums relevanten theoretischen und phänomenologische Aspekten vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt das JADE-Experiment und geht auf die Datensätze ein, welche für die Analyse herangezogen wurden. Die Messung der Hadronen-Impulsspektrums, dargestellt als $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung der skalierten Impuls x , sowie die Untersuchungen der Quellen systematischer Unsicherheiten sind im Kapitel 4 und 5 detailliert präsentiert. Die Ergebnisse dieser Analyse sowie Schlußfolgerungen die für die Phänomenologie der Hadronisierung und für die Vorhersagen der QCD gezogen wurden, sind im Kapitel 6 zu finden. Den Abschluß bildet Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell - eine kurze Beschreibung

Das Bestreben, die grundlegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten der in der Natur beobachtbaren Vielfalt an Teilchen und Kräften zu verstehen, hat in den letzten Jahrzehnten zum "Standardmodell" der Teilchenphysik geführt. Es umfaßt Theorien, die jeweils einen Teil der bisher bekannten Wechselwirkungen zwischen den Teilchen zu beschreiben versuchen. Als fundamentale Teilchen werden punktförmige Fermionen angesehen, die nach der Art der Wechselwirkung, der sie unterliegen, in das in Tabelle 2.1 dargestellte Schema geordnet werden können. Die Fähigkeit eines Teilchens zur Teilnahme an einer Wechselwirkung ist formal mit einer entsprechenden Ladung, die das Teilchen trägt, verknüpft. Man unterscheidet bei den Fermionen *Quarks*, die starke oder Farbladung tragen, und *Lep-*

	Generation			elektrische Ladung	starke Ladung	Wechselwirkung
	1	2	3			
Quarks	u <i>up</i>	c <i>charm</i>	t <i>top</i>	$+\frac{2}{3}$	rot grün blau	stark & elektroschwach
	d <i>down</i>	s <i>strange</i>	b <i>bottom</i>	$-\frac{1}{3}$	rot grün blau	
Leptonen	ν_e <i>Elektron- Neutrino</i>	ν_μ <i>Myon- Neutrino</i>	ν_τ <i>Tau- Neutrino</i>	0	-	elektroschwach
	e^- <i>Elektron</i>	μ^- <i>Myon</i>	τ^- <i>Tau</i>	-1	-	

Tabelle 2.1: Fundamentale Fermionen des Standardmodells und die Kräfte, denen sie unterliegen.

tonen, die diese Eigenschaft nicht besitzen. Die Quarks jeder Sorte ("Flavour") kommen in drei verschiedenen farbigen Spielarten vor, die mit "rot", "grün" und "blau" bezeichnet werden. Ferner lassen sich die Teilchen je nach ihrem schwachen Isospin in "obere" und "untere" Leptonen bzw. Quarks einteilen. Die zwölf Leptonen und Quarks gliedern sich auf natürliche Weise in drei Familien. Die leichtesten bilden die erste Generation. In jeder folgenden Generation sind die geladenen Teilchen erheblich schwerer als in der ihr vorausgehenden Generation. Es gibt experimentelle Hinweise darauf, daß es keine weiteren Familien gibt [5].

Die bisher bekannten Kräfte zwischen den Teilchen, die elektroschwache und starke Wechselwirkung, werden im Standardmodell durch Quantenfeldtheorien beschrieben. Die Gravitation, die auf alle Teilchen zwar universell, aber äußerst schwach wirkt, ist bis heute nicht erfolgreich im Standardmodell integriert. Im Standardmodell werden die auftretenden Felder mit Bosonen assoziiert. Wechselwirkungen sind mit dem Austausch dieser Bosonen verknüpft, die an die Ladung von Teilchen koppeln, so das Photon an die elektrische, das Z^0 und die W -Bosonen an die schwache und die Gluonen an die starke Ladung. Die Quarks tragen Ladungen aller drei Wechselwirkungen.

Im Standardmodell wird die Dynamik der Reaktionsprozesse, bei denen Feldquanten ausgetauscht werden, mit einem entsprechenden Wechselwirkungsterm der Lagrangedichtefunktion \mathcal{L} dargestellt. Dieser besteht aus einer Reihe von Termen, die jeder für sich das Produkt der Felder bzw. deren Ableitungen ist. Aus \mathcal{L} lassen sich mit dem Prinzip der kleinsten Wirkung die Bewegungsgleichungen bestimmen, welche Ausbreitung und Wechselwirkung der Teilchen beschreiben. Formal ist das Auftreten von Eichbosonen einer Feldtheorie mit der Realisierung einer Eichsymmetrie in der Lagrangedichte verbunden. Diese Symmetrie legt die Anzahl der entsprechenden Ladungen fest und charakterisiert die Wechselwirkung.

Als leitendes Prinzip zur Formulierung des Standardmodells hat sich der Gedanke der Vereinheitlichung erwiesen, d.h. der Versuch, die Vielfalt aller Wechselwirkungen als verschiedene Aspekte einer Urkraft zu verstehen. Dieses ist teilweise mit der Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Kraft gelungen. Die Suche nach einer verallgemeinerten Theorie scheint auch insofern vonnöten, als das Standardmodell nicht ohne einen großen Satz von nicht vorhergesagten Parametern auskommt, wie beispielsweise den Massen der Leptonen und Quarks. In diesem Sinne ist die derzeitige Theorie der starken Kraft, um die es in dieser Arbeit geht, noch als vorläufiges Modell zu betrachten, von dem man aber annehmen kann, daß es viele Züge einer endgültigen Theorie trägt.

2.2 QCD (Partonen)

2.2.1 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik QCD, beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen aufgrund der zwischen ihnen

herrschenden Farbkraften [6]. Im Unterschied zum Photon in der Quantenelektrodynamik QED existieren acht Gluonen als Feldquanten, die selbst Farbladung in unterschiedlicher Zusammensetzung tragen und somit untereinander wechselwirken können. Diese Eigenschaft bewirkt eine unterschiedliche Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante α_s in Vergleich zur Feinstrukturkonstante α_{em} . In Abhängigkeit des Quadrates des Viererimpulsübertrages μ^2 lautet die Parametrisierung von α_s in zweiter Ordnung Störungstheorie [7]:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{\mu}{\Lambda_{eff}}\right)^2} \left(1 - 2 \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln\left(\frac{\mu}{\Lambda_{eff}}\right)^2}{\ln\left(\frac{\mu}{\Lambda_{eff}}\right)^2} \right), \quad (2.1)$$

Λ_{eff} bezeichnet den Skalenparameter, N_F die Anzahl der beteiligten Quarksorten, $\beta_0 = (11 - \frac{2}{3}N_F)$ und $\beta_1 = (51 - \frac{19}{3}N_F)$.

Für $N_F \leq 16$ verschwindet die Kopplung im Grenzwert zu hohen μ^2 . Quarks und Gluonen verhalten sich wie quasi freie Teilchen (asymptotische Freiheit).

Sei Q die Energieskala, wo man die starke Kopplungskonstante betrachtet. Für hohe Q^2 -Werte ist die Kopplungskonstante klein und erlaubt eine Berechnung mit Hilfe störungstheoretischer Methoden. Für kleine Q^2 oder große Abstände wächst die Kopplung. Der Beweis steht aber noch aus, dass aus der QCD-Theorie Confinement folgt, d.h. farbgeladene Quarks und Gluonen sind nicht frei beobachtbar, sondern nur in farbneutralen Zuständen (Hadronen). Aufgrund des Confinements sind Farbladungsträger nur in farbneutralen Bindungszuständen in Form von Hadronen beobachtbar. Prozesse im Energiebereich $Q^2 < \Lambda_{eff}^2$, zu denen auch die Hadronisierung gehört, entziehen sich der störungstheoretischen Behandlung und müssen von phänomenologischen Modellen beschrieben werden. QCD-Rechnungen können derzeit nur Voraussagen über Partonkonfigurationen treffen, nicht aber direkt Endzustände in Form von beobachtbaren Hadronen beschreiben. Die Produktion von Hadronen in Hochenergetischen Teilchenreaktionen wird daher über einen zweistufigen Prozess beschrieben:

- Erzeugung von Partonen (Quarks und Gluonen) innerhalb von QCD-Störungstheorie,
- Hadronisierung der Partonen mit phänomenologischen Hadronisierungsmodellen.

In der QCD wird ein störungstheoretischer Ansatz für die Berechnung der Wechselwirkung verwendet. Man versucht, Prozesse der starken Kraft in steigenden Ordnungen der Kopplungskonstanten α_s zu entwickeln, sofern die Beiträge höherer Ordnungen in α_s klein sind. Zur Beschreibung der Wechselwirkung würde dann eine Berechnung bis zu einer endlichen Ordnung (z.B. $\mathcal{O}(\alpha_s)$) ausreichen. Dieses in der QED so erfolgreiche Konzept stößt in der QCD jedoch auf Schwierigkeiten. Während in der QED die Kopplungskonstante α_{em} mit steigendem Abstand kleiner wird, führt die Selbstkopplung der Gluonen zu einer mit dem Abstand der Farbladungen zunehmenden Kopplungskonstanten α_s . Damit die störungstheoretische Rechnung genügend schnell konvergiert, muss die Kopplungskonstante klein sein. Dies ist bei großem Abstand (ca. 1 fm) zwischen den Farbladungen jedoch nicht

mehr erfüllt und eine störungstheoretische Entwicklung nach α_s ist nicht mehr sinnvoll. Bei kleinen Abständen oder großem Energieübertrag zwischen den Farbladungen ist α_s klein und eine Entwicklung nach Potenzen der Kopplungskonstanten wird sinnvoll. Es gibt für die störungstheoretische Berechnung der Erzeugung von Quarks und Gluonen zwei unterschiedliche Ansätze:

- Die Berücksichtigung aller Beiträge bis zu einer bestimmten Ordnung in α_s (z.B. $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) oder
- die Entwicklung nach führenden Termen in allen Ordnungen von α_s (Leading-Log-Approximation, kurz LLA).

Die Erzeugung von Partonen in der e^+e^- -Vernichtung ist bis zu $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ für masselose, mittlerweile auch für massive Quarks berechnet, und Teile der Berechnungen in $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ sind verfügbar.

2.2.2 QCD-Schauer-Modelle

In diesen Modellen wird zur Berechnung der Parton-Verteilungen im Rahmen der Störungstheorie ein anderer Weg eingeschlagen. Es wird nicht versucht, durch Summation über alle beitragenden Graphen eine möglichst exakte Berechnung der Wirkungsquerschnitte für eine bestimmte Ordnung in α_s zu erhalten, sondern man betrachtet nur die führenden logarithmischen Terme aller Ordnungen. Dabei werden Teile des Phasenraums vernachlässigt, so dass zu den Rechnungen mit exaktem Matrixelement bereits in erster Ordnung Unterschiede auftreten. Die Erzeugung von Partonen wird analog zu einem elektromagnetischen Schauer formuliert. Das in der e^+e^- -Annihilation erzeugte primäre $q\bar{q}$ -Paar strahlt längs seines Weges Gluonen ab. Da diese ebenfalls Farbladung tragen, können auch sie in weitere Gluonen oder $q\bar{q}$ -Paare zerfallen.

Die Wahrscheinlichkeiten \mathcal{P} für einen Abstrahlungsprozess werden in der LLA durch die Altarelli-Parisi-Beziehung wiedergegeben. Sie hängen von der aktuellen QCD-Kopplung $\alpha_s(\mu)$ bei einer den Prozess charakterisierenden Skala μ und dem Energie-Impuls-Bruchteil $z = (E + |\vec{p}|)_{Tochter} / (E + |\vec{p}|)_{Mutter}$, den das Tochterteilchen erhält, ab:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} P(z) \quad (2.2)$$

Hierbei sind t ein Entwicklungsparameter der Kaskade (vergleichbar der Zeit, etwa die Virtualität des Mutterpartons) und $P(z)$ die Altarelli-Parisi-Verteilung für eine der Parton-Verzweigungen. Die virtuellen Massen der Partonen nehmen während des Schauers ab. Die Berechnungen können nicht bis zu kleinsten Energien durchgeführt werden, sondern müssen abgebrochen werden, wenn α_s die Größenordnung 1 erreicht.

Der Schauerprozess wird üblicherweise abgebrochen, wenn die Partonen eine minimale Virtualität von etwa 1 GeV erreicht haben. Geht man zu kleineren Werten, verlieren die störungstheoretischen Näherungen ihre Gültigkeit.

2.2.3 Farbkohärenz

Betrachten wir die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung von Teilchen in dem Prozess $e^+ + e^- \rightarrow q\bar{q}$, wobei $x = \frac{2p}{\sqrt{s}}$ der auf die Hälfte der Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems normierte Impuls p von Partonen, die in der e^+e^- -Vernichtung entstehen, ist. Die QCD-Vorhersage für die Form der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung basiert auf der Farbkohärenz der Gluonen, genauer auf der destruktiven Interferenz von niederenergetischen Gluonen. I.A. spricht man von Kohärenz wenn die Wellen von Teilchen in Phase sind. Nur dann, wenn Kohärenz existiert, kann man völlig destruktive Interferenz haben. Eine wichtige Manifestation der Kohärenz in der QCD ist das so genannte "angular ordering" (AO) von aufeinander folgenden Partonabstrahlungen. AO berücksichtigt die Abhängigkeit der Abstrahlung von weichen Gluonen von der Vorgeschichte in der Entwicklung der Partonkaskade. Um diese Eigenschaft verstehen zu können, betrachtet man was aus der QED-Sicht bei der Abstrahlung niederenergetischer Photonen von einem e^+e^- -Paar passiert. Die Frage ist, wann e^+ oder e^- unabhängig Photonen γ abstrahlen können. Um diese Frage beantworten zu können, schätzt man die Zeit t_{form} , die z.B. e^- bei der Abstrahlung eines Photon γ benötigt (siehe Abbildung 2.1).

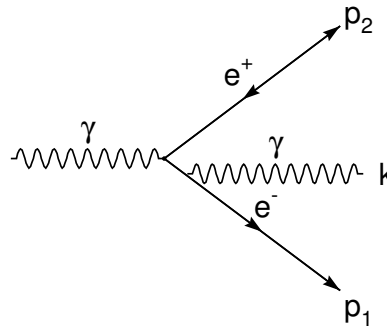


Abbildung 2.1: Bremsstrahlung eines Photons k nach der e^+e^- Produktion.

Mit $m_e \approx 0$, k und p_e als Vierervektoren von γ und e^- , $\theta_{e,\gamma}$ als Winkel zwischen Elektron und Photon und M_{virt}^e als virtuelle Masse des Elektrons vor der γ -Abstrahlung, mit $\hbar = 1$ und $c = 1$, gilt für kleine $\theta_{e,\gamma}$:

$$\begin{aligned}
 (p_e)^2 &= 0 \text{ und } (k)^2 = 0 \\
 \rightarrow E_e &= |\vec{p}_e| \\
 \rightarrow M_{virt}^e &= \sqrt{(p_e + k)^2} = \sqrt{p_e^2 + k^2 + 2p_e k} \\
 &= \sqrt{0 + 0 + 2p_e k} = \sqrt{2E_e E_\gamma (1 - \cos \theta_{e,\gamma})} \\
 &\approx \sqrt{2E_e E_\gamma \frac{1}{2} \theta_{e,\gamma}^2} = \sqrt{E_e E_\gamma \theta_{e,\gamma}^2}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Jetzt können wir mit Hilfe der Unschärferelation die "Lebensdauer" t_{form} des Elektrons berechnen:

$$\begin{aligned}
t_{form} &= \frac{1}{\Delta E} \cdot \text{Lorentzfaktor} = \frac{1}{M_{e^-}^{virt}} \frac{E_e + E_\gamma}{M_{e^-}^{virt}} \stackrel{E_e \gg E_\gamma}{\approx} \frac{1}{M_{e^-}^{virt}} \frac{E_e}{M_{e^-}^{virt}} \\
&= \frac{1}{M_{e^-}^{virt}} \frac{|\vec{p}_e|}{M_{e^-}^{virt}} = \frac{|\vec{p}_e|}{(p_e + k)^2} = \frac{1}{E_\gamma \theta_{e,\gamma}^2} = \frac{1}{|\vec{k}| \theta_{e,\gamma}^2}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Sei $|\vec{k}| \sin \theta_{e,\gamma} \approx |\vec{k}| \theta_{e,\gamma} \equiv k_\perp = \lambda_\perp^{-1}$ die transversale Komponente des Impulses des Photons bezüglich der Elektronflugrichtung. Dann ist λ_\perp^{-1} die transversale Wellenlänge des abgestrahlten Photons. Man kann dann für t_{form} schreiben:

$$t_{form} \approx \frac{\lambda_\perp}{\theta_{e,\gamma}} \tag{2.5}$$

Das Gleiche passiert bei der Abstrahlung, wenn das Positron ein Photon abstrahlt.

In dieser Zeit t_{form} wird das e^+e^- Paar transversal durch den Abstand $\rho^{e^+e^-} \approx \theta_{e^+,e^-} t_{form}$ separiert sein.

Für große Emissionswinkel des Photons, $\theta_{e^-, \gamma} \approx \theta_{e^+, \gamma} \gg \theta_{e^+, e^-}$, ist der transversale Abstand zwischen e^+ und e^- kleiner als λ_\perp . In diesem Fall könnte das abgestrahlte Photon die interne Struktur des e^+e^- Paares nicht auflösen und sieht deswegen nur dessen totale elektrische Ladung, die gleich Null ist. Also für $\theta_{e^-, \gamma} \gg \theta_{e^+, e^-}$ erwartet man, dass die γ -Emission stark unterdrückt ist. e^+ und e^- können nur dann unabhängig Photonen abstrahlen, wenn $\rho^{e^+e^-} \geq \lambda_\perp$, das bedeutet wenn

$$\theta_{e^-, \gamma} \leq \theta_{e^+, e^-} \text{ oder } \theta_{e^+, \gamma} \leq \theta_{e^+, e^-} \tag{2.6}$$

Ein ähnliches Bild ergibt sich auch für QCD -Kaskaden, wo die Emission niederenergetischer Gluonen immer unter der Erhaltung der Farbladung passiert. Der einzige Unterschied ist, dass die kohärente Emission von niederenergetischen Gluonen von einem nicht aufgelösten Quark-Antiquark-Paar nicht mehr Null ist. Die Emission passiert, als ob sie von dem ursprünglichen Gluon, das in das Quark-Antiquark-Paar zerfallen ist, kommt (siehe Abbildung 2.2).

Diese Eigenschaft ist universell und bleibt gültig für alle niederenergetischen Abstrahlungen, die Prozesse wie $q \rightarrow qg$ und $g \rightarrow gg$ begleiten. Beachtenswert ist, dass unter Berücksichtigung dieser Eigenschaft, alle führenden logarithmischen Effekte für Observablen richtig berechnet werden, wenn über der Azimutwinkel gemittelt wird ([8]). Dabei wird folgendermaßen die unabhängige Emission von Gluonen erlaubt :

- vom Antiquark \bar{q} , wenn $\theta_{g1, \bar{q}} \leq \theta_{q, \bar{q}}$
- vom Quark q , wenn $\theta_{g1, q} \leq \theta_{q, \bar{q}}$

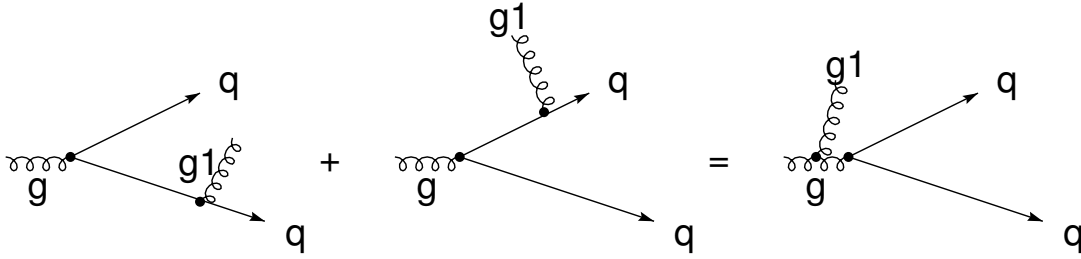


Abbildung 2.2: Abstrahlung eines niederenergetischen Gluons g_1 von q oder \bar{q} unter großem Winkel. Der Prozess läuft ab, als ob die Abstrahlung von dem ursprünglichen Gluon g käme.

- vom ursprünglichen Gluon g , wenn $\theta_{g_1, g} \geq \theta_{q, \bar{q}}$

Diese Rechnung ist in Referenz [8] zu finden. Diese Beobachtung liefert den Kern des Marchesini-Webber-Modell (siehe Referenz [9]), die erste Monte-Carlo-Simulation, die Kohärenz Effekte innerhalb eines Jets beinhaltet. Heutzutage ist dieser strikte AO-Formalismus in den meisten Monte-Carlo-Schauer-Modellen eingebaut (siehe Referenz [10]). Die Menge an niederenergetischen Gluonen, die unter großen Winkeln abgestrahlt werden, bleibt unverändert, selbst wenn die Anzahl von Teilchen innerhalb eines multipartonischen Bündels wächst, weil solche Gluonen keine einzelne Farbquellen innerhalb eines Partonjet auflösen können. Die niederenergetischen Gluonen sehen nur die gesamte Farbladung des Jets, d.h. des ursprünglichen Partons aus dem der Jet sich entwickelt hat. In diesem Sinn kann man sagen, dass die QCD-Farbkohärenz die Abstrahlung niedrigerenergetischer Gluonen bei großen Winkeln unterdrückt. Wenn man die Jetevolution mittels unabhängiger, aufeinanderfolgender Zerfälle des Partons beschreiben möchte, sollte man, als direkte Folge der Farbkohärenz, die Winkelordnung AO berücksichtigen, das bedeutet die monotone Verringerung des Abstrahlwinkels in einer Kaskade (siehe Abbildung 2.3).

Um den Effekt der Kohärenz zu verdeutlichen, kann man Abbildung 2.4 betrachten, wo die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation erhaltene $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung unter Berücksichtigung der Farbkohärenz in Vergleich zu dem Fall, wo die Farbkohärenz nicht berücksichtigt wird dargestellt wird. ρ ist die Häufigkeit der Teilchen pro $\Delta\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ Intervall [11].

2.2.4 Verschiedene Rechenansätze der QCD: NLLA und MLLA

Die Form der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für Partonen wird in der QCD unter Berücksichtigung der Farbkohärenz mit Hilfe verschiedener Rechenansätze vorhergesagt. Diese zwei Rechenansätze sind NLLA und MLLA. Stellen wir uns z.B. ein ultrahochenergetisches Quark q vor. In der LLA wird erlaubt, dass q Gluonen abstrahlen kann, den letzteren aber werden keine Abstrahlungen erlaubt. In der NLLA dürfen die von q abgestrahlten Gluonen weitere Partonen abstrahlen, diesen ist aber keine Abstrahlung erlaubt. Also ist NLLA nichts anderes als LLA, nur berechnet bis zu nächst führenden Logarithmen von einem gegebenen Entwicklungsparameter, z.B. x . MLLA ist eine modifizierte LLA Rechnung, mit dem

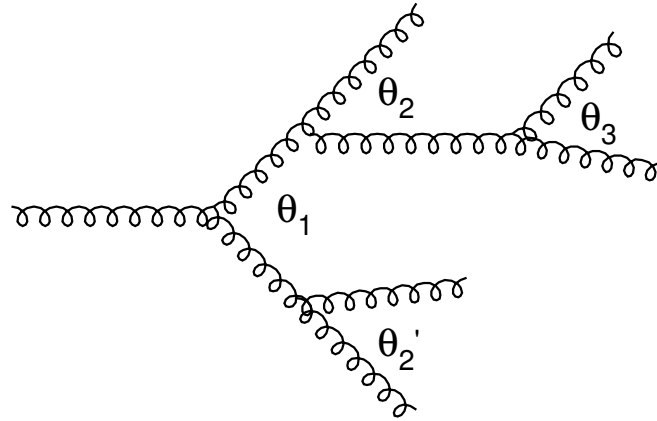


Abbildung 2.3: Winkelordnung (AO) in einer Kaskade: $\Theta_1 \geq \Theta_2 \geq \Theta_3, \Theta_1 \geq \Theta_2' \dots$ (siehe Seite 94 im Referenz [8])

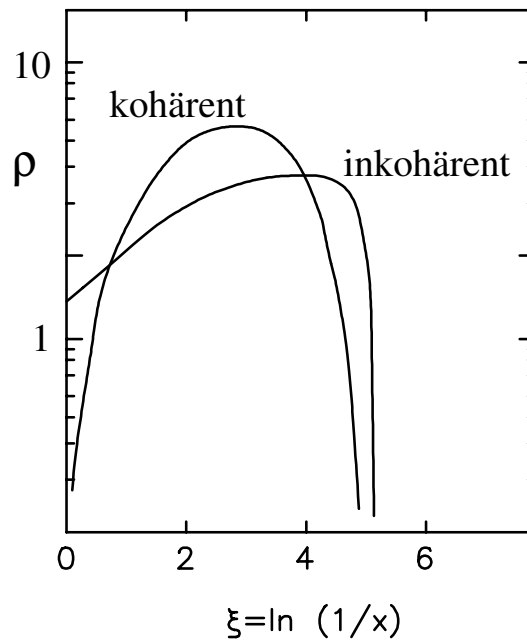


Abbildung 2.4: $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung erhalten mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation unter Berücksichtigung der Farbkohärenz im Vergleich zu dem Fall wo die Farbkohärenz nicht berücksichtigt wird [11]. ρ ist die Häufigkeit der Teilchen pro $\Delta \ln(\frac{1}{x})$ Intervall.

Unterschied, dass man hier mit einem Ansatz arbeitet, in dem der transversale Impuls von abgestrahlten Partonen nicht kleiner als ein bestimmter Wert werden kann, der als der Abschneideparameter Q_0 bekannt ist. Diese Begrenzung des transversalen Impulses in der MLLA führt zu der Aufhebung der Infrarotdivergenzen, die in den LLA und NLLA Rechnungen auftauchen. (Für Details siehe Seiten 20-23 und 145-153 in Referenz [8])

Eine bekannte QCD-Vorhersage für die Form der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung ist die Fong-Webber-Parametrisierung [12]. Die Fong-Webber-Parametrisierung wurde bei kleinen x -Werten durch das Zusammenfassen aller infraroten Divergenzen der NLLA durchgeführt. In Übereinstimmung mit der destruktiven Interferenz zwischen niederenergetischen Partonen wird dann die Produktion von Hadronen bei kleinen x unterdrückt. Die Vorhersage ist eine verzerrte Gaussfunktion für den Bereich der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung um das Maximum herum. Mit $\xi = \ln\left(\frac{1}{x}\right)$ und $y = \ln\frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_{eff}}$, gilt [12]:

$$\mathcal{D}(\xi) = \frac{N(y)}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{k}{8} - s\delta + \frac{2+k}{4}\delta^2 + s\delta^3 + \frac{k}{24}\delta^4\right) \quad (2.7)$$

$$\xi = \ln\left(\frac{1}{x}\right); \quad \delta = \frac{\xi - \langle\xi\rangle}{\sigma}.$$

Hierbei sind:

- $\sigma(y)$: Breite der Funktion
- $k(y)$: Kurtosis der Funktion
- $S(y)$: Skewness der Funktion
- $\langle\xi(y)\rangle$: der theoretische Mittelwert der verzerrten Gauß- Funktion, abweichend von dem der gesamten $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung. (Hier ist zu beachten, dass die Theorie nur den Bereich der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung um das Maximum herum gut beschreibt, daher auch der Unterschied zwischen den Mittelwerten der gesamten $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung und der Gauß-Funktion.)
- $N(y)$: Mittlere Multiplizität der Partonen

Diese Parameter haben die folgende y -Abhängigkeit [12]:

$$\begin{aligned} \langle\xi\rangle(y) &= \frac{1}{2}y \left(1 + \frac{\rho}{24}\sqrt{\frac{48}{\beta y}}\right) \left(1 - \frac{\omega}{6y}\right) + \mathcal{O}(1), \\ \sigma(y) &= \sqrt{\frac{y}{3}} \left(\frac{\beta y}{48}\right)^{1/4} \left(1 - \frac{\beta}{64}\sqrt{\frac{48}{\beta y}}\right) \left(1 + \frac{\omega}{8y}\right) + \mathcal{O}(y^{-1/4}), \\ S(y) &= -\frac{\rho}{16}\sqrt{\frac{3}{y}} \left(\frac{48}{\beta y}\right)^{1/4} \left(1 + \frac{\omega}{4y}\right) + \mathcal{O}(y^{-5/4}), \\ k(y) &= -\frac{27}{5y} \left(\sqrt{\frac{\beta y}{48}} - \frac{\beta}{24}\right) \left(1 + \frac{5\omega}{12y}\right) + \mathcal{O}(y^{-3/2}), \\ N(y) &= K \exp \left\{ \left(\sqrt{\frac{48y}{\beta}} - \frac{2\rho - \beta}{4\beta} \ln y\right) \left(1 + \ln\left(\frac{C_F}{C_A}\right) \left(\sqrt{\frac{\beta}{48y}} + \frac{2\rho - \beta}{192y} \ln y\right) + \frac{\omega}{12y}\right) \right\} \\ &\quad + \mathcal{O}(y^{-3/2}). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet N_F die Anzahl der aktiven Flavours, hier $N_F = 3$, sowie $\beta \equiv \beta_0 = 11 - \frac{2N_F}{3}$, $\rho = 11 + \frac{2N_F}{27}$ und $\omega = 1 + \frac{N_F}{27}$. Hier sind $\mathcal{O}(1)$ und K unbekannte Konstanten der Ordnung 1. Für die Maximumsposition gilt:

$$\xi^0 = \frac{1}{2}y + \sqrt{Cy} + C + \mathcal{O}(y^{-1/2}), \quad (2.9)$$

wobei $C = \frac{\rho}{24} \sqrt{\frac{48}{\beta}} = 0.2915$ für $N_f = 3$ aktive Quarkflavours.

Es ist sogar das asymptotische Verhalten der Differenz $\delta \equiv \delta_{inkl} = \xi^0 - \langle \xi \rangle$ bekannt [13], was auf eine Konstante führt, die für 3 aktiven Quarkflavours etwa den Wert 0.35 hat (siehe Seite 2973 in Referenz [14]). Mit diesem Wert kann man eine Abschätzung des $\mathcal{O}(1)$ Parameters in dem Ausdruck von $\langle \xi \rangle (y)$ in der Relation (2.8) erreichen, und zwar $\mathcal{O}(1) \approx -0.64$.

Die Fong-Webber-Parametrisierung und die MLLA-Rechnung für das Grenzwertspektrum — in der Approximation $\Lambda_{eff} = Q_0$ bekannt als "limiting spectrum" -Approximation ([14]) — liefern verschiedene Vorhersagen für die Form der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung. Die MLLA-Vorhersage in "limiting spectrum" -Approximation ist aus analytischer Sicht viel komplizierter. Numerische Rechnungen [12] haben aber gezeigt, dass in der Nähe des Maximums sich die beiden Vorhersagen höchstens in höheren, nicht berechneten Ordnungen unterscheiden, z.B. um 0.1 in dem Ausdruck von ξ^0 (siehe Seite 2973 in Referenz [14]). Die Messgenauigkeit der im Folgenden vorgestellten Analyse ist nicht ausreichend, um auf solche Unterschiede sensitiv zu sein.

Es stellt sich die Frage nach der Gültigkeitsbereich dieser Ansätze. Die MLLA-Rechnung in der "limiting spectrum" -Approximation ist eigentlich für $\xi_E = \ln\left(\frac{1}{x_E}\right)$ durchgeführt worden. Dabei ist x_E folgendermaßen definiert:

$$x_E = \frac{2E}{\sqrt{s}} = \frac{2\sqrt{p^2 + Q_0^2}}{\sqrt{s}}.$$

Q_0 ist 270 MeV (in etwa das Doppelte der Pionmasse), also von Null verschieden. Das bedeutet, dass für ξ_E ein kinematisches Limit existiert und zwar bei $x_E = \frac{2Q_0}{\sqrt{s}}$ [15]. Wohl bemerkt sei, dass die theoretischen Vorhersagen immer für massenlose Quarks durchgeführt worden sind.

2.3 Phänomenologie des Teilchenimpulsspektrums

2.3.1 LPHD

QCD liefert Berechnungen für Partonen, im Experiment werden aber Hadronen gemessen. Die Frage ist, wie theoretische Vorhersagen auf gemessene Verteilungen von Hadronen zu übertragen sind. Das Konzept von LPHD, d.h. lokale Parton-Hadron Dualität beantwortet diese Frage (siehe Seite 175 in Referenz [8]). In diesem Konzept verhalten sich Hadronen **im Durchschnitt wie Partonen**. Wohl bemerkt, gilt hier keine 1:1 Übertragung Ereignis für Ereignis zwischen Partonen und Hadronen.

Eine Konsequenz dieses Konzeptes ist, dass die analytische Form einer Verteilung von Hadronen die gleiche ist wie die, die für Partonen berechnet worden ist. Sie unterscheiden sich höchstens durch einen konstanten Faktor (Für mehr Details über LPHD siehe Seiten 175 bis 177 in Referenz [8].)

2.3.2 Phänomenologische Modelle der Hadronisierung

Nach Beendigung des Partonsschauers setzt die so genannte Fragmentation ein. Da es bis heute noch nicht gelungen ist, die Hadronisierung explizit mit QCD-Rechnungen zu beschreiben, behilft man sich mit phänomenologischen Modellen. Ihre Aufgabe ist es, Partonen in Hadronen zu überführen und ihre kinematischen Eigenschaften auf die erzeugten Hadronen zu übertragen.

Im Clustermodell des HERWIG Generators [16] werden im Phasenraum benachbarte farb- geladene Partonen zu farbneutralen Clustern zusammengefasst. Da die Behandlung von Mehr-Gluonzuständen nicht bekannt ist, lässt man zuvor die Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare zerfallen, bevor die Zuordnung zu den Clustern erfolgt. Obwohl man bereits bei einer recht kleinen Q^2 Skala angelangt ist, kann man die entstandenen massiven Farb-Singulets noch nicht als beobachtbare Hadronen interpretieren.

Ein in QCD-Analysen häufig genutztes Hadronisationsmodell ist das String-Fragmentationsmodell, das im JETSET Program [17] realisiert ist. Hierbei wird angenommen, dass das Farbfeld zwischen den Quarks und Antiquarks als schmale Flußröhre, String genannt, verläuft. Das Farbfeld wird mit einem Potenzial der Form $V(r) \sim \frac{a}{r} + br$ modelliert, sodass bei Vergrößerung des Abstandes r zwischen zwei Partonen der Energieinhalt des Strings linear zunimmt. Ein abgestrahltes Gluon stellt eine lokale transversale Auslenkung des Strings dar. An dieser angeregten Stelle kann der String beim Auseinanderstreben der Partonen unter Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares aus dem Vakuum aufbrechen, sodass sich zwei getrennte Strings ausbilden. Dieser Prozess setzt sich solange fort, wie die Restenergie ausreicht, den String erneut aufbrechen zu lassen. Die während der Fragmentation entstehenden neuen Quark-Antiquark-Paare bzw. Diquark-Antidiquark-Paare können mit den ursprünglichen zu hadronischen Zuständen ($q\bar{q}$, qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), zusammengefasst werden, wobei die Quarks in den verschiedenen hadronischen Zuständen nicht notwendigerweise alle identisch sein müssen. Die Aufteilung der Energie

eines primären Quarks auf die erzeugten Tochterpartikel wird durch Fragmentationsfunktionen parametrisiert. Das Programm PYTHIA [17] läuft nach dem gleichen Schema wie JETSET, nur die mögliche Zerfälle der Teilchen und weitere Details wie z.B. Bremsstrahlung im Anfangszustand, kurz ISR, wurden ergänzt bzw. verbessert. Ein weiteres Programm das die Fragmentation von primären Quarks beschreibt ist HERWIG [16].

2.3.3 Flavourabhängigkeit

QCD besitzt einen Flavour unabhängigen Wert für Λ_{eff} . Die theoretische Beschreibung der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung (siehe Abschnitt 2.2.4) berücksichtigt keine Quarkmassen. Dies ist eine sehr übliche Vereinfachung in theoretischen Rechnungen, wenn die sehr leichten u, d, s Quarks dominieren. Doch beim c - und insbesondere beim b -Quark kann die Masse nicht vernachlässigt werden, ohne dabei signifikante Effekte zu vernachlässigen. Die direkte Messung der Maximumposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für uds -, c - und b - Quarks bei 91.2 GeV (OPAL) [18] liefert verschiedene Ergebnisse für ξ^0 , die auf eine scheinbare Flavourabhängigkeit von Λ_{eff} hinweisen. In dieser Arbeit werden wir untersuchen, ob diese scheinbare Abhängigkeit auf Masseneffekte zurückzuführen ist.

Um den Effekt der Masse zu illustrieren, benutzen wir in dieser Analyse Monte-Carlo-Generatoren, die, wie schon erwähnt, die Hadronisierung beschreiben. Gleichzeitig wird LLA (PYTHIA 5.7) oder MLLA (HERWIG 5.9) benutzt. Die Masse der Quarks wird auch simuliert. Mit diesen phänomenologischen Modellen kann man eine Vorstellung über die Größe der Masseneffekte auf das Maximum der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung gewinnen.

2.3.4 Monte-Carlo-Simulationsstudien zur Flavourabhängigkeit

Da die theoretische Vorhersage keine Masseneffekte berücksichtigt, haben wir Parameter wie $\xi_{uds}^0(\sqrt{s})$, $\xi_c^0(\sqrt{s})$ und $\xi_b^0(\sqrt{s})$ und $\mathcal{O}(1)_{uds}$, $\mathcal{O}(1)_c$ und $\mathcal{O}(1)_b$ (siehe Abschnitt 2.2) auf deren scheinbare Flavourabhängigkeit mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen auf "Hadronlevel" mit dem Monte-Carlo-Generator PYTHIA 5.7 untersucht. Mit "Hadronlevel" werden alle stabilen Teilchen gemeint, die eine Lebensdauer größer als $3 \cdot 10^{-10}$ s haben. Wir betrachten nur geladene Teilchen, da wir später nur geladene Spuren berücksichtigen werden. Außerdem haben wir überprüft, ob die Relation (2.10) für Ereignisse, die von einem Monte-Carlo-Generator unter Berücksichtigung von Masseneffekten simuliert werden, gültig ist. Diese Relation ist, wie wir später zeigen werden, jedenfalls gültig für masselose Quarks:

$$\xi_{inkl}^0(\sqrt{s}) = \sum_q (f_q(\sqrt{s}) \xi_q^0(\sqrt{s})) \quad (2.10)$$

$\xi_{inkl}^0(\sqrt{s})$ ist die schwerpunktsenergieabhängige Maximumposition für die inklusive $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung, $f_q(\sqrt{s})$ die schwerpunktsenergieabhängige Produktionsrate von Quarks einer bestimmten Flavour in der Elektron-Positron-Vernichtung in Quark-Antiquark (siehe Abbildung 2.5), $\xi_q^0(\sqrt{s})$ sind die entsprechenden schwerpunktsenergieabhängigen Maximumpositionen der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen für die entsprechende Quarkflavour nach dem

Zerfall in Hadronen.

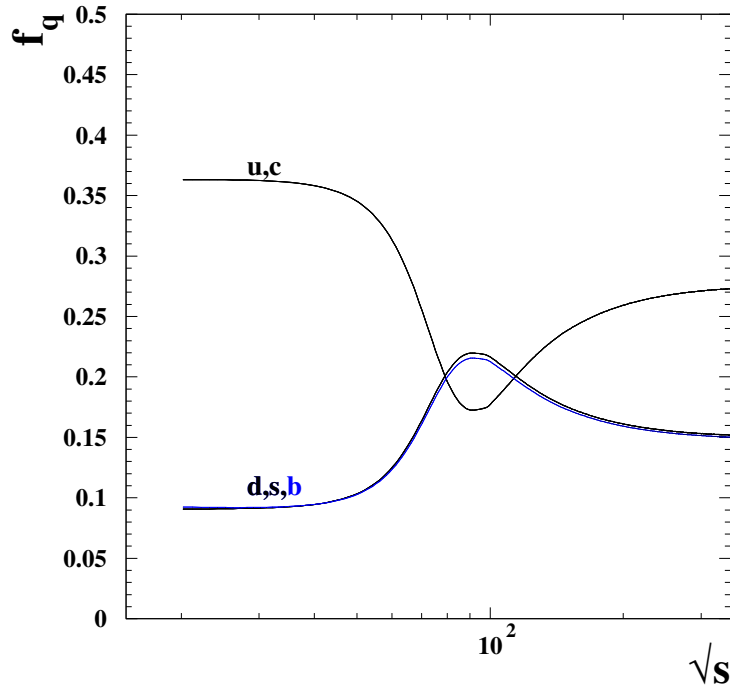


Abbildung 2.5: Gewichtungsfaktor f_q in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie für u , d , s , c und b -Quarks (siehe Referenz [19]).

Der Verlauf der Schwerpunktsenergieabhängigkeit von f_q für die Quarkflavours deutet auf die Stärke der Kopplungen von q bzw. \bar{q} an γ und Z hin. Bei kleinen Energien ist der γ -Austausch dominant. Also wird die Produktion von u - und c -Quarks, die die größere elektrische Ladung haben, bevorzugt. Bei 91 GeV ist der Z -Austausch dominant, also wird die Produktion von d -, s - und b -Quarks bevorzugt. Oberhalb von 91 GeV ist als Folge der Interferenz von γ , Z -Austausch die Produktion der up Quarks leicht bevorzugt. Die b -Quark Produktion weicht dem Verlauf von down Quarks in Folge von Masseneffekte und Korrekturen höherer Ordnung, die u.a. Vertexkorrekturen durch t -Quark und W -Boson beinhalten, leicht ab [19].

Wir starten mit einer ähnlichen Relation für die schwerpunktsenergieabhängigen Mittelwerte:

$$\langle \xi_{inkl}(\sqrt{s}) \rangle = \sum_q (f_q(\sqrt{s}) \langle \xi_q(\sqrt{s}) \rangle) \quad (2.11)$$

Die Gültigkeit dieser Reaktion kann man zeigen, indem man den geladenen Anteil des relativen inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnittes als Überlagerung der mit $\sigma_{tot}(\sqrt{s})$ normierten geladenen Anteile der differentiellen Wirkungsquerschnitte aller Quarksorten betrachtet, wobei $\sigma_{tot}(\sqrt{s})$ der totale hadronische Wirkungsquerschnitt ist. Der Einfachheit halber betrachten wir ab jetzt die leichten Quarks u , d und s zusammen als eine

Einheit und normieren auch entsprechend. $\sigma_{uds}(\sqrt{s})$, $\sigma_c(\sqrt{s})$ und $\sigma_b(\sqrt{s})$ beziehen sich auf die uds , c , b -Anteile am totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\sqrt{s})$. Dann gilt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{tot}(\sqrt{s})} \left(\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi}(\sqrt{s}) \right)_{inkl} &= \sum_q \frac{1}{\sigma_{tot}(\sqrt{s})} \left(\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi}(\sqrt{s}) \right)_q \frac{\sigma_q(\sqrt{s})}{\sigma_q(\sqrt{s})} \\ &= \sum_q f_q(\sqrt{s}) \frac{1}{\sigma_q(\sqrt{s})} \left(\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi}(\sqrt{s}) \right)_q \end{aligned} \quad (2.12)$$

In der Relation (2.12) haben wir die Definitionsrelation von $f_q(\sqrt{s}) := \frac{\sigma_q(\sqrt{s})}{\sigma_{tot}(\sqrt{s})}$ eingesetzt. In der gleichen Relation ist $\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi}$ der differentielle Wirkungsquerschnitt. Die Indices $inkl$ bzw. q beziehen sich auf die inklusive bzw. flavourspezifische $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung. Wenn man diese Relation mit ξ multipliziert und darüber auch integriert, bekommt man unter Berücksichtigung der Definition des Mittelwerts einer Funktion die Relation (2.11) für den Mittelwert der inklusiven $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Für masselose Quarks kann man die Differenz zwischen dem Mittelwert und der Maximumposition der Vorhersage der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für jede Quarksorte durch die Fong-Webber-Parametrisierung angeben, wobei diese Differenz nicht von der Schwerpunktsenergie oder von der Quarkflavour abhängig ist. Um Masseneffekte zu berücksichtigen, führen wir hier eine scheinbare Flavourabhängigkeit durch eine Größe $\delta_q(\sqrt{s}) := \xi_q^0(\sqrt{s}) - \langle \xi_q(\sqrt{s}) \rangle$ ein, welche von der Schwerpunktsenergie abhängt, gewichten sie mit $f_q(\sqrt{s})$ und summieren über alle Quarksorten:

$$\sum_q f_q(\sqrt{s}) \delta_q(\sqrt{s}) = \sum_q f_q(\sqrt{s}) \xi_q^0(\sqrt{s}) - f_q(\sqrt{s}) \langle \xi_q(\sqrt{s}) \rangle \quad (2.13)$$

Umformen der Relation (2.13) ergibt dann:

$$\begin{aligned} \sum_q f_q(\sqrt{s}) \xi_q^0(\sqrt{s}) &= \sum_q f_q(\sqrt{s}) \langle \xi_q(\sqrt{s}) \rangle + \sum_q f_q(\sqrt{s}) \delta_q(\sqrt{s}) + \delta_{inkl}(\sqrt{s}) - \delta_{inkl}(\sqrt{s}) \\ &= \langle \xi_{inkl}(\sqrt{s}) \rangle + \delta_{inkl}(\sqrt{s}) + \sum_q f_q(\sqrt{s}) \delta_q(\sqrt{s}) - \delta_{inkl}(\sqrt{s}) \\ &= \xi_{inkl}^0(\sqrt{s}) + \sum_q f_q(\sqrt{s}) \delta_q(\sqrt{s}) - \delta_{inkl}(\sqrt{s}) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Also nur wenn $\delta_{inkl}(\sqrt{s}) - \sum_q f_q(\sqrt{s}) \delta_q(\sqrt{s}) = 0$ gilt, kann man die Maximumposition der inklusiven $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung $\xi_{inkl}^0(\sqrt{s})$ als mit $f_q(\sqrt{s})$ gewichtete Überlagerung der Maximumpositionen $\xi_q^0(\sqrt{s})$ der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen für Quarksorten q sehen.

Wir haben mit Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronlevel" für Schwerpunktsenergien zwischen 10 und 210 GeV geprüft ob diese Bedingung erfüllt wird. Die Differenz δ_{inkl} ist etwa gleich 0.35 ± 0.02 und flavour- und schwerpunktsenergieunabhängig innerhalb von 5%.

Wir haben auch für Schwerpunktsenergien zwischen 10 und 210 GeV mit Modellrechnungen geprüft, ob auch der $\mathcal{O}(1)$ -Parameter in dem Ausdruck von $\langle \xi(\sqrt{s}) \rangle$ flavour- und schwerpunktsenergieunabhängig ist. Das ist nicht der Fall. $\mathcal{O}(1)$ ist Flavour und geringfügig Schwerpunktsenergie abhängig. Trotzdem wird bei jeder untersuchten Schwerpunktsenergie die Relation:

$$\sum_q f_q(\sqrt{s}) \mathcal{O}(1)_q(\sqrt{s}) = \mathcal{O}(1)_{inkl}(\sqrt{s}) \quad (2.15)$$

erfüllt. Dazu siehe Abbildung 2.6. Die leichten Quarks verhalten sich innerhalb der statistischen Fehler gleich, deshalb haben wir die u -, d - und s -Flavour zusammengefasst.

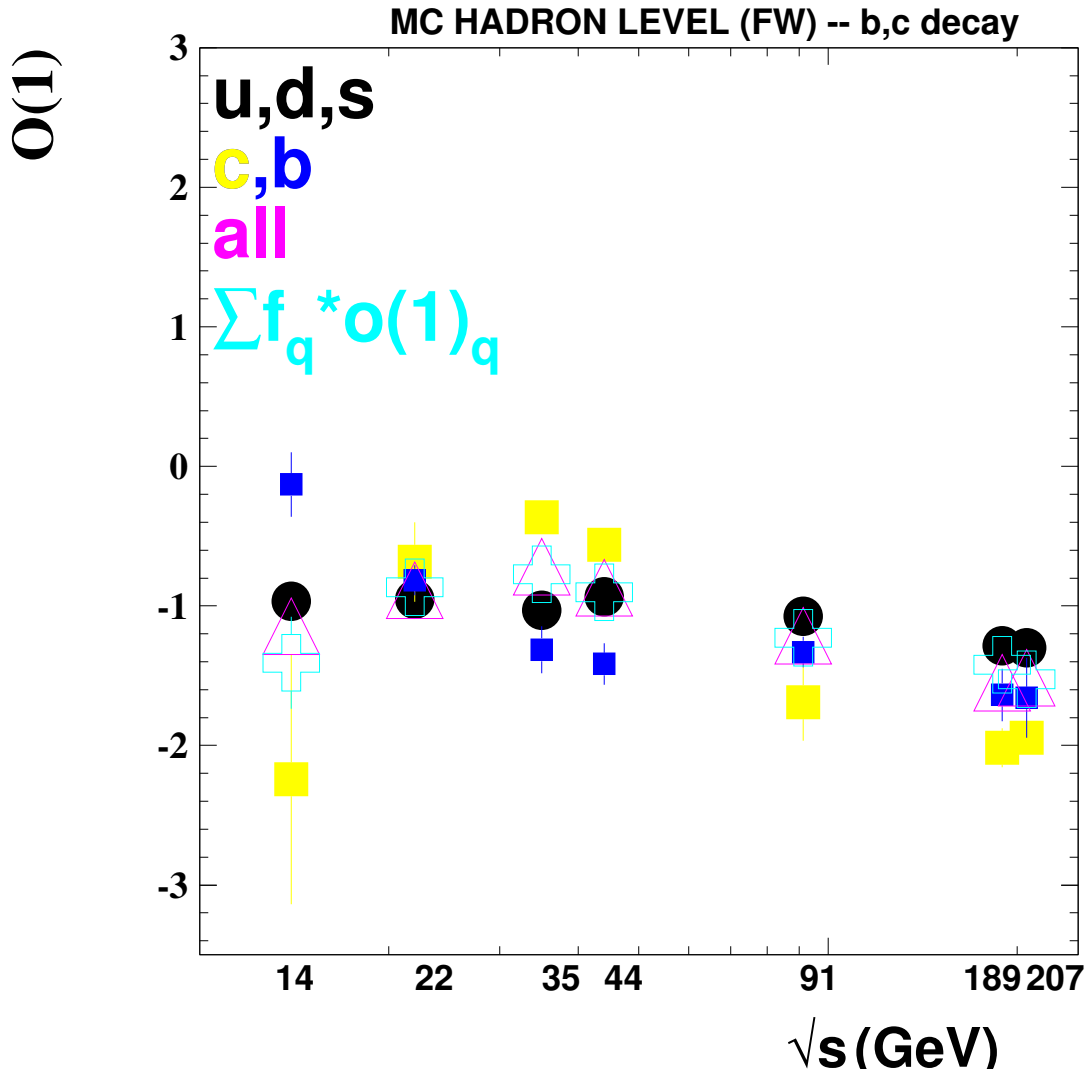


Abbildung 2.6: Flavourabhängigkeit des $\mathcal{O}(1)$ -Parameter in der PYTHIA Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronniveau"

Die Bedingung (2.15) wird bei jeder untersuchten Schwerpunktsenergie innerhalb der Unsicherheiten erfüllt. Obwohl eine Million Ereignisse generiert wurden, sind die Fehler nicht

immer vernachlässigbar. Das kommt daher, weil der Gültigkeitsbereich der theoretischen Vorhersage nicht streng definiert ist. Also haben wir bei der Bestimmung der benötigten Größen immer mehrere Anpassungsbereiche, wo $\chi^2/d.o.f$ einen Wert nahe bei eins annahm, berücksichtigt.

Wir wollten auch wissen, wie sich wegen der Berücksichtigung der Quarkmassen die Schwerpunktsenergieabhängigkeit von $\xi_{uds}^0(\sqrt{s})$ im Vergleich zu $\xi_c^0(\sqrt{s})$ und $\xi_b^0(\sqrt{s})$ verhält. Da in dem Fall von b - und c -Hadronen die elektroschwachen Zerfälle eine wichtige Rolle spielen und die Form der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung verzerren, haben wir den Vergleich zwischen dem Verlauf von $\xi_{uds}^0(\sqrt{s})$ und ξ_c^0 bzw. ξ_b^0 vor und nach den elektroschwachen Zerfällen von c - und b -Hadronen im Monte-Carlo-Programm durchgeführt. Wir haben die Maximumsposition durch die Anpassung der Fong-Webber-Parametrisierung (FW) bestimmt. Wenn man sich den Verlauf der Maxima in Abhängigkeit von \sqrt{s} anschaut, beobachtet man, dass die Gerade, die die leichten Flavours beschreibt, eine andere Steigung hat, als die Gerade, die die schweren Flavours (b, c) nach deren elektroschwachen Zerfall beschreibt (siehe Abbildung 2.7). Wenn man sich den gleichen Verlauf vor dem elektroschwachen Zerfall von b - und c -Quarks anschaut, beobachtet man, dass die Gerade, die die leichten Flavours beschreibt, parallel verschoben ist gegenüber der Geraden, die die schweren Flavours (b, c) beschreibt. (siehe Abbildung 2.8). Man kann also sagen, dass die Verschiebung der Geraden aufgrund von Masseneffekten geschieht, während die Änderung der Steigung wegen des elektroschwachen Zerfalls von b - und c -Quarks zustande kommt.

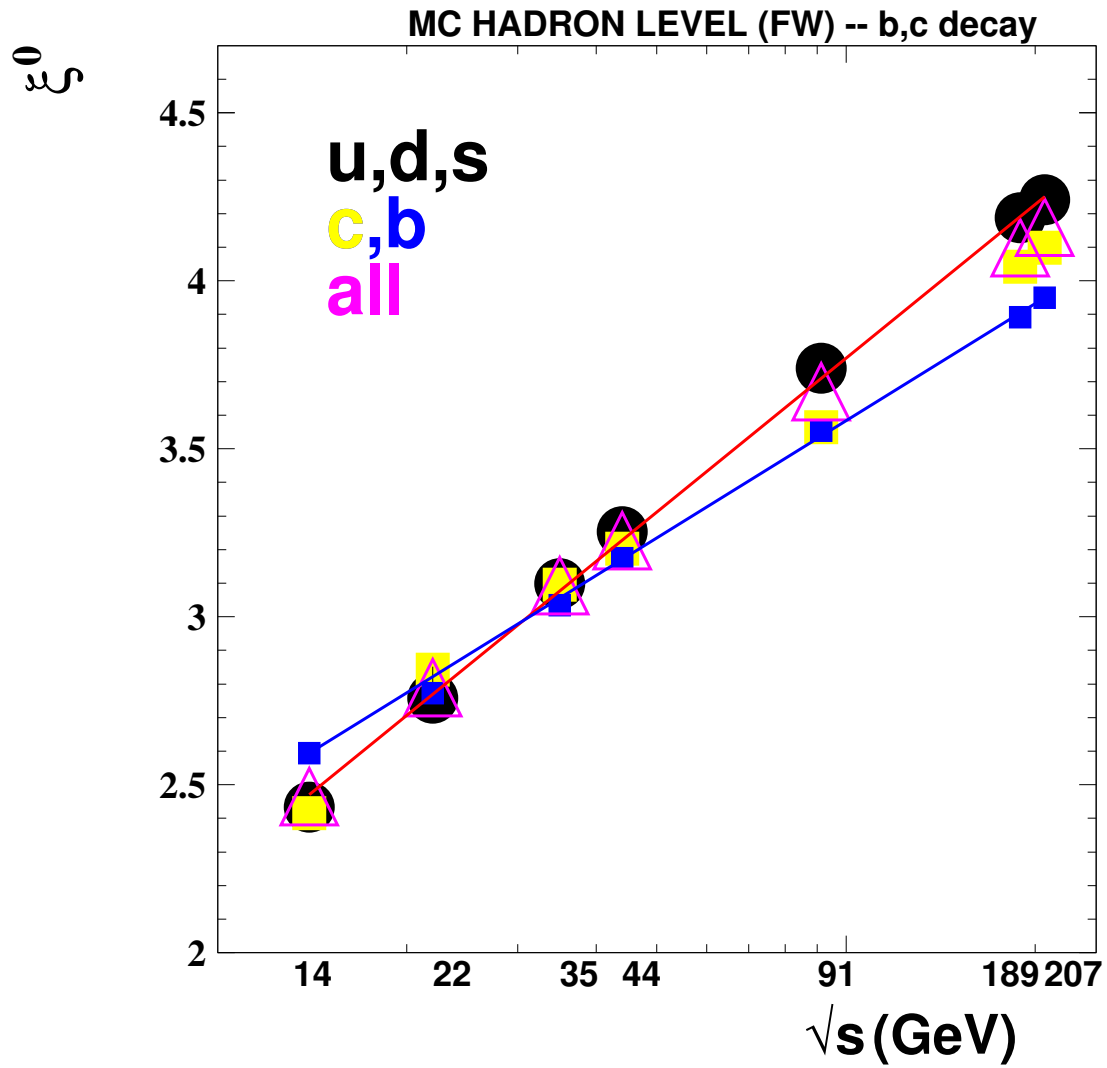


Abbildung 2.7: Flavourabhängigkeit der Maximumspositionen der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung untersucht mit der Fong-Webber-Parametrisierung in der PYTHIA Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronniveau" nach dem elektroschwachen Zerfall von b und c -Quarks.

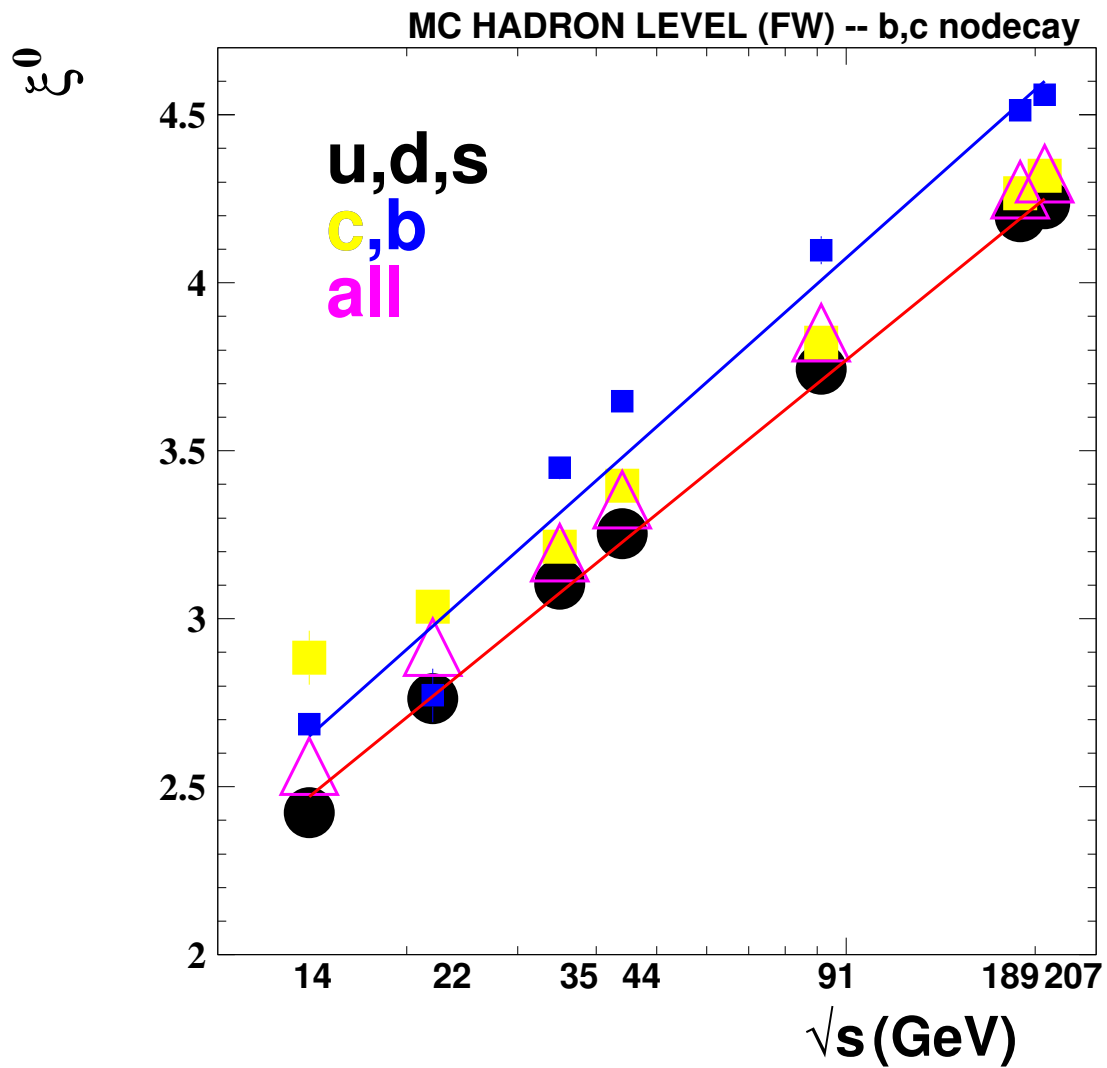


Abbildung 2.8: Flavourabhängigkeit der Maximumspositionen der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung untersucht mit der Fong-Webber-Parametrisierung in der PYTHIA Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronniveau" vor dem elektroschwachen Zerfall von b und c -Quarks.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 PETRA Beschleuniger und JADE-Detektor

In einer kurzen Beschreibung werden der Speicherring PETRA[20] und der JADE-Detektor [21] vorgestellt.

3.1.1 Der Speicherring PETRA

PETRA war ein Elektron-Positron-Speicherring mit einem Umfang von 2304 m. In der Abbildung 3.1 ist die Ringstruktur der Anlage schematisch dargestellt.

Elektronen und Positronen laufen in entgegengesetzten Richtungen in jeweils zwei Teilchenpaketen im selben Vakuumrohr um und werden durch Dipolmagnete auf ihren Bahnen gehalten. HF-Resonatoren beschleunigen die mit 7 GeV in den Ring injizierten Teilchen und kompensieren ihre Verluste durch Synchrotronstrahlung. Quadrupol- und Sextupolmagnete korrigieren die Strahlaufweitung und begrenzen die Abweichungen von der Sollbahn. Etwa alle 4 μs durchdringen sich die Teilchenpakete in den vier Wechselwirkungszonen, an denen die Detektoren des Ringes platziert sind. PETRA wurde von 1978 bis 1986 zu Untersuchungen von e^+e^- Wechselwirkungen genutzt. Seit dem Ende der achtziger Jahre wird der Ring PETRA zur Injektion in den Elektron-Proton-Speicherring HERA genutzt.

3.1.2 Der JADE-Detektor

Der Detektor JADE war einer von fünf Detektoren am Speicherring PETRA. Er wurde von Physikern und Technikern aus Japan, Deutschland und England betrieben und ermöglichte den Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen aus der e^+e^- Annihilation über fast den gesamten Raumwinkel. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors befindet sich in der Referenz [21]. In der Abbildung 3.2 ist der JADE-Detektor im Längsschnitt

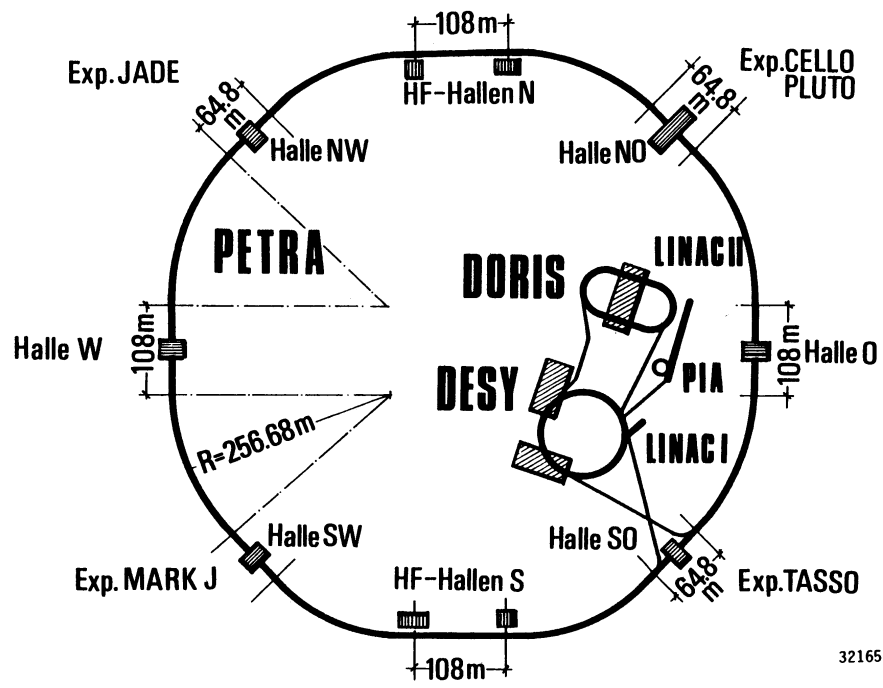


Abbildung 3.1: Speicherring PETRA [20].

dargestellt.

Seine einzelnen Komponenten werden in der Reihenfolge beschrieben, wie sie von Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, durchquert werden:

- Vertexkammer
- Jetkammer
- Z-Kammer
- Flugzeitähler
- Magnetspule
- Bleiglassystem
- Myon-Filter

Die Vertexkammer

Die Vertexkammer ist eine Driftkammer, die direkt um das Aluminiumstrahlrohr montiert ist und 1984 nachträglich in den JADE-Detektor eingebaut wurde. Das zugehörige Koordinatensystem ist so definiert, dass die z-Koordinate parallel zur Strahlrichtung ist, und

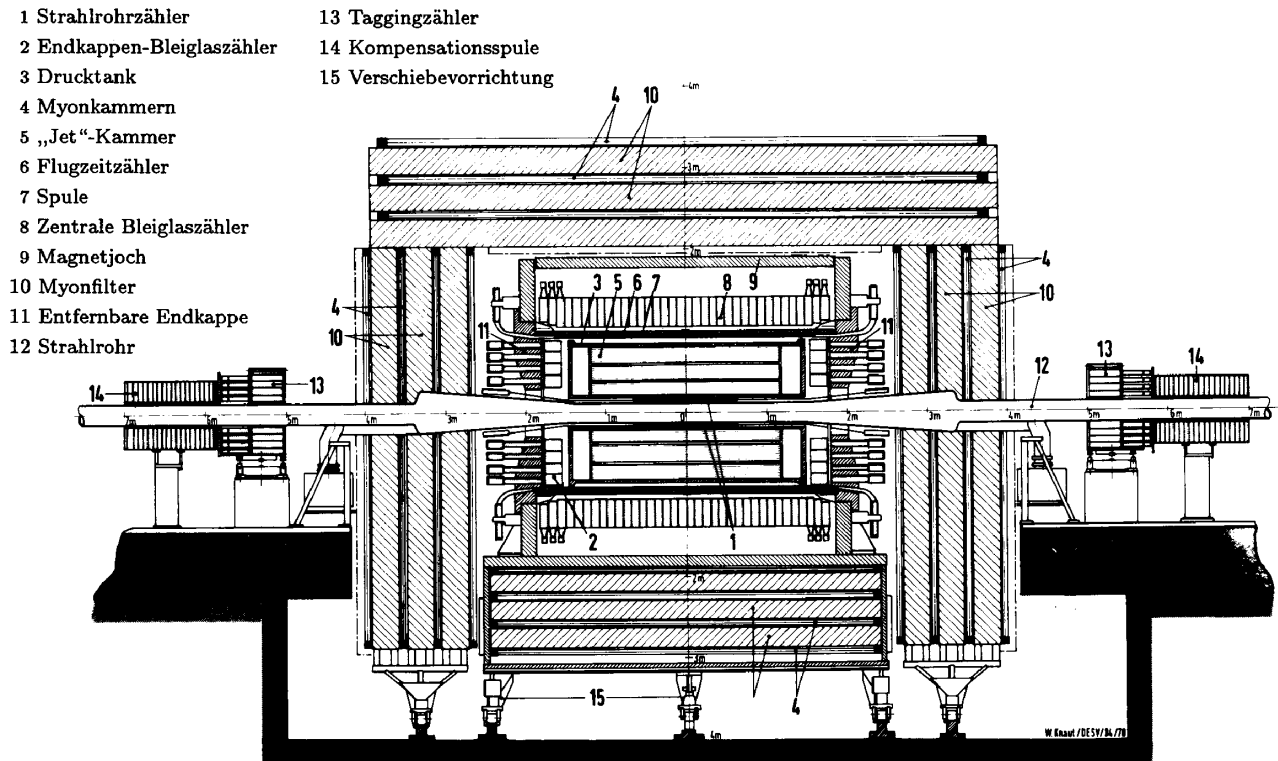


Abbildung 3.2: Der JADE-Detektor [21].

die x - und y -Koordinaten die Ebene senkrecht dazu definieren. Für die x - y -Ebene wurde die übliche Darstellung in Polarkoordinaten R und ϕ benutzt, sie wird im Folgenden die R - ϕ -Ebene genannt. Die Vertexkammer dient zur Verbesserung der Vertex- und Impulsauflösung geladener Teilchen in der R - ϕ -Ebene (senkrecht zur e^+e^- - Strahlrichtung) und wird deshalb insbesondere für Lebensdauermessungen kurzlebiger Teilchen verwendet. Ihre 24 Zellen sind mit je 7 Signaldrähten im Abstand von 9 mm versehen. Der Innendurchmesser beträgt 180 mm, der Außendurchmesser 320 mm und ihre Länge 760 mm. Die Kammer wird mit einem Argon-Kohlendioxid-Methan Gasmischung im Verhältnis von 89:10:1 bei Normaldruck betrieben und mit schnellen Analog-Digital Umsetzern (FADC's) ausgelesen. Die dabei anfallenden Daten werden online von einem Mikroprozessorsystem reduziert. Eine ausführliche Beschreibung des Vertexkammer-Systems befindet sich in der Referenz [22]. Die Spurrekonstruktion erfolgt in der R - ϕ -Ebene mit einer Ortsauflösung von $110 \mu\text{m}$ und einer Doppelspurauflösung von 1.5 mm.

Die Jetkammer

Diese Driftkammer ist die wichtigste Komponente zur Rekonstruktion geladener Teilchenspuren. Sie besteht aus 96 Driftkammerzellen mit je 16 Signaldrähten, die in 3 Ringen konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Die Kammer hat einen Außendurchmesser von 1600 mm und eine Länge von 2400 mm. Sie wird in einem Drucktank bei 4 atm

in einem Argon-Methan-Isobutan Gasgemisch betrieben.

Vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen, mit einem Polarwinkel θ zwischen 34° und 146° können maximal 48 Drähte ansprechen. 90% des ganzen Raumwinkels, d.h. $|\cos \theta| \leq 0.83$, werden von mindestens 8 Drähten abgedeckt. Die Spurkoordinaten werden in der R- ϕ -Ebene aus der Drahtposition und der Driftzeit berechnet, während die z-Koordinate aus der normierten Ladungsdifferenz an den beiden Signaldrahtenden ermittelt wird.

Durch eine Energieverlustmessung ist eine Teilchenidentifikation möglich. Die Jetkammer wird von einem axialen, homogenen Magnetfeld durchsetzt und ermöglicht damit die Impulsrekonstruktion aus Spurkrümmung und Polarwinkel.

Bis Ende 1985 wurde die Jetkammer mit einer Ausleselektronik betrieben, die vor der Digitalisierung eine analoge Aufbereitung der Signale mittels Diskriminierung und Integration durchführte. Hiermit wurde eine Ortsauflösung von $170 \mu\text{m}$ und einer Doppelspurtrennung von etwa 7.5 mm erreicht [23]. Im letzten Jahr der Datennahme (1986) wurde dann für die Jetkammer auch ein FADC-System installiert, das die Ortsauflösung auf $110 \mu\text{m}$, das Doppelspurtrennvermögen auf 2 mm [24] verbesserte. Die typische Impulsauflösung für das JADE-Experiment ist $\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0.02$, bei kleinen Transversalimpulse bedingt durch Vielfachstreuung [21].

Die z-Kammer

Diese Driftkammer dient zur genauen Vermessung der z-Koordinate (parallel zur Strahlrichtung) und ist zwischen Jetkammer und Magnetspule angebracht. Ihre Drahtlagen verlaufen senkrecht zur Strahlachse und umspannen den Drucktank der Jetkammer in Form eines Polygons. Die z-Kammer besteht aus zwei 2400 mm langen Halbschalen mit einem Durchmesser von 1750 mm und jeweils 32 Signaldrähten. Durch die Messung der Driftzeit kann die z-Koordinate auf $0,25 \text{ mm}$ [25] genau bestimmt werden.

Die Flugzeitähler

Zwischen der z-Kammer und der Magnetspule befindet sich ein Szintillationszählerhodoskop bestehend aus 42 Szintillationszählerelementen mit je 3200 mm Länge und 137.5 mm Breite. Sie registrieren den Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit von 0.4 ns und werden deshalb, außer zu Flugzeitmessungen, auch für eine schnelle Triggerentscheidung verwendet.

Das Bleiglassystem

Das Bleiglassystem wird zum Nachweis von Elektronen, Positronen, Photonen und auch Hadronen verwendet, die im Bleiglas Teilchen-Schauer erzeugen. Diese Komponente des JADE-Detektors deckt 90% des Raumwinkels ab. Um die Magnetspule sind 2520 keilförmige Bleiglasblöcke mit 12.5 bzw. 17.3 Stahllungslängen und an den Endflächen der Jet-

kammer je 96 Bleiglasblöcke mit 9.6 Strahlungslängen angebracht [23]. Das Cerenkov-Licht der geladenen Teilchen im Schauer wird über Lichtleiter den Photomultipliern zugeführt. Die Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4\%}{\sqrt{E}} + 1.5\% \quad (3.1)$$

Durch die Blockgröße ist die Winkelauflösung auf etwa 7 mrad festgelegt.

Myonfiltersystem

Diese Komponente bildet den äußeren Teil des JADE-Detektors und umschließt den zentralen Detektor kastenförmig. Die planaren Driftkammern sind in 5 Lagen mit dazwischenliegenden Aborbern aus Eisen angereichertem Beton angeordnet. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen muß mindestens sechs Wechselwirkungslängen durchdringen, um die Filter zu verlassen.

3.2 Die Selektion multihadronischer Ereignisse

Der JADE-Detektor hat in seiner Betriebszeit eine totale integrierte Luminosität von 220 pb^{-1} akkumuliert. Eine umfassende Zusammenstellung der physikalischen Resultate, die mit dem JADE-Detektor erzielt wurden, befindet sich in der Referenz [21]. In dieser Analyse sind die multihadronischen JADE-Daten, die bei Schwerpunktsenergien von 22, 35 und 44 GeV gemessen wurden, einbezogen.

Ereignistrigger

Um die e^+e^- Reaktionen aus einem großen Untergrund von Strahlgaswechselwirkungen und kosmischen Myonen herauszufiltern, wurde bei JADE ein 3-stufiges Triggersystem verwendet, das nahezu 100% der multihadronischen Ereignisse akzeptiert. Für den Trigger wurde die Information der Bleiglaszähler und des Innendetektors verwendet. Die multihadronischen Ereignisse wurden fast vollständig durch zwei Trigger akzeptiert:

- Bleiglasenergie $> 4 \text{ GeV}$
- Bleiglasenergie $> 1 \text{ GeV}$ und mindestens 1 Spur in der Jetkammer und Signale von mindestens zwei Flugzeitählern

Datenselektion

Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse werden einer multihadronischen Selektion unterworfen, wie sie standardmäßig bei früheren QCD-Analysen der JADE-Kollaboration

praktiziert worden ist [26], [27]. Als *geladene Teilchen* werden rekonstruierte Spuren mit einem Mindestimpuls von 100 MeV/c zugelassen. *Neutrale Teilchen* werden mit Photonen gleichgesetzt. Ihr Impuls wird aus der Richtung der elektromagnetischen Cluster, d.h. der Gruppen zusammenhängender angesprochener Bleiglasblöcke, und der darin deponierten Energie bestimmt. Der Clusteralgorithmus erlaubt eine räumliche Trennung von sich überschneidenden Schauern. Lassen sich mit einem Cluster geladene Spuren assoziieren, wird für jede Spur die mittlere Bleiglasenergie eines hadronischen Teilchens abgezogen. Die dann noch verbleibende Energie wird dem Photon zugeordnet. Es wird eine minimale Photonenenergie von 150 MeV verlangt.

Ein als multihadronischer Endzustand gewertetes Ereignis erfüllt folgende Selektionskriterien:

- Die Schauerenergien müssen bestimmte Schwellenwerte überschreiten:

\sqrt{s} [GeV]	im Zylinderbereich	oder	in beiden Endkappen je [GeV]
< 16	> 1.2		> 0.2
16 - 24	> 2.0		> 0.4
> 24	> 3.0		> 0.4

- Mindestens 4 geladene Spuren kommen aus der Wechselwirkungszone, einem Zylinder um den Wechselwirkungspunkt mit 30 mm Radius und 700 mm Länge.
- Mindestens 3 der Spuren haben mehr als 24 Meßpunkte und einen Transversalimpuls von je mindestens 500 MeV.
- Bei 4 Spuren darf keine Hemisphäre existieren, in der nur eine Spur liegt.

Durch diese Schnitte auf Spur- und Clusterqualität wird der Untergrund aus kosmischer Strahlung, τ -Paar-Ereignissen und Bhabha-Ereignissen reduziert. Zur weiteren Verringerung des Untergrundes aus Zwei-Photon-Produktion, Strahl-Gas-Reaktionen und Ereignissen mit harter Bremsstrahlung im Anfangszustand werden folgende globale Anforderungen gestellt:

- Die sichtbare Energie muß größer sein als die Strahlenergie: $E_{vis} = \sum_i |E_i| > \frac{\sqrt{s}}{2}$
- Der Betrag der Summe der auf die sichtbare Energie normierten Longitudinalimpulse bezüglich der Strahlachse muß kleiner als 40 % sein : $p_{bal} = \left| \sum_i \frac{p_{z_i}}{E_{vis}} \right| < 0.4$
- Der rekonstruierte Ereignisvertex darf in z-Richtung nicht mehr als 150 mm vom Wechselwirkungspunkt abweichen.

Der Schnitt in der sichtbaren Energie und in der Impulsbalance ermöglicht eine sehr reine Trennung des Signals vom Untergrund aufgrund der klaren Signatur der zuvor genannten Untergrundprozesse.

Ereignisse mit Bremsstrahlung im Anfangszustand und solche mit Verlusten hochenergetischer Teilchen durch das Strahlrohr werden durch folgende Schnitte zusätzlich verworfen:

- Der Betrag des Kosinus des Winkels der Thrustachse zum Strahlrohr muß kleiner 0.8 sein: $|\cos(\theta_T)| < 0.8$
- Der fehlende Gesamtimpuls darf nicht mehr als 30 % der Schwerpunktsenergie betragen: $|\sum_i \vec{p}_i| / \sqrt{s} < 0.3$

Der so definierte Satz multihadronischer Ereignisse weist noch einen Untergrund aus Zwei-Photon-Ereignissen von 0.1% und aus τ -Paar-Ereignissen von 1% auf [26]. In Tabelle 3.1 sind die verbleibenden Ereigniszahlen bei den hier untersuchten Schwerpunktsenergien zusammengefaßt, zusammen mit der verwendeten Kalibrationsversion.

3.3 Inhalt der Datensätze

Die in der Arbeit verwendeten JADE-Daten wurden durch mehrere Reduktionsstufen vorprozessiert und sind daher mit multihadronischen Ereignissen angereichert. Sie erfüllen die Triggerbedingungen und sind bereits lockeren Selektionsschnitten unterworfen worden. Sowohl die Daten als auch die Monte-Carlo-Simulationen sind in ein Format überführt worden, das auch in früheren JADE-Analysen für QCD-Studien gebräuchlich war. Die Datensätze enthalten u.a. die folgenden Informationen [28]:

- Run- und Ereignisnummern sowie Strahlenergien.
- Die Vierervektoren geladener Spuren und neutraler elektromagnetischer Cluster sowie deren Meßfehler.
- Ort des rekonstruierten e^+e^- -Kollisions-Vertex.
- Anzahl der Messpunkte, welche der Rekonstruktion einer Spur zugrundeliegen.
- Abstand zwischen Vertex und dem ersten Messpunkt einer Spur.
- Zahl und Ort der angesprochenen Bleiglasblöcke. Informationen über assoziierte Spuren und deren mittlere Energiedepositionen in den betroffenen Blöcken.

Hier sind nur die wichtigsten der für die Analyse relevanten Informationen aufgelistet.

3.4 Detektorsimulation

Der Vergleich der mit dem JADE-Detektor gemessenen Daten mit der theoretischen Vorhersage macht eine Abschätzung der Detektoreffekte erforderlich. Dazu werden die durch

Generatoren JETSET, PYTHIA und HERWIG erzeugten Teilchen mit einem Simulationsprogramm auf ihrem Weg durch die einzelnen Detektorkomponenten schrittweise verfolgt und die möglichen Prozesse der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie statistisch berücksichtigt. Dadurch ist ein Studium der begrenzten Auflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors möglich, sodass ein statistischer Zusammenhang zwischen Detektorsignal und dem eigentlich interessierenden hadronischen Endzustand der e^+e^- -Vernichtung hergestellt werden kann. Die vollständig simulierten Ereignisse können mit den Daten verglichen werden, wenn beide derselben Analysetechnik unterworfen werden. Auf diese Weise können einerseits die Qualität des verwendeten Monte-Carlo-Generators getestet und andererseits die gemessenen Daten auf Detektoreffekte korrigiert werden. In der Analyse wird zu diesem Zweck eine neu generierte vollständige Simulation des JADE-Detektors benutzt [29], die von PYTHIA 5.7 [17] generierte Partonschauer und Hadronisierung verwendet. Hierbei wird die Parameter-Einstellung des OPAL-Experimentes [30] verwendet. Um die Daten mit der Monte-Carlo-Simulation vergleichen zu können, muss man die Simulation den gleichen Selektionskriterien wie den Messdaten unterwerfen. Bei 35 GeV haben wir zwei verschiedene Datensätze benutzt und zwar die 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1982 und die 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986. Die Detektorkonfiguration im Jahr 1986 hat sich gegenüber der früheren 1982-Konfiguration geändert. Die Monte-Carlo-Simulation für diese beiden Datensätze sind verschieden. Deswegen werden beide Datensätze zunächst separat auf Detektoreffekte und ISR korrigiert und dann kombiniert. Die Anzahl simulierter Ereignisse ist mindestens 15-mal größer als die Anzahl wirklicher Ereignisse und ist in der Tabelle 3.1 zu finden. Das führt dazu, dass für diese Analyse, der Anteil des statistischen Fehlers wegen der Monte-Carlo-Simulation auf "Detektorebene" gering bleibt im Vergleich zu dem aufgrund der Statistik der gemessenen Daten.

\sqrt{s} (GeV)	MC	Daten	Kalibration
22 (1981)	58273	1419	5/1988
35 (1982)	171584	14347	5/1988
35 (1986)	293380	20925	5/1988
44 (1985)	111956	4397	5/1988

Tabelle 3.1: Ereigniszahlen in Messdaten und Detektorsimulation (MC) nach der multi-hadronischen Selektion

Kapitel 4

Messung des $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Spektrums

4.1 Messmethode

In dieser Arbeit wird die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung mit Hilfe der JADE-Daten bei $\sqrt{s} = 22, 35$ und 44 GeV untersucht. In dem Prozess $e^+ + e^- \rightarrow h + X$, ist x der Impulsbruchteil des Hadrons an der Strahlenergie. Wir berücksichtigen für unsere Analyse nur geladene Hadronen, arbeiten also ausschließlich mit Spurinformatation.

Mit $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ gleich ξ , ist die gemessene Verteilung $D^{exp}(\xi)$ folgendermaßen definiert:

$$D^{exp}(\xi) := \frac{1}{N_{Ev}} \frac{\Delta n}{\Delta \xi} \equiv \frac{1}{\sigma_{tot}} \left(\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi} \right)^{exp} \quad (4.1)$$

Dabei sind:

- $\xi := \ln\left(\frac{1}{x}\right)$ mit $x = \frac{2p}{\sqrt{s}}$ der auf die Strahlenergie normierte Impuls der geladenen Hadronen, die in der e^+e^- -Vernichtung entstehen.
- N_{Ev} ist die Gesamtzahl der multihadronischen Ereignisse.
- Δn ist die Zahl der geladenen Spuren in einem Intervall der Breite $\Delta \xi$.
- σ_{tot} ist der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Vernichtung nach Hadronen, $\frac{d\sigma^{ch}}{d\xi}$ der differenzielle Wirkungsquerschnitt von geladenen Hadronen.

Bei der Wahl der Binbreite $\Delta \xi$, haben wir darauf geachtet, dass bei jeder Energie:

- die Intervallbreite in ξ kleiner als die Impulsauflösung ist. Die gewählte Breite in ξ ist 0.1 , größer als 0.02 was die typische Impulsauflösung für das JADE-Experiment ist [21]. (Hierbei sollte man nicht vergessen, dass $d\xi = d\left(\ln\left(\frac{1}{x}\right)\right) = \left|\frac{dp}{p}\right|$ gilt.)

- die statistischen Fehler je Bin in dem gewählten Fitbereich unter 10 % liegen.

4.2 Daten und Monte-Carlo -Simulation in der "Standardanalyse"

Die so genannte "Standardanalyse" wird mit selektierten multihadronischen Ereignisse durchgeführt.

In der Abbildung 4.1 werden die unkorrigierten $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen zusammen mit den statistischen Fehlern bei 22, 35 und 44 GeV dargestellt. Die unkorrigierte Verteilungen hören bei $\xi \approx 5.0$ abrupt auf. ($\xi = 4.7$ bei 22 GeV, $\xi = 5.2$ bei 35 GeV und $\xi = 5.4$ bei 44 GeV.) Der Grund dafür ist, dass nur Spuren mit einem Mindestimpuls von 100 MeV/c zugelassen wurden. (Spuren mit einem kleineren Impuls sind zu stark gekrümmt und daher auch schwierig zu rekonstruieren.) Die unkorrigierten $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen bei 22, 35 und 44 GeV beruhen auf geladenen Spuren im Detektor. Sowohl Hadronisierung als auch Detektorakzeptanz und -auflösung verzerren die eigentliche physikalische Information des partonischen Endzustands für den die QCD-Rechnungen gültig sind. Hinzu kommt, dass in der e^+e^- -Annihilation auch Bremsstrahlung im Anfangszustand auftreten kann, die einerseits die effektive Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems reduziert und andererseits eine Imbalance des Ereignisses erzeugt, die den Wert der Ereignisvariablen beeinflusst. Zur Entfaltung der Verteilungen von diesen Effekten führen wir Monte-Carlo-Studien durch, in denen sowohl die Hadronisierung als auch das Detektorsignal simuliert werden. In der "Standardanalyse" wird zu diesem Zweck eine neu generierte vollständige Simulation des JADE-Detektors benutzt. Für Details siehe Abschnitt 3.4. In der Abbildung 4.1 ist der direkte Vergleich der unkorrigierten Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (die gestrichelte Linie) zu sehen. Alle Datensätze, außer der bei 35 GeV aus dem Jahr 1986, werden gut simuliert. Bei den 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986 ist zu beobachten, dass in der Monte-Carlo-Simulation die Erzeugung von Hadronen mit $2.0 \leq \xi \leq 4.0$, d.h. Hadronen mit einem Impuls zwischen 0.3 und 2.4 GeV, deutlich wahrscheinlicher ist als in der Wirklichkeit. Um diese Diskrepanz zu korrigieren, multiplizieren wir die Detektorsimulation mit einem globalen Multiplizitätsfaktor n_{kor} , den wir als das Verhältnis zwischen der mittleren Multiplizität in unkorrigierten Daten und der mittleren Multiplizität der Monte-Carlo-Simulation auf "Detektorebene" definieren. Um eine einheitliche Behandlung der Datensätzen zu erzielen, führen wir diese Korrektur bei allen Schwerpunktsenergien durch. In der Tabelle 4.1 sind die Multiplizitätsfaktoren n_{kor} zu finden.

Wie erwartet, weicht n_{kor} für die 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986 am stärksten von eins ab. Die unkorrigierten Daten werden, durch die wie oben beschrieben korrigierte Monte-Carlo-Simulation (die durchgezogene Linie in der Abbildung 4.1), bei allen Schwerpunktsenergien zufriedenstellend beschrieben.

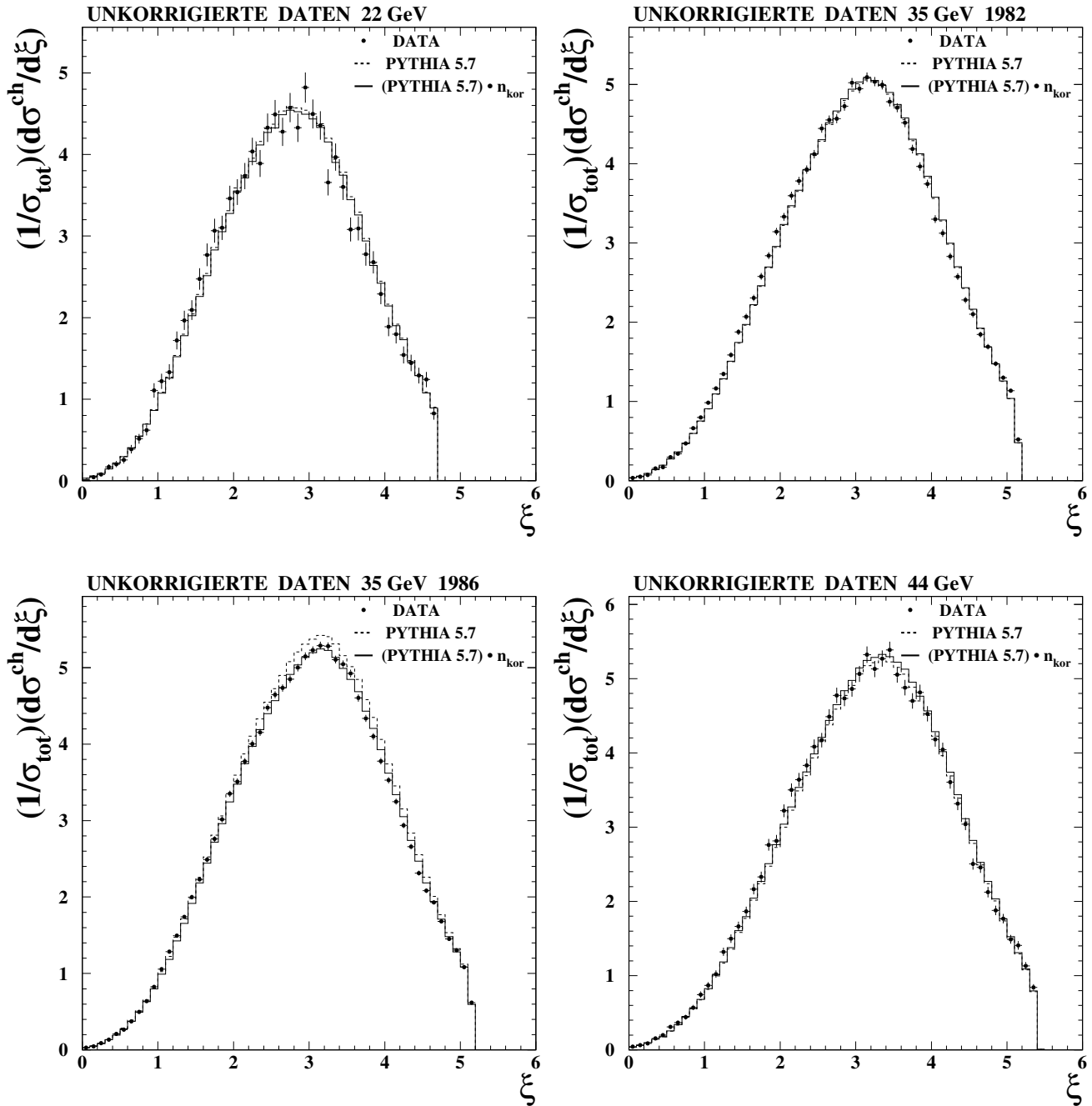


Abbildung 4.1: Unkorrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen zusammen mit den statistischen Fehlern bei 22, 35 und 44 GeV

4.3 Korrekturprozedur

4.3.1 Korrektur auf Detektor-Auflösung, Akzeptanz und ISR

Die perturbative QCD liefert Vorhersagen für Partonen, also für Quarks und Gluonen vor der Fragmentation in Hadronen. Gemessen werden aber Verteilungen für Hadronen, die

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	n_{kor}
22	$0.9897 \pm 0.0277^{(stat)}$
35 (1982)	$1.0044 \pm 0.0086^{(stat)}$
35 (1986)	$0.9672 \pm 0.0071^{(stat)}$
44	$1.0138 \pm 0.0156^{(stat)}$

Tabelle 4.1: Multiplizitätsfaktoren n_{kor} zusammen mit den statistischen Fehlern.

natürlich mit Detektoreffekten behaftet sind. Die Monte-Carlo-Modellierung der e^+e^- -Vernichtung von der Generierung primärer Partonen bis hin zur Hadronisierung gibt Aufschluss darüber, wie die Übertragung von Partonen- zu Hadronen-Verteilungen auszusehen hat. Die nicht perturbative Kluft der Hadronisierung zwischen Theorie und Experiment kann überwunden werden, indem anhand geeigneter Übertragungsfaktoren die theoretischen Vorhersagen auf die "Hadronebene" korrigiert werden. Das Ergebnis ist vom verwendeten Modell abhängig, etwa von der Wahl des Fragmentationsmodells und seiner Parameter. In dieser Arbeit werden die Messverteilungen auf "Hadronebene" korrigiert und mit der dazugehörigen theoretischen Rechnung verglichen. Das Studium des hadronischen Endzustandes erfordert die Entfaltung der Daten von Effekten der begrenzten Detektorauflösung, Detektorakzeptanz und harter Photonstrahlung aus dem Anfangszustand. In der hier benutzten PYTHIA-Monte-Carlo-Simulation werden alle aus der Fragmentation der Partonen entstehenden Teilchen mit einer Lebensdauer von $\tau > 3 \cdot 10^{-10}s$ zu den stabilen Hadronen gezählt. Die Korrektur einer diskreten Verteilung geschieht hier binweise: Sei M_i der Eintrag im Bin i der Verteilung nach Hadronisierung und vollständiger Detektorsimulation unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung im Anfangszustand. Andererseits sei H_i der entsprechende Eintrag ohne Detektorsimulation und ohne Bremsstrahlungseinfluss. Das Verhältnis dieser beiden Verteilungen liefert die Faktoren zur Korrektur der gemessenen Daten D_i auf das Hadronniveau:

$$D_i^{kor} = D_i^{exp} \frac{H_i}{M_i} \quad (4.2)$$

Diese Vorgehensweise ist nur gerechtfertigt, falls die Binbreite größer als die experimentelle Auflösung ist, da sonst Migrationen der Ereignisse zwischen den Bins vorliegen, die nicht notwendigerweise durch Korrekturfaktoren herausgefaltet werden können. Dadurch ist eine obere Grenze in der Anzahl der Bins gegeben, die etwa zur Anpassung theoretischer Vorhersagen genutzt werden kann. Diese Bedingung ist in dieser Analyse erfüllt (siehe Abschnitt 4.1).

In der Abbildung 4.2 sind die Korrekturfaktoren für die "Standardanalyse" bei 22, 35 (1982 & 1986) und 44 GeV zu finden. Die Korrekturfaktoren sind sinnvoll für $\xi \leq 4.7$ bei 22 GeV, $\xi \leq 5.2$ bei 35 GeV und $\xi \leq 5.4$ bei 44 GeV, da die gemessenen Verteilungen bei diesem ξ -Wert aufhören. Die Korrekturfaktoren für die meisten ξ -Werte weichen nicht mehr als um 30% von eins ab, während sie sich für $\xi \leq 1.6$ und $\xi \geq 4.5$ typischerweise bis -50% von eins unterscheiden können. Die Korrekturfaktoren bei 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986 fallen für $\xi \leq 1.6$ sogar bis -75% ab. D.h. dass für ξ zwischen 1.6 und 4.5 die Korrekturfaktoren in der "Standardanalyse" relativ unempfindlich gegenüber De-

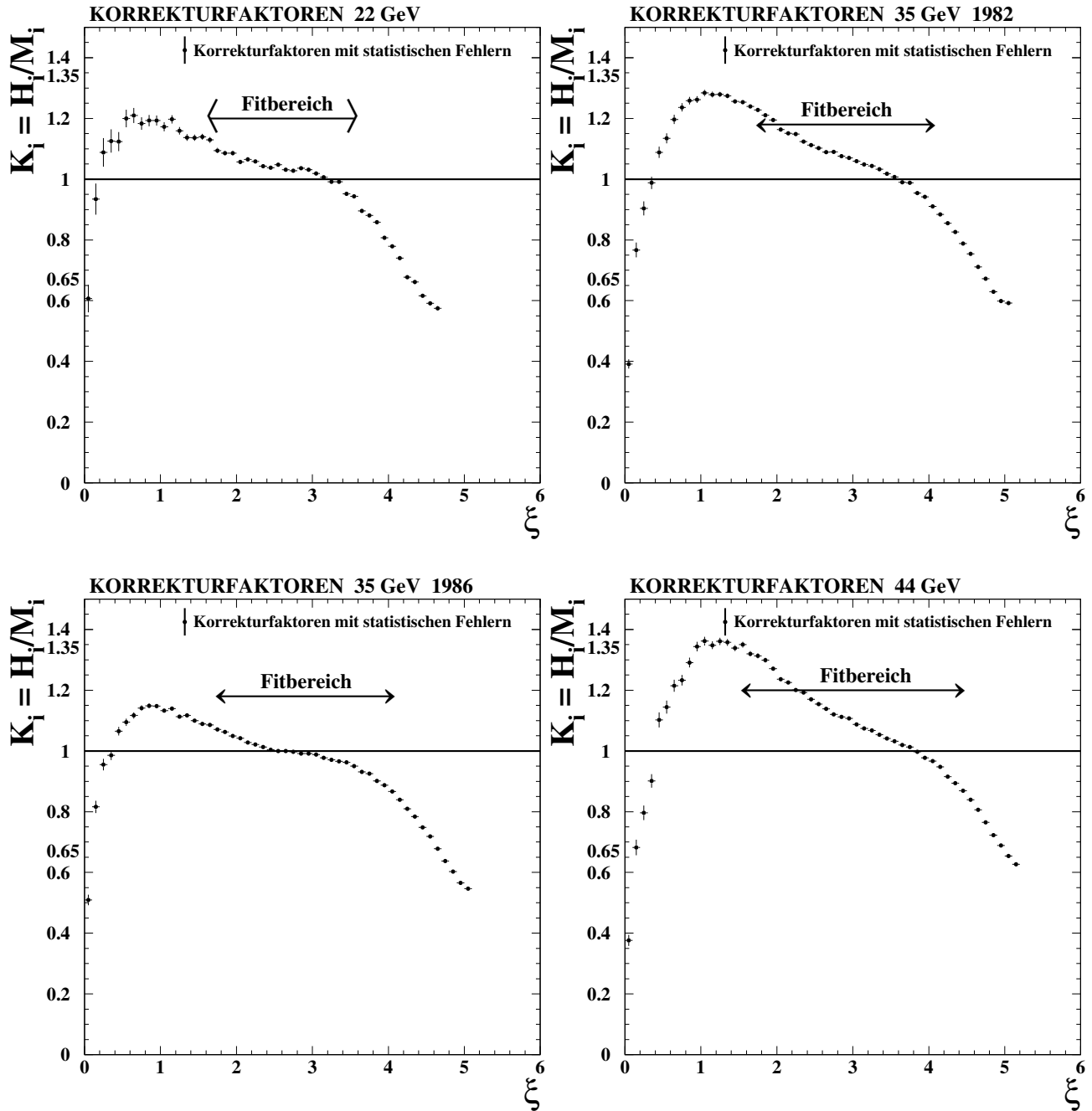


Abbildung 4.2: Faktoren zur Korrektur auf endlicher Detektor- Auflösung, -Akzeptanz und ISR zusammen mit den statistischen Fehlern bei 22, 35 und 44 GeV

tektoreffekte bei allen Energiepunkten sind, was diese Korrekturmethode rechtfertigt. Für die Korrektur der Daten auf Detektoreffekte und ISR ist die Berücksichtigung der Multiplizitätsfaktoren n_{kor} (siehe Tabelle 4.1) überflüssig, da sie zu den Korrekturfaktoren nicht beitragen da sie aus dem Verhältnis zwischen der mit n_{kor} multiplizierten Detektorsimulation und der mit dem gleichen n_{kor} multiplizierte Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" gebildet wurden und deswegen n_{kor} weggekürzt wird.

4.3.2 Auf Detektoreffekte und ISR korrigierte Messverteilungen für Daten im Vergleich zu der Monte-Carlo-Simulation

Die gemessenen Verteilungen werden bei allen Energiepunkten Bin für Bin mit den entsprechenden Korrekturfaktoren, wie im Abschnitt 4.3.1 beschrieben wurde, korrigiert.

Die so korrigierten Verteilungen werden in der Abbildung 4.3 mit der Simulation auf "Hadronenebene" (die gestrichelte Linie) direkt verglichen. Die Simulation auf "Hadronenebene" liefert eine gute Beschreibung für alle korrigierten Datensätze bis auf die 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986. Ähnlich wie auf "Detektorebene" ist die Emission von Hadronene mit $2.0 \leq \xi \leq 4.0$ in der Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" deutlich wahrscheinlicher als in den korrigierten Daten. Um eine gute Beschreibung der korrigierten Daten zu erreichen, wird die Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" mit dem gleichen Multiplizitätsfaktor multipliziert wie die Simulation auf "Detektorebene".

Um die Daten einheitlich zu behandeln, führen wir die Korrektur der Monte-Carlo-Simulation mit den entsprechenden Multiplizitätsfaktoren n_{kor} für alle Datensätze bei allen Energiepunkten durch, obwohl dies nur bei 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986 notwendig wäre, da n_{kor} für die restlichen Datensätze nur sehr wenig von eins abweichen (siehe auch Abschnitt 4.2). Die unterbrochene Linie in der Abbildung 4.3 stellt die mit n_{kor} multiplizierte Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" dar. Die auf die mittlere Multiplizität korrigierte Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" stimmt mit den auf Detektoreffekte und ISR korrigierten Verteilungen für alle Datensätze zufriedenstellend überein.

Bei 35 GeV werden die zwei korrigierten Datensätze miteinander verglichen (siehe Abbildung 4.4), indem man das Verhältnis zwischen den 1986- und 1982-Datensatz gebildet hat und dann eine Konstante angepasst wurde, deren Wert $0.962 \pm 0.003^{(stat)}$ bei einem $\chi^2/d.o.f.$ von 1.340 ist. D.h. dass das Verhältnis der zwei Datensätzen gut durch eine Konstante, die etwa 4% von eins abweicht, beschrieben wird. Man würde erwarten dass diese Konstante mit 1. vertäglich ist, aber, wenn man bedenkt dass die mittlere Multiplizität der älteren 35 GeV Daten besser simuliert wurde als die der neueren (der Unterschied zwischen der Multiplizitätsfaktoren liegt bei etwa 4%), kann man die 4%ige Abweichung in dem Ausdruck dieser Konstante verstehen.

Aus diesem Grund können wir die zwei korrigierten 35 GeV-Datensätze als gut miteinander vergleichbar ansehen und kombinieren. In der Abbildung 4.5 sind die kombinierten 35 GeV-Datensätze im direkten Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene" (die gestrichelte Linie) zu finden. Wie erwartet, beobachtet man für $2.0 \leq \xi \leq 4.0$ immer noch eine Diskrepanz zwischen den korrigierten und kombinierten 35 GeV-Daten und Monte-Carlo-Simulation auf "Hadronenebene", die aber deutlicher bei den 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986 ist. Den globalen Multiplizitätsfaktor, den man hier für die Korrektur der Monte-Carlo-Simulation benutzt, berechnen wir als Summe der luminositätsgewichteten Multiplizitätsfaktoren für die beiden verschiedenen 35 GeV-Datensätze und zwar:

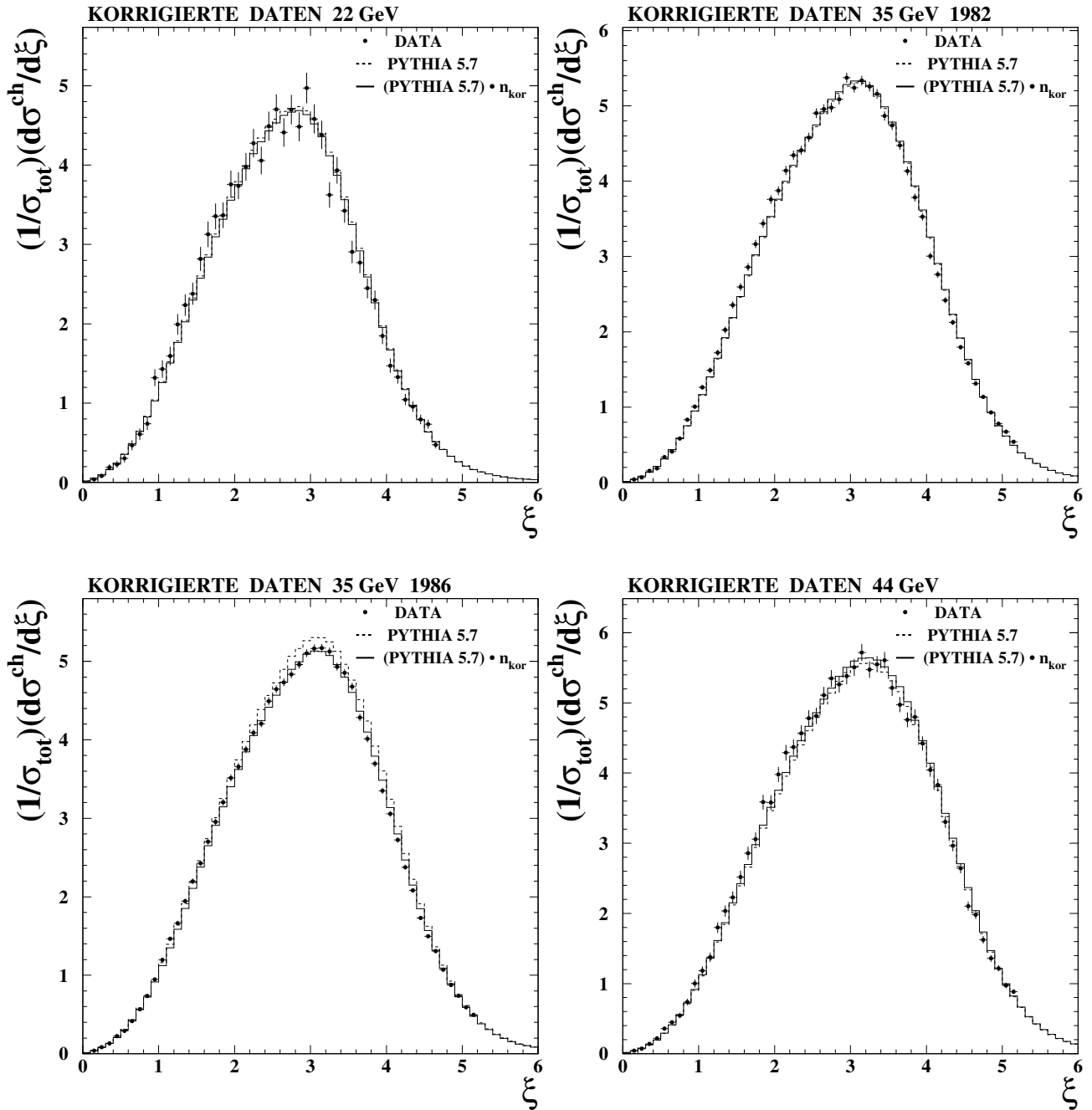


Abbildung 4.3: Auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen zusammen mit den statistischen Fehlern (berechnet aus gemessenen Daten und Monte-Carlo-Simulation) bei 22, 35 und 44 GeV

$$n_{\text{kor}}^{(35 \text{ GeV})} = \frac{N_{Ev}^{(35 \text{ GeV})1982} n_{\text{kor}}^{(35 \text{ GeV})1982} + N_{Ev}^{(35 \text{ GeV})1986} n_{\text{kor}}^{(35 \text{ GeV})1986}}{N_{Ev}^{(35 \text{ GeV})1982} + N_{Ev}^{(35 \text{ GeV})1986}} \quad (4.3)$$

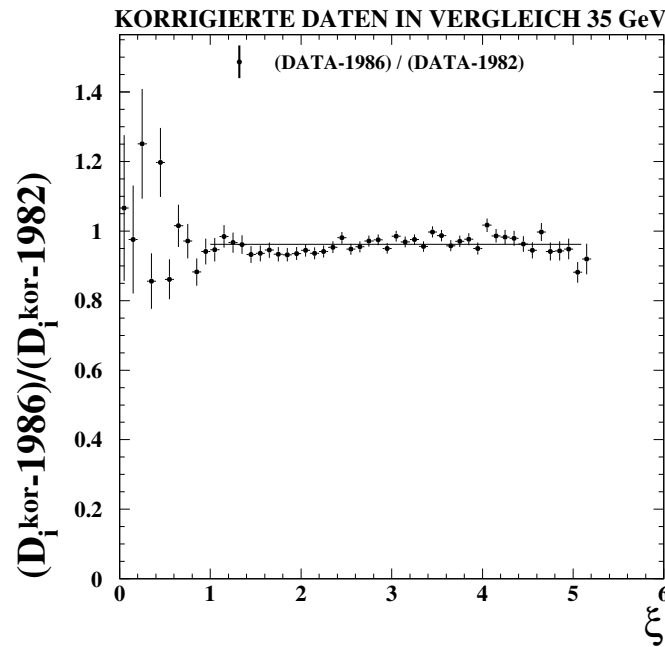


Abbildung 4.4: Verhältnis zwischen der auf Detektoreffekte und ISR korrigierten 35 GeV $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung der Daten von 1986 und 1982 zusammen mit den statistischen Fehlern.

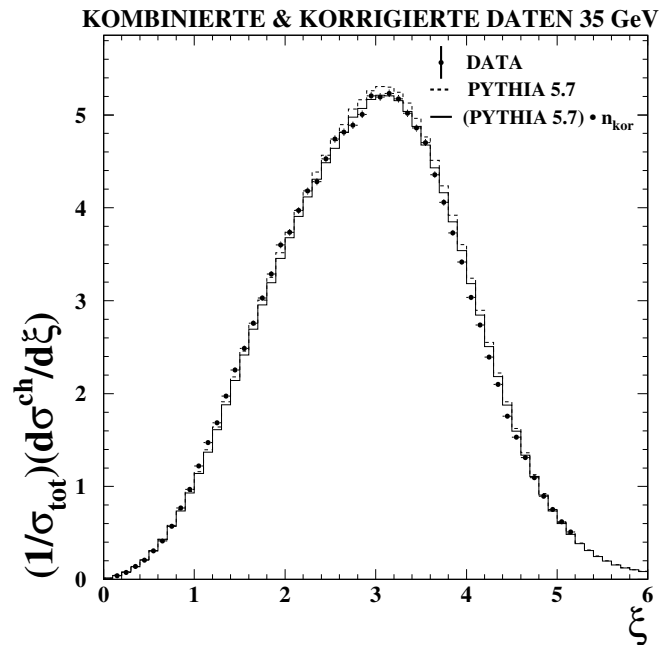


Abbildung 4.5: Kombinierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen zusammen mit den statistischen Fehlern (berechnet aus gemessenen Daten und Monte-Carlo-Simulation) bei 35 GeV

Der Wert für $n_{kor}^{(35 \text{ GeV})}$ ist 0.9823 und ist weniger von eins abweichend als 0.9672 für die 1986er 35 GeV Daten. Die multiplizitätskorrigierte Monte-Carlo-Simulation auf "Hadroebene", (die durchgezogene Linie in der Abbildung 4.5) beschreibt die kombinierten 35 GeV-Daten zufriedenstellend.

Kapitel 5

Untersuchung der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Spektren

5.1 χ^2 -Methode

An die auf "Hadronebene" korrigierten Daten werden mit Hilfe der χ^2 -Methode ([7]) die von der QCD vorhergesagten Verteilungen angepasst. Aus den Einträgen der korrigierten Daten D_i^{kor} in den Bins $i \in [i_{min}, i_{max}]$ und aus der theoretischen Vorhersagen $T_i(P_j)$ für die jeweiligen Bins, wobei P_j die Parameter sind, die in dieser vorkommen, wird die Größe χ^2 berechnet, die folgendermaßen definiert wird:

$$\chi^2 = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} \frac{\left(T_i^{QCD} - D_i^{had}\right)^2}{\left(\Delta T_i^{QCD}\right)^2 + \left(\Delta D_i^{had}\right)^2}. \quad (5.1)$$

χ^2 wird für $\sqrt{s} = 22, 35$ und 44 GeV berechnet und dann minimiert, wobei P_j als Variationsparameter fungieren. In ΔD_i^{had} fließen nur die statistischen Fehler der korrigierten Daten ein. Die Unsicherheiten ΔT_i^{QCD} aus der Berechnung der QCD-Vorhersage sind diesen gegenüber vernachlässigbar.

5.2 Fitfunktion, Fitparameter und Fitmethode

Die Fong-Webber-Parametrisierung (siehe Kapitel 2) wird an die auf Hadronebene korrigierten Daten angepasst. Diese Vorhersage ist eine verzerrte Gauß-Funktion, die (aus theoretischer Sicht) den Bereich der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung um die Maximumposition beschreiben soll. Man kann alle Parameter dieser Parametrisierung für Verteilungen von Hadronen 1:1 übernehmen. Eine Ausnahme macht die mittlere Multiplizität $N(y)$, die sich für Hadronen höchstens um einen konstanten Faktor unterscheidet gegenüber der, welche für Partonen berechnet wurde (LPHD).

Bei jedem Energiepunkt wurde zunächst versucht, 5 freie Fitparameter zu benutzen und zwar : N , $\langle \xi \rangle$, σ , S und k . (Diese Parameter wurden schon im Abschnitt 2.2.4 definiert.) Die Korrelation zwischen den 5 Parametern ist jedoch zu groß. Daher ist der Fit instabil und findet mehrere Lösungen. Auch für 4 freie Fitparameter, wobei je 2 Parameter aus den obigen 5 mittels der Relation $y = \ln \frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_{eff}}$ durch Λ_{eff} ersetzt wurden, wird kein eindeutiges Minimum im χ^2 -Fit gefunden.

Eine stabile Lösung ergibt sich für 3 freie Fitparameter. Hier haben wir σ , k und s vermittels der Relation (2.8) durch ihre indirekte Abhängigkeit von Λ_{eff} verknüpft. Bei jedem Energiepunkt haben wir 3 äquivalente Sätze von Fitparametern gewählt und zwar:

- $\langle \xi \rangle$, N , Λ_{eff}
 $\langle \xi \rangle$ ist ein freier Parameter und bedeutet den Mittelwert der Anpassungsfunktion $\mathcal{D}(\xi)$, und wird daher nicht auf den Mittelwert der Verteilung fixiert.
- $\mathcal{O}(1)$, N , Λ_{eff}
 $\mathcal{O}(1)$ ist ein freier Parameter, und wird nicht auf den Wert (≈ 0.67), den man durch die Fong-Webber-Parametrisierung abschätzen kann, fixiert. $\mathcal{O}(1)$ wurde in den Ausdruck von $\mathcal{D}(\xi)$ eingeführt, indem der theoretische Mittelwert $\langle \xi \rangle$ durch dessen indirekte Λ_{eff} -Abhängigkeit definiert wurde (siehe Relation (2.8)). Hier ist nicht zu vergessen, dass die Λ_{eff} -Abhängigkeit von $\mathcal{D}(\xi)$ eine andere ist als für den obigen Fall wo, $\langle \xi \rangle$, N , und Λ_{eff} als freie Fitparameter gewählt wurden.
- ξ^0 , N , Λ_{eff}
Wir haben ξ^0 als die ξ -Stelle, wo die Anpassungsfunktion $\mathcal{D}(\xi)$ ein Maximum hat, und nicht über Relation (2.9) definiert. Es wurde also $\langle \xi \rangle$ als analytische Funktion von ξ^0 und Λ_{eff} in dem Ausdruck von $\mathcal{D}(\xi)$ eingesetzt, was, ähnlich wie vorhin, zu einer veränderten Λ_{eff} -Abhängigkeit von $\mathcal{D}(\xi)$ führt.

Die statistische Korrelation zwischen den Parametern ist in keinem Fall vernachlässigbar. Die Korrelationskoeffizienten $\rho_i^{P1,P2}$ zwischen je 2 Parametern $P1$ und $P2$ des i -ten Parametersatzes (siehe Abschnitt 5.2) für die "Standardanalyse" sind in der Tabelle 5.1 zu finden. Man bemerkt dass N und Λ_{eff} sowie N und $\mathcal{O}(1)$ Parameter immer sehr stark antikorreliert sind (die Antikorrelation liegt immer um -90%). Sehr stark korreliert sind noch Λ_{eff} und $\mathcal{O}(1)$ Parameter (die Korrelation liegt immer bei fast 100%).

Es wurden 3 Sätze von Parametern gewählt, um durch Korrelationen zwischen $\langle \xi \rangle$ und Λ_{eff} (siehe Tabelle 5.1) komplizierte Berechnung der Fehler von $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 , die Funktionen von $\langle \xi \rangle$ und Λ_{eff} sind, zu umgehen und um zu prüfen, ob die Parameter N und Λ_{eff} stabil gegenüber der Wahl des dritten Parameters bleiben.

Mit Hilfe der χ^2 -Methode haben wir dann $\mathcal{D}(\xi)$ an die auf "Hadronenebene" korrigierten Daten angepasst und so für alle 3 Fälle die Fitparameter bestimmt.

$\rho_i^{P_1, P_2}$	22 GeV	35 GeV	44 GeV
$\rho_1^{N, \Lambda_{eff}}$	-0.923	-0.890	-0.881
$\rho_1^{N, \langle \xi \rangle}$	-0.429	-0.426	-0.360
$\rho_1^{\Lambda_{eff}, \langle \xi \rangle}$	0.446	0.443	0.369
$\rho_2^{N, \Lambda_{eff}}$	-0.902	-0.845	-0.877
$\rho_2^{N, \mathcal{O}(1)}$	-0.891	-0.835	-0.877
$\rho_2^{\Lambda_{eff}, \mathcal{O}(1)}$	0.983	0.979	0.983
$\rho_3^{N, \Lambda_{eff}}$	-0.930	-0.890	-0.886
ρ_3^{N, ξ^0}	-0.316	-0.332	-0.272
$\rho_3^{\Lambda_{eff}, \xi^0}$	0.320	0.336	0.226

Tabelle 5.1: Korrelationskoeffizienten in der Standardanalyse für die im Abschnitt 5.2 drei gewählten Fitparametersätze bei 22, 35 und 44 GeV

5.3 Bestimmung der Anpassungsbereiche

Bei der Festlegung der Anpassungsbereiche haben wir angestrebt, dass:

- der Anpassungsbereich symmetrisch um die Maximumposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung ist,
- der Anpassungsbereich nicht größer wird als die kinematische Grenze ξ_E (siehe Relation (2.10)). Das entspricht einem $\xi_E = 3.71$ bei 22 GeV, $\xi_E = 4.17$ bei 35 GeV und $\xi_E = 4.40$ bei 44 GeV,
- der Wert von $\chi^2/d.o.f.$ nahe bei eins ist. Das bedeutet, dass die theoretische Vorhersage den gewählten Bereich gut beschreibt. Das ist für diese Analyse relativ aufwändig, da die theoretische Vorhersage, die wir benutzen, nur um das Maximum herum gültig ist. Dieser Bereich wird aber aus theoretischer Sicht nicht streng definiert,
- die Korrekturfaktoren auf Detektoreffekte und ISR nicht allzuweit von eins entfernt sind (d.h. dass wir uns auf den Bereich wo die Verzerrung der Messverteilung wegen Detektoreffekten und ISR gering bleibt, beschränken wollen),
- die Schwankungen des Fitparameters bei der Variation des Meßbereiches nicht zu groß werden, (d.h. dass wir uns von dem Bereich wo die theoretische Vorhersage die Messverteilung einheitlich beschreibt, nicht entfernen wollen).
- der Meßbereich innerhalb obiger Vorgaben so groß wie möglich sein sollte, um ausreichende Datenstatistik zu berücksichtigen.

Aus diesen Gründen skalieren die statistischen Fehlern zwischen den Schwerpunktsenergien nicht wie die Gesamtstatistik. Die Fitbereiche, gewählt nach den obigen Kriterien, sind:

- Bei 22 GeV: $1.65 \leq \xi \leq 3.55$
- Bei 35 GeV: $1.75 \leq \xi \leq 4.05$
- Bei 44 GeV: $1.75 \leq \xi \leq 4.25$

In dem Abschnitt 6.1 sind alle Tabellen, die die Ergebnisse und deren statistische Fehler beinhalten, zu finden.

5.4 Systematische Untersuchungen

5.4.1 Kurze Beschreibung der systematischen Untersuchungen

Die Messmethode für die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung ist mit systematischen Unsicherheiten behaftet. In dem Monte-Carlo-Modell tragen nur phänomenologisch beschriebene Prozesse zur Systematik bei. Die Unsicherheiten in der Modellierung der Hadronisierung werden durch die Wahl der Parameter festgelegt (siehe [17] und [30] [22]). In den QCD-Rechnungen, die die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung beschreiben, wird die Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion nur bis zu einer bestimmten Ordnung in y (siehe auch Kapitel 2) berechnet und die Quarkmassen werden nicht berücksichtigt, was zu zusätzlichen Unsicherheiten führt. Eine weitere Quelle systematischer Fehler sind die begrenzte Akzeptanz und Auflösung des Detektors, die Wahl der multihadronischen Selektionskriterien und die Wahl der Spurelektionskriterien. Die verschiedenen Selektionsparameter werden zuerst verschärft und dann abgemildert (Welche diese Selektionskriterien sind und um wieviel sie variiert worden sind, wird im Abschnitt 5.4.3 beschrieben). Die Messung wird dann mit diesen beiden resultierenden Datensätzen jeweils erneut durchgeführt.

Betrachten wir die Ergebnisse der Messungen für ein variiertes Selektionskriterium sowie das Ergebnis der "Standardmessung". Die Hälfte des Betrages der größten Differenz zwischen diesen 3 Werten wird als systematischer Fehler für das entsprechende Selektionskriterium definiert. Es wird oft der Begriff "systematische Abweichung" benutzt. Im Unterschied zu den systematischen Fehlern ist die systematische Abweichung die Differenz zwischen dem Ergebniss der Messung nach der Verschärfung oder Abmilderung eines Selektionsschnittes und dem Ergebnis der "Standardmessung". Bei der Abschätzung des systematischen Fehlers für die Monte-Carlo-Modellierung der Hadronisierung werden zwei weitere Monte-Carlo-Generatoren benutzt und zwar Herwig 5.9 [16] mit der Einstellung der Parameter des OPAL-Experimentes [30] und Jetset 6.3 [17] mit der Einstellung der Parameter des JADE-Experimentes [22].

Bei allen systematischen Variationen ist die Korrelation zwischen den Fitparametern nur wenig abweichend von der Korrelation für die "Standardanalyse". Die systematischen Fehler werden hier ähnlich wie bei der Variation eines Selektionskriteriums berechnet.

Alle systematischen Abweichungen wegen der systematischen Variationen sind im Anhang A in den Tabellen A.1 bis A.9 und in den Abbildungen A.1 bis A.3 zu finden.

Im folgenden werden die einzelnen Resultate der systematischen Studien diskutiert.

5.4.2 Variation des Fitbereiches

Bei jedem Energiepunkt vergrößern und verkleinern wir den Fitbereich für die "Standardanalyse" um ein Bin in ξ , d.h. um $\Delta\xi = 0.1$. Der systematische Fehler aus der Variation des Fitbereiches wird auch symmetrisiert. Die systematischen Abweichungen (siehe Tabelle A.1 bis A.9 und Abbildungen A.1 bis A.3) bzw. Fehler wegen der Variation des

Fitbereiches sind unauffällig, sie sind in der Größenordnung der statistischen Fehler.

5.4.3 Multihadronische Selektionskriterien

Variation der multihadronischen Selektionskriterien

Diese Analyse stützt sich auf geladene Teilchen. Dazu benutzen wir die multihadronischen Selektionskriterien. Ein bestimmter Selektionsparameter wird variiert, während die anderen konstant gehalten werden:

1. Variation des $\cos\theta_T$ -Schnitts um ± 0.1
2. Aufhebung des Gesamtimpuls-Schnitts auf p_{miss} bzw. Verschärfung auf $p_{miss} \leq 0.25$
3. Aufhebung des Impulsbalance-Schnitts auf p_{bal} bzw. Verschärfung auf $p_{bal} \leq 0.3$
4. Anhebung der Mindestzahl guter Spuren auf $n_{ch} \geq 7$
5. Anhebung der Mindestzahl von Spuren aus dem Zylinder um den Wechselwirkungspunkt (siehe Kapitel 3) auf $n_{ch}^{Vertex} \geq 7$
6. Variation des E_{vis} -Schnitts um $\pm 0.05\sqrt{s}$

Auswirkungen der Variation

Die unkorrigierten und die auf Detektoreffekte und ISR korrigierten Daten nach der Variation eines multihadronischen Selektionsschnittes werden mit der Monte-Carlo-Simulation (Pythia 5.7) verglichen. Die Monte-Carlo-Simulation auf "Detektor"- und "Hadronenebene" wurde auch hier, wie in der "Standardanalyse", mit den dem Schnitt entsprechenden Multiplizitätsfaktoren n_{kor} korrigiert. Bei der Variation der meisten multihadronischen Selektionsschnitte ist der resultierende systematische Effekt klein. Er liegt innerhalb der statistischen Fluktuationen. Dabei werden die unkorrigierten und korrigierten Daten von der mit n_{kor} multiplizierten Monte-Carlo-Simulation auf "Detektor"- bzw. auf "Hadronenebene" gut beschrieben. Im folgenden zeigen wir die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen für den 35 GeV Datensatz aus 1986, weil hier die meiste Statistik existiert. Der Schnitt $p_{bal} \leq 0.3$ repräsentiert die charakteristischen Effekte der Variation von Selektionskriterien auf das Verhalten der Datensätze bei 22, 35 und 44 GeV, nach der Variation der meisten multihadronischen Schnitte. In der Abbildung 5.1 sind die unkorrigierten sowie die auf Detektoreffekte korrigierten 35 GeV-Daten aus 1986 für $p_{bal} \leq 0.3$ im Vergleich mit der entsprechenden Monte-Carlo Simulation vor (die unterbrochene Linie) und nach (die durchgezogene Linie) der Multiplikation mit n_{kor} zu finden. Die punktierte Linie in der gleichen Abbildung stellt die nicht korrigierte bzw. die korrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Standardverteilung dar. Hier ist auch der Vergleich zwischen Korrekturfaktoren vor und nach der Verschärfung des p_{bal} -Schnittes

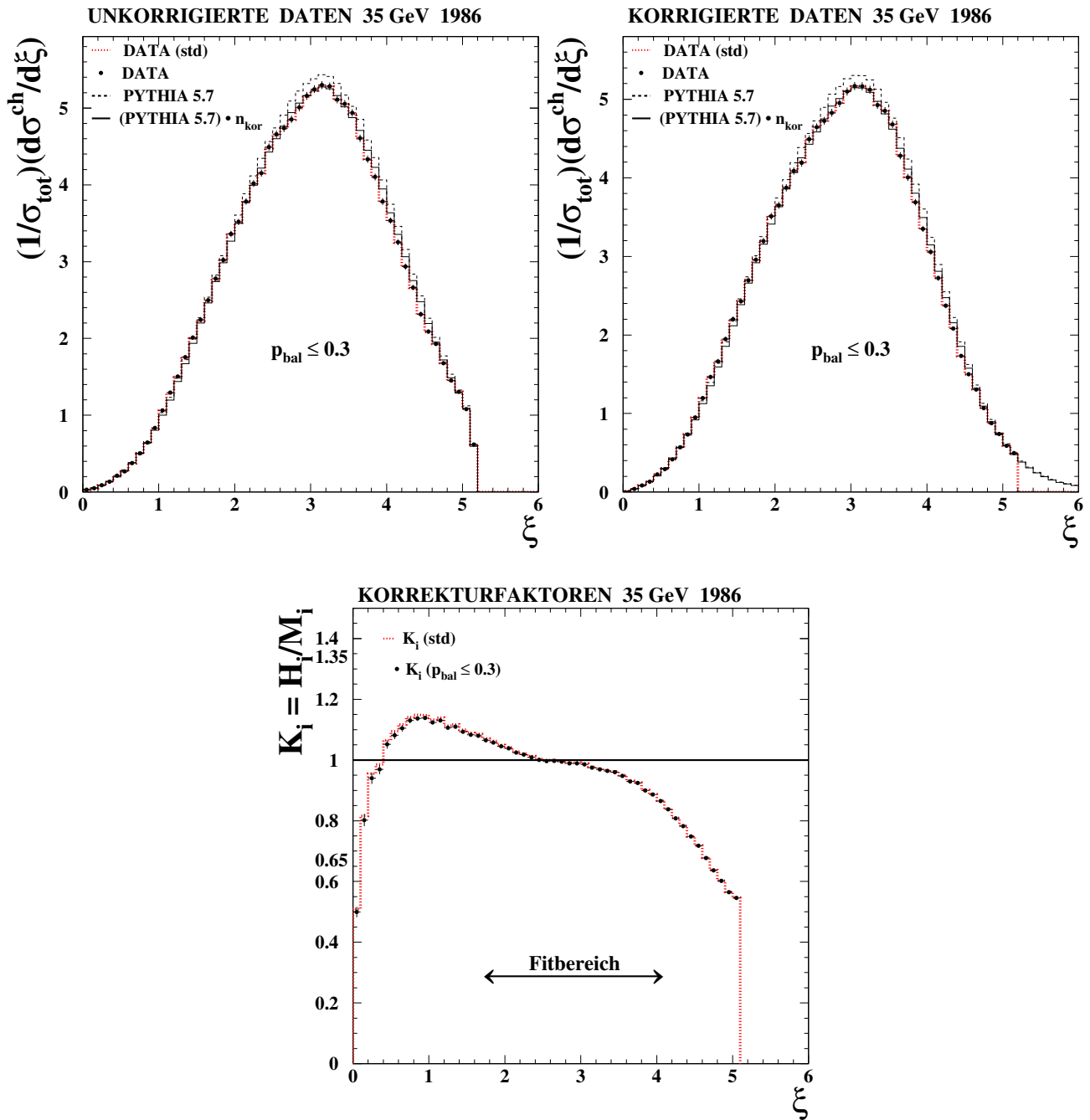


Abbildung 5.1: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern für 1986-Daten bei 35 GeV nach dem $p_{\text{bal}} \leq 0.3$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen in der "Standardanalyse"

zu sehen. Der systematische Effekt nach Verschärfung dieses Schnittes liegt innerhalb der statistischen Fluktuationen.

Eine deutliche systematische Wirkung hat die Verschärfung des n_{ch} - bzw. $n_{\text{ch}}^{\text{Vertex}}$ -Schnittes

bei 22 und vor allem bei 44 GeV. n_{ch} bedeutet die minimale Anzahl an **guten Spuren** eines Ereignisses, n_{ch}^{Vertex} die minimale Anzahl an Spuren eines Ereignisses die aus der **Wechselwirkungszone** stammen. Da die Monte-Carlo-Simulation ohnehin die mittlere Multiplizität nicht optimal wiedergibt, kann man verstehen, dass es bei der Verschärfung des n_{ch} - bzw. n_{ch}^{Vertex} -Schnittes zu einer Verschlechterung der Beschreibung der Datensätze durch die Monte-Carlo-Simulation, auch nach deren Multiplikation mit n_{kor} , kommt. In der Abbildungen 5.2 bis 5.5 sind die unkorrigierten und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte 22 GeV- bzw. 44 GeV-Daten nach der Verschärfung des n_{ch} - respektive n_{ch}^{Vertex} -Schnittes im Vergleich mit der entsprechenden Monte-Carlo Simulation vor (die unterbrochene Linie) und nach (die durchgezogene Linie) der Multiplikation mit n_{kor} zu finden. Die punktierte Linie in der gleichen Abbildungen stellt die unkorrigierte bzw. die korrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Standardverteilung dar. Hier ist auch der Vergleich zwischen Korrekturfaktoren vor und nach der Verschärfung des n_{ch} - bzw. n_{ch}^{Vertex} -Schnittes zu sehen.

Nach der Verschärfung dieser Schnitte sind bei 44 GeV die Multiplizitätsfaktoren n_{kor} auch deutlicher von eins verschieden als n_{kor} für die "Standardanalyse". In der Tabelle 5.2 sind die Werte von n_{kor} nach der Verschärfung der n_{ch} - und n_{ch}^{Vertex} -Schnitte bei 22 und 44 GeV:

Schnitt	$n_{kor}(\sqrt{s} = 22\text{GeV})$	$n_{kor}(\sqrt{s} = 44\text{GeV})$
n_{ch}	0.9890	1.067
n_{ch}^{Vertex}	0.9946	0.9667

Tabelle 5.2: Globale Multiplizitätskorrekturfaktoren n_{kor} nach der Verschärfung des n_{ch} - bzw. n_{ch}^{Vertex} -Schnittes bei 22 und 44 GeV

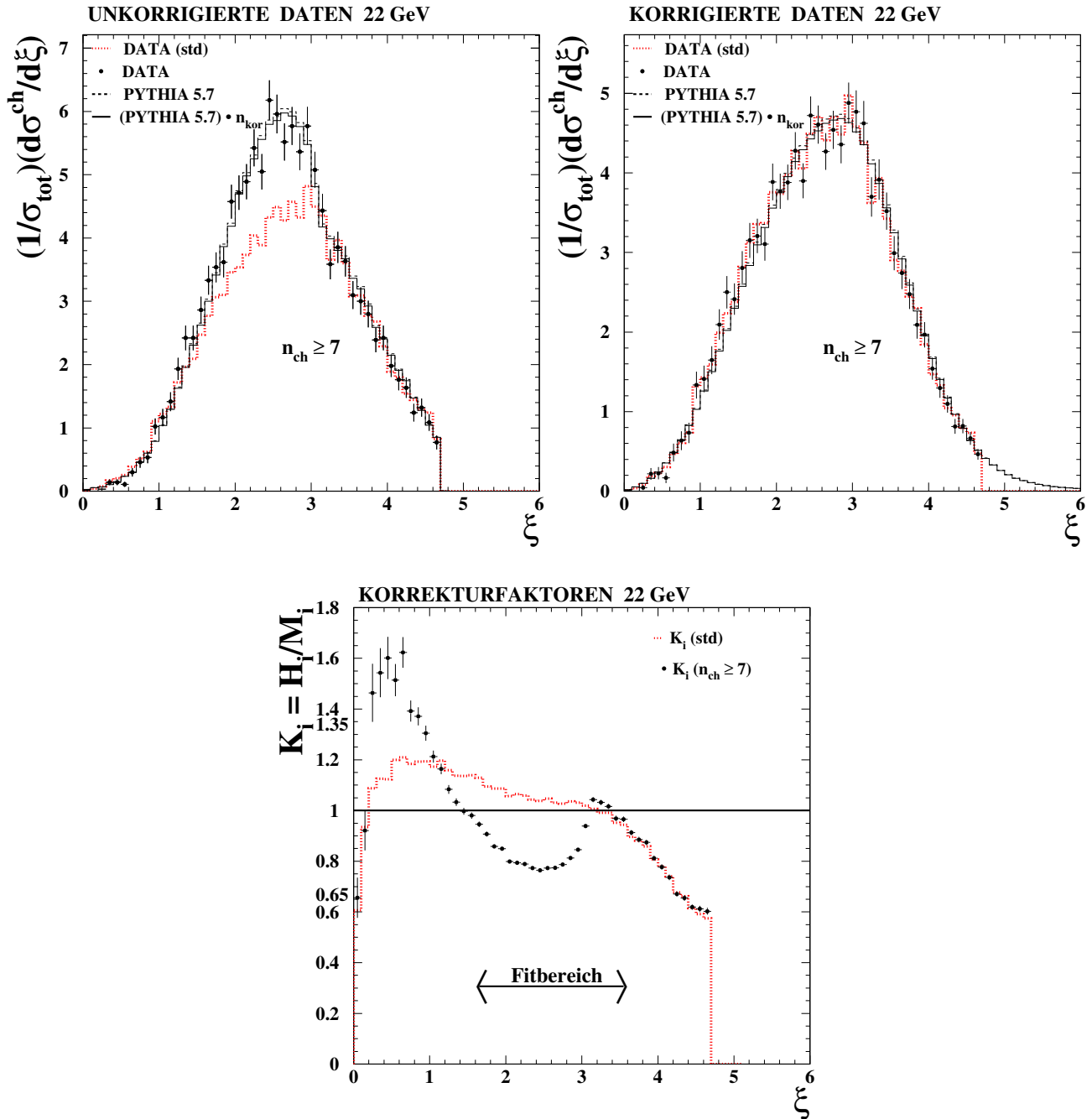


Abbildung 5.2: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern bei 22 GeV nach dem $n_{ch} \geq 7$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen in der "Standardanalyse"

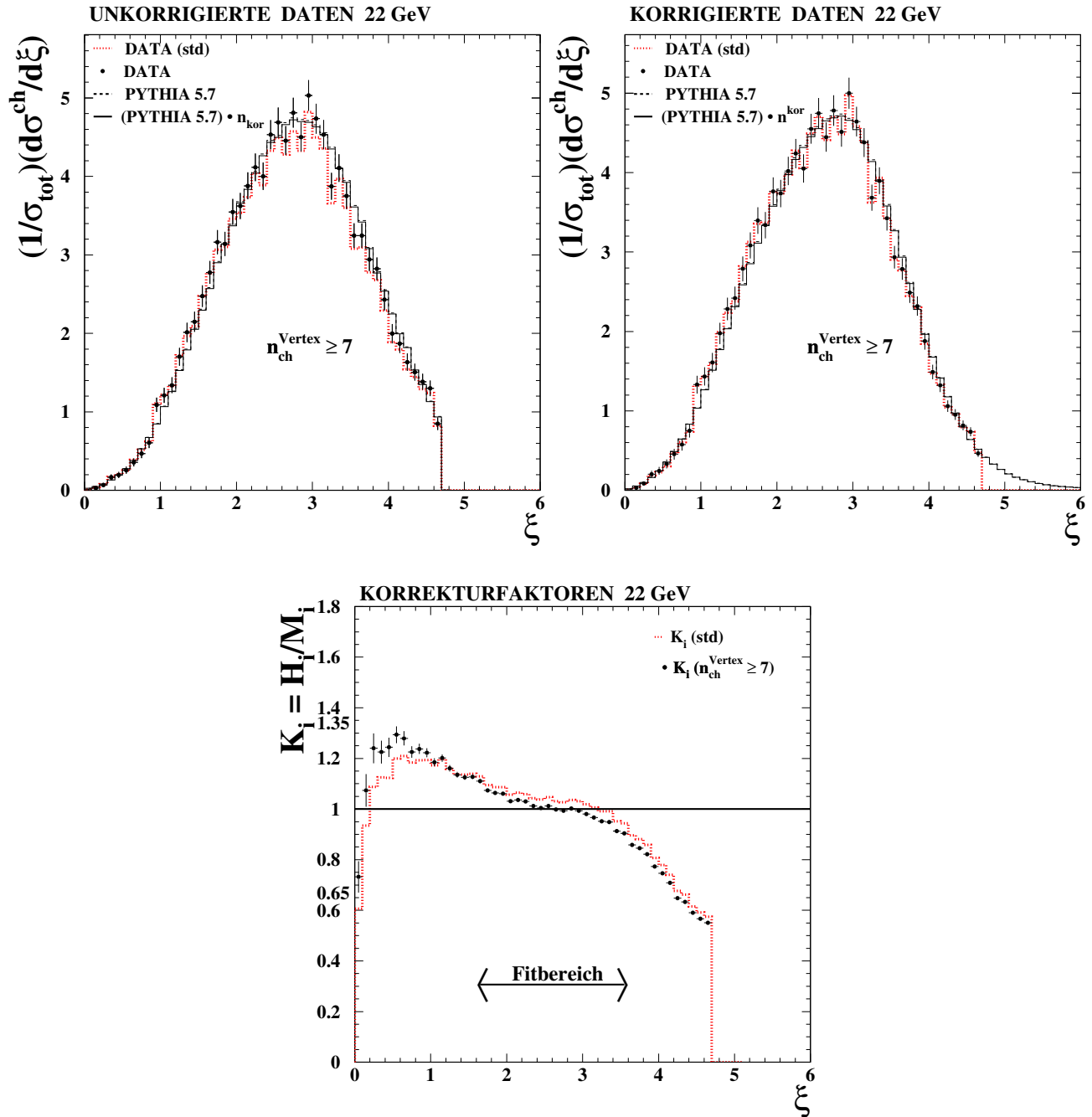


Abbildung 5.3: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern bei 22 GeV nach dem $n_{\text{ch}}^{\text{Vertex}} \geq 7$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen in der "Standardanalyse"

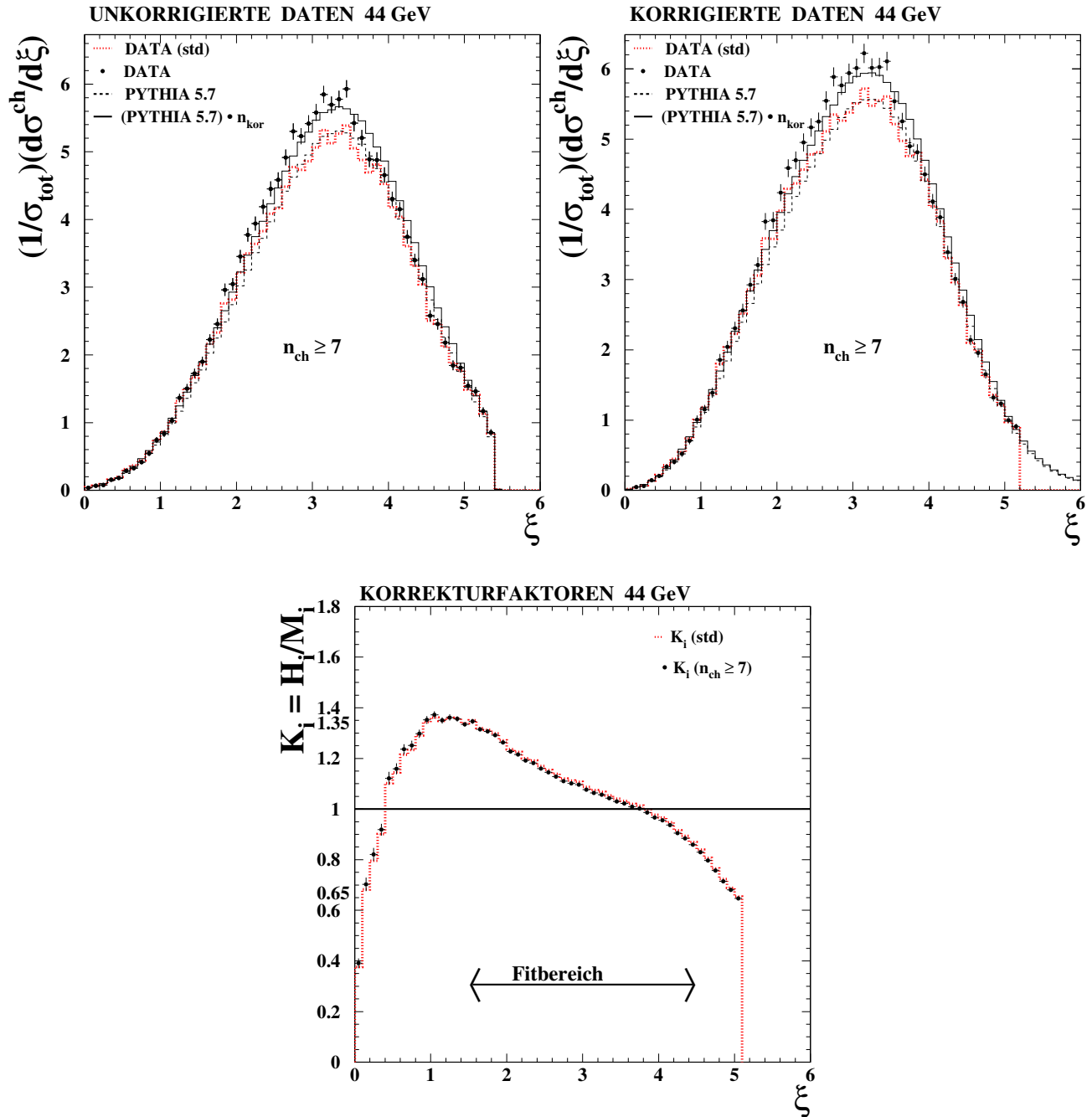


Abbildung 5.4: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern bei 44 GeV nach dem $n_{\text{ch}} \leq 7$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen in der "Standardanalyse"

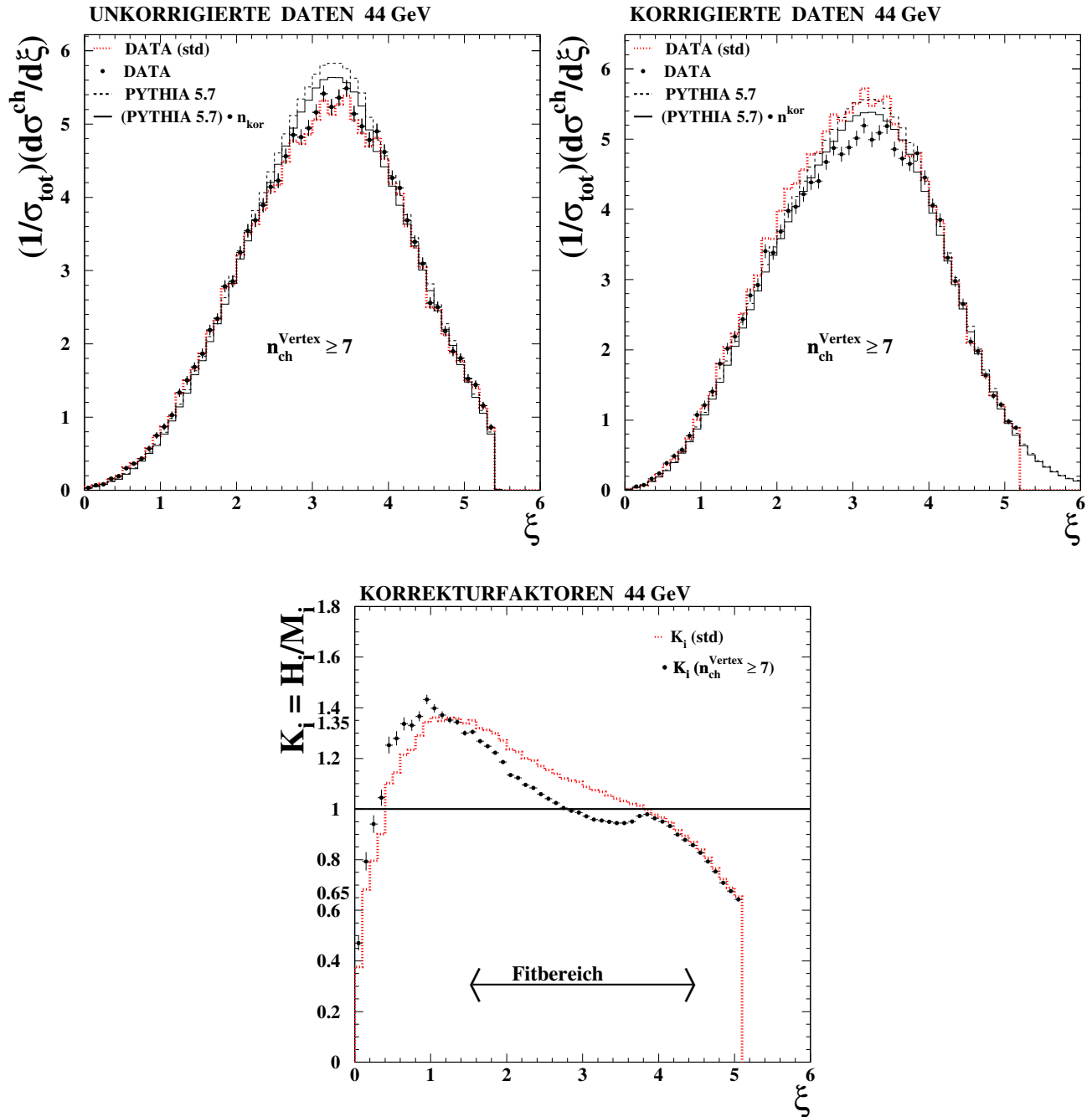


Abbildung 5.5: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern bei 44 GeV nach dem $n_{\text{ch}}^{\text{Vertex}} \geq 7$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen in der "Standardanalyse"

Abschätzung der statistischen Komponente der systematischen Fehler

Hinzu kommt dass bei der Verschärfung des n_{ch}^{Vertex} - und vor allem des n_{ch} -Schnittes bei 44 und vor allem 22 GeV zu einem vergrößerten Verlust in der Statistik führt, was sich durch deutliche statistische Fluktuationen zeigt, es ist auch eine Verzerrung der Form der unkorrigierten $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung zu beobachten (siehe Abbildungen 5.2 bis 5.5). Deswegen kann es vor allem bei 22 GeV zu einem größeren statistischen Beitrag der systematischen Abweichung bzw. der systematischen Fehler der Fitparameter kommen (siehe Abbildung A.1 und Tabelle A.1 bis A.3). Für Monte-Carlo Simulation ist immer sehr viel Statistik vorhanden. Deswegen ist der statistischen Beitrag der Simulation vernachlässigbar im Vergleich zu dem, der aus der Statistik der Daten zustande kommt. Wir schätzen diesen statistischen Beitrag folgendermaßen ab: Seien $N_a \geq N_b$ die Anzahlen der gemessenen Spuren zweier Datensätze, z.B nach der "Standardselektion" und nach der zusätzlichen Verschärfung eines Selektionsschnittes, sowie die entsprechenden Werte der angepassten Parameter P_a und P_b . Der systematische Fehler wäre dann : $\Delta^{stat} P = \frac{1}{2} |P_a - P_b|$. Der statistische Beitrag für $\Delta^{stat} P$ wäre [7] :

$$\Delta^{stat} P = \sqrt{(\Delta^{stat} P_a)^2 - 2\rho\Delta^{stat} P_a\Delta^{stat} P_b + (\Delta^{stat} P_b)^2}, \quad (5.2)$$

wobei ρ der Korrelationskoeffizient zwischen beiden Datensätzen ist. Sei $N_c = N_a - N_b$, die Differenz zwischen der Anzahl der Ereignisse in den beiden Fällen. Für $\Delta^{stat} N_c$ gilt dann:

$$\begin{aligned} \Delta^{stat} N_c &= \sqrt{(\Delta^{stat} N_a)^2 - 2\rho\Delta^{stat} N_a\Delta^{stat} N_b + (\Delta^{stat} N_b)^2} \\ &= \sqrt{(\Delta^{stat} N_a)^2 - 2\rho\sqrt{N_a}\sqrt{N_b} + (\Delta^{stat} N_b)^2}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

wobei ρ der gleiche Korrelationskoeffizient wie oben ist. Da wegen der Verschärfung eines Schnittes dann N_c Ereignisse weggefallen sind, sind N_c und N_b völlig unkorreliert. Weil aber $N_a = N_b + N_c$ ist, gilt:

$$\Delta^{stat} N_a = \sqrt{(\Delta^{stat} N_b)^2 + (\Delta^{stat} N_c)^2}, \quad (5.4)$$

also gilt auch

$$\begin{aligned} \Delta^{stat} N_c &= \sqrt{(\Delta^{stat} N_a)^2 - (\Delta^{stat} N_b)^2} \\ &= \sqrt{N_a - N_b} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Durch den Vergleich der beiden Ausdrücke für $\Delta^{stat} N_c$ (5.3) und (5.4) ergibt sich dann:

$$\rho = \sqrt{\frac{N_b}{N_a}} \quad (5.6)$$

Jetzt kann man $\Delta^{stat} P$ berechnen:

$$\Delta^{stat} P = \sqrt{(\Delta^{stat} P_a)^2 - 2\sqrt{\frac{N_b}{N_a}}\Delta^{stat} P_a\Delta^{stat} P_b + (\Delta^{stat} P_b)^2} \quad (5.7)$$

Um einheitlich zu arbeiten, werden die $\Delta^{stat}P$ -Werte der gemessenen Parameter für alle systematischen Schnitte bei 22, 35 und 44 GeV berechnet (siehe Abbildungen A.1 bis A.3 und Tabellen A.1 bis A.9). Die statistischen Komponente der systematischen Abweichungen bzw. Fehlern dient hier zur Abschätzung ob ihre Größe durch statistische Fluktuationen bedingt sein können.

5.4.4 Spurselektionskriterien

Kurze Beschreibung der Spurselektionskriterien

Bei einem der multihadronischen Selektionsschnitte, genauer bei n_{ch}^{Vertex} , wird in der "Standardanalyse" verlangt, dass mindestens 4 geladene Spuren aus der Wechselwirkungszone, einem Zylinder um den Wechselwirkungspunkt mit 30 mm Radius und 700 mm Länge kommen. Wir wollen uns die Wechselwirkungszone genauer anschauen. Wir werden durch die Verschärfung der Schnitte, die wir in diesem Abschnitt präsentieren, Ereignisse oder Spuren zulassen, die aus einer begrenzteren Wechselwirkungszone kommen, und schauen, welche systematische Wirkung das hat. Die Parameter, die wir verschärfen werden, sind die Vertex Position einer e^+e^- Reaktion entlang der Strahlachse z_{Vtx} , die z-Richtung, und der minimale Abstand zwischen Spur und Vertex Position in der $R-\phi$ - Ebene senkrecht zur Strahlachse d_0 . Die Monte-Carlo-Simulation für diese Größen weicht stark von den entsprechenden gemessenen Verteilungen ab. Wir haben aus diesem Grund, wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird, die Simulation dieser Parametern im Nachhinein an die Messung angepasst.

Der Unterschied in der Größe der Parameter, d.h dass die Größenordnung von z_{Vtx} ist deutlich größer als der Größenordnung von d_0 ist (siehe Abbildungen 5.6 und 5.11), beruht auf dem unterschiedlichen Auflösungsvermögen des Detektors in z-Richtung und $R-\phi$ -Ebene. Geladene Teilchen werden im Detektor anhand hinterlassener Spuren in Spurkammern bzw. Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter registriert. Mit Hilfe der Messdaten wird die Bahn jedes Teilchens zurückverfolgt. Berechnet wird zum Beispiel der Abstandsvektor jeder Spur von einem festgelegten Ursprung. Auf Grund der Konstruktion und Funktionsprinzip der JADE-Jetkammer ist es einfacher, die Koordinaten, die in der Ebene senkrecht zur Richtung der Strahlachse liegen, genauer zu bestimmen als die andere Koordinate.

Variation des Schnittes auf die z-Vertex Position

Die Verteilung der z-Vertex -Position der Teilchen ist in den JADE Daten bei 22, 35 und 44 GeV symmetrisch um einen Mittelwert $\langle z_{Vtx} \rangle$, der unterschiedlich für die verschiedenen Schwerpunktsenergien ist. Die Verteilung der z-Vertex-Position ist näherungsweise gaußisch um den Mittelwert $\langle z_{Vtx} \rangle$, besitzt jedoch nicht-gaußsche Ausläufer zu großen Absolutwerten von z_{Vtx} . Mit der χ^2 -Methode wurde im Zentralbereich der Verteilung N_{ev} gegen z_{Vtx} für Daten und Monte-Carlo-Simulation je eine Gaußkurve angepasst.

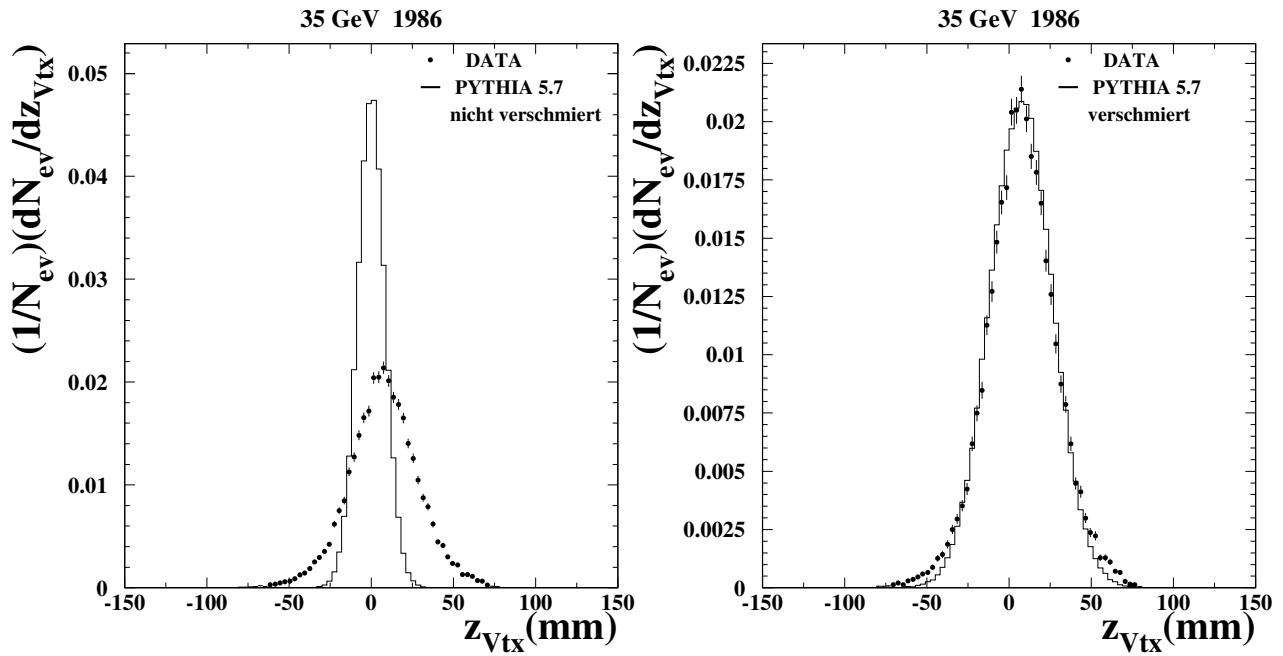


Abbildung 5.6: z_{Vtx} -Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Simulation im Vergleich vor und nach Verschmierung und Verschiebung der Simulation für 1986-Daten bei 35 GeV.

Die z_{Vtx} -Verteilungen werden im Zentralbereich gut durch Gauß-Kurven beschrieben (siehe dazu Abbildung 5.7). Die Gauß-Kurve für die MC-Verteilung mit der Breite $B_{MC,z_{Vtx}}$ ist symmetrisch um den Nullpunkt und viel zu schmal im Vergleich zu den Daten mit der Breite $B_{D,z_{Vtx}}$ (siehe Abbildung 5.6).

Um die Daten besser simulieren zu können, wird z_{Vtx} in der Monte-Carlo-Simulation verschmiert. Die notwendige zusätzliche Verschmierung $P_{z_{Vtx}}$ der Simulationsdaten sowie die erforderliche Verschiebung der Verteilung Δz_{Vtx} werden so gewählt, dass χ^2 zwischen Daten und verschmierter Simulation im Bereich des Maximums der Verteilung minimal wird. Nach diesem Vorgang werden die Daten bei allen hier untersuchten Energiepunkten gut beschrieben. Die Breite der Monte-Carlo-Simulation erreicht in etwa die Breite der Daten. Wir zeigen in der Abbildung 5.6 den Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation für z_{Vtx} nach der Verschmierung für die 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986, da hier die größte Statistik vorliegt.

Nach dieser Anpassung verschärfen wir den Schnitt auf z_{Vtx} sowohl für Daten als auch für die Monte-Carlo-Simulation auf eineinhalb oder zwei Mal die Breite der z_{Vtx} -Verteilung für die Daten.

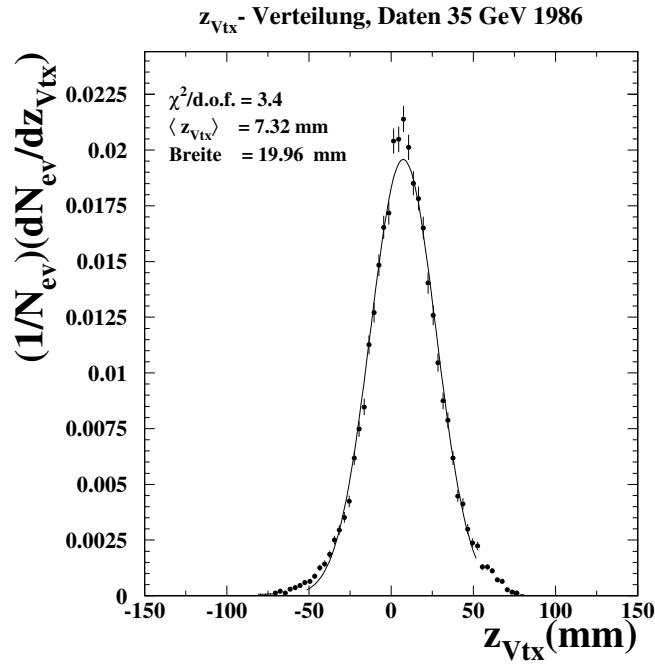


Abbildung 5.7: z_{Vtx} -Verteilung zusammen mit der im Zentralbereich angepassten Gauß-Kurve für 1986-Daten bei 35 GeV.

Daten und Monte-Carlo-Simulation nach der Variation des Schnittes auf die z -Vertex Position der Spuren im Vergleich

Nach der Verschärfung des z_{Vtx} -Schnittes, werden die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen der 22 GeV, 35 GeV(1982) und 44 GeV Daten gut durch die Monte-Carlo-Simulation vor und nach der Detektor Korrektur beschrieben. Die Multiplizitätsfaktoren n_{kor} für diese Datensätze weichen höchstens um ein Prozent von eins ab. Die Korrekturfaktoren weichen nur sehr wenig und innerhalb der statistischen Fehler von den Korrekturfaktoren der "Standardanalyse" ab. Ähnlich verhalten sich auch die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen der unkorrigierten Daten. Aus diesen Gründen erwartet man bei 22 und 44 GeV nur kleine systematische Effekte nach der Verschärfung des z_{Vtx} -Schnittes. Anders bei 35 GeV, da hier zwei 35 GeV Datensätze kombiniert wurden.

Bei den 35 GeV -Daten aus dem Jahr 1986 macht sich wieder die Tatsache bemerkbar, dass die Monte-Carlo-Simulation die mittlere Multiplizität nicht optimal wiedergibt. n_{kor} für die 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986 hat den Wert 0.9662. Deswegen wird der systematische Effekt der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung vor allem nach der strengeren Verschärfung dieses Schnittes sich deutlich auf die mittlere Multiplizität auswirken und, weil sie am stärksten mit Λ_{eff} korreliert ist, dann auch auf diesen Parameter. Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt gut die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für Daten erst nach der Multiplikation der Simulation mit n_{kor} .

In der Abbildung 5.8 ist der Vergleich der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen zwischen den unkorrigierten bzw. den auf Detektoreffekte korrigierten Daten und den entsprechenden Simulationsda-

ten vor (die unterbrochene Linie) und nach (durchgezogene Linie) der Multiplikation mit n_{kor} zu sehen. In der gleichen Abbildung ist auch der Vergleich der unkorrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für Daten mit der entsprechenden Verteilung für die Standardanalyse (die punktierte Linie) genauso wie der entsprechende Vergleich zwischen den Korrekturfaktoren zu finden. Der letzte Vergleich zeigt kaum Unterschiede in dem Verhalten des 35 GeV Datensatzes aus dem Jahr 1986 nach der Verschärfung des z_{Vtx} -Schnittes im Vergleich zum Verhalten innerhalb der Standardanalyse an..

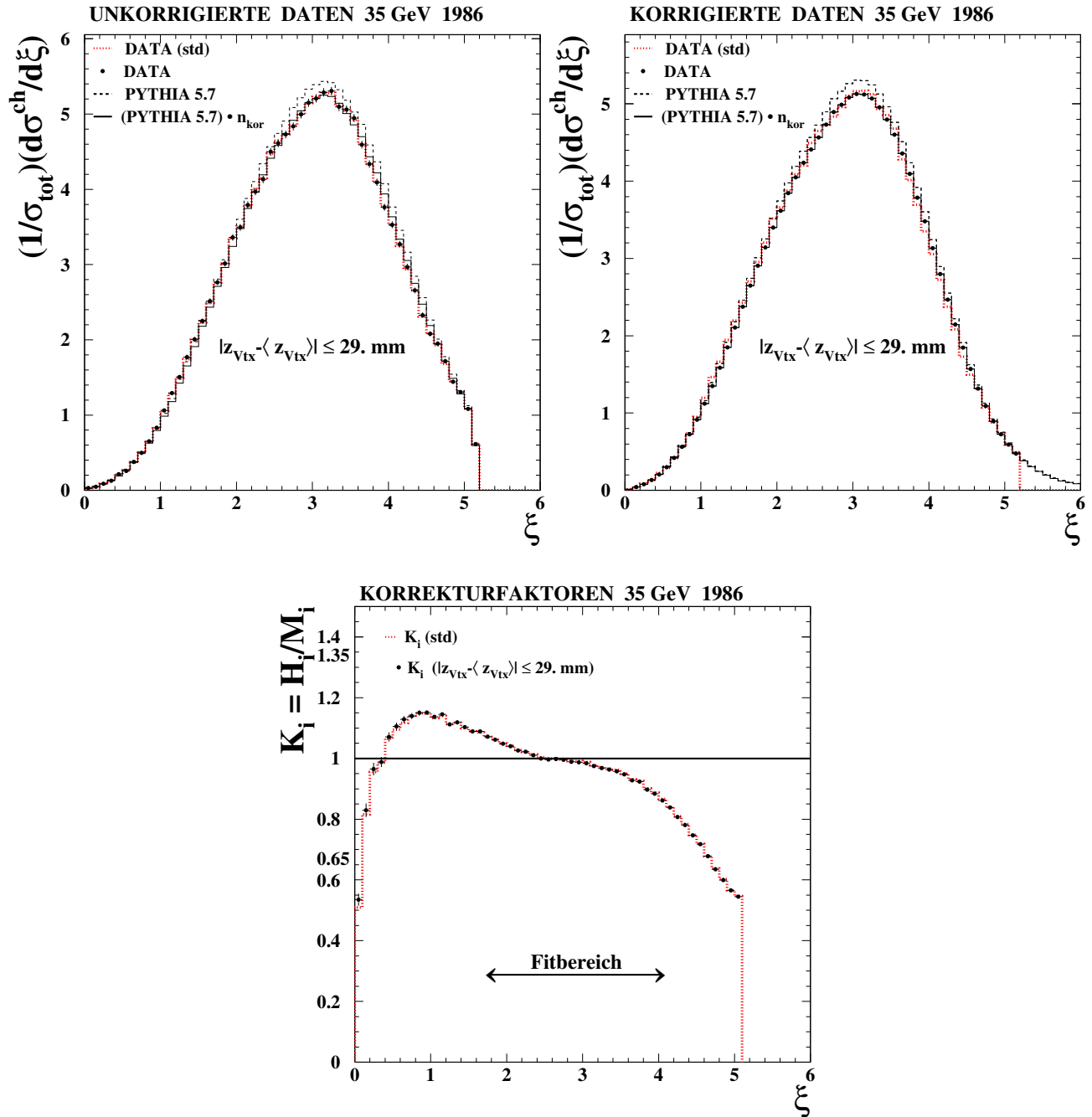


Abbildung 5.8: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern für 1986er-prom.tex Daten bei 35 GeV nach dem $z_{Vtx} \leq 29\text{mm}$ -Schnitt, im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen der "Standardanalyse"

Definition des Abstandes d_0 der Spuren zur Vertex-Position in der R - ϕ -Ebene

Eine der Größen, die bei der Rekonstruktion der Spuren berechnet wird, ist deren Abstandsvektor gegenüber einem festgelegten Ursprung. Seien K_x und K_y die x und y Komponenten dieses Vektors in den R - ϕ -Ebene. Dann ist R folgendermaßen definiert:

$$R = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \quad (5.8)$$

In den JADE-Daten ist die Größe R_{min} gegeben, die nichts anders als

$$R_{min} = \pm \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = \pm R, \quad (5.9)$$

ist.

Wie man sieht, ist R_{min} Vorzeichen behaftet. Das hängt mit der Definition von R_{min} zusammen. In einem Elektron-Positron-Vernichtungsprozess entstehen mehrere Teilchenbündel, Teilchenjets genannt. Für jeden Jet kann man eine Achse definieren, die durch den Vertex geht. Die positive Richtung der Jetachse ist die Bewegungsrichtung der Teilchen. Das Vorzeichen der Projektion des vorher definierten Abstandsvektors auf die Jetachse bestimmt für jedes Teilchen das Vorzeichen von R_{min} .

Mit Hilfe des Abstandsvektors kann man einen Winkel ϕ definieren. Dieser Winkel wird zwischen der x-Achse und dem Impulsvektor an dem Ort des minimalen Abstandes der Teilchenspur vom Ursprung gebildet. Um die Bedeutung der Größe R_{min} , verstehen zu können, muss man die zweidimensionale Verteilung der Anzahl der Spuren n gegen R_{min} und ϕ für Daten und Monte-Carlo-Simulation genauer betrachten. Abbildung 5.9 zeigt diese zweidimensionale Verteilung für Daten und Monte-Carlo-Simulation in der $R_{min} - \phi$ -Ebene. Hier beobachtet man eine sinusförmige Wellenform der Verteilung für Daten. Theoretisch sollte die Winkelverteilung keine Struktur zeigen, so wie es in der Monte-Carlo-Simulation der Fall ist. Außerdem kann man beobachten, dass diese Verteilung für Daten nicht symmetrisch um den Nullpunkt ist. In der Monte-Carlo-Simulation ist diese Asymmetrie nicht zu beobachten. Das liegt daran, dass in der Monte-Carlo-Simulation der Vertex im Ursprung liegt.

Um die Unstimmigkeiten zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation aufzuheben, wird eine neue Größe d_0 eingeführt. d_0 ist der Abstand zwischen dem Vertex und der Spur. In dem Ausdruck von d_0 wird R_{min} mit dem Vorzeichen v_Q der elektrischen Ladung gewichtet. Der Zusammenhang zwischen d_0 und R_{min} ist durch die Relation (5.10) gegeben:

$$d_0 = v_Q R_{min} - V_y \sin(\phi) - V_x \cos(\phi), \quad (5.10)$$

wobei V_x und V_y die x- und y-Koordinaten der Ereignis-Vertices sind.

In der Abbildung 5.9 ist auch die Projektion in der $d_0 - \phi$ -Ebene der zweidimensionalen Verteilung n gegen d_0 und ϕ für Daten und Monte-Carlo-Simulation zu finden. Jetzt sieht

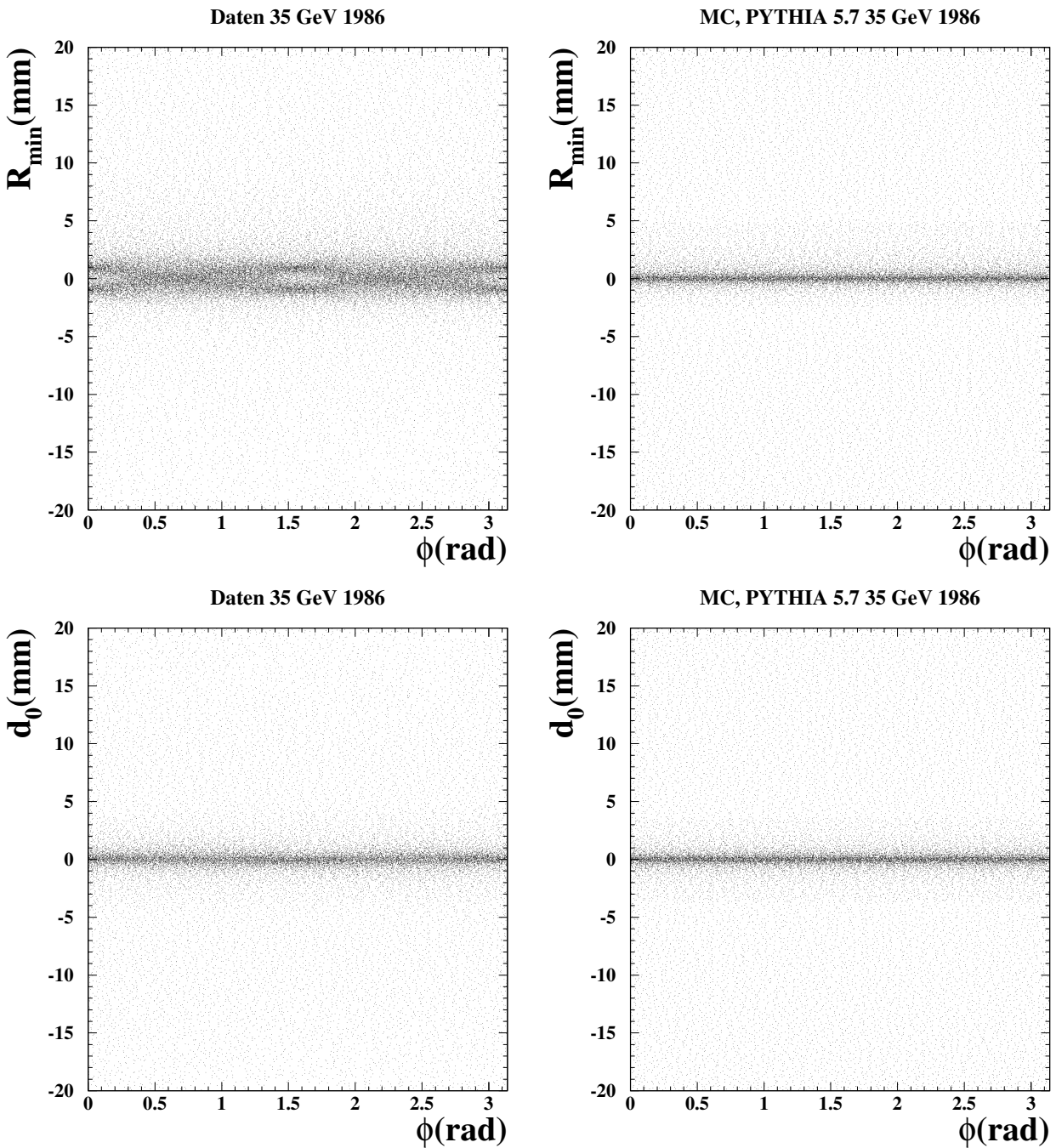


Abbildung 5.9: Projektion in der (R_{\min}, ϕ) - bzw. (d_0, ϕ) -Ebene der 2d-Verteilungen n gegen R_{\min} und ϕ bzw. n gegen d_0 und ϕ für Daten und Monte-Carlo-Simulation für 1986-Datensatz bei 35 GeV

man auch in den Daten eine Winkel unabhängige Verteilung und man beobachtet auch keine Asymmetrie mehr, da die Vertexposition in dem Ausdruck von d_0 herausgenommen wurde.

Variation des d_0 -Schnittes

Die d_0 -Verteilung ist näherungsweise eine Überlagerung von Gauß-Kurven, wenn man an das schlechtere Auflösungsvermögen des Impulses für niederenergetische im Vergleich zu hoch energetischen Teilchen, die sich auf die d_0 -Auflösung auswirkt, denkt. Die Impulsauflösung für hoch energetische Teilchen wird durch den statistischen Anteil, der proportional zu dem Quadrat des Impulsbetrages ist, dominiert. Die Impulsauflösung für niederenergetische Teilchen wird durch den Anteil wegen der Vielfachstreuung im Detektormaterial, der proportional zu dem inversen Impulsbetrag ist, dominiert. Dies impliziert, dass die Breite der d_0 -Verteilung, wie wir später sehen werden, Impuls abhängig ist.

d_0 ist genauso wie R_{min} Vorzeichen behaftet. Das Vorzeichen wird analog definiert, wie bei R_{min} , allerdings wird der Abstandsvektor einer Spur in der R - ϕ - Ebene nicht vom Ursprung gemessen, sondern von dem Vertex.

Folglich haben sekundäre Teilchen aus dem Zerfall langlebiger Teilchen auf Grund dieser Definition positive Vorzeichen. Die Anzahl von Spuren sekundärer Teilchen fällt exponentiell mit d_0 ab. In der Abbildung 5.10 wird in logarithmischer Auftragung die Anzahl der Spuren n in Abhängigkeit von d_0 für die 35 GeV -Daten aus dem Jahr 1986 gezeigt.

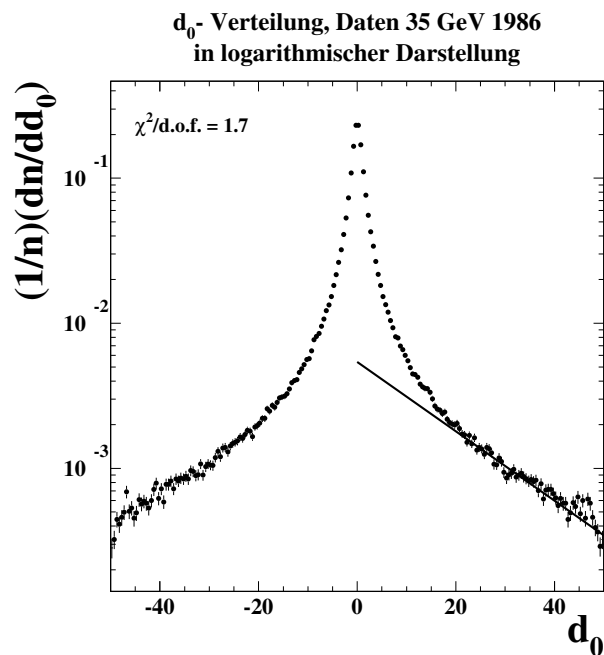


Abbildung 5.10: d_0 -Verteilung in logarithmischer Darstellung, zusammen mit der im Außenbereich angepassten Geraden für 1986-Daten bei 35 GeV.

Was man beobachtet, ist der lineare Abfall in dem positiven Außenbereich der d_0 -Verteilung. Teilchen mit negativem d_0 kommen vor allem durch endliche Messgenauigkeit zustande. Wir wollen solche sekundären Teilchen durch einen Schnitt auf d_0 verwerfen und schauen, welche systematische Effekte sich dabei ergeben. Diesen Schnitt werden wir symmetrisch machen. Bei der Wahl dieses Schnittes haben wir an der in n logarithmisch

aufgetragenen Verteilung gegen d_0 für positive d_0 -Werte im Außenbereich Geraden angepasst. Wir haben den Außenbereich von d_0 wo wir Geraden angepasst haben in 1 mm Schritten variiert. Anhand von $\chi^2/d.o.f$ -Werte haben wir dann gesehen, wie groß der positive Außenbereich von d_0 ist, der noch gut durch eine Gerade zu beschreiben ist. Wir haben dann, diesen d_0 -Außenbereich symmetrisch um Null abgeschnitten. Das haben wir für alle Datensätze, die wir in dieser Arbeit behandeln, gemacht. Das Verhalten von d_0 ist in allen Datensätzen ähnlich, deshalb zeigen wir diese Verteilung nur für die 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986, wo die größte Statistik vorliegt. Die Schnitte auf d_0 , durch die man die sekundäre Teilchen aus Zerfälle langlebiger Teilchen sind :

- $|d_0| \leq 16$ mm bei 22 GeV,
- $|d_0| \leq 19$ mm bei den 35 GeV Daten aus dem Jahr 1982
- $|d_0| \leq 20$ mm bei 35 GeV aus dem Jahr 1986,
- $|d_0| \leq 18$ mm bei den 44 GeV Daten.

Wir haben uns die d_0 -Verteilung für Daten auch im Zentralbereich angeschaut und eine Überlagerung von 2 Gauß Funktionen verschiedener Breite angepasst. Wir haben bei dieser Anpassung mit einem sehr kleinen, um Null symmetrischen Anpassungsbereich angefangen und ihn vergrößert, bis die Parameter der Gauß Kurven bei einer weiteren Vergrößerung sich nicht mehr geändert haben. Die Breiten der Gauß Kurven bei dieser Anpassung sind etwa gleich für alle untersuchten Datensätze und liegen bei ungefähr 1. mm für die schmalere Gauß Kurve und bei 3 mm für die Breitere bei einem $\chi^2/d.o.f$ -Wert von etwa 23 (siehe Abbildung 5.11), wobei der große Wert für $\chi^2/d.o.f$. Folge der vereinfachten Approximation mit zwei Gauß-Kurven einerseits und andererseits der sehr großen Datenstatistik bei diesem Energiepunkt ist. So wurde eine ungefähre Beschreibung der Daten erreicht, die aber für unseren Zweck eine ausreichende Genauigkeit hat. Wir wollten anhand der unterschiedlichen Breiten der überlagerten Gauß-Kurven eine grobe Differenzierung der hoch- und niederenergetischen Teilchen erreichen. Die niederenergetischen Teilchen sind, wegen der Vielfachstreuung, bei größeren d_0 -Werten zu finden. Die niederenergetischen Teilchen sind also durch die breitere Gauß-Kurve beschreibbar. Um niederenergetische Teilchen noch berücksichtigen zu können, haben wir dann die Teilchen selektiert, die sich innerhalb der dreifachen Breite der breiteren Gauß-Kurve befinden. Dieser Schnitt ist $|d_0| \leq 9$ mm bei allen untersuchten Datensätzen.

Anpassung der simulierten d_0 -Verteilung an den Daten

Wir müssen die gleichen d_0 Schnitte auf die Monte-Carlo-Simulation wie auf die Daten anwenden. Deswegen vergleichen wir die d_0 -Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Simulation, wie in der Abbildung 5.12 am Beispiel der 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986 zu sehen ist. Die d_0 -Verteilung für Daten ist viel breiter als für die Simulation. Das gleiche Verhalten zeigt sich auch bei den anderen untersuchten Datensätzen. Die simulierte d_0 -Verteilung muss also, im Nachhinein, an die Daten angepasst werden.

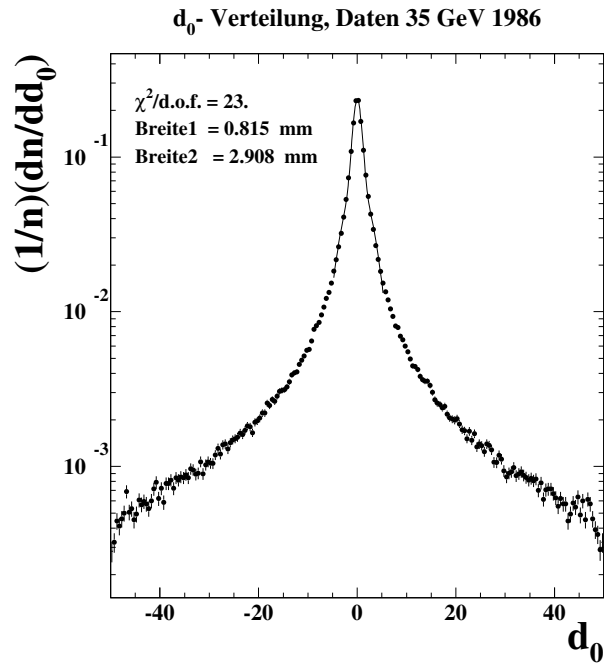


Abbildung 5.11: d_0 -Verteilung zusammen mit den im Zentralbereich angepassten Gauß Kurven verschiedener Breiten für 1986er Daten bei 35 GeV.

Die meisten Spuren liegen in einem relativ schmalen Zentralbereich. Der Zentralbereich kann, bei allen untersuchten Energien, durch eine einzige Gauß Funktion der Breite von etwa 2 mm approximiert werden. Wir haben den größten Zentralbereich wo dies gilt, so bestimmt, indem wir mit einem sehr kleinen um Null symmetrischen Bereich angefangen haben, den wir erweitert haben, bis die Parameter der angepassten Gauß Funktion bei einer weiteren Vergrößerung sich nicht mehr geändert haben. Dieser Bereich ist, bei allen untersuchten Energien $|d_0| \leq 5$ mm. Sei B^1 die mittlere quadratische Abweichung der d_0 -Verteilung vom Mittelwert, kurz der R.M.S.-Wert der d_0 Verteilung, im Intervall $-5 \text{ mm} \leq d_0 \leq 5 \text{ mm}$. Wir werden im Folgenden die Breite der in dem Bereich $|d_0| \leq 5$ mm angepassten Gauß-Funktion durch B^1 approximieren. Wie wir schon angedeutet haben, ist die Breite der d_0 -Verteilung Impuls abhängig, also auch ξ -abhängig. Aus diesem Grund wurde die ξ - Abhängigkeit von B^1 für Daten und Monte-Carlo-Simulation untersucht. (Siehe dazu Abbildung 5.13 am Beispiel der 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986). Sie ist unterschiedlich für Daten und Monte-Carlo-Simulation.

Um die simulierte d_0 -Verteilung an die Daten anzupassen, haben wir die simulierte, ξ -abhängige d_0 Position der Spuren, $d_0(\xi)$, wie in der Relation (5.11) verschmiert und durch $d'_0(\xi)$ ersetzt:

$$d'_0(\xi) = d_0(\xi) + G * \sqrt{(B_{DA}^1)^2(\xi) - (B_{MC}^1)^2(\xi)}. \quad (5.11)$$

In der Relation (5.11) ist G eine gaußverteilte Zufallszahl. Um statistische Fluktuationen wegen des ξ -Binnings zu glätten, wurden $(B_{DA}^1)^2(\xi)$ und $(B_{MC}^1)^2(\xi)$ parametrisiert. Ein Polynom vierten Grades ist das einfachste Polynom, das in beiden Fällen in einem angemessenen Fitbereich gut angepasst werden kann. Dieser Fitbereich ist bei allen Ener-

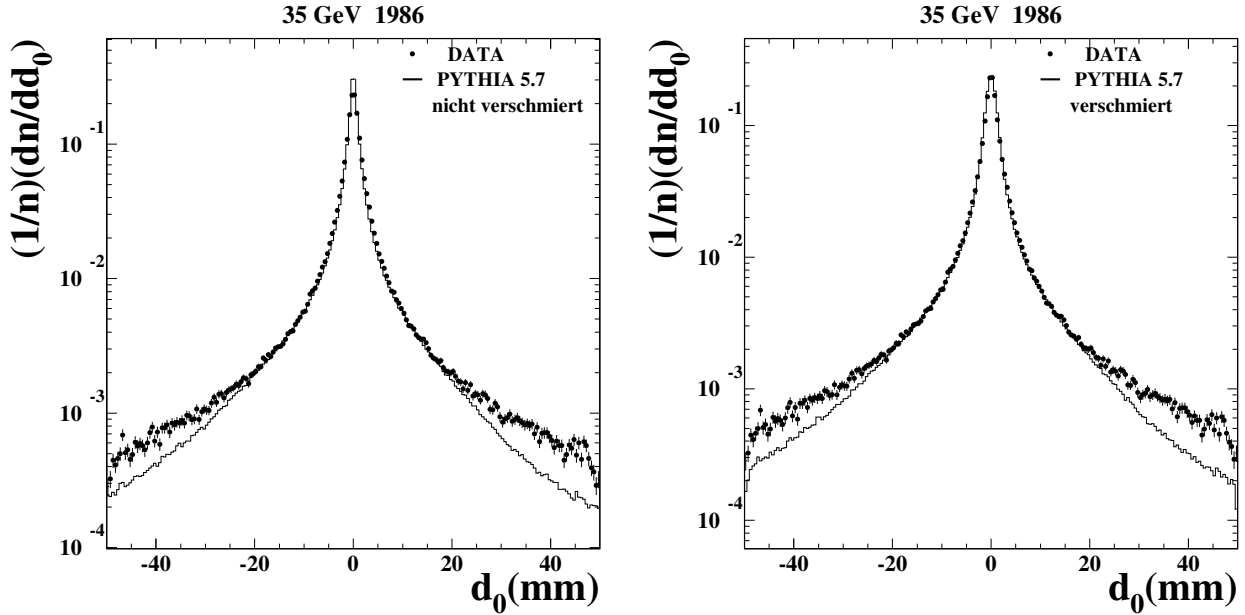


Abbildung 5.12: d_0 -Verteilungen für Daten und Monte-Carlo-Simulation vor und nach der ξ -abhängigen Anpassung für 1986er Daten bei 35 GeV.

gien $1. \leq \xi \leq 4.5$. Die ξ -Abhängigkeit der Breite der verschmierten d_0 -Verteilung für die Monte-Carlo-Simulation ist in der Abbildung 5.13 zu sehen. Alle untersuchten Datensätze zeigen ein ähnliches Verhalten.

Nach diesem Anpassungsvorgang wird die ursprüngliche, d.h. über alle ξ -Werte summierte, d_0 -Verteilung für Daten besser, wie es in der Abbildung 5.12 am Beispiel der 35 GeV-Daten aus dem Jahr 1986 zu sehen ist, von der entsprechenden, verschmierten Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Die verschmierte Simulation der d_0 -Verteilung ist jetzt deutlich flacher. Alle untersuchten Datensätze zeigen ein ähnliches Verhalten.

Jetzt kann man die gleichen d_0 -Schnitte auf die Monte-Carlo-Simulation wie auf die Daten anwenden.

Daten und Monte-Carlo-Simulation nach der Variation des d_0 -Schnittes

Durch den verschärften Schnitt auf d_0 werden vor allem niedrig energetische Teilchen verworfen. Das kann man in der Abbildung 5.14 sehen, wo die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung der unkorrigierten 35 GeV Daten aus dem Jahr 1986 nach diesem Schnitt im Vergleich zu der entsprechenden Verteilung der "Standardanalyse" zu sehen ist. Das gilt für alle untersuchten Datensätze. In der gleichen Abbildung ist auch der Vergleich der Daten vor und nach deren Korrektur auf Detektoreffekte und ISR mit der Monte-Carlo-Simulation sowohl vor als auch nach deren Gewichtung mit dem Multiplizitätsfaktor n_{kor} , gezeigt. Bei 22 GeV und 35 GeV(1982) werden die unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte

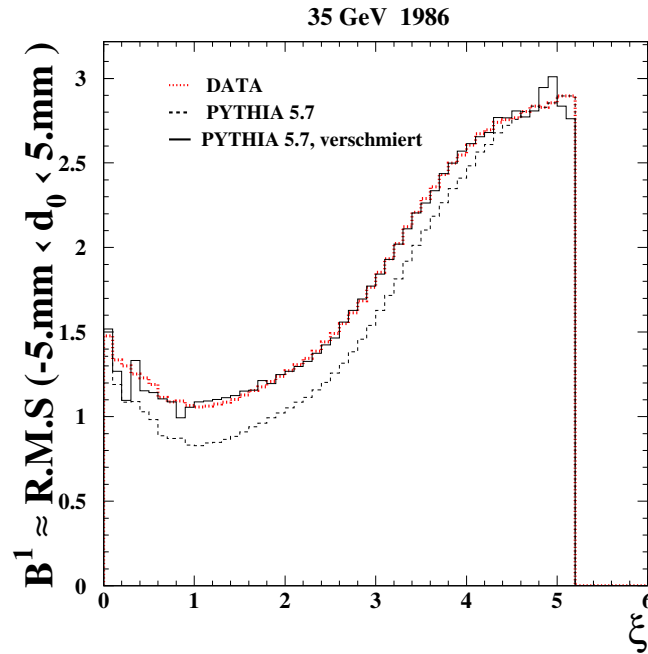


Abbildung 5.13: R.M.S. -Verteilung für Daten und Monte-Carlo-Simulation, vor und nach der Verschmierung für 1986er Daten bei 35 GeV.

Daten gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben, sowohl vor als auch nach der Gewichtung der Simulation mit n_{kor} . Das ist verständlich, da die Verschiebung der Simulation durch die Multiplikation mit n_{kor} innerhalb der statistischen Fluktuationen der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für Daten bleibt. Der Multiplizitätsfaktor n_{kor} weicht bei 35 GeV (1982) um zwei Prozent, bei 22 GeV um vier Prozent von eins ab. Bei den 35 GeV -Daten aus dem dem Jahr 1986 unterscheidet sich n_{kor} um sechs Prozent vom eins, die statistischen Fluktuationen sind klein und deswegen werden die Daten vor und nach der Detektor-korrektur nur von der mit n_{kor} gewichteten Simulation gut beschrieben, wie man in der Abbildung 5.14 sieht.

Bei 44 GeV ist n_{kor} etwa gleich eins. Also spielt die Gewichtung der Simulation mit n_{kor} keine Rolle. Die Daten werden vor und nach der Korrektur auf Detektoreffekte und ISR zwar für kleine ξ -Werte und innerhalb des "Standard"-Fitbereiches gut von der Simulation beschrieben, für $\xi \geq 4.4$ aber nicht, wie in der Abbildung 5.15 zu sehen ist. Bei einer gleichmäßigen Veränderung des Fitbereiches in einem ξ -Bereich der die Unstetigkeit in der Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation beinhaltet, ist die Veränderung der Fitparameter gleichmäßig. Sie werden davon nicht beeinflusst. Die systematische Wirkung wegen der Variation des d_0 -Schnittes wird von der Unstetigkeit in der Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation nicht beeinträchtigt sein, da sie außerhalb des "Standard"-Fitbereiches erscheint. Nach der Variation eines systematischen Schnittes betrachten wir immer den "Standard"-Fitbereich.

Wir vergleichen auch die Korrekturfaktoren nach dem verschärften Schnitt auf d_0 mit den Korrekturfaktoren in der "Standardanalyse". Es ist zu beobachten, dass sie bei 22 GeV

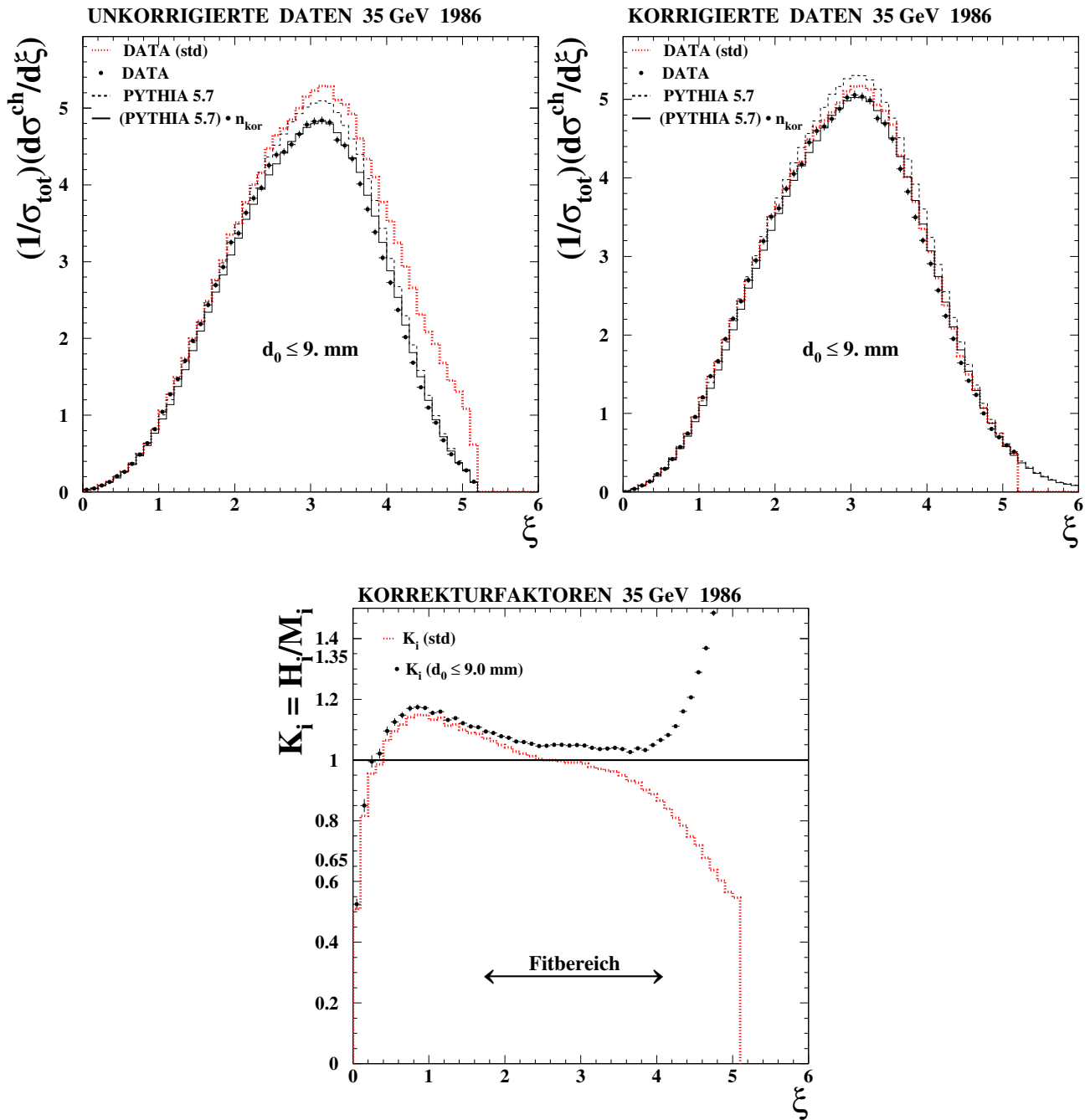


Abbildung 5.14: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern für 1986er Daten bei 35 GeV nach dem $d_0 \leq 9. \text{ mm}$ -Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen der "Standardanalyse"

und 35 GeV innerhalb des Fitbereiches höchstens um 25% von den "Standardkorrekturfaktoren" abweichen. Im Bereich größerer ξ -Werte zeigen sie aber ein rapides und stetiges Wachstum, wie in der Abbildung 5.14 zu sehen ist.

Bei 44 GeV, nach der strengeren Verschärfung des d_0 -Schnittes, ist das Verhalten der Korrekturfaktoren gegenüber den "Standard"-Korrekturfaktoren für kleine ξ -Werte und innerhalb des Fitbereiches ähnlich wie bei den anderen Energien. Im Bereich größerer ξ -Werte zeigen sie jedoch ein rapides, aber un stetiges Wachstum gerade in dem Bereich, wo die Simulation die Daten nicht mehr optimal beschreibt (siehe Abbildung 5.15).

Bei dem loseren Schnitt auf d_0 zeigen sich schon die gleichen Tendenzen, nur sind sie milder ausgeprägt.

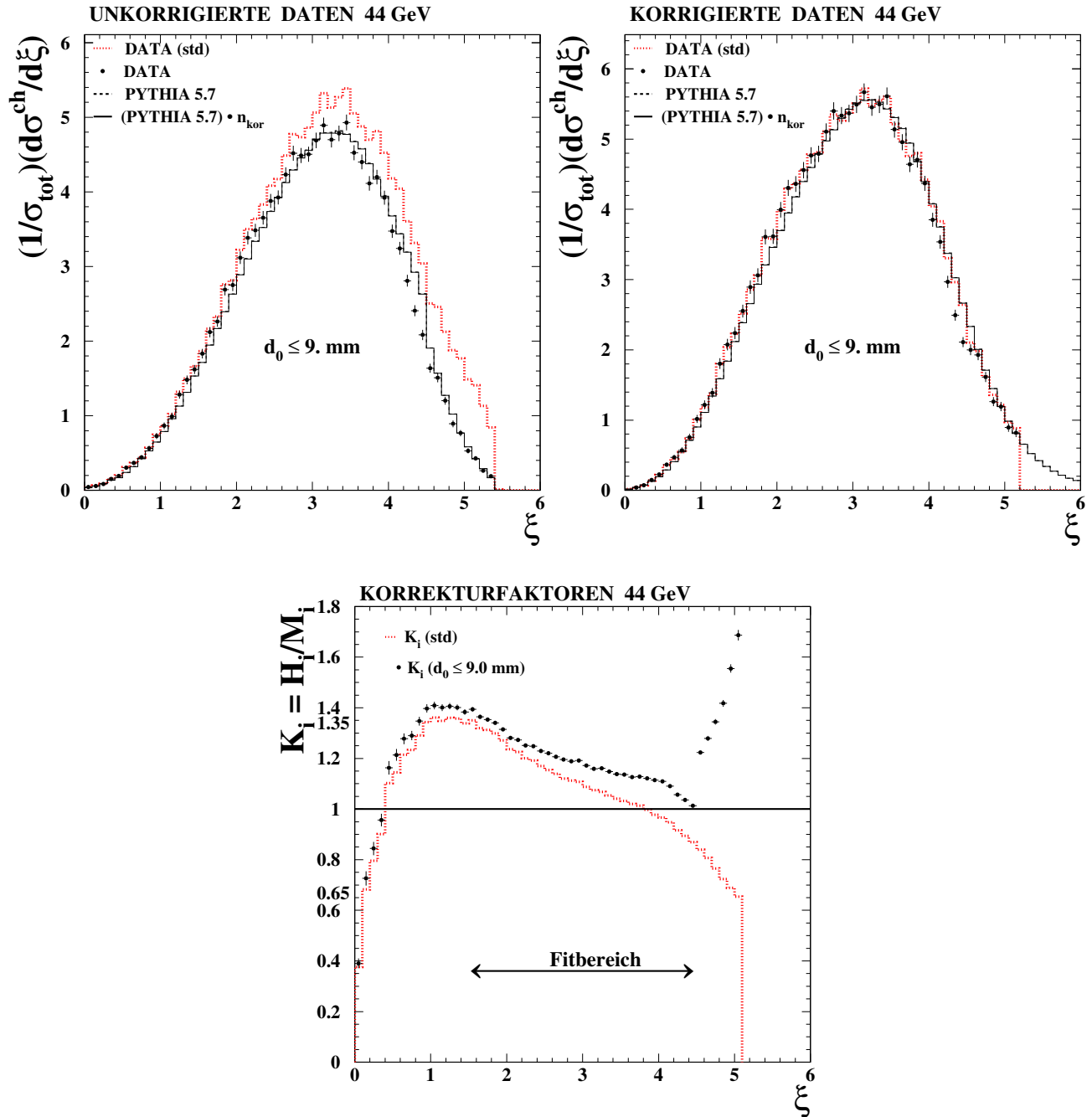


Abbildung 5.15: Unkorrigierte und auf Detektoreffekte und ISR korrigierte $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen und Korrekturfaktoren zusammen mit den statistischen Fehlern bei 44 GeV nach dem $d_0 \leq 9.0$ mm-Schnitt im Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen der "Standardanalyse"

Kurze Zusammenfassung zu den Spurselektionskriterien

Die Messung der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung basiert auf Spuren. Aus diesem Grund ist das Studium der systematischen Effekten aufgrund der Variation der Spurselektionskriterien wichtig. Die Spurselektionskriterien die untersucht worden sind, sind z_{Vtx} , die z-Vertex-Position der Spuren und d_0 der Abstand der Spuren zur Vertex-Position in der R- ϕ -Ebene. Bei allen untersuchten Energiepunkten beschreiben die simulierten z_{Vtx} - und d_0 -Verteilungen die entsprechenden Verteilungen für Daten nicht optimal. Aus diesem Grund haben wir, im Nahhinein, die Monte-Carlo-Simulation für z_{Vtx} - und d_0 an den Daten angepasst.

Da die z_{Vtx} -Verteilung durch eine einzige Gauß-Kurve gut beschreibbar ist, ist eine einfache, ξ -unabhängige Anpassung ausreichend.

Die d_0 -Verteilung ist durch eine Überlagerung von Gauss-Kurven darstellbar. Je größer der Impuls der Teilchen wird, desto kleiner wird die Breite der d_0 -Verteilung. Das passiert weil die Impulsauflösung sich auf d_0 auswirkt. Die Impulsauflösung ist für niederenergetische Teilchen schlechter als die Impulsauflösung für hochenergetische Teilchen.

$\xi = \ln\left(\frac{1}{x}\right)$ ist eine Größe die direkt von dem Impuls der Teilchen abhängt. Deswegen ist die Breite der d_0 -Verteilung auch ξ -abhängig. Aus diesem Grund war eine ξ -abhängige Anpassung der simulierten d_0 -Verteilung an den Daten notwendig.

Durch die Verschärfung des d_0 -Schnittes, werden die Korrekturfaktoren für kleine ξ -Werte und innerhalb des Fitbereiches mäßig, außerhalb des Fitbereiches aber drastisch beeinflusst.

Die systematischen Auswirkungen wegen der Verschärfung des d_0 -Schnittes werden aber von der drastischen Veränderung der Korrekturfaktoren nicht beeinflusst, da sie außerhalb des Fitbereiches passiert.

Für alle zukünftigen Analysen der JADE-Daten die auf Spuren basieren, wird die zusätzliche Anpassung der simulierten z_{Vtx} - und d_0 -Verteilung an den Daten notwendig sein.

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurden folgende Messergebnisse erzielt:

- für die Maximumsposition ξ^0 der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung :

$$\xi^0(22\text{GeV}) = 2.735 \pm 0.019^{stat} \pm 0.090^{syst} = 2.735 \pm 0.092^{ges}$$

$$\xi^0(35\text{GeV}) = 3.064 \pm 0.003^{stat} \pm 0.049^{syst} = 3.064 \pm 0.049^{ges}$$

$$\xi^0(44\text{GeV}) = 3.193 \pm 0.010^{stat} \pm 0.063^{syst} = 3.193 \pm 0.064^{ges}$$

- für den Mittelwert $\langle \xi \rangle$ der Anpassungsfunktion $\mathcal{D}(\xi)$:

$$\langle \xi \rangle(22\text{GeV}) = 2.366 \pm 0.020^{stat} \pm 0.047^{syst} = 2.366 \pm 0.051^{ges}$$

$$\langle \xi \rangle(35\text{GeV}) = 2.687 \pm 0.004^{stat} \pm 0.023^{syst} = 2.687 \pm 0.023^{ges}$$

$$\langle \xi \rangle(44\text{GeV}) = 2.809 \pm 0.010^{stat} \pm 0.043^{syst} = 2.809 \pm 0.044^{ges}$$

- für Parameter $\mathcal{O}(1)$ in dem y -abhängigen Ausdruck von $\langle \xi \rangle$:

$$\mathcal{O}(1)(22\text{GeV}) = -0.991 \pm 0.116^{stat} \pm 0.083^{syst} = -0.991 \pm 0.143^{ges}$$

$$\mathcal{O}(1)(35\text{GeV}) = -0.904 \pm 0.019^{stat} \pm 0.034^{syst} = -0.904 \pm 0.039^{ges}$$

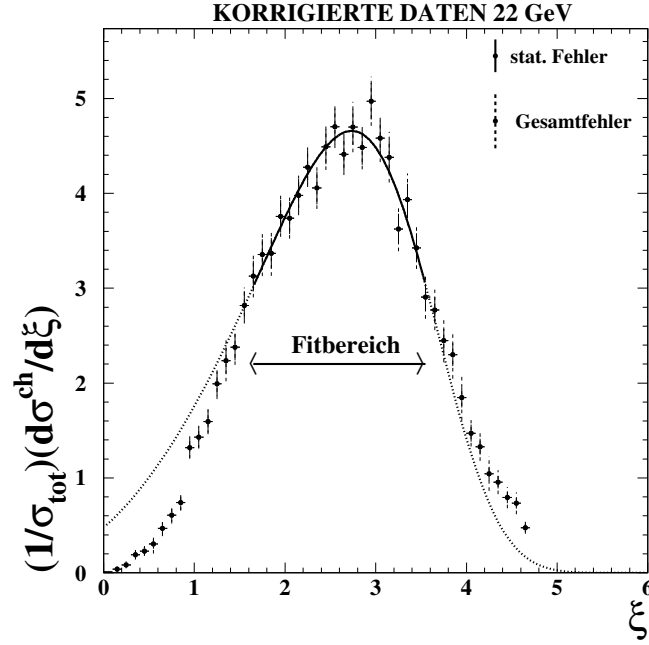


Abbildung 6.1: $\ln(\frac{1}{x})$ -"Standard"-Verteilung bei 22 GeV zusammen mit den statistischen und gesamten Fehlern. Die Kurve repräsentiert die angepassten Fong-Webber-Parametrisierung an die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung, der durgezogene Anteil in dem "Standard"-Fitbereich, der punktierte Anteil auserhalb diesem. Die Fong-Webber-Parametrisierung beschreibt die gemessene $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung innerhalb des "Standard"-Fitbereiches gut.

$$\mathcal{O}(1)(44\text{GeV}) = -1.082 \pm 0.057^{\text{stat}} \pm 0.184^{\text{syst}} = -1.082 \pm 0.193^{\text{ges}}$$

- für die mittlere Multiplizität N :

$$N(22\text{GeV}) = 11.614 \pm 0.307^{\text{stat}} \pm 0.267^{\text{syst}} = 11.614 \pm 0.406^{\text{ges}}$$

$$N(35\text{GeV}) = 14.059 \pm 0.054^{\text{stat}} \pm 0.206^{\text{syst}} = 14.059 \pm 0.213^{\text{ges}}$$

$$N(44\text{GeV}) = 16.418 \pm 0.173^{\text{stat}} \pm 0.592^{\text{syst}} = 16.418 \pm 0.616^{\text{ges}}$$

- für Λ_{eff} :

$$\Lambda_{eff}(22\text{GeV}) = (0.136 \pm 0.023^{\text{stat}} \pm 0.017^{\text{syst}})\text{GeV} = (0.136 \pm 0.028^{\text{ges}})\text{GeV}$$

$$\Lambda_{eff}(35\text{GeV}) = (0.142 \pm 0.004^{\text{stat}} \pm 0.024^{\text{syst}})\text{GeV} = (0.142 \pm 0.025^{\text{ges}})\text{GeV}$$

$$\Lambda_{eff}(44\text{GeV}) = (0.110 \pm 0.009^{\text{stat}} \pm 0.037^{\text{syst}})\text{GeV} = (0.110 \pm 0.038^{\text{ges}})\text{GeV}$$

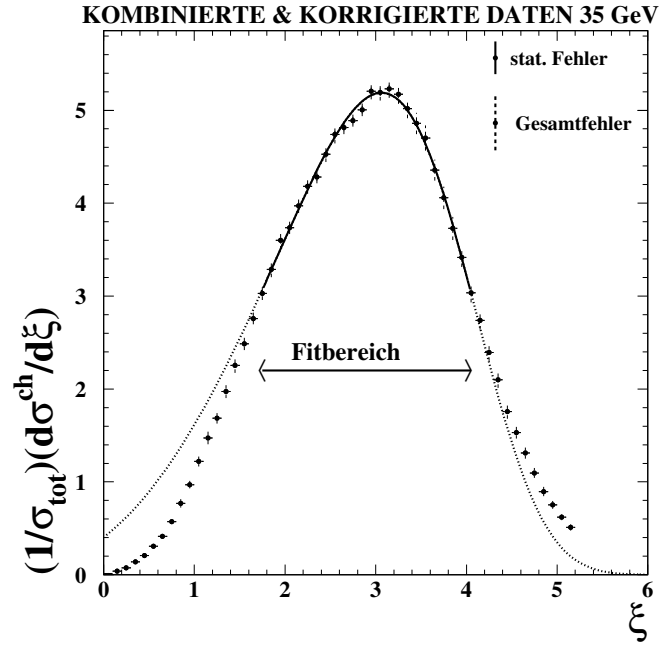


Abbildung 6.2: $\ln(\frac{1}{x})$ -Standard-Verteilung bei 35 GeV zusammen mit den statistischen und gesamten Fehlern. Die Kurve repräsentiert die angepassten Fong-Webber-Parametrisierung an die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung, der durgezogene Anteil in dem Standard-Fitbereich, der punktierte Anteil auserhalb diesem. Die Fong-Webber-Parametrisierung beschreibt die gemessene $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung innerhalb des Standard-Fitbereiches gut.

Wir haben 3 Sätze von Parametern benutzt, die immer N und Λ_{eff} und zusätzlich entweder $\langle \xi \rangle$, $\mathcal{O}(1)$ oder ξ^0 als freie Fitparameter enthielten. Der N - bzw. Λ_{eff} -Wert der sich aus der Anpassung mit den 3 verschiedenen Parametersätzen kann man als konstant betrachten, da, obwohl sich die Λ_{eff} -Abhängigkeit von $\mathcal{D}(\xi)$ für die 3 verschiedenen Parametersätze ändert, haben sich die gefitteten Ergebnisse für Λ_{eff} und N um maximal 0.004 % geändert. Diese Änderung ist aber zu vernachlässigen, da sie kleiner als der Rundungsfehler der von der Unsicherheit der Anpassung von 0.007 % festgelegt wird ist. Die angegebenen Werte für N - für Λ_{eff} enthalten diesen Rundungsfehler, also macht es keinen Unterschied welchen Parametersatz für die Anpassung benutzt worden ist. Wegen der unterschiedlichen Λ_{eff} -Abhängigkeit von $\mathcal{D}(\xi)$, hat sich aber die Korrelation zwischen Λ_{eff} und N von einem Parametersatz zu dem Anderen geändert (siehe Tabelle 5.1).

In der Abbildung 6.4 sind die obigen Ergebnisse zusammen mit den statistischen und den gesamten Fehlern dargestellt. In den Abbildungen 6.1 bis 6.3 sind die korrigierten $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen bei 22, 35 und 44 GeV mit den statistischen und den Gesamtfehlern dargestellt. Die Linie in diesen Abbildungen ist die Anpassungsfunktion $\mathcal{D}(\xi)$ für die Standardbedingungen. Als durchgezogene Linie ist der Standardfitbereich angedeutet, die unterbrochene Linie repräsentiert die Verlängerung dieser Anpassungsfunktion außerhalb des Standardfitbereiches. Die Anpassungsfunktion liefert bei jedem Energiepunkt eine gute Beschreibung der Messpunkte innerhalb des Standardfitbereiches. Die $\chi^2/d.o.f$ -Werte bei der $\mathcal{D}(\xi)$ -Anpassung waren nicht größer als 2. bei der Messung bei 35 GeV. Außerhalb

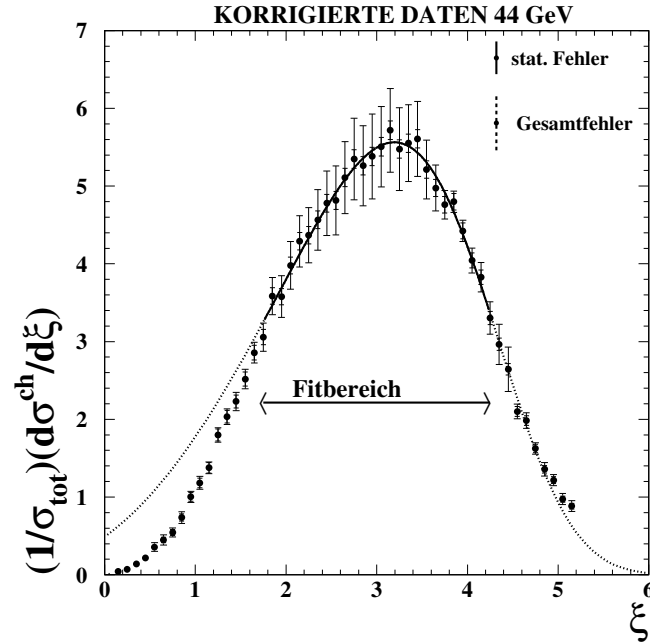


Abbildung 6.3: $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -”Standard“-Verteilung bei 44 GeV zusammen mit den statistischen und gesamten Fehlern. Die Kurve repräsentiert die angepassten Fong-Webber-Parametrisierung an die $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung, der durgezogene Anteil in dem ”Standard“-Fitbereich, der punktierte Anteil auserhalb diesem. Die Fong-Webber-Parametrisierung beschreibt die gemessene $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung innerhalb des ”Standard“-Fitbereiches gut.

des Standardfitbereiches weicht die Anpassungsfunktion aber bei jedem Energiepunkt wie aufgrund des beschränkten Gültigkeitsbereichs der Theorie erwartet immer mehr von der Messung ab.

6.2 Diskussion der Fehler

In den Abbildungen A.1 bis A.3 sind die Standardmessergebnisse für N , Λ_{eff} , $\langle\xi\rangle$, $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 mit statistischen Fehlern und systematischen Abweichungen, zusammen mit deren statistischen Beiträgen dargestellt. Die entsprechenden Zahlenwerte sind in den Tabellen A.1 bis A.9 zu finden. Zusätzlich sind hier noch die gesamten systematischen Fehler und die Gesamtfehler eingetragen.

Bei allen Energiepunkten verhalten sich die statistischen Fehler und die systematischen Abweichungen für $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 entsprechend der Korrelation zwischen $\mathcal{O}(1)$, Λ_{eff} und $\langle\xi\rangle$ bzw. zwischen ξ^0 , Λ_{eff} und $\langle\xi\rangle$. Das wurde überprüft, indem $\mathcal{O}(1)$ bzw. ξ^0 als Funktion von $\langle\xi\rangle$ und Λ_{eff} geschrieben wurden. Unter der Berücksichtigung der Korrelation zwischen $\langle\xi\rangle$ und Λ_{eff} wurden dann die statistischen Unsicherheiten von $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 berechnet und dann, mit den statistischen Fehlern, die von dem Anpassungsprogramm kamen, verglichen.

Fitparameter mit statistischen und gesamten Fehlern

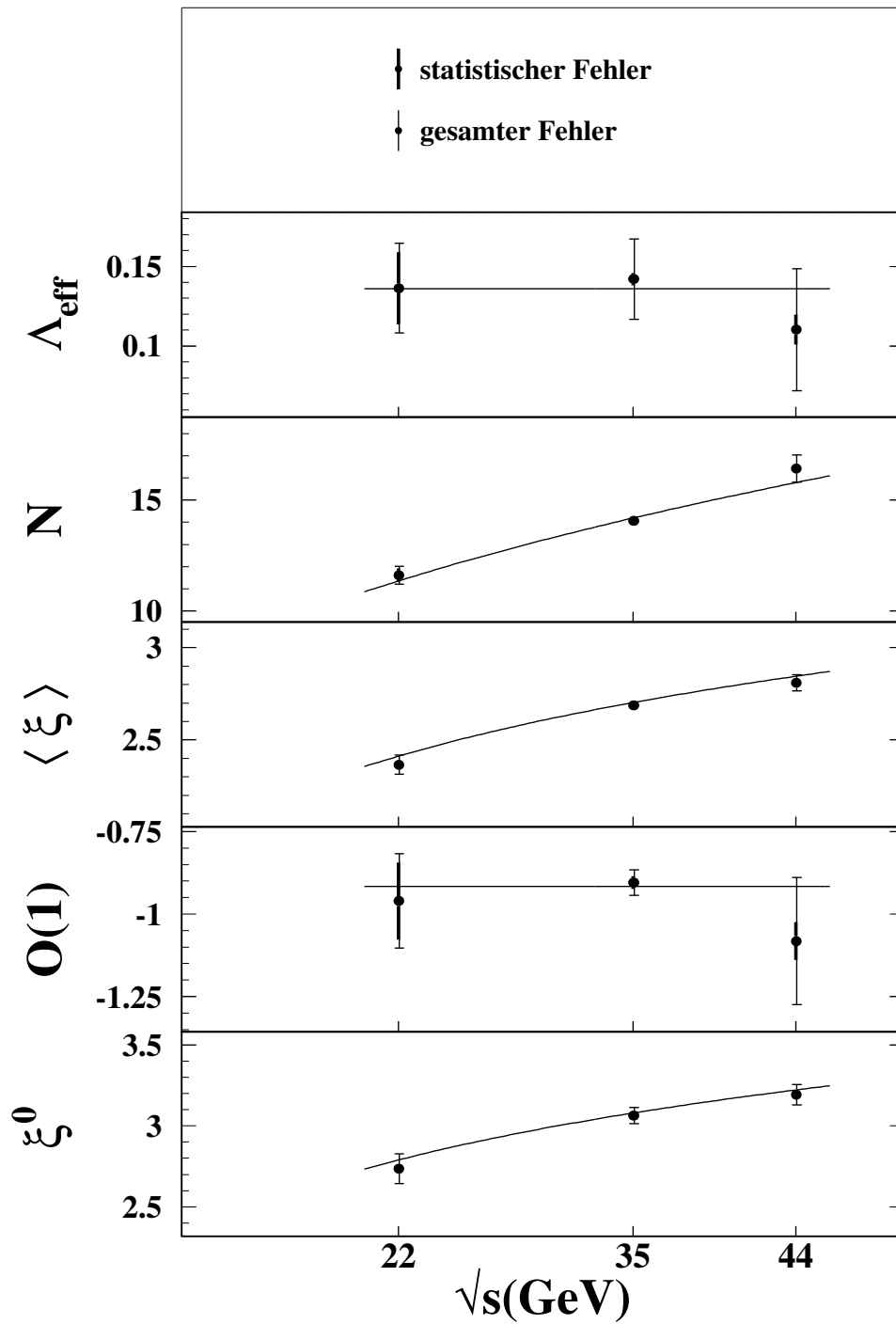


Abbildung 6.4: Standardwerte der Fitparameter Λ_{eff} , N , $\langle \xi \rangle$, $O(1)$ und ξ^0 bei 22, 35 und 44 GeV, zusammen mit den statistischen und Gesamt-Fehlern und den Fong-Webber-Vorhersagen für die angepassten Parameter.

Die Abhängigkeit der Maximumposition ξ^0 von $\langle \xi \rangle$ und Λ_{eff} wurde aus der Bedingung, dass bei ξ^0 die Ableitung von $\mathcal{D}(\xi)$ null ist, berechnet.

Bei 22 GeV liegt nur eine geringe Statistik vor, also sind die statistischen Fehler groß. Sie sind fast immer größer als die systematischen Abweichungen. Eine Ausnahme gibt es: Bei der Messung der Maximumposition mit einer zusätzlichen Methode, wo 2 zusammengefügte Gauß-Funktionen an die korrigierten Daten angepasst wurden ($\chi^2/d.o.f \approx 2$), ist die Abweichung von dem Ergebniss der "Standard"-Analyse dominant. Das ist auch nicht verwunderlich, da sich die analytische Form der Anpassungsfunktion völlig ändert. Das gleiche Verhalten dieser systematischen Abweichung ist auch bei 35 und 44 GeV zu beobachten (bei einem ähnlichen $\chi^2/d.o.f$ -Wert).

Für alle Parameter außer ξ^0 , sind die statistischen Beiträge der systematischen Abweichungen vor allem bei der systematischen Variation von Schnitten, wo viel Statistik verloren geht, z.B. $n_{ch} \leq 7$, groß im Vergleich zu den systematischen Abweichungen. Es passiert sogar, dass dann die systematische Abweichung, in Zusammenhang mit deren statistischen Beitrag betrachtet, mit Null verträglich ist. Für diese Fälle ist die Bedeutung der systematischen Abweichung dann klein. Bei der Messung von ξ^0 mit der Methode der 2 zusammengeführten Gauß-Funktionen kommt der größte Wert des statistischen Beitrages einer systematischen Abweichung vor. Das passiert weil da sich die analytische Form der angepassten Fong-Webber-Parametrisierung unterschiedlich von der analytischen Form der zusammengeführten Gauß-Funktionen. Die Zentralwerte und die statistischen Fehler die sich für die Maximumposition ergeben hängen von der analytischen Form der angepassten Funktion ab. Der statistische Beitrag (siehe Relation (5.2)) ist in diesem Fall (d.h. wenn man bedenkt dass man genau die gleichen Daten betrachtet, was $\rho = 1$ bedeutet), gleich der Differenz der statistischen Fehlern der Maximumposition bei deren Messung in der "Standardanalyse" mit den 2 unterschiedlichen Methoden.

Bei 35 GeV ergeben sich die dominantesten systematischen Abweichungen für alle Parameter außer ξ^0 durch die Verschärfung des Schnittes auf d_0 und z_{vtx} . Das ist aber nicht wirklich verwunderlich, weil bei diesen Schnitten im Vergleich zu anderen Schnitten die größte Anzahl an Spuren bzw. Ereignissen verworfen wird. Hier muss man auch berücksichtigen, dass die Monte-Carlo-Simulation auf Detektorebene die Daten nur noch mäßig beschreibt, vor allem nach dem schärferen d_0 -Schnitt, obwohl die Monte-Carlo Simulation durch zusätzliche Verschmierung an den Daten angepasst worden ist (siehe Abschnitt 5.4.4).

Die Schnitt auf d_0 und z_{vtx} bewirken bei allen Parametern eine starke systematische Abweichung. Nach diesen Schnitten wurde die Form (d.h. Änderung in Λ_{eff}) der Verteilung deutlich verzerrt. Bei diesen Schnitten werden bevorzugt Ereignisse verworfen, die eine höhere mittlere Multiplizität haben, was der dominierende Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten der mittleren Multiplizität führt.

Nach dem Schnitt auf d_0 wurde die Verteilung zu kleineren ξ -Werten, also zu größeren Impulsen verschoben (d.h. negative Änderung in $\langle \xi \rangle$, $\mathcal{O}(1)$, ξ^0), da durch diesen Schnitt bevorzugt niederenergetische Teilchen verworfen wurden. Nach dem Schnitt auf z_{vtx} wurde die Verteilung zu größeren ξ -Werten, also zu kleineren Impulsen verschoben (d.h. positive

Änderung in $\langle \xi \rangle$, $\mathcal{O}(1)$, ξ^0 .

Für die Maximumsposition ξ^0 dominiert die systematische Abweichung wegen der Änderung der Fitfunktion, wie bei 22 GeV. Die Gründe sind gleich.

Bei 35 GeV sind die statistischen Beiträge der systematischen Abweichungen klein im Vergleich dazu. Das ist verständlich, da bei diesem Energiepunkt immer viel Statistik vorhanden ist.

Bei 44 GeV bewirkt die Verschärfung des Schnittes auf n_{ch} und n_{ch}^{Vertex} große systematische Abweichungen aller Parameter, da die Form der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung stark durch diese Schnitte verzerrt wird. Hier macht sich bemerkbar, dass die Monte-Carlo-Simulation die mittlere Multiplizität nicht optimal beschreibt (siehe Abschnitt 5.4.3).

Ähnlich wie bei 35 GeV sind bei 44 GeV auch die systematischen Abweichungen nach dem verschärften Schnitt auf d_0 groß. Die Ursachen sind die gleichen. Im Allgemeinen sind bei 44 GeV statistischen Beiträge der systematischen Abweichungen klein im Vergleich dazu. Das ist verständlich, da bei diesem Energiepunkt genügend Statistik vorhanden ist. Bei der Messung von ξ^0 mit der Methode der 2 zusammengeführten Gauß-Funktionen kommt es zu einem deutlich größeren Wert des statistischen Beitrages der systematischen Abweichung. Das passiert aus dem gleichen Grund wie bei 22 GeV.

Wir haben bei allen untersuchten Energien, bei allen dominanten systematischen Effekten, die Korrelationen zwischen den systematischen und statistischen Unsicherheiten von N und Λ_{eff} verglichen. Wir haben diese zwei Parameter gewählt, da sie in der "Standardanalyse" fast zu 100% antikorreliert sind. Nach den meisten systematischen Variationen bleiben die systematischen Unsicherheiten antikorreliert. Bei 44 GeV gibt es 2 Ausnahmen: Die relativen Änderungen in N nach dem verschärften Schnitt auf n_{ch} bzw. d_0 sind 4% bzw. 3% und haben das gleiche Vorzeichen wie die entsprechenden relativen Änderungen von 27% bzw. 20% in Λ_{eff} . Die Korrelation zwischen diesen systematischen Unsicherheiten ist positiv, sie sind also nicht mehr antikorreliert wie die statistischen Unsicherheiten.

\sqrt{s} (GeV)	N
22	$10.649 \pm 0.341^{(stat)}$
35	$13.731 \pm 0.105^{(stat)}$
44	$14.986 \pm 0.173^{(stat)}$

Tabelle 6.1: Mit Hilfe der an den TASSO-Daten [31] angepassten Fong-Webber-Parametrisierung gemessene Werte für die mittlere Multiplizität N zusammen mit den statistischen Fehler.

6.3 Interpretation der Ergebnisse und deren Fehler

Die in dieser Analyse gemessenen Parameter sind: Λ_{eff} , N , $\langle \xi \rangle$, ξ^0 , bei 22, 35 und 44 GeV. Für Λ_{eff} haben wir bei allen Jade-Energien Werte, die miteinander verträglich sind. Diese Werte zeigen, wie erwartet, keine Energieabhängigkeit, nur die Fluktuationen innerhalb der Gesamtfehler. Unter der Annahme, dass die systematischen Unsicherheiten total korreliert sind, haben wir den Mittelwert für Λ_{eff} berechnet mit dem Gesamtfehlern als Gewichtung. Es ergibt sich ein Wert für Λ_{eff} von $(0.134 \pm 0.024^{(ges)})$ GeV. Dieser Wert weicht um 1.2 Standardabweichungen von dem Λ_{eff} -Wert von $0.162 \pm 0.007^{(stat)}$ GeV, den wir mit der Methode der Anpassung der Fong-Webber-Parametrisierung an die veröffentlichten TASSO-Daten [31] bei 22, 35 und 44 GeV erzielt haben. Auch für TASSO-Daten zeigt Λ_{eff} keine Energieabhängigkeit. Aus diesem Grund haben auch wir hier mit der gleichen Methode wie für die JADE-Daten den oben angegebenen gewichteten Mittelwert für Λ_{eff} berechnet.

Bei JADE-Energien ist auch für $\mathcal{O}(1)$ keine Energieunabhängigkeit zu beobachten. Mit der gleichen Methode wie für Λ_{eff} haben wir den gewichteten Mittelwert für $\mathcal{O}(1)$ berechnet. Es ergibt sich ein Wert für $\mathcal{O}(1)$ von $-0.916 \pm 0.047^{(ges)}$, in Übereinstimmung mit dem $\mathcal{O}(1)$ -Wert von $-0.823 \pm 0.036^{(stat)}$, der sich für die TASSO-Daten ergibt. Der $\mathcal{O}(1)$ -Wert für JADE-Energien weicht um etwa 2 Standardabweichungen von dem $\mathcal{O}(1)$ -Wert von $-1.00 \pm 0.07^{(stat)}$, der von OPAL bei 91.2 GeV mit der gleichen Methode wie in dieser Analyse gemessen worden ist. Das kann man als eine schwache Energieabhängigkeit von $\mathcal{O}(1)$ interpretieren, was nicht verwunderlich wäre, wenn man bedenkt, dass $\mathcal{O}(1)$ die schwache y -Abhängigkeit, also die schwache Schwerpunktsenergieabhängigkeit, unbekannter höherer Terme in dem Ausdruck von $\langle \xi \rangle$ auffängt.

Wir haben für die mittlere Multiplizität N , die in dieser Analyse als Normierung dient, Werte gemessen, die sich höchstens um 2.3 Standardabweichungen von den Werten, die sich aus der Anpassung der Fong-Webber-Parametrisierung an TASSO-Daten [31])ergeben, unterscheiden. Die Vergleichswerte für N sind in der Tabelle 6.1 zu finden: Die Ergebnisse der Messung der mittleren Multiplizität mit der in dieser Analyse benutzten Methode basieren auf einem eingeschränkten Bereich des Phasenraums im Unterschied zu der Methode der Zählung von geladenen Teilchen bei der Bestimmung der mittleren Multiplizität.

Die größte Bedeutung in dieser Analyse hat die Messung der Maximumsposition ξ^0 der

\sqrt{s} (GeV)	ξ^0
22	$2.755 \pm 0.022^{(stat)}$
35	$3.068 \pm 0.008^{(stat)}$
44	$3.178 \pm 0.013^{(stat)}$

Tabelle 6.2: Mit Hilfe der an den TASSO-Daten [31] angepassten Fong-Webber-Parametrisierung gemessene Werte für die Maximumsposition de $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung zusammen mit den statistischen Fehler.

$\ln(\frac{1}{x})$ Verteilung. Wir haben bei 22, 35 und 44 GeV Werte gemessen, die verträglich sind mit den Werten, die wir durch die Anpassung der Fong-Webber-Parametrisierung an den TASSO-Daten erhalten haben [31]. Die Vergleichswerte für die Maximumsposition sind in der Tabelle 6.2 zu finden:

Wie schon erwähnt, ist die Form der Energieabhängigkeit der ξ^0 eine wichtige QCD Vorhersage als Folge der Kohärenz der Gluonabstrahlung. Indem man die lineare y -Abhängigkeit, also die logarithmische Schwerpunktsenergieabhängigkeit von ξ^0 ausgenutzt, kann man erneut einen Wert für Λ_{eff} bestimmen. Das haben wir getan, indem wir Relation (2.8) an ξ^0 -Messwerte zwischen 22 und 201.7 GeV angepasst haben (siehe Abbildung 6.5). Neben den JADE Daten haben wir die von OPAL gemessenen und veröffentlichten Werte für ξ^0 zwischen 91.2 und 201.7 GeV hinzugenommen (genauer bei 91.2, 133, 161, 172, 183, 189, 201.7 GeV, dazu siehe [32]). Wir haben alle benutzten Messpunkte zusammen mit deren Gesamtfehlern berücksichtigt. Die Kombination zwischen JADE und OPAL Messungen wurde von uns bevorzugt, wegen der Ähnlichkeit im Aufbau der Detektoren dieser beiden Experimente. So kann man hoffen, dass die systematischen Verzerrungen in den Messungen beider Experimente vergleichbar sind in Größe und Form. Wir haben alle veröffentlichten OPAL-Werte, mit denen wir unsere Werte verglichen haben, sowie auch die OPAL-Messungen für die Maximumsposition zwischen 91.2 und 201.7 GeV reproduzieren können, indem wir die Fong-Webber-Parametrisierung bzw. die zusammengeführten Gauß-Funktionen an die von OPAL veröffentlichten ξ -Verteilungen angepasst haben.

Der Wert, den wir für Λ_{eff} so messen, ist $(0.206 \pm 0.003^{(ges)})$ GeV. Dieser Wert liegt 3 Standardabweichungen höher als der Λ_{eff} -Wert von $(0.134 \pm 0.024^{(ges)})$ GeV den wir aus der Anpassung der Fong-Webber - Parametrisierung an die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen bei 22, 35 und 44 GeV bekommen haben, ab. Der Λ_{eff} -Wert den man aus der Anpassung der Fong-Webber- Parametrisierung an der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung bekommt, hängt stark von der Wahl des Fitbereiches ab. Der Fitbereich wird von der Theorie auch nicht streng definiert. Die Fong-Webber-Parametrisierung für die Form der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung ist, nicht zuletzt auch aufgrund der fehlenden Terme in den Parametern die in ihrem Ausdruck vorkommen, eine Approximation der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung in dem Bereich um die Maximumsposition ξ^0 . Der Wert von Λ_{eff} der sich aus der Fong-Webber-Parametrisierung der Schwerpunktsenergieabhängigkeit der Maximumsposition ergibt, hat einen größeren Gewicht, da diese die genauere theoretische Vorhersage ist.

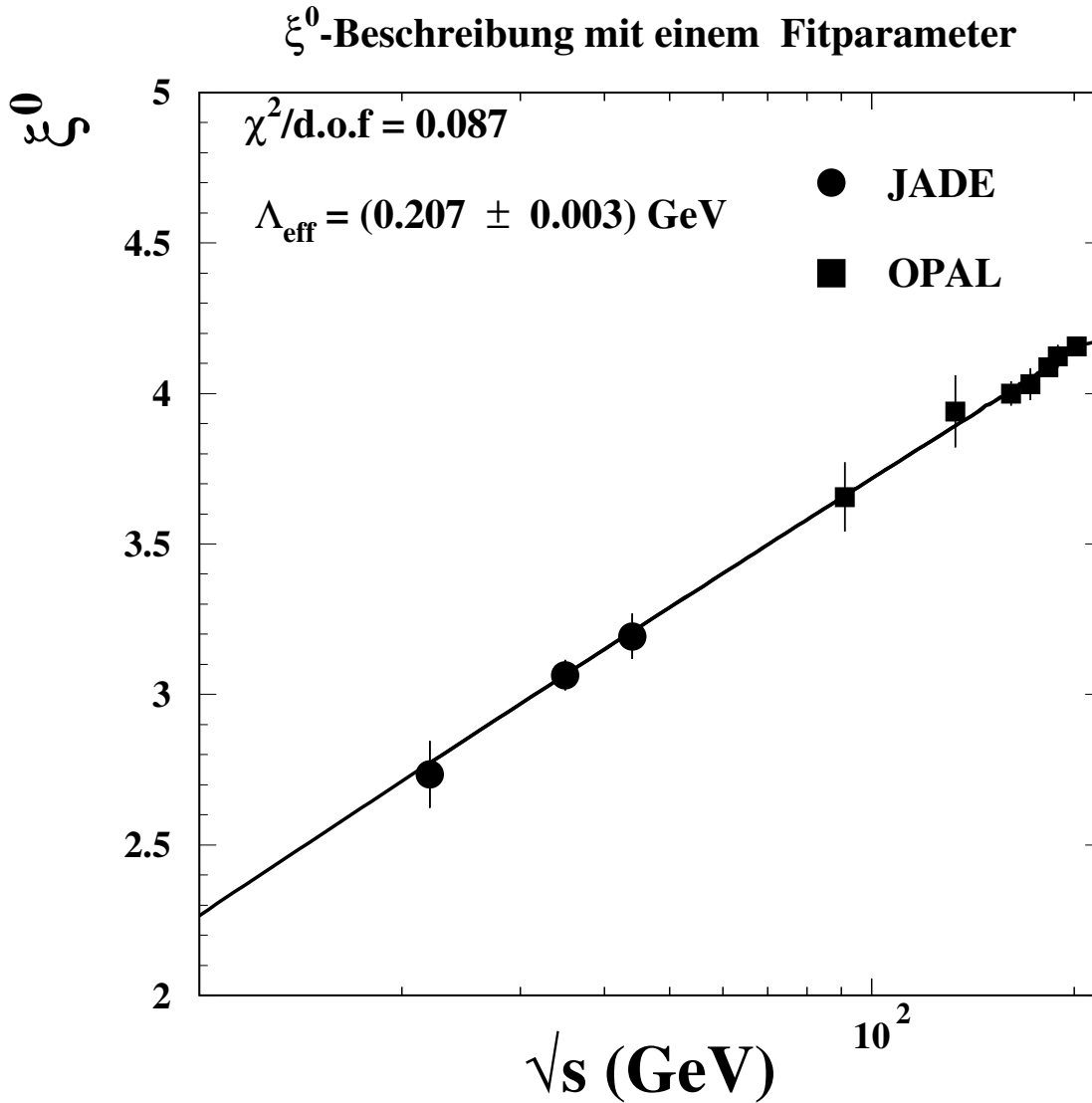


Abbildung 6.5: Diese Abbildung zeigt in logarithmischer Darstellung den Verlauf der innerhalb der Gesamtfehler angepassten Fong-Webber-Parametrisierung an die Maximumposition der inklusive $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung zwischen 22 und 201.7 GeV, mit einem Λ_{eff} -Wert.

Wegen der starken Korrelation zwischen den systematischen Fehlern der Maximumpositionen bei JADE-Energien bzw. bei OPAL-Energien, die auch der dominanteste Beitrag zu dem Gesamtfehlern sind, bekommen wir bei dieser Anpassung einen winzigen $\chi^2/d.o.f.$ -Wert von 0.09. Wenn man bei der gleichen Anpassung die Maximumpositionen nur zusammen mit den statistischen Fehlern berücksichtigt, bekommt man einen $\chi^2/d.o.f.$ -Wert von 1.223. Außerdem erlaubt dies, zwischen dem statistischen und systematischen Beitrag in dem Gesamtfehler von Λ_{eff} zu trennen: $(\Lambda_{eff} = 0.206 \pm 0.001^{(stat)} \pm 0.003^{(syst)}) \text{ GeV}$. Diese Methode berücksichtigt jedoch keine Korrelationen der systematischen Fehler.

Wie wir schon im Abschnitt 2.3.3 angedeutet haben, kann man die Masseneffekte durch eine scheinbare Flavourabhängigkeit beschreiben. In dem schwerpunktsenergieabhängigen

Ausdruck von ξ^0 baut man Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b als drei unterschiedliche Parameter ein, indem man ξ^0 für die inklusive Verteilung als gewichtete Überlagerung der Maxima der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für uds -, c - und b -Quarks sieht, wie wir in Abschnitt 2.3.4 gezeigt haben. Die Gewichtung erfolgt mit dem schwerpunktsenergieabhängigen Koeffizienten $f_q(\sqrt{s})$, genauer mit $f_{uds}(\sqrt{s})$, $f_c(\sqrt{s})$ und $f_b(\sqrt{s})$. Diese Koeffizienten beschreiben die Produktionsrate von uds -, c - oder b -Quarks in der e^+e^- -Annihilation in $q\bar{q}$. Mit anderen Worten: Wir nutzen die unterschiedliche Flavormischung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien aus, um zwischen Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b zu trennen. Um eine klare Vorstellung darüber zu vermitteln, schreiben wir die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für schwere Quarks, z.B. ξ_b^0 , in führender Ordnung als Funktion von $\xi_{uds}^0, \Lambda_{uds}$ und Λ_b :

$$\begin{aligned} \xi_b^0 &\approx 0.5 \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_b}\right) = 0.5 \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_b} \frac{\Lambda_{uds}}{\Lambda_{uds}}\right) \\ &= 0.5 \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_{uds}}\right) + 0.5 \ln\left(\frac{\Lambda_b}{\Lambda_{uds}}\right) \\ &\approx \xi_{uds}^0 + 0.5 \ln\left(\frac{\Lambda_b}{\Lambda_{uds}}\right) \end{aligned} \tag{6.1}$$

Aus der Relation (6.1) ergibt sich dann ein von Λ_{uds} und Λ_b abhängiger Ausdruck für die Verschiebung zwischen den Maximumspositionen der ξ -Verteilung für leichte uds - und schwere b -Quarks. Diese Verschiebung kann auf Effekte der Masse m_b des b -Quarks beruhen. Also ist sie eine Funktion von m_b . So kann man leichter den Zusammenhang zwischen Λ_b , Λ_c und den entsprechenden Quarkmassen, also den Zusammenhang zwischen scheinbarer Favoursabhängigkeit und Masseneffekten verstehen. Die Schwerpunktsenergieabhängigkeit von $f_q(\sqrt{s})$ ist in der Abbildung 2.5 zu sehen. Die e^+e^- -Annihilation in $q\bar{q}$ erfolgt durch γ/Z Austausch.

Die so geänderte theoretische Vorhersage für die Maximumsposition haben wir dann, außer bei 91.2 GeV an den gleichen Daten wie vorhin, also die Maximumspositionen der inklusive $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung bei Schwerpunktsenergien zwischen 22 und 201.7 GeV, angepasst. Jetzt haben wir 3 freie Fitparameter : Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b . Als Zwangsbedingungen dieser Anpassung haben wir die bei 91.2 GeV von OPAL direkt gemessenen Werte der Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für uds -, c - oder b -Quarks benutzt. Das haben wir mit Hilfe der Methode der Lagrange Multiplikatoren erreicht. Wir haben die ξ_{uds}^0 , ξ_c^0 , und ξ_b^0 Werte bei 91.2 GeV zusammen mit deren Gesamtfehlern als normale Messpunkte bei 91.2 GeV eingebaut und verlangen, dass der uds -, c - und b -Anteil der Anpassungsfunktion bei dieser Schwerpunktsenergie den entsprechenden Wert, also entweder ξ_{uds}^0 oder ξ_c^0 , oder ξ_b^0 , innerhalb des jeweiligen Fehlers annimmt.

Den Wert für ξ^0 bei (91.2 GeV) für die inklusive $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung haben wir hier wegen dessen Korrelation mit ξ_{uds}^0 , ξ_c^0 , und ξ_b^0 nicht berücksichtigt. Bei dieser Anpassung (siehe Abbildung 6.6) tragen die Zwangsbedingungen nicht zum berechneten χ^2 -Wert bei, und den so berechneten Wert durch die Anzahl der wirklichen Freiheitsgrade geteilt, d.h.

Parameter	diese Analyse	aus den Zwangsbedingungen berechneten Werte
Λ_{uds}	$0.184 \pm 0.002^{(stat)} \pm 0.033^{(syst)}$	$0.191 \pm 0.009^{(stat)}$
Λ_c	$0.239 \pm 0.005^{(stat)} \pm 0.090^{(syst)}$	$0.232 \pm 0.021^{(stat)}$
Λ_b	$0.247 \pm 0.004^{(stat)} \pm 0.028^{(syst)}$	$0.240 \pm 0.010^{(stat)}$

Tabelle 6.3: Gemessene Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b -Werte zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern im Vergleich mit den aus den Zentralwerte der Zwangsbedingungen berechneten Werten zusammen mit deren statistischen Fehlern. Die Zentralwerte der Zwangsbedingungen sind die von OPAL direkt gemessenen Werte der Maximumposition der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für uds -, c - und b -Quarks.

von der Anzahl der Messpunkte haben wir die Anzahl der Fitparameter und die Anzahl der Zwangsbedingungen subtrahiert. Das ist die übliche Methode der Berechnung von $\chi^2/d.o.f$ bei einer Anpassung, die unter Zwangsbedingungen erfolgt [7]. Der so berechnete Wert von $\chi^2/d.o.f$ ist dann 0.124. Das sehr geringe $\chi^2/d.o.f$ deutet auf starke Korrelationen zwischen den systematischen Fehler hin, die auch dominant sind. Wenn man für die Maximumpositionen zwischen 22 und 201.7 GeV nur die statistischen Fehlern berücksichtigt und die gleiche Anpassung durchführt, bekommt man einen $\chi^2/d.o.f$ -Wert von 1.316. In der Tabelle 6.3 sind die so gemessenen Werte für Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b zusammen mit deren statischen und systematischen Fehlern, im Vergleich zu den Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b Werte zusammen mit deren statistischen Fehlern zu finden, die wir aus den von OPAL direkt gemessenen Werten der Maximumposition der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für uds -, c - und b -Quarks berechnet haben [32]. Wie erwartet, stimmen die von uns gemessenen Werte mit den mit Hilfe der von OPAL direkt gemessenen Werten der Maximumposition der $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$ -Verteilung für uds -, c - und b -Quarks berechneten Werten von Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b innerhalb der Fehler überein. Für Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b haben wir also unterschiedliche Zentralwerte gemessen. Der Wert für uds -Quarks weicht um etwa 2 Standardabweichungen von dem Wert für b -Quarks ab.

Diese Unterschiede deuten auf Masseneffekte in der Größenordnung von 30% hin. Eine genauere quantitative Untersuchung dieser Effekte erfordert einige zusätzliche theoretische Berechnungen, welche zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen sind.

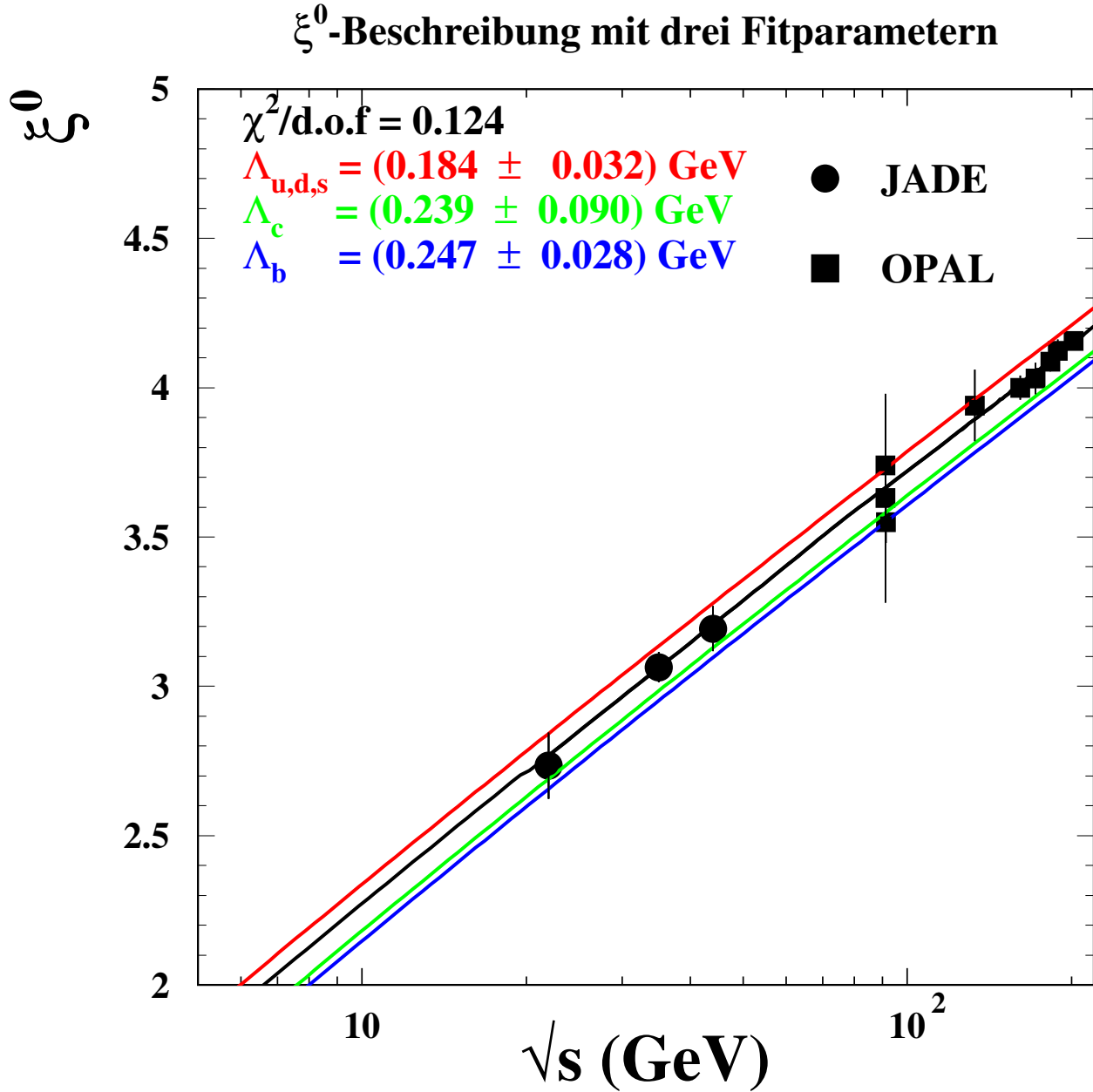


Abbildung 6.6: Diese Abbildung zeigt in schwarz, in logarithmischer Darstellung den Verlauf innerhalb der Gesamtfehler angepassten Fong-Webber-Parametrisierung an die Maximumsposition der inklusiven $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung zwischen 22 und 201.7 GeV mit 3 Fitparametern: Λ_{uds} , Λ_c , Λ_b . Die rote, grüne bzw. blaue durchgezogene Linie zeigt den uds -, c - bzw. b Anteil der Maximumsposition der inklusiven $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ein wichtiger Punkt dieser Analyse ist die Reanalyse der JADE-Daten. Es hat sich gezeigt, dass die neue Simulation [29] des JADE-Detektors die in dieser Arbeit analysierten Verteilungen gut beschreibt.

Wir haben so zum ersten Mal mit JADE-Daten bei 22, 35 und 44 GeV die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für geladene Teilchen für e^+e^- -Vernichtung in hadronischen Endzuständen gemessen. Der wichtigste Parameter, den wir gemessen haben, ist die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung.

Unsere Ergebnisse lauten:

- $\xi^0(22\text{GeV}) = 2.735 \pm 0.092^{ges}$
- $\xi^0(35\text{GeV}) = 3.064 \pm 0.049^{ges}$
- $\xi^0(44\text{GeV}) = 3.193 \pm 0.064^{ges}$

Sie sind in Übereinstimmung mit den entsprechenden ξ^0 -Werten, die sich aus der Untersuchung der TASSO-Daten ergeben.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein wichtiger QCD-Test durchgeführt. Es wurde die Energieabhängigkeit der Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für einen Schwerpunktsenergiebereich des e^+e^- -Systems zwischen 22 GeV und 201 GeV geprüft mit Hilfe der JADE-Daten zwischen 22 GeV und 44 GeV und der veröffentlichten OPAL-Daten ab 91 GeV. Die NLLA-Vorhersage für die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung beschreibt die Messpunkte gut. Für den QCD-Parameter dieser Vorhersage, Λ_{eff} , erhalten wir einen Wert von (0.206 ± 0.003^{ges}) GeV. Dieser Wert liegt deutlich über den Werten, die aus der direkten Anpassung an die $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilungen bei 22-44 GeV gewonnen wurden. Die NLLA-Vorhersage für die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung ist genauer und hat deswegen ein größeres Gewicht als die NLLA-Vorhersage für die Form der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung die, aus theoretischer Sicht, einen nicht streng definierten Bereich um die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung approximiert.

In dieser Arbeit wurde auch die Größenordnung der Effekte der Quarkmasse abgeschätzt. Das haben wir erreicht, indem wir eine scheinbare Flavourabhängigkeit von Λ_{eff} eingeführt haben. Wir nahmen an, dass $\Lambda_{uds} \neq \Lambda_c \neq \Lambda_b$.

Wir haben also über einen Parameter, der aus QCD-Sicht flavourunabhängig ist, innerhalb der QCD-Vorhersage für die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für masselose Quarks und mit Hilfe der unterschiedlichen Flavourmischung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien unter Zwangsbedingungen versucht zwischen leichten und schweren Quarks zu differenzieren. Allein über die unterschiedliche Flavourmischung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien kann man aber nicht zwischen leichten und schweren Quarks differenzieren. Man würde viel mehr Messpunkte benötigen. Aus diesem Grund haben wir die direkte OPAL-Messung der Maximumspositionen der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung für uds -, b - und c -Quarks als Zwangsbedingungen innerhalb unserer Methode eingesetzt. Die Masseneffekte spiegeln sich in den unterschiedlichen Werten die wir für Λ_{uds} , Λ_c und Λ_b gemessen haben. Λ_{uds} weicht um etwa 2 Standardabweichungen von Λ_b ab, das deutet auf Masseneffekte in der Größenordnung von 30% hin.

Unsere Methode berücksichtigt jedoch die starke Korrelation zwischen den systematischen Fehlern der Messpunkten nicht. Eine genauere Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den Messpunkten ist problematisch, da wir ab 91.2 GeV veröffentlichte OPAL-Daten benutzen, für die die bestehenden Korrelationen unbekannt sind.

Die Werte der Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung mit denen wir in dieser Analyse gearbeitet haben, sind alle für Verteilungen nach dem elektroschwachen Zerfall von b - und c -Quarks. Wir haben die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung auf "Hadronlevel" mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators PYTHIA 5.7, bei Schwerpunktsenergien zwischen 10 GeV und 210 GeV, für die beiden Fälle vor und nach dem elektroschwachen Zerfall von b - und c -Quarks (siehe Abschnitt 2.3.4) bestimmt. Die Korrekturen, die wir so gewonnen haben, liegen zwischen 3% und 5%. Diese Korrektur ist größer als der gesamten relativen Fehler der von uns eingesetzten gemessenen Werte für die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung. Laut dieser Studie würde sich die Maximumsposition der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung vor dem elektroschwachen Zerfall von b - und c -Quarks leicht zu den größeren ξ -Werten verschieben. Da die theoretische Vorhersage für diesen Fall gemacht worden ist, wäre so eine Korrektur sinnvoll. Sie hängt aber stark von dem Hadronisierungsmodell ab. Die Abschätzung der Unsicherheit dieser Korrektur muss aus diesem Grund sehr sorgfältig durchgeführt werden und sie ist auch sehr aufwändig, da bei jeder untersuchten Schwerpunktsenergie alle relevanten PYTHIA 5.7-Parameter variiert werden müssen, um die Größenordnung der Auswirkung des Hadronisierungsmodells auf die Korrektur abschätzen zu können.

Ein anderer Aspekt ist die existierenden theoretischen NLLA/MLLA-Vorhersagen für massive Quarks soweit wie möglich auszunutzen. Leider liegen diese Vorhersagen nicht in einer Form vor, die es erlauben würde, die Funktionen direkt an die Daten anzupassen. Es ist z.B die Form der Fragmentationsfunktion für die e^+e^- -Vernichtung in hadronische Endzustände für schwere Quarks in Abhängigkeit des Energiebruchteils der Hadronen bekannt (siehe Seite 3105 in Referenz [14]). Hier werden einige zusätzliche, nichttriviale Umformungen und Näherungen benötigt, bevor diese Vorhersage mit den Daten vergli-

chen werden kann. Sobald diese Rechnungen abgeschlossen sind, erlaubt ihre Anwendung auf die in dieser Arbeit erzielten experimentellen Resultate einen genaueren Einblick in die Hadronisierung. Quarkmasseneffekte können von Hadronisierungs- und Zerfallseffekten getrennt werden, sodass dieser Schleier der Hadronisierung gelüftet werden kann und so nicht mehr den Blick auf den eigentlichen Hadronisierungsprozess verdeckt.

Anhang A

Tabellen und Abbildungen zur Darstellung der gemessenen Parameter

Dieser Abschnitt enthält alle Tabellen und Abbildungen die die Zentralwerte mit deren statistischen Fehler, systematischen Abweichungen und statistischen Beiträge der systematischen Abweichungen für alle gemessenen Parameter bei 22 GeV, 35 GeV (1982), 35 GeV (1986) und 44 GeV mit Hilfe der JADE-Daten.

Die gemessenen Parameter sind:

- das Maximumposition ξ^0 der $\ln(\frac{1}{x})$ -Verteilung,
- der Mittelwert $\langle \xi \rangle$ der Anpassungsfunktion $\mathcal{D}(\xi)$,
- das Parameter $\mathcal{O}(1)$ in dem y-abhängigen Ausdruck von $\langle \xi \rangle$,
- die mittlere Multiplizität N ,
- Λ_{eff} .

\sqrt{s}	22 GeV
$\Lambda_{eff}(GeV)$	0.136
statistischer Fehler (GeV)	± 0.023
Fitbereich	$1.65 \leq \xi \leq 3.55$
$\chi^2/d.o.f.$	1.318

\sqrt{s}	22 GeV
N	11.614
statistischer Fehler	± 0.307
Fitbereich	$1.65 \leq \xi \leq 3.55$
$\chi^2/d.o.f.$	1.318

systematische Variation	systematische Abweichung (GeV)	statistischer Beitrag (GeV)
Fitbereich verkleinert	-0.007	± 0.005
Fitbereich vergrößert	-0.009	± 0.006
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.007	± 0.005
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.014	± 0.006
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	≤ 0.001	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.001	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	-0.009	± 0.021
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.009	± 0.005
$p_{bal} \leq 0.3$	-0.003	± 0.003
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.002
$p_{miss} \leq 0.25$	-0.003	± 0.005
ohne p_{miss} -Schnitt	0.001	± 0.004
$d_0 \leq 9mm$	-0.007	± 0.009
$d_0 \leq 16mm$	-0.011	± 0.007
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 24mm$	0.006	± 0.003
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 32mm$	0.008	± 0.007
HERWIG 5.9	0.002	± 0.001
JETSET 6.3	0.003	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.017	
Gesamtfehler	± 0.028	

systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.092	± 0.059
Fitbereich vergrößert	0.133	± 0.120
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	0.199	± 0.059
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	-0.174	± 0.120
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	-0.015	± 0.013
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	0.019	± 0.012
$n_{ch} \geq 7$	0.059	± 0.317
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	-0.056	± 0.058
$p_{bal} \leq 0.3$	0.039	± 0.041
ohne p_{bal} -Schnitt	-0.047	± 0.022
$p_{miss} \leq 0.25$	0.070	± 0.063
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.011	± 0.053
$d_0 \leq 9mm$	-0.256	± 0.129
$d_0 \leq 16mm$	-0.107	± 0.095
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 24mm$	-0.048	± 0.041
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 32mm$	-0.145	± 0.086
HERWIG 5.9	0.058	± 0.013
JETSET 6.3	0.111	± 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.267	
Gesamtfehler	± 0.406	

Tabelle A.1: Standardmesswerte für Λ_{eff} und N bei 22 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

\sqrt{s}	22 GeV		\sqrt{s}	22 GeV	
$\langle \xi \rangle$	2.366		O(1)	-0.991	
statistischer Fehler	± 0.020		statistischer Fehler	± 0.116	
Fitbereich	$1.65 \leq \xi \leq 3.55$		Fitbereich	$1.65 \leq \xi \leq 3.55$	
$\chi^2/d.o.f.$	1.318		$\chi^2/d.o.f.$	1.318	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag	systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.002	± 0.002	Fitbereich verkleinert	-0.029	± 0.017
Fitbereich vergrößert	0.012	± 0.003	Fitbereich vergrößert	-0.031	± 0.034
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.004	± 0.002	$\cos \theta_T \leq 0.7$	-0.036	± 0.017
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.013	± 0.003	$\cos \theta_T \leq 0.9$	0.075	± 0.034
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.002	± 0.001	$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.003	± 0.005
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.001	± 0.001	$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.006	± 0.004
$n_{ch} \geq 7$	0.027	± 0.020	$n_{ch} \leq 7$	-0.016	± 0.116
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.007	± 0.004	$n_{ch}^{Vertex} \leq 7$	0.047	± 0.022
$p_{bal} \leq 0.3$	0.003	± 0.003	$p_{bal} \leq 0.3$	-0.011	± 0.015
ohne p_{bal} -Schnitt	0.002	± 0.001	ohne p_{bal} -Schnitt	0.001	± 0.009
$p_{miss} \leq 0.25$	-0.002	± 0.004	$p_{miss} \leq 0.25$	-0.016	± 0.024
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.004	± 0.003	ohne p_{miss} -Schnitt	0.002	± 0.020
$d_0 \leq 9mm$	-0.041	± 0.009	$d_0 \leq 9mm$	-0.076	± 0.050
$d_0 \leq 16mm$	-0.025	± 0.006	$d_0 \leq 16mm$	-0.079	± 0.037
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 24mm$	≤ 0.001	± 0.003	$z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 24mm$	0.027	± 0.015
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 32mm$	0.005	± 0.006	$z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 32mm$	0.042	± 0.033
HERWIG 5.9	0.072	± 0.001	HERWIG 5.9	0.081	± 0.002
JETSET 6.3	-0.004	± 0.001	JETSET 6.3	0.007	± 0.002
Syst. Gesamtfehler	± 0.047		Syst. Gesamtfehler	± 0.083	
Gesamtfehler	± 0.051		Gesamtfehler	± 0.143	

Tabelle A.2: Standardmesswerte für $\langle \xi \rangle$ und $\mathcal{O}(1)$ bei 22 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung der systematischen Gesamtfehler wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

\sqrt{s}	22 GeV	
ξ^0	2.735	
statistischer Fehler	± 0.019	
Fitbereich	$1.65 \leq \xi \leq 3.55$	
$\chi^2/d.o.f.$	1.318	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.014	± 0.003
Fitbereich vergrößert	0.003	± 0.002
Gauß + Gauß	0.154	± 0.037
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.003	± 0.002
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.010	± 0.003
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.002	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.001	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	0.028	± 0.019
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.005	± 0.004
$p_{bal} \leq 0.3$	0.004	± 0.002
ohne p_{bal} -Schnitt	0.002	± 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	-0.002	± 0.004
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.005	± 0.003
$d_0 \leq 9mm$	-0.039	± 0.008
$d_0 \leq 16mm$	-0.023	± 0.006
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 24mm$	-0.001	± 0.002
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 32mm$	0.004	± 0.005
HERWIG 5.9	0.072	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.005	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.090	
Gesamtfehler	± 0.092	

Tabelle A.3: Standardmesswert für ξ^0 bei 22 GeV zusammen mit dem statistischen Fehler, den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

\sqrt{s}	35 GeV	
$\Lambda^{eff}(GeV)$	0.142	
statistischer Fehler	± 0.004	
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.05$	
$\chi^2/d.o.f.$	2.001	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	-0.001	± 0.001
Fitbereich vergrößert	-0.003	± 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	0.003	± 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	≤ 0.001	± 0.001
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	≤ 0.001	≤ 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.003	≤ 0.001
$n_{ch} \geq 7$	0.001	± 0.002
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	≤ 0.001	≤ 0.001
$p_{bal} \leq 0.3$	≤ 0.001	± 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	≤ 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	0.001	± 0.001
ohne p_{miss} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.001
$d_0 \leq 9(9)mm$	0.034	± 0.002
$d_0 \leq 20(19)mm$	0.033	± 0.002
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 29(25)mm$	0.035	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 39(33)mm$	0.035	± 0.002
HERWIG 5.9	0.002	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.003	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.024	
Gesamtfehler	± 0.025	

\sqrt{s}	35 GeV	
N	14.059	
statistischer Fehler	± 0.054	
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.05$	
$\chi^2/d.o.f.$	2.00	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.002	± 0.009
Fitbereich vergrößert	0.039	± 0.014
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	0.050	± 0.023
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	-0.072	± 0.018
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	-0.005	± 0.004
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	0.007	± 0.003
$n_{ch} \geq 7$	0.053	± 0.025
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.078	± 0.006
$p_{bal} \leq 0.3$	-0.006	± 0.007
ohne p_{bal} -Schnitt	-0.008	± 0.003
$p_{miss} \leq 0.25$	-0.027	± 0.012
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.027	± 0.011
$d_0 \leq 9(9)mm$	-0.293	± 0.021
$d_0 \leq 20(19)mm$	-0.213	± 0.014
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 29(25)mm$	-0.178	± 0.032
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 39(33)mm$	-0.182	± 0.031
HERWIG 5.9	0.141	± 0.001
JETSET 6.3	0.163	± 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.206	
Gesamtfehler	± 0.213	

Tabelle A.4: Standardmesswerte für Λ_{eff} und N bei 35 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde. Die Schnitte auf d_0 und z_{Vtx} sind teilweise verschieden für die zwei Datensätze. Die erste Zahl bezieht sich auf die 1986er Daten, die zweite, in Klammern auf die 1982er Daten

\sqrt{s}	35 GeV	
$\langle \xi \rangle$	2.687	
statistischer Fehler	± 0.004	
Fitbereich $\chi^2/d.o.f.$	$1.75 \leq \xi \leq 4.05$ 2.00	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.005	≤ 0.001
Fitbereich vergrößert	-0.002	≤ 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.002	≤ 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.004	≤ 0.001
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	≤ 0.001	≤ 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	≤ 0.001	≤ 0.001
$n_{ch} \geq 7$	≤ 0.001	≤ 0.002
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.002	≤ 0.001
$p_{bal} \leq 0.3$	≤ 0.001	≤ 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	≤ 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	0.001	± 0.001
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.001	± 0.001
$d_0 \leq 9(9)mm$	-0.029	± 0.001
$d_0 \leq 20(19)mm$	-0.019	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 29(25)mm$	0.026	≤ 0.002
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \geq 39(33)mm$	0.026	± 0.002
HERWIG 5.9	0.019	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.002	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.023	
Gesamtfehler	± 0.023	

\sqrt{s}	35 GeV	
$\mathcal{O}(1)$	-0.904	
statistischer Fehler	± 0.019	
Fitbereich $\chi^2/d.o.f.$	$1.75 \leq \xi \leq 4.05$ 2.00	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.003	± 0.003
Fitbereich vergrößert	-0.013	± 0.004
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.013	± 0.003
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.015	± 0.004
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.001	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.002	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	-0.012	± 0.009
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.005	± 0.002
$p_{bal} \leq 0.3$	≤ 0.001	± 0.002
ohne p_{bal} -Schnitt	-0.002	± 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	0.003	± 0.004
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.001	± 0.004
$d_0 \leq 9(9)mm$	-0.039	± 0.008
$d_0 \leq 20(19)mm$	-0.032	± 0.005
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 29(25)mm$	0.006	± 0.002
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 39(33)mm$	-0.001	± 0.005
HERWIG 5.9	0.026	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.016	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.034	
Gesamtfehler	± 0.039	

Tabelle A.5: Standardmesswerte für $\langle \xi \rangle$ und $\mathcal{O}(1)$ bei 35 GeV zusammen mit den statistischen Fehler, den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde. Die Schnitte auf d_0 und z_{Vtx} sind teilweise verschieden für die zwei Datensätze. Die erste Zahl bezieht sich auf die 1986er Daten, die zweite, in Klammern auf die 1982er Daten

\sqrt{s}	35 GeV	
ξ^0	3.064	
statistischer Fehler	± 0.003	
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.05$	
$\chi^2/d.o.f.$	2.00	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	-0.002	≤ 0.001
Fitbereich vergrößert	0.005	≤ 0.001
Gauß + Gauß	0.087	± 0.008
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.001	≤ 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.003	≤ 0.001
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	≤ 0.001	≤ 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	≤ 0.001	≤ 0.001
$n_{ch} \geq 7$	≤ 0.001	± 0.002
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	≤ 0.001	≤ 0.001
$p_{bal} \leq 0.3$	≤ 0.001	≤ 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	≤ 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	≤ 0.001	± 0.001
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.001	± 0.001
$d_0 \leq 9(9)mm$	-0.028	± 0.001
$d_0 \leq 20(19)mm$	-0.019	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 29(25)mm$	0.026	± 0.002
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 39(33)mm$	0.026	± 0.002
HERWIG 5.9	0.019	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.017	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.049	
Gesamtfehler	± 0.049	

Tabelle A.6: Standardmesswert für ξ^0 bei 35 GeV zusammen mit dem statistischen Fehlern, den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde. Die Schnitte auf d_0 und z_{Vtx} sind teilweise verschieden für die zwei Datensätze. Die erste Zahl bezieht sich auf die 1986er Daten, die zweite, in Klammern auf die 1982er Daten

\sqrt{s}	44 GeV
$\Lambda^{eff}(GeV)$	0.110
statistischer Fehler	± 0.009
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.25$
$\chi^2/d.o.f.$	1.102

\sqrt{s}	44 GeV
N	16.418
statistischer Fehler	± 0.173
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.25$
$\chi^2/d.o.f.$	1.102

systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.006	± 0.001
Fitbereich vergrößert	-0.011	± 0.002
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.001	± 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.003	± 0.002
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.001	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	≤ 0.001	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	0.030	± 0.004
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	-0.038	± 0.002
$p_{bal} \leq 0.3$	-0.001	± 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	≤ 0.001	± 0.002
ohne p_{miss} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.002
$d_0 \leq 9mm$	0.022	± 0.004
$d_0 \leq 18mm$	0.005	± 0.003
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 28mm$	0.003	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 38mm$	0.002	± 0.003
HERWIG 5.9	0.005	≤ 0.001
JETSET 6.3	-0.001	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.037	
Gesamtfehler	± 0.038	

systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	-0.119	± 0.032
Fitbereich vergrößert	0.228	± 0.072
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	0.117	± 0.032
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	-0.115	± 0.072
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	-0.027	± 0.013
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.002	± 0.012
$n_{ch} \geq 7$	0.668	± 0.061
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	-0.286	± 0.039
$p_{bal} \leq 0.3$	0.024	± 0.022
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.015
$p_{miss} \leq 0.25$	-0.013	± 0.040
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.001	± 0.042
$d_0 \leq 9mm$	-0.485	± 0.064
$d_0 \leq 18mm$	-0.248	± 0.048
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 28mm$	-0.059	± 0.022
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 38mm$	-0.033	± 0.061
HERWIG 5.9	0.144	± 0.001
JETSET 6.3	0.274	± 0.003
Syst. Gesamtfehler	± 0.592	
Gesamtfehler	± 0.616	

Tabelle A.7: Standardmesswerte für Λ_{eff} und N bei 44 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

\sqrt{s}	44 GeV
$\langle \xi \rangle$	2.809
statistischer Fehler	± 0.010
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.25$
$\chi^2/d.o.f.$	1.102

systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.006	± 0.001
Fitbereich vergrößert	-0.004	± 0.002
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.005	± 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.006	± 0.002
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.003	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.002	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	-0.027	± 0.004
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.047	± 0.002
$p_{bal} \leq 0.3$	0.002	± 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	0.004	± 0.002
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.002	± 0.002
$d_0 \leq 9mm$	-0.029	± 0.004
$d_0 \leq 18mm$	-0.019	± 0.003
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 28mm$	-0.009	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 38mm$	-0.002	± 0.004
HERWIG 5.9	0.025	≤ 0.001
JETSET 6.3	≤ 0.001	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.043	
Gesamtfehler	± 0.044	

\sqrt{s}	44 GeV
O(1)	-1.082
statistischer Fehler	± 0.057
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.25$
$\chi^2/d.o.f.$	1.102

systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.039	± 0.009
Fitbereich vergrößert	-0.068	± 0.020
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.012	± 0.009
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.021	± 0.020
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.007	± 0.004
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.001	± 0.004
$n_{ch} \geq 7$	0.123	± 0.020
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	-0.212	± 0.015
$p_{bal} \leq 0.3$	-0.004	± 0.007
ohne p_{bal} -Schnitt	0.002	± 0.005
$p_{miss} \leq 0.25$	0.006	± 0.013
ohne p_{miss} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.014
$d_0 \leq 9mm$	0.085	± 0.021
$d_0 \leq 18mm$	0.008	± 0.016
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 28mm$	0.006	± 0.007
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 38mm$	0.008	± 0.020
HERWIG 5.9	0.052	± 0.001
JETSET 6.3	-0.004	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.184	
Gesamtfehler	± 0.193	

Tabelle A.8: Standardmesswerte für $\langle \xi \rangle$ und $\mathcal{O}(1)$ bei 44 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

\sqrt{s}	44 GeV	
ξ^0	3.193	
statistischer Fehler	± 0.010	
Fitbereich	$1.75 \leq \xi \leq 4.25$	
$\chi^2/d.o.f.$	1.102	
systematische Variation	systematische Abweichung	statistischer Beitrag
Fitbereich verkleinert	0.005	± 0.001
Fibereich vergrößert	-0.003	± 0.002
Gauß + Gauß	0.038	± 0.026
$ \cos \theta_T \leq 0.7$	-0.005	± 0.001
$ \cos \theta_T \leq 0.9$	0.005	± 0.002
$E_{vis} \geq 0.95\sqrt{s}$	0.003	± 0.001
$E_{vis} \geq 1.05\sqrt{s}$	-0.002	± 0.001
$n_{ch} \geq 7$	-0.031	± 0.003
$n_{ch}^{Vertex} \geq 7$	0.052	± 0.002
$p_{bal} \leq 0.3$	0.002	± 0.001
ohne p_{bal} -Schnitt	≤ 0.001	± 0.001
$p_{miss} \leq 0.25$	0.004	± 0.002
ohne p_{miss} -Schnitt	-0.002	± 0.002
$d_0 \leq 9mm$	-0.084	± 0.004
$d_0 \leq 18mm$	-0.020	± 0.003
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 28mm$	-0.010	± 0.001
$ z_{Vtx} - \langle z_{Vtx} \rangle \leq 38mm$	-0.002	± 0.004
HERWIG 5.9	0.025	≤ 0.001
JETSET 6.3	≤ 0.001	≤ 0.001
Syst. Gesamtfehler	± 0.063	
Gesamtfehler	± 0.064	

Tabelle A.9: Standardmesswert für ξ^0 bei 44 GeV zusammen mit dem statistischen Fehler, den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wurden die Beträge einer untersuchten Quelle symmetrisiert, indem die halbe Differenz des größten Unterschiedes zwischen den Beiträgen sowie zwischen "Standard"-Ergebnis, den jeweiligen Beiträgen bestimmt und als symmetrischer Fehler interpretiert wurde.

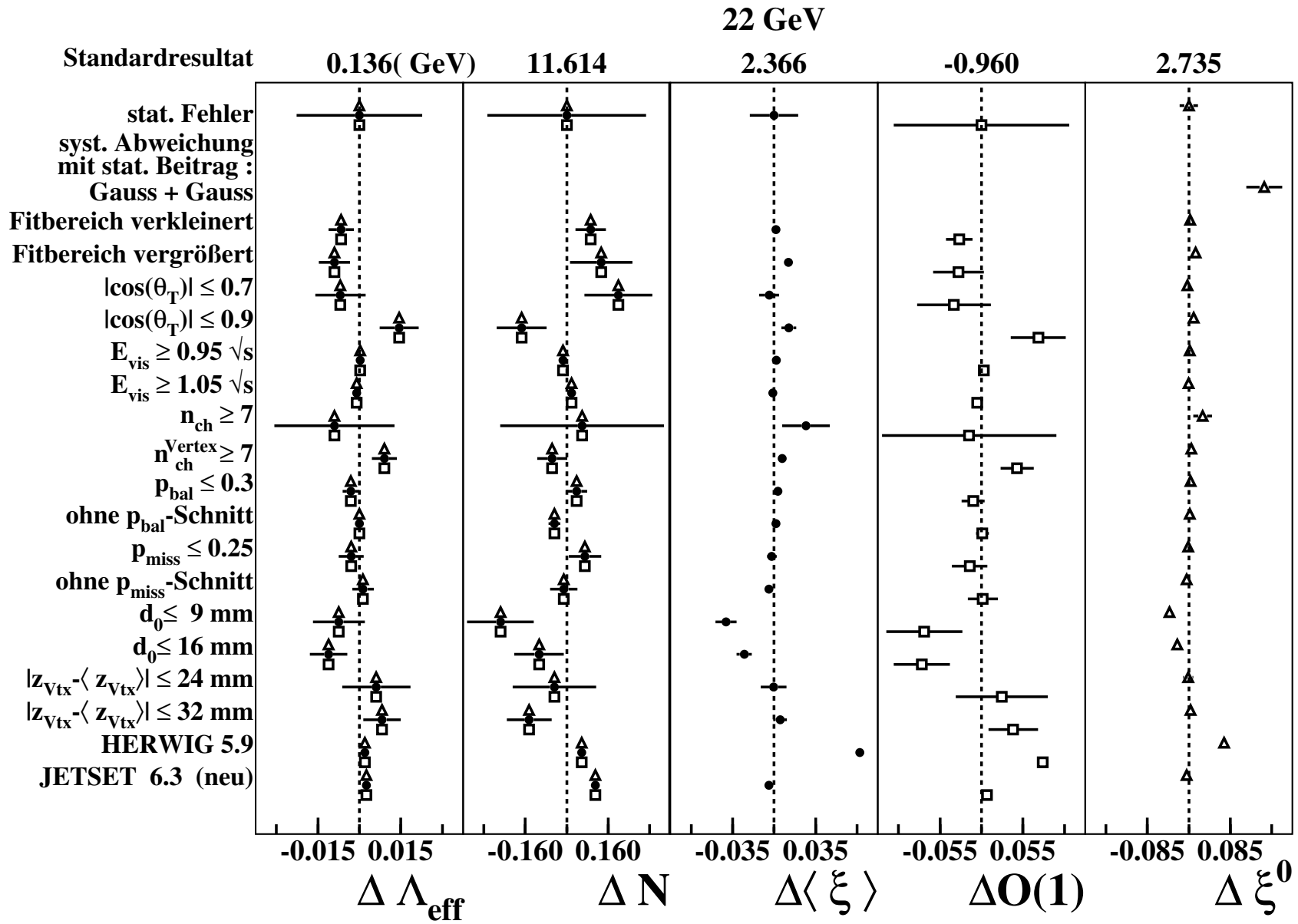


Abbildung A.1: Standardwerte der Fitparameter Λ_{eff} , N , $\langle \xi \rangle$, $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 bei 22 GeV, zusammen mit den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen.

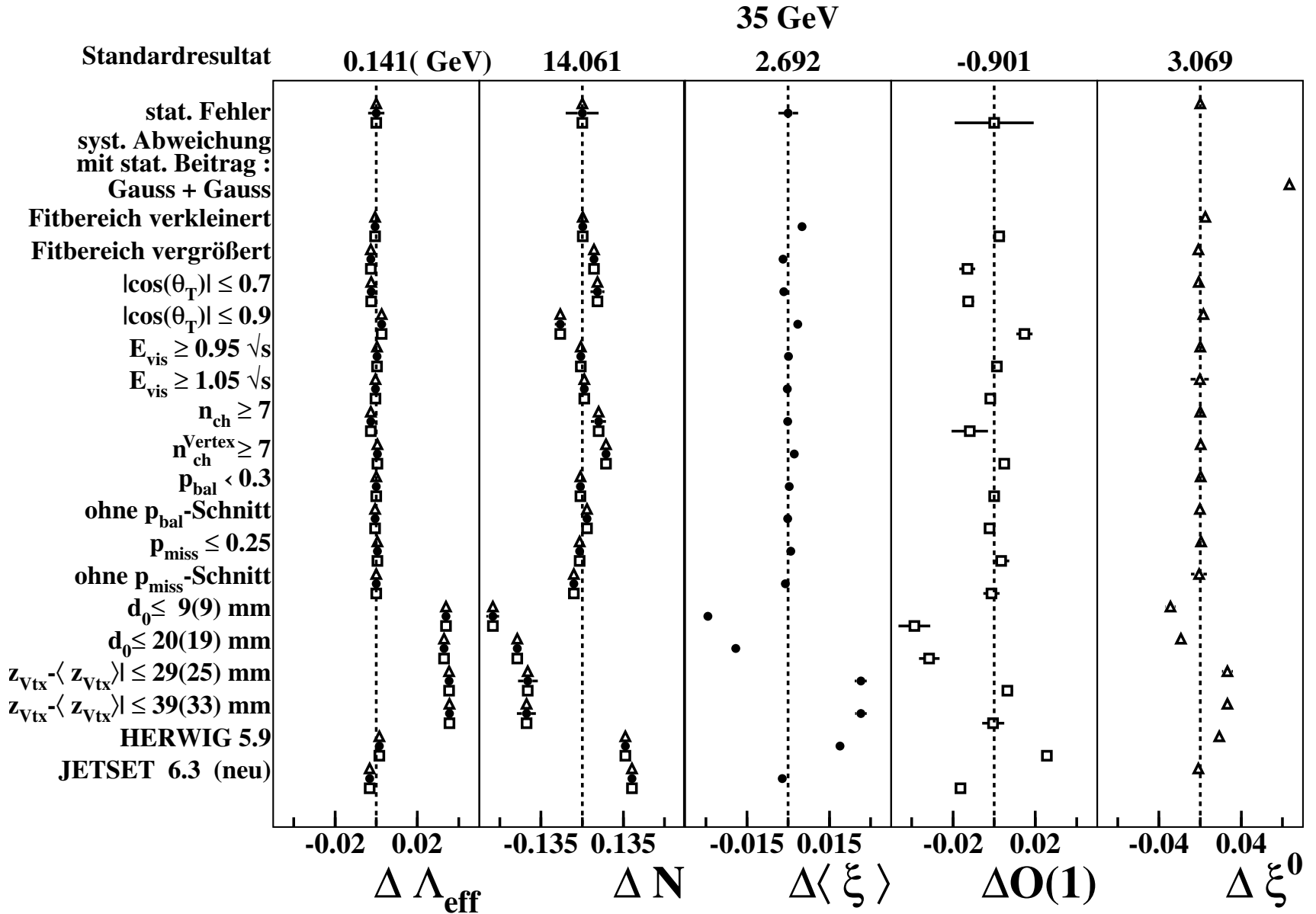


Abbildung A.2: Standardwerte der Fitparameter Λ_{eff} , N , $\langle \xi \rangle$, $O(1)$ und ξ^0 bei 35 GeV zusammen mit den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen. Die Schnitte auf d_0 und z_{vtx} sind teilweise verschieden für die beiden 35 GeV Datensätze. Die erste Zahl bezieht sich auf die 1986er Daten, die zweite, in Klammern auf die 1982er Daten.

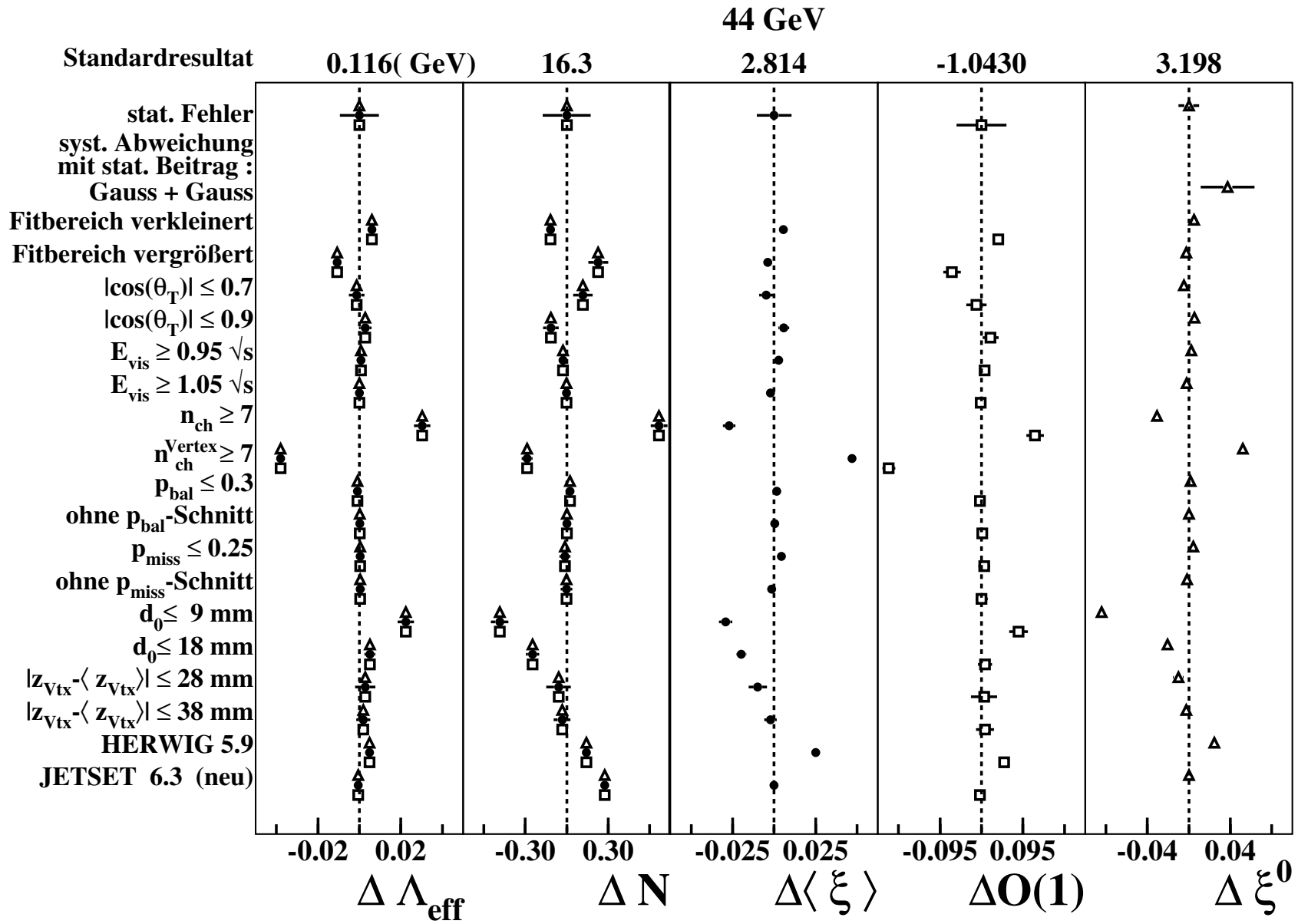


Abbildung A.3: Standardwerte der Fitparameter Λ_{eff} , N , $\langle \xi \rangle$, $\mathcal{O}(1)$ und ξ^0 bei 44 GeV zusammen mit den statistischen Fehlern, den systematischen Abweichungen und deren statistischen Beiträgen.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
A. Salam, Elementary Particle Theory (1968);
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **22** (1967) 1264.
- [2] M. Gell-Mann, Acta Phys. Austriaca Suppl. IV (1972) 733;
D.J. Gross and F. Wilczek Phys. Rev. **D8** (1973) 3633;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **22** (1967) 1264.
- [3] S. Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **54A** (1997) 314.
- [4] S. Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **64** (1998) 54.
- [5] OPAL Coll., M.Z. Akrawy et al.: Phys. Lett. **B231** (1989) 530.
- [6] D.J. Gross, F. Wilczek: Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343;
H.D. Politzer: Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.
- [7] D. E. Groom et al., Particle Data Group, Eur. Phys. **J.C15** (2000) 1.
- [8] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller and S.I. Troyan:
Basics of perturbative QCD, Frontiers, 1991.
- [9] R. K. Ellis and W. J. Stirling: **QCD and collider physics**, FERMILAB-Conf-90/164-T, 1990.
- [10] R. K. Ellis, G. Marchesini and B. R. Webber: Nucl. Phys., **B286** (1987) 643. Erratum quoted *ibid.*, **B294** (1987) 1180
- [11] G. Marchesini and B.R. Webber, 1st Ref. 9.
- [12] C. P. Fong and B. R. Webber: Phys. Lett. **B229** (1989) 289; *ibid.* **B241** (1990) 255;
Nucl. Phys. **B355** (1991) 54.
- [13] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, C. P. Fong and B. R. Webber: Phys. Lett. **B273** (1991) 319-322.
- [14] V. A. Khoze and W.Ochs: Int. J. Mod. Phys. **A12** (1997) 2949-3120.
- [15] S. Lupia and W. Ochs: Eur. Phys.J.**C2** (1998) 307-324.

- [16] G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Comm.* **67** (1992) 465.
- [17] T. Sjöstrand: PHYTIA 5.7 and JETSET 7.4 **Physics and Manual**, CERN-TH-7112-93;
T. Sjöstrand: *Comput. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.
- [18] OPAL Coll., K. Ackerstaff et al.: *Eur. PHYS. J.* **C7** (1999) 369.
- [19] O.Biebel: *Phys. Rept.* **340** (2001) 165-289.
- [20] G. A. Voss, Beitrag zur "1979 Particle Accelerator Conference", San Francisco, IEEE *Transact. on Nucl. Science* **NS-26**, (1979) 2970;
D.Degele, Beitrag zur "11th Int. Conf. on High Energy Accelerator", Genf, ed. W. S. Newman, (1982) 16;
J. Rossbach, Beitrag zur "1981 Particle Accelerator Conference", Washington, IEEE *Transact. on Nucl. Science* **NS-28**, (1981) 2025.
- [21] JADE Coll., B. Naroska et al.: **e^+e^- -Physics with the JADE Detector at PETRA**, *Phys. Rep.* **148** (1987) 67-215.
- [22] G. Eckerlin: **Vergleich der starken Wechselwirkung von b -Quarks und leichten Quarks in e^+e^- -Reaktionen bei 35 GeV**, Dissertation, Heidelberg (1990);
M. Zimmer: **Die Fragmentation von b -Quarks**, Dissertation, Heidelberg (1989).
- [23] R. W. H. Ramke: **Bestimmung der Lebensdauer von b -Hadronen mit der JADE-Vertexmethode**, Dissertation, Hamburg (1988).
- [24] W. Farr, R.D. Heuer, A. Wagner: Readout of Drift Chambers with a 100 MHz Flash ADC System IEEE *Transact. on Nucl. Science* **NS-30.1** (1983) 95.
- [25] G. Dietrich et al.: A Large Polygon Drift Chamber for the JADE-Detector *Nucl. Inst. and Meth.* **A245** (1986) 137.
- [26] JADE Coll., S. Bethke et al.: *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.
- [27] JADE Coll., W. Bartel et al.: *Phys. Lett.* **B88** (1979) 171;
- [28] G. Eckerlin, M. Zimmer: JADE Computer Note **99**.
- [29] P. M. Fernandez: **Studien zur Quantenchromodynamik und Messung der starken Kopplungskonstanten zwischen $\sqrt{s} = 14$ und 44 GeV mit dem JADE-Detektor**, Dissertation, Aachen (2002)
- [30] OPAL Coll., G. Alexander et al.: *Z. Phys.* **C69** (1996) 543.
- [31] TASSO Collab., W. Braunschweig et al., *Z. Phys.* **C47** (1990) 187.

- [32] OPAL Coll., G. Alexander et al. : Z. Phys. **C72** (1996) 191;
OPAL Coll., K. Ackerstaff et al.: Z.Phys. **C75** (1997) 193;
OPAL Coll., K. Ackerstaff et al.: Eur. Phys. J. **C8** (1999) 183;
OPAL Coll., G. Abbiendi et al.: Eur. Phys. J.**C16** (2000) 41;
OPAL Coll., J. Vossebeld et al.: **CERN-EP-2002-057**,
subm. to Eur. Phys. J. C.

Danksagungen

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Bethke für die Möglichkeit bedanken, an der interessanten Reanalyse der JADE-Daten im Rahmen einer Doktorarbeit arbeiten zu können.

Herrn Prof. Dr. Otmar Biebel danke ich besonders herzlich für seine geduldige Betreuung und Hilfestellung bei theoretischen und experimentellen Fragen sowie für die kritische Durchsicht und Korrektur der vorliegenden Arbeit.

Herrn Dr. Stefan Kluth und allen meiner Mitarbeiter aus dem Arbeitskreis, die mir häufig mit Rat und Tat geholfen haben, bin ich auch dankbar.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinem lieben Ehemann Carsten Blumenstengel bedanken, der mir stets mit viel Geduld zur Seite stand.

CURRICULUM VITAE

Persönliche Daten :

Name : Mona Blumenstengel, geb. Craciun
Geburtsdatum : 13. Februar 1972
Geburtsort : Medias, Rumänien
Familienstand : verheiratet
Staatsbürgerschaft : rumänisch

Schulbildung :

Oktober 1990 Abitur am Gheorghe-Lazar-Gymnasium in Sibiu (Hermannstadt),
Rumänien
1990-1991 Sprachkurs an der RWTH Aachen
1991-1993 Besuch des Studienkolleg in Aachen
Januar 1993 Feststellungsprüfung (zur Anerkennung des rumänischen Abiturs) am
Studienkolleg in Aachen

Hochschulausbildung :

April 1993 Beginn des Physikstudiums an der RWTH Aachen
April 1993 Parallel zum Physikstudium, Beginn des Studienganges Sekundarstufe
II Mathematik an der RWTH Aachen
März 1995 Zwischenprüfung in Studiengang Sekundarstufe II Mathematik an der
RWTH Aachen
März 1996 Vordiplom in Physik an der RWTH Aachen
1996-1999 Weiterführung des Physikstudiums und des Studienganges Sekundar-
stufe II Mathematik an der RWTh Aachen
März 1999 Diplom in Physik an der RWTH Aachen; Gesamtnote: "sehr gut"
1999-2002 Begin der Promotion zu dem Thema "Untersuchung der $\ln(\frac{1}{x})$ -
Verteilung mit JADE-Daten bei 22-44 GeV" bei Prof. Dr. S. Bethke
am Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) in
München
November 2002 Mündliche Doktor-Prüfung an der RWTH Aachen;
Gesamtnote: "gut"