IEKP-KA/95-9

Messung der inklusiven π^0–Produktion in hadronischen Z^0–Zerfällen am DELPHI-Detektor

Monika Wielers

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Phys. Monika Wielers

aus Rheda–Wiedenbrück

Measurement of the inclusive π^0production in hadronic Z^0decays with the DELPHI detector

This paper presents a measurement of the inclusive π^0 cross section in hadronic Z^0 decays with the DELPHI detector. the data were taken in 1992 – 1994. π^0's decay nearly exclusively in two photons. For small and intermediate energies π^0's are reconstructed by two converted photons or by one converted photon and one photon which was detected in the electromagnetic calorimeter. High energetic π^0's are reconstructed by looking for substructures within one electromagnetic shower.

The inclusive π^0 cross sections as function of the scaled momentum x_p in the range $0.011 < x_p < 0.75$ was measured in hadronic events and in events with heavy (b) and light quarks (u, d, s, c). The number of π^0's per hadronic event was determined to be $9.2 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst})$. In b events a value of $N(\pi^0)/b\bar{b} = 10.1 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 1.1$ is found and in events with light quarks the number of π^0's is $N(\pi^0)/q\bar{q} = 8.6 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.9(\text{syst})$. The ratio of the number of π^0's in b to hadronic events, which is less effected by the normalisation error, is determined to be $1.09 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst})$. Furthermore the π^0 spectrum in hadronic and in b events is compared with the predictions of various parton shower models and with predictions of the 'modified leading logarithm approximation' (MLLA) in association with 'local parton hadron duality' (LPHD). The maximum in the $\xi = \ln 1/x_p$ distribution is found at $\xi_p^\star = 3.90^{+0.24}_{-0.14}$. An average π^0 multiplicity from the B hadron decay of $N(B \to \pi^0 X)/\text{B Hadron} = 2.78 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.60(\text{syst})$ is found.

Messung der inklusiven π^0–Produktion in hadronischen Z^0–Zerfällen am DELPHI Detektor

In dieser Arbeit wird eine Analyse zur Messung der inklusiven π^0–Produktion in hadronischen Z^0–Zerfällen vorgestellt, welche mit dem DELPHI–Detektor in den Jahren 1992 – 1994 aufgezeichnet wurden. π^0's zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Bei kleinen und mittleren Energien werden π^0's mit Hilfe von zwei konvertierten Photonen oder einem konvertierten und einem Photon, welches im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen wird, rekonstruiert. Bei hohen Energien werden π^0's rekonstruiert, indem eine gezielte Suche nach Unterstrukturen innerhalb eines elektromagnetischen Schauers stattfindet.

Der inklusive π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion des skalierten Impulses x_p wurde im Bereich $0.011 < x_p < 0.75$ sowohl für hadronische Ereignisse als auch für Ereignisse mit schweren (b) und leichten Quarks (u, d, s, c) gemessen. Die Anzahl der π^0's pro hadronischen Ereignissen wurde zu $9.2 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst})$ bestimmt. In b–Ereignissen wird ein Wert von $N(\pi^0)/b\bar{b} = 10.1 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 1.1$ gefunden und in Ereignissen mit leichten Quarks $N(\pi^0)/q\bar{q} = 8.6 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.9(\text{syst})$. Für das Verhältnis der Anzahl der π^0's in b zu hadronischen Ereignissen, welches nicht von den Fehlern in der Normierung der Spektren beeinflußt wird, ergibt sich $1.09 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst})$. Das gemessene π^0–Spektrum in hadronischen und in b–Ereignissen wurde weiterhin mit den Vorhersagen von verschiedenen Partonschauermodellen und mit Vorhersagen im Rahmen der „modified leading logarithm approximation“ (MLLA) in Verbindung mit der „lokalen Parton Hadron Dualität“ (LPHD) verglichen. Für die Position des Maximums in der $\xi = \ln 1/x_p$ Verteilung wird der Wert von $\xi_p^\star = 3.90^{+0.24}_{-0.14}$ gefunden. Für die mittlere Anzahl der π^0's aus B–Hadronzerfällen ergibt sich $N(B \to \pi^0 X)/\text{B Hadron} = 2.78 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.60(\text{syst})$.

Inhalt

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik versucht die Frage nach dem Aufbau der Materie zu beantworten. Viele der in der Vergangenheit durchgeführten Experimente haben zur Entwicklung des sogenannten Standardmodells beigetragen, welches die elektroschwache Wechselwirkung (Vereinheitlichung der elektromagnetischen mit der schwachen Wechselwirkung) und die starke Wechselwirkung miteinander verbindet. Die Vorhersagen dieses Modells können sehr präzise mit den Daten der vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, die sich am Elektron–Positron–Speicherring LEP[1] am CERN[2] befinden, überprüft werden. In diesem Beschleuniger, der im Sommer 1989 in Betrieb genommen wurde, werden Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie um 91.2 GeV zur Kollision gebracht. Bei dieser Energie ist der Wirkungsquerschnitt besonders hoch, da in der e^+e^-–Annihilation Z^0–Teilchen (die neutralen Eichteilchen der schwachen Wechselwirkung) direkt produziert werden. Diese Teilchen zerfallen zu ca. 70% in ein $q\overline{q}$–Paar. Diese Ereignisse können anhand der im Detektor nachgewiesenen Hadronen rekonstruiert werden. Bislang konnte jedes der vier LEP–Experimente mehr als zwei Millionen hadronische Z^0–Ereignisse aufzeichnen. Hiermit ist es möglich, Präzisionsmessungen der elektroschwachen Parameter durchzuführen, und einen tieferen Einblick in das bislang unverstandene Phänomen der Hadronisierung der bei der Kollision entstehenden primären $q\overline{q}$–Paare zu gewinnen. Beispielsweise konnte durch Messung der Z^0–Zerfallsbreite die Anzahl der leichten Neutrinos zu drei bestimmt werden [1]. Durch Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie kann die Universalität der schwachen Wechselwirkung getestet werden. Sie wurde sowohl für Leptonen ($e^{\pm}, \mu^{\pm}, \tau^{\pm}$) [2] als auch für c- und b–Quarks [3] bestimmt. Die Meßungen der elektroschwachen Parameter erlauben im Rahmen des Standardmodells eine Abschätzung der Top–Quarkmasse [4], die mit den gemessenen Werten am FERMILAB [5] [6] sehr gut übereinstimmt. Aufgrund der hohen Statistik bieten sich bei LEP hervorragende Möglichkeiten, die starke Wechselwirkung zu studieren. Z.B. konnte durch die Analyse von 4–Jet–Ereignissen die Existenz der Gluonselbstwechselwirkung nachgewiesen werden [7].

Innerhalb der starken Wechselwirkung kann die Fragmentation, d.h. der Übergang zwischen den bei der e^+e^-–Vernichtung entstehenden Quarks und Gluonen in die später im Detektor sichtbaren Teilchen nicht berechnet werden. Sie läßt sich nur mit Hilfe phänomenologischer Modelle beschreiben. Zum besseren Verständnis der Fragmentation können die gemessenen Spektren von rekonstruierten Teilchen verwendet werden. In dieser Arbeit werden die inklusiven π^0–Wirkungsquerschnitte in hadronischen Ereignissen, in Ereignissen mit schweren Quarks (b–Quarks) und mit leichten Quarks (u, d, s, c–Quarks) bestimmt. Das π^0 ist das leichteste existierende Meson mit einer Masse von ca. 135 MeV. Aufgrund seiner geringen Masse ist seine Erzeugungsrate

[1] LEP ist die Abkürzung für „Large Electron Positron Collider".
[2] CERN ist die Abkürzung für „Centre européen pour la Recherche Nucléaire".

bei LEP–Energien mit ca. 10 π^0's pro hadronischen Ereignis hoch. Sie zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Bei der Suche nach dem vom Standardmodell vorhergesagten Higgs–Teilchen, welches ebenfalls in zwei Photonen zerfallen kann, ist der π^0–Zerfall der dominierende Untergrundprozeß. Eine genaue Kenntnis des π^0–Wirkungsquerschnittes wird insbesondere für die Higgs–Suche bei LEP2, der Ausbaustufe von LEP bei einer Schwerpunktsenergie von 176–196 GeV, und dem Nachfolgeprojekt LHC, bei dem Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht werden, wichtig sein.

Diese Arbeit zur Bestimmung der π^0–Spektren ist folgendermaßen aufgebaut. In Kapitel 2 wird zunächst ein Überblick über die Theorie des Standardmodells gegeben. Wie bereits erwähnt läßt sich die Fragmentation nur mit Hilfe phänomenologischer Modelle beschreiben. Einige dieser Modelle, die in den Monte–Carlo–Ereignisgeneratoren implementiert sind, werden in Kapitel 3 vorgestellt. Weiterhin wird eine alternative Beschreibung der Hadronspektren präsentiert. Sie beruht auf der Theorie der „modified leading logarithm approximation“ (MLLA), welche Vorhersagen über die Partonspektren macht. Über die „Lokale Parton- Hadrondualität“ (LPHD) werden die Parton- und Hadronspektren miteinander in Verbindung gebracht. Die MLLA in Verbindung mit der LPHD versucht, die Eigenschaften hadronischer Systeme wie z.B. Multiplizität, Teilchenflüsse, inklusive Teilchenspektren, Korrelationen zwischen Teilchen usw. zu beschreiben. Hierbei wird auf phänomenologischen Modelle zur Beschreibung der Fragmentation verzichtet. Nicht–perturbative Effekte werden auf eine Normierungsgröße reduziert, die die Parton- mit den Hadronspektren verbindet.

Diese Analyse basiert auf den Daten, die mit Hilfe des DELPHI–Detektors in den Jahren 1992-1994 aufgezeichnet wurden. Der Aufbau und die Wirkungsweise der einzelnen Komponenten werden in Kapitel 4 zusammen mit der Aufbereitung der aufgezeichneten Daten erläutert. Wie sich aus diesen Daten hadronische und b–Ereignisse herrausselektieren lassen, wird anschließend in Kapitel 5 diskutiert. Da π^0's fast ausschließlich in Photonen zerfallen, ist zu deren Rekonstruktion eine gute Photon–Erkennung notwendig. Die verschiedenen Möglichkeiten, Photonen in DELPHI zu rekonstruieren, werden in Kapitel 6 vorgestellt. Die Photonen lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Photonen, die als Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter (HPC) nachgewiesen werden und Photonen, die in der Materie vor der HPC konvertierten, d.h. in ein e^+e^-–Paar aufspalten. Durch Kombination von zwei Photonen lassen sich die π^0's nachweisen (s. Kap. 7). Bei hohen Energien wird der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen vom π^0 so klein, daß die beiden entstehenden HPC–Schauer sich überlappen. Durch eine gezielte Suche nach Unterstrukturen innerhalb eines Schauers läßt sich ein Teil der π^0's als solche nachweisen. Mit Hilfe der in Kapitel 7 vorgestellten Methoden zur π^0–Rekonstruktion werden in Kapitel 8 die π^0–Wirkungsquerschnitte in hadronischen, b–Ereignissen und Ereignissen mit leichten Quarks (u, d, s, c) bestimmt. Die Ergebnisse der Spektren in hadronischen Ereignissen werden mit Meßergebnissen für neutrale und geladene Pionen der anderen LEP–Experimente verglichen. Weiterhin wird ein Vergleich der Spektren mit den Vorhersagen von verschiedenen Fragmentationsmodellen und der MLLA durchgeführt. Aus der Messung der π^0–Wirkungsquerschnitte in b–Ereignissen läßt sich die mittlere Anzahl von π^0's aus primären B–Hadronzerfällen ermitteln. Die π^0–Spektren in Ereignissen mit leichten Quarks werden mit Berechnungen zur Bestimmung der π^0–Fragmentationsfunktion verglichen. Am Schluß werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

2.1 Standardmodell

Die in der Natur vorkommenden Kräfte können durch die folgenden Wechselwirkungen beschrieben werden:

- die elektromagnetische Wechselwirkung,
- die schwache Wechselwirkung,
- die starke Wechselwirkung,
- die Gravitation.

Wesentlich für die Entwicklung der Theorie der Elementarteilchen war das Konzept der Feldquantisierung, das seit 1927 zunächst für das elektromagnetische Feld, und bald darauf auch für das Materiefeld verfolgt wurde. Dies führte zur Formulierung der Quantenelektrodynamik (QED). In den sechziger Jahren gelang es Glashow, Salam und Weinberg die schwache Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zu vereinheitlichen (QFD). Zusammen mit der Eichtheorie der starken Wechselwirkung (QCD) bildet sie das sogenannte Standardmodell der Hochenergiephysik. Die Gravitation konnte bisher noch nicht vollständig quantisiert werden. Die Eichtheorien werden in vielen Lehrbüchern erläutert, z. B. [8, 9].
Die elementaren Teilchen des Standardmodells sind die folgenden zwölf Fermionen (Spin 1/2–Teilchen):

Generation	1	2	3
Leptonen	ν_e e^-	ν_μ μ^-	ν_τ τ^-
Quarks	u d	c s	t b

Sie treten in drei Generationen auf, wobei in jeder Generation ein Duplett von Leptonen und drei Dubletts von Quarks existieren. Da Quarks die Farbladung rot (r), grün (g) oder blau (b) oder die entsprechende Antifarbe tragen, tauchen in jeder Generation drei Quarkdubletts auf. Wegen seiner hohen Masse kann das Top–Quark mit heutigen Beschleunigern nur am TEVATRON, dem $p\overline{p}$–Speicherring im Fermilab, der bei einer Schwerpunktsenergie von 1.8 TeV betrieben wird, direkt erzeugt werden. Seine Masse wurde von der CDF Kollaboration zu 176 ± 13 GeV [5] und von der D∅ Kollaboration zu 199 ± 30 GeV [6] gemessen. Die Vorhersage der LEP–Kollaboration von 176 ± 21 GeV aus Präzissionsmessungen elektroschwacher Parameter [4] stimmt hervorragend mit diesen Werten überein.

Die Austauschteilchen, welche die verschiedenen Wechselwirkungen vermitteln, sind die folgenden Bosonen (Spin 1–Teilchen):

QED	schwache Wechselwirkung	QCD
Photon γ	Z- und W-Teilchen Z^0, W^+, W^-	Gluonen $G_{b\bar{r}}, G_{b\bar{g}}, ...$

2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Hierbei handelt es sich um eine abelsche Eichtheorie, die durch eine $U(1)$–Symmetriegruppe dargestellt wird. Als Eichboson tritt das masselose Photon auf, an welches alle elektrisch geladenen Teilchen koppeln. Die Kopplung ist proportional zur elektrischen Ladung. Da Photonen elektrisch neutral sind, können sie nicht untereinander wechselwirken.

Durch das Glashow–Salam–Weinberg–Modell, welches eine nicht abelsche Yang–Mills–Theorie ist, wird die QED mit der schwachen Wechselwirkung, die durch eine $SU(2)_L$[1] Symmetriegruppe beschrieben wird, vereinheitlicht. Dies ergibt die Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ und führt zu einer Kopplung von Isospin und Ladung. Die dabei entstehende neue Quantenzahl ist die Hyperladung Y:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2},$$

wobei Q die elektrische Ladung ist und T_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins. Schwache Vorgänge können nur gemeinsam mit elektromagnetischen Vorgängen konsistent beschrieben werden. Die Austauschteilchen W^+, W^- und Z^0 erhalten ihre Masse über den „Higgs–Mechanismus“, durch den die lokale Isospin–Symmetrie verdeckt wird („spontane Symmetriebrechung“). Ihre Massen hängen vom schwachen Mischungswinkel θ_W ab, der das Verhältnis zwischen elektromagnetischer und schwacher Kopplung angibt:

$$m_{W^\pm} = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sin\theta_W} \tag{2.1}$$

$$m_{Z^0} = m_{W^\pm} \cdot \frac{1}{\cos\theta_W} \tag{2.2}$$

$$G_F \; : \; \text{Femikonstante} \tag{2.3}$$

Desweiteren liefert die Theorie noch zwei weitere Bosonen: das masselose Photon und das Higgs–Teilchen. Für die Masse des Higgs gibt es keine genauen theoretischen Vorhersagen.

Die Kopplungskonstante α ergibt sich zu $\alpha = \frac{1}{137}$. Unter Berücksichtigung von „Strahlungskorrekturen“ wird α abhängig vom Impulsübertrag Q^2. Die Korrekturen in 1. Ordnung zur Streuung einen Elektrons in einem äußeren Potential sind in Abb. 2.1 zu sehen. Die Beiträge der Selbstenergie und der Vertexkorrektur addieren sich zu Null („Ward–Identität“). Der Beitrag der e^+e^- Schleife („Loop“) führt zur Abschirmung der reinen Ladung e_0. Anschaulich wird die „reine“ Ladung e_0 von einer Wolke aus virtuellen e^+e^-–Paaren umgeben, wobei die virtuellen Positronen vom Elektron angezogen werden und die virtuellen Elektronen abgestoßen werden. Dies ist das Analogon zur elektrostatischen Abschirmung durch ein Dielektrikum ($Q_{eff} = Q/\epsilon$). Um die Ergebnisse der Störungstheorie physikalisch zu interpretieren, muß e_0 durch die physikalisch beobachtbare Größe ersetzt werden. Dieser Vorgang wird Renormierung genannt. Der Betrag

[1] Der Index L gibt an, daß der schwache Isospin Strom nur an linkshändige Teilchen koppelt.

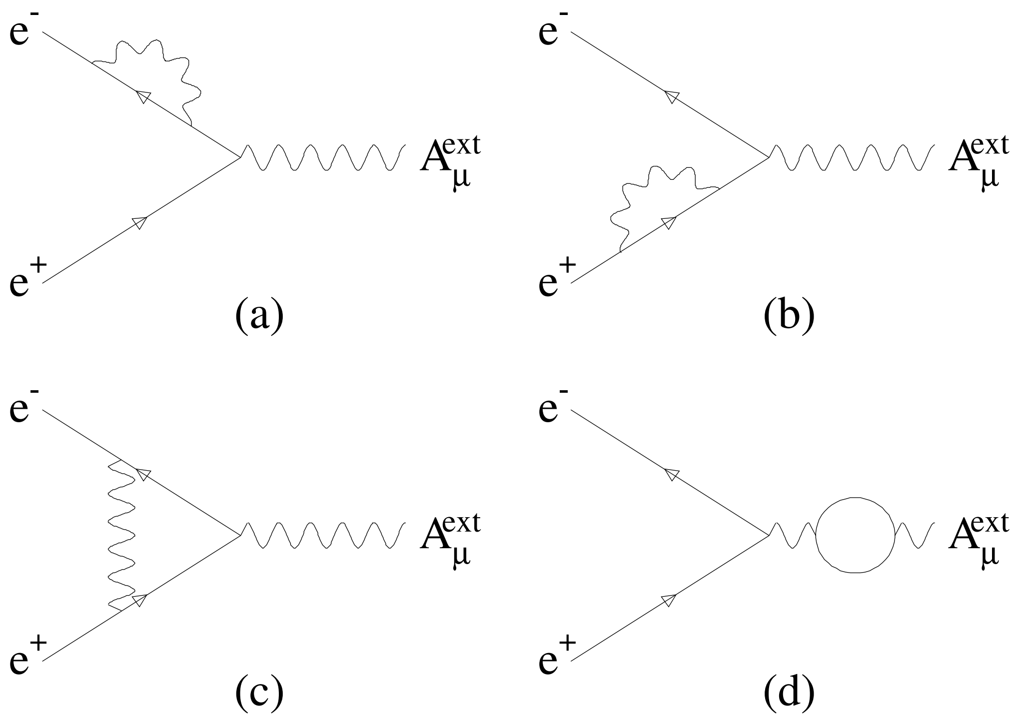

Abbildung 2.1: *Feynman-Diagramme für die Strahlungskorrekturen der Ordnung α zur Streuung eines Elektrons an einem äußeren Potential. (a), (b) zeigen die Beiträge zur Selbstenergie, (c) zur Vertexkorrektur und (d) zur Vakuumspolarisation.*

der e^+e^-–Schleife ist divergent. Durch die Umdefinition der Ladung durch ihre physikalischen (und damit endlichen) Werte können die unendlichen Beiträge jedoch beseitigt werden, so daß endliche Strahlungskorrekturen übrig bleiben. Hierzu wird die Integration über den Schleifenimpuls nur bis zum Abschneidewert $Q^2 = \mu^2$ durchgeführt. Dieser Punkt wird Renormierungsskala genannt.

$$e_R = e_0 \left(1 - \frac{e^2}{12\pi} \ln \frac{\mu^2}{m_e^2}\right)$$

Werden Schleifenkorrekturen höherer Ordnung mitberücksichtigt, so ergibt sich α zu:

$$\alpha(Q^2) = \frac{e_R^2}{4\pi} = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}$$

Hierbei wurden nur die e^+e^-–Schleifen mitberücksichtigt. Bei Q^2–Werten, die größer als die Erzeugungsschwelle für schwerere Teilchen–Antiteilchen sind, liefern auch die $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$...–Schleifen Beiträge zu α. Das Minus–Zeichen im Nenner bewirkt, daß die Kopplungsstärke bei größer werdenden Q^2–Werten d. h. bei kleineren Abständen zunimmt.

2.3 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Zu ihrer Formulierung als Eichtheorie wird lokale Eichinvarianz der Theorie unter Transformation im $SU(3)_{Farbe}$–Raum verlangt. Quarks tragen die Farbladung rot (r), grün (g) oder blau (b). Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die acht masselosen Gluonen, welche Spin 1 und Ladung Null haben. Gluonen tragen Kombinationen von Farb–Antifarbzuständen:

$$r\bar{b}, r\bar{g}, b\bar{g}, b\bar{r}, g\bar{r}, g\bar{b}, \frac{r\bar{r} - b\bar{b}}{\sqrt{2}}, \frac{r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}}{\sqrt{6}}$$

Da sie selbst Farbe besitzen, können sie auch untereinander wechselwirken (s. Abb. 2.2b, c).

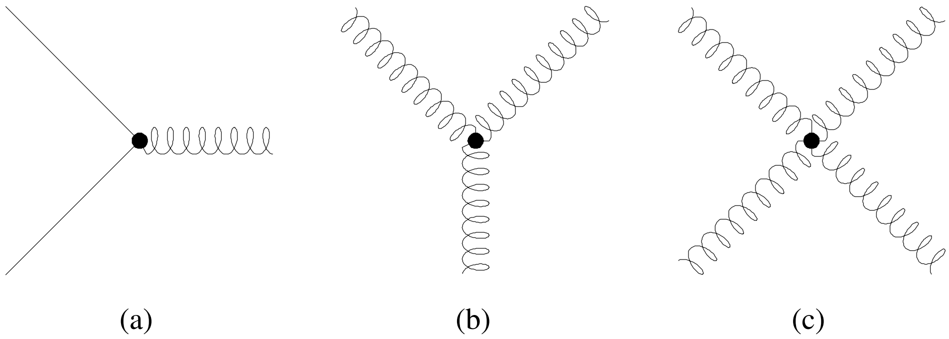

Abbildung 2.2: *Kopplung des Gluons: (a) freies Gluon, (b,c) 3- und 4–Gluonvertex.*

Wie bei der QED ist auch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung energieabhängig und wird daher als „laufende" Kopplungskonstante bezeichnet [10] [11] [12]. Der Verlauf von $\alpha_s(Q^2)$ ist in Abb. 2.3 zu sehen. Mit steigendem Q^2 nimmt die Kopplung ab („asymptotische Freiheit"), während sie für $Q^2 \to 0$ divergiert („Confinement"). Dies ist eine Folge der Gluonselbstwechselwirkung. Die Korrekturen erster Ordnung zu α_s sind in Abb. 2.4 veranschaulicht. Beiträge liefern die Quark- und die Gluonschleife. Da diese Beiträge divergent sind, wird nur bis zum Renorierungspunkt $-q^2 = \mu^2$ integriert. In erster Ordnung ergibt sich $\alpha_s(Q^2)$ zu:

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &= \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\mu^2}} \\ &= \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \\ \Lambda^2 &= \mu^2 \exp\{-\frac{12\pi}{\alpha_s(\mu^2)(33 - 2N_f)}\} \\ N_f &: \text{Anzahl der beteiligten Quarksorten} \end{aligned} \tag{2.4}$$

Der Skalenparameter Λ stellt anschaulich die Grenze zwischen quasifreien Quarks und Gluonen und den gebundenen Zuständen d. h. den Hadronen dar. Λ ist abhängig von der Anzahl der

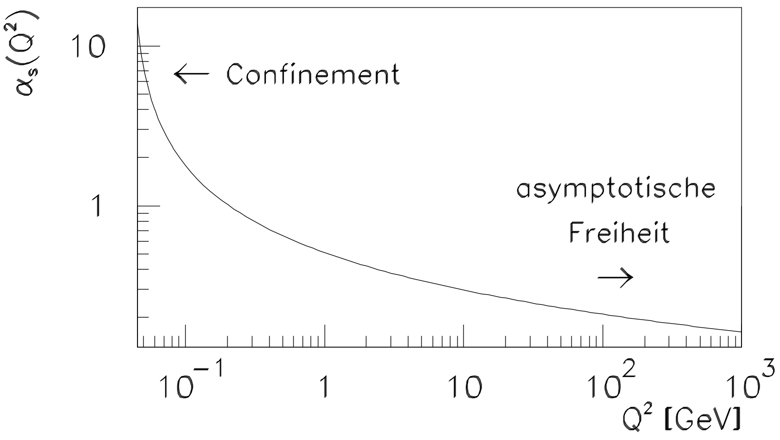

Abbildung 2.3: *Verlauf von $\alpha_s(Q^2)$ als Funktion von Q^2. Für die Berechnung von $\alpha_s(Q^2)$ wurde Gleichung 2.4 mit $\Lambda = 0.2$ GeV und $N_f = 5$ verwendet.*

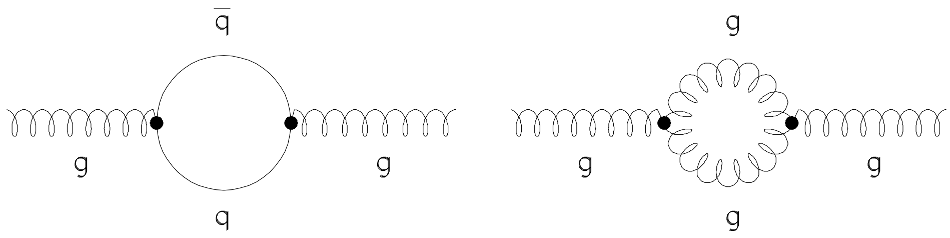

Abbildung 2.4: *Beiträge in 1. Ordnung zu α_s. Neben der Quarkschleife tragen auch die Gluonen zur Vakuumspolarisation bei und bewirken eine Antiabschirmung der Farbladungen.*

beteiligten Flavour[2]. Von daher ist es günstiger Λ durch $\Lambda^{(N_f)}$ zu ersetzen. $\Lambda^{(N_f)}$ ergibt sich aus der Forderung, daß $\alpha_s(Q^2)$ an der Erzeugungsschwelle für einen neuer Quarktyp stetig ist. Als Grenze wird im allgemeinen die Masse des neu hinzugenommmenen Flavours benutzt. Bei der Wahl von Λ tauchen folgende Probleme auf:

- Λ ist abhängig vom Renormierungsschema.
- Λ ist davon abhängig, in welcher Ordnung $\alpha_s(Q^2)$ bestimmt wurde.
- Die Grenze zur Erzeugung eines neuen Flavours ist abhängig von der verwendeten Q^2–Skala.

[2]Flavour ist ein Sammelbegriff für solche Quantenzahlen, wie Ladung, Isospin ..., die zur Kennzeichnung der verschiedenen Quarktypen u, d, s ... dienen.

- Die Quarkmassen sind nur ungenau bekannt und ihre Definition nicht eindeutig.

Häufig wird das „modified minimal substraction“–Renormierungsschema ($\overline{MS}$) [13] benutzt. Dieses Schema ist eichinvariant und kann leicht auf Schleifenkorrekturen höherer Ordnung erweitert werden. In diesem Schema wird $\alpha_{\mathrm{s}}(\mathrm{Q}^2)$ bis zur zweiten Ordnung entwickelt und $\alpha_{\mathrm{s}}(\mathrm{Q}^2)$ lautet:

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &= \frac{12\pi}{33-2N_f t}\left\{1-\frac{918-114N_f}{(33-2N_f)^2}\frac{\ln t}{t}+O\left(\frac{1}{t^2}\right)\right\} \\ t &= \ln\frac{Q^2}{\Lambda^2_{\overline{MS}}} \end{aligned} \tag{2.5}$$

Aus experimentellen Daten ergibt sich für $\Lambda^{(5)}_{\overline{MS}}$:

$$100MeV < \Lambda^{(5)}_{\overline{MS}} < 250MeV.$$

Kapitel 3

Phänomenologie der Parton Fragmentation

In diesem Kapitel werden Modelle vorgestellt, welche die Erzeugung von Hadronen in hochenergetischen Teilchenkollisionen beschreiben. Bei „harten“ Teilchenzusammenstössen, d.h. bei Prozessen mit hohen Energie- und Impulsüberträgen, können die dabei entstehenden farbigen Quarks und Gluonen als quasifrei betrachtet werden. Der Übergang dieser Partonen in die farbneutralen Hadronen, der bei kleinen Q^2-Werte stattfindet, wird als „Hadronisation“ bezeichnet. Der gesamte Vorgang wird „Fragmentation“ genannt. Es ist daher nicht möglich, die Fragmentation mit Hilfe der störungstheoretischen Methoden exakt zu berechnen. Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \lesssim 1\ GeV^2$) ist die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2) \gtrsim 0.5 - 1$, so daß die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist. Der Fragmentationsprozeß läßt sich ledig-

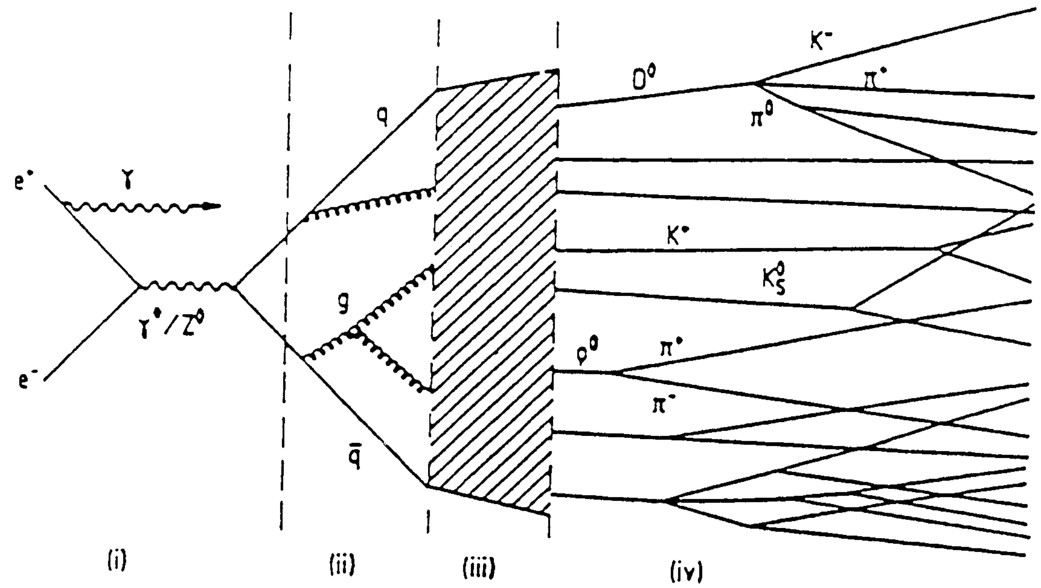

Abbildung 3.1: *Die verschiedenen Phasen der Parton Fragmentation im: (i) „harter“ Prozeß, (ii) perturbative Phase, (iii) „Confinement Region“, (iv) Zerfall der Partonen in Hadronen. Aus [17].*

lich mit Hilfe von phänomenologischen Modellen beschreiben. Üblicherweise wird der Prozeß in verschiedene Q^2–Bereiche unterteilt. Dies ist in Abb. 3.1 am Beispiel der e^+e^-–Annihilation veranschaulicht. In der ersten Phase findet der Vernichtungsprozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ statt, anschließend kann in Phase 2 störungstheoretisch gerechnet werden. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit können die erzeugten Quarks Energie durch Emission von Gluonen verlieren, welche dann in $q\bar{q}$–Paare aufspalten oder weitere Gluonen abstrahlen können, so daß es zur Ausbildung eines Partonschauers kommt. Bei Impulsüberträgen $Q^2 \lesssim 1\ GeV^2$ setzt die dritte Phase ein. Die Farbkräfte sind nun so groß, daß die erzeugten Partonen nicht mehr als frei betrachtet werden dürfen. Es bilden sich farbneutrale Systeme. In der vierten Phase findet der Zerfall der gebildeten Partonen in Hadronen statt. Da der Übergang der Quarks in die Hadronen ein Prozeß ist, der bei kleinen Impulsüberträgen stattfindet, haben die entsprechenden Hadronen bezogen auf die Quark–Richtung nur kleine Transversalimpulse. Die dabei entstehenden Teilchenbündel werden Jets genannt.

Zur Beschreibung des ersten und zweiten Gebietes werden in der Regel zwei verschiedene Näherungen benutzt, die in Kapitel 3.1.1 vorgestellt werden: der Matrixelementansatz und die Partonschauermethode. In Kapitel 3.2 werden verschiedene Modelle zur Beschreibung des Übergangs von den Quarks in die Hadronen erläutert. Eine alternative Beschreibung hadronischer Spektren stellt die „modified leading logarithms approximation“ (MLLA) dar, die anschließend diskutiert wird.

3.1 Näherungen der QCD

3.1.1 Matrixelementansatz

Bei diesem Ansatz werden die exakten Matrixelemente der QCD benutzt, um die Parton–Entwicklung zu beschreiben. Bisher wurden die Matrixelemente bis maximal dritter Ordnung in α_s berechnet. Es können also maximal sechs Partonen im Endzustand vorkommen, deren Viererimpulse und Richtungen durch die QCD festgelegt sind. Somit können maximal sechs Jets entstehen.
Das Ergebnis der Störungsrechnung liefert einen endlichen Wert für das Matrixelement, welches sich aus der Summe der einzelnen Feynman–Diagramme zusammensetzt. Dennoch können die Beiträge von einzelnen Feynman–Graphen divergieren [9, 14]. Es treten „kollineare Singularitäten“ auf, falls eines der Partonen in zwei Partonen aufspaltet, die fast in dieselbe Richtung fliegen. Die Summe über alle kollinearen Zustände hingegen liefert ein endliches Resultat. „Infrarote Singularitäten“ treten auf, falls der Energiebruchteil des abgestrahlten Partons sehr klein ist. Sie sind eng mit der Emission von weichen Gluonen[1] verbunden. Bei der Summation über alle Diagramme heben sich die Infrarotdivergenzen der Loop–Korrekturen gegen die Infrarotdivergenzen der Bremsstrahlungsterme weg.
Physikalisch gesehen bedeuten die oben erwähnten Singularitäten, daß es unmöglich ist, ein isoliertes Quark von einem Quark zu unterscheiden, welches ein weiches oder kollineares Gluon emittiert hat. In der QED gibt es den analogen Effekt bei der Photonemission.

3.1.2 Partonschaueransatz

Bei diesem Ansatz werden die Prozesse höherer Ordnung der Störungstheorie durch die „Leading–Logarithm–Approximation“ (LLA) angenähert, d. h. es werden von allen Ordnungen der Störungs-

[1] Gluonen mit einer Energie, die verglichen mit der Skala des harten Prozesses klein ist.

reihe jeweils die führenden Terme mitgenommen, z.B. alle Terme vom Typ $[\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}]^n$. Im Gegensatz zum exakten Matrixelement können die Partonen „off–mass–shell“ d. h. $Q^2 < 0$ sein. Somit wird eine höhere Parton–Multiplizität erreicht. Innerhalb dieses Modells zerfallen die bei einem harten Prozeß erzeugten Partonen über die Prozesse $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$. Die Verzweigungen werden über die DGLAP–Gleichungen[2] bestimmt. Für den Prozeß $a \to bc$ lautet sie:

$$\frac{df_b(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_a \int \frac{dx'}{x'} f_a(x',t) P_{a\to bc}(\frac{x}{x'}), \tag{3.1}$$

mit

$$\begin{aligned} t &= \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}, \\ f_a(x',t) &: \text{Strukturfunktion des Partons } a, \\ \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a\to bc}(\frac{x}{x'}) &: \text{Wahrscheinlichkeit, das Parton } b \text{ mit dem Impuls-} \\ & \text{bruchteil } \tfrac{x}{x'} \text{ des ursprünglichen Partons } a \text{ im Parton} \\ & a \text{ zu finden.} \end{aligned}$$

Die Splittingfunktionen $P_{a\to bc}$ lauten:

$$P_{q\to qg} = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z}, \tag{3.2}$$

$$P_{g\to gg} = \frac{6(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}, \tag{3.3}$$

$$P_{g\to q\bar{q}} = z^{-1}(z^2+1-z)^2. \tag{3.4}$$

Bei jeder Verzweigung nimmt die Virtualität Q^2 ab. Der Partonschauer endet, wenn $Q^2 < Q_0$ erreicht wird. Der Abschneideparameter liegt für Quarks ungefähr bei der jeweiligen Quarkmasse, für Gluonen bei einer fiktiven Gluonmasse, die so gewählt wird, daß das Gluon anschließend noch in ein $q\bar{q}$–Paar dissoziieren kann. Weiterhin dient Q_0 als Abschneideparameter für die kollinearen Singularitäten. Auch ein Teil der infraroten Singularitäten werden hierdurch unterdrückt.

Durch die Abstrahlung von weichen Gluonen kommt es unter bestimmten Winkeln zu einer destruktiven Interferenz. Ein ähnlicher Effekt taucht in der QED bei der Emission eines weichen Photons von einem der Elektronen eines e^+e^-–Konversionspaares auf. Dort ist die Einschränkung des Abstrahlungswinkels als „Chudakov–Effekt“ bekannt [15]. Dies läßt sich anhand Abb. 3.2 verantschaulichen. Es wird angenommen, daß das Gluon g_4 unter dem Winkel $\theta_1 > \theta_2$ abgestrahlt wird. Aufgrund der Unschärferelation ist die Wellenlänge des Gluons g_4 größer als der Abstand zu g_2 und g_3. Das Gluon kann also die beiden Gluonen g_2 und g_3 nicht auflösen und dementsprechend nicht zwischen dem Gluon g_1 und der Summe $g_2 + g_3$ unterscheiden. Da die Wahrscheinlichkeit der Gluonemission schon bei g_1 berücksichtigt wird, kann g_4 nicht unter einem Winkel $\theta_2 > \theta_1$ emittiert worden sein. Bei Berücksichtigung der infraroten Singularitäten wird die Partonabstrahlung weiterhin durch sukzessive Verzweigungen beschrieben. Der vorhandene Phasenraum wird jedoch verkleinert und die Teilchen werden in bestimmte Winkelbereiche emittiert. Dies hat zur Folge, daß bei zeitartigen Partonkaskaden wie in Abb. 3.2 die Emissionswinkel vom ersten bis zum letzten abgestrahlten Gluon abnehmen. Außerhalb dieser „angular

[2] DGLAP steht für Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi

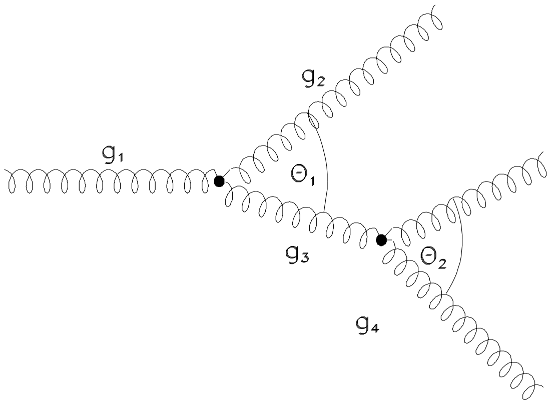

Abbildung 3.2: *Die Ordnung der Winkel bei der Abstrahlung von Partonen.*

ordered"–Bereiche führt die Kohärenz der verschiedenen Emissionsdiagramme in führender Ordnung zu vollständiger destruktiver Interferenz.

3.2 Fragmentationsmodelle

Die zur Zeit erfolgreichsten Beschreibungen des Fragmentationsprozesses sind das „String-Modell", welches von der Lund-Gruppe entwickelt wurde, und das „Cluster-Modell" von Marchesini und Webber. Desweiteren existiert das „Independent-Fragmentation-Modell", welches als erstes erfolgreich in Monte-Carlo-Studien Verwendung fand. Heutzutage ist es unpopulär geworden, da es beispielsweise den „String"-Effekt nicht erklären kann. Auf dieses Modell wird im folgenden nicht weiter eingegangen. Übersichten über die Modelle sind in [16, 17] zu finden.

3.2.1 String–Fragmentation

Ausgangspunkt des String–Fragmentations–Modells ist das Farbfeld, welches sich zwischen $q\overline{q}$–Paaren bildet und als „String"[3] aufgefaßt wird. Hierbei handelt es sich um ein masseloses, rela-

Abbildung 3.3: *Farbfeldlinien zwischen einem Quark und einem Antiquark.*

tivistisches Gebilde ohne transversalen Freiheitsgrad (s. Abb. 3.3). Er beschreibt den Energie–

[3] String (engl.): Faden

und longitudinalen Impulsfluß zwischen zwei Partonen. Die Energie, die in einem String enthalten ist, ist proportional zur Länge:

$$U = \kappa\, l, \tag{3.5}$$

wobei die Konstante κ aus der Untersuchung von Charmonium– und Bottomoniumspektren zu $\kappa \approx 1$ GeV/fm ≈ 0.2 GeV^2 bestimmt wurde.
Die Stringfragmentation beruht auf dem Modell von Artru und Mennessier [18]. Das Quark q_0 und das Antiquark $\bar{q}_0$, welche bei $z = t = 0$ erzeugt werden, bewegen sich in entgegengesetzte Richtung. Schließlich ist die potentielle Energie des Strings so groß, daß es energetisch günstiger ist, wenn der String aufbricht und ein $q_1\bar{q}_1$–Paar erzeugt. Dies geschieht typischerweise bei einer Entfernung zwischen den Quarks von 2 – 5 fm. Es bilden sich Strings zwischen $q_0\bar{q}_1$ und $q_1\bar{q}_0$ aus, die wiederum aufbrechen und weitere $q_i\bar{q}_i$–Paare bilden. Die Fragmentationsfunktion ergibt sich zu:

$$f(z) = z^{-1} \exp \frac{-b\ m_\perp^2}{z}, \tag{3.6}$$

wobei $m_\perp = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}$ die transversale Masse des erzeugten $q\bar{q}$–Paares ist. Der Faktor $\exp(-\frac{\pi m^2}{\kappa})$ gibt die Unterdrückung von $s\bar{s}$ und $c\bar{c}$–Paaren aus dem Vakuum an und macht Vorhersagen für die Baryonproduktion. Wird zusätzlich Links–Rechts–Symmetrie verlangt, so ergibt sich die symmetrische Fragmentationsfunktion:

$$f(z) = \frac{1}{z} z^{\alpha_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{\alpha_\beta} \exp \frac{-b\ m_\perp^2}{z}, \tag{3.7}$$

$$z = \frac{(E + p_{||})_M}{(E + p_{||})_q},$$

$\alpha_{\alpha,\beta}$: Parameter für die Quarksorte vor und nach dem Aufbrechen des Strings.

Die „Lichtkegelvariable“ z ist invariant unter einer longitudinalen Lorentztransformation. Werden die Parameter α_α und α_β als gleichgroß für alle Quarksorten angenommen, so vereinfacht sich Gleichung 3.8 zu:

$$f(z) = \frac{(1-z)^{\alpha_\beta}}{z} \exp \frac{-b\ m_\perp^2}{z}. \tag{3.8}$$

Die Parameter a und b werden aus experimentellen Daten bestimmt. Diese Funktion genügt dem Rekursionsprinzip. Es besagt, daß der Jet, der durch das Quark q_i entsteht, die gleiche Struktur besitzt wie der Jet, der mit dem ursprünglichen Quark q_0 verbunden ist, sofern die unterschiedliche Energie berücksichtigt wird. Bei der Hadronisation schwerer Quarks kann die Masse der Quarks nicht länger vernachlässigt werden, da Hadronen, die c- oder b–Quarks enthalten, einen größeren Anteil der ursprünglichen Energie wegtragen. Gleichung 3.8 kann folgendermaßen erweitert werden:

$$f(z) = \frac{1}{z^{1+r_Q b m_Q^2}} z^{\alpha_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{\alpha_\beta} \exp \frac{-b\ m_\perp^2}{z}, \tag{3.9}$$

wobei $r_Q = 1$ ist. r_Q kann für verschiedene Quarksorten unterschiedlich gewählt werden, um einen stetigen Übergang zur Fragmentationsfunktion (s. Gl. 3.8) für leichte Quarks zu erhalten. Bei der Hadronisation schwerer Quarks werden experimentelle Daten meistens durch die Fragmentationsfunktion von Peterson et al. [19] beschrieben. Nach Peterson et al. gilt:

$$f(z) = \left[z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_i}{1-z}\right)\right]^{-1}, \tag{3.10}$$

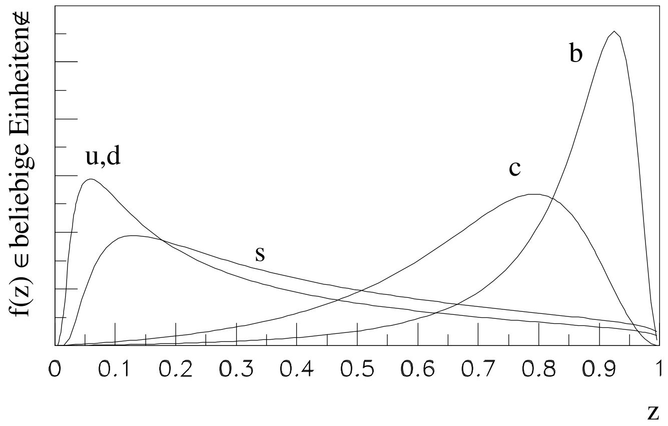

Abbildung 3.4: *Fragmentationsfunktionen $f(z)$ für leichte und schwere Quarks.*

$$\begin{aligned} \epsilon_i &\sim \left(\frac{m_i}{M_i}\right)^2, \\ m_i &= \text{leichte Quarkmasse des Hadrons i}, \\ M_i &= \text{schwere Quarkmasse des Hadrons i}. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Die Fragmentationsfunktionen für die Quarks sind in Abb. 3.4 gezeigt, wobei für die schweren Quarks die Funktion von Peterson et al. verwendet wurde.

Im String–Fragmentations–Modell bleiben die Quantenzahlen (Energie, Impuls, Flavor ...) an jeder Stelle des Fragmentationsprozesses erhalten. Desweiteren ist der Prozeß lorentz–invariant. Die phänomenologischen Parameter dieses Modells sind:

- Unterdrückung der Entstehung schweren Quarks in der Fragmentation:
  $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} = 1 : 1 : 0.33 : 10^{-11} : 0$
- Breite des p_t–Spektrums der erzeugten Hadronen: $\sigma_q = 350 MeV$
- Diquark zu Quark–Rate: $\frac{(qq)}{q} = 0.09$

Für das Verhältnis von Vektor– zu Pseudoskalarteilchen gilt aufgrund der Spingewichte $r = \frac{3}{1}$.

In Abb. 3.5 ist die Gluonfragmentation dargestellt. Ein Gluon wird als transversale Anregung des Strings verstanden. Es wird gewöhnlich als „Knick“ auf dem String dargestellt. Entlang der Stringstücke entstehen $q\overline{q}$–Paare, so daß der „Knick“ auf ein Feldsegment isoliert wird, wobei dieses Segment die Masse eines physikalischen Teilchens haben muß. Die verbliebenen Stringstücke zerfallen jeweils in ihrem Ruhesystem, d.h. bezogen auf das Laborsystem sind sie in Bewegung. Die damit verbundene Lorentztransformation führt zu einer asymmetrischen Teilchenverteilung. Zwischen Quark– und Gluon–Jets wird eine größere Teilchendichte als zwischen Quark–Jets gefunden. Dies wird als „String–Effekt“ bezeichnet. Er wurde erstmals 1980 von der JADE–Kollaboration beobachtet [20].

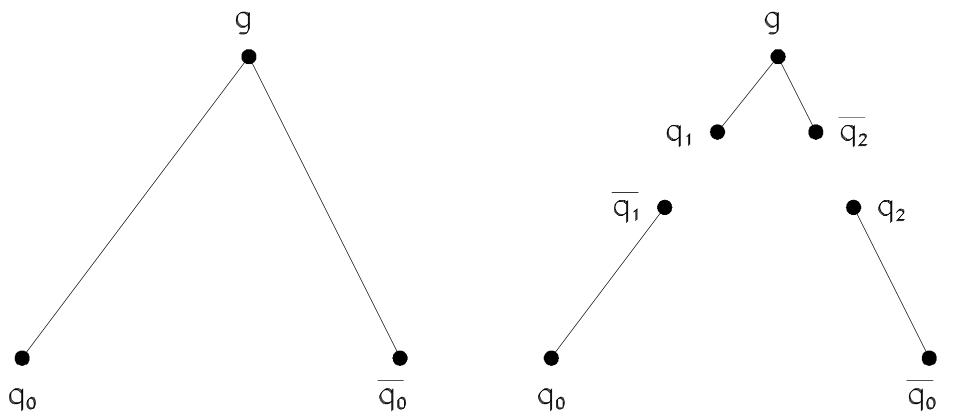

Abbildung 3.5: *Gluonfragmentation im LUND Modell.*

3.2.2 Farbdipol–Fragmentation

Anstelle eines Strings, der zwischen einem $q\overline{q}$-Paar gespannt ist, bildet sich analog zum elektromagnetischen Dipol ein Farbdipol aus [50, 22]. Bei der Emission eines Gluons spaltet der Dipol in zwei Dipole auf. Diese voneinander unabhängigen Dipole können weitere Gluonen abstrahlen. Es existieren somit drei Arten von Farbdipolen: $q\overline{q}, qg(\overline{q}g)$ und gg–Dipole. Die Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den entsprechenden Feynman-Graphen. Hierüber werden auch die Energiebruchteile der einzelnen Partonen bestimmt. Unberücksichtigt bleiben noch zwei weitere Freiheitsgrade, die die Abstrahlung im Raum angeben. Dies sind beispielsweise der Azimutwinkel ϕ des abgestrahlten Gluons und der transversale Rückstoß des abstrahlenden Partons. Der Azimutwinkel ϕ wird gleichmaßig über den Raum $[0 : 2\pi]$ verteilt. Bei einem $q\overline{q}$–Dipol ergibt sich der Rückstoß aus der Spinverteilung. Die Wahrscheinlichkeit, daß eines der Quarks seine Richtung beibehält, ist proportional zum Quadrat der Energie dieses Quarks. Für qg und gg–Dipole lassen sich diese Spinargumente nicht anwenden. Der transversale Rückstoß wird so gewählt, daß die Störung des Farbflusses auf benachbarte Dipole minimal ist. Dies läßt sich beispielsweise so modellieren, daß das Gluon im Falle eines qg-Dipols seine Richtung beibehält, während sich die Richtung des Quarks ändert, da es auf der Quarkseite keine benachbarten Dipole gibt. Im Falle einen gg-Dipols wird der Rückstoß so gewählt, daß die Summe der Transversalimpulse relativ zur Ursprungsrichtung der abgestrahlten Gluonen im Schwerpunktssystem minimal ist. Für die Verteilung des Polarwinkels θ ergibt sich:

$$\theta = \frac{x_3^2}{x_1^2 + x_3^2}(\pi - \Psi)$$

wobei Ψ der Winkel zwischen den beiden Partonen 1 und 3 ist. Zur Winkelordnung bei der Abstrahlung wird der transversale Impuls benutzt:

$$p_{\perp 1}^2 > p_{\perp 2}^2 > ...$$

Dies wird über die Sudakov-Formfaktoren geregelt. Unter der Annahme, daß die Dipole voneinander unabhängig sind, ist es rein formell möglich, eine Gluonemission bei einem höheren Transversalimpuls zu haben als das vorhergehende Gluon. Von daher muß die Winkelordnung

verlangt werden. Neben der Gluonabstrahlung ist auch der Prozeß $g \to q\overline{q}$ möglich. Für den Fall, daß der Transversalimpuls des Gluons und die invariante Masse des $q\overline{q}$-Systems klein ist, läßt sich der Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}q\overline{q}$ faktorisieren in die Prozeße $e^+e^- \to qg\overline{q}$ und $qg\overline{q} \to q\overline{q}q\overline{q}$. Der zweite Prozeß wird in die zwei gleichgroßen Anteile qg und $g\overline{q}$ aufgeteilt. Somit konkurieren die Prozeße der $q\overline{q}$–Produktion und einer weiteren Gluonabstrahlung miteinander. Bei einer $p_\perp^2$-Skala überwiegt die $q\overline{q}$–Produktion.
Auch Photonabstrahlung läßt sich in dieses Modell leicht einbauen. Ein $q\overline{q}$–Paar ist immer ein elektromagnetischen Dipol. Die Photonabstrahlung ist ein Konkurenzprozeß zur Gluonabstrahlung. In diesem Modell läßt sich die Photonabstrahlung nur im Endzustand darstellen. Die Emission im Anfangszustand wird über den harten Prozeß eingebaut. Somit sind keine Interferenzeffekte zwischen den Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand möglich.
Der Hauptunterschied zu anderen Modellen liegt in der Winkelordnung der Emissionen. Beim Farbdipolmodell ist die Skala $p_\perp^2$, während bei anderen Modellen typischerweise der Impulsübertrag Q^2 verwendet wird.

3.2.3 Cluster–Fragmentation

Bei der Cluster–Fragmentation müssen als erstes die an dem „physikalischen“ Prozeß beteiligten Gluonen in $q\overline{q}$–Paare zerfallen. Anschließend bilden sich aus benachbarten Quarks und Antiquarks farbneutrale Cluster. Dies wird als „Preconfinement“ bezeichnet.

Ist die Clustermasse größer als die maximal zulässige Masse M_{Clust}^{max}, zerfällt das System über $q\overline{q}$–Erzeugung in zwei Cluster. Dieses Aufspalten ist notwendig, da der Ansatz des Clusterzerfalls für große Massen ungültig ist. Vor der endgültigen Clusterbildung zerfallen b und t–Quarks über die schwache Wechselwirkung, d. h. die Farbsingletts, die anschließend in die Hadronen fragmentieren, enthalten nur noch u, d, s oder c–Quarks. Die Cluster zerfallen isotrop entsprechend dem verfügbaren Phasenraum und den möglichen Resonanzen. Dabei wird ein Quarkpaar oder ein Diquarkpaar über ein statistisches Modell erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der verschiedenen Flavor wird über die Quarkmassen geregelt. Die wichtigsten Parameter dieses Modells sind der Skalenparameter Λ_{QCD}, die minimale Masse Q_0, die maximale Clustermasse M_{Clust}^{max} und die Quarkmassen m_q. Dieses Modell benötigt keine phänomenologischen Parametrisierungen wie die Fragmentationsfunktion und weniger Annahmen als das SF–Modell. Der String–Effekt wird durch Interferenz weicher Gluonen erzeugt. Es ist das einzige Modell, in dem der Transversalimpuls der Hadronen langsam mit der Schwerpunktsenergie steigt.

3.3 MLLA und LPHD

Einen anderen Ansatz hadronische Spektren zu beschreiben, liefert die „modified leading logarithm approximation“ (MLLA) [23, 24] in Verbindung mit der „Lokalen Parton Hadron Dualität“ (LPHD) [24] beschreiben. Dieses Modells macht vorhersagen über die Eigenschaften hadronischer Systeme wie z.B. Multiplizität, Teilchenflüsse, inklusive Teilchenspektren, Korrelationen zwischen Teilchen usw.. Hierbei wird auf phänomenologischen Modelle zur Charakterisierung der Fragmentation verzichtet und die Spektren können mit Hilfe einiger weniger Parameter dargestellt werden. Die MLLA macht eine Vorhersage über die Partonspektren. Der Zerfall der Partonen beruht auf der Annahme der LPHD, die besagt, daß das Spektrum der Partonen innerhalb des Partonschauers proportional zum Hadronspektrum ist:

$$D^H = k \cdot D^P. \tag{3.12}$$

Da der Übergang vom Parton zum Hadron lokal im Phasenraum erfolgt, ist der Normierungsfaktor k unabhängig vom skalierten Impuls $x_p = 2 \cdot p/\sqrt{s}$ und der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [25].

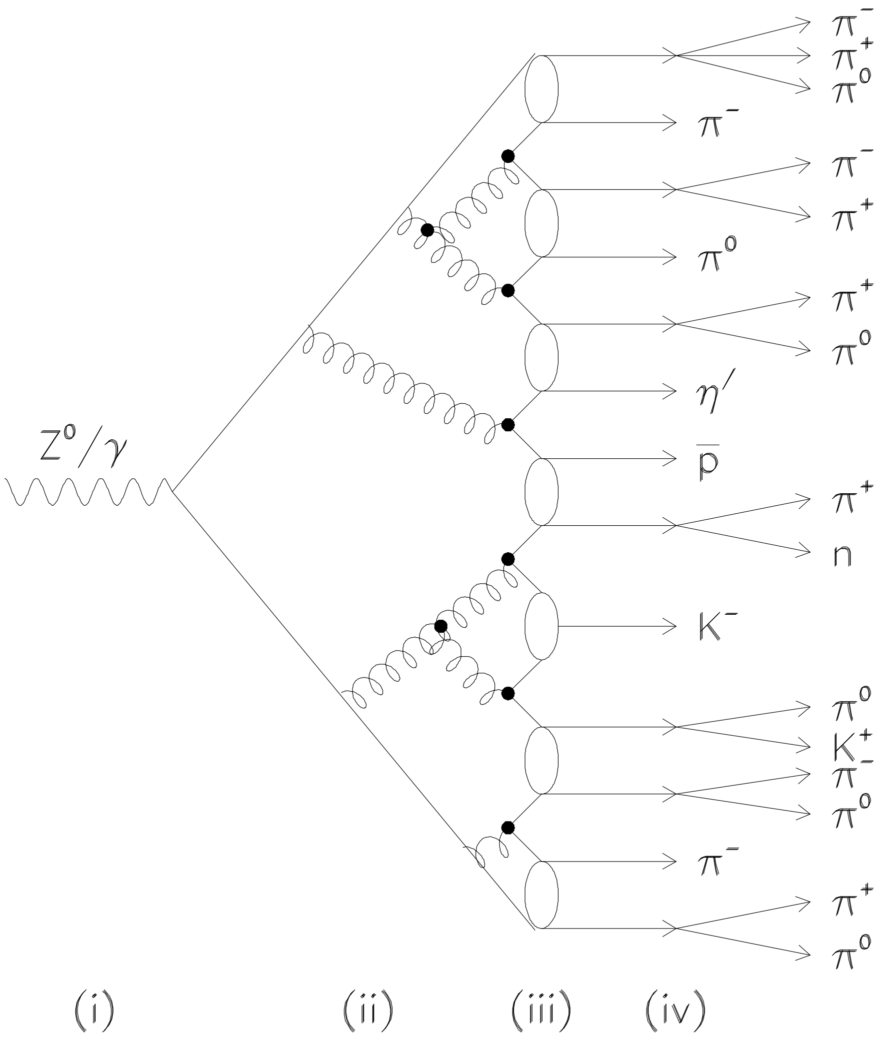

Abbildung 3.6: *Der Clusterzerfall: (i) e^+e^-–Vernichtung, (ii) erzwungene Gluonaufspaltung $g \to q\overline{q}$, (iii) Clusterbildung und (iv) Clusterzerfälle.*

Nicht–perturbative Effekte werden auf eine Normierungsgröße reduziert, die die Parton- mit den Hadronspektren verbindet. Die Konstante k wird experimentell bestimmt. Diese Hypothese manifestiert sich beispielsweise in der Beobachtung des String–Effekts. Bei der MLLA werden die „leading logarithm“ und die „next to leading logarithm“–Terme in allen Ordnungen berücksichtigt. Die physikalische Bedeutung der „next to leading logarithm“–Terme ist die kohärente Abstrahlung von weichen Gluonen ($x \ll 1$) innerhalb eines Jets. Diese Gluonen nehmen zwar nur einen kleinen Teil der Gesamtenergie auf, aber ein Großteil der erzeugten Partonen liegt in diesem Bereich. Somit haben diese weichen Gluonen eine große Bedeutung bei der Beschreibung der Teilchenspektren. Da der Abstrahlungswinkel des Gluons bei jeder Verzweigung abnehmen muß (s. Kap. 3.1.2), wird somit der Transversalimpuls der entstehenden Partonen begrenzt. Ab einem gewissen Winkel ist es nicht mehr möglich, das Gluon und das Parton als isolierte Teilchen zu identifizieren. Das Gluon muß also unter einem Winkel θ abgestrahlt werden, für den $\theta > 1/kR$ gilt, wobei k der Impuls des Gluons ist und R der Radius des Kegels, innerhalb dessen nicht unterschieden werden kann, ob es sich um ein isoliertes Parton handelt oder um ein Parton, welches ein Gluon abgestrahlt hat. Durch diesen Effekt wird die Partonproduktion bei kleinen x unterdrückt. Dies läßt sich anhand eines vereinfachten Modells, in welchem die Partonverzweigungen in erster Ordnung berechnet werden, veranschaulichen [23]. In Abb. 3.7

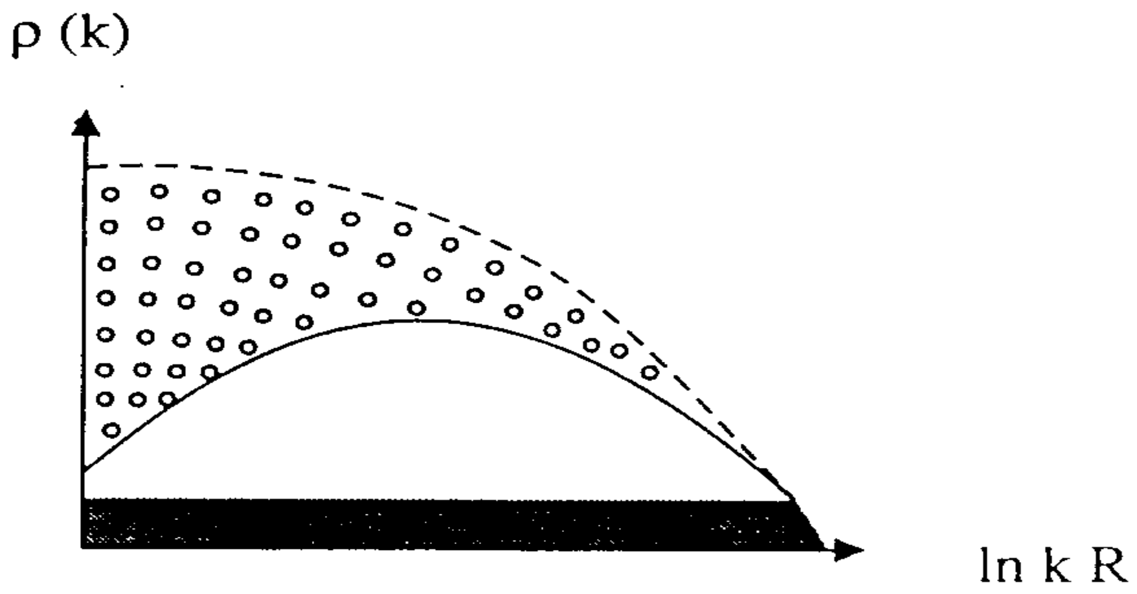

Abbildung 3.7: *Einfluß der Farbkohärenz auf Partonspektren $\rho(k) = dn/d\ln k$ als Funktion von $\ln(k \cdot R)$, wobei k der Impuls des Gluons ist und R der Radius des Kegels, innerhalb dessen nicht unterschieden werden kann, ob eine Partonabstrahlung stattgefunden hat. Die gepunktete Fläche entspricht dem Anteil, der nicht erlaubt ist, wenn von inkohärenter Abstrahlung (gestrichtelt) zu kohärenter Abstrahlung (Linie) überwechselt wird. Die schwarze Fläche entspricht $\rho(k) = dn/d\ln k = konst.$, wenn keine weiteren Partonabstrahlungen betrachtet werden. Aus [23].*

ist das Teilchenspektrum mit der Phasenraumdichte $\rho(k) = dn/\ln k = konst.$ zu sehen. Diese Form ergibt sich für Hadronen mit begrenzten Transversalimpuls innerhalb eines Quarkjets der Energie E. Gezeigt wird weiterhin die Form des Spektrums nach der Partonschauerentwicklung, falls die Abstrahlungen inkohärent sind und unter Berücksichtigung der Farbkohärenz. Die Farbkohärenz führt zur Ausbildung des sogenannten „humped back plateaus“. Das Maximum liegt bei $k \sim \sqrt{E}$ und seine Höhe nimmt mit zunehmender Jetenergie zu. Abb. 3.7 zeigt weiterhin, daß bei inkohärenter Abstrahlung durch kinematische Effekte $\rho(k) = \sqrt{k^2 - m^2}$ ebenfalls ein Maximum existiert. Dieses Maximum befindet sich allerdings an der Phasenraumgrenze bei $E \sim m$. Durch die LPHD überträgt sich die Unterdrückung der Partonen bei kleinen x auf die Hadronen.

Zur Beschreibung der Hadronspektren ist es günstig, den differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht als Funktion der Energie darzustellen, sondern als Funktion von $\xi_p = \ln 1/x_p$ mit $x_p = 2 \cdot p/\sqrt{s}$, da diese Größe sensitiver auf die Unterdrückung der Partonen bei kleinen x ist:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{d\xi_p} = K^h \cdot D_q(\Lambda_{\text{eff}}, Q_0, \sqrt{s}, \xi_p). \tag{3.13}$$

Hierbei ist K^h die Normierungskonstante, die sich aus der LPHD Hypothese ergibt, Λ_{eff} die effektive Skala und Q_0 der Abschneideparameter für die Regularisierung kollinearer Divergenzen. Q_0 gibt die Grenze an bis zu der die Partonschauerentwicklung stattfinden kann. Zudem ist sie ein Maß für die minimale Energie, die bei einer Verzweigung abgestrahlt werden kann ($E_p = xE \gtrsim k_\perp \gtrsim Q_0$) und ist damit abhängig von der Teilchensorte. Da Gleichung 3.13 analytisch nicht lösbar ist, wird zumeist eine vereinfachte Form („limited spectrum“) verwendet, welches für $Q_0 = \Lambda_{\text{eff}}$ gilt:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{d\xi_p} = C \cdot f(\sqrt{s}/\Lambda_{\text{eff}}, \xi_p) \tag{3.14}$$

Bislang kann die MLLA in Verbindung mit der LPHD Hypothese die Daten gut beschreiben und eine Vorhersage über die Position des Maximums ξ_p^* als Funktion der Schwerpunktsenergie und der Teilchenmasse machen. Für die Abhängigkeit des Maximums ξ^* von der Schwerpunktsenergie gilt:

$$\xi^*(\sqrt{s}) = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_{\text{eff}}} + K\sqrt{\ln \frac{\sqrt{s}}{2\Lambda_{\text{eff}}}}, \tag{3.15}$$

mit

$$K = \frac{1}{36} \frac{297 + 2n_f}{\sqrt{297 - 18n_f}} = \frac{101}{324}\sqrt{3} \qquad \text{für } n_f = 3. \tag{3.16}$$

Für die Anzahl der Teilchensorten wurde $n_f = 3$ angenommen, da hauptsächlich die leichten u, d und s–Quarks an der Partonschauerentwicklung teilnehmen. In erster Näherung ist

$$\xi^*(\sqrt{s}) \propto \ln \sqrt{s} \tag{3.17}$$

Die Änderung des Maximums als Funktion der Teilchenmasse ergibt sich aus der Annahme, daß der Abschneidparameter Q_0 für die Partonschauerentwicklung bei der Teilchenmasse liegt. Mit $Q_0 = \Lambda_{\text{eff}}$ und mit der LPHD ergibt sich in erster Näherung:

$$\xi^*(M_H) \propto \ln M_H \tag{3.18}$$

Aus dem Wert von Λ_{eff} läßt sich mit Hilfe von Gleichung 2.4 die Kopplungskonstante α_s berechnen. Der Wert für α_s, der sich aus diesem Modell ergibt, lautet [26]:

$$\alpha_s(m_{Z^0}) = 0.1043 \pm 0.022. \tag{3.19}$$

Er ist konsistent mit dem Mittelwert von $\alpha_s(M_{Z^0}) = 0.117 \pm 0.005$ [27]. In diesem Zusammenhang sei angemerkt, daß es sich bei der Skala Λ_{eff} nicht um Λ_{QCD} handelt. Durch die Annahmen, daß $Q_0 = \Lambda_{\text{eff}}$ ist, wird Λ_{eff} abhängig von der Teilchenmasse.

Kapitel 4

Das Experiment

4.1 Der LEP Speicherring

LEP ist die Abkürzung für „Large Electron Positron Collider". Er ist der zur Zeit größte e^+e^-–Speicherring der Welt und befindet sich am CERN in Genf. Er hat einen Umfang von 26.7 km

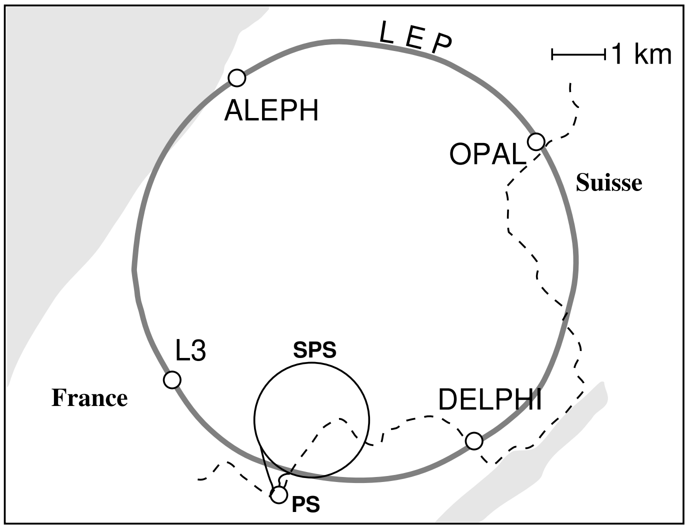

Abbildung 4.1: *Schematische Übersicht über den LEP–Speicherring.*

und wird bei einer Schwerpunktsenergie, die der Z^0–Resonanz entspricht (ca. 91.2 GeV) betrieben, da dort der Wirkungsquerschnitt am größten ist. Er ist um zwei Größenordnungen gegenüber dem Kontinuumswert erhöht. Zum Ausmessen der Parameter, die den Verlauf der Resonanz beschreiben („Lineshape"), wurde zeitweise die Energie variiert. 1991 wurden Daten bei $\pm 1, \pm 2, \pm 3$ GeV um die Z^0-Energie genommen und 1993 bei drei Energien (± 0 und ± 1 GeV um die Resonanz). Dieses Jahr wird ein weiterer Drei–Punktescan durchgeführt, um die Fehler auf die „Lineshape"–Parameter um den Faktor $\sqrt{2}$ zu reduzieren.

Elektronen und Positronen zirkulieren bei LEP im selben Strahlrohr, in dem sich pro Teilchensorte vier oder acht Teilchenbündel, sogenannte „Bunches", im Ring befinden. An acht Punkten können die Teilchen zur Kollision gebracht werden. An vier dieser Punkte befinden sich die LEP–Experimente: ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. LEP wird mit 20 GeV Elektronen und Positronen gefüllt, die auf 45.6 GeV beschleunigt und anschließend fokussiert werden. Ein Teilchenbündel ist ca. 60 μm $\times$ 200 μm groß und hat eine Stromstärke von 350 μA. Die Energiebreite pro Teilchenbündel beträgt 35 ± 1.5 MeV. Die Umlaufzeit beträgt 88.92 μs. Der Energieverlust, der im Mittel 120 MeV beträgt, wird durch Hochfrequenzkavitäten ausgeglichen. All diese Vorbereitungen für die Datennahme dauern ca. drei Stunden. Anschließend können ca. 15 Stunden lang Daten genommen werden. Ein Überblick über die integrierte Luminosität ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die höhere Luminosität 1993 verglichen mit 1992 ist dadurch zu

Jahr	$\int Ldt$ $[pb^{-1}/Jahr]$	Bemerkungen
1989	1.3	kurze Datennahme
1990	8.6	Datennahme ausschließlich auf Z^0-Resonanz
1991	17.3	Energievariation bei $\pm 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ GeV um 91.2 GeV
1992	28.6	Datennahme ausschließlich auf Z^0-Resonanz
1993	35.3	Energievariation bei ± 0 und ± 1 GeV um 91.2 GeV
1994	63.8	Datennahme ausschließlich auf Z^0–Resonanz

Tabelle 4.1: *Integrierte Luminosität pro Jahr bei DELPHI.*

erklären, daß LEP mit jeweils acht Teilchenbündeln anstelle der vorher üblichen vier Bündel gelaufen ist. 1992 wurden die Daten ausschließlich auf der Z^0-Resonanz genommen während 1993 ein Energiescan durchgeführt wurde. Somit wurden 1993 trotz der höheren Luminosität nur dieselbe Anzahl von multihadronischen Ereignissen aufgezeichnet.

Ab dem nächsten Jahr wird es bei LEP möglich sein, eine Schwerpunktsenergie von 174 GeV zu erreichen. Bei dieser Energie wird es möglich sein nach neuen Teilchen zu suchen und die W^+W^-–Paarproduktion zu untersuchen. 2004 soll der „Large Hadron Collider“ (LHC) in Betrieb genommen werden. Anstelle von Elektronen und Positronen werden dann im LEP–Tunnel Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht.

4.2 Der DELPHI Detektor

DELPHI ist eines der vier LEP–Experimente. DELPHI ist die Abkürzung für „**De**tektor für **L**epton **Ph**oton **H**adron **I**dentifizierung“. Besonderer Wert wurde auf die Teilchidentifikation, die genaue Bestimmung der Ortskoordinaten der entstehenden Teilchen, hohe Kalorimetergranularität und präzise Vertexbestimmung gelegt. Der Detektor ist zylindersymmetrisch und hat einen Durchmesser von 10 m und eine Länge von 10 m. Der schematische Aufbau ist in Abb. 4.2 zu finden. In der folgenden Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten wird das folgende Koordinatensystem gewählt: die z–Achse ist parallel zur e^-–Richtung; der Radius R und der Azimuth φ liegen in der Ebene senkrecht auf z, wobei $\varphi = 0$ auf der x–Achse liegt. Der Polarwinkel θ ist der Winkel zwischen R und z.

Von innen nach außen befinden sich die folgenden Detektorkomponenten im Zentralbereich

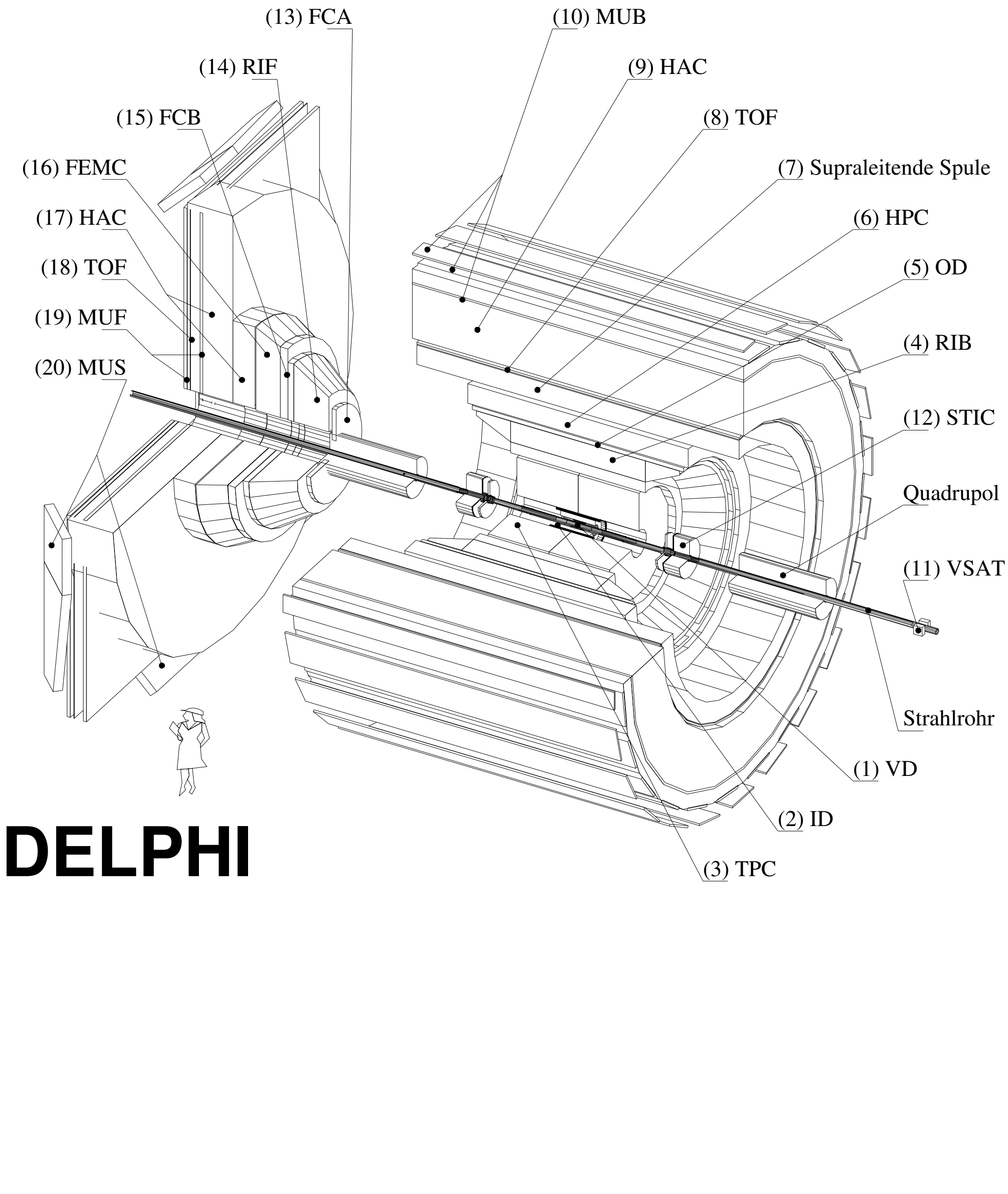

Abbildung 4.2: *Der schematische Aufbau des DELPHI–Detektors.*

des DELPHI Detektors (weitere Details sind in [28] [29] zu finden):

(1) **Vertex Detektor (VD):** Mit Hilfe dieses Detektors, der sich nahe am Wechselwirkungspunkt befindet, werden primäre und sekundäre Zerfallsvertices bestimmt, wobei letztere wichtig für die Erkennung von b-Ereignissen sind. Es handelt sich um einen 24 cm langen Silizium–Streifen–Detektor, der aus drei Lagen besteht, die sich im Abstand von 6.3, 9.0 und 11.3 cm vom Strahlrohr befinden und den Polarwinkelbereich zwischen $25 - 155^0, 37 - 143^0$ und $44 - 136^0$ abdecken. Die schematische Darstellung des Detektors ist in Abb. 4.3 zu sehen. Bis Ende 1993 konnten nur R und φ bestimmt werden. Für

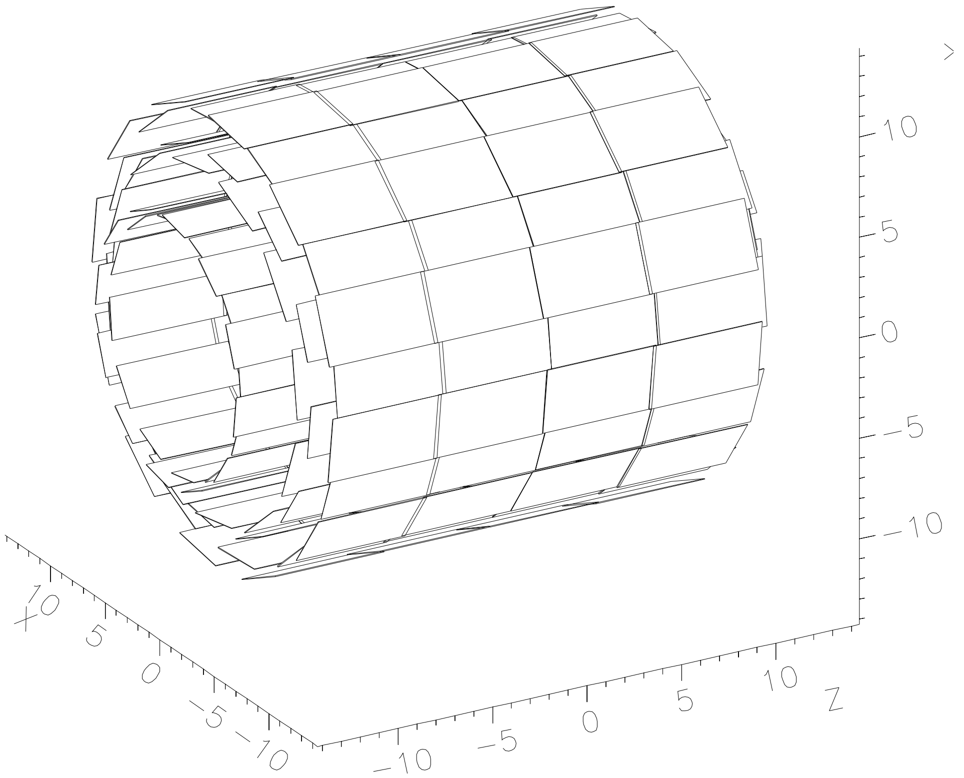

Abbildung 4.3: *Der schematische Aufbau des dreilagigen Vertex–Detektors.*

die Datennahme 1994 wurde die erste Lage durch eine doppelseitige Siliziumlage ersetzt, die auch Informationen über die z–Komponente liefert. Die dritte Lage wurde durch zwei Lagen ersetzt, die erste liefert R–φ–Informationen und die zweite Informationen über R–z. Im nächsten Jahr wird auch die zweite Lage durch doppelseitige Si–Streifendetektoren ersetzt werden. Zusätzlich wird der Vertex Detektor verlängert, um auch Spuren unter noch kleineren Winkeln messen zu können. Die Auflösung ist durch die korrekte Ausrichtung mit den anderen Detektoren beschränkt. Für Dimyon Ereignisse wurde eine räumliche Auflösung von 20 μm erreicht.

(2) **Innerer Detektor (ID):** Der ID verbessert die Vertexauflösung und agiert als schneller Trigger für geladene Teilchen. Er deckt den Winkelbereich zwischen $11.8 < R < 28$ cm und $\theta > 17^0$ ab und besteht aus zwei Teilen:

- einer inneren Driftkammer mit Jet–Kammer–Geometrie. In azimutaler Richtung ist sie unterteilt in 24 Sektoren, die jeweils 15^0 in φ abdecken. Jeder Sektor besteht aus 24 Signaldrähten parallel zur Strahlachse. Das Gasgemisch ist so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit proportional zum Abstand vom Vertex ist. Die Driftzeit für geladene Teilchen beträgt weniger als 100 ns und wird zur schnellen Triggerung benutzt. Pro Spur werden bis zu 24 R–φ–Punkte gemessen.
- fünf zylindersymmetrischen Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) mit jeweils 192 Signaldrähten und 192 Kathodenstreifen, welche Informationen über die z–Komponente liefern. Pro Spur werden maximal fünf Punkte in R–φ und R–z gemessen.

Für die einzelnen Punkte einer Spur werden die folgenden Auflösungen erzielt:

$$\begin{aligned} \sigma = 250\ \mu m & \quad \text{in } R-\varphi, \\ \sigma = 880\ \mu m & \quad \text{in } R-z, \\ \Delta_{min} \approx 1\ cm & \quad \text{minimaler Abstand zwischen 2 Spuren.} \end{aligned} \tag{4.1}$$

(3) **Zeit-Projektions-Kammer (TPC):** Die TPC ist die größte und wichtigste Spurkammer bei DELPHI. Spuren werden in Form einer dreidimensionalen Raumkurve rekonstruiert, welche Informationen über den Energieverlust dE/dx liefern. Die TPC deckt den Winkelbereich zwischen 29 – 122 cm in R und ± 150 cm in z ab. Hierbei handelt es sich um eine Driftkammer, die mit einem Ar:CH_4 (80:20) Gemisch bei Normaldruck betrieben wird. Sie ist in zwei Hälften unterteilt, deren Driftfeld jeweils in entgegengesetzte Richtung zeigt, so daß beim Teilchendurchgang die ionisierten Elektronen entlang der Teilchenspur zu den Endkappen driften. Aufgrund des Magnetfeldes, welches parallel zum elektrischen Feld ist, wird eine Diffusion der Ladungswolke in R–φ–Richtung unterdrückt. Somit wird auch nach einer langen Driftstrecke noch eine gute Ortsauflösung erreicht. Die Endkappen sind unterteilt in sechs Sektoren mit jeweils 192 Auslesedrähten und 16 kreisförmig angeordneten Reihen von Auslesepads. Somit können pro Spur 16 mal die Ortskoordinaten bestimmt werden. Hinter den Auslesedrähten befinden sich Kathodenpads. Mit Hilfe elektrostatischer Induktion wird der Ladungsschwerpunkt und damit die R–φ–Position bestimmt. Über die Driftzeit läßt sich die z–Komponente bestimmen. Die Pulshöhe der Auslesedrähte ist eine Maß für den Energieverlust. Die Ortsauflösung beträgt:

$$\begin{aligned} \sigma = & \ 250\ \mu m \quad \text{in } R-\varphi \\ \sigma = & \ 900\ \mu m \quad \text{in z.} \end{aligned} \tag{4.2}$$

(4) (14) **RICH Detektoren (RIB, RIF)**: Mit Hilfe des RICH werden Pionen, Protonen und Kaonen bis hinauf zu hohen Impulsen über den gesamten Raumwinkelbereich voneinander unterschieden. Die Teilchenidentifizierung basiert auf dem Cherenkov Effekt. Dieser Effekt tritt ein, wenn ein hochenergetisches geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit durchfliegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Es bildet sich eine kohärente Wellenfront unter einen festen Winkel bezüglich der Teilchentrajektorie aus. Die senkrecht zu diesen Wellenfronten auf einem Kegel um die Teilchenspur emittierte Strahlung wird als Cherenkov–Strahlung bezeichnet. Der Öffnungswinkel θ und die Anzahl der abgestrahlten Photonen ist gegeben durch:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}, \tag{4.3}$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} Q^2 \sin^2\theta, \tag{4.4}$$

mit:

$$\begin{aligned}
\beta &= \text{Geschwindigkeit des Teilchens,} \\
n &= \text{Brechungsindex,} \\
\frac{dN}{dE} &= \text{Anzahl der Photonen pro Energieintervall,} \\
\alpha &= \text{Feinstrukturkonstante.}
\end{aligned}$$

Um einen großen Impulsbereich für die Teilchenseparation abzudecken, werden bei DELPHI zwei Radiatormedien mit unterschiedlichen Brechungsindices benutzt. Es werden Flüssig- (C_6F_{10}) und Gasradiatoren (C_5F_{12} im Zentralbereich, C_4F_{10} im Vorwärtsbereich) eingesetzt. Die im Flüssigradiator erzeugten Cherenkovphotonen durchqueren ein Quarzfenster und werden in einem Photondetektor nachgewiesen. Dieser Detektor besteht aus Driftröhren, welche aus Quarz hergestellt sind, und funktioniert wie eine TPC mit MWPC's zur Auslese. Zum Photonennachweis wird das spezielles Gas TMAE beigemischt, welches wie eine Photokathode arbeitet. Photonen aus dem Gasradiator werden mit Hilfe parabolischer Spiegel auf den selben Photondetektor reflektiert und fokussiert. Für die Messung des Cherenkovwinkels muß die Position des Teilchendurchgangs bekannt sein. Aus diesem Grund befindet sich der RICH zwischen den Spurdetektoren TPC und äußerer Detektor bzw. im Vorwärtsbereich zwischen den Vorwärtskammern A und B. Somit ist die Teilchenspur vor und hinter dem RICH bekannt. Im Vorwärtsbereich an den beiden Endkappen befindet sich der RIF. Auch er besteht aus Gas- und aus Flüssigradiatoren. Die Cherenkovphotonen werden in einer photosensitiven TPC nachgewiesen. Aus den Koordinaten der Photonen wird der Emissionswinkel bezüglich der Teilchenspur rekonstruiert. Seit Ende 1991 liefert der RICH im Zentralbereich und seit Ende 1993 auch im Vorwärtsbereich Daten. Bislang wurde eine $\pi, p, K-$Trennung von vier Standardabweichungen bis zu 18 GeV im Zentralbereich und 30 GeV im Vorwärtsbereich erzielt.

(5) **Äußerer Detektor (OD):** Der OD erhöht die Impulsauflösung beim Teilchendurchgang und liefert schnelle Triggerinformationen. Er ist ca. 2 m vom Strahlrohr entfernt und deckt den Winkelbereich $42^0 < \theta < 138^0$ ab. Er besteht aus fünf Lagen von Driftröhren, die parallel zur Strahlachse angeordnet sind. In azimutaler Richtung ist er aus 24 Modulen aufgebaut, die aus fünf Lagen bestehen. Jede Lage ist mit 32 4.7 m langen Driftröhren bestückt, die im begrenzten Streamermodus arbeiten. Jede Lage liefert R–φ–Informationen, wovon drei dieser Lagen zusätzlich eine ungenaue, aber schnelle Messung für den Trigger liefern. Insgesamt wird für jede Spur dreimal die Ortskoordinate und zweimal die R–φ–Koordinate bestimmt. Es werden die folgenden Auflösungen erreicht:

$$\begin{aligned}
\sigma &= 110\ \mu m \quad \text{in } R - \varphi, \\
\sigma &= 3.5\ cm \quad \text{in z.}
\end{aligned} \tag{4.5}$$

(6) **Elektromagnetisches Kalorimeter (HPC):** Das elektromagnetische Kalorimeter wird im nächsten Abschnitt ausführlich erläutert.

(7) **Supraleitende Spule:** Für die Impulsmessung von geladenen Teilchen und die hohe R-φ Auflösung der HPC wird ein hohes Magnetfeld benötigt. In DELPHI wurde ein

supraleitender NB-Ti–Solenoid von 1.2 T Stärke installiert. Das homogene Magnetfeld zeigt parallel zur Strahlachse. Mit Hilfe von flüssigem Helium wird der Magnet bei einer Temperatur von $T = 4.5$ K betrieben. Der Solenoid hat eine Länge von 7.4 m und einen inneren Radius von 2.6 m. Der Strom im Magnet beträgt $I = 5000$ A.

(8) (18) **Flugzeitmesser (TOF):** Der TOF liefert ein Vetosignal für kosmische Teilchen und parallele Myonen. Er besteht aus 192 Szintillationszählern, die entlang der Strahlachse angeordnet sind. Sie werden über Photovervielfacher an beiden Enden der Zähler ausgelesen. Aus der Ankunftszeit von geladenen Teilchen in diesen Zählern können Untergrundprozesse und „physikalische" Ereignisse unterschieden werden.

(9) (17) **Hadronkalorimeter (HAC):** Zur Messung hadronischer Schauer wurde ein Gas–Sampling–Kalorimeter innerhalb des Eisenjochs installiert. Im Zentralbereich wird ein Winkelbereich von $43^0 < \theta < 137^0$ abgedeckt. Im Zentralbereich besteht das HAC aus 20 Lagen von Gasdetektoren, die im begrenztem–Streamer–Modus arbeiten. Im Vorwärtsbereich wird ein Winkelbereich von $11^0 < \theta < 48^0$ und $131.5^0 < \theta < 168.5^0$ abgedeckt. Der Vorwärtsbereich besteht aus 19 Gasdetektorlagen. Insgesamt besteht das HAC aus 19032 Subdetektoren. Für die Datenauslese werden mehrere Detektoren zu Blöcken, die zum Vertex zeigen (sogenannten „Towern") zusammengefaßt. Die typische Größe eines „Towers" ist $25 \times 25 \times 35\ cm^3$. Die Energieauflösung des HAC lautet:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{112\%}{\sqrt{E}} \oplus 2.1\%.$$

Die Granularität beträgt $\triangle\varphi = 3.75^0$ und $\triangle\theta = 2.96^0$.

(10) **Myonkammern im Zentralbereich (MUB):** Myonen werden in den Myonkammern nachgewiesen, die sich außerhalb des Eisenjochs befinden. Alle anderen Teilchen werden mit großer Wahrscheinlichkeit vorher absorbiert. Der Detektor besteht aus 1372 Driftkammern, welche aus drei Lagen aufgebaut sind. Die erste Lage befindet sich noch innerhalb des HAC bei $R = 446$ cm nach 90 cm Eisen und besteht aus drei Ebenen von Driftkammern. Die zweite Lage befindet sich außerhalb des HAC's bei $R = 479$ cm nach weiteren 20 cm Eisen und besteht aus zwei Driftkammerebenen. Um nichtsensitive Bereiche in der zweiten Lage abzudecken, wurde eine weitere Lage mit zwei Driftkammerlagen bei $R = 532$ cm eingebaut. Die Driftkammern werden im Proportionalbereich betrieben, wobei als Driftgas Ar/CH4/CO2 (85.5/8.5/6) benutzt wird. Die Auflösung wurde aus Dimyon-Ereignissen bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \sigma = &\quad 2\ mm \quad \text{in } R - \varphi, \\ \sigma = &\quad 80\ mm \quad \text{in z.} \end{aligned}$$

Im Vorwärtsbereich befinden sich zusätzlich die folgenden Detektorkomponenten:

(11) **Kleinstwinkelluminositätsmonitor (VSAT):** Ebenso wie der SAT wird der VSAT benutzt, um die Luminosität bei der Datennahme zu messen. Dies geschieht mit Hilfe von Bhabha–Ereignissen (Ereignisse der e^+e^-–Streuung), welche hauptsächlich in Vorwärtsrichtung produziert werden und dessen Wirkungsquerschnitt sehr gut bekannt ist. Die gemessene Rate ist ungefähr das zehnfache der Z^0–Rate. Weiterhin wird der Untergrund durch Elektronen und Röntgenstrahlung bestimmt, um das richtige Funktionieren von LEP zu überprüfen und um den Untergrund für Bhabha–Ereignisse zu bestimmen. Der VSAT deckt den Bereich zwischen $5 < \theta < 7$ mrad ab und befindet sich ungefähr im Abstand von 6–8 cm vom Strahlrohr. In z–Richtung liegt er bei $z = \pm 7.7$ m. Beide Seiten bestehen aus einem W-Si–Kalorimeter. Die Energieauflösung beträgt 5% bei 45 GeV.

(12) **Kleinwinkelluminositätsmonitor (STIC):** Dieser Detektor, der den Bereich $29 < \theta < 185$ mrad abdeckt, ist der wichtigste Luminositätsmonitor bei DELPHI. Hierbei handelt es sich um ein Sampling-Kalorimeter, welche aus mehreren Lagen von Szintillatoren bestehen, die sich zwischen laminierten Bleiplatten befinden. Die Auslese geschieht über Photoelektroden mittels Fasern, die die Wellenlänge verschieben. Aus Testdaten wurde für Bhabha-Ereignisse eine Energieauflösung von 2.7 % ermittelt und eine Ortsauflösung, die besser als 2 % ist. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung beträgt 0.11%. Der STIC hat 1994 den SAT ersetzt, der sich bei $z = \pm 2.5$ m befand und den Bereich zwischen $2.5^0 < \theta < 7.7^0$ abdeckte. Er bestend aus einem Kalorimeter mit einem davor sitzenden Spurdetektor. Das Kalorimeter bestand aus Lagen von abwechselnd Bleischichten und Plastikszintillatoren, die parallel zum Strahl ausgerichtet waren. Der Spurdetektor war aus drei Lagen von großflächigen Si–Dioden aufgebaut, die sich bei z = 203, 216 und 230 cm befanden.

(13) (15) **Vorwärtskammern A and B (FCA, FCB):** Diese Spurdetektoren messen die Impulse von geladenen Teilchen im Vorwärtsbereich bei $11^0 < \theta < 30^0$ bzw. $148^0 < \theta < 169^0$. Sie verbessern die Auflösung der Impulsbestimmung aus der TPC. und befinden sich bei z = 155–165 cm und z = 267-283 cm. Die FCA ist aus drei Doppellagen mit Streamerröhren ausgestattet. Jede dieser Lage ist um 120^0 zueinander gedreht. Um Links–Rechts–Ambiguitäten zu verhindern, ist jede Lage um einen halben Drahtabstand zueinander verschoben. Pro Spur werden somit 2×3 Koordinaten gemessen. FCB besteht aus sechs Doppellagen mit derselben Geometrie wie bei der FCA, jede Doppellage ist allerdings zusätzlich durch jeweils eine Kathodenlage voneinander getrennt. Die Ortsauflösung beträgt:

$$\begin{array}{lll} \text{FCA:} & \sigma_x = 290\ \mu m & \sigma_y = 294\ \mu m, \\ \text{FCB:} & \sigma_x = 150\ \mu m & \sigma_y = 150\ \mu m. \end{array}$$

(16) **Elektromagnetisches Kalorimeter im Vorwärtsbereich (FEMC):** Das FEMC befindet sich bei $z = \pm 2.84$ m und deckt den Winkelbereich zwischen $10^0 < \theta < 36.5^0$ und $143.5^0 < \theta < 170^0$ ab. Dieses Kalorimeter besteht aus 9064 Bleiglasblöcken mit einer Strahlungslänge von 20 χ_0. Die Blöcke sind in Form von abgeschnittenen Pyramiden aufgebaut, die zum Wechselwirkungspunkt zeigen. Die Granularität beträgt $\sim 1^0 \times 1^0$ in R–φ. Die Energieauflösung, die mit Hilfe von Bhabha–Ereignissen bestimmt wurde, beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 4.8\ \%\ \text{bei}\ 45.6\ \text{GeV}.$$

Neutrale Schauer mit einer Mindestenergie von 2 GeV besitzen eine Auflösung von:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

(19) (20) **Myonkammern im Vorwärtsbereich (MUF und MUS):** Zur Impulsmessung von Myonen im Vorwärtsbereich, wurden in DELPHI vier Module eingebaut. Sie bestehen aus zwei Lagen mit jeweils 22 Driftkammern, welche im begrenzten Streamermodus laufen. Die erste Lage befindet sich innerhalb des HAC bei z = 464 cm nach einer 85 cm dicken Bleischicht. Die zweite Schicht ist außerhalb des HAC bei z = 501 cm montiert. Jede Lage ist in vier Quadranten unterteilt, die eine Fläche von $4.4 \times 4.4\ m^2$ überdecken, wobei jede Driftzelle $435.4 \times 18.8 \times 20\ cm^3$ groß ist. Die Ortsauflösung wurde mit parallelen Myonen bestimmt zu:

$$\sigma = 3\ mm \text{ in x und y.}$$

1994 wurde weitere Myonkammern (SMU) hinzugefügt, um den nichtsensitiven Bereich bei 50^0, also den Bereich zwischen Zentral- und Vorwärtsbereich, abzudecken.

4.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Beim elektromagnetischen Kalorimeter bei DELPHI handelt es sich um die sogenannte HPC[1] [30, 31, 32]. Wie eine TPC basiert sie auf der Zeitprojektionstechnik. Mit ihr lassen sich Schauer

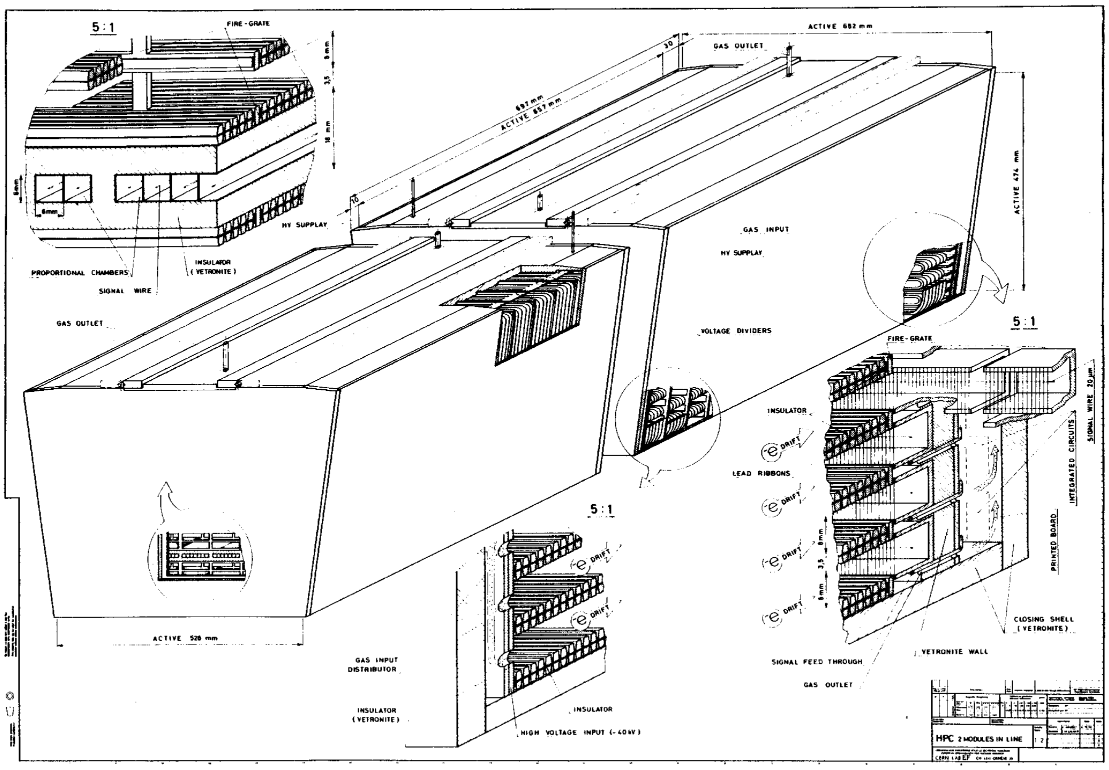

Abbildung 4.4: *Der schematische Aufbau der HPC.*

in allen drei Raumrichtungen rekonstruieren, wobei eine hervorragende Ortsauflösung erreicht wird. Durch die longitudinale Schauerverteilung lassen sich elektromagnetische und hadronische Schauer unterscheiden. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 4.4 dargestellt. Die HPC befindet sich innerhalb der magnetischen Spule bei R = 208–260 cm und $\mid z \mid < 254$ cm und deckt somit den Winkelbereich zwischen $41^0 < \theta < 138^0$ und $\mid z \mid < 254$ cm ab. Sie besteht aus insgesamt 144 Modulen, die in sechs Ringen entlang der Strahlachse angeordnet sind. Zwischen den einzelnen Modulen befinden sich in φ alle 15^0 und in θ bei $\theta = 49^0, 67^0, 90^0, 113^0$ und 139^0 nichtsensitive Bereiche. Jedes einzelne dieser Module ist ein Blei–Gas–Sampling–Kalorimeter mit einer Tiefe von 18–22 Strahlungslängen (je nach Einfallwinkel). Die Driftlänge beträgt 85 cm im inneren und mittleren Ring und 65 cm im äußeren. Jedes Modul besteht aus 40 Bleilagen von 3 mm Dicke. In der jeweils 8 mm dicken Schicht dazwischen befindet sich das Driftgas Argon/Methan

[1]HPC steht für „High density Projection Chamber“.

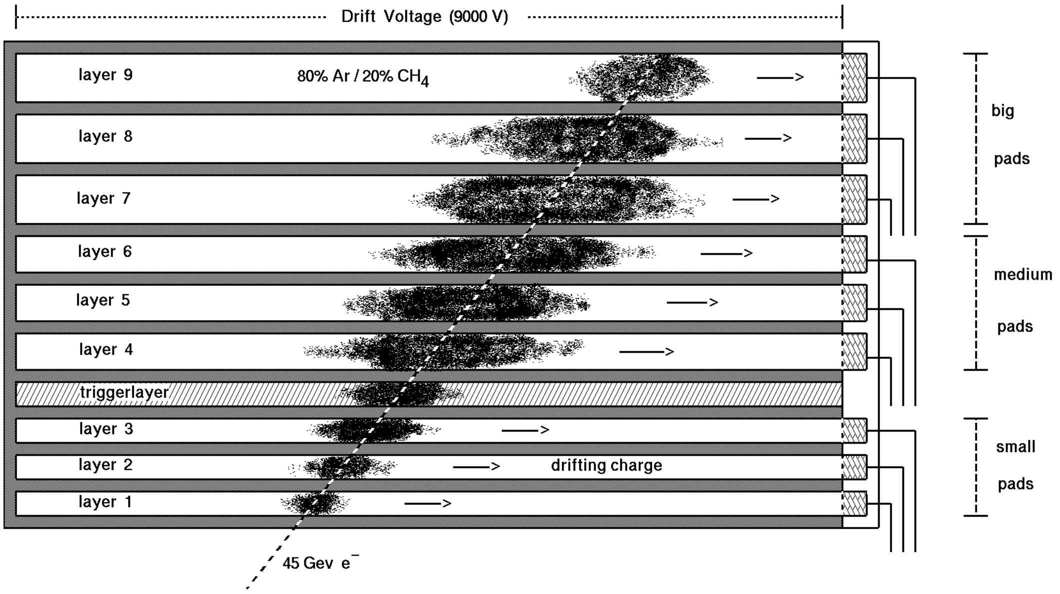

Abbildung 4.5: *Schematische Ansicht eines HPC Moduls in der R–φ–Projektion. Aus [31].*

(80/20). Jede Bleilage besteht aus einer Fiberglas-Epoxy-Grundstruktur (0.1 mm Dicke), auf der beidseitig Bleidrähte von 1.7 *mm* Durchmesser aufgeklebt sind. Zwischen den einzelnen Drähten besteht ein Spannungsunterschied von 100 V/cm entlang der z–Achse. Geladene Teilchen und Photonen können in den Bleischichten elektromagnetische Schauer erzeugen. Geladene Teilchen produzieren in den Bleischichten Bremsstrahlung und Photonen e^+e^-–Paare. Die so erzeugten Teilchen ionisieren das Gas und die Ladungswolken driften im homogenen elektrischen Feld, welches parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist, an den Rand des Moduls. Dort werden sie über Vieldrahtproportionalkammern ausgelesen (s. Abb. 4.5). Jedes Modul ist in 128 Kathodenpads unterteilt, die jeweils einzeln ausgelesen werden (s. Abb. 4.6). Insgesamt besteht die Auslese somit aus 18432 Kanälen pro Ereignis. Die Pads sind in R–Richtung in 9 Reihen aufgeteilt. Um eine gute Ortsauflösung zu erreichen, sind die Pads kleiner bei kleineren Radien (Breite ca. 2 cm) und werden nach außen hin größer (Breite ca. 8 cm). In den ersten drei Reihen enthalten die Pads jeweils drei Schichten mit Driftgas, die folgenden drei Reihen enthalten jeweils vier Gasschichten, die restlichen Reihen sechs. Jedes Pad wird 256 mal pro Ereignis über FADC's ausgelesen. Die Granularität in z ist somit durch die Auslesezeit der FADC gegeben, die 68 *ns* beträgt. Dies entspricht einer Driftlänge von 3.5 mm. Insgesamt werde also 4.7 Millionen Energiemessungen pro Ereignis durchgeführt. Die hierbei anfallende Datenmenge wird durch Unterdrückung von Rauschen auf 5 Kbyte reduziert.

Sind die Daten auf Band geschrieben werden sie in der „Offline"–Analyse weiterverarbeitet. Für die HPC steht hierzu das Programm HPCANA [33] zur Verfügung, welches aus den aufgezeichneten Daten die physikalischen Information (z. B. Energien und Impulse) ermittelt und welches für die richtige Kalibration und Ausrichtung in Bezug auf die anderen Detektoren zuständig ist. Das Programm besteht aus zwei Schritten. Im ersten Schritt werden die Ladungen der einzelnen Pads in Cluster unterteilt. Ausgehend von der Ladungsverteilung der einzelnen Zeitintervalle der FADC–Auslese ist ein Cluster definiert als der Bereich, in welchem die Ladung benachbarter Zeitintervalle jeweils über einem bestimmten Grenzwert liegen. Ab einer bestimmten Breite des Clusters in z–Richtung wird ein höherer Grenzwert gewählt und die

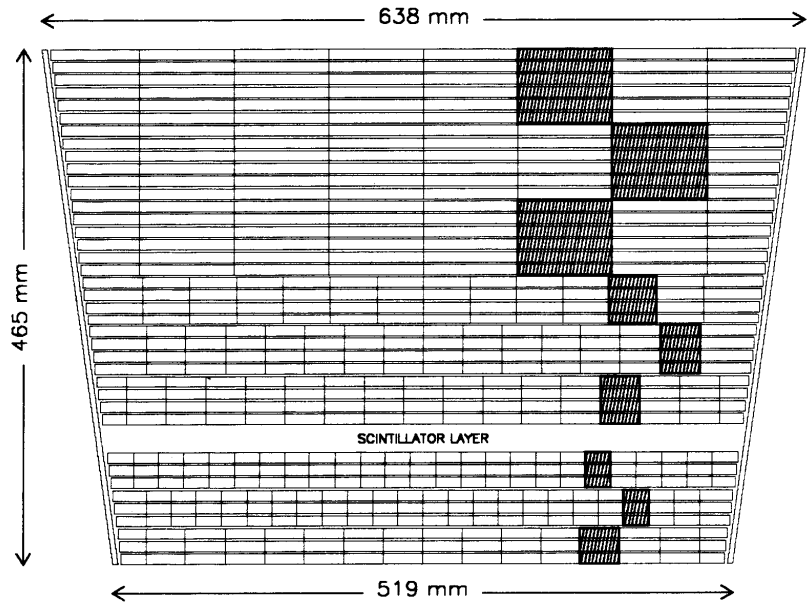

Abbildung 4.6: *Die Kathodenpadsegmentierung der Auslese eines HPC Moduls in der R–z–Projektion. Aus [32].*

Cluster werden in weitere Cluster unterteilt. Die Grenzwerte und der Wert, wann ein Cluster in kleinere Cluster aufgeteilt wird, wurden mit Hilfe von simulierten Ereignissen festgelegt. In den neuesten Reprozessierungen (93*c* und 94*b*) werden zusätzlich Fluktuationen durch „curling“–Elektronen unterdrückt. Hierbei handelt es sich um sehr niederenergetische Elektronen oder Positronen, deren Bahnkrümmung so groß ist, daß sie nicht in der Lage sind, das Modul in R–φ–Richtung zu verlassen. Sie bewegen sich auf einer Spiralbahn an den Rand des HPC–Moduls und erzeugen somit „falsche“ neutrale Schauer (s. Abb. 4.7). Schauer werden rekonstruiert, indem benachbarte Cluster aufsummiert werden. Hierzu werden die Cluster aller 9 Lagen auf ein z–$R\varphi$–Gitter bei $R = 217$ cm projiziert, wobei die Intervallbreiten so gewählt sind, daß sie einem Zeitintervall in z also 3.4 mm entsprechen. Da die Padbreiten in $R\varphi$–Richtung größer sind als die Intervallbreite, wird die Ladung gleichmäßig auf die Intervalle aufgeteilt. Anschließend wird die Ladungsverteilung auf ein Gitter in θ und φ von jeweils $0.5^0 \times 0.5^0$–Auflösung projiziert, worauf lokale Maxima ermittelt werden. Wird ein signifikantes Minimum zwischen zwei Maxima gefunden, so werden diese Gebiete getrennt. Die einzelnen Gebiete werden als Schauer definiert. Die Energie und die θ und φ–Richtungen bei $R = 217$ cm werden bestimmt.

Im zweiten Schritt werden geladene Spuren in die HPC extrapoliert. Falls ein Schauer kompatibel mit einer Spur ist, wird der Schauer zur Spur assoziiert. Für niederenergetische Schauer wird entlang der Spurextrapolation nach zusätzlichen Schauern, die nur aus wenigen Clustern bestehen, gesucht und die Schauer werden gegebenenfalls aufgeteilt.

Mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen wurde die Ortsauflösung von Elektronen bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \sigma_z &= 4\ mm, \\ \sigma_\varphi &= 17 mrad, \\ \sigma_\vartheta &= 15\ mrad. \end{aligned}$$

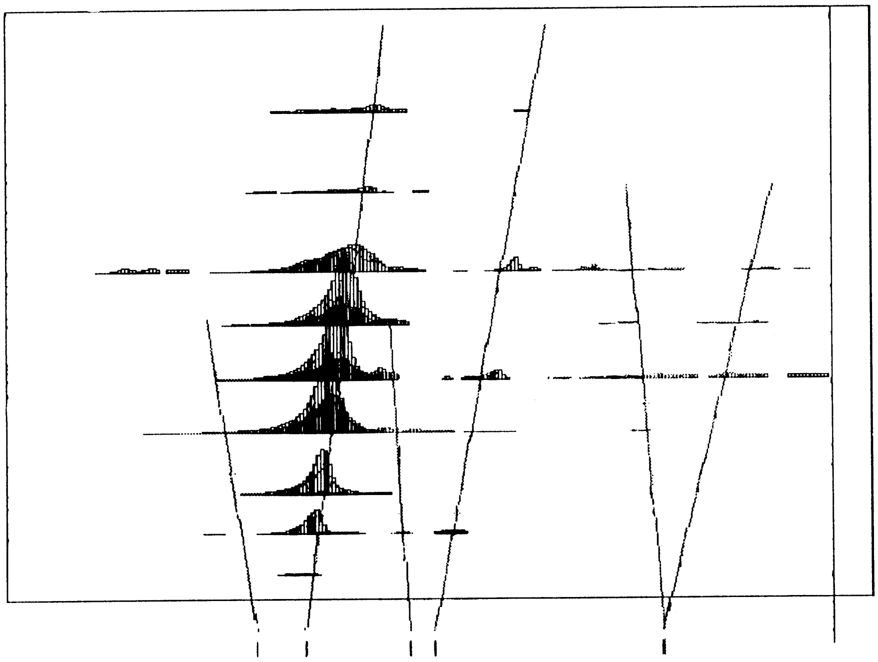

Abbildung 4.7: *Beispiel eines „curling"-Elektrons in einem HPC–Modul. Das niederenergetische Elektron spiralt nach rechts an den Rand des Moduls und täuscht so weitere niederenergetische Schauer vor, die mit Hilfe von HPCANA rekonstruiert werden. Hierbei handelt es sich um ein Photon aus einem Ereignis* $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

Die Energieauflösung bei 45.6 GeV beträgt:

$$\sigma_E(45.6GeV) = 6\%$$

Die Auflösung und die Kalibration der HPC für Photonen wird in Kapitel 6.3 behandelt.

Um einen schnellen Trigger für elektromagnetische Schauer zu erhalten, wurden zwischen der dritten und vierten Reihe nach ca. 4.5 Strahlungslängen Plastikszintillatoren installiert. Diese werden mit Hilfe von optischen Fasern über Photovervielfacher ausgelesen.

4.4 Das Trigger System

Bei LEP kollidieren Elektronen und Positronen alle 22 μs im 4×4 Bunchmodus miteinander. Bei einer typischen Luminosität von 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ gibt es alle 5 s ein „gutes" Z^0-Ereignis. Aufgabe des Triggers ist es, „physikalische" Ereignisse mit hoher Effizienz zu akzeptieren, und Untergrundereignisse, wie z. B. „Beamgas"-[2] und „Beamwallereignisse"[3] zu verwerfen. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen bestimmte Auswahlbedingungen erfüllt werden. Bei den Triggerbedingungen für die Subdetektoren handelt es sich beispielsweise um Energieschwellen für die in bestimmten Kalorimeterbereichen deponierte Energie (totale transversale Energie, Energie im Vorwärtsbereich, Energie im Zentralbereich ...). Andere Triggerelemente nutzen die

[2] Beamgasereignisse: Wechselwirkungen zwischen den Teilchen des Strahls mit dem Restgas im Strahlrohr
[3] Beamwallereignisse: Wechselwirkungen zwischen den Teilchen des Strahls mit dem Strahlrohr

Informationen über geladene Teilchen aus. Zur Unterdrückung von Beamwall- und Beamgaswechselwirkungen dient vorwiegend der Flugzeitzähler (TOF). In der zentralen Triggerlogik werden die einzelnen Triggerelemente durch logische „und/oder"–Verknüpfungen zu verschiedenen Triggerkombinationen zusammengefaßt. Diese bilden den globalen Trigger, der die Entscheidung trifft, ob ein Ereignis akzeptiert wird. Bei DELPHI besteht der Trigger aus vier Triggerstufen (T1–T4) [34].

T1: Bei der ersten Triggerstufe handelt es sich um einen Hardwaretrigger. Die Ereignisrate wird auf 400 Hz reduziert. Die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird, wird nach 3 μs getroffen. Ist die Entscheidung negativ, wird die Elektronik zurückgesetzt und für das nächste Ereignis vorbereitet.

T2: Auch hierbei handelt es sich um einen Hardwaretrigger. Die Ereignisrate wird von 400 Hz auf 4 Hz reduziert. Die Triggerentscheidung wird nach 39 μs gefällt. Bei der zweiten Triggerstufe kommen die Informationen von weiteren Triggerelementen hinzu, deren Ergebnis aufgrund ihrer Komplexität nicht schon bei der ersten Stufe zur Verfügung standen. Soll das Ereignis verworfen werden, wird die Elektronik zurückgesetzt. Auf jeden Fall wird eine Kollision zwischen den Elektronen und Positronenpaketen verloren, da die Zeit zwischen zwei Kollisionen lediglich 22 μs beträgt. Wird das Ereignis akzeptiert, werden die Detektordaten ausgelesen. Dies dauert 3.1 ms. Erst anschließend kann ein weiteres Ereignis selektiert werden.

T3 und T4: Bei diesen Triggerstufen handelt es sich um Softwarefilter, die erst seit 1992 eingesetzt werden. Die Datenrate wird bei der dritten Triggerstufe auf 2 Hz reduziert. T4 wird zum Herausselektieren von Untergrundereignissen benutzt. Geladene Spuren und Schauer werden in einer groben Weise rekonstruiert und somit kann das Ereignis in verschiedene Klassen eingeordnet werden, z. B. als hadronisches oder leptonisches Ereignis. Die Triggerbedingungen sind auf diesen Stufen strenger als in den vorhergehenden Triggerstufen, was zu einer weiteren Kompression der Rohdaten führt. Diese Stufen werden wichtig werden, wenn LEP die Luminosität erhöht und mit jeweils 16 oder mehr Teilchenpaketen betrieben wird. Die akzeptierten Ereignisse werden auf Band herausgeschrieben. Die typische Größe für ein Z^0–Ereignis beträgt 150 kbytes.

4.5 Die Offline Analyse

Die Offline–Analyse bei DELPHI setzt sich aus mehreren Teilen zusammen: der Generierung eines Ereignisses der e^+e^-–Vernichtung, der Detektorbeschreibung und deren Simulation im Detektor. Anschließend werden die generierten oder realen Daten mit dem Offline Programm DELANA analysiert und abgespeichert. Die Struktur ist in Abb. 4.8 schematisch zusammengefaßt und wird in den folgenden beiden Unterkapiteln erläutert.

4.5.1 Die DELPHI Detektorsimulation

Um die Daten auf Detektorakzeptanzen, Auflösungen und Detektorverschmierungen zu korrigieren, wird eine detaillierte Detektorsimulation benötigt. Weiterhin dient die Simulation zur Überprüfung der Rekonstruktionsprogramme. Aus diesen Gründen wurde für DELPHI das Programpaket DELSIM [36] entwickelt. Es läßt sich in drei Teile unterteilen:

1. **Die Generierung eines Ereignisses:** Als erstes wird der physikalische Prozeß generiert. Hierzu werden externe Monte–Carlo–Generatoren verwendet. Für die Erzeugung eines hadronischen Z^0–Ereignisses wird bei DELPHI meistens JETSET 7.3 [37] benützt,

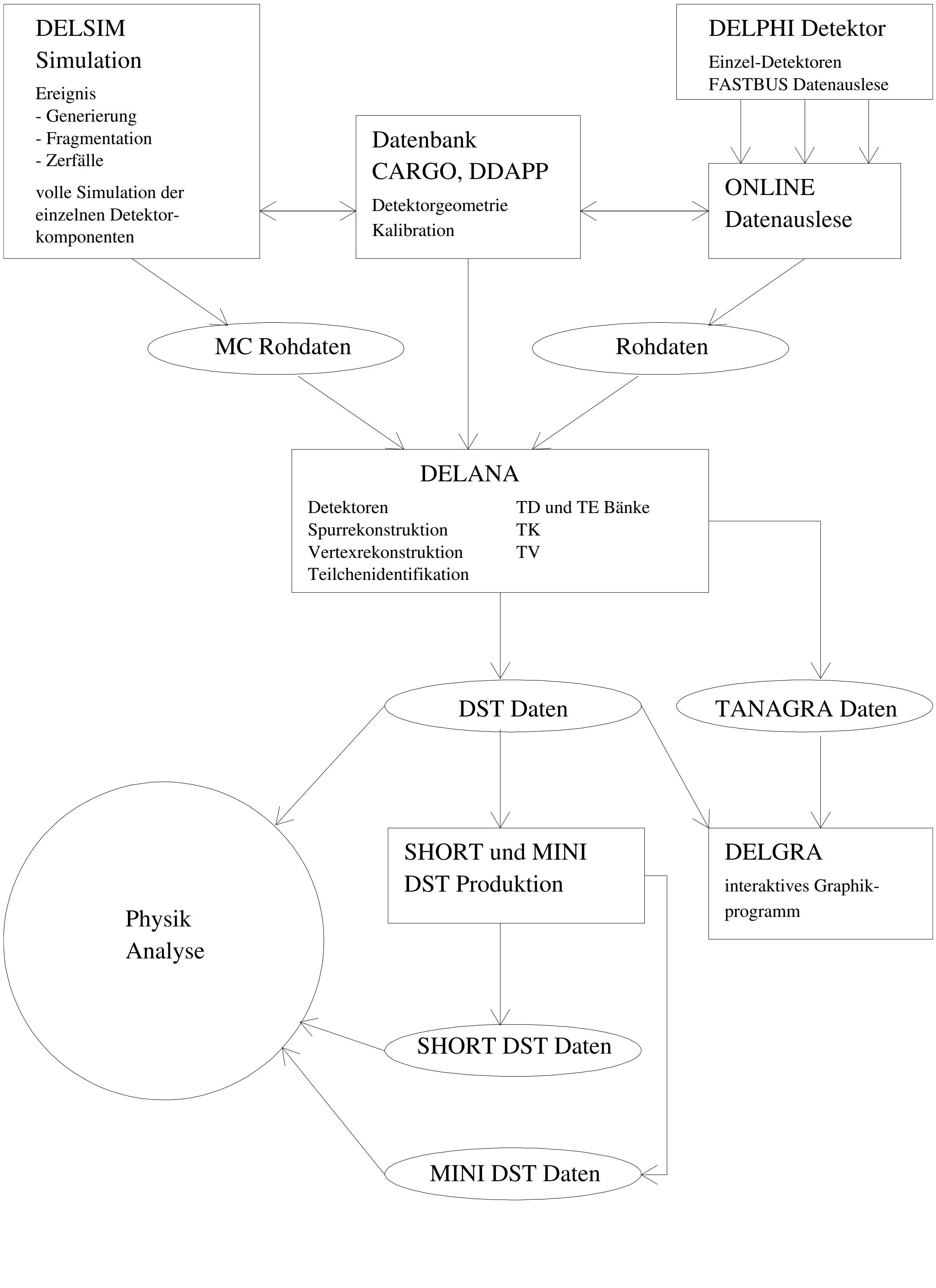

Abbildung 4.8: *Die Analysekette.*

welche auf der „String"–Fragmentation basiert (s. Kap. 3.2.1). Weiterhin wird DYMU3 [38] für den Prozeß $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, BABAMC [39] für $e^+e^- \to e^+e^-$ und KORALZ [40] für $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ verwendet. Die Ergebnisse der Generatoren werden von DELSIM eingelesen.

2. **Die Detektorbeschreibung:** Die Teilchenspuren werden durch den Detektor verfolgt bis zur Detektorkomponente, in welcher sie nachgewiesen werden. Es werden Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie simuliert, d.h. es werden folgende Prozesse simuliert: Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Paarerzeugung, Compton-Streuung, e^+e^-–Vernichtung, δ–Elektronen, Wechselwirkungen mit Kernen und Absorption. Hierzu ist eine genaue Kenntnis der Materieverteilung notwendig. Die Geometrie der einzelnen Detektorkomponenten und die Materialverteilung innerhalb von DELPHI sind in einer Datenbank [41] gespeichert. Dort sind auch alle nötigen Kalibrationsdaten abgespeichert.

3. **Die Detektorsimulation:** In diesem Schritt wird die Detektorantwort im Detail simuliert. Teilchen mit all ihren weiteren Wechselwirkungen, die sie erzeugen, werden durch die verschiedenen Detektorkomponenten hindurch verfolgt. Die Ergebnisse werden im selben Datenformat wie die Rohdaten abgespeichert. Zusätzlich werden Informationen von der Generatorebene abgespeichert. Somit können in den nachfolgenden Analyseprogrammen, dieselben Routinen für Daten und Simulation benutzt werden.

4.5.2 Das Detektoranalyseprogramm

DELANA ist das Hauptprogram für die Prozessierung von reelen und simulierten Daten, d.h. die getroffenen Kanäle in den Spurdetektoren werden bestimmt und die deponierte Energie in den Kalorimetern wird gemessen. Die Ergebnisse der einzelnen Zwischenschritte werden in der TANAGRA–Struktur abgespeichert. Diese Informationen lassen sich mit Hilfe des Graphikprogramms DELGRA dreidimensional darstellen. Die Rekonstruktion der Ereignisse läßt sich in folgende Schritte unterteilen:

1. **Erste Mustererkennung:** Die Rohdaten werden kalibriert und in TANAGRA–TD–Bänken abgespeichert. Die Routinen zur Mustererkennung liefern für jeden einzelnen Detektor Spurelemente. Somit treten keine Ambiguitäten auf und es werden gefittete Spurparameter zur Verfügung gestellt. Informationen der einzelnen Detektoren untereinander werden in diesem Schritt nicht berücksichtigt.

2. **Spurensuche:** Einzelne Spurelemente werden zu Spurkandidaten zusammengefaßt. Für jeden einzelnen Subdetektor werden Spur- und Schauerfits durchgeführt. Die Resultate werden in TK–Bänken abgespeichert.

3. **Zweite Mustererkennung:** Die Spurelemente werden in die anderen Detektoren hinein extrapoliert. Hierbei wird zumeist in der TPC, der wichtigsten Spurkammer bei DELPHI, gestartet. Wenn möglich werden die Spurelemente in den verschiedenen Detektoren miteinander zu Spurkandidaten verknüpft. Die Spuren werden bis zum Kalorimeter extrapoliert, um sie mit möglichen, zugehörigen Schauern zu verbinden. Die so erhaltenen Spuren werden mit allen Informationen aus den verschiedenen Detektoren neu gefittet.

4. **Vertexfit:** Mit Hilfe der Spurkandidaten wird der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Kalorimeterschauer, die mit keiner Spur verknüpft werden konnten, werden als neutrale Teilchen angesehen, die am Wechselwirkungspunkt erzeugt wurden.

5. **Teilchenidentifikation:** Im letzten Schritt wird versucht, die Teilchenart zu bestimmen. Dies geschieht mit Hilfe der Detektoren, die Informationen über die Teilchenart liefern, d. h. den elektromagnetischen Kalorimetern, den Myonkammern, der TPC oder den RICH–Detektoren.

Die Ergebnisse der Ereignisrekonstruktion werden auf Band, den sogenannten „Data Summary Tapes" (DST's) [42], abgespeichert. Hierauf sind die TANAGRA–Bänke zu finden. Zusätzlich werden Informationen über die globale Ereignisstruktur, die Spuren und den Schauern, abgespeichert. Damit die anfallende Datenmenge nicht zu groß wird, werden die Resultate der Zwischenschritte nicht mit abgespeichert.

Das Programmpaket DELANA ändert sich ständig, da mit der Zeit die Kalibrationsdaten genauer bekannt sind, die Rekonstruktionsroutinen verbessert wurden, oder aber auch einfach Fehler behoben wurden. Nach einer gewissen Zeit ist es sinnvoll, die Ereignisse zu reprozessieren. Einige andere Verbesserungen und Korrekturen können auch später noch auf Basis der DST–Informationen berücksichtigt werden. Dies geschieht im Programm DST–FIX. Zur weiteren Datenreduktion und einem effizienteren Datenzugriff wurden bei DELPHI SHORT–DST's produziert. Hierbei wird ein Teil der Detektorinformationen, die für eine Physikanalyse in der Regel nicht wichtig sind, weggelassen. Zusätzliche Informationen über das Ereignis werden abgespeichert und verbesserte Spurfits werden durchgeführt. Weiterhin gibt es zusätzliche Informationen über die Teilchenidentifizierung oder der Wahrscheinlichkeit, daß es sich um ein b–Ereignis handelt. Alle diese Programmpakete, die teilweise zeitaufwendig sind und die sonst immer wieder für die Analyse von realen und simulierten Daten mitlaufen müssen, brauchen somit nur noch einmal benutzt werden, nämlich um die SHORT–DST's zu produzieren. Für eine noch größere Datenreduktion werden bei DELPHI MINI–DST's [43] bereitgestellt. Auf diesen Kasetten befinden sich nur noch Informationen über die globalen Ereignisvariablen und über die geladene und neutrale Teilchen nach der kompletten Rekonstruktion. Es sind keine Detektorinformationen mehr vorhanden. Sie sind beispielsweise für Analysen geeignet, wo keine detaillierten Informationen von einzelnen Detektoren eingehen. Zum Lesen und Analysieren der verschiedenen DST–Sätze wurde bei DELPHI das Programm PHDST [44] entwickelt.

Kapitel 5

Selektion der Daten

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert auf den Daten, die in den Jahren 1992 – 1994 von DELPHI aufgezeichnet wurden, was einer integrierten Luminosität von 127.7pb^{-1} entspricht. Bei den Daten handelt es sich neben hadronischen Ereignissen um leptonische Zerfälle des Z^0–Bosons, Zwei–Photon–Ereignisse, „Beamgas“ und „Beamwall“–Ereignisse. Im ersten Analyseschritt ist es notwendig aus den aufgezeichneten Daten hadronische Ereignisse zu selektieren. Die Selektionskriterien werden in Abschnitt 5.1 erläutert. Um die differentiellen π^0–Wirkungsquerschnitte nicht nur in hadronischen sondern auch in b–Ereignissen zu messen, ist eine effiziente Anreicherung dieser Ereignisse wichtig. Dies geschieht in dieser Analyse mit Hilfe der Impaktparametermethode, die in Abschnitt 5.3 erläutert wird. Zuvor werden noch andere Möglichkeiten zur Selektion von b–Ereignissen vorgestellt.

5.1 Selektion hadronischer Ereignisse

Zur Selektion hadronischer Ereignisse werden bei DELPHI ausschließlich geladene Teilchen verwendet. Von daher ist es notwendig, nur Kollisionen zu berücksichtigen, bei denen die TPC als zentraler Spurdetektor zu mehr als 99% funktionstüchtig war. Da für diese Analyse die Photonerkennung in der HPC eine bedeutende Rolle spielt, wird zusätzlich verlangt, daß zum Zeitpunkt der Datennahme mindestens 95% des Kalorimeters einwandfrei gearbeitet haben. Vor der eigentlichen Ereignisselektion werden die Spuren nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- Der Teilchenimpuls ist größer als 0.2 GeV.
- Der relative Fehler der Impulsmessung ist kleiner als eins ($\Delta p/p < 1$).
- Im Vorwärtsbereich ist die Impulsauflösung aufgrund des kleineren Transversalimpulses geringer. Deshalb wird verlangt, daß sich die Spur im Zentralbereich befindet: $25^0 < \theta < 155^0$.
- Zur Unterdrückung von Spuren, die aus Zerfällen langlebiger Teilchen oder sekundärer Wechselwirkungen mit Detektormaterie stammen, muß der Impaktparameter in der Ebene senkrecht zur Strahlachse (x–y–Ebene) kleiner als 5 cm sein und in Richtung der Strahlachse (z–Achse) kleiner als 10 cm.

Ein Ereignis wird als hadronisches Ereignis klassifiziert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- Es gibt mindestens fünf geladene Spuren.

- Die Summe der Energien der geladenen Teilchen[1] in jeder der beiden Hemisphären ($\theta > 90^0, \theta < 90^0$) ist mindestens 3 GeV.
- Die Gesamtenergie der geladenen Teilchen eines Ereignisses ist mindestens 15 GeV.
- Der Polarwinkel θ_{Sp} der Sphärizität liegt zwischen 40° und 140°.

Bei der Sphärizität handelt es sich um eine globale Ereignisvariable, die den gesamten in der Ebene senkrecht zur Ereignisachse liegenden Impuls mißt. Sie ist definiert über den Sphärizitätstensor $S^{\alpha\beta}$:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum p_i^\alpha \cdot p_i^\beta}{\sum_{i=1}^{3} \mid \vec{p_i}^2 \mid}. \tag{5.1}$$

Die Sphärizitätsachse λ ist der Eigenvektor $\vec{v_1}$, der zu dem größten Eigenwert λ_1 gehört. Die Sphärizität ist definiert als:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \qquad\qquad 0 \leq S \leq 1, \tag{5.2}$$

mit $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. λ_2 und λ_3 sind die zwei kleineren Eigenwerte des Sphärizitätstensors $S^{\alpha 3}$. Der Wertebereich der Sphärizität liegt zwischen null (ideales 2–Jet–Ereignis) und eins (isotrope Verteilung der Spuren).

Mit Hilfe dieser Schnitte wird der größte Teil des Untergrundes unterdrückt. Die Verunreinigung durch „Beamgas“ und „Beamwall“–Ereignisse wird auf weniger als 0.1% geschätzt und der Untergrund durch $\tau^+\tau^-$–Ereignisse auf weniger als 0.2% [45]. Insgesamt erfüllen 477 621 Ereignisse aus den 1992er Daten diese Kriterien. 1993 waren es 501 212 Ereignisse und 1994 975 435 Ereignisse.

5.2 Möglichkeiten zur Selektion von b–Ereignissen

Der Wirkungsquerschnitt für die b–Produktion auf der Z^0–Resonanz beträgt 6.6 nb. Dies ist ca. 20 % des Wirkungsquerschnittes $Z^0 \to q\bar{q}$. Um $Z^0 \to b\bar{b}$ Zerfälle zu studieren, ist es notwendig, diese Ereignisse von Zerfällen in leichte Quarks[2] zu unterscheiden. Zur Selektion bieten sich mehrere Möglichkeiten an. Die beste Methode wäre die genaue Rekonstruktion der primären Hadronen aus den gefundenen Spuren. Dies ist durch die hohe Anzahl der bei einem Zerfall entstehenden Teilchen nicht praktikabel.

Eine Methode basiert auf dem Herausfiltern von b–Ereignissen über die semileptonischen Zerfallskanäle. Bei b–Ereignissen geht ein Großteil der Energie durch die harte Fragmentation auf das B–Hadron über. Beim anschließenden semileptonischen Zerfall kann auch das Lepton einen hohen Impuls erhalten. Beim Übergang ins Laborsystem bleibt die zur Flugrichtung des Mutterteilchens transversale Impulskomponente erhalten. Die Zerfallsleptonen haben somit typischerweise eine hohe Energie und einen hohen Transversalimpuls p_t. Diese Methode ist statistisch durch das geringe semileptonische Zerfallsverhältnis von ca. 20 % und die Elektron- und Myonnachweiswahrscheinlichkeit begrenzt. Desweiteren gibt es systematische Unsicherheiten in den Impuls- und Transversalimpulsspektren, den semileptonischen Zerfallsverhältnissen und der Bestimmung der Leptonnachweiswahrscheinlichkeiten aus der Simulation.

[1] Bei den geladenen Teilchen handelt es sich hauptsächlich um $\pi^\pm$. Von daher wird für die Masse von geladenen Teilchen die $\pi^\pm$–Masse angenommen.

[2] Leichte Quarks sind in diesem Zusammenhang die u, d, s, c–Quarks.

Eine weitere Möglichkeit b–Ereignisse zu selektieren, ist die Ausnutzung der Zerfallstopologie. Aufgrund der hohen Masse der b-Quarks ist die Multiplizität in b-Ereignissen größer und die Ereignisse sind kugelförmiger. Durch Schnitte in b–sensitiven Ereignisgrößen, wie z. B. geladene Multiplizität, Aplanarität und geboostetes Sphärizitätsprodukt lassen sich b–Ereignisse von Ereignissen mit leichten Quarks trennen.

Eine sehr viel wirkungsvollere Methode ist die Ausnutzung der langen Lebensdauer der B–Hadronen. Ihre mittleren Flugstrecken bis zum Zerfall betragen $l = \gamma\beta c\tau_B \approx 3$ mm auf der Z^0–Resonanz. Mit Hilfe von Vertexdetektoren läßt sich in diesem Fall ein zweiter Zerfallsvertex bestimmen. Ein Beispiel für einen b–Zerfall im DELPHI Detektor ist in Abb. 5.1 zu sehen. In der Praxis werden anstelle der Zerfallslängen die Impaktparameter der einzelnen Spuren zur Klassifizierung von b–Ereignissen benutzt. Der Impaktparameter ist definiert als der minimale Abstand einer Teilchenspur vom primären Vertex (s. Abb. 5.2). Das Vorzeichen des Impaktparameters wird bezüglich der Jetrichtung definiert. Es ist positiv, falls der Vektor zwischen dem primären Vertex und dem minimalen Abstand der Spur zu diesem Vertex in die Richtung des Jets zeigt, zu dem diese Spur gehört. Bis 1993 konnte das Vorzeichen nur in zwei Dimensionen bestimmt werden. Seit 1994 werden vom Vertex–Detektor auch z–Informationen zur Verfügung gestellt. In diesem Fall wird das Vorzeichen in drei Dimensionen ermittelt. Für eine Spur ist das Vorzeichen des Impaktparameters in R–φ und in R–z gleich. Spuren von sekundären Zerfällen haben somit positive Impaktparameter. Unzureichende Rekonstruktion von Teilchenspuren führen zu von null verschiedenen Impaktparametern, wobei die Verteilung für positive und negative Werte gleichwahrscheinlich ist. Mit Hilfe der Impaktparameter läßt sich eine Wahrscheinlichkeitsaussage machen, ob eine Spur vom primären Vertex stammt. Die Vorteile gegenüber der Bestimmung des zweiten Zerfallsvertex sind:

- Die Bestimmung der Impaktparameter ist sehr viel einfacher als die Rekonstruktion von weiteren Zerfallsvertices.
- B–Hadronen zerfallen zum Großteil in C–Hadronen, die einen weiteren Zerfallsvertex bilden und entsprechend die Rekonstruktion des zweiten Zerfallsvertex verfälschen können. Andererseits tragen sowohl die Spuren von sekundären als auch von tertiären Zerfallsvertices dazu bei, das Ereignis mittels der Impaktparametermethode als b–Ereignis einzustufen.
- Lebensdauerinformationen von b–Quarks sind nur in Spuren mit positiven Impaktparameter enthalten. Spuren mit negativen Impaktparameter sind ein Maß für die Detektorauflösung und dienen somit der Überprüfung der Methode. Bei der Rekonstruktion von sekundären Zerfallsvertices besteht solch eine Kontrollmöglichkeit nicht.

5.3 Die Impaktparametermethode

In diesem Abschnitt wird nun die Impaktparametermethode, die in dieser Analyse Verwendung findet, vorgestellt [47, 48]. Aufgrund der hohen Lebensdauer von B–Hadronen, ihrer hohen Masse und ihres hohen Impulses durch ihre harte Fragmentation, haben die Zerfallsprodukte von B–Hadronen große Impaktparameter. Zu ihrer Bestimmung muß die Position des primären Vertex genau bekannt sein, dessen Rekonstruktionsgenauigkeit durch den „Beamspot“ (Wechselwirkungszone des e^+ und e^-–Strahls) gegeben ist. Bei leichten Quarks, d.h. falls alle Spuren vom Hauptvertex kommen, läßt er sich gut rekonstruieren. Bei b–Ereignissen ist die Situation schwieriger, da die Multiplizität der Spuren vom primären Vertex geringer ist und zusätzlich ein Teil der Spuren von sekundären Vertices stammt. Weitere Probleme treten durch falsche Assoziationen von Vertexdetektorhits und durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial

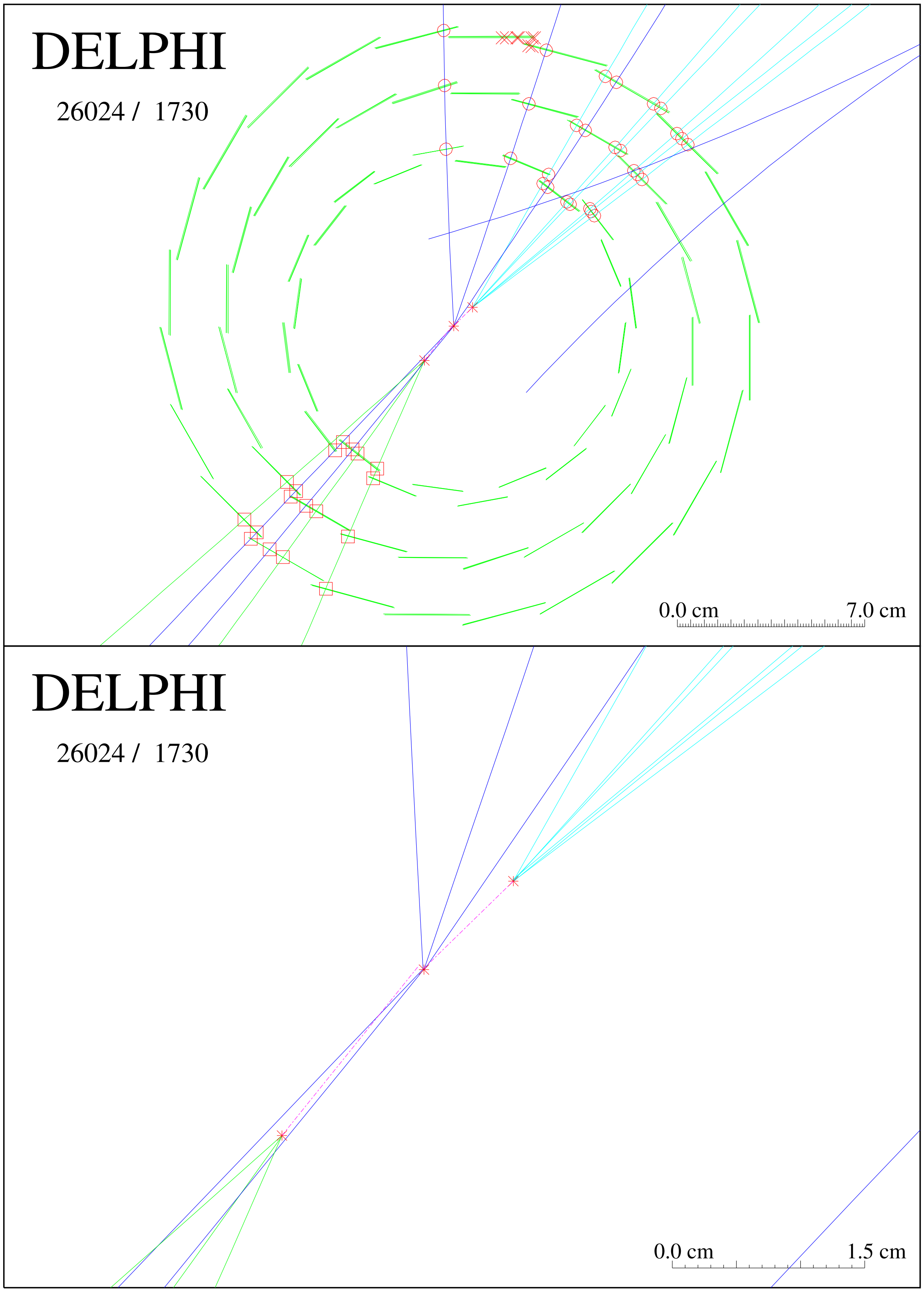

Abbildung 5.1: *Ein b–Ereignis im Vertexdetektor in der R–φ–Ebene. Das untere Bild zeigt eine Vergrößerung des Ereignisses in der Nähe des primären Vertex. Deutlich sind der primäre Vertex und die sekundären Vertices der beiden B–Hadronen zu erkennen. Die beiden Linien rechts oben sind die zurückextrapolierten Spuren eines e^+e^-–Paares von einem konvertierten Photon.*

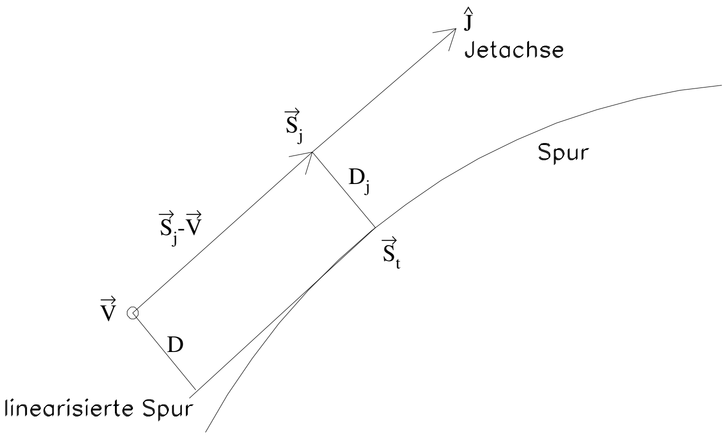

Abbildung 5.2: *Impaktparameter einer Teilchenspur bezogen auf den Primärvertex. $\vec{V}$ ist der Primärvertex, $\hat{J}$ ist die Richtung des Impulses des b–Quark, die durch die Jetrichtung angenähert wird. $\vec{S_t}$ ist der Punkt der nähsten Annäherung der Spur an die Jetachse. Aus [46].*

auf. Zur Reduzierung dieses Untergrunds werden für die Bestimmung des primären Vertex nur Spuren verwendet, die in zwei oder drei Lagen des Vertexdetektors registriert wurden. Um Spuren mit falschen Vertexdetektorassoziationen zu unterdrücken, wird verlangt, daß für jede Spur die folgende Relation gilt:

$$\frac{\sum_{i=1}^{N_{VD}} \frac{d_i^2}{\sigma^2_{VD})}}{N_{VD}} \leq 1, \tag{5.3}$$

mit

$$\begin{aligned} N_{VD} &: \text{Anzahl der Vertexdetektorhits,} \\ d_i &: \text{minimaler Abstand der Spur vom Vertexdetektorhit,} \\ \sigma_{VD} &: \text{Genauigkeit des Vertexdetektors.} \end{aligned}$$

Um Spuren, die vom Hauptvertex kommen, auszuwählen, muß die Bedingung:

$$\delta/\sigma < 0.05 \tag{5.4}$$

erfüllt werden, wobei δ der Abstand zum Wechselwirkungspunkt ist und σ der zugehörige Fehler, der den Fehler der Spur und der Größe des „Beamspots“ beinhaltet. Anschließend wird für alle selektierten Spuren ein $\chi^2(N_{TR})$-Fit durchgeführt, wobei N_{TR} die Anzahl der Spuren ist. Danach wird sukzessive eine Spur weggelassen und damit ein neues $\chi^2(N_{TR}-1)$ berechnet. Ist der Unterschied $\Delta\chi^2 = \chi^2(N_{TR}) - \chi^2(N_{TR-1})$ oberhalb eines bestimmten Grenzwertes Δ_{max} wird diese Spur nicht berücksichtigt. Dieses Verfahren wird solange durchgeführt bis am Schluß $\Delta\chi^2$ für alle Spuren kleiner als der Grenzwert Δ_{max} ist. Da die „Beamspot“–Position in den Fit mit eingeht, passiert es in 1% aller Ereignisse, daß keine Spuren übrigbleiben. In diesem Fall wird für die Position des primären Vertex der Mittelpunkt des „Beamspots“ angenommen. Der Hauptvertex wird durch Minimierung der χ^2-Funktion gefunden:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{d_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2}, \tag{5.5}$$

mit:

d_a : Abstand der Spur vom Prmärvertex,
σ_a : Fehler der Spurparameter,
b_i : „Beamspot“–Position,
σ_i^b : Größe des „Beamspots“,
V_i : Vektor vom Koordinatenursprung zum primären Vertex.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung des primären Vertex mit dieser Methode beträgt 9 μm in x und 4 μm in y. Die typische Breite ist 100–200 μm in x und 20 μm in y. Mit dem so gefundenen Primärvertex lassen sich nun die Impaktparameter der einzelnen Spuren bestimmen. Die Summe über alle Spuren ist ein Maß dafür, ob alle Spuren von einem Vertex stammen. Ein besseres Maß ist es, nicht direkt die Impaktparameter IP zu verwenden, sondern die Signifikanz S, die definiert ist als:

$$S_i = \frac{IP_i}{\sigma_i^{IP}} \tag{5.6}$$

Die Verteilung der Signifikanzen ist in Abb. 5.3 su sehen. Die Verteilung für negative Signi-

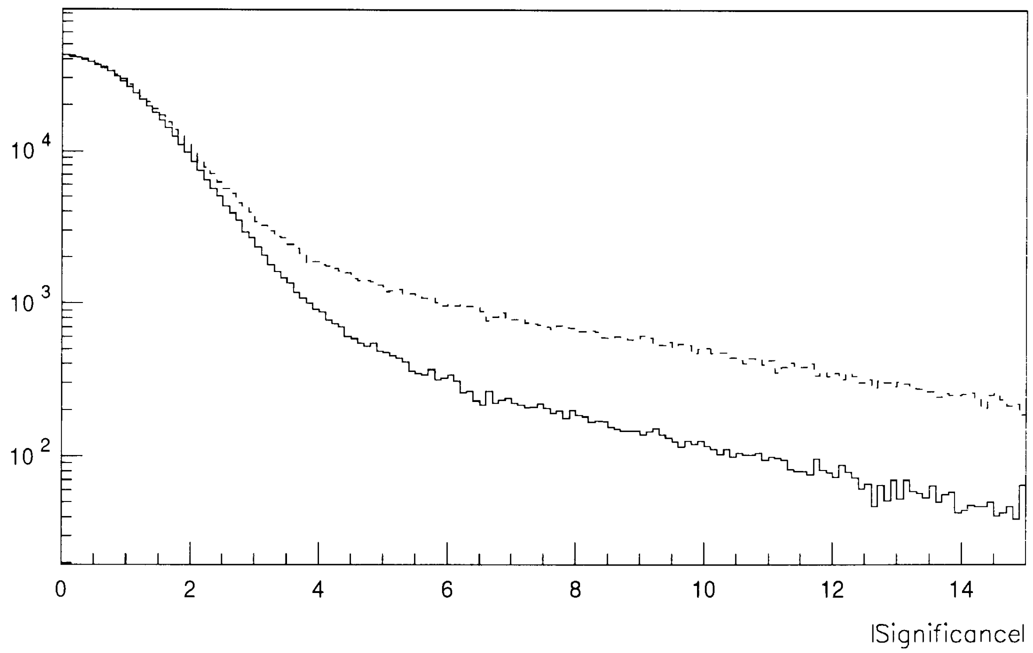

Abbildung 5.3: *Verteilung des Betrages der Signifikanz für Spuren mit negativen (durchgezogenen Linie) und positiven (gestrichelte Linie) Impaktparametern für die 1991er Daten. Aus [47].*

fikanzen ist im Idealfall gaußförmig. Durch falsch gemessene Spuren und Spuren, die nicht vom primären Vertex stammen, ist der nicht gaußförmige Anteil zu erklären. Der Unterschied zwischen den Verteilungen der Signifikanzen für positive und negative Werte wird durch B–Hadronen hervorgerufen, deren Zerfälle an einem zweiten Vertex stattfinden. Die negative

Signifikanz ist durch die Detektorauflösung bestimmt. Mit ihr läßt sich die Spurwahrscheinlichkeitsfunktion definieren:

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S<S_0} f(S)dS & \text{wenn } S_0 < 0 \\ P(-S_0) & \text{wenn } S_0 > 0, \end{cases} \tag{5.7}$$

wobei $f(S)$ mit $\mid S \mid > S_0$ die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion bzw. Auflösefunktion angibt. Mit Hilfe dieser Funktion läßt sich die Wahrscheinlichkeit für jede einzelne Spur berechnen. Hieraus läßt sich die Gesamtwahrscheinlichkeit für alle Spuren eines Ereignisses bilden, für Spuren einer Hemisphäre oder eines Jets. Diese Wahrscheinlichkeit für N Spuren ist definiert als:

$$P_N = P(S_1) \cdot P(S_2) \cdot \ldots \cdot P(S_N) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{-\ln(P(S_1) \cdot P(S_2) \cdot \ldots \cdot P(S_N))^j}{j!} \tag{5.8}$$

Falls alle Spuren vom primären Vertex stammen, ist diese Verteilung flach, andernfalls wird ein Peak bei kleinen Werten von P_N erwartet, was in Abb. 5.4 veranschaulicht ist. Dort sind die Wahrscheinlichkeiten P_E^+ für alle Spuren mit positiver Signifikanz in Ereignissen mit leichten (u, d, s), c- und b–Quarks aufgetragen. Im Falle der leichten Quarks ergibt sich erwartungsgemäß eine flache Verteilung mit einem Ansteigen zu kleinen Wahrscheinlichkeiten hin, die durch V_0–Zerfälle oder Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial hervorgerufen werden. V_0–Zerfälle sind Zerfälle langlebiger Teilchen in Teilchenpaare mit entgegengesetzter Ladung. Sie stammen hauptsächlich aus K^0 und Λ $(\overline{\Lambda})$ Zerfällen. Für c-Ereignissen ist ein Ansteigen bei kleinen Wahrscheinlichkeiten sichtbar, wobei dieser Effekt bei b–Ereignissen sehr viel stärker ist und dort ein deutlicher Peak bei $P_E^+ = 0$ sichtbar ist.

Mit Hilfe der im vorigen Abschnitt erwähnten Wahrscheinlichkeit, daß alle Spuren vom selben Vertex stammen, lassen sich b–Ereignisse durch entsprechende Wahl des Maximalwertes der Wahrscheinlichkeit anreichern. Je nach Wahl dieses Wertes ändern sich Reinheit und Effizienz des angereicherten Datensatzes. In Abb. 5.5 sind diese beiden Größen für die in dieser Analyse verwendeten Datensätze (92d, 93b, 94b) als Funktion des Schnittes in der Wahrscheinlichkeit aufgetragen. Es werden zum einen die Effizienzen ϵ_1 für b–Ereignisse, welche als hadronisches Ereignis akzeptiert wurden, angegeben. Zum anderen wird die Effizienz ϵ_2 für ein b–Ereignis angegeben, sowohl als b–Kandidat herausselektiert zu werden als auch als hadronisches Ereignis klassifiziert zu werden. Durch die doppelseitigen Si–Detektoren, die Ende 1993 in den Vertexdetektor eingesetzt wurden, stehen für die 1994 Daten für das b–Tagging zusätzlich z–Informationen zur Verfügung. Dementsprechend kann der Impaktparameter in drei Dimensionen bestimmt werden.

Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse wurde zur Anreicherung von b–Ereignissen für die 92er bis 94er Daten ein Schnitt bei $P_E^+ < 0.01$ gewählt. Die Anzahl der selektierten Ereignisse, die Reinheiten und Effizienzen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Falls anstelle von b–Ereignissen, Ereignisse mit leichen Quarks herrausselektiert werden sollen, wird an Stelle einer maximalen eine minimale Wahrscheinlichkeit verlangt. Die Reinheiten und Effizienzen als Funktion dieser minimalen Wahrscheinlichkeit sind in Abb. 5.6 dargestellt. In dieser Analyse wird bei $P_{E,min}^+ > 0.495$ geschnitten. Die hieraus resultierenden Reinheiten, Effizienzen und Anzahl von selektierten Ereignissen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Jahr	Reinheit	ϵ_1	ϵ_2	# hadronischer Ereignisse	# selektierter Ereignisse
1992	81.77	54.59	41.43	477621	73258
1993	82.24	60.04	45.29	553067	99262
1994	80.87	62.15	44.25	975435	162900

Tabelle 5.1: *Effizienzen und Reinheiten für b–Ereignisse für $P^+_{E,max} < 0.01$. Es wird die Effizienz ϵ_1 für ein b–Ereignis, welches als hadronisches Ereignis klassifiziert wurde, angegeben und die Effizienz ϵ_2 für ein b–Ereignis, sowohl als hadronisches als auch als b–Ereignis klassifiziert zu werden. Die Reinheiten und Effizienzen wurden aus Simulationsstudien ermittelt. Weiterhin wird die Anzahl der selektierten Ereignisse in den verschiedenen Daten–Reprozessierungen angegeben.*

Jahr	Reinheit	ϵ_1	ϵ_2	# hadronischer Ereignisse	# selektierter Ereignisse
1992	96.98	44.14	30.94	477621	168778
1993	97.60	43.90	30.75	553067	181840
1994	97.82	43.40	30.30	975435	323998

Tabelle 5.2: *Effizienzen und Reinheiten für Ereignisse aus leichten Quarks für $P^+_{E,min} > 0.495$. Es wird die Effizienz ϵ_1 für ein Nicht–b–Ereignis, welches als hadronisches Ereignis klassifiziert wurde, angegeben und die Effizienz ϵ_2 für ein Nicht–b–Ereignis, sowohl als hadronisches Ereignis als auch als Ereignis aus leichten Quarks klassifiziert zu werden. Die Reinheiten und Effizienzen wurden aus Simulationsstudien ermittelt. Weiterhin wird die Anzahl der selektierten Ereignisse in den verschiedenen Daten–Reprozessierungen angegeben.*

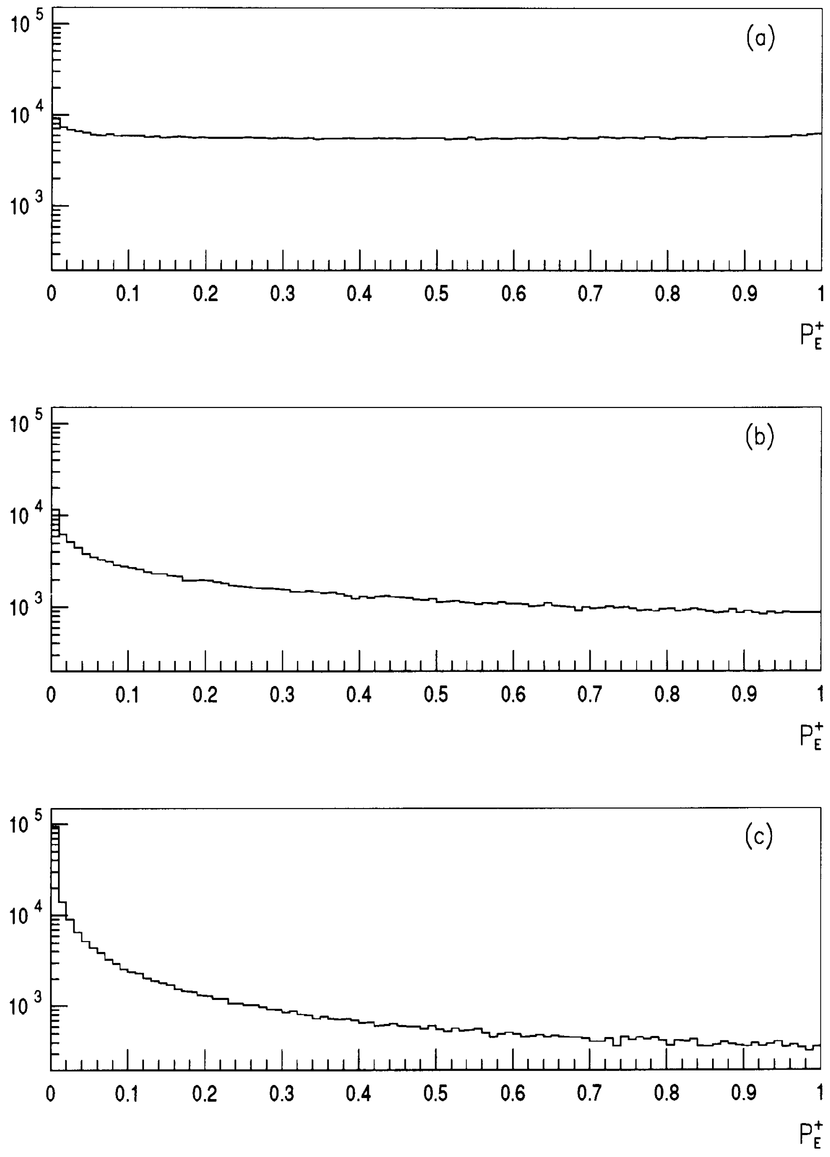

Abbildung 5.4: *Wahrscheinlichkeiten für alle Spuren mit positiven Impaktparametern für Ereinisse mit (a) leichten Quarks; (b) c-Quarks und (c) b-Quarks.*

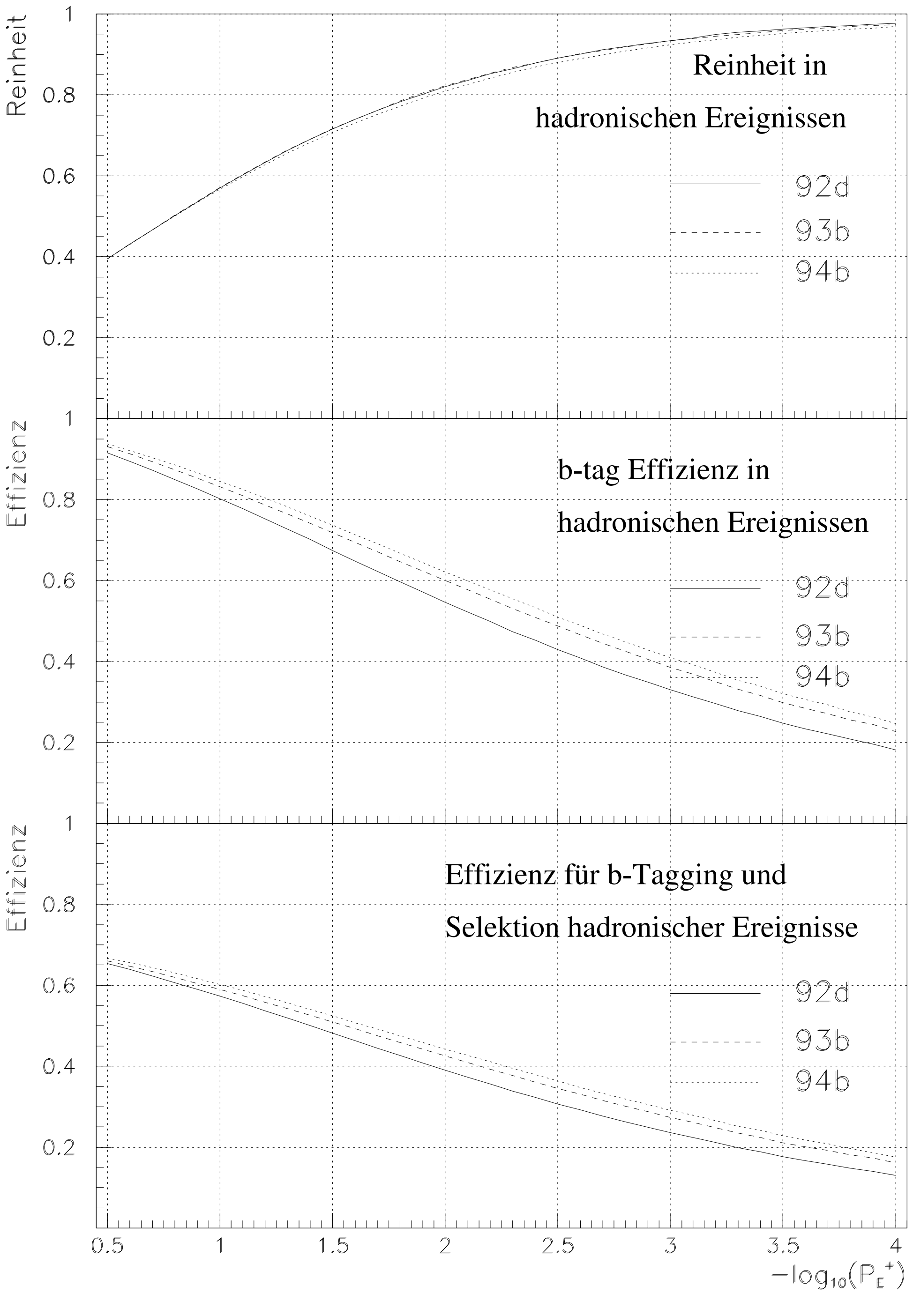

Abbildung 5.5: *Reinheiten und Effizienzen als Funktion der maximalen Wahrscheinlichkeit P_E^+ für die Anreicherung von b–Ereignissen. Es werden die Effizienzen für b–Ereignisse, die als hadronisches Ereignis klassifiziert wurden, angegeben und die Effizienz, daß ein Ereignis als hadronisches Ereignis klassifiziert und als b–Kandidat akzeptiert wurde. Aus [47].*

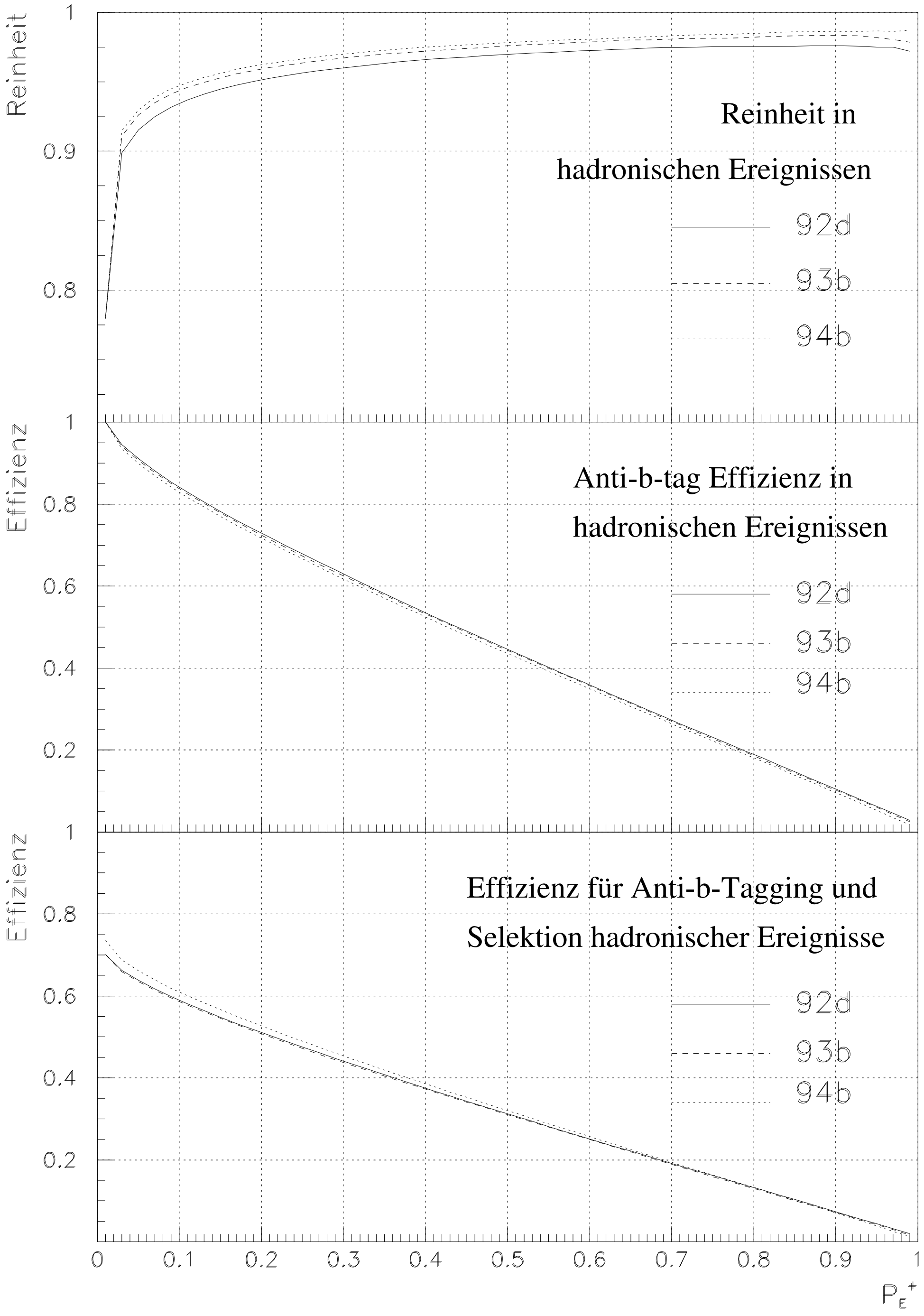

Abbildung 5.6: *Reinheiten und Effizienzen als Funktion der minimalen Wahrscheinlichkeit P_E^+ für die Anreicherung von Ereignissen mit leichten Quarks. Es werden die Effizienzen für Ereignisse, die als hadronisches Ereignis klassifiziert wurden, angegeben und die Effizienz, daß ein Ereignis als hadronisches Ereignis klassifiziert und als Nicht–b–Kandidat eingestuft wurde.*

Kapitel 6

Photonerkennung

Neutrale Pionen zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Um π^0's nachzuweisen, werden somit hohe Anforderungen an die Photonerkennung gestellt. In der Regel werden Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen, bei DELPHI also in der HPC (s. Kap. 4.3). Nur ca. 40 % aller Photonen erreichen das Kalorimeter und werden dort als ein Schauer rekonstruiert, da sie vorher in der Materie der einzelnen Detektorkomponenten konvertieren, d.h. in ein e^+e^-–Paar zerfallen. Die Zerfallsvertices der konvertierten Photonen, die aus der Detektorsimulation bestimmt wurden, ergeben ein Abbild des Detektors (s. Abb. 6.1). Im Zentralbereich bei DELPHI entspricht die Materie vor der HPC umgerechnet in Strahlungslängen ungefähr $0.8\chi_0/\sin\Theta$. Die Materieverteilung vor der HPC in Einheiten der Strahlungslänge ist in Abb. 6.2 zu sehen. Ca. 7% aller Photonen konvertieren bereits vor der TPC. Die Elektronen und Positronen sollten also als geladene Spuren in der TPC zu sehen sein. Ein weitaus größerer Anteil konvertiert jedoch erst in den TPC Außenwänden, den RICH Wänden und den RICH Spiegeln. Die Konversionswahrscheinlichkeit im Vorwärtsbereich liegt bei ca. 80%, d.h. nur wenige Photonen erreichen den FEMC. Aus diesem Grunde wurde in dieser Analyse auf die Verwendung des FEMC zum Nachweis von Photonen verzichtet.

Die bei der Konversion hinter der TPC entstehenden e^+e^-–Paare werden im Magnetfeld abgelenkt und in der HPC als neutrale Teilchen eingestuft, da sie keine TPC- und damit keine Spurinformation besitzen. Die invariante Masse der beiden Schauer hat ihr Maximum bei ungefähr 100 MeV. Diese e^+e^-–Paare erschweren somit die π^0–Rekonstruktion und es ist wichtig, einen möglichst hohen Anteil dieser Konversionen zu rekonstruieren. Die Photonerkennung bei DELPHI geschieht mit Hilfe des Photon- und Elektronerkennungsprogramms ELEPHANT. Zur Identifizierung von Konversionen werden diese in zwei Klassen unterteilt. Die erste Klasse beinhaltet Konversionen, die vor der TPC stattgefunden haben und die mit Hilfe der e^+e^-–Spuren in der TPC rekonstruiert werden. Die Energieaufösung ist bestimmt durch den Fehler der Spurkrümmung, welcher eine hervorragende Energieauflösung liefert. Die zweite Klasse sind Konversionen, die erst hinter der TPC stattfinden und mit Hilfe von OD und HPC–Informationen nachgewiesen werden. Die hierzu verwendeten Methoden werden in den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 erläutert.

Ein weiterer Effekt, der in Gegenwart von Materie stattfindet, ist der Energieverlust bzw. die Photonabstrahlung von Elektronen. Er liefert zusätzliche Photonen, die nicht aus der Fragmentation stammen, was zu Problemen bei der Elektronerkennung führt, da die TPC–Spuren nicht mit HPC–Schauern verknüpft werden können. Im Programmpaket ELEPHANT werden auch diese Effekte behandelt. Hierzu stehen Algorithmen zur Verfügung, welche sich – wie auch schon bei konvertierten Photonen – in zwei Klassen aufteilen: Photonabstrahlung vor der TPC

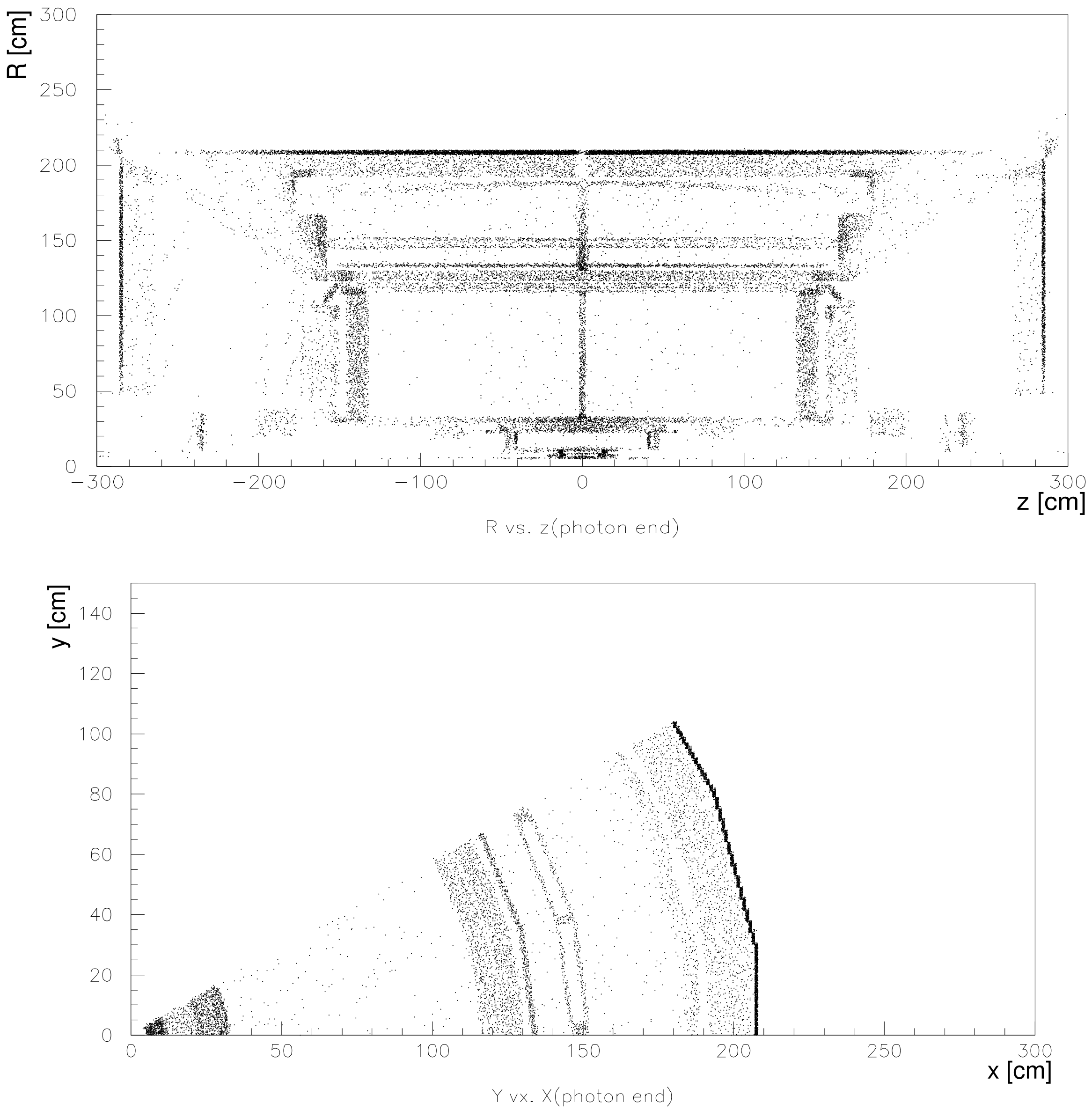

Abbildung 6.1: *Zerfallsvertices von konvertierten Photonen im DELPHI Detektor. Die Vertices wurden mit Hilfe des Detektorsimulationsprogrammes DELSIM ermittelt. Das obere Bild zeigt die Projektion in der R–z–Ebene, das untere in der x–y–Ebene für 8 cm $<| z |<$ 115 cm. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus wird nur ein Ausschnitt gezeigt.*

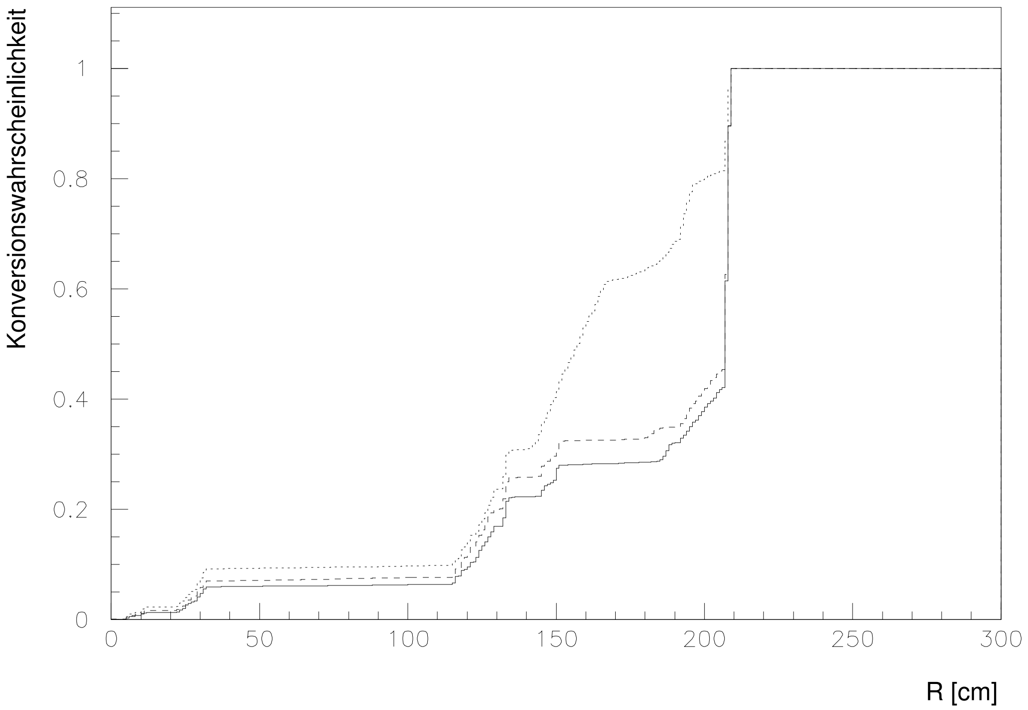

Abbildung 6.2: *Aufsummierte Photonkonversionswahrscheinlichkeit als Funktion des Konversionsradius. Zur Erzeugung dieses Bildes wurde das Detektorsimulationsprogramm DELSIM benutzt. Die verschiedenen Linien geben die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen in verschiedenen Bereichen wieder. Die durchgezogene Linie entspricht dem Bereich* $0.1 < |cos\theta| < 0.2$*, die gestrichelte Linie* $0.5 < |cos\theta| < 0.6$ *und die gepunktete Linie* $0.65 < |cos\theta| < 0.75$.

(s. Abschnitt 6.2.1) und hinter der TPC (s. Abschnitt 6.2.2).

6.1 Konvertierte Photonen

6.1.1 Identifizierung von konvertierten Photonen in der TPC

Ungefähr 7% aller Photonen konvertieren bereits in der Materie vor der TPC. Die Signatur einer solchen Konversion, ist in Abb. 6.3 zu sehen. Um diese Photonen zu rekonstruieren, wird folgender Algorithmus verwendet: Für jede TPC–Spur in einem Ereignis wird der mögliche Konversionspunkt XC bestimmt. Dies ist der Punkt, an dem die Tangente an die Bahnkrümmung in der R–φ–Ebene zum Wechselwirkungspunkt zeigt. Bei kleinen Öffnungswinkeln des e^+e^-–Paares ist der Konversionsradius der Abstand vom Wechselwirkungspunkt zum Punkt XC. Zur Unterdrückung von Teilchen, die vom primären Vertex stammen, werden nur solche Spuren als Konversionskandidaten akzeptiert, die mehr als eine Standardabweichung vom primären Wechselwirkungspunkt $R/\sigma(R) > 1$ entfernt sind. Da die Bahnkrümmung geringer wird, je höher die Energie des geladenen Teilchens ist, sind diese Spuren oftmals kompatibel mit dem primären und dem sekundären Vertex. Somit nimmt die Effizienz, ein konvertiertes Photon nachzuweisen,

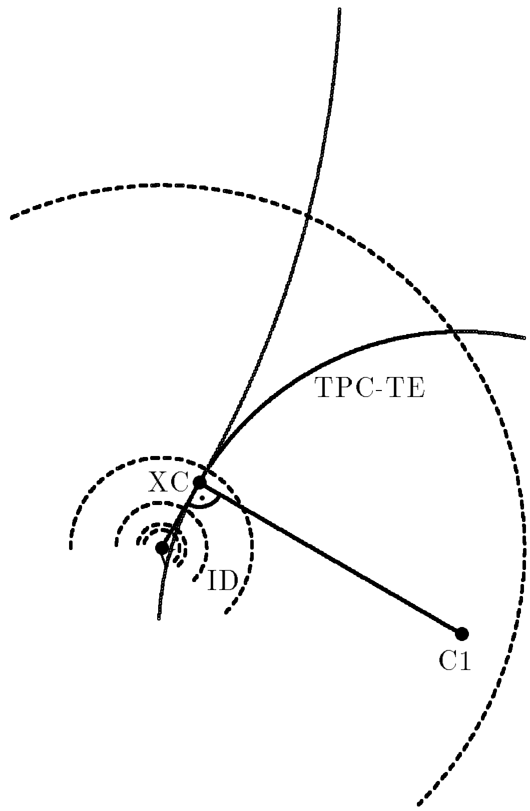

Abbildung 6.3: *Signatur eines Photons, welches vor der TPC konvertiert ist in R–φ Projektion.*

bei hohen π^0–Energien ab, was in Abb. 6.4 veranschaulicht ist.

Konvertierte Photonen vom Typ 1:
Im nächsten Schritt werden zwei Konversionskandidaten mit entgegengesetzter Ladung zu einem konvertierten Photon vereinigt, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

- Der gewichtete Mittelwert der Konversionsradien der beiden geladenen Teilchen ist mindestens eine Standardabweichung vom Hauptvertex entfernt ($\overline{R}/\sigma(\overline{R}) > 1$). Der Hauptvertex ist durch den „Beamspot“ bestimmt.
- Der rekonstruierte Konversionsradius ist kleiner als 50 cm.
- Wenigstens eine der beiden Spuren hat keine assoziierten Punkte vor der TPC (z. B. im Vertexdetektor).
- Die Differenz zwischen den beiden Azimutwinkeln φ am Konversionspunkt ist kleiner als 30 mrad.
- Die Differenz in den Polarwinkeln Θ ist geringer als 15 mrad.

Zum Schluß werden die besten Konversionspaare ermittelt. Dies geschieht mit Hilfe eines χ^2-Tests, welcher die Informationen von $\Delta\varphi$, $\Delta\Theta$ und die Differenz der rekonstruierten Konversionsradien ΔR beinhaltet. Zwischen dem Konversionspunkt und dem Eintritt in das Gasvolumen der TPC verlieren die Elektronen Energie durch Bremsstrahlung. Diese Verluste sind abhängig von

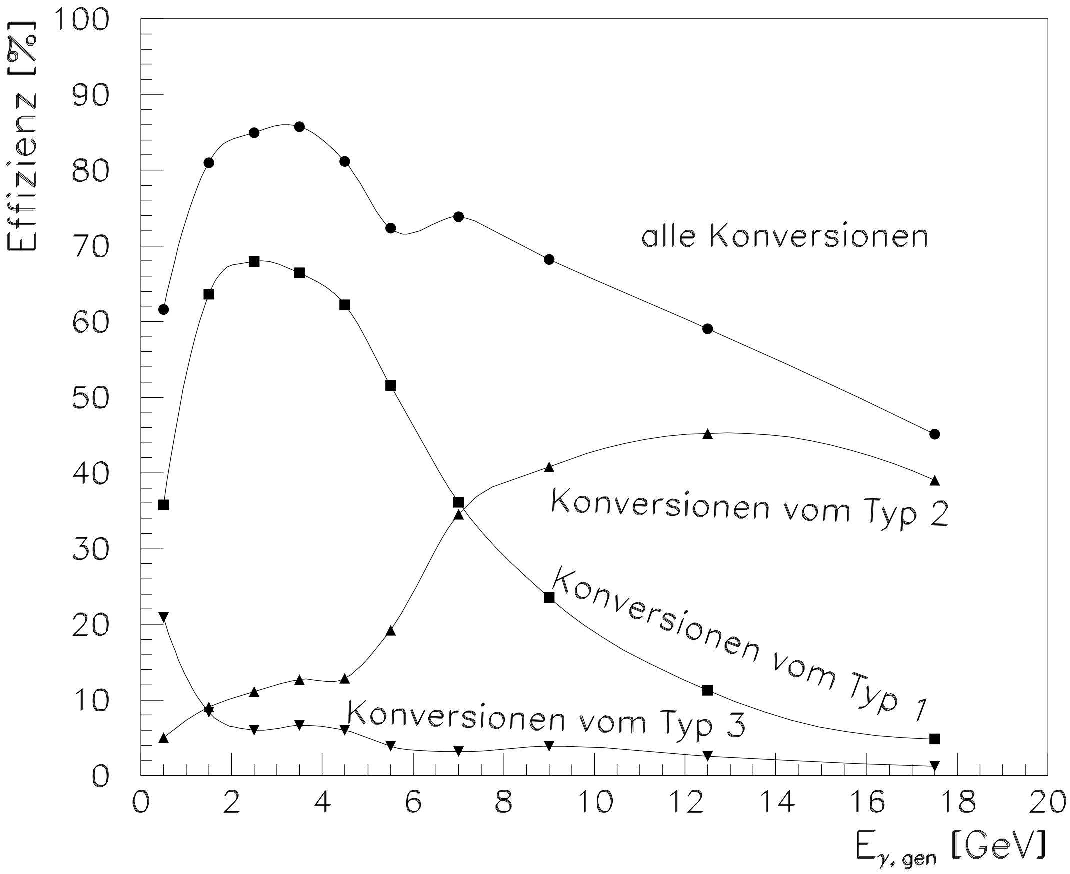

Abbildung 6.4: *Nachweiseffizienzen für Photonen, die vor der TPC konvertiert sind, als Funktion der Energie des Photons auf Generatorebene. Es ist sowohl das Gesamtspektrum als auch die Anteile der unterschiedlichen Nachweismethoden 1–3 aufgetragen. Die Erläuterungen für die Charakterisierung der Typen 1–3 sind im Text zu finden. Die Effizienzen wurden mit Hilfe von simulierten Photonen ermittelt.*

der Materieverteilung und dementsprechend wird die Energie korrigiert. Die so rekonstruierten konvertierten Photonen haben eine hervorragende Energieauflösung von $\pm 1.2\%$. Die Winkelauflösungen betragen ± 1.5 mrad in θ und φ. Der Konversionsradius kann bis auf ± 5 mm genau rekonstruiert werden. Diese Auflösungen wurden mit Hilfe von simulierten Photonen bestimmt.

Konvertierte Photonen vom Typ 2:
Mit Hilfe dieses Algorithmus werden nicht für alle Konversionskandidaten die zugehörigen Partner gefunden. Ein Grund hierfür ist beispielsweise, daß eine der zwei Spuren hochenergetisch ist und der Konversionspunkt nicht richtig bestimmt werden kann. Um einen Teil dieser Konversionen nachzuweisen, wird die Routine GAMFIT benutzt. Hierbei handelt es sich um einen Algorithmus, bei dem zwei Kandidaten mit entgegengesetzter Ladung zu einem gemeinsamen Vertex gefittet werden. Ein e^+e^-–Paar wird als aus einer Konversion stammend akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt werden:

- Zu den geladenen Spuren dürfen keine Assoziationen zu Vertexdetektorhits vorhanden sein.
- Mindestens eine der Spuren darf überhaupt keine Hits vor dem Konversionspunkt haben.

- Der Konversionsradius ist mindestens 5 cm vom primären Wechselwirkungspunkt entfernt.
- Der Konversionsradius ist höchstens 45 cm vom Primärvertex entfernt, oder der Abstand in z-Richtung ist geringer als 8 cm.

Mit Hilfe von simulierten Photonen wurde die Energieauflösung zu $\pm 1.8\%$ bestimmt. Die Winkelauflösungen betragen ± 1.5 mrad in θ und φ. Das Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie ist in Abb. 6.4 dargestellt. Mit dieser Methode werden sehr viel weniger Konversionen rekonstruiert und das Energiespektrum ist härter als mit der ersten Methode.

Konvertierte Photonen vom Typ 3:
Im nächsten Schritt werden Konversionen rekonstruiert, bei denen nur eine der beiden Spuren gefunden wird. Dies tritt auf, falls die andere Spur zu niederenergetisch ist oder in einem nichtsensitiven Bereich verschwindet. Um die TPC zu erreichen, müssen die Zerfallsleptonen mindestens 50 MeV Energie besitzen. Konversionen, bei denen nur ein geladenes Teilchen nachgewiesen wird, müssen die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Der Konversionsradius liegt zwischen 22 und 32 cm.
- Der Abstand zwischen Konversionspunkt und Hauptvertex ist mindestens 4 Standardabweichungen ($R/\sigma(R) > 4$).
- Es gibt keine assoziierten Hits vor dem rekonstruierten Konversionspunkt.
- Die Differenz zwischen der z–Koordinate des Konversionspunktes und dem z–Wert, der sich aus der Spurextrapolation ergibt, ist maximal 1 cm.
- Die rekonstruierte Photonenergie dividiert durch $\sin\theta$ ist kleiner als 5 GeV ($E_\gamma/\sin\theta <$ 5 GeV).

Die Energie des konvertierten Photons ergibt sich aus der Energie des gefundenen Leptons und der durchschnittlichen Energie für ein Lepton, das die TPC nicht erreicht ($0.03GeV/\sin\theta$). Die Energieauflösung beträgt $\pm 12\%$ und die Winkelauflösungen ± 1.5 mrad in θ und φ. Mit dieser Methode werden hauptsächlich niederenergetische Photonen rekonstruiert, wie in Abb. 6.4 zu sehen ist. Das Abfallen des Spektrum bei ca. 5 GeV ist auf den Schnitt $E_\gamma/\sin\theta < 5$ GeV zurückzuführen.

Die Rekonstruktion von konvertierten Photonen mittels Methode 1 ist präziser als die beiden anderen Methoden. Beispielsweise existieren in den Daten sehr viel mehr falsche Vertexdetektorhits als in der Simulation. Um solche und andere Unterschiede zwischen Daten und Simulation auszugleichen, wird in der hier vorgestellten Analyse die Anzahl der rekonstruierten Photonen vom Typ 2 und 3 auf die Anzahl der Photonen vom Typ 1 normiert und entsprechend werden in der Simulation bzw. in den Daten einige Photonen verworfen. Insgesamt werden mit Hilfe der hier vorgestellten Methoden pro hadronischem Ereignis 1.01 Konversionen rekonstruiert. In der Verteilung der Konversionsradien (s. Abb. 6.5) wird eine einigermaßene Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gefunden. Insbesondere bei $R \approx 30$ cm sind größere Abweichungen zwischen Daten und Simulation zu finden, die sich durch Unterschiede in den Materieverteilungen erklären lassen. Dieser Effekt ist auch bei hadronischen Wechselwirkungen zu finden, die in Gegenwart von Materie auftreten. Die Anzahl der konvertierten Photonen in Daten und Simulation hingegen stimmt gut überein. Eine Übereinstimmung von $\pm 15\%$ zwischen Daten und Simulation wird für das rekonstruierte Energiespektrum (s. Abb. 6.6) gefunden. Aus Abb. 6.6 ist zudem zu entnehmen, daß die Anzahl der konvertierten Photonen um eine Größenordnung geringer ist als für Photonen, die in der HPC nachgewiesen werden.

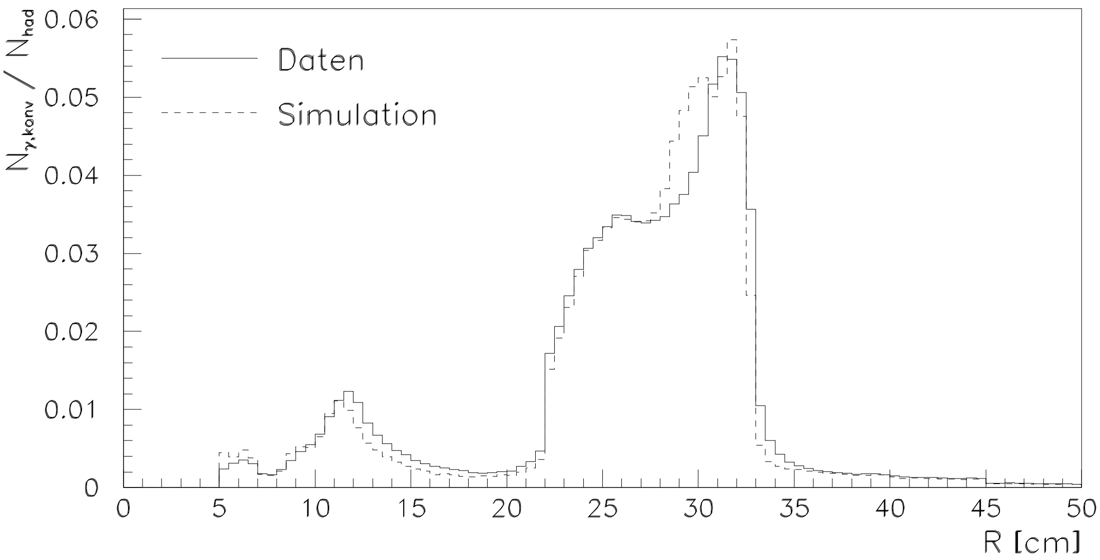

Abbildung 6.5: *Verteilung der Konversionsradien für Konversionen, die mit Hilfe der TPC rekonstruiert wurden für Daten und Simulation.*

6.1.2 Identifizierung von konvertierten Photonen im OD

Photonen, die hinter der TPC konvertieren, können mit Hilfe des OD's teilweise rekonstruiert werden. Hierzu müssen beide Spuren des e^+e^-–Paares als Spurelemente im OD und eventuell auch als Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter sichtbar sein. Die Signatur eines solchen Paares im DELPHI–Detektor ist in Abb. 6.7 zu sehen.

Im ersten Schritt werden die Konversionskandidaten in einem Ereignis herausselektiert. Für jedes Paar von entgegengesetzt geladenen OD–Spurelementen muß die Bedingung

$$\varphi_1 < \Phi_1 < \Phi_2 < \varphi_2 \tag{6.1}$$

erfüllt sein, wobei φ der Winkel des Spurelementes in der x–y–Ebene und Φ der Winkel des Spurelementes bezüglich des Primärvertex ist. Die Ladung des zugehörigen Teilchens ergibt sich aus $Q = \text{sign}(\Phi - \varphi)$, wobei die Periodizität der Winkel beachtet werden muß. Da der Öffnungswinkel der beiden Spuren am Konversionspunkt null ist, ergeben sich – wie in Abb. 6.7 zu sehen ist – die folgenden geometrischen Einschränkungen:

- Die Kreismittelpunkte C_1 und C_2 liegen auf einer Geraden, die senkrecht auf den Spurelementen des OD's stehen.
- Der Abstand der Kreismittelpunkte $| C_1 - C_2 |$ ist gleich der Summe der Kreisradien R_1 und R_2.
- Der Impulsvektor des Photons, der am Vertex V startet, steht senkrecht auf der Verbindungslinie zwischen den Kreismittelpunkten C_1 und C_2.

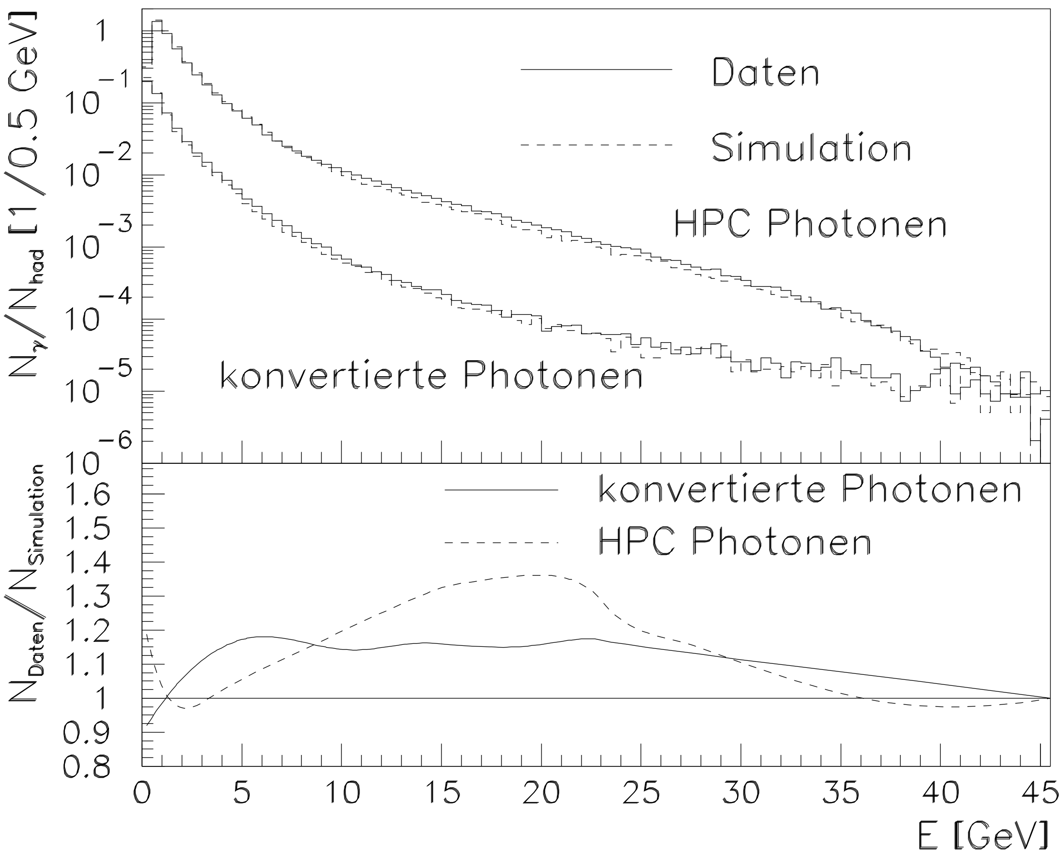

Abbildung 6.6: *Vergleich der Energiespektren für konvertierte Photonen und Photonen, die in der HPC nachgewiesen werden, für Daten und Simulation. Zum besseren Vergleich ist ebenfalls das Verhältnis zwischen dem Spektrum aus den Daten zum Spektrum, welches aus der Simulation stammt, dargestellt.*

Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, kann der Vierervektor des Photons ermittelt werden. Die transversale Energie läßt sich aus R_1 und R_2 berechnen. Θ ergibt sich aus der z–Position der Spurelemente des OD's. Falls zu einer Spur neben den OD Informationen auch HPC–Schauerinformationen vorhanden sind, ergibt dies eine weitere Möglichkeit Θ zu bestimmen. In diesem Fall wird der gewichtete Mittelwert für die Bestimmung des Winkels benutzt. Die Photonenergie wird zusätzlich noch auf die Energieverluste in der durchlaufenden Materie korrigiert. Ein e^+e^-–Paar wird als Konversion akzeptiert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

- Wenn neben den OD–Informationen auch HPC–Schauerinformationen vorhanden sind, müssen die Θ–Messungen im OD und in der HPC kompatibel sein.
- Der Konversionpunkt muß sich an einer Stelle befinden, an der sich bei DELPHI Materie befindet.
- Die Leptonenergie E_i ($i = 1, 2$), die in der HPC gemessen wird, muß verträglich mit der Energiemessung des OD's sein.

Im nächsten Schritt wird ein χ^2–Test durchgeführt, der die oben erwähnten Bedingungen beinhaltet und die beste Kombination ermittelt. Dann wird der Test ohne diese Spuren wiederholt und der zweitbeste Kandidat herausgefiltert und so weiter, bis am Schluß das χ^2 zu schlecht

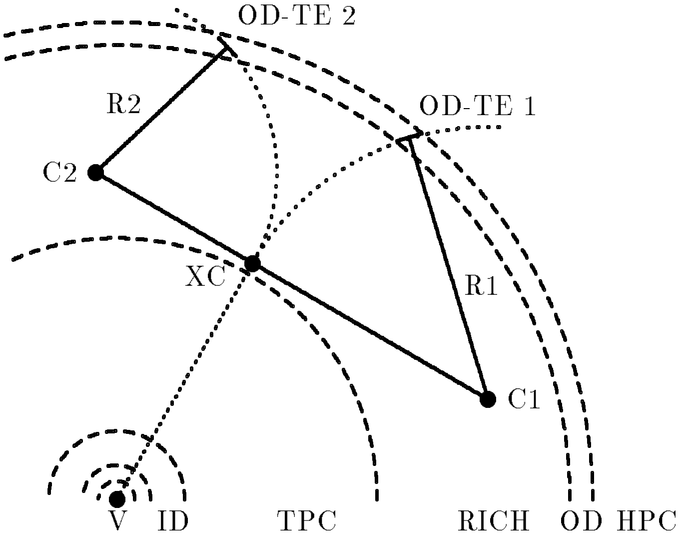

Abbildung 6.7: *Signatur eines Photons, welches hinter der TPC konvertiert, in der R–φ–Projektion.*

wird. e^+e^-–Paare, für die jeweils Spurelemente im OD aber keine zugehörigen HPC–Schauer gefunden werden, ist die Reinheit in hadronischen Ereignissen gering.

In Abb. 6.8 ist das Energiespektrum der rekonstruierten Photonen für Daten und Simulation gezeigt. In den Daten werden ca. 20% weniger Konversionen gefunden, da oftmals keine Spurelemente im OD rekonstruiert wurden. Obwohl ca. 35% der Photonen hinter der TPC konvertieren, wird nur ein geringer Bruchteil davon rekonstruiert. Pro hadronischem Ereignis werden 0.17 Konversionen gefunden, die mit Hilfe des OD's und der HPC rekonstruiert werden. Die Konversionsradienverteilungen aus den Daten und der Simulation sind in Abb. 6.9 zu finden. Es werden drei deutliche Peaks rekonstruiert, die die Materieverteilung innerhalb des RICH–Detektors wiederspiegeln. Für den zweiten und dritten Peak gibt es Diskrepanzen in der Verteilung zwischen Daten und Simulation. Beim zweiten Peak werden in den Daten weniger Photonen als in der Simulation rekonstruiert. Der dritte Peak beinhaltet in der Verteilung aus simulierten Ereignissen eine Unterstruktur, die durch die RICH–Spiegel und die RICH–Wand hervorgerufen wird. Aufgrund der Unterschiede zwischen Daten und Simulation für Photonen, die hinter der TPC konvertieren, und der geringen Effizienz ihrer Rekonstruktion werden diese Photonen in der hier vorgestellten Analyse nicht weiter berücksichtigt. Sie dienen lediglich zur Unterdrückung des Untergrunds für Photonen, die im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen werden.

6.2 Photonabstrahlung von Elektronen

6.2.1 Photonabstrahlung von Elektronen vor der TPC

Elektronen, welche ein Photon vor der TPC abgestrahlt haben, lassen sich über einen Vergleich der Krümmung der TPC–Spur und der Schauerrichtung in der HPC herausfinden. Hierzu werden alle Elektronkandidaten untersucht (das geladene Teilchen wurde vom Elektronerkennungsprogramm mit hoher Wahrscheinlichkeit als Elektron erkannt und wurde mindestens als „loose“

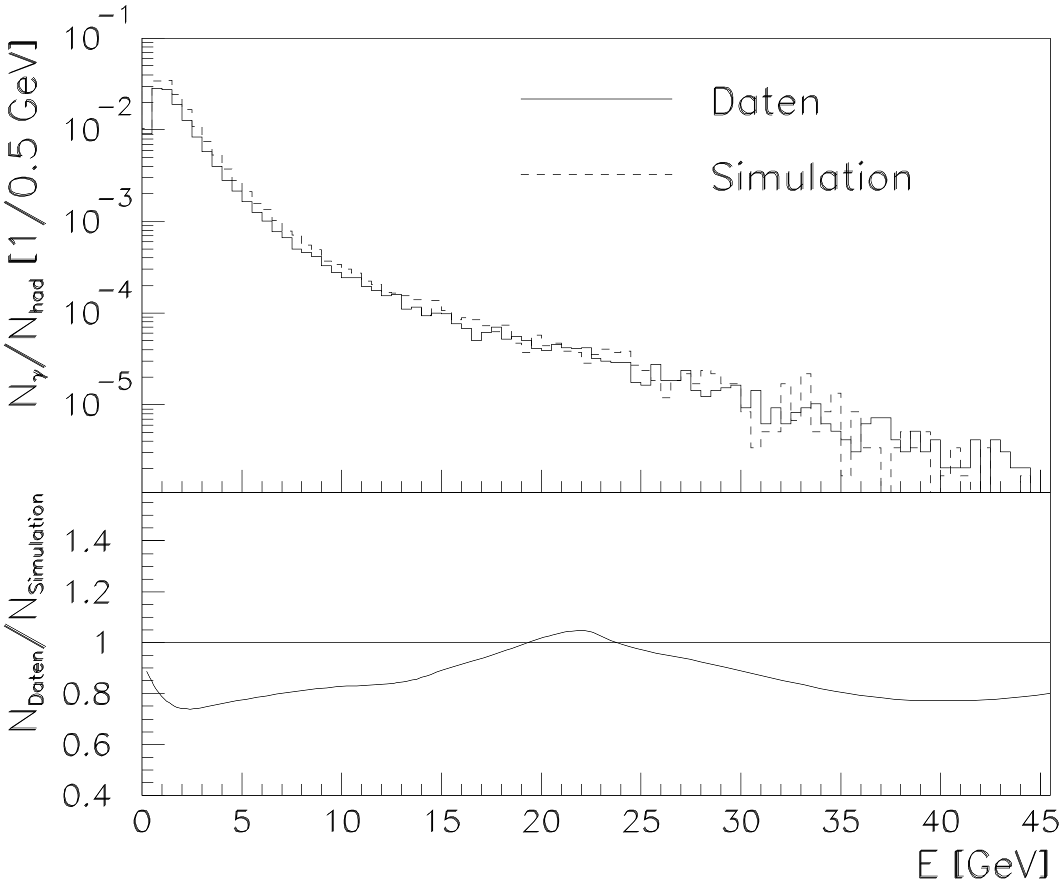

Abbildung 6.8: *Vergleich der Energiespektren für konvertierte Photonen, die mit Hilfe des OD's und der HPC nachgewiesen wurden, für Daten und Simulation. Zum besseren Vergleich ist das Verhältnis zwischen dem Spektrum aus den Daten zum Spektrum, welches aus der Simulation stammt, dargestellt.*

Elektron klassifiziert [29]). Wie bei den konvertierten Photonen vor der TPC wird verlangt, daß der Abstrahlungsort mehr als eine Standardabweichung vom primären Vertex entfernt ist ($R/\sigma(R) > 1$). Der Abstrahlungsort ergibt sich auch hier über die Bedingung, daß die Tangente an die Spur zum Wechselwirkungspunkt zeigt. Die Spurelemente der TPC werden zu zwei verschiedenen Radien extrapoliert, zum einen an den Rand der TPC ($R = 35$ cm) und zum anderen zum Radius, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat , abzüglich 3 cm. Die Tangente an diese Punkte wird mit Hilfe einer Helixkonstruktion in die HPC extrapoliert und dort mit dem ihm am nähsten gelegenen Schauer verglichen. Falls zwischen diesen beiden Radien eine Photonabstrahlung stattgefunden hat, ist sowohl die Differenz Δz als auch die Differenz $\Delta\Phi$ zwischen der extrapolierten Spur und dem HPC–Schauer für beide Radien klein und $\Delta\Phi$ besitzt für die verschiedenen Radien ein unterschiedliches Vorzeichen. Der Abstrahlungsort ergibt sich dann aus der Bedingung, daß die Tangente an die Spur genau zum HPC–Photon zeigt. Ein Photon wird als Abstrahlungsphoton akzeptiert, wenn der Unterschied zwischen gemessener und vorhergesagter z–Koordinate kleiner als 1.2 cm ist.

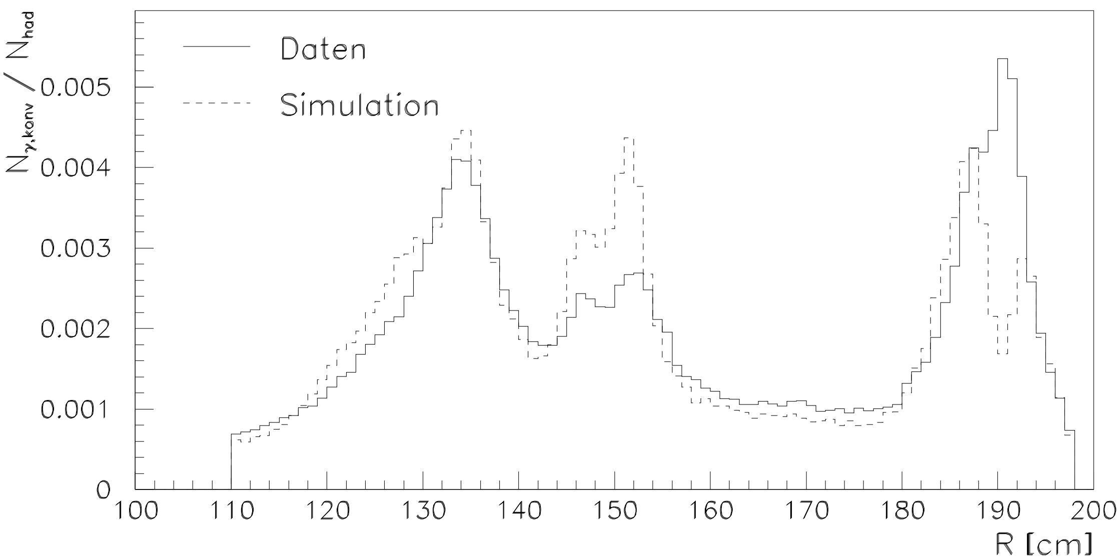

Abbildung 6.9: *Verteilung der Konversionsradien für Konversionen, die mit Hilfe des OD's und der HPC rekonstruiert wurden, für Daten und Simulation. Die Anzahl der Konversionen ist auf die Anzahl der hadronischen Ereignisse normiert. Für die Simulation wurde zudem verlangt, daß die Anzahl der Konversionen pro hadronischem Ereignis dieselbe ist wie in den Daten.*

6.2.2 Photonabstrahlung von Elektronen hinter der TPC

Um Photonabstrahlungen von Elektronen in Materie hinter der TPC zu rekonstruieren, werden Spuren benötigt, die Spurelement der TPC aber keine Spurelemente des OD's besitzen. Wie solch eine Abstrahlung in DELPHI aussieht, ist schematisch in Abb. 6.10 zu sehen. Zunächst wird versucht, TPC und OD–Informationen miteinander zu verknüpfen. Dazu wird folgende Vorhersage getestet: Angenommen am Punkt XR, der außerhalb der TPC liegt, strahlt das Elektron ein Photon der Energie E_γ ab. Die Energie des Elektrons wird somit kleiner und der Krümmungsradius des Teilchens in der R–φ–Projektion R_2 wird ebenfalls entsprechend kleiner. Am Punkt XR ist der Übergang zwischen den beiden Radien eine stetige und differenzierbare Funktion. Daraus ergibt sich, daß der Mittelpunkt des zweiten Kreises C_2 auf der Verbindungslinie $\mid X_R, C_1 \mid$ liegen muß und zwar im Abstand $\mid R_1 - R_2 \mid$ vom Punkt C_1. Das abgestrahlte Photon bewegt sich tangential zur Bahnkrümmung am Ort XR und wird in der HPC nachgewiesen. Falls solch eine Konstellation gefunden wird, läßt sich die Kinematik des Prozesses berechnen. Um sicherzustellen, daß es sich hierbei um eine Photonabstrahlung handelt, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- Der Abstrahlungsort muß kompatibel mit der Materieverteilung in DELPHI sein.

- Die berechnete z–Koordinate des Elektrons im OD muß mit einem OD–TE übereinstimmen. Falls das Teilchen auch in der HPC nachgewiesen wird, wird die z–Position des Schauers zum OD zurückextrapoliert und mit dem vorhergesagten z–Wert verglichen.

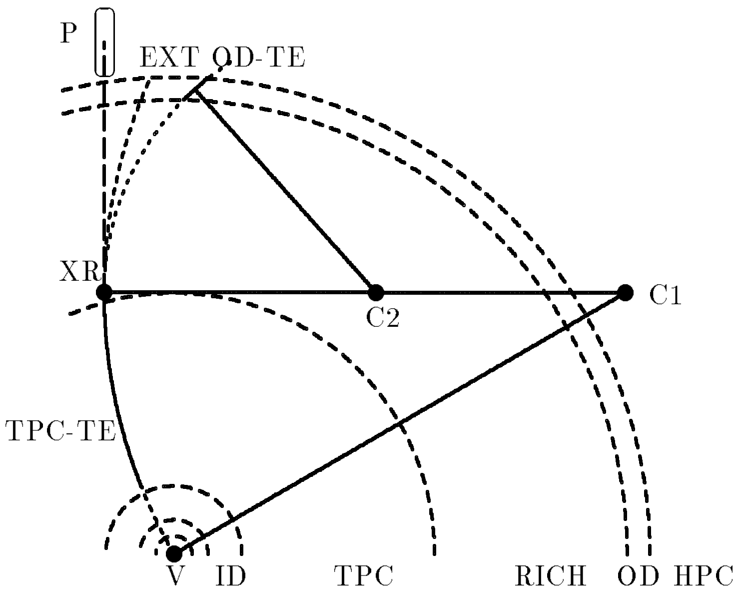

Abbildung 6.10: *Schematische Darstellung einer Photonabstrahlung von einem Elektron in der Materie hinter der TPC in der R-φ-Projektion.*

- Die Vorhersage für die Energie und Position des abgestrahlten Photons bei $R = 218$ cm wird verglichen mit dem ihm räumlich am nähsten gelegenen neutralen HPC–Schauer. Es wird verlangt, daß entweder die Energie und die Raumkoordinaten gut übereinstimmen oder daß es sich bei der TPC Spur mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit um ein Elektron handelt.

6.3 Kalorimeterphotonen

Ein großer Teil der Photonen erreicht das elektromagnetische Kalorimeter. Bei geringen Energien ($E_\gamma < 0.5\ GeV$) werden Schauer rekonstruiert, die durch „Noise“ hervorgerufen werden. Elektronen und Positronen, welche aus Konversionen hinter der TPC stammen und nicht als solche identifiziert wurden, erzeugen zusätzlich neutrale Schauer. Ein weiterer Effekt ist das Auftreten von kleinen Satellitenschauern in der Umgebung von großen Schauern. Abb. 6.11 zeigt die Lage dieser kleinen Schauer relativ zum großen Schauer in der $\Delta\varphi$–Δz–Projektion. Es lassen sich zwei Bänder unterscheiden. Ein Band liegt bei $\Delta z \approx 0$ cm aber unterschiedlichen $\Delta\varphi$. Dieses Band wird durch Photonen, die kurz vor der HPC konvertieren, hervorgerufen. Das dabei entstehende Leptonpaar wird im Magnetfeld abgelenkt und erzeugt demzufolge zwei Schauer. Das andere Band liegt bei $\Delta\varphi \approx 0^0$ und $\Delta z \neq 0$ cm. Dieses Band läßt sich mit Hilfe von „curling“ Elektronen erklären (s. Kap. 4.3). Die restlichen Satellitenschauer sind auf extreme Fluktuationen in der Transversalrichtung des Schauers, Artefakten in der Mustererkennung auf der HPCANA–Ebene, und eventuell auf andere bislang unbekannte Effekte zurückzuführen. In den neuesten Reprozessierungen von realen und simulierten Ereignissen (93c und 94b) werden „curling“-Elektronen bereits auf der HPCANA–Ebene unterdrückt.
Um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, daß es sich bei einem neutralen Schauer tatsächlich um ein Photon handelt, müssen die folgenden Qualitätskriterien erfüllt werden:

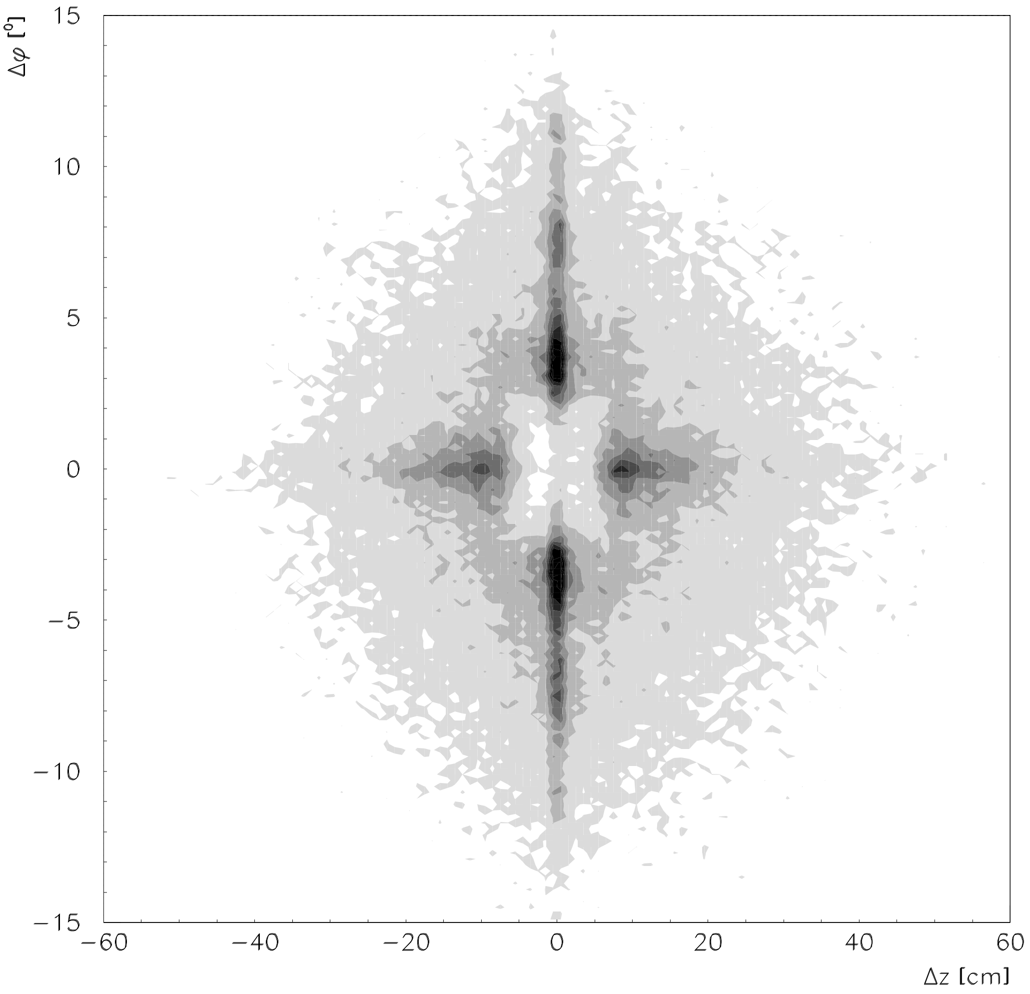

Abbildung 6.11: *Lage von Satellitenschauern in der Umgebung von „großen“ Schauern in der $\Delta\varphi$–Δz–Ebene, wobei der „große“ Schauer im Koordinatenursprung liegt. Die Koordinaten beziehen sich auf $R = 218$ cm.*

- In mehr als zwei Lagen der HPC werden Signale registriert, wobei mindestens zwei benachbarte Lagen angesprochen haben.
- Der Ladungsschwerpunkt des Schauers liegt vor der siebten Lage.
- Der Schauer darf nicht zu breit sein. Der gewichtete Mittelwert der Varianzen zwischen der Photonrichtung und der Position der Cluster in $R\varphi$ und z ist kleiner als eins.

Für Schauer, die diese Kriterien erfüllen, wird eine Übereinstimmung von $\pm 30\%$ in den Energiespektren für die Daten und die Simulation (s. Abb. 6.6) gefunden. Für sehr kleine Energien ($E_\gamma < 1$ GeV) werden in den Daten mehr neutrale Schauer als in der Simulation gefunden, da der Untergrund durch „falsche" Schauer größer ist als in der Simulation. Zwischen 1 GeV und 6 GeV ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gut. Für größere Energien werden in den Daten mehr Photonen als in der Simulation gefunden. Etwa 10% dieser Abweichung können dadurch erklärt werden, daß in den Daten weniger neutrale Schauer als π^0 erkannt werden. Dies wird in Kapitel 7.2 ausführlich behandelt werden. Bei dieser Betrachtung sollte nicht vergessen werden, daß die Spektren zwischen Daten und Simulation nicht übereinstimmen müssen. Der Großteil der Photonen stammt aus Zerfällen von π^0's, dessen Wirkungsquerschnitt in dieser Analyse bestimmt werden soll. Einige unabhängige Tests, ob Daten und Simulation übereinstimmen, werden in Kapitel 7.1 erläutert.

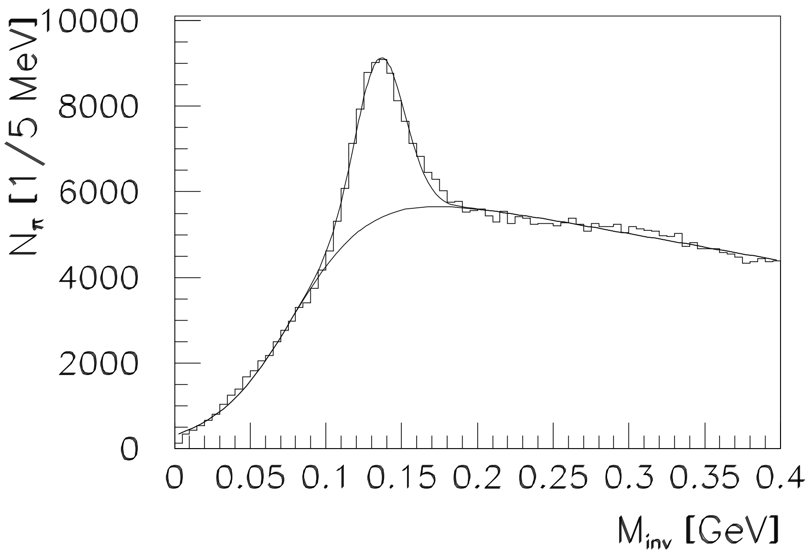

Abbildung 6.12: *Invariantes Massenspektrum für die Kombination von einem HPC Photon und einem Photon, welches vor der TPC konvertiert ist (Typ 1).*

Die Energiekalibration läßt sich mit Hilfe von konvertierten Photonen überprüfen. In Abschnitt 6.1.1 wurde gezeigt, daß Photonen, die vor der TPC konvertiert sind und bei denen beide Zerfallsleptonen in der TPC rekonstruiert werden, eine sehr gute Energieauflösung besitzen. Aus der Kombination dieser Photonen mit einem HPC Photon läßt sich die invariante Masse

$$m_{inv} = \sqrt{2 \cdot E_{konv} \cdot E_{HPC}^{gemessen} \cdot (1 - \sin\theta)} \tag{6.2}$$

berechnen, wobei E_{konv} ($E_{HPC}^{gemessen}$) die rekonstruierte Energie des konvertierten (HPC) Photons ist und θ der Öffnungswinkel zwischen beiden Photonen. Im invarianten Massenspektrum,

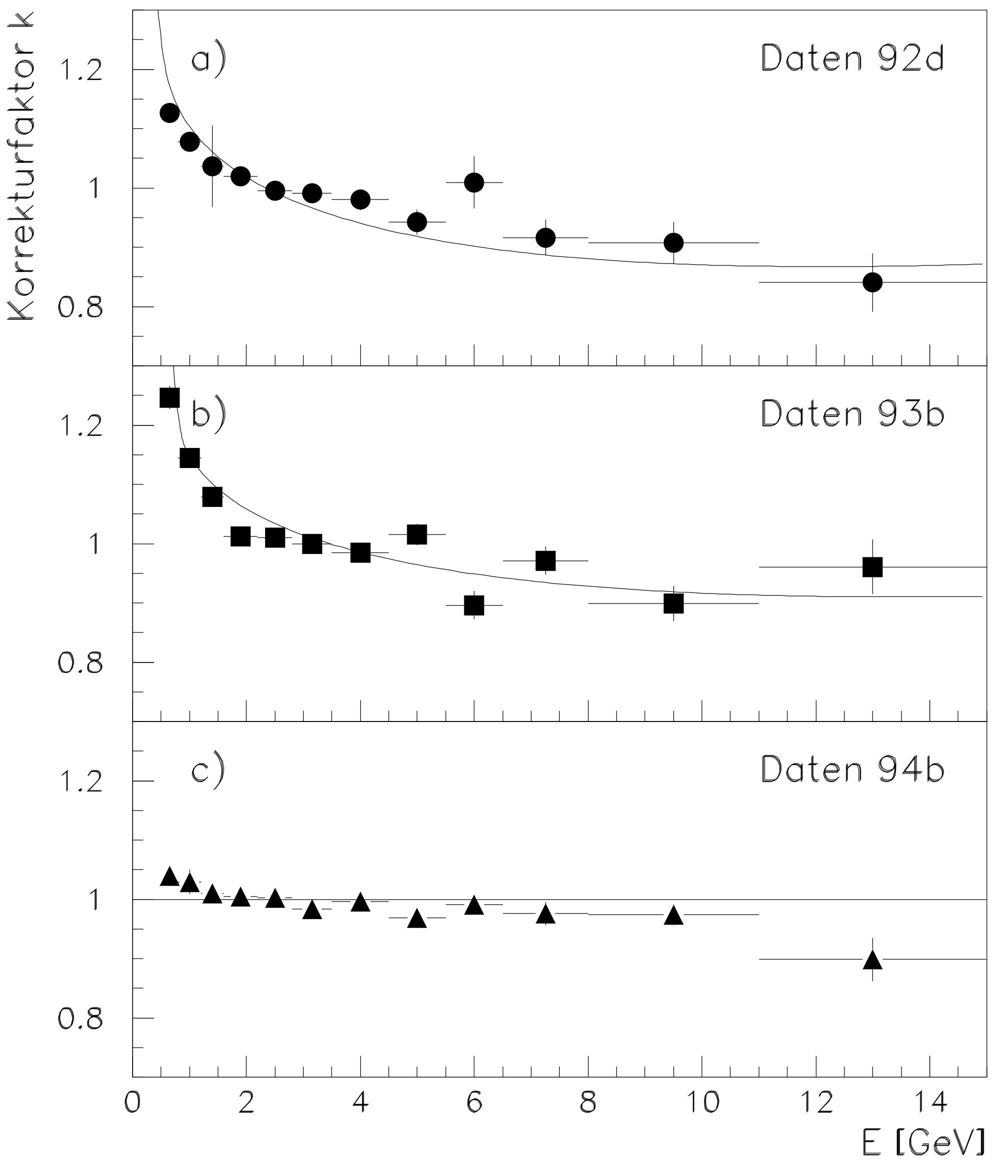

Abbildung 6.13: *a,b) Korrekturfunktionen für die Energie von HPC–Photonen für die Datensätze 1992 und 1993. c) Für 1994 ist keine Korrektur notwendig. Der Korrekturfaktor ist dementsprechend eins.*

welches in Abb. 6.12 dargestellt ist, ist ein deutlicher π^0–Peak über dem kombinatorischen Untergrund zu sehen. Liegt der Peak nicht bei der π^0–Masse, stimmt die Energiekalibration nicht. Unter der Annahme, daß die Kalibration für die konvertierten Photonen und der Öffnungswinkel θ korrekt sind, läßt sich aus der Lage des π^0–Peaks die „wahre“ Energie der HPC–Photonen bestimmen. Der Korrekturfaktor k für die gemessene Energie ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} k &= E_{HPC}^{wahr}/E_{HPC}^{gemessen} \\ &= (m_{inv}^{gemessen}/m_{inv}^{\pi^0})^2. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Der Korrekturfaktor k als Funktion der HPC Energie ist in Abb. 6.13 für die 92er bis 94er Daten zu sehen. Für die 94er Daten ist der Faktor k eins und somit ist keine Korrektur notwendig. Die Korrekturfunktion wurde durch einen Fit der Form

$$P_1 \cdot [P_2 + (E_{\gamma,HPC} - P_3)^{P_4}] \cdot (1 - E_{\gamma,HPC}/45.6\ GeV)^2 \tag{6.4}$$

bestimmt, wobei $P_1 - P_4$ freie Fitparameter sind. Da die HPC mit Hilfe von Bhabha–Ereignissen kalibriert wird und die Schauer von Elektronen und Photonen bei diesen Energien gleiches Verhalten zeigen, muß die Korrektur bei 45.6 GeV verschwinden. Dies wird durch den letzten Term bewirkt. Zur weiteren Überprüfung der Kalibration nach der Korrektur kann die Lage des π^0- und η–Peaks, die mit Hilfe von zwei HPC–Photonen rekontruiert wurden, (s. Abb. 6.14) benutzt werden.

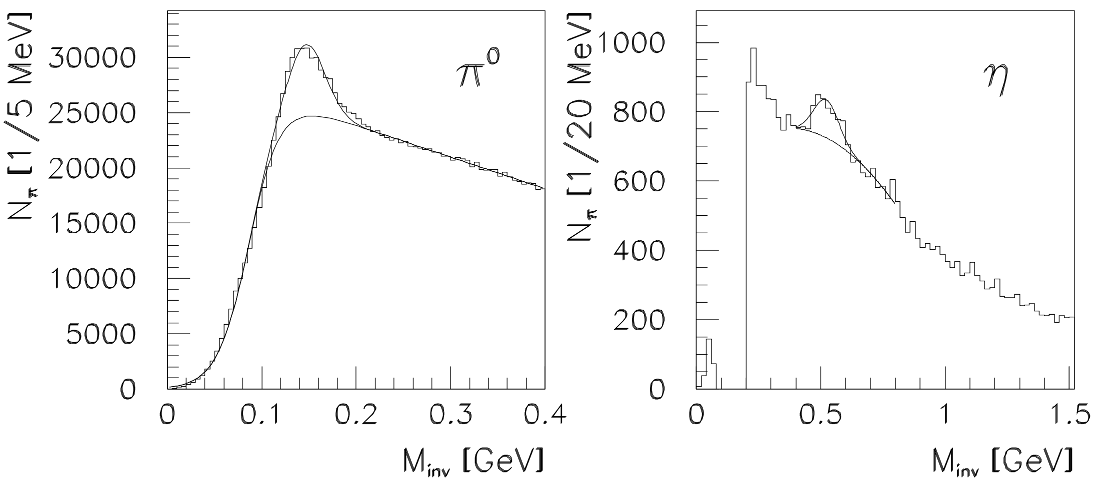

Abbildung 6.14: *Invariante Massenspektren für π^0's und η's aus zwei HPC–Photonen. Um den η Peak sichtbar zu machen, wurde verlangt, daß keines der Photonen mit einen anderen Photon in der Nähe des π^0–Peaks liegt ($|\ m_{inv} - m_{\pi^0}\ | > 0.07$). Weiterhin wird verlangt, daß die aufsummierte Energie der beiden Photonen zwischen 5 GeV und 10 GeV liegt und die Photonen mindestens 3^0 von geladenen Teilchen entfernt sind.*

Die Winkelauflösung wurde aus der Simulation von Photonen zu ± 1.0 mrad in θ und zu ± 1.7 mrad in φ bestimmt. Die Energieauflösung beträgt $30\%/\sqrt{E} \oplus 3.9\%$. Sie läßt sich anhand der Daten aus der Breite des π^0–Signals bestimmen. Hierzu wird die Kombination von einem HPC–Photon und einem konvertierten Photon, welches vor der TPC konvertiert ist und mit Hilfe beider Zerfallsleptonen rekonstruiert wurde, verwendet. Für HPC–Photonenergien unterhalb von 2 GeV ist die Breite des π^0–Peaks allein durch die Energieauflösung des HPC–Photons gegeben, da in diesem Bereich die Energieauflösung der konvertierten Photonen im Vergleich zu den HPC–Photonen zu vernachlässigen ist. Für höherenergetische HPC–Photonen ist die Energieauflösung geringer und kann im Vergleich zu den konvertierten Photonen nicht vernachlässigt werden. Bei sehr hochenergetischen Schauern ähneln sich die Schauer von geladenen und neu-

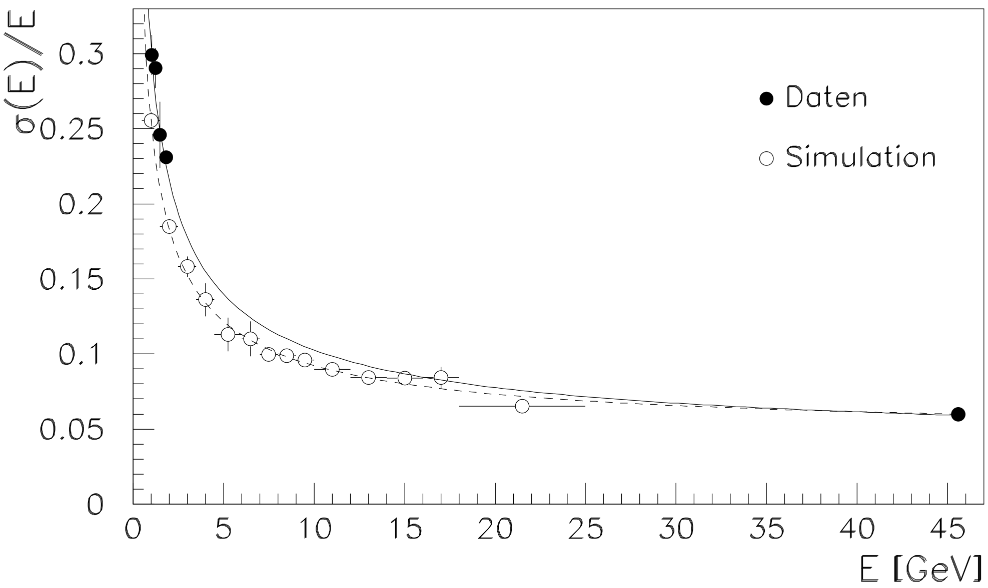

Abbildung 6.15: *Energieauflösung für neutrale Schauer in der HPC. Es ist sowohl die Energieauflösung, die aus den Daten ermittelt wurde (ausgefüllte Kreise) als auch die, die aus simulierten Photonen ermittelt wurde (offene Kreise), dargestellt. Die Kurven zeigen die Resultate der Fits für die Energieauflösung. Die durchgezogenen Linie ist das Ergebnis für die Daten und die gestrichelte Linie für die Simulation.*

tralen Teilchen immer mehr. Für 45.6 GeV ist die Energieaufösung für Elektronen bekannt, da sie aus Bhabha–Ereignissen ermittelt werden kann. Die gleiche Energieauflösung wird für neutrale Schauer angenommen. Ein Anpassung an die so erhaltenen Datenpunkte (s. Abb. 6.15) mit einer Funktion der Form $\sqrt{(P_1 \cdot E^{P_2})^2 + P_3^2}$, wobei P_1, P_2 und P_3 freie Parameter darstellen, liefert die oben genannte Auflösung. Zum Vergleich wurde die Auflösung zusätzlich aus simulierten Photonen bestimmt. Wie Abb. 6.15 zu entnehmen ist, ist die Energieauflösung in der Simulation etwas besser als in den Daten. In der Simulation beträgt sie $30\%/\sqrt{E} \oplus 0.04$.

Kapitel 7

Erkennung neutraler Pionen

Neutrale Pionen zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Sie werden rekonstruiert, indem die invariante Masse der Zerfallsprodukte gebildet wird. Photonen lassen sich mit Hilfe der im Kapitel 6 vorgestellten Methoden entweder im elektromagnetischen Kalorimeter oder als konvertierte Photonen nachweisen. In dieser Analyse werden nur konvertierte Photonen berücksichtigt, die vor der TPC konvertiert sind. Wie in Kapitel 6.1.2 gezeigt wurde, ist die Nachweiseffizienz für Konversionen mit Hilfe des OD's und der HPC gering und es existieren einige Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation. Deshalb sind im folgenden mit dem Begriff des konvertierten Photons lediglich Photonen gemeint, die vor der TPC konvertiert sind. Kombinationen von HPC- und konvertierten Photonen ergeben drei verschiedene π^0–Rekonstruktionsmethoden. Bei kleinen und mittleren π^0–Energien lassen sich π^0's entweder aus zwei konvertierten Photonen rekonstruieren oder aus einem konvertierten und einem HPC–Photon. Für Energien zwischen 3 GeV und 8 GeV lassen sich π^0's zudem aus der Kombination von zwei HPC–Photonen rekonstruieren. Bei hohen π^0–Energien $6\ GeV < E_{\pi^0} < 34\ GeV$ ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen so gering, daß sie in der HPC lediglich als ein Schauer zu erkennen sind, falls keines der Photonen bereits vorher konvertiert ist. In diesem Energiebereich lassen sich π^0's nachweisen, indem nach Unterstrukturen innerhalb eines Schauers gesucht wird (s. Kap. 7.2). Anhand der Simulation läßt sich zeigen, daß bei hohen Energien ein Großteil der neutralen Schauer in der HPC π^0's sind. Werden alle neutralen Schauer als π^0 klassifiziert (ohne das nach Unterstrukturen fahndet wird), lassen sich die so erhaltenen π^0–Wirkungsquerschnitte als Test für die Methode mit Hilfe von HPC–Schauern mit Unterstruktur verwenden.

7.1 π^0–Rekonstruktion bei kleinen und mittleren Energien

Bei kleinen bis mittleren Energien lasssen sich π^0's nachweisen, indem die invariante Masse von zwei konvertierten Photonen, einem konvertierten Photon und einem HPC–Photon oder zwei HPC–Photonen gebildet wird. Für die HPC–Photonen werden für diese Analyse folgende Kriterien verlangt:

- Die Photonen befinden sich in den sensitiven θ oder φ Bereichen der HPC (s. Kap. 4.3).
- Die Photonen befinden sich in den ersten beiden Ringen der HPC $|\cos\theta| < 0.65$. Die Energieauflösung für den dritten Ring ist geringer durch die größere Strahlungslänge vor dem Ring und durch die kürzere Driftlänge.
- Die Mindestenergie in der HPC beträgt 0.5 GeV. Für kleinere Energien ist der Untergrund zu hoch.

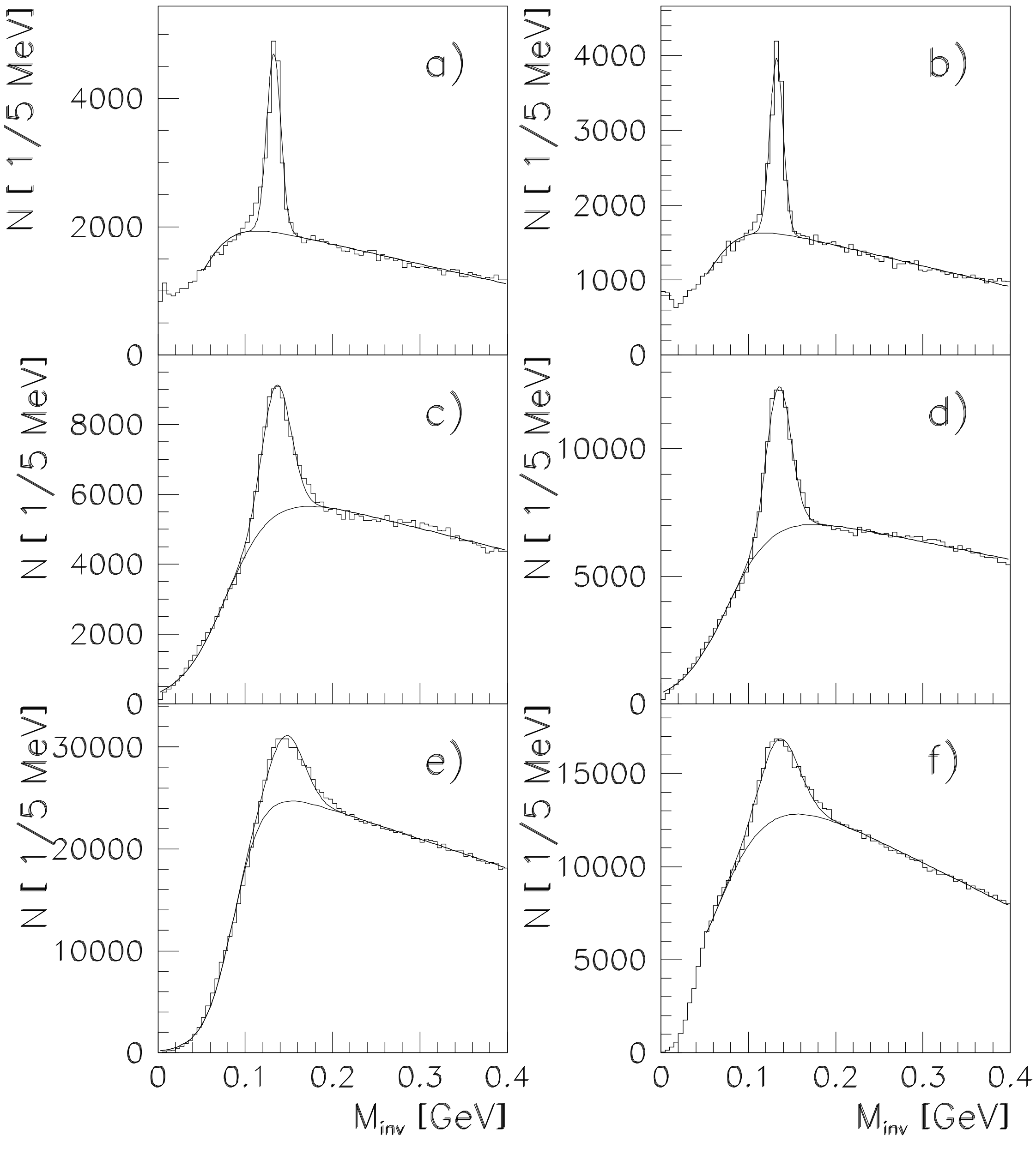

Abbildung 7.1: *Invariante Massenspektren aus der Kombination von konvertierten und HPC Photonen für die 1992–1993er Daten:*
a) Kombination von zwei konvertierten Photonen;
c) Kombination aus einem konvertierten Photon und einem HPC–Photon;
e) Kombination zweier HPC–Photonen im Energiebereich 4–8 GeV.
In b), d) und f) sind die entsprechenden Spektren für die Simulation dargestellt. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Ergebnisse der Fits an die Daten für Signal und Untergrund und nur für den Untergrund.

Für konvertierte Photonen müssen folgende Bedingungen erfüllt werden:

- Bei den konvertierten Photonen handelt es sich ausschließlich um Konversionen, die vor der TPC stattgefunden haben.
- Durch Diskrepanzen in der Materieverteilung in den Daten und der Simulation gerade im Vorwärtsbereich werden nur Konversionen im Zentralbereich betrachtet $|\cos\theta| < 0.7$.
- Konversionen im Bereich $87^0 < \theta < 93^0$, werden nicht betrachtet. In diesem Bereich stossen die beiden Hälften des Detektors aufeinander und es existiert dort so viel Materie, daß praktisch alle Photonen konvertieren und oftmals noch weitere Wechselwirkungen mit der Materie stattfinden, so daß eine Rekonstruktion schwierig ist. Zudem treten in diesem Bereich größere Unterschiede zwischen Daten und Simulation auf.

Die invarianten Massenspektren für die verschiedenen π^0–Rekonstruktionsmethoden sind in Abb. 7.1 für Daten und Simulation dargestellt. Es werden eindeutige π^0–Signale über dem kombinatorischen Untergrund gefunden. Für π^0's, die aus zwei konvertierten Photonen rekonstruiert wurden, ergibt sich aufgrund der sehr guten Energieauflösung für konvertierte Photonen ein schmales π^0–Signal über einem relativ flachen Untergrund. Der Untergrund bei sehr kleinen invarianten Massen wird durch falsch rekonstruierte Konversionen mit einer TPC–Spur hervorgerufen. Beispielsweise kann es vorkommen, daß beide Leptonen einer Konversion als zwei Konversionen mit jeweils einer TPC–Spur rekonstruiert werden oder daß eines der beiden Leptonen ein weiteres Photon abgestrahlt hat. Bei der Kombination von einem konvertierten Photon und einem HPC–Photon ist das Signal durch die Energieauflösung für HPC–Photonen breiter. Die Kombination von zwei HPC Photonen führt zu einem breiten π^0–Signal über einem hohen kombinatorischen Untergrund. Das Spektrum aus zwei konvertierten Photonen stimmt für Daten und Simulation gut überein. Da die Energieauflösung für HPC–Photonen in der Simulation besser ist als in den Daten, ergibt sich für die invarianten Massenspektren, bei denen mindestens ein HPC–Photon benützt wird, in der Simulation ein schmaleres Signal. Beim invarianten Massenspektrum aus zwei HPC–Photonen ist zum einen das Signal–Untergrundverhältnis in den Daten schlechter als in der Simulation, und zum anderen hat der Verlauf des Untergrundes eine etwas andere Form.

Zur Überprüfung der hier vorgestellten π^0–Rekonstruktionsmethoden wird die $\cos\theta$–Verteilung der rekonstruierten π^0's verwendet, die in Abb. 7.2a bis 7.2c gezeigt werden. Da π^0's nicht vom kombinatorischen Untergrund getrennt werden können, wurden alle Kombinationen verwendet, die in den Signalbereich fallen. Somit ergibt sich insbesondere für das π^0–Signal aus zwei HPC–Photonen ein hoher Untergrund in der $\cos\theta$–Verteilung. In allen $\cos\theta$–Verteilungen zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Zur weiteren Kontrolle der Rekonstruktionsmethoden wird der Zerfallswinkel der Photonen im π^0–Ruhesystem benutzt. Für skalare Teilchen wird eine isotrope Verteilung erwartet. Für die Kombination von zwei konvertierten Photonen und von einem konvertierten und einem HPC–Photon ist diese Winkelverteilung in Abb. 7.3 zu sehen. In beiden Fällen wird eine flache Verteilung gefunden. Für π^0's, die über ein konvertiertes und ein HPC–Photon nachgewiesen werden, wird der Zerfallswinkel des konvertierten Photons im π^0–Ruhesystem bestimmt. Diese Wahl hat den Vorteil, daß Abweichungen von einer flachen Verteilung für $\cos\theta \to 1$ auf Probleme bei den konvertierten Photonen hinweisen würden und für $\cos\theta \to -1$ auf Probleme mit HPC–Photonen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der rekonstruierten π^0's als Funktion des skalierten Impulses $x_p = p/E_{Strahl}$ sind in Abb. 7.4 dargestellt. Die Effizienzen sind gegeben durch die Anzahl der rekonstruierten π^0's nach den auf Seite 64 beschriebenen Photonselektionskriterien dividiert

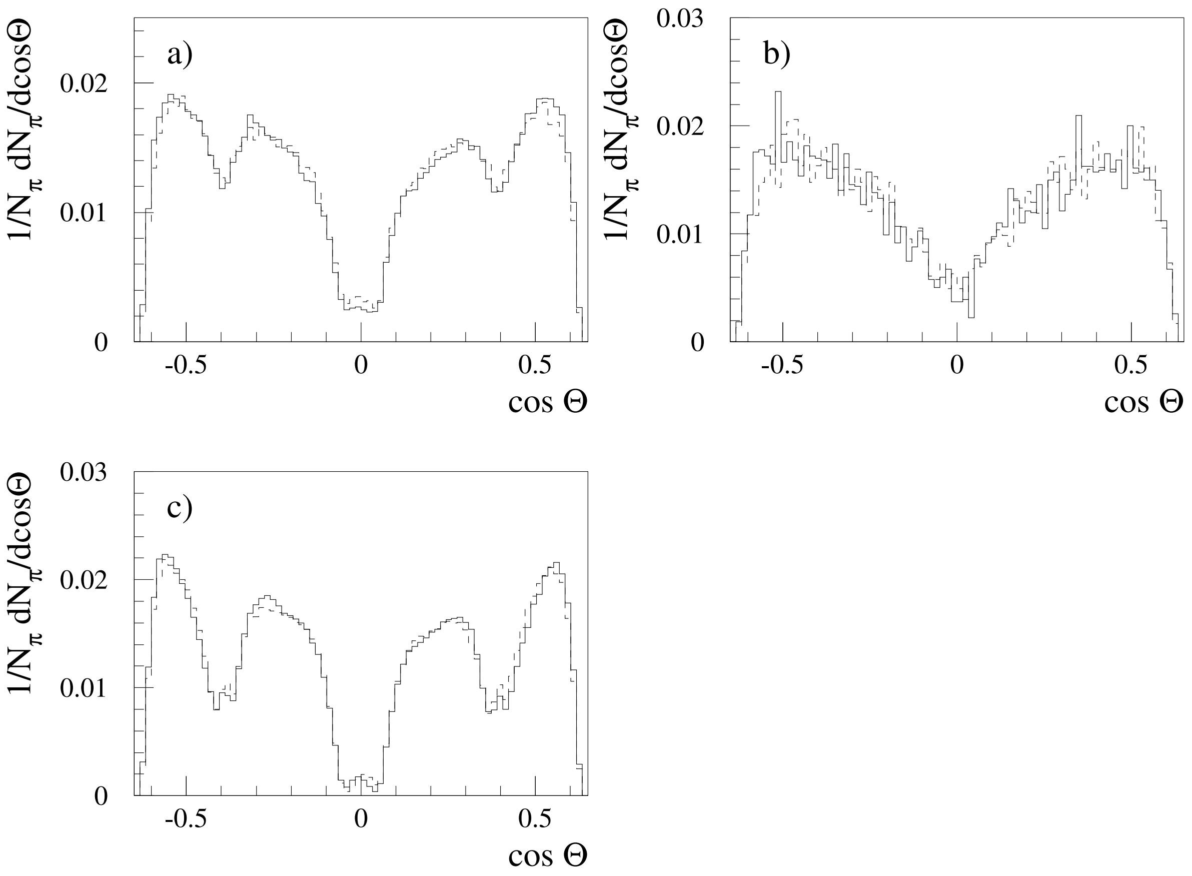

Abbildung 7.2: *$\cos\theta$–Verteilungen rekonstruierte π^0's bei kleinen bis mittleren Energien für die:*
a) Kombination von zwei konvertierten Photonen;
b) Kombination von einem konvertierten und einem HPC–Photon;
c) Kombination von zwei HPC–Photonen;

durch die Gesamtanzahl der generierten π^0's im selben Akzeptanzbereich ($|\cos\theta| < 0.65$ bzw. $|\cos\theta| < 0.7$ für die Kombination von zwei konvertierten Photonen). Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für π^0's, die über zwei konvertierte Photonen oder ein konvertiertes und ein HPC Photon rekonstruiert werden (s. Abb. 7.4a und 7.4b), werden geringer, je kleiner x_p ist. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Spuren der Konversionselektronen nicht genug Energie besitzen, um in der TPC nachgewiesen zu werden. Für hohe x_p–Werte nimmt die Effizienz ebenfalls ab, da in diesem Bereich der Krümmungsradius der Konversionselektronen in der TPC zu gering ist und die Spuren nicht mehr als Konversionskandidaten akzeptiert werden (s. Kap. 6.1.1). Aufgrund von Änderungen in HPCANA und Verbesserungen in der Rekonstruktion von konvertierten Photonen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit 1994 im Vergleich zu den 1992–1993 Daten für π^0's aus zwei konvertierten Photonen um den Faktor 1.25 größer. Für π^0's, die über ein konvertiertes und ein HPC–Photon rekonstruiert werden, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit 10% höher. Obwohl einige der Effizienzen sehr gering sind, können sie zuverlässig aus simulierten Ereignissen ermittelt werden, da die größten Verluste in der Effizienz auf die geometrische Akzeptanz und die Materieverteilung zurückzuführen sind.

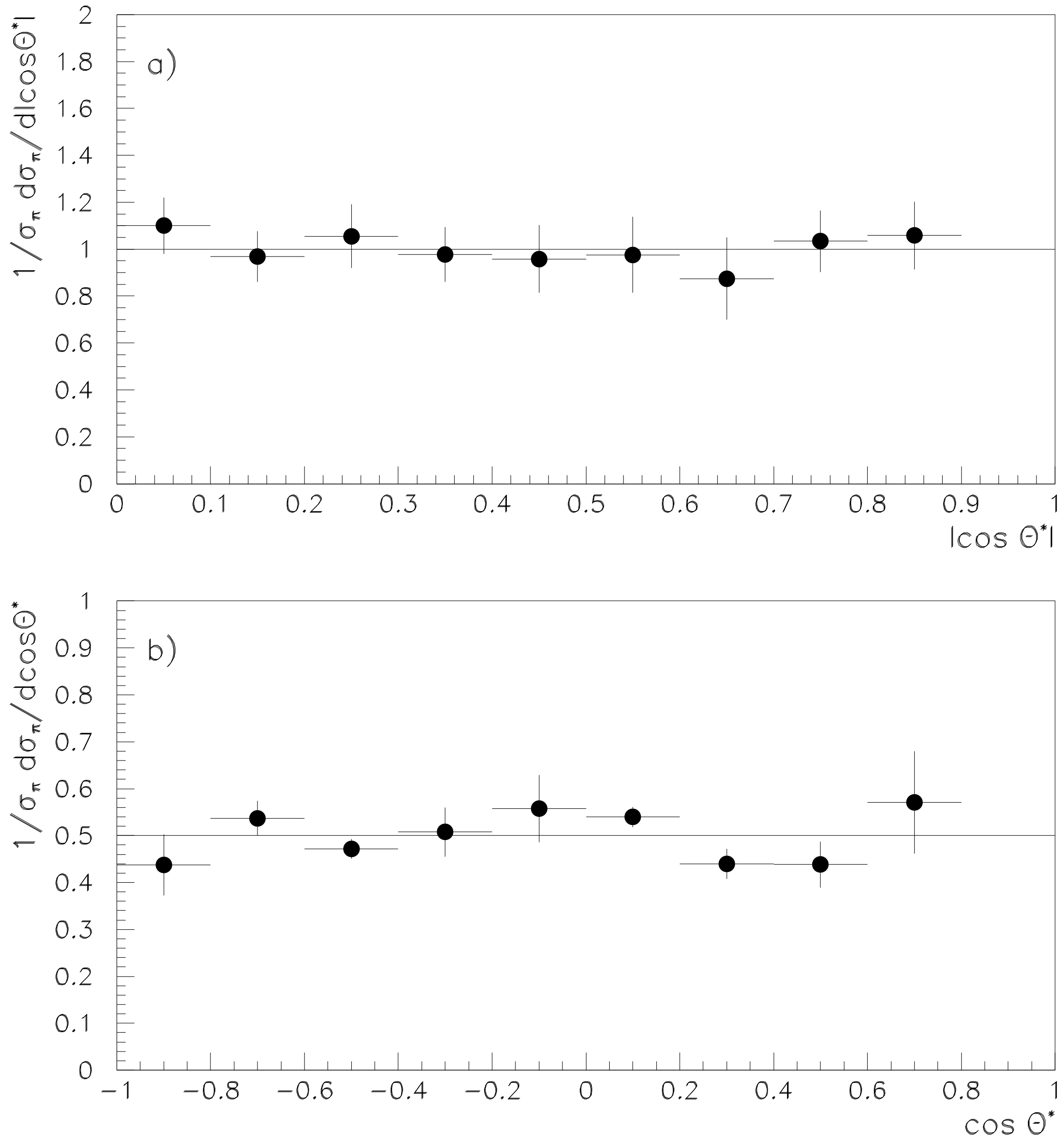

Abbildung 7.3: *Zerfallswinkelverteilung ϑ^* der Photonen im π^0–Ruhesystem für π^0's, die aus a) zwei konvertierten Photonen und b) aus einem konvertierten und einem HPC–Photon rekonstruiert wurden. In b) wurde der Zerfallswinkel des konvertierten Photons bestimmt.*

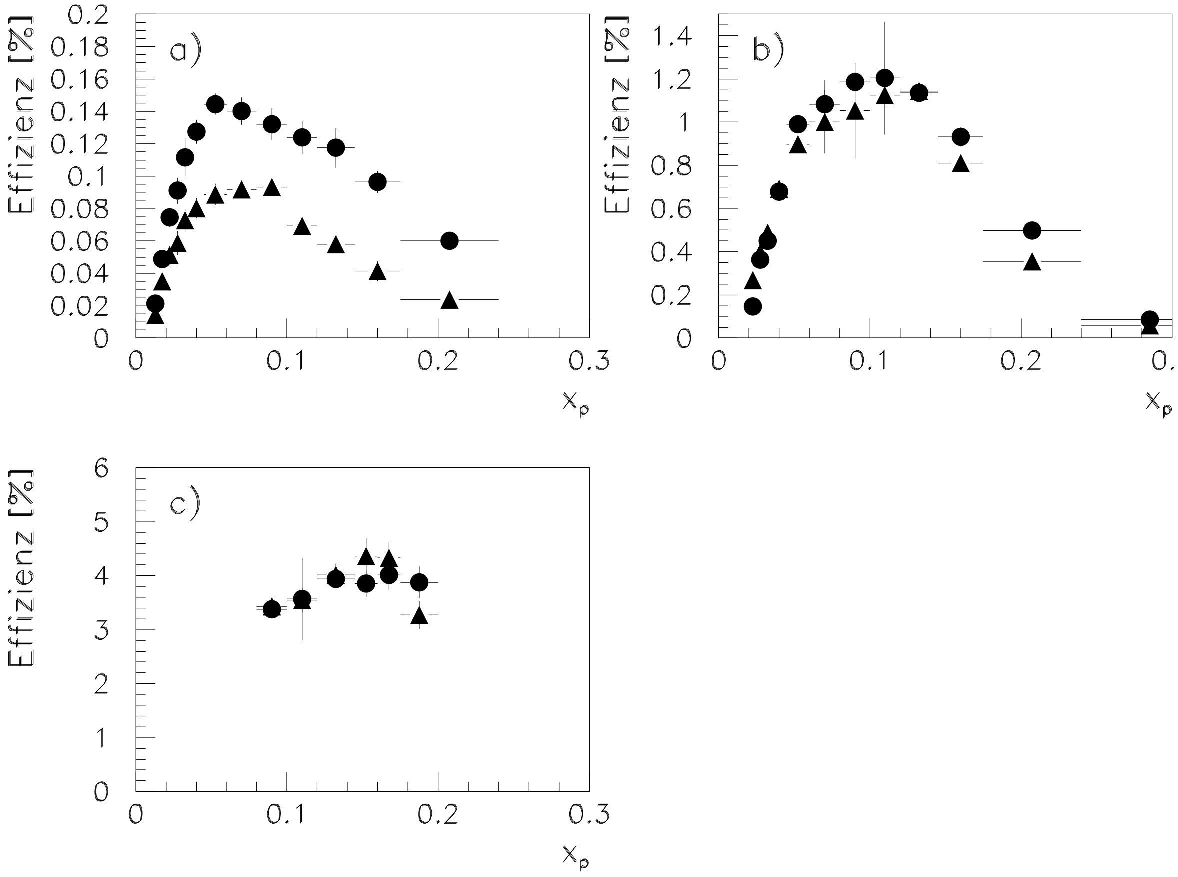

Abbildung 7.4: *π^0–Effizienzen, die aus simulierten Ereignissen bestimmt wurden, für die 1992–1993er Daten (Dreiecke) und die 1994er Daten (Kreise):*
a) Kombination von zwei konvertierten Photonen;
b) Kombination von einem konvertierten und einem HPC–Photon;
c) Kombination von zwei HPC–Photonen.

7.2 π^0–Rekonstruktion bei hohen Energien

Bei hohen Energien wird die Photonerkennung schwieriger. Der größte Anteil der Photonen stammt aus π^0–Zerfällen. Je höherenergetischer die Pionen sind, je kleiner wird der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen. Ab ca. 7 GeV ist dieser Winkel in der Regel kleiner als $\approx 2^0$ (s. Abb. 7.5) und die Schauer der beiden Photonen überlappen sich und sind somit nur als ein Schauer sichtbar. Aufgrund der hohen Granularität der HPC ist es möglich, einen Teil dieser Schauer als neutrale Pionen zu erkennen, indem nach Substrukturen innerhalb eines Schauers gesucht wird. Die typische Padbreite innerhalb eines Schauers beträgt 2–3 cm. Die z–Auflösung ist durch die Integrationszeit der FADC's der HPC Auslese gegeben und beträgt 3.5 mm. Bei der Suche nach Substrukturen werden zunächst alle Cluster auf ein Θ–φ–Gitter projiziert. Der Abstand zwischen zwei Gitterpunkten in Θ entspricht der Integrationszeit der FADC's. Für φ wird dieselbe Intervallbreite benutzt. Die Ladung pro Θ-Intervall eines Clusters wird gleichmäßig auf die φ-Intervalle eines Pads aufgeteilt. Anschließend wird der Ladungsschwerpunkt ermittelt. Hierzu wird die Ladung aller Pads, die zu einen Schauer gehören, nach der Formel $\sum_{i=1}^{Ncluster} x_i \cdot w_i$ mit $w_i = \frac{E_i}{E_{Lage}} \cdot \frac{1.}{Padbreite}$ aufsummiert. Die einzelnen Pads erhalten

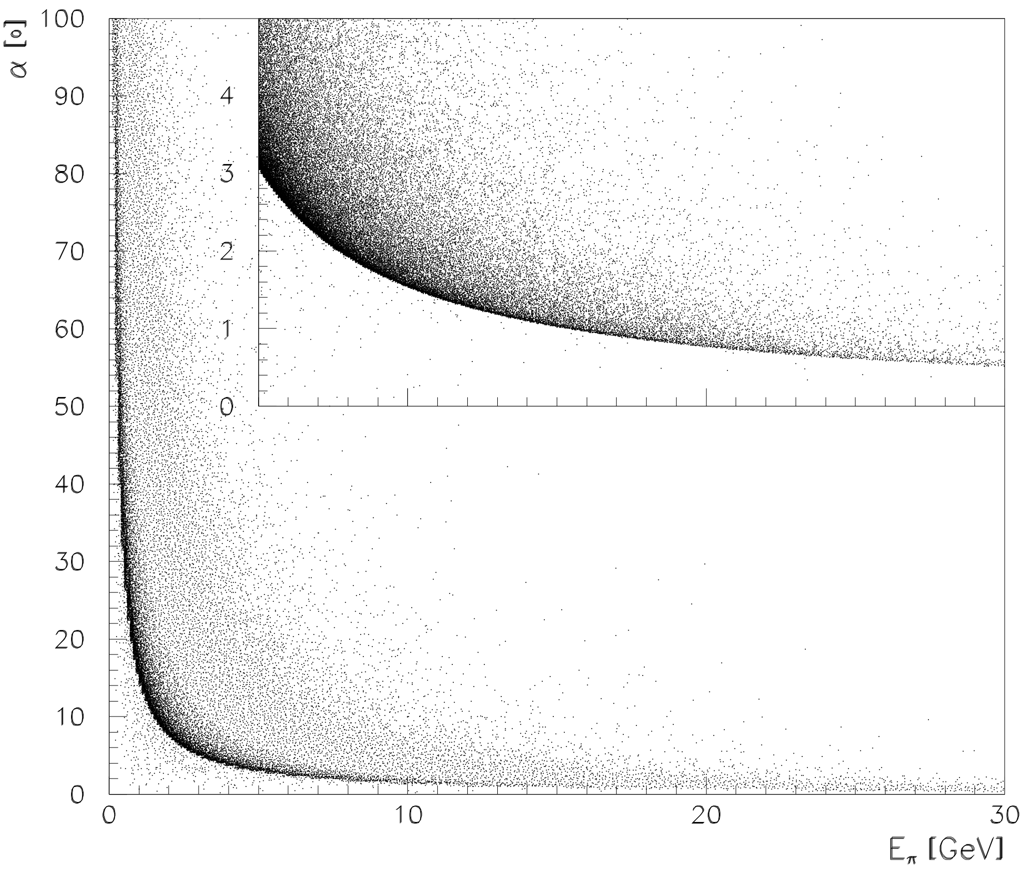

Abbildung 7.5: *Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen des π^0's als Funktion der π^0–Energie auf Generatorebene (JETSET 7.4). Der obige Teilausschnitt stellt eine Vergrößerung für Pionenergien größer als 5 GeV dar.*

Gewichte, die so gewählt sind, daß die Pads der ersten Lagen ein höheres Gewicht erhalten als die der hinteren Lagen. Bei den hinteren Lagen ist die Θ–Auflösung nicht so gut und die Schauer- bzw. die Ladungsverteilung ist breiter. Hieraus lassen sich $\Delta r\varphi$ und Δz (bzw. $\Delta\varphi$ und $\Delta\Theta$) für jedes Cluster bezüglich der Achse, die vom Primärvertex ausgehend durch den Ladungsschwerpunkt verläuft, berechnen. Beispiele für die so erhaltene laterale Ladungsverteilung für ein Photon und ein π^0 sind in Abb. 7.6 dargestellt. Im Falle eines Photons ist die Ladung symmetrisch um den Ladungsschwerpunkt verteilt. Beim π^0 werden zwei Ladungskonzentrationen gefunden.

Die invariante Masse eines π^0–Kandidaten wird folgendermaßen bestimmt: Zunächst wird der Tensor, der φ_i, Θ_i und die entsprechende Ladung Q_i enthält, gebildet. Für diesen Tensor werden die zugehörigen Eigenwerte und Eigenvektoren berechnet. Anschließend wird der Tensor auf Diagonalform transformiert und es ergibt sich das neue Koordiantensystem φ_d, θ_d und Q_d. Beim Auffinden zweier Maxima in der Ladungsverteilung in der θ_d–Projektion, werden an die so erhaltene Verteilung zwei Gaußfunktionen angepaßt (s. Abb. 7.7). Aus der Lage und der Ladung der zwei Maxima läßt sich die invariante Masse berechnen. Ein Schauer wird als π^0 klassifiziert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

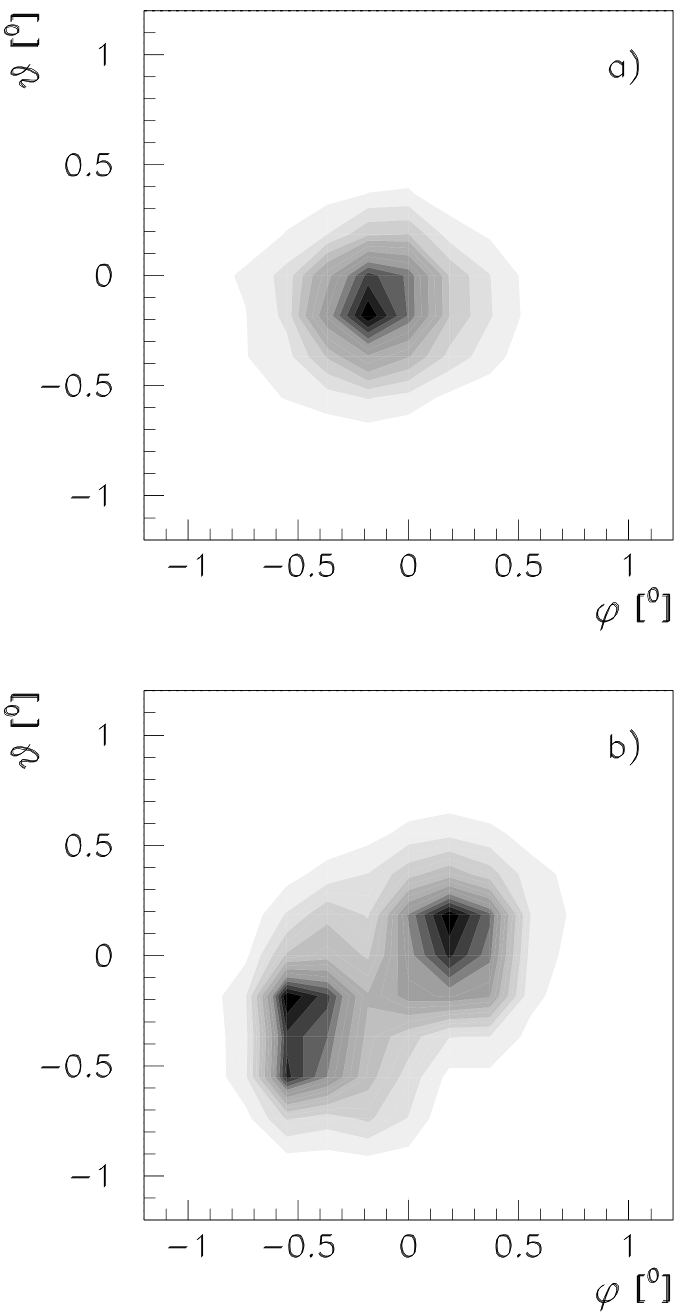

Abbildung 7.6: *Laterale Schauerverteilung bzgl. des Ladungsschwerpunktes in der φ–Θ–Projektion für*
a) ein 31 GeV Photon aus dem Zerfall $Z^0 \rightarrow \mu\mu\gamma$,
b) ein 26 GeV π^0 aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu\rho^- \rightarrow \nu\pi^-\pi^0$.

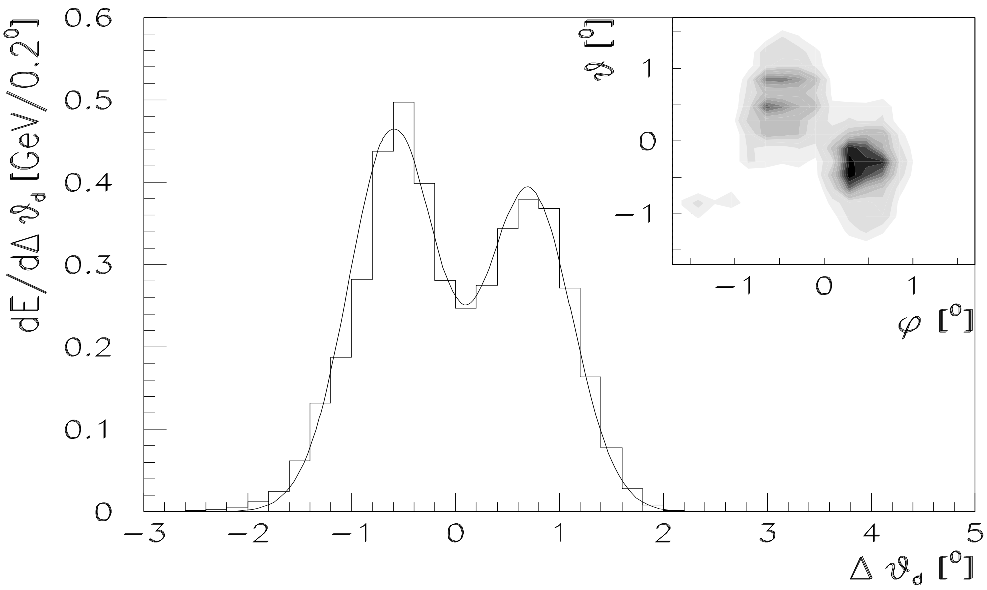

Abbildung 7.7: *Ladungsverteilung des diagonalisierten Schauertensors. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis des Fits von zwei Gaußverteilungen. Das kleine Bild zeigt die Schauerverteilung bzgl. des Ladungsschwerpunktes in der φ–Θ–Projektion.*

1 Die invariante Masse ist größer als null.

2 In der θ–φ–Ebene ist der Drehwinkel $\alpha < 100$ mrad. α ist hierbei der Winkel zwischen der Linie, die die beiden Schauerzentren verbindet, und der θ–Achse.

3 Die Schauer dürfen weder zu breit noch zu schmal sein. Die typische Breite beträgt 0.3^0. Es wird gefordert, daß $\sqrt{(\sigma_{1.\ \text{Gauß}} - 0.3^0)^2 + (\sigma_{2.\ \text{Gauß}} - 0.3^0)^2} < 0.2$.

4 Der Abstand zwischen den beiden Unterschauern ist geringer als 10 mrad.

5 Der Schauer kann höchstens zu einem Spurelement des OD's gelinkt werden.

Diese Klasse von π^0's wird im folgenden als „merged“[1]–Schauer bezeichnet.

Die rekonstruierte Energie und der Öffnungswinkel, welcher durch die maximale Schauergröße und die Wahl der Intervallgrenzen in Padrichtung hervorgerufen werden, hängen leicht von der Energie ab. Werden zwei Ladungskonzentrationen gefunden, handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein π^0. Zwei Maxima ergeben sich allerdings auch, falls ein Photon kurz vor der HPC konvertiert. In diesem Fall findet durch das Magnetfeld eine Aufspaltung in φ aber nicht in Θ statt. Durch einen Schnitt auf den Drehwinkel $\alpha > 100$ mrad wird dieser Untergrund um 60% reduziert. Gleichzeitig werden ca. 20% der „merged“ Schauer verworfen. Wie sich dieser Schnitt auf die Effizienz für π^0's und Photonen als Funktion des Drehwinkels α auswirkt, ist in Abb. 7.8 dargestellt. Mit einem Schnitt bei ± 100 mrad ergibt sich für die π^0–Kandidaten mit einer Mindestenergie von 10 GeV das in Abb. 7.9 aufgezeigte invariante Massenspektrum. Der

[1]merge (engl.): ineinander übergehen, verschmelzen

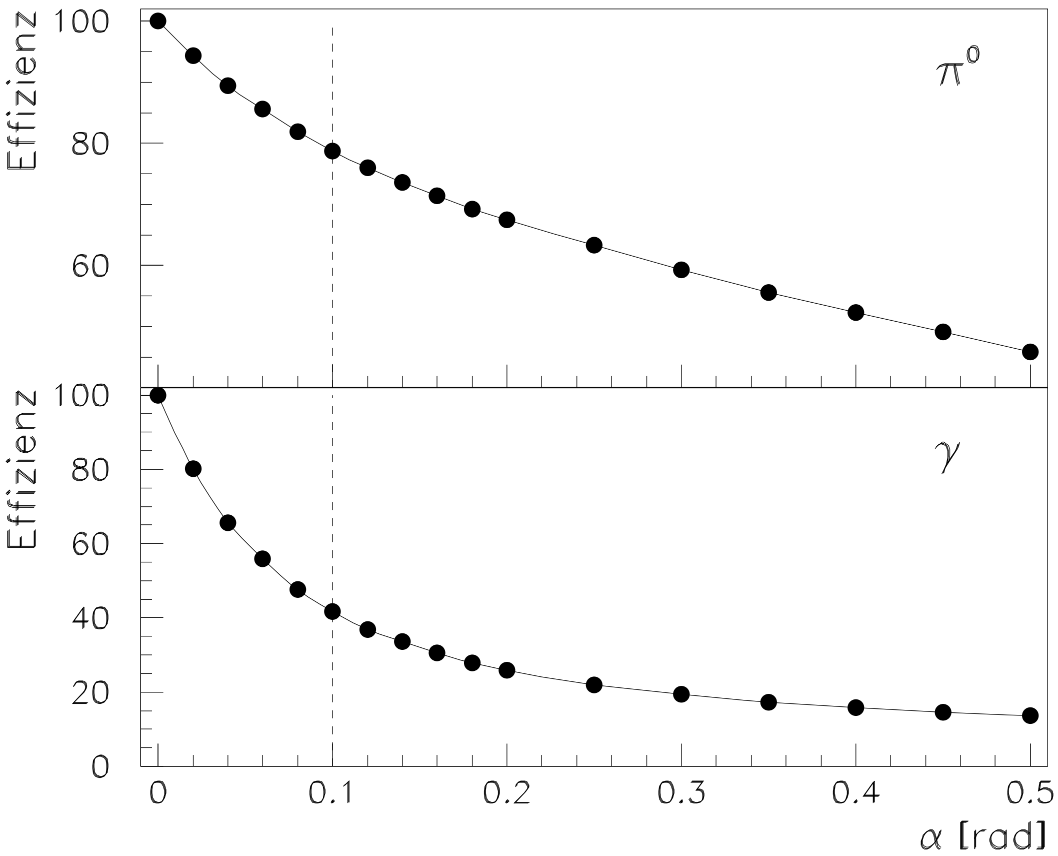

Abbildung 7.8: *Effizienz für π^0's und Photonen als Funktion des minimalen Drehwinkels α. Die Kurven wurden aus der Simulation von π^0's und Photonen ermittelt.*

Verlauf der Verteilung in den Daten und der Simulation stimmen gut überein. Allerdings ist das π^0–Signal in der Simulation etwas schmaler. Der Ausläufer bei höheren invarianten Massen ist dadurch zu erklären, daß eines der beiden Photonen kurz vor der HPC konvertiert, wobei der dritte Schauer allerdings nicht als drittes Maximum in der lateralen Schauerverteilung auszumachen ist. Der Untergrund im invarianten Massenspektrum wird hauptsächlich durch Photonen und η–Mesonen hervorgerufen. Die Reinheit ist in Abb. 7.10 als Funktion der π^0–Energie dargestellt. Die Kurve wurde aus hadronischen Simulationsereignissen bestimmt. Ein Schauer mit zwei Unterstrukturen wurde als vom π^0 stammend klassifiziert, falls der Schauer entweder direkt zu einem π^0 auf Generatorebene assoziiert wurde oder zu einem Photon, welches aus einem π^0–Zerfall stammt. Bei 6 GeV stammen 83% der „merged" Schauer von π^0's, bis 10 GeV steigt dieser Anteil auf 90%, was auf den reduzierten Untergrund durch falsch identifizierte Photonen zurückzuführen ist. Für Energien größer als 20 GeV sinkt die Reinheit durch die Verunreinigung durch η–Mesonen langsam ab. Der kombinatorische Untergrund ist stark reduziert, da bei diesem Algorithmus nur in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von 2^0 nach weiteren Schauern gesucht wird. Der mittlere Abstand zum nächsten unkorrelierten Photon hingegen ist viel größer.

Mit Hilfe dieses Algorithmuses werden nur π^0's nachgewiesen, die eine zwei Schauer Substruktur aufweisen. π^0's, die eine kompliziertere Struktur aufweisen, da beispielsweise eines der Photonen oder vielleicht sogar alle beide Photonen kurz vor der HPC konvertiert sind, werden

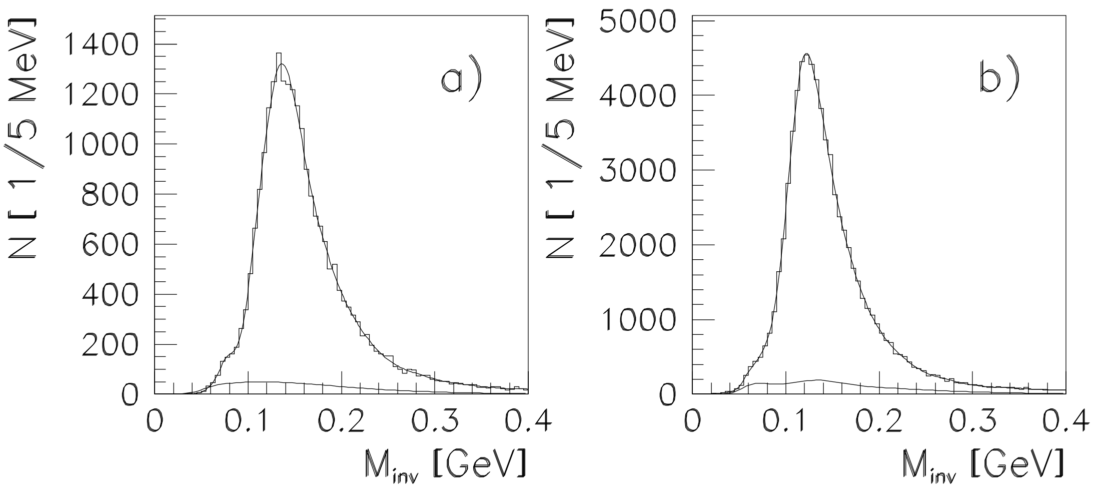

Abbildung 7.9: *Invariantes Massenspektrum der „merged" Schauer für a) die 1992–1993er Daten und b) für die entsprechende Simulation. Die untere Kurve zeigt jeweils den Untergrund, der mit Hilfe einer Simulation ermittelt wurde.*

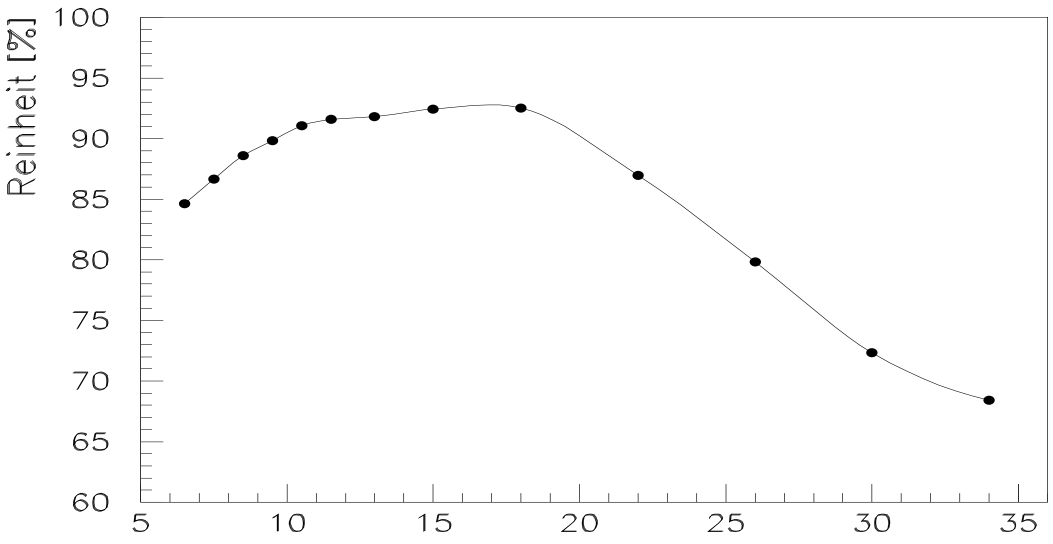

Abbildung 7.10: π^0*–Reinheit der „merged" Schauer als Funktion der* π^0*–Energie. Die Kurve wurde aus simulierten hadronischen Ereignissen bestimmt.*

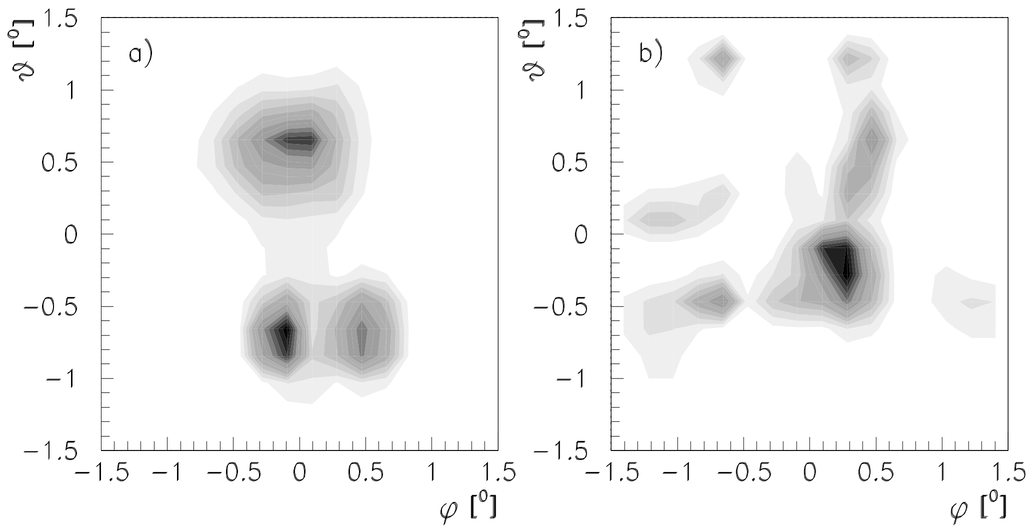

Abbildung 7.11: *Laterale Schauerverteilung bzgl. des Ladungsschwerpunktes in der φ-Θ-Projektion für nicht rekonstruierte π^0's. In a) wurde das π^0 nicht rekonstruiert, da eines der beiden Zerfallsphotonen kurz vor der HPC konvertiert ist und somit drei Maxima in der Ladungsverteilung zu finden sind. In b) haben noch vielfältigere Wechselwirkungen stattgefunden, was zu einer noch komplizierteren Schauerstruktur geführt hat.*

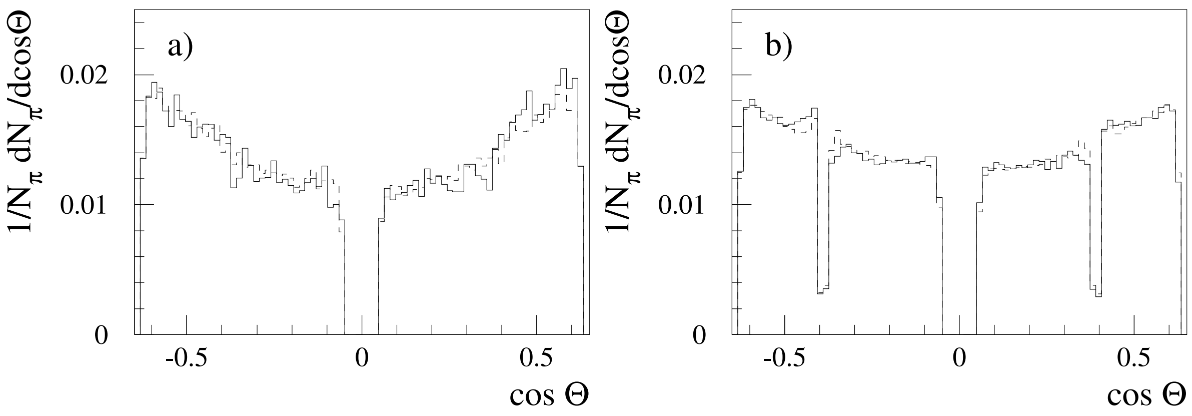

Abbildung 7.12: $\cos\theta$*–Verteilungen für rekonstruierte π^0's:*
a) „merged" Schauer;
b) Summe aller Schauer, die in der HPC gefunden werden und nicht zu einem geladenen Teilchen assoziiert sind.

nicht erkannt und demzufolge als Photon klassifiziert. Beispiele hierfür sind in Abb. 7.11 zu finden. In den Reprozessierungen 93c und 94b wird ein Teil der so gefundenen π^0's bereits auf HPCANA–Ebene in zwei Photonen aufgespalten. Zur weiteren Überprüfung der „merged" Schauer ist in Abb. 7.12a die $\cos\theta$–Verteilung für Daten und Simulation dargestellt. Die Verteilungen stimmen gut überein. Das Energiespektrum der „merged"–Schauer ist in Abb. 7.15 für Daten und Simulation zu sehen. In den Daten werden 20–30% weniger „merged" Schauer

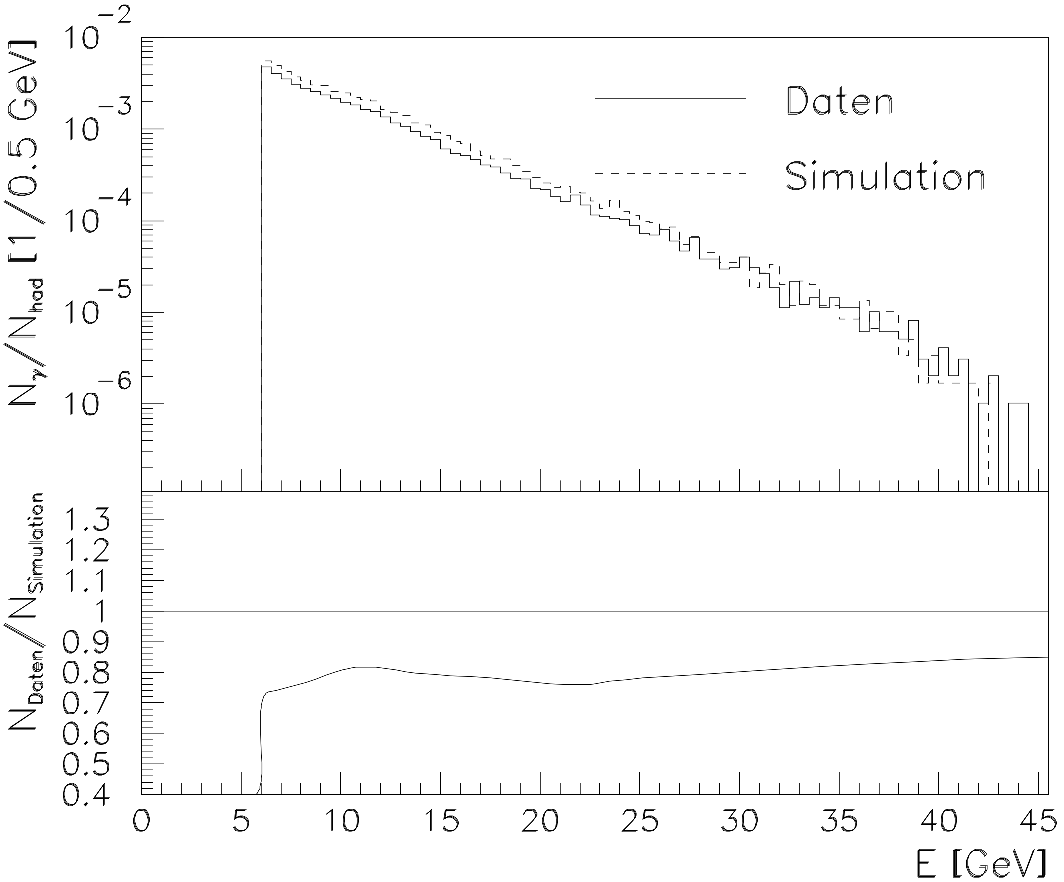

Abbildung 7.13: *Energiespektrum der „merged" Schauer für Daten und Simulation. Die Anzahl der Photonen ist auf die Anzahl der hadronischen Ereignisse normiert. Zum besseren Vergleich ist ebenfalls das Verhältnis zwischen dem Spektrum aus den Daten zum Spektrum, welches aus der Simulation stammt, dargestellt.*

gefunden als in der Simulation. Ein Grund hierfür ist, daß die Simulation zu „ideal" ist und dort mehr zwei Schauer Substrukturen eindeutig identifiziert werden können. Dieser Effekt ist auch deutlich zu sehen, wenn das Verhältnis der „merged" Schauer zu neutralen Schauern in den Daten und in der Simulation betrachtet wird (s. Abb. 7.14). Zur Korrektur dieser Unterschiede werden in der Simulation einige „merged"–Schauer verworfen. Im Bereich zwischen 6 – 10 GeV wurde ein Skalierungsfaktor bestimmt, so daß die Wirkungsquerschnitte, die aus den „merged"–Schauern ermittelt wurden, mit den Wirkungsquerschnitten, die über konvertierte und HPC–Photonen bestimmt wurden, übereinstimmen (s. Kap. 8). Die Energieauflösung der „merged"–Schauer wurde mit Hilfe von simulierten π^0's zu:

$$28\% \cdot E^{-0.45} \oplus 2\% \tag{7.1}$$

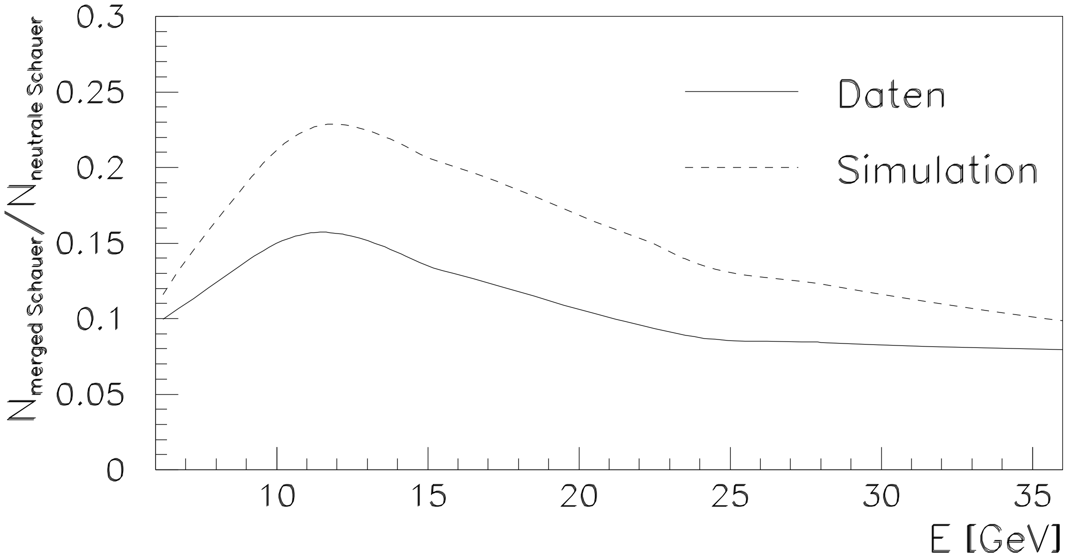

Abbildung 7.14: *Verhältnis der „merged" Schauer zu allen neutralen Schauern in den Daten und der Simulation für hadronische Ereignisse.*

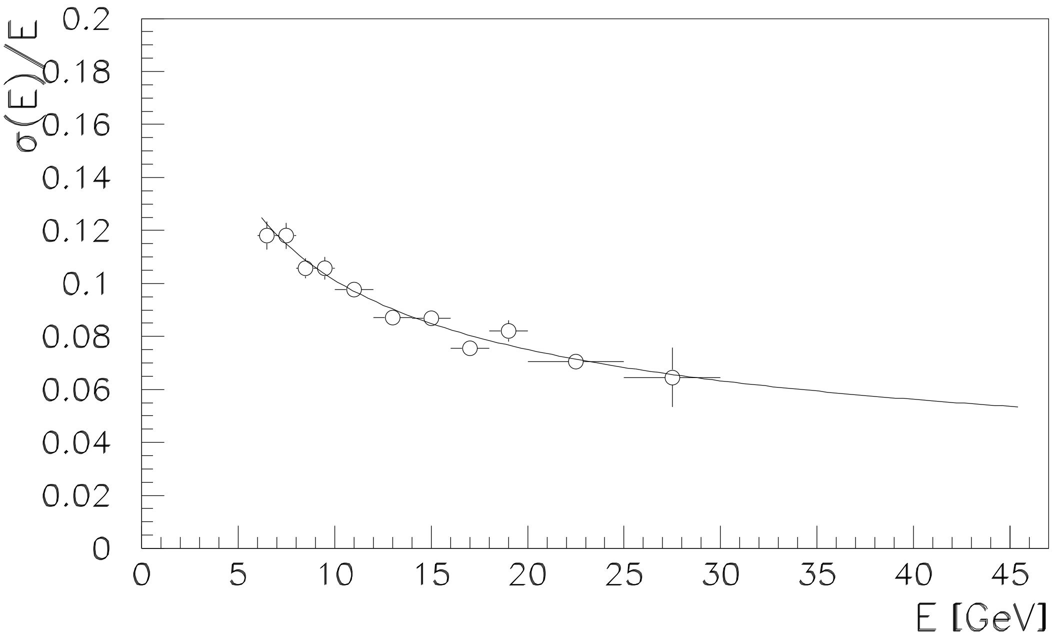

Abbildung 7.15: *Energieauflösung der „merged" Schauer, welche mit Hilfe von simulierten π^0's ermittelt wurde.*

bestimmt (s. Abb. 7.15).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von x_p, welche aus der Simulation ermittelt wurde, ist für die 1992–1993er und die 1994er Daten in Abb. 7.16a dargestellt. Für die 1992er und 1993er Daten werden bei $x_p \approx 0.15$ ungefähr 8% der π^0's als „merged" Schauer rekonstruiert. Für höhere Energien nimmt die Effizienz auf 15% zu, da der Öffnungswinkel der Photonen kleiner wird und mehr Photonschauer überlappen. Bei sehr hohen Energien jedoch wird der Öffnungswinkel so klein, daß es nicht mehr möglich ist, die beiden Photonen des π^0's als zwei „Unterschauer" aufzulösen. Aufgrund von Veränderungen in HPCANA werden für die 1994er Daten bereits in der Offline–Analyse einige „merged" Schauer in zwei Photonen aufgespalten, und die Effizienz ist ca. 50% geringer.

Das Studium hochenergetischer neutraler Schauer aus simulierten Ereignissen liefert, daß ein Großteil dieser Schauer in Realität π^0's sind, da sich die beiden HPC–Schauer der Photonen überlappen. Zur Überprüfung der Methode der π^0–Rekonstruktion mit Hilfe der „merged" Schauer läßt sich die Anzahl aller HPC–Schauer, die zu keinem geladenen Teilchen assoziiert sind, als Funktion von x_p benutzen. Abb. 7.12b zeigt, daß die $\cos\theta$–Verteilungen der neutralen Schauer für Daten und Simulation gut übereinstimmen. Die Reinheit für diese Methode (s. Abb. 7.17) beträgt ca. 72% für Energien zwischen 6 GeV und 25 GeV. Für höhere oder kleinere Energien nimmt sie langsam ab. Der Hauptuntergrund stammt von Photonen und η–Mesonen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abb. 7.16b zu sehen. Die Effizienz steigt für die 1992er und 1993er Daten bis $x_p \approx 0.4$ langsam an, da in diesem Bereich ein Teil der π^0's aus konvertierten und HPC–Photonen rekonstruiert werden können. 1994 ist die Effizienz geringer.

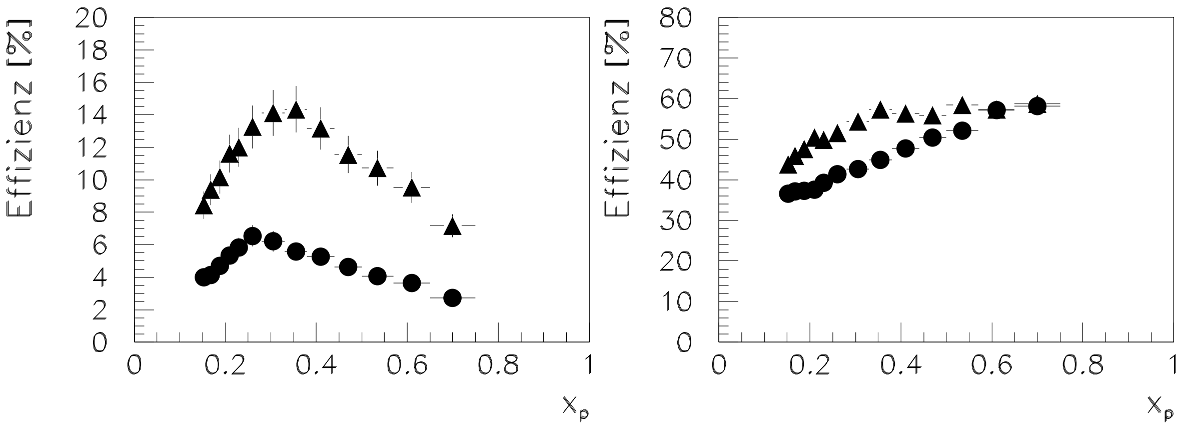

Abbildung 7.16: *π^0–Effizienzen, die aus simulierten Ereignissen bestimmt wurden, für die 1992–1993er Daten (Dreiecke) und die 1994er Daten (Kreise):*
a) „merged" Schauer;
b) Summe aller Schauer, die in der HPC gefunden werden und nicht zu einem geladenen Teilchen assoziiert sind.

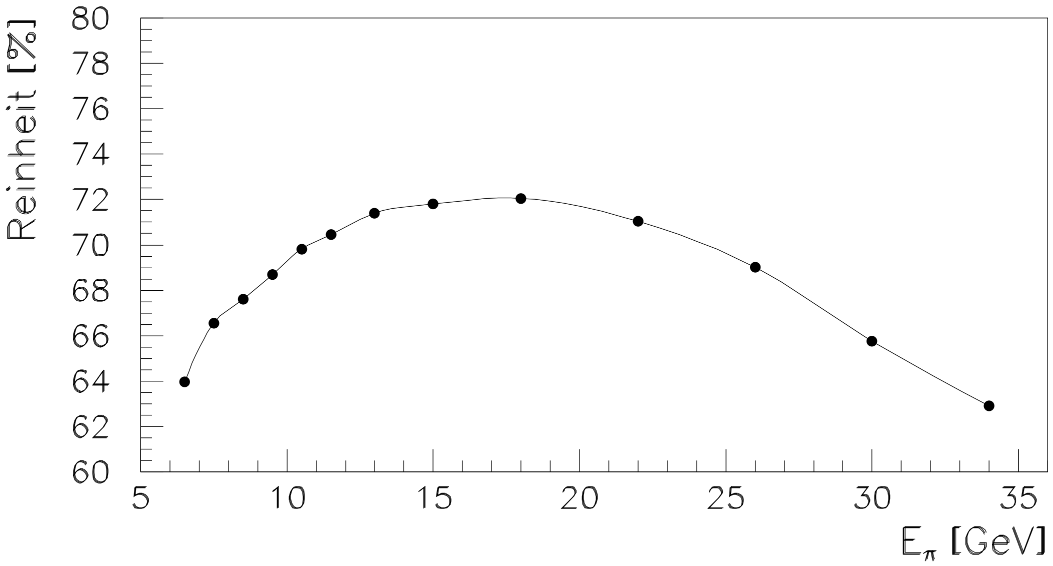

Abbildung 7.17: *π^0–Reinheit von neutralen HPC–Schauern als Funktion der π^0–Energie. Die Kurve wurde mit Hilfe von hadronischen Simulationsereignissen bestimmt.*

Kapitel 8

Inklusive Wirkungsquerschnitte neutraler Pionen

Die verschiedenen Methoden der π^0–Rekonstruktion wurden im vorangegangenen Kapitel vorgestellt. Mit ihrer Hilfe lassen sich die differentiellen π^0–Wirkungsquerschnitte bestimmen. In Abschnitt 8.1 werden die Wirkungsquerschnitte für hadronische Ereignisse diskutiert. Die Ergebnisse werden mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten für neutrale und geladene Pionen bei anderen LEP–Experimenten und mit Vorhersagen verschiedener MC–Ereignisgeneratoren (JETSET 7.4 [37], ARIADNE 4.6 [50] und HERWIG 5.8C [51]) verglichen. Eine andere Möglichkeit Hadronspektren zu beschreiben bietet die MLLA in Verbindung mit der LPHD (s. Kap. 3.3). Das Maximum des π^0–Spektrums als Funktion von $\xi_p = 1/\ln x_p$ wurde bestimmt und mit den Erwartungen dieses Modells verglichen.
Durch Herausselektieren von b bzw. Nicht–b–Ereignissen über die Impaktparametermethode (s. Kap. 5.3) lassen sich die π^0–Wirkungsquerschnitte in b–Ereignissen und in Ereignissen mit leichten Quarks bestimmen. Für b–Ereignisse läßt sich aus der Anzahl der π^0's pro Ereignis die Anzahl der π^0's aus B–Hadronen ermitteln. Für leichte Quarks werden die Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen für die π^0–Fragmentationsfunktion verglichen. Die hier vorgestellten Ergebnisse sind ebenfalls in Referenz [49] zu finden.

8.1 Inklusive π^0–Produktion in $q\overline{q}$–Ereignissen

Wie in Kapitel 7 erläutert wurde, lassen sich π^0's mit Hilfe der folgenden Methoden rekonstruieren:

- Bildung der invarianten Masse aus zwei konvertierten Photonen;
- Bildung der invarianten Masse aus einem konvertierten und einem HPC–Photon;
- Bildung der invarianten Masse aus zwei HPC–Photonen;
- Rekonstruktion des π^0's als „merged“ Schauer in der HPC für $E_{\pi^0} > 6$ GeV;
- Rekonstruktion des π^0's als neutraler Schauer in der HPC für $E_{\pi^0} > 6$ GeV.

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte werden im folgenden lediglich die π^0–Rekonstruktionsmethoden mittels zwei konvertierten Photonen, einem konvertierten und einem HPC–Photon und über den Nachweis als „merged“ Schauer benutzt. Die anderen beiden Methoden werden aufgrund der hohen Unsicherheiten in der Untergrundbestimmung außer acht gelassen. Im invarianten Massenspektrum zweier HPC–Photonen ist das Signal- zu Untergrundverhältnis gering. Zusätzlich treten weitere Unsicherheiten durch Unterschiede in der Energieauflösung für HPC–Photonen zwischen Daten und Simulation auf. Im Fall von „allen neutralen Schauern" läßt sich der Untergrund, der durch „wahre Photonen" hervorgerufen wird, nicht aus den Daten bestimmen und es steht hierzu ausschließlich die Simulation zur Verfügung. Diese beiden Methoden werden lediglich zur Überprüfung der anderen Methoden verwendet. Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes werden das π^0–Signal und der Untergrund an die invarianten Massenspektren für die verschiedenen x_p–Intervalle angepaßt. Die Signale lassen sich durch Gaußverteilungen beschreiben. Der Untergrund wird für die Kombination von zwei konvertierten Photonen durch eine Konstante im Bereich $0.09 < m_{\gamma\gamma} < 0.18$ GeV parametrisiert. Wie aus Abb. 7.1c und 7.1e zu entnehmen ist, ist für die Kombination von einem konvertierten und einem HPC–Photon oder zwei HPC–Photonen das π^0–Signal breiter. In diesem Fall wird der Untergrund im Bereich $0.0 < m_{\gamma\gamma} < 0.4$ GeV durch eine Fermifunktion: $f_{bg}(m_{\gamma\gamma}) = P_3 \cdot (1 + P_4 \cdot (m_{\gamma\gamma} - P_1))/(1 + \exp(\frac{P_1 - m_{\gamma\gamma}}{P_2}))$ angenähert, wobei P_1, P_2, P_3 und P_4 freie Parameter sind.

Falls die π^0's als „merged" bzw. neutraler HPC–Schauer nachgewiesen werden, gibt es keinen kombinatorischen Untergrund. Der Untergrund durch falsche Klassifizierung als π^0 wird aus simulierten Ereignissen abgeschätzt (s. Abb. 7.9 und Abb. 7.17).
Ist die Anzahl der π^0's pro x_p–Intervall bekannt, so läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt folgendermaßen berechnen:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dx_p} = \frac{1}{N_{had}} \cdot \frac{N_{\pi^0}^{rek}(Daten)}{\Delta x_p} \cdot \frac{N_{\pi^0}^{gen}(MC)}{N_{\pi^0}^{rek}(MC)}, \tag{8.1}$$

wobei $N_{\pi^0}^{rek}$ ($N_{\pi^0}^{gen}$) die Anzahl der rekonstruierten (generierten) π^0's pro x_p–Intervall ist. Das Inverse des letzten Verhältnisses stellt die Nachweiseffizienz dar.
Die gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen x_p–Intervallen, die mit Hilfe der oben beschriebenen Methoden ermittelt wurden, sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt und in Abbildung 8.1 graphisch dargestellt.

Bei kleinen π^0–Energien wird der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Rekonstruktion von zwei konvertierten Photonen gemessen. Bei mittleren Energien ist der π^0–Wirkungsquerschnitt durch den gewichteten Mittelwert der π^0–Rekonstruktionen aus zwei konvertierten Photonen und aus einem konvertierten und einem HPC–Photon gegeben. Für π^0's mit Energien größer als 6 GeV wird das Spektrum mit Hilfe der „merged" Schauer ausgemessen. Zum Vergleich ist in Abbildung 8.1a die Vorhersage des JETSET 7.3–Generators dargestellt. Innerhalb des Generators wurden die Parameter so angepaßt, daß sie die bei DELPHI gemessenen Verteilungen zur Beschreibung der hadronischen Endzustände (z. B. Sphärizität, Transversalimpulse, Thrust und Jetraten) und die inklusiven Spektren für geladene Teilchen möglichst gut beschreiben ([52]). Für die Teilchenzerfälle werden die Verzweigungsverhältnisse aus Referenz [53] benutzt, welche auf einem aktuelleren Stand als die JETSET7.3–Standardeinstellung sind. Unterschiede gibt es in den Zerfallskanälen folgender Teilchen: $D^0, D^\pm, D_s^\pm, \Lambda_c, \Xi_c, \Omega_c, B^0, B^\pm, B_s^0, B^{**0}$ und Λ_b. Falls nichts anderes angemerkt wird, handelt es sich im folgenden bei den verwendeten Ereignisgeneratoren um die entsprechenden Modelle mit angepassten Parameter, welches als „DELPHI–Tuning" bezeichnet wird. Da die Wirkungsquerschnitte über drei Größenordnungen variieren, ist in Abbildung 8.1b zum besseren Vergleich das Verhältnis des gemessenen Wirkungsquerschnittes zur Vorhersage des JETSET–Generators mit „DELPHI–Tuning" dargestellt. Zusätzlich zu den Rekonstruktionsmethoden, die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes verwendet wurden, sind die Resultate für den π^0–Nachweis über zwei HPC–Photonen und über alle HPC–Schauer, die zu keinem geladenen Teilchen gehören, dargestellt. Mit allen Methoden werden in

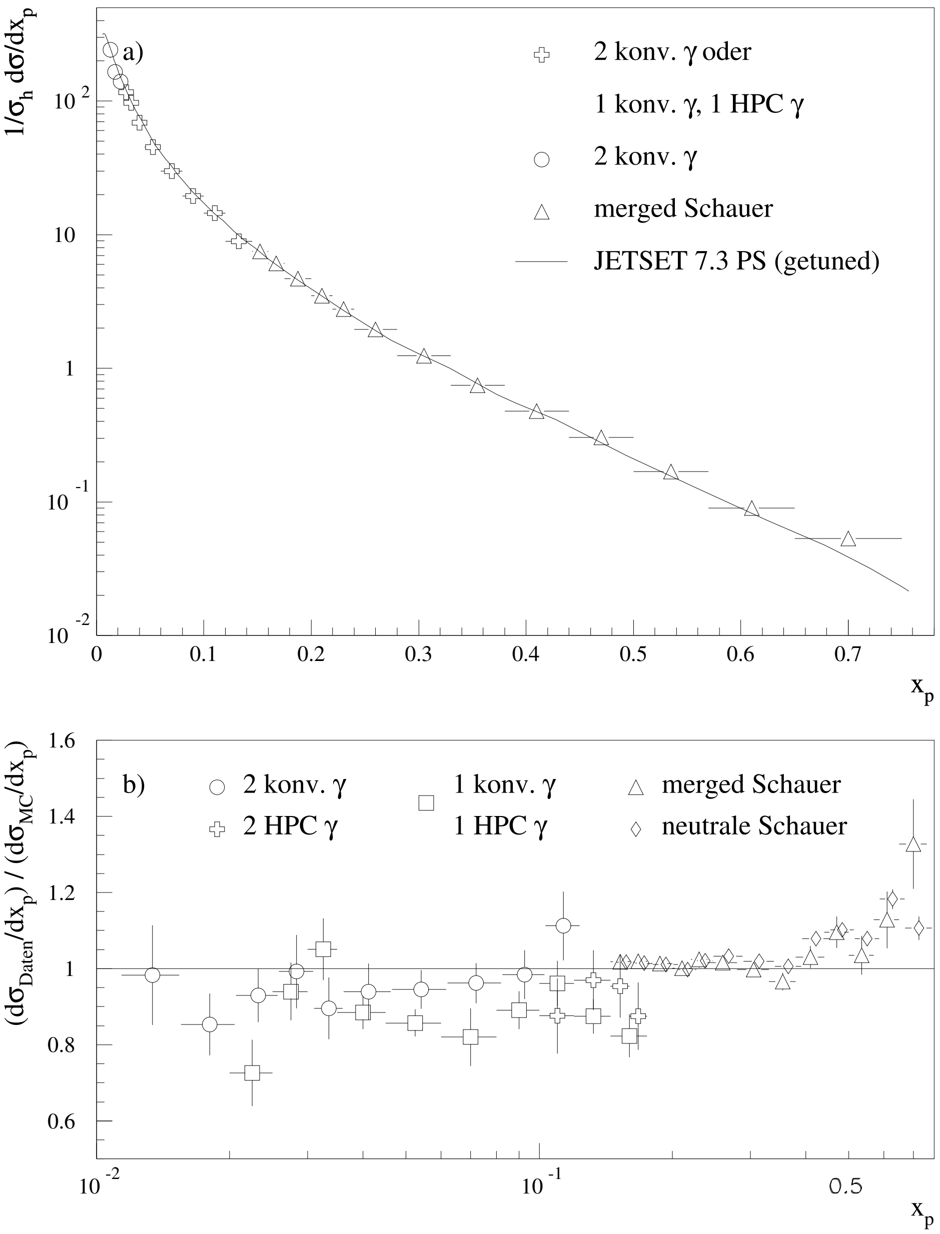

Abbildung 8.1: *a) Differentieller π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p, normiert auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt für $Z^0 \rightarrow q\overline{q}$ Ereignisse. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des JETSET 7.3–Generators mit DELPHI–Tuning.*
b) Vergleich des gemessenen π^0–Wirkungsquerschnittes mit der JETSET 7.3 Vorhersage. Zur besseren Übersichtlichkeit ist die x_p–Achse logarithmisch dargestellt. Neben den π^0–Rekonstruktionsverfahren, die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnittes benutzt wurden, sind die Datenpunkte, die sich aus der Kombination von zwei HPC–Photonen und mit Hilfe aller HPC–Schauer, die zu keinem geladenen Teilchen assoziert wurden, dargestellt.

x_p	$< x_p >$	$\frac{1}{\sigma_{had}}\frac{d\sigma}{dx_p} \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{syst}$				
0.011 – 0.015	0.013	242.	±	32.	±	26.
0.015 – 0.020	0.018	165.	±	16.	±	18.
0.020 – 0.025	0.023	140.	±	11.	±	15.
0.025 – 0.030	0.027	116.	±	7.	±	12.
0.030 – 0.035	0.032	96.9	±	5.7	±	10.3
0.035 – 0.045	0.040	68.7	±	2.9	±	7.3
0.045 – 0.060	0.053	45.3	±	1.5	±	4.8
0.060 – 0.080	0.070	29.9	±	1.4	±	3.2
0.080 – 0.100	0.090	19.4	±	0.8	±	2.1
0.100 – 0.120	0.110	14.5	±	0.7	±	1.5
0.120 – 0.145	0.132	8.90	±	0.41	±	0.94
0.145 – 0.160	0.153	7.23	±	0.06	±	0.85
0.160 – 0.175	0.167	5.92	±	0.06	±	0.70
0.175 – 0.200	0.188	4.49	±	0.04	±	0.53
0.200 – 0.220	0.210	3.38	±	0.03	±	0.40
0.220 – 0.240	0.230	2.66	±	0.03	±	0.31
0.240 – 0.280	0.260	1.86	±	0.02	±	0.22
0.280 – 0.330	0.305	1.18	±	0.01	±	0.14
0.330 – 0.380	0.355	0.707	±	0.009	±	0.083
0.380 – 0.440	0.410	0.444	±	0.007	±	0.052
0.440 – 0.500	0.470	0.281	±	0.006	±	0.033
0.500 – 0.570	0.535	0.155	±	0.004	±	0.018
0.570 – 0.650	0.610	0.088	±	0.003	±	0.010
0.650 – 0.750	0.700	0.050	±	0.002	±	0.006

Tabelle 8.1: *Differentieller π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p in hadronischen Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.*

den sich überlappenden x_p–Bereichen konsistente Ergebnisse erzielt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind weiterhin in guter Übereinstimmung mit den Werten, die von JETSET 7.3 vorhergesagt werden. Die Abweichungen liegen bei ca. 10%. Integration über den gemessenen x_p–Bereich $(0.0011 < x_p < 0.75)$ liefert für die mittlere Anzahl der π^0's pro hadronisches Ereignis $N(\pi^0)/Z^0_{had} = 7.1 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst})$. Zur Bestimmung der Anzahl im gesamten x_p–Bereich wird in den nicht zugänglichen Bereich bei kleinen x_p extrapoliert. Hierbei wird angenommen, daß der Verlauf des Spektrums in diesem Bereich von JETSET richtig wiedergegeben wird. Diese Annahme liefert für die mittlere Anzahl der π^0's pro hadronischem Ereignis:

$$N(\pi^0)/Z^0_{had} = 9.2 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst}) \tag{8.2}$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Fits in den verschiedenen x_p–Bereichen für die Rekonstruktion der π^0's mittels konvertierten und HPC–Photonen. Für die „merged“ Schauer resultiert er aus der Anzahl der so rekonstruierten π^0's. Der statistische Fehler der totalen π^0–Rate wird durch den Wirkungsquerschnitt bei kleinen x_p–Werten dominiert. In diesem Bereich können π^0's nur mit Hilfe von konvertierten Photonen nachgewiesen werden. Durch die geringe Nachweiseffizienz (s. Abb. 7.4a) ist die Statistik entsprechend limitiert. Der systematische Fehler von ca. 11% ergibt sich durch Unsicherheiten in der Anpassung des Untergrundes an die Daten, der Bestimmung der Nachweiseffizienzen und durch Unterschiede in den Daten und der Simulation bezüglich der Materieverteilung innnerhalb von DELPHI und der Energieauflösung. Ein Vergleich des Verlaufs der π^0–Spektren für verschiedene Ereignisgeneratoren bei sehr kleinen x_p liefert, daß der systematische Fehler durch die Extrapolation in den nicht gemessenen Bereich vernachlässigt werden kann. Quadratische Addition der systematischen Fehler der einzelnen Anteile liefert den totalen systematischen Fehler. Die einzelnen Anteile sind in Tabelle 8.2 aufgelistet und wurden wie folgt bestimmt:

Fehlerquelle	systematische Fehler in %		
	2 konv. γ's	1 konv./ 1 HPC γ	„merged“ Schauer
Nachweiseffizienz	4.6	4.7	3.6
zusätzliche Materie	6.8	3.2	6.8
nur konvertierte Photonen vom Typ I	2.1	3.3	–
zusätzliche Energieverschmierung	2.0	3.3	–
zusätzliche HPC–Photonen	–	3.0	3.0
Parametrisierung des Untergrundes	6.4	6.9	5.0
Schnitte in den Rekonstruktionsalgorithmen	–	–	6.8
Totaler systematischen Fehler	10.7	10.5	11.8

Tabelle 8.2: *Systematische Fehler bei der Bestimmung des π^0–Wirkungsquerschnittes.*

- Der systematische Fehler, der bei der Ermittlung der Nachweiseffizienz auftritt, wurde durch $\Delta\epsilon = \sum_i(\Delta\epsilon(i)\frac{N_\pi(i)}{N_{\pi,tot}})^2$ abgeschätzt, wobei $\epsilon(i)$ der Fehler der Effizienz im i-ten x_p–Intervall ist, $N_\pi(i)$ die Anzahl der rekonstruierten π^0's im i-ten x_p–Intervall und $N_{\pi,tot}$ die Anzahl der rekonstruierten π^0's im gesamten x_p–Bereich.

- Wie bereits in Abb. 6.5 gezeigt wird die Materieverteilung in DELPHI in der Simulation nicht korrekt beschrieben. Zur Ermittlung des systematischen Fehlers wurde die Konversionswahrscheinlichkeit für Konversionen, die vor der TPC stattfinden, um 4% variiert. Eine größere Variation führt zu einer Diskrepanz zwischen den Wirkungsquerschnitten aus der Kombination von einem konvertierten Photon und einem HPC–Photon und von zwei konvertierten Photonen. Die Unsicherheit in der Materieverteilung führt weiterhin zur Unsicherheit in der Anzahl der „merged“ Schauer. Je mehr Photonen bereits vor der HPC konvertieren, desto weniger Photonen werden in der HPC nachgewiesen und desto mehr π^0's werden mit Hilfe der Kombination von konvertierten und HPC–Photonen rekonstruiert. Dementsprechend nimmt (bei hohen π^0–Energien) die Anzahl der „merged“ Schauer ab. In diesem Fall müssen auch Konversionen, die hinter der TPC stattfinden, betrachtet werden. Mit Hilfe der Konversionsradiusverteilung für konvertierte Photonen, bei denen beide Zerfallselektronen im OD und der HPC nachgewiesen wurden, wurde der Fehler der Materieverteilung hinter der TPC auf 7% geschätzt. Findet die Konversion kurz vor der HPC statt, so werden mehr Schauer mit mehr als zwei Unterschauern gefunden. Dementsprechend werden sie nicht als π^0–Kandidat klassifiziert.

- Zur Abschätzung des Fehlers durch die Selektionskriterien in den Rekonstruktionsalgorithmen für konvertierte Photonen wurden die π^0–Wirkungsquerschnitte einmal mit Hilfe von allen Photonen, die vor der TPC konvertiert sind, durchgeführt und einmal mit den am „besten“ rekonstruierten konvertierten Photonen, d.h. mit Konversionen, bei denen beide Zerfallsleptonen in der TPC gefunden wurden. Der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten ist ein Maß für den systematischen Fehler.

- Zur Bestimmung des systematischen Fehlers, der durch Unterschiede in der Energieauflösung zwischen Daten und Simulation hervorgerufen wird, wurde die Energie für konvertierte Photonen in der Simulation zusätzlich um 0.5% gaußförmig verschmiert. Für HPC–Photonen wurde die Auflösung zusätzlich um $3\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ verschlechtert.

- Durch Unterschiede zwischen Daten und Simulation für HPC–Schauer und den Auswahlkriterien, wann ein Schauer als Photon klassifiziert wird, treten weitere Unsicherheiten auf. Die Anzahl der HPC–Photonen und der „merged“ Schauer wurde um 3% variiert.

- Der systematische Fehler der Parametrisierung des Untergrundes wurde durch Änderung der Fitfunktion bestimmt. Zur Beschreibung des Untergrundes im invarianten Massenspektrum für π^0's, die mittels zwei konvertierten Photonen rekonstruiert wurden, wurde anstelle durch eine Geraden eine Fermifunktion im Bereich $0.0 < m_{inv} < 0.4$ GeV angepaßt. Anstelle einer Fermifunktion zur Parametriesierung des Untergrundes im invarianten Massenspektrum für die Kombination von einem konvertierten und einem HPC–Photon wurde ein Polynom dritten Grades verwendet. Für die Methode der „merged“ Schauer wurde diese Unsicherheit zu 5% abgeschätzt.

- Die Variation der Selektionskriterien für die Rekonstruktion von “merged“ Schauern führt zu einer Unsicherheit von 6.8%.

Ein Vergleich der gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte mit den Resultaten von L3 [54] und ALEPH [55], liefert eine gute Übereinstimmung (s. Abb. 8.2 und Tab. 8.3).

Experiment	x_p	$N(\pi^0)/Z^0_{had}$	x_p	$N(\pi^0)/Z^0_{had}$
DELPHI	$0.011 - 0.75$	$7.1 \pm 0.2 \pm 0.8$	$0. - 1.$	$9.2 \pm 0.2 \pm 1.0$
L3	$0.003 - 0.15$	$8.38 \pm 0.03 \pm 0.67$	$0. - 1.$	$9.18 \pm 0.03 \pm 0.73$
ALEPH	$0.025 - 1.00$	$5.24 \pm 0.02 \pm 0.29$	$0. - 1.$	$10.51 \pm 0.03 \pm 0.58$

Tabelle 8.3: *Resultate für die mittlere Anzahl der π^0's pro hadronisches Ereignis von DELPHI, L3 und ALEPH. Der erste Fehler entspricht dem statistischen und der zweite dem systematischen Fehler.*

L3 mißt das π^0–Spektrum im Bereich $0.003 < x_p < 0.15$ und findet je nach verwendeten Ereignisgenerator (JETSET oder HERWIG) für die Simulation Unterschiede in der Berechnung der Akzeptanz und demzufolge in der mittleren Anzahl der π^0's pro Ereignis. Wird die Akzeptanz mit JETSET ermittelt, werden im Mittel 9.77 π^0's gefunden, bei Verwendung von HERWIG 8.60. Diese Unterschiede sind auf das Isolationskriterium von Photonen zurückzuführen. Ein Photon muß bei L3 mindestens 50 mrad von einer geladenen Spur entfernt sein. Aufgrund der guten Winkelauflösung innerhalb der HPC und des größeren Abstandes der HPC vom Wechselwirkungspunkt muß bei DELPHI ein Photon lediglich 10 mrad von einer geladenen Spur entfernt sein. Zusätzlich werden in dieser Analyse konvertierte Photonen benützt, für dessen Rekonstruktion keinerlei Isolationskriterien verlangt werden. Somit wirken sich Unterschiede in der lokalen Teilchendichte innerhalb eines Jets in dieser Analyse weniger aus. Bei ALEPH werden zur Bestimmung der π^0–Wirkungsquerschnitte ebenfalls Kalorimeter- und konvertierte Photonen benutzt. Der π^0–Wirkungsquerschnitt wird aus der Kombination von einem Kalorimeter-

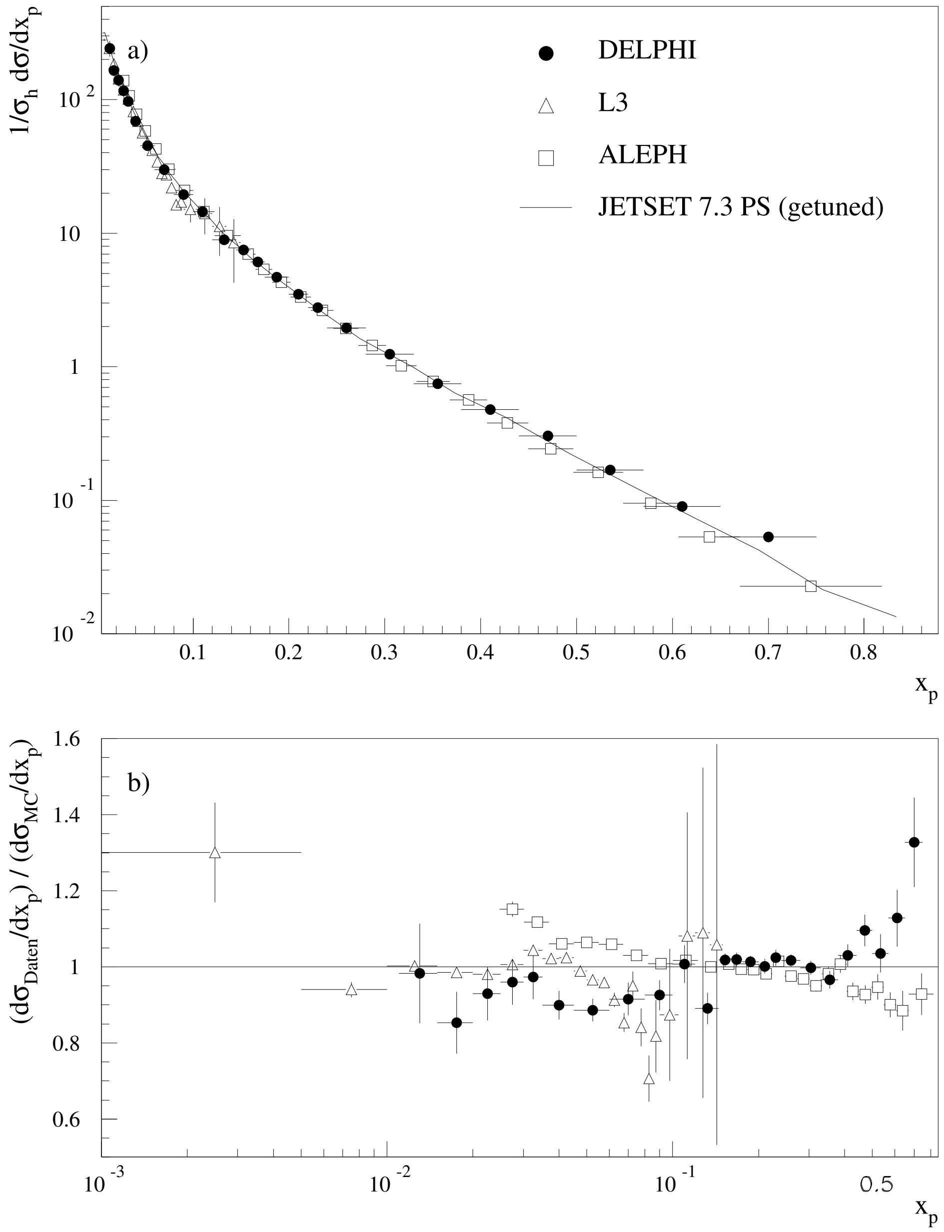

Abbildung 8.2: *a) Die von DELPHI, L3 [54] und ALEPH [55] gemessenen differentiellen π^0–Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_p für $Z^0 \rightarrow q\overline{q}$ Ereignisse. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des JETSET 7.3–Generators mit DELPHI–Tuning.*
b) Vergleich der von den LEP–Experimenten gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte mit der JETSET 7.3 Vorhersage. Zur besseren Übersichtlichkeit ist die x_p–Achse logarithmisch dargestellt.

und einem konvertierten Photon bestimmt. Zur Überprüfung der Methode werden im Bereich $0.04 < x_p < 0.5$ die π^0's über zwei Kalorimeterphotonen nachgewiesen. Diese Methode liefert konsistente Ergebnisse.

Aufgrund der Isospinsymmetrie sollte die Anzahl der geladenen Pionen doppelt so groß wie die Anzahl der neutralen Pionen gleich sein. Durch Einflüße von Teilchenzerfällen kommt es zu Abweichungen für das Verhältnis von $N(\pi^\pm)/N(\pi^0)$. In Tabelle 8.4 ist dieses Verhältnis für die bei LEP–Energien am häufigsten auftretenen Teilchenzerfälle dargestellt. Bei den meisten

Teilchen P	Häufigkeit pro Ereignis	π–Produktion pro Ereignis in $N(P \to n\pi^0 X)$	$N(P \to n\pi^\pm X)$	$\frac{N(P\to n\pi^\pm X)}{N(P\to n\pi^0 X)}$
ω	1.287	1.271	2.338	1.839
ρ^0	1.233	0.001	2.463	2463.
$\rho^\pm$	1.215	2.428	2.429	1.000
η	1.152	1.375	0.660	8.336
$K^\pm$	1.049	0.684	0.837	0.480
K_s^0	1.014	0.633	1.395	2.204
K^0	0.964	0.600	1.324	2.207
K^*0	0.397	0.522	0.923	1.768
$K^{*\pm}$	0.388	0.506	0.977	1.931
D^0	0.244	0.621	0.957	1.541
f_2	0.240	0.182	0.344	1.890
a_2^0	0.237	0.272	0.461	1.695
$a_2^\pm$	0.236	0.531	0.932	1.755
Λ^0	0.146	0.105	0.187	1.781
$a_1^\pm$	0.169	0.340	0.682	2.006
a_0^0	0.148	0.324	0.083	0.256
$a_0^\pm$	0.148	0.355	0.461	1.299
h_1	0.151	0.151	0.301	1.993
b_1^0	0.145	0.288	0.263	0.913
$b_1^\pm$	0.146	0.286	0.814	2.846
a_1^0	0.145	0.145	0.290	2.000
f_1	0.144	0.239	0.301	1.259
η'	0.143	0.172	0.272	1.581
f_0	0.139	0.113	0.164	1.451

Tabelle 8.4: *Verhältnis von geladenen zu neutralen Pionen aus Zerfällen, der am häufigsten erzeugten Teilchen. Die Teilchen sind nach ihrer Produktionsrate in hadronischen Ereignissen bei $\sqrt{s} = 91.2$ GeV aufgelistet. Handelt es sich um ein geladenen Teilchen wird die Rate für einen Teilchensorte angenommen ($P^+ + P^-$). In der dritten und vierten Spalte ist die Anzahl der neutralen und geladenen Pionen pro Ereignis zu sehen, die aus dem jeweiligen Teilchenzerfall stammen. In der letzten Spalte ist das Verhältnis der Anzahl von geladenen zu neutralen Pionen aufgelistet. Die Werte wurden mit JETSET 7.3 mit „DELPHI–Tuning“ ermittelt.*

Zerfällen ist die Isospinsymmetrie innerhalb von ca. 10% erhalten. Abweichungen treten bei Teilchen auf, die durch die schwache Wechselwirkung zerfallen, z.B. $K^\pm \to \pi^\pm\pi^0$. Große Unterschiede gibt es beim Zerfall der ρ–Mesonen, welche fast ausschließlich in zwei Pionen zerfallen. Für die geladenen ρ–Mesonen gilt: $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$ bzw. $\rho^- \to \pi^-\pi^0$, d.h. $N(\pi^\pm)/N(\pi^0) = 1$. Das neutrale ρ–Meson zerfällt in zwei geladen Pionen. Der Zerfall $\rho^0 \to \pi^0\pi^0$ findet nicht statt, da zwei Teilchen mit Isospin 1 und dritter Komponente 0 nicht zu Isospin 1 und dritter Komponente 0 koppeln können [56]. Die $\pi^\pm$–Wirkungsquerschnitte wurden bei LEP nur von ALEPH [57] und OPAL [58] gemessen. Das Verhältnis von geladenen zu neutralen Pionen als Funktion von x_p ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Für das Verhältnis von $N(\pi^\pm)/N(\pi^0)$ wird eine Übereinstimmung

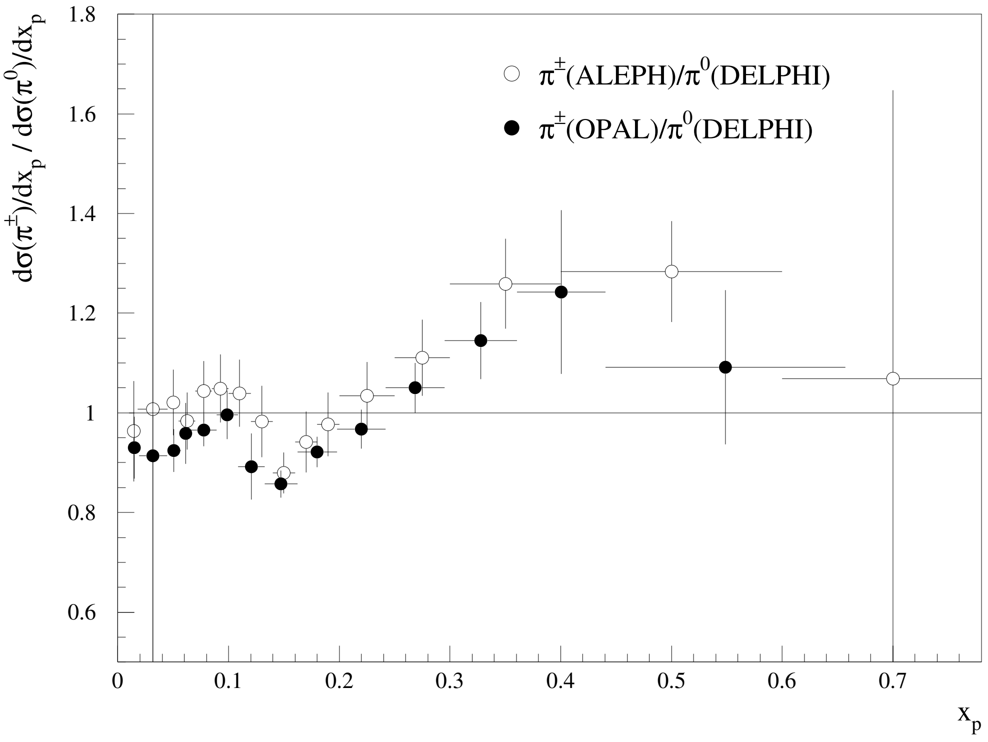

Abbildung 8.3: *Das Verhältnis von geladenen zu neutralen Pionen als Funktion von x_p. Da es sich bei den geladenen Pionen sowohl um π^+ als auch π^- handelt, wurde die Werte mit zwei gewichtet. Für diesen Vergleich wurden für die π^0's die gemessenen Werte von DELPHI verwendet. Für die $\pi^\pm$'s wurden die Ergebnisse von ALEPH [57] und OPAL [58] verwendet.*

mit dem erwarteten Wert von ±15% für $x_p \lesssim 0.3$ und von ±30% für größere x_p–Werte gefunden.

Wie Abb. 8.1 zu entnehmen ist, befindet sich der gemessene differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des JETSET 7.3 Ereignisgenerators mit DELPHI–Tuning. Sowohl der Verlauf des Spektrums als auch die Normierung werden gut wiedergegeben. Wie die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Spektrum und den Vorhersagen anderer Ereignisgeneratoren aussieht, ist in Abb. 8.4 zu sehen. Der gemessene π^0–Wirkungsquerschnitt wird mit den Vorhersagen folgender Generatoren verglichen: JETSET 7.4, ARIADNE 4.6 und HERWIG 5.8C. JETSET 7.4 beruht auf dem „String“–Modell (s. Kap. 3.2.1). In ARIADNE wird das Farbdipolmodell (s. Kap. 3.2.2) für die Partonschauerentwicklung und dasselbe Modell wie in JETSET für die Fragmentation verwendet. HERWIG beruht auf der Entstehung und dem Zerfall farbneutraler Cluster (s. Kap. 3.2.3). Da die Verzweigungsverhältnisse in HERWIG verschieden sind von denen in Referenz [53], werden die Wirkungsquerschnitte für HERWIG einmal mit Standardzerfällen (Abb. 8.4c) und einmal mit den Zerfällen aus Referenz [53] (Abb. 8.4d) gezeigt, welche in der Abb. 8.4 als „DELPHI–Zerfälle“ bezeichnet werden. Für JETSET 7.4 wurden ebenfalls die Standardzerfälle benutzt. Diese Ver-

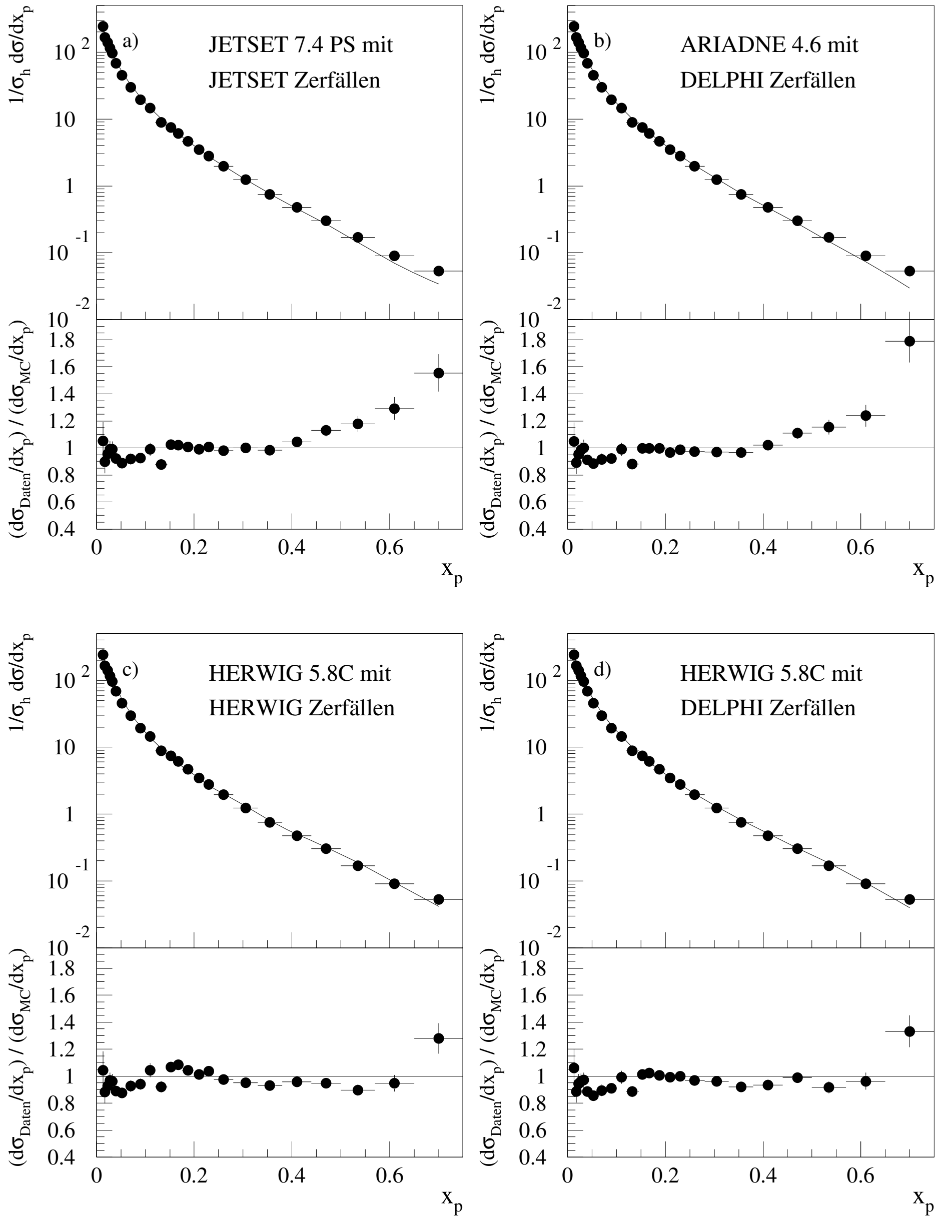

Abbildung 8.4: *Vergleich des gemessenen differentiellen π^0–Wirkungsquerschnittes in hadronischen Ereignissen als Funktion von x_p mit den Fragmentationsmodellen der Programmpakete (a) JETSET 7.4, (b) ARIADNE 4.6, (c) HERWIG 5.8C und (d) HERWIG 5.8 mit den Verzweigungsverhältnissen aus Referenz [53]. Zum besseren Vergleich ist das Verhältnis von gemessenem zu vorhergesagten Wirkungsquerschnitt unter jeder Verteilung zu sehen. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler.*

zweigungsverhältnisse sind jedoch ähnlich denen aus Referenz [53]. Für alle Ereignisgeneratoren wurden die Parametereinstellungen so gewählt, daß sie die Ereignisvariablen und die Spektren von geladenen Teilchen so gut wie möglich beschreiben. Wie Abb. 8.4 zu entnehmen ist, sind die Ergebnisse von JETSET 7.4 und ARIADNE innerhalb von 10% mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten verträglich. Im Vergleich mit HERWIG wird eine Übereinstimmung innerhalb von 15% gefunden. Im Fall von hadronischen Ereignissen werden die π^0–Spektren innerhalb der Ereignisgeneratoren somit gut beschrieben. Sie werden von JETSET 7.3 und HERWIG 5.8C jeweils mit angepaßten Parametern und den Verzweigungsverhältnissen aus [53] am besten beschrieben.

Die Ergebnisse der gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte können weiterhin mit den Vorhersagen der MLLA in Verbindung mit der LPHD (s. Kap. 3.3) verglichen werden. Innerhalb dieser Theorie ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\xi_p = \ln 1/x_p$ besonders sensitiv auf den Effekt der Farbkohärenz, welche eine Unterdrückung der Teilchenproduktion bei kleinen x_p bzw. großen χ_p zur Folge hat. Das hieraus resultierende Teilchenspektrum weist ein Maximum auf, wobei die Position des Maximums eine Funktion der Schwerpunktsenergie und der Teilchenmasse ist. Der Verlauf des Spektrums ist in Abb. 8.5 zu sehen. Die Abnahme der π^0–Produktion bei großen χ_p ist deutlich zu sehen. In der Nähe des Maximums kann das Spektrum durch eine Gaußverteilung angenähert werden. Eine Anpassung im Bereich $1.71 < \xi_p < 4.51$ an das Spektrum liefert für die Position des Maximums:

$$\xi_p^\star = 3.90^{+0.24}_{-0.14} \tag{8.3}$$

Das χ^2 des Fits beträgt 9.7 bei 13 Freiheitsgraden. Das Resultat ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen für neutrale und geladene Pionen [54, 58, 57] der anderen LEP–Experimente, welche in Tabelle 8.5 aufgelistet sind.

$\xi_p^\star$	Teilchensorte	Experiment
$3.90^{+0.24}_{-0.14}$	π^0	DELPHI
3.96 ± 0.13	π^0	L3
3.81 ± 0.02	$\pi^\pm$	OPAL
$3.776 \pm 0.004(stat) \pm 0.024(syst)$	$\pi^\pm$	ALEPH

Tabelle 8.5: *Position des Maximums $\xi_p^\star$ im Spektrum für neutrale und geladene Pionen als Funktion von ξ. Aufgrund der Isospinsymmetrie werden für neutrale und geladene Pionen ungefähr die gleichen ξ_p^*–Position erwartet.*

Das ξ_p–Spektrum für π^0's wurde auch von L3 und ALEPH bestimmt (s. Abb. 8.5). Insbesondere von L3 wird das Spektrum auch für große ξ_p–Werte bzw. kleine x_p–Werte gut vermessen, während bei DELPHI die abfallende Flanke nicht mehr gemessen wird. Für die Meßwerte von ALEPH, die das Spektrum im Bereich $0.2 < \xi_p < 3.7$ abdecken, werden für $\xi_p \gtrsim 2.7$ größere Abweichungen von den Meßwerten von DELPHI und L3 gefunden. Es ist kein Abflachen des Spektrums bei großen ξ_p–Werten zu erkennen. Aus Abb. 8.5 ist weiterhin zu entnehmen, daß die Resultate von DELPHI und L3 gut verträglich sind mit den Vorhersagen für das Spektrum von neutralen und geladenen Pionen des JETSET 7.3 Generators mit DELPHI–Tuning.

In Abb. 8.6 ist die Position des Maximums ξ_p^* als Funktion der Schwerpunktsenergie zu sehen. Zur Erstellung des Bildes wurden die Maxima in der ξ_p–Verteilung für neutrale und geladene Pionen, die bei verschiedenen e^+e^-–Experimenten gemessen wurden, benutzt [26, 59].

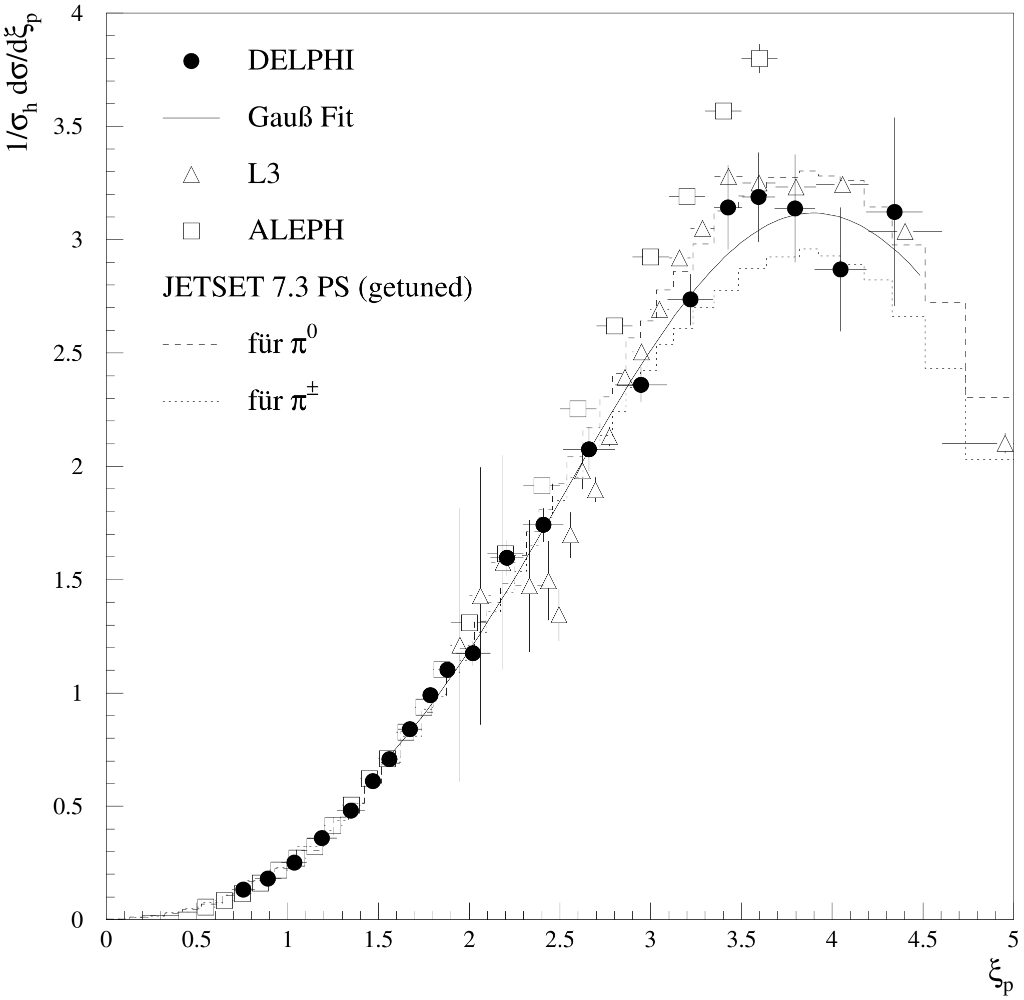

Abbildung 8.5: *Der inklusive differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\xi_p = \ln 1/x_p$, normiert auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt. Neben den Datenpunkten von DELPHI werden auch die Resultate von L3 [54] und ALEPH [55] dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der Anpassung an eine Gaußverteilung im Bereich $1.74 < \xi_p < 4.51$. Die gestrichelten Kurven zeigen die Vorhersagen des JETSET 7.3 Generators mit DELPHI–Tuning für neutrale und geladene Pionen.*

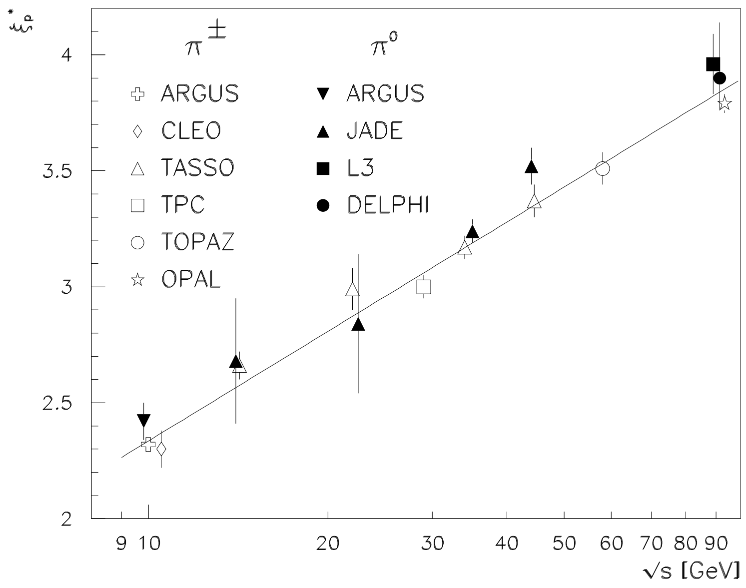

Abbildung 8.6: *Die Position des Maximums ξ_p^* als Funktion der Schwerpunktsenergie. Es sind die ξ_p^*–Werte von neutralen und geladenen Pionen eingetragen [59], die aus den verschiedenen Experimenten gewonnen wurden. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung der Meßdaten an eine logarithmische Kurve. Die Werte für ξ_p^* wurden aus Referenz [26] entnommen.*

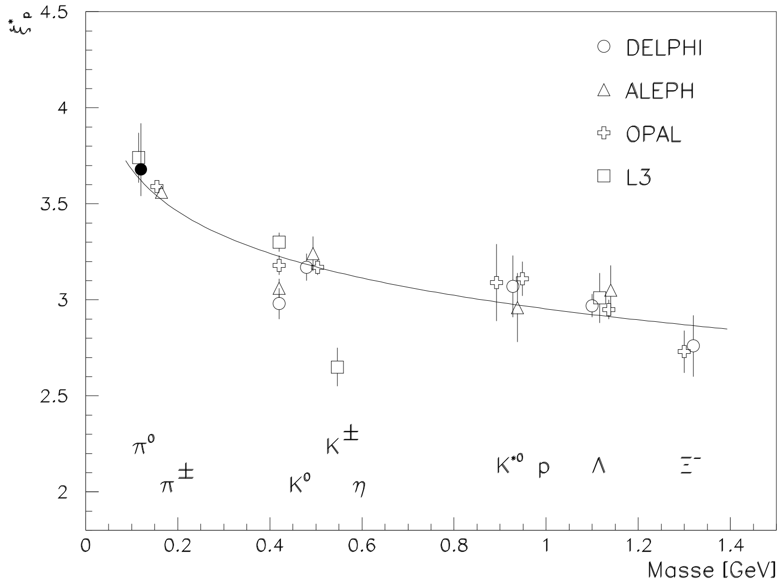

Abbildung 8.7: *Die Position des Maximums ξ_p^* für primäre Hadronen als Funktion der Masse der bei LEP gemessenen Teilchen [54, 58, 57, 61, 63]. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis des Fits ($\chi_p^* \propto -\ln(M_H)$) durch die Datenpunkte. Mit Hilfe des JETSET Ereignisgenerators wurden die ξ_p^*–Werte auf Verschiebungen korrigiert, die durch Teilchenzerfälle verursacht wurden. Der Fehlerbalken schließen keinen Beitrag durch die Korrektur ein. Die Werte von ξ_p^* wurden Referenz [60] entnommen.*

Das Verhalten zwischen ξ_p^* und der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist logarithmisch, wie es von der MLLA vorhergesagt wird (s. Gl. 3.15). Eine Parameteranpassung an die Daten liefert:

$$\xi_p^*(\sqrt{s}) = 0.77 + 0.68 * \ln \sqrt{s} \tag{8.4}$$

mit einem χ^2 von 2.0 bei 5 Freiheitsgraden. Die MLLA macht weiterhin eine Vorhersage für das Verhalten von ξ_p^* als Funktion der Teilchenmasse. In Kapitel 3.3 wurde gezeigt, daß χ_p^* proportional zur Partonmasse bzw. unter Berücksichtigung der LPHD proportional zur Hadronmasse ist. Durch Teilchenzerfälle ist die Proportionalität zwischen Hadron- und Partonspektren nicht exakt. Insbesondere bei LEP–Energien stammt eine Vielzahl der gemessenen Teilchen aus Zerfällen primärer Hadronen. Mit Hilfe von JETSET läßt sich der Einfluß der Teilchenzerfälle abschätzen [60]. Diese Korrektur für ξ_p^* wird umso wichtiger, je größer die Teilchenmasse ist. Der so korrigierte Wert von ξ_p^* als Funktion der Teilchenmasse ist in Abb. 8.7 gezeigt. Zwischen χ_p^* und der masse wird ein logarithmischer Zusammenhang gefunden. Die experimentellen Daten sind somit in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen.

8.2 Inklusive π°–Produktion in b–Ereignissen

Mit Hilfe der in Kapitel 5.3 vorgestellten Impaktparametermethode zur Selektion von b–Ereignissen können nun analog zu Abschnitt 8.1 die differentiellen π^0–Wirkungsquerschnitte in b–Ereignissen ermittelt werden. Die Reinheit von b–Ereignissen in den mit der Impaktparametermethode herausselektierten Ereignissen beträgt ca. 82% (s. Tab. 5.1). Der Untergrund durch leichte Quarks muß zur Bestimmung des π^0–Spektrums aus den so selektierten Daten herauskorrigiert werden. Dies geschieht, indem in Gleichung 8.1 das Verhältnis der rekonstruierten zu simulierten π^0's, die aus den selektierten Ereignisse ermittelt wurden, durch die Anzahl der π^0's in b–Ereignissen auf Generatorebene dividiert wird. Die sich hieraus ergebenen π^0–Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_p sind in Abbildung 8.8 dargestellt und in Tabelle 8.6 aufgelistet.

Aufgrund der reduzierten Statistik ($N_{b\bar{b}} \approx 0.22 \cdot N_{\text{had}}$) ist die Anzahl der x_p–Intervalle geringer als bei den hadronischen Ereignissen und die Meßpunkte decken lediglich den Bereich $0.025 < x_p < 0.57$ ab. Ein Vergleich der π^0–Spektren für hadronische und b–Ereignisse ergibt, daß in b–Ereignissen mehr π^0's bei kleinen x_p–Werten und weniger π^0's bei großen x_p–Werten produziert werden. Dies ist auf die höhere Multiplizität durch Zerfälle von B–Hadronen zurückzuführen. Der Verlauf und die Normierung des Spektrums wird von JETSET gut beschrieben. Es wird eine Übereinstimmung zwischen den gemessenen und dem von JETSET 7.3 mit DELPHI–Tuning vorhergesagten Spektrum innerhalb von $\pm 20\%$ erzielt (s. Abb. 8.8b). In Abb. 8.8b wird weiterhin gezeigt, daß die verschiedenen Methoden zum π^0–Nachweis konsistente Ergebnisse im sich überlappenden Bereich liefern. Im Bereich $0.025 < x_p < 0.57$ werden pro b–Ereignis $4.9 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 0.5(\text{syst})$ π^0's rekonstruiert. Unter der Voraussetzung, daß die Form des Spektrums vom JETSET–Generator richtig vorhergesagt wird, läßt sich das gefundene Spektrum in den nicht zugänglichen x_p–Bereich extrapolieren. Die mittlere Anzahl von π^0's pro b–Ereignis lautet:

$$N(\pi^0)/b\bar{b} = 10.1 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 1.1(\text{syst}). \tag{8.5}$$

Dieser Wert ist in Einklang mit der JETSET–Vorhersage von 10.85 π^0's pro b–Ereignis. Der statistische Fehler ist der Fehler der Fits für Signal und Untergrund, falls das π^0 über konvertierte und/oder HPC–Photonen nachgewiesen wurde. Wurde es als „merged" oder neutraler Schauer rekonstruiert, ergibt sich der statistische Fehler aus der Anzahl der so gefundenen π^0's. Als Quellen für systematische Fehler treten dieselben Fehler auf wie bei der Bestimmung des π^0–Spektrums in hadronischen Ereignissen. Zusätzlich taucht in b–Ereignissen ein Fehler durch die Verunreinigung durch leichte Quarks (ca. 18%) auf. Dieser kann jedoch verglichen mit dem

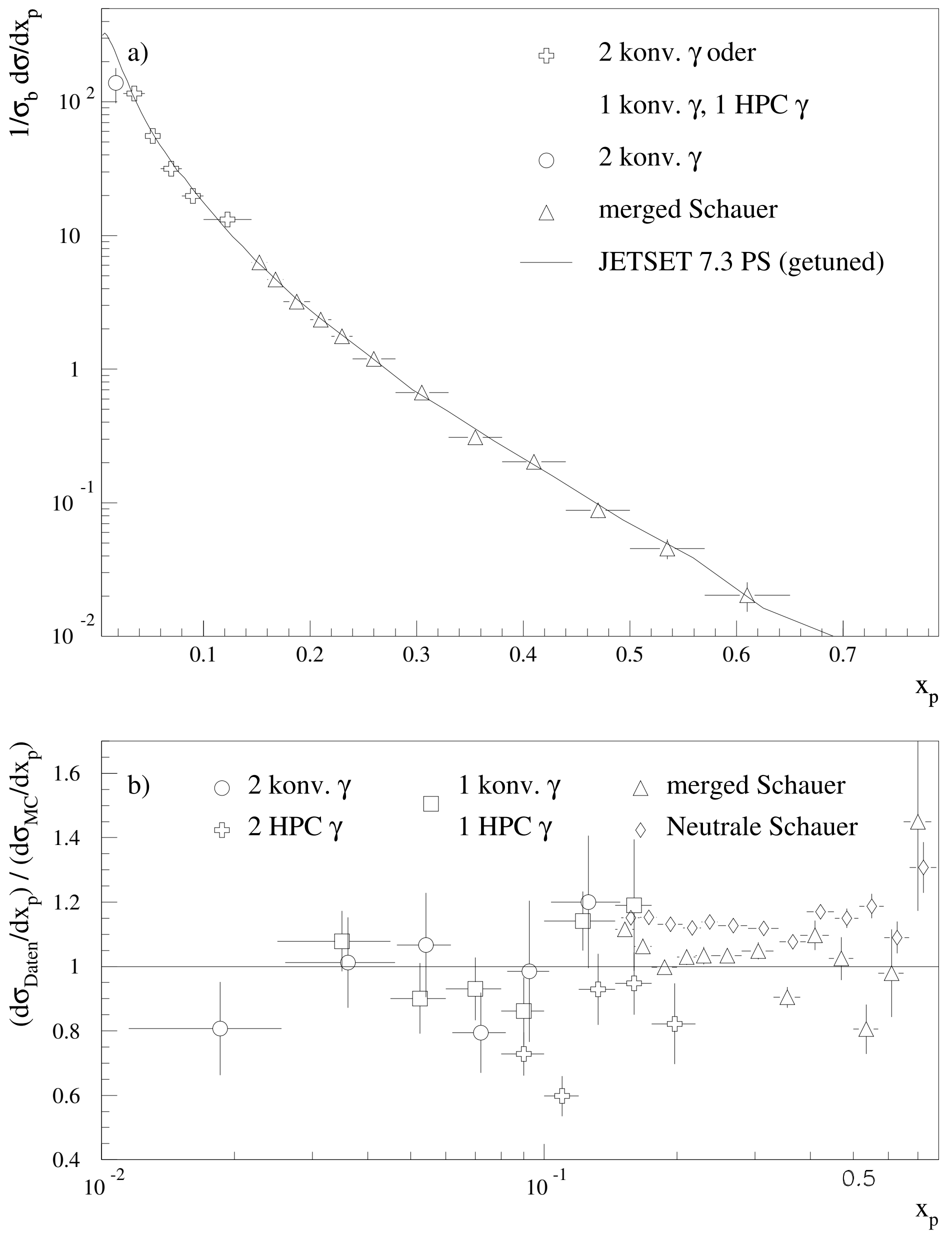

Abbildung 8.8: *a) Der differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p normiert auf den Wirkungsquerschnitt für $Z^0 \rightarrow b\overline{b}$ Ereignisse. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des JETSET 7.3–Generators mit „DELPHI–Tuning“.*
b) Vergleich des gemessenen π^0–Wirkungsquerschnittes mit der JETSET 7.3 Vorhersage. Zur besseren Übersicht ist die x_p–Achse logarithmisch dargestellt. Neben den π^0–Rekonstruktionsverfahren, die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnittes benutzt wurden, sind die Datenpunkte, die sich aus der Kombination von zwei HPC–Photonen und mit Hilfe aller neutralen HPC–Schauer dargestellt.

x_p	$< x_p >$	$\frac{1}{\sigma_{b\bar{b}}} \frac{d\sigma}{dx_p} \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{syst}$				
0.011 – 0.025	0.018	175.	±	36.	±	19.
0.025 – 0.045	0.035	106.	±	7.8	±	11.
0.045 – 0.060	0.053	52.5	±	4.9	±	5.6
0.060 – 0.080	0.070	29.6	±	2.6	±	3.4
0.080 – 0.100	0.090	18.5	±	2.0	±	2.0
0.100 – 0.145	0.123	12.2	±	1.0	±	1.2
0.145 – 0.160	0.153	6.67	±	0.91	±	0.79
0.160 – 0.175	0.167	4.90	±	0.67	±	0.58
0.175 – 0.200	0.188	3.23	±	0.45	±	0.38
0.200 – 0.220	0.210	2.37	±	0.33	±	0.28
0.220 – 0.240	0.230	1.79	±	0.25	±	0.21
0.240 – 0.280	0.260	1.18	±	0.16	±	0.14
0.280 – 0.330	0.305	0.646	±	0.089	±	0.076
0.330 – 0.380	0.355	0.328	±	0.045	±	0.039
0.380 – 0.440	0.410	0.211	±	0.029	±	0.025
0.440 – 0.500	0.470	0.101	±	0.014	±	0.012
0.500 – 0.570	0.535	0.0382	±	0.0051	±	0.0045
0.570 – 0.650	0.610	0.0211	±	0.0034	±	0.0025

Tabelle 8.6: *Der differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p in b–Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.*

systematischen Fehler von 11% vernachlässigt werden.

Wie bereits bei hadronischen Ereignissen können die gemessenen π^0–Spektren mit den Vorhersagen der Generatoren JETSET 7.4, ARIADNE 4.6 und HERWIG 5.8C verglichen werden (s. Abb. 8.9). Alle Generatoren wurden mit optimierten Parametern für die Ereignisvariablen und die Spektren von geladenen Teilchen benutzt. Innerhalb von JETSET und ARIADNE wird für den Zerfall von schweren Quarks die Peterson–Fragmentationsfunktion (s. Gl. 3.10) verwendet. Bei HERWIG zerfallen schwere Quarks über die schwache Wechselwirkung in leichtere Quarks bevor sie hadronisieren. In Abb. 8.9c und Abb. 8.9d sind die Vorhersagen für HERWIG mit Standardzerfällen und mit den Zerfallsverhältnissen aus Referenz [53] zu sehen. Für JETSET 7.4 wurden ebenfalls die internen Standardzerfälle verwendet. Die Verzweigungverhältnisse in JETSET 7.4 sind jedoch ähnlich denen in Referenz [53], allerdings werden keine B^{**} erzeugt $B^{**} \to B^{(*)}\pi$) [62]. Alle Modelle mit Ausnahme von HERWIG 5.8c mit internen Standardzerfällen stimmen innerhalb von ±20% mit den gemessenen Werten überein. Im Fall von HERWIG mit Standardzerfällen existieren auf Generatorebene zu wenig π^0's bei $x_p \gtrsim 0.3$. Ein Vergleich von Abb. 8.9c mit Abb. 8.9d liefert, daß dieses Verhalten auf die Standardverzweigungsverhältnisse zurückzuführen ist, die nicht dem neuesten Stand entsprechen. Die beste Übereinstimmung mit den Meßdaten liefert ARIADNE mit angepaßten Parametern und Verzweigungsverhältnissen aus [53].

Bei der Messung der π^0–Wirkungsquerschnitte dominieren die systematischen Fehler von ca. 11%, die die Normierung des Spektrums beeinflussen. Wird dagegen das Verhältnis des Spekrums in b- zu hadronischen Ereignissen gemessen, entfallen diese Unsicherheiten. Übrig

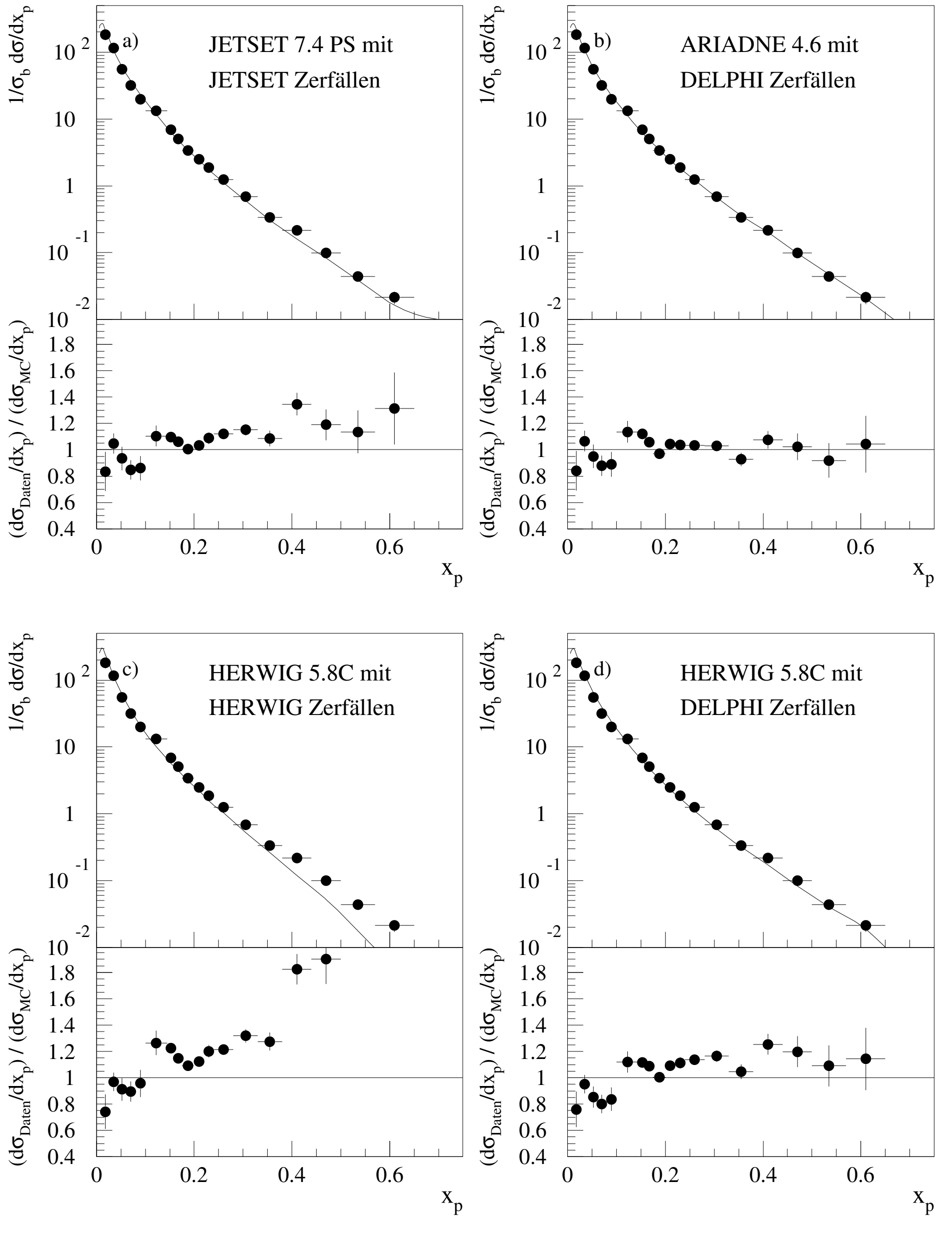

Abbildung 8.9: *Vergleich des gemessenen differentiellen π^0–Wirkungsquerschnittes in b–Ereignissen als Funktion von x_p mit den Fragmentationsmodellen der Programmpakete (a) JETSET 7.4, (b) ARIADNE 4.6, (c) HERWIG 5.8C und (d) HERWIG 5.8C mit den Verzweigungsverhältnissen aus Referenz [53]. Zum besseren Vergleich ist das Verhältnis von gemessenen zu vorhergesagten Wirkungsquerschnitt unter jeder Verteilung zu sehen. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler.*

bleibt lediglich der Fehler von ca. 1% durch die Verunreinigung durch leichte Quarks der als b selektierten Ereignisse. In Abb. 8.10 ist dieses Verhältnis gezeigt. Die gemessenen Werte stimmen innerhalb von $\pm 20\%$ mit den Vorhersagen von JETSET für neutrale und geladenen Pionen überein. Eine Integration über den gemessenen x_p–Bereich ($0.025 < x_p < 0.57$) liefert für das Verhältnis von π^0's in b zu hadronischen Ereignissen $1.07 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst})$. Unter der Annahme, daß der Verlauf der Spektren vom JETSET Generator bei kleinen x_p richtig beschrieben wird, läßt sich das Spektrum zu kleinen x_p–Werten extrapolatieren. Für die Anzahl der π^0's ergibt sich:

$$\frac{N_{\pi^0}(b\bar{b})}{N_{\pi^0}(Z^0)} = 1.09 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst}). \tag{8.6}$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung der JETSET Vorhersage von 1.09 für π^0's und 1.12 für $\pi^\pm$.

Mit Hilfe der gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte in b–Ereignissen läßt sich die mittlere Anzahl der π^0's aus primären B–Hadronen ermitteln. Es wurde dieselbe Methode wie in Referenz [63] verwendet. Dabei wird das π^0–Spektrum der selektierten b–Ereignisse als Funktion der Rapidität ($y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_L}{E-p_L}$) bezogen auf die Thrust–Achse gemessen, wobei jeder Datenpunkt auf Detektoreffekte und Verunreinigungen durch leichte Quarks korrigiert wurde. Die sich hieraus ergebende Rapiditätsverteilung für b–Ereignisse ist in Abb. 8.11 zu sehen. Aufgrund der härteren Fragmentation für schwere Quarks erhalten die π^0's aus B–Hadronzerfällen in der Regel eine höhere Rapidität als π^0's, die aus der Fragmentation stammen. Das Spektrum wird an die Funktion

$$r(|y|) = N[(1-\alpha)f_f(|y|) + \alpha f_d(|y|)] \tag{8.7}$$

angepaßt, wobei f_f und f_d die Anteile sind, die aus dem Zerfall von B–Hadronen und aus anderen Teilchenzerfällen stammen. α ist der Bruchteil der π^0's, die aus B–Hadronzerfällen stammen, und N ist der Normierungsfaktor. f_f und f_d werden mit Hilfe des JETSET Generators ermittelt. Der Fit liefert $\alpha = 0.55 \pm 0.02$ bei einem χ^2 von 14.0 bei 11 Freiheitsgraden. Wird dieser Wert von α mit Gleichung 8.7 gefaltet, so ergibt sich für die Anzahl der π^0's aus Zerfällen von B–Hadronen:

$$N(B \to \pi^0 X)/\text{B Hadron} \quad = \quad 2.78 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.60(\text{syst}) \tag{8.8}$$

Der systematische Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit in α und der Effizienzbestimmung der einzelnen Rapiditätsintervalle. Der Fehler in α wurde abgeschätzt, indem die Anpassung an Gleichung 8.7 mit den Werten für f_f und f_d aus anderen Ereignisgeneratoren ermittelt wurde. Hierzu wurden folgende Generatoren verwendet:

- HERWIG 5.7 mit Clusterfragmentation;
- JETSET 7.4 PS mit „String“ Fragmentation und Bowlerparametrisierung der Fragmentationsfunktion (s. Gl. 3.9);
- JETSET 7.3 PS mit der Lund symmetrischen Fragmentationsfunktion (s. Gl. 3.8);
- ARIADNE 4.6 mit Dipolfragmentation.

Der quadratische Mittelwert der Unterschiede in α zum verwendeten Wert ergibt den systematischen Fehler. Zur Abschätzung von rapiditätsabhängigen Effekten wurde eine Unsicherheit von $\pm 15\%$ für die einzelnen Meßpunkte angenommen.

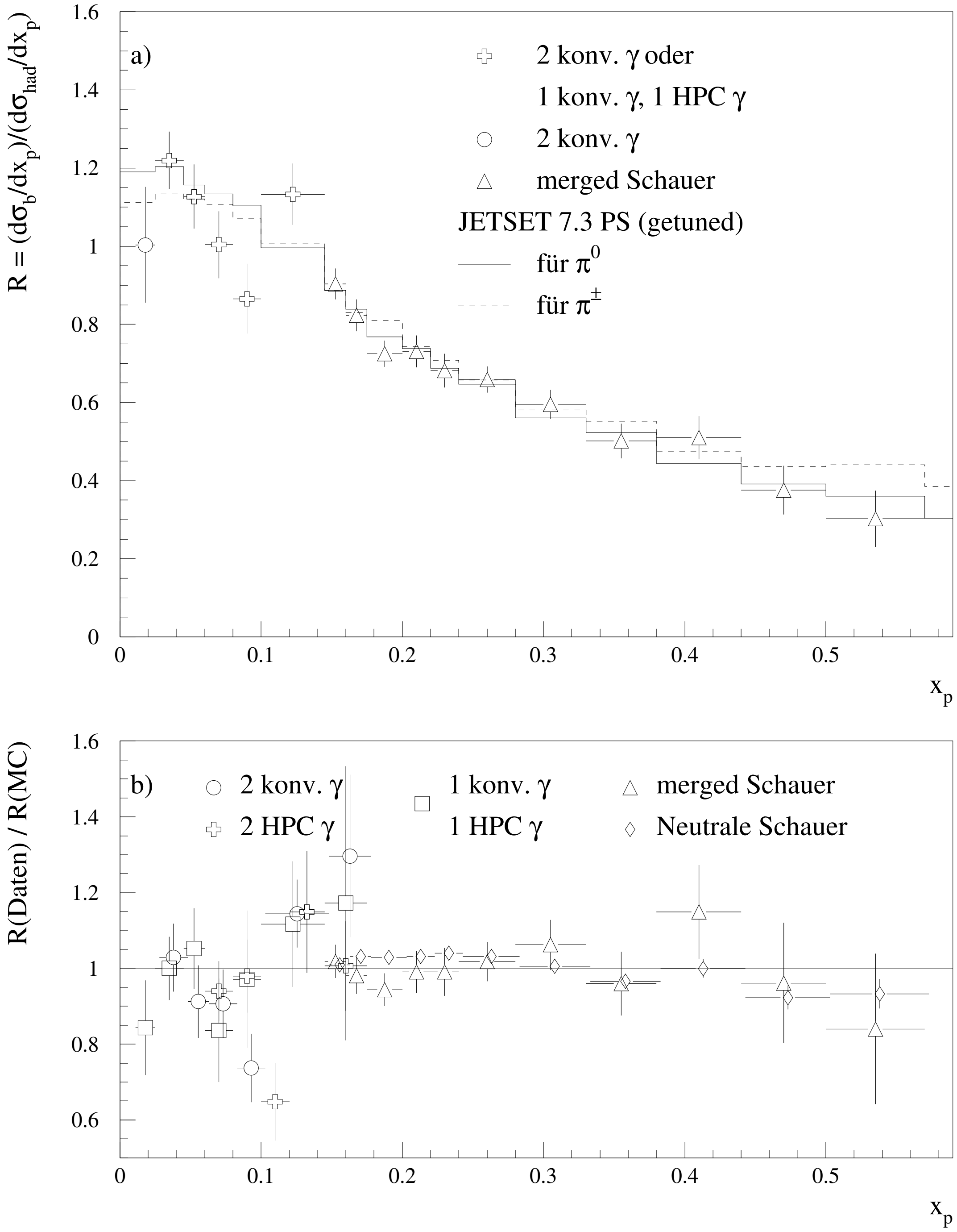

Abbildung 8.10: *a) Das Verhältnis R des π^0–Wirkungsquerschnittes als Funktion von x_p in b- zu hadronischen Ereignissen. Die Kurven zeigen die Vorhersage des JETSET Generators mit DELPHI–Tuning für neutrale und geladene Pionen.*
b) Das gemessene Verhältnis dividiert durch das Verhältnis, das sich aus JETSET ergibt. Neben den π^0–Rekonstruktionsverfahren, die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benutzt wurden, sind die Datenpunkte, die sich aus der Kombination von zwei HPC–Photonen und mit Hilfe aller neutralen HPC–Schauer dargestellt.

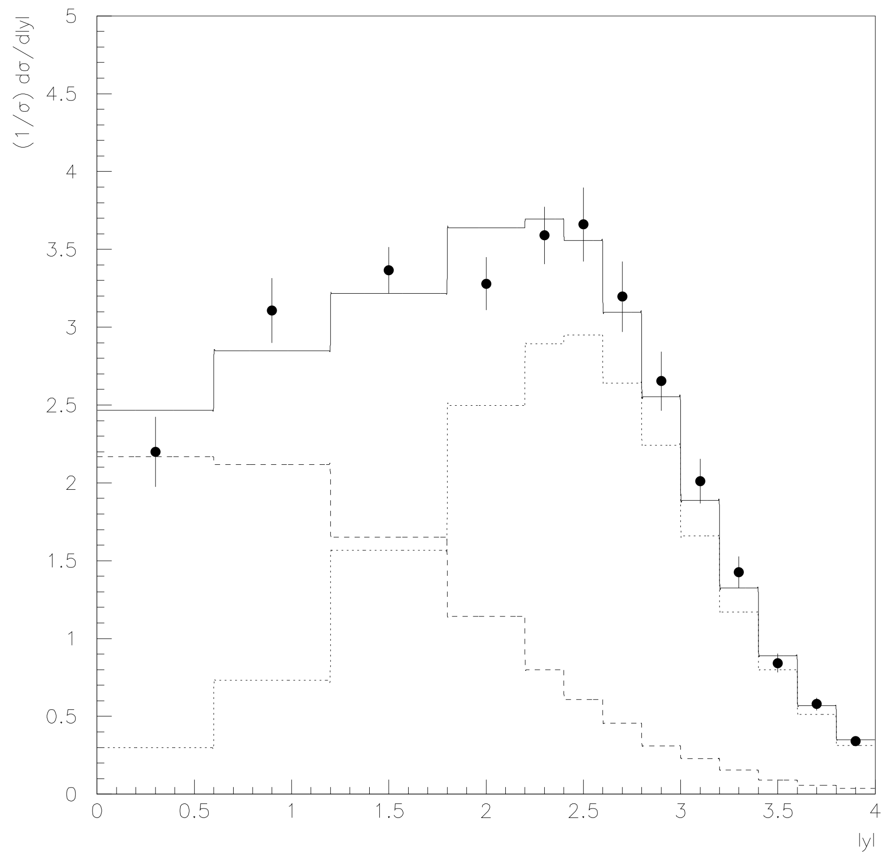

Abbildung 8.11: *Rapiditätsverteilung $r(\mid y \mid)$ (bezogen auf die Thrust–Achse) von π^0's in b–Ereignissen. Die durchgezogene Linie entspricht den Vorhersagen des JETSET Generators mit DELPHI–Tuning. Zusätzlich ist der Anteil von Zerfällen der B–Hadronen (gepunktete Linie) und der Anteil, der von anderen Teilchenzerfällen stammt, (gestrichelte Linie) dargestellt.*

8.3 Inklusive π^0–Produktion in Ereignissen mit leichten Quarks

In diesem Abschnitt sollen nun die π^0–Spektren für leichte Quarks (u, d, s und c) vorgestellt werden. Mit Hilfe der Impaktparametermethode zur Selektion von b–Ereignissen können umgekehrt Nicht–b–Ereignisse herausselektiert werden, indem anstelle bei einer maximalen Wahrscheinlichkeit, daß alle Spuren mit positiven Impaktparameter vom selben Wechselwirkungspunkt stammen, bei einer minimalen Wahrscheinlichkeit P_{min} geschnitten wird. Bei einem Schnitt bei $P_{min} = 0.495$ wird eine Reinheit von ca. 97% bei einer Effizienz von 44% erzielt. Der Untergrund wird herausselektiert, indem in Gleichung 8.1 das Verhältnis der rekonstruierten zu simulierten π^0's aus den selektierten Ereignissen durch die Anzahl der π^0's in Nicht–b–Ereignissen auf Generatorebene dividiert wird. Der gemessene differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 8.12 zu sehen. Die Ergebnisse der einzelnen x_p–Intervalle sind in Tabelle 8.7 zusammengefaßt.

Auch hier wird der Verlauf von JETSET 7.3 mit DELPHI–Tuning zufriedenstellend beschrie-

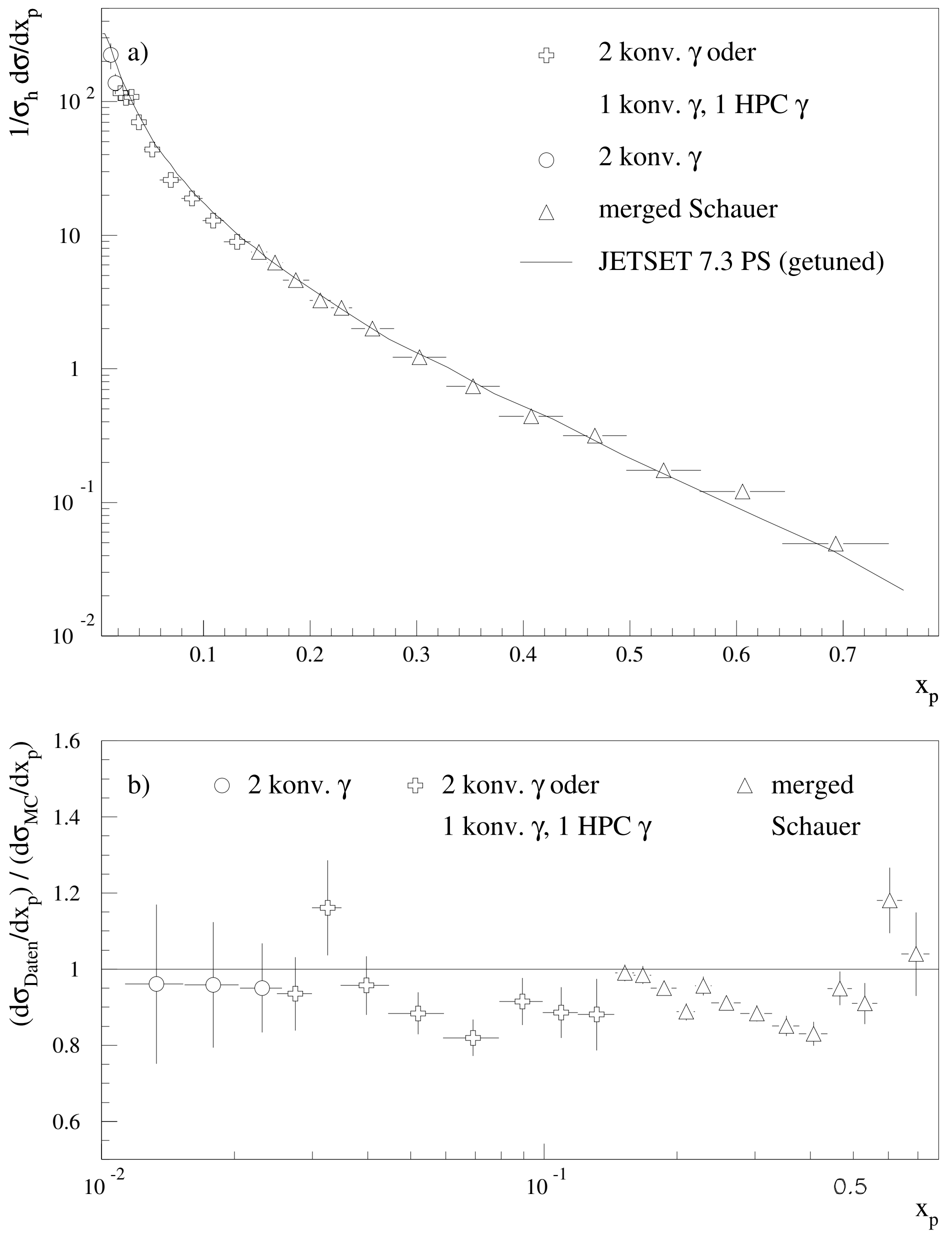

Abbildung 8.12: *a) Der differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p, normiert auf den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit leichten Quarks. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des JETSET 7.3–Generators mit DELPHI–Tuning. b) Vergleich des gemessenen π^0–Wirkungsquerschnittes mit der JETSET 7.3 Vorhersage. Zur besseren Übersicht ist die x_p–Achse logarithmisch dargestellt.*

x_p	$< x_p >$	$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dx_p} \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{syst}$				
0.011 – 0.015	0.013	223.	$\pm$	49.	$\pm$	24.
0.015 – 0.020	0.017	138.	$\pm$	24.	$\pm$	15.
0.020 – 0.025	0.022	109.	$\pm$	13.	$\pm$	12.
0.025 – 0.030	0.027	107.	$\pm$	9.	$\pm$	11.
0.030 – 0.035	0.032	109.	$\pm$	9.	$\pm$	12.
0.035 – 0.045	0.040	69.9	$\pm$	4.5	$\pm$	7.4
0.045 – 0.060	0.052	43.9	$\pm$	2.2	$\pm$	4.7
0.060 – 0.080	0.069	26.0	$\pm$	1.3	$\pm$	2.8
0.080 – 0.100	0.089	18.9	$\pm$	1.0	$\pm$	2.0
0.100 – 0.120	0.109	12.9	$\pm$	0.8	$\pm$	1.4
0.120 – 0.145	0.132	8.93	$\pm$	0.75	$\pm$	0.95
0.145 – 0.160	0.152	8.08	$\pm$	0.11	$\pm$	0.95
0.160 – 0.175	0.167	6.49	$\pm$	0.10	$\pm$	0.77
0.175 – 0.200	0.187	4.73	$\pm$	0.06	$\pm$	0.56
0.200 – 0.220	0.210	3.39	$\pm$	0.05	$\pm$	0.40
0.220 – 0.240	0.229	2.81	$\pm$	0.05	$\pm$	0.33
0.240 – 0.280	0.259	1.94	$\pm$	0.03	$\pm$	0.23
0.280 – 0.330	0.303	1.16	$\pm$	0.02	$\pm$	0.14
0.330 – 0.380	0.353	0.664	$\pm$	0.014	$\pm$	0.078
0.380 – 0.440	0.407	0.391	$\pm$	0.009	$\pm$	0.046
0.440 – 0.500	0.467	0.252	$\pm$	0.008	$\pm$	0.030
0.500 – 0.570	0.532	0.141	$\pm$	0.006	$\pm$	0.017
0.570 – 0.650	0.605	0.0739	$\pm$	0.0040	$\pm$	0.0087
0.650 – 0.750	0.693	0.0445	$\pm$	0.0031	$\pm$	0.0053

Tabelle 8.7: *Der differentielle π^0–Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_p in Ereignissen mit leichten Quarks bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2$ GeV.*

ben. Die einzelnen Meßwerte stimmen innerhalb von $\pm 20\%$ mit den JETSET Erwartungen überein, wobei die Werte eine Tendenz zu einem ca. 5% kleineren Wirkungsquerschnitt haben. Für die Anzahl der π^0's im Bereich $0.011 < x_p < 0.75$ ergibt sich $6.63 \pm 0.256(\text{stat}) \pm 0.73(\text{syst})$. Extrapolation mit Hilfe der Vorhersagen von JETSET liefert für den gesamten x_p–Bereich:

$$N(\pi^0)/q\bar{q} = 8.6 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.9(\text{syst}). \tag{8.9}$$

Dieser Wert ist etwas niedriger als die JETSET Vorhersage von 9.3 π^0's pro Ereignis mit leichten Quarks, aber innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Das gemessene π^0–Spektrum kann weiterhin mit theoretischen Berechnungen zur Bestimmung der π^0–Fragmentationsfunktion [64] verglichen werden. Hierbei wurde die Fragmentationsfunktion mit Hilfe der perturbativen QCD in „next–to–leading–order“ bestimmt, wobei die Parameter der Funktion aus e^+e^-–Daten bei $\sqrt{s} \approx 30$ GeV bestimmt und zu LEP–Energien extrapoliert wurden. Für den Vergleich standen zwei Sätze von Fragmentationsfunktionen zur Verfügung. Der Hauptunterschied zwischen den zwei Sätzen liegt in der Gluonfragmentation.

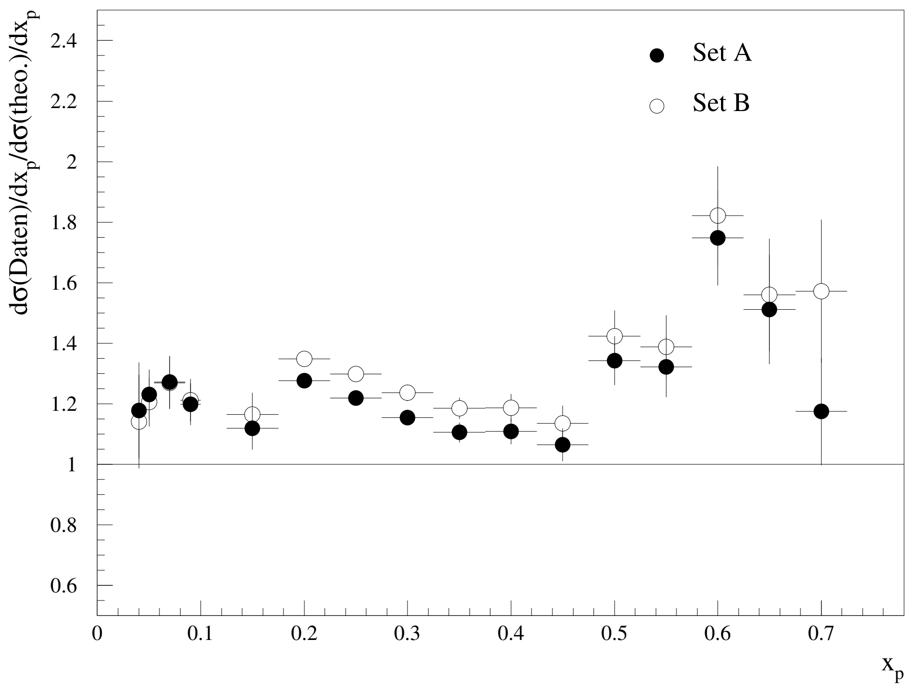

Abbildung 8.13: *Vergleich der π^0–Wirkungsquerschnitte in Ereignissen mit leichten Quarks mit theoretischen Berechnungen zur Bestimmung der π^0–Fragmentationsfunktion in „next-to-leading-order". Das gemessene Spektrum wird mit zwei Sätzen von Fragmentationsfunktionen verglichen. Die verwendeten Fragmentationsfunktion werden im Text erläutert.*

Satz I[1] beschreibt die UA2–Daten [65] besser während Satz II[2] die ISR–Daten [66] besser beschreibt. In Abb. 8.13 sind die gemessenen π^0–Wirkungsquerschnitte dividiert durch die Wirkungsquerschnitte, die sich aus der Berechnung für zwei verschiedene Sätze von Fragmentationsfunktionen ergeben, zu sehen. Die Form des Spektrums wird zufriedenstellend wiedergegeben, nicht aber die Normierung. Die theoretischen Vorhersagen liegen ca. 20% unterhalb der Meßdaten, wobei die Unterschiede für den zweiten Satz der Fragmentationsfunktion größer sind als für den ersten. Der Grund hierfür könnte in der Extrapolation zur Z^0–Energie zustande kommen.

[1] Die verwendeten Parameter für Satz I sind in Tabelle 5 in [64] zu finden.
[2] Die verwendeten Parameter für Satz II sind in Tabelle 5 in [64] zu finden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die inklusiven π^0–Wirkungsquerschnitte bei einer Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV in hadronischen, b–Ereignissen und Ereignissen mit leichten Quarks (u, d, s, c) im x_p–Bereich zwischen 0.011 und 0.75 bzw. $0.025 < x_p < 0.57$ für b–Ereignisse gemessen. Hierzu wurden die Daten verwendet, die in den Jahren 1992 – 1994 mit den DELPHI–Detektor aufgezeichnet wurden. Insgesamt standen ungefähr zwei Millionen hadronische Ereignisse zur Verfügung. Hieraus wurden ca. 330 000 Kandidaten für b–Ereignisse und 670 000 Kandidaten für Ereignisse mit leichten Quarks herausselektiert.

Da π^0's fast ausschließlich in zwei Photonen zerfallen, ist zu ihrer Rekonstruktion eine gute Photonerkennung erforderlich. Hierzu wurden in dieser Analyse Photonen verwendet, die im elektromagnetischen Kalorimeter (HPC) nachgewiesen wurden, und Photonen, die vor der Hauptspurkammer (TPC) konvertiert sind, was für ca. 7% aller Photonen zutrifft. Für kleinere und mittlere π^0–Energien werden π^0's aus der Kombination von konvertierten und/oder Kalorimeterphotonen ermittelt. Die Rekonstruktion über zwei HPC–Photonen ist bei diesen energien aufgrund des breiten π^0–Signals über einem hohen kombinatorischen Untergrund schwierig und wurde in dieser Arbeit nur zur Überprüfung der anderen Methoden verwendet. Bei hohen Energien ($E_{\pi^0} > 6$ GeV) ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen so klein, daß die in der HPC gebildeteten Schauer nicht mehr als zwei Schauer aufgelöst werden können. Durch eine gezielte Suche nach Unterstrukturen innerhalb eines Schauers kann ein Teil dieser π^0's als sogenannter „merged“ Schauer nachgewiesen werden. Da für hohe Energien ein Großteil der neutralen HPC–Schauer in Realität π^0's sind (was aus der Simulation zu entnehmen ist) kann diese Methode zur Überprüfung der Methode der „merged“ Schauer dienen. Diese fünf Methoden ergeben für das π^0–Spektrum konsistente Resultate in den Bereichen, in denen mehrere dieser Methoden anwendbar sind.

Für die Anzahl der π^0's pro hadronischem Ereignis wurde ein Wert von

$$N(\pi^0)/Z^0_{had} = 9.2 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst})$$

gefunden. Dieser Wert stimmt gut mit der Vorhersage von 9.95 des JETSET 7.3 Generators mit optimierten Parametern [52] überein. Das π^0–Spektrum ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Spektren von neutralen Pionen, die von L3 [54] und ALEPH [55] gemessen wurden, und den Spektren für geladene Pionen, die von ALEPH [57] und OPAL [58] ermittelt wurden. Desweiteren liefert ein Vergleich mit den Vorhersagen der Ereignisgeneratoren JETSET 7.4, ARIADNE 4.6 und HERWIG 5.8c eine Übereinstimmung innerhalb von $\pm 10\%$ für $x_p < 0.4$. Für $x_p > 0.4$ wird der Verlauf des Spektrums nicht zufriedenstellend wiedergegeben.

Obwohl die Daten mit Hilfe der Ereignisgeneratoren zufriedenstellend beschrieben werden, stellt sich aufgrund der Vielzahl an freien Parametern innerhalb dieser Modelle die Frage, ob sie zu einem besseren Verständnis der Fragmentation beitragen oder lediglich eine bessere Parametrisierung darstellen. Die „modified leading-log approximation“ (MLLA) in Verbindung mit der „lokalen Parton Hadron Dualität“ (LPHD) macht Vorhersagen über die inklusiven Teilchenspektren, wobei diese lediglich mit Hilfe einiger weniger Parameter beschrieben werden. Da bei diesen Berechnungen auch die Abstrahlung von weichen Gluonen berücksichtigt wird, die für die Partonproduktion bei kleinen x_p verantwortlich ist, lassen sich Vorhersagen über die Form des Partonspektrums machen. Durch die Farbkohärenz wird die Parton- und damit auch die Hadronproduktion bei sehr kleinen x_p unterdrückt, was zur Ausbildung eines Maximums führt. Besonders deutlich wird dieser Effekt, wenn der Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\xi = \ln 1/x_p$ dargestellt wird. Eine Anpassung durch eine Gaußverteilung in der Nähe des Maximums, liefert für die Position des Maximums:

$$\xi_p^\star = 3.90^{+0.24}_{-0.14}$$

und ist somit konsistent mit den Ergebnissen, die von anderen LEP–Experimenten [54, 57, 58] für neutrale und geladene Pionen ermittelt wurden. Weiterhin werden Vorhersagen über die Position des Maximums als Funktion der Schwerpunksenergie und der Hadronmasse gemacht. Der gemessene Wert von ξ_p^* ist in guter Übereinstimmung mit diesen Erwartungen. Hieran wird deutlich, daß die inklusiven Teilchenspektren durch die Physik der Farbkohärenz gut erklärt werden. Die inklusiven π^0–Spektren als Funktion von x_p oder ξ_p werden sowohl mit Hilfe der verschiedenen Ereignisgeneratoren als auch über die MLLA im Zusammenhang mit der LPHD gut beschrieben.

In $Z^0 \to b\bar{b}$ Ereignissen ist die mittlere Anzahl der π^0's:

$$N(\pi^0)/b\bar{b} = 10.1 \pm 0.4(\mathrm{stat}) \pm 1.1(\mathrm{syst}).$$

Das gemessene Spektrum ist in Übereinstimmung mit den Spektren, die von verschiedenen Ereignisgeneratoren (JETSET 7.3, JETSET 7.4, ARIADNE 4.6, HERWIG 5.8c) vorhergesagt werden. Lediglich bei HERWIG treten Probleme bei hohen x_p–Werten auf, die darauf zurückzuführen sind, daß die Standard–Verzweigungsverhältnisse nicht auf dem neuesten Stand sind. Das Verhältnis der Anzahl der π^0's in b- zu hadronischen Ereignissen beträgt:

$$\frac{N_{\pi^0}(b\bar{b})}{N_{\pi^0}(Z^0)} = 1.09 \pm 0.05(\mathrm{stat}) \pm 0.01(\mathrm{syst})$$

und ist konsistent mit der JETSET–Vorhersage von 1.09. Dieses Verhältnis hat den Vorteil, daß das Ergebnis weniger von der Normierung der Spektren abhängt. Zur Bestimmung der mittlere Multiplizität von π^0's aus Zerfällen von B–Hadronen wurde die Rapiditätsverteilung der π^0's benutzt. Durch die härtere Fragmentation schwerer Quarks haben π^0's aus B–Hadron Zerfällen in der Regel eine höhere Rapidität als π^0's aus anderen Zerfällen. Eine Anpassung des Spektrums an diese beiden Anteile liefert für die mittlere Multiplizität von π^0's aus Zerfällen von B–Hadronen einen Wert von:

$$N(B \to \pi^0 X)/\mathrm{B\ Hadron} = 2.78 \pm 0.15(\mathrm{stat}) \pm 0.60(\mathrm{syst}).$$

Die mittlere Anzahl von π^0's in Ereignissen mit leichten Quarks ist:

$$N(\pi^0)/q\bar{q} = 8.6 \pm 0.3(\mathrm{stat}) \pm 0.9(\mathrm{syst}).$$

Dieser Wert ist in Einklang mit der JETSET 7.3 Vorhersage von 9.3. Ein Vergleich mit einer theoretischen Berechnung, die die π^0–Fragmentationsfunktion in „next to leading order" entwickelt haben, liefert, daß der Verlauf des Spektrums gut wiedergegeben wird, aber die Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit den Daten ca. 20% zu niedrig sind. Der Unterschied könnte durch die Extrapolation zur Z^0–Energie zustande kommen. Für zukünftige Experimente wird eine genaue Kenntnis der π^0–Fragmentation wichtig sein, da der π^0–Zerfall den Hauptuntergrund bei der Suche nach Higgs–Teilchen in zwei Photonen darstellt.

Literaturverzeichnis

[1] L3 Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. **B275** (1992) 209.

[2] DELPHI Kollaboration, P. Abreu eta al., Z. Phys. **C65** (1995) 569.;
OPAL Kollaboration, R. Akers et al., Z. Phys. **C65** (1995) 1.

[3] DELPHI Kollaboration, P. Abreu eta al., Z. Phys. **C66** (1995) 341.

[4] LEP Kollaboration, Phys. Lett. **276B** (1992) 247;
LEP Kollaboration, CERN-PPE/93-157 (1993);
LEP Kollaboration, CERN-PPE/94-187 (1994);
LEP Kollaboration, LEPEWWG/95-01 (1995).

[5] CDF Kollaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.

[6] DØ Kollaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[7] DELPHI Kollaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. **C59** (1993) 357.

[8] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and leptons*, John Wiley and Sons, (1984)

[9] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik*, Vieweg, (1986).

[10] D. W. Duke, R.G. Roberts, Phys. Rep. **120** (1985) 275.

[11] R.K. Ellis, J.W. Stirling, *QCD and collider physics*, Fermilab-Conf-90/164-T (1990) 1.

[12] H. Faissner, *Vorlesungsreihe: Quarks und Gluonen*, RWTH Aachen, (1990).

[13] F. Yndurain, *Quantum Chromodynamics*, Springer Verlag, (1983).

[14] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461.

[15] R.K. Ellis, FERMILAB-Conf-87/108-T, (1987).

[16] J. W. Gary, *Test of Modells for Parton Fragmentation in* e^+e^-*–Annihilation*, Ph.D. Thesis, Lawrence Berkeley Laboratories (1985);
P. Mättig, *The Structure of Jets in* e^+e^-*–Collisions*, DESY 88-125 (1988);
O. Podobrin, *Erzeugung von Strange- und Charm–Mesonen in der* e^+e^-*–Annihilation bei 35 GeV*, Diplomarbeit an der Universität Hamburg (1988).

[17] T Sjöstrand, Int. J. of Mod. Phys. **A3**, 751 (1988).

[18] X. Artru, G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93.

[19] C. Peterson et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[20] Jade Kollaboration, W. Bartel et al., Z. Phys. **C21** (1983) 37.

[21] L. Lönnblad, DESY 92-046;
L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[22] G. Gustafson, U. Petterson, Nucl. Phys. **B306** (1988) 746.

[23] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller, S.I. Troyan, *Basics of Perturbative QCD*, Edition Frontières, (1991).

[24] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Z. Phys. **C27** (1985) 65;
Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Z. Phys. **C31** (1986) 213;
Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Z. Phys. **C55** (1992) 107. M. Schmelling, *QCD results from the study of hadronic Z–decays*, CERN-PPE/94/184, (1994).

[25] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Nucl. Part. Phys. **17** (1991) 1481.

[26] N.C. Brümmer, *Experimental momentum spectra of identified hadrons at e^+e^- colliders compared to QCD calculations*, IC/HEP/95-2 (1995).

[27] M. Schmelling, *Measurements of the Strong Coupling Constant and Tests of the Structure of QCD*, CERN-PPE/95/129, (1995).

[28] DELPHI Kollaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 351.

[29] DELPHI Kollaboration, *Performance of the DELPHI Detector*, DELPHI-Note 95-112 (1995).

[30] H.G. Fischer and O. Ullaland, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 38;
M. Berggren et al., Nucl. Instr. and Meth. **A225** (1984) 477;
A.Cattai et al., Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1985) 310;
V. Gracco et. al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 572;
F.L. Navarria et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 499;
H.G. Fischer et al., Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 218.

[31] Ch. Kreuter, *Longitudinal Shower Development in the DELPHI Electromagnetic Calorimeter HPC*, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, IEKP-KA/93-9 (1993).

[32] A. Algeri et al., *Performance of the HPC calorimeter in DELPHI*, CERN-PPE/95-04 (1995).

[33] HPC Gruppe, *Pattern Recognition and Reconstruction of Photons and Charged Particles using the HPC Electromagnetic Calorimeter in the DELPHI Detector*, DELPHI Note 91-39 (1991).

[34] J.A. Fuster et al., *The 1st and 2nd level Trigger User manual; Summary of the 1992 Trigger Performance*, DELPHI-Note 93-42 (1993).

[35] DELPHI Kollaboration, *DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*, DELPHI-Note 89-44 (1989).

[36] DELPHI Kollaboration, *DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation Reference manual*, DELPHI Note 89-16 (1989).

[37] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.

[38] J.E. Campagne, R. Zitoun, Z. Phys. **C43** (1989) 468;
J.E. Campagne, R. Zitoun, Proc. of the Brighton Workshop on Radiative Corrections, Sussex, July 1989.

[39] F.A. Behrends, W. Hollik, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B304** (1988) 712.

[40] C. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. **28** (1994) 503.

[41] Y. Belokopytov et al., *The DELPHI database description: calibration & detector status file*, DELPHI-Note 93-4 (1993);
Y. Belokopytov et al., *The DELPHI database description: LEP Machine Parameter and Luminosity File*, DELPHI-Note 93-2 (1993).

[42] Y. Sacquin, *Description of the DELPHI-DST Content*, DELPHI-Note 94-131 (1994).

[43] V. Falaleev, N. Smirnov, *PHMINI package for miniDST creation and usage*, DELPHI-Note 93-123, (1993).

[44] V. Perevozchikov, N. Smirnov, *PHDST Package Description V.3 VZD - Viewer of ZEBRA Data for DELPHI User's Manual*, DELPHI-Note 92-118 (1992)

[45] V. Anykeyev at al., *Production characteristics of K^0 and light meson resonances in hadronic decays of the Z^0*, DELPHI-Note 94-5, (1994)

[46] M. Reinert, *Untersuchung der b–Quark Beschreibung im Jetset 7.3 Generator anhand der Daten des DELPHI–Detektors bei LEP*, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, (1993).

[47] G. V. Borisov, *Lifetime Tag of events $Z^0 \to b\bar{b}$ with the DELPHI detector*, DELPHI-Note 94-125 (1994).

[48] G. Borisov, C. Mariotti, *Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the DELPHI detector*, DELPHI-Note 95-142 (1995).

[49] DELPHI Kollaboration, W. Adam et al., *Measurement of the Inclusive π^0 Production in Hadronic Z^0 Decays*, CERN-PPE/95-144.

[50] L. Lönnblad, DESY 92-046.

[51] G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1;
G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.

[52] W. de Boer, H. Fürstenau, *Comparison of DELPHI data with QCD models*, DELPHI Note 91-75 Phys 129;
K. Hamacher, M. Weierstall, *The Next Round of Hadronic Generator Tuning Heavily Based on Identified Particle Data*, Preprint Univ. Wuppertal, WU B 95 07.

[53] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994).

[54] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., Phys. Lett **B328** (1994) 223.

[55] Ph. Odier, *Measurement of the π^0 inclusive spectrum in hadronic decays of the Z^0*, ALEPH-Note 95-064, (1995);
F. Stephan, *Measurement of the Inclusive Photon Spectrum using e^+e^--Conversions*, ALEPH-Note 95-015 (1995);
P. van Gemmeren, *Measurement of the inclusive π^0–spectrum with the ALEPH detector*, ALEPH-Note 95-041 (1995).

[56] Yu. V. Novozhilov, *Introduction to Elementary Particle Theory*, Pergamon Press, (1975).

[57] ALEPH Kollaboration, D. Buskulic et al., Z. Phys. **C66** (1995) 355.

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

[59] ARGUS Kollaboration, H. Albrecht el al., Z. Phys. **C46** (1990) 15;
ARGUS Kollaboration, H. Albrecht el al., Z. Phys. **C58** (1993) 191;
CLEO Kollaboration, S. Behrends et al., Phys. Rev. **D31** (1985) 2161;
TASSO Kollaboration, M. Althoff er al., Z. Phys. **C42** (1989) 189;
JADE Kollaboration, D.D. Pitzl et al., Z. Phys. **C46** (1990) 1;
JADE Kollaboration, D.D. Pitzl et al., Z. Phys. **C28** (1985) 343;
TPC Kollaboration, Aihara et al., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 577;
TOPAZ Kollaboration, KEK annual report, (1991) 54.

[60] F. Hahn, *Inklusive Messung der $K^{\pm}$ und $p/\overline{p}$ Produktion in Z^0–Zerfällen*, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, WUB-DIS 95-2 (1995);
DELPHI Kollaboration, P. Abreu et al., CERN-PPE/95-28 (1995).

[61] ALEPH Kollaboration, D. Buskulic et al., International conference on High Energy Physics in Glasgow, ICHEP 94 Ref. gls0536 (1994);
DELPHI Kollaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. **B318** (1993) 249;
DELPHI Kollaboration, P. Abreu et al., International conference on High Energy Physics in Glasgow, ICHEP 94 ref. gls0183 (1994);
OPAL Kollaboration, R. Akers et al., Phys. Lett. **B264** (1991) 467;
OPAL Kollaboration, R. Akers et al., Phys. Lett. **B291** (1992) 503;
OPAL Kollaboration, R. Akers et al., Phys. Lett. **B305** (1993) 407;
OPAL Kollaboration, R. Akers et al., International conference on High Energy Physics in Glasgow, ICHEP 94 ref. gls0604 (1994).

[62] DELPHI Kollaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. **B345** (1995) 598.

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

[64] P. Chiappetta et al., Nucl. Phys **B412** (1994) 3.

[65] UA2 Kollaboration, R. Ansari et al., Z. Phys. **C41** (1988) 395.

[66] C. Kourkoumelis et al., Z. Phys. **C5** (1980) 95.

Danksagung

Herrn Prof. D. Wim de Boer danke ich für die Ermöglichung der Arbeit, die Übernahme des Hauptreferats, sowie der Möglichkeit zum Forschungsaufenthalt am CERN.

Bei Herrn Prof. Dr. Thomas Müller möchte ich für die Übernahme des Korreferates danken.

Michael Feindt danke ich für die Betreuung und den hilfreichen Diskussionen während meiner CERN–Aufenthalte.

Für die Durchsicht der Arbeit danke ich Ralf Ehret, Wulf Oberschulte genannt Beckmann, Ulrich Schwickerath und Christian Weiser.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Kollegen im neunten Stock für das gute Institutsklima bedanken, namentlich Gerd Burkhard, Ralf Ehret, Wulf Oberschulte genannt Beckmann, Michael Reinert, Michael Schimmelpfennig, Ulrich Schwickerath, Andreas Seitz und Christian Weiser.