FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Produktion von Λ-Baryonen und Protonen in hadronischen Z-Zerfällen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereiches Physik

der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal

vorgelegt von

Matthias Blume

WUB-DIS 96-19
6. Februar 1997

Abstract

The longitudinal polarization of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ baryons, inclusively produced in hadronic decays of the Z boson, has been measured with the DELPHI detector at LEP. The data sample comprises $2.95 \cdot 10^6$ events recorded from 1991 to 1994.

The data have been corrected using the Monte Carlo simulation. The results are given as a function of the fractional Λ momentum x_p and are compatible with 0 for all momenta. The systematic error is of similar size as the statistical error. Due to the large errors the hypothesis of a complete spin transfer from the primary quark to the Λ cannot be excluded.

Rapidity distributions for protons and Λ baryons are presented and compared with JETSET and HERWIG Monte Carlo simulations. Charged hadrons are identified using the RICH technique and the energy loss measurement. The measured rapidity distributions and the JETSET Monte Carlo are in approximate agreement whereas the HERWIG prediction when using the DELPHI tuning is clearly too low for protons and too high for Λ baryons. HERWIG cannot describe the rapidity distributions for protons and Λ baryons at the same time.

Rapidity correlations of Λ-Λ, proton-proton, and Λ-proton pairs are compared and the agreement with the string and the cluster fragmentation model is tested. The rapidity correlations for $\Lambda\overline{\Lambda}$ and $\mathrm{p\overline{p}}$ pairs agree with each other and the JETSET Monte Carlo expectation. The correlation for $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$ pairs is smaller than for $\Lambda\overline{\Lambda}$ and $\mathrm{p\overline{p}}$ pairs. This effect is described neither by JETSET nor by HERWIG, although it does not seem to be in disagreement with the principles of the string or cluster fragmentation models.

For those pairs that frame a meson in terms of rapidity the compensation of strangeness is studied. For $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$ pairs the additional correlation with respect to charged kaons is analysed.

Particle decays after the fragmentation process play an important role in smearing the rapidity spectrum. This is indicated by the fact that the mesons in the rapidity gap between neighbouring baryons do not show a dependence on the baryon combination. For $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$ pairs, there is evidence for a short range compensation of strangeness depending on the rapidity difference of the baryon pair. The behaviour is qualitatively described by the JETSET simulation.

Inhaltsverzeichnis

Einführung

Die Meßphase von LEP-I [1] wurde 1995 erfolgreich abgeschlossen. Jedes der vier beteiligten Experimente hat mehr als 3 Millionen Ereignisse von Z-Zerfällen aus e^+e^--Annihilationen aufgezeichnet. Die LEP-Experimente haben das Standardmodell, die Theorie der Teilchenphysik, bestätigt, die physikalischen Parameter des Standardmodells mit enormer Genauigkeit gemessen und auch Anhaltspunkte zu theoretischen Weiterentwicklungen des Standardmodells zur Vereinheitlichung der Kräfte aufgezeigt, die durch die große Zahl der freien Parameter im Standardmodell motiviert worden sind.

Die hadronischen Zerfälle von e^+e^--Annihilationen bilden allgemein eine gute Grundlage für Analysen zur Untersuchung der starken Wechselwirkung, da die Ereignisse nahezu vollständig und ohne Untergrund ausgewertet werden können. Z-Zerfälle haben, vom Standpunkt der Analyse zur starken Wechselwirkung aus gesehen, den zusätzlichen Vorteil, daß durch die hohe Schwerpunktsenergie die Kopplungskonstante α_{s} der starken Wechselwirkung klein genug ist, um in der zugehörigen Feldtheorie (QCD) störungstheoretische Berechnungen zu ermöglichen.

Durch verschiedenartige Bestimmungen von α_{s} — auch außerhalb von LEP — wurde die QCD als allgemeingültige Theorie der starken Wechselwirkung etabliert. Auch Untersuchungen von 3- und 4-Jet-Ereignissen, Ereignissen mit Photonabstrahlung im Quark-Endzustand und andere Analysen zu hochenergetischen QCD-Prozessen, die störungstheoretisch berechenbar sind, haben dazu beigetragen.

Hadronische Ereignisse entstehen in einer Kaskade verschiedenartiger Prozesse. Am Ende des Entstehungsprozesses von hadronischen Ereignissen durchlaufen die Teilchen eine Phase niederenergetischer QCD-Prozesse, die *Fragmentierung*. Dabei gehen die farbgeladenen Quarks und Gluonen in farbneutrale Hadronen über. Zur Beschreibung der Fragmentierung ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen. Schon allein die große Zahl der beteiligten Teilchen läßt eine exakte Lösung dieses Problems — sei es analytisch oder numerisch — selbst langfristig unwahrscheinlich erscheinen. Wenngleich die Berechnung von Hadronen als gebundene Zustände der QCD anhand der Gitter-Eich-Theorie noch keine hohe Genauigkeit erreicht, so ist in diesem Bereich doch eher mit einem Erfolg zu rechnen.

[1] LEP steht für Large Electron Positron collider. In der Phase I wird er bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \approx m_{\mathrm{Z}}$ betrieben.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit zwei unterschiedlichen Aspekten der Entstehung von Baryonen aus Quarks.

▶ Zur Untersuchung der Spinstruktur von Baryonen wird die longitudinale Polarisation von Λ-Baryonen bestimmt. Da die initialen Quarks aus Z-Zerfällen stark polarisiert sind, kann die Messung der Λ-Polarisation Aufschluß geben, inwieweit der Spin der Baryonen von Quarks getragen wird. Lepton-Nukleon-Streuexperimente ergaben, daß der Spin von Nukleonen größtenteils von den Gluonen getragen wird. Bei diesen tief-inelastischen Streuexperimenten werden die Spins der Nukleonen in einem festen Target mit Magneten entlang einer Achse ausgerichtet.

▶ Weniger um die innere Struktur der Baryonen als um den Produktionmechanismus, der die Rate der Baryonen und die Ereignisstruktur bestimmt, geht es bei der Analyse zur Fragmentierung. Da alle additiven Quantenzahlen des Z verschwinden, werden Baryonen in Z-Zerfällen paarweise produziert, und auch die Strangeness-Quantenzahl S ist in den Ereignissen ausgeglichen. Die Korrelationen innerhalb von Teilchenpaaren mit entgegengesetzter Baryonenzahl oder entgegengesetzter Strangeness-Quantenzahl S geben nicht nur Einblicke in die Reichweite der Kompensation dieser Quantenzahlen, sondern auch in den allgemeinen Mechanismus der Formation von Hadronen in der Fragmentierung.

Neben der Rekonstruktion und Selektion von Λ-Baryonen, bildet die Identifikation geladener Hadronen einen Schwerpunkt in den Analysen der vorliegenden Arbeit. Die bei LEP einzigartigen Möglichkeiten des DELPHI-Detektors zur Teilchenidentifikation anhand von Cherenkov-Zählern eröffnen in der Korrelationsanalyse neue Perspektiven.

1

Die starke Wechselwirkung

Die Theorie der starken Wechselwirkung heißt *Quanten-Chromo-Dynamik* (QCD) [1, 2, 3]. Wie zuvor die Quanten-Elektro-Dynamik und die daraus entstandene Theorie der elektro-schwachen Wechselwirkung ist auch die QCD als Eichtheorie formuliert. Sie behandelt Prozesse, bei denen farbgeladene Teilchen beteiligt sind. Die farbgeladenen Fermionen heißen Quarks. Das Austauschteilchen der QCD ist das Gluon. Die Austauschteilchen (Bosonen) der QCD tragen selbst auch Farbe und wechselwirken somit auch untereinander. Dies führt dazu, daß Gluon-Wechselwirkungen nicht untereinander austauschbar sind – die Theorie ist nicht-abelsch. Farbgeladene Teilchen kommen isoliert nicht einzeln vor sondern nur in farbneutralen, gebundenen Zuständen. Aufgrund der hohen Komplexität der Theorie und der Größe der Kopplung lassen sich nur sehr wenige Prozesse im Rahmen der Störungstheorie nach der QCD berechnen.

1.1 Die fundamentalen Teilchen

Das *Standardmodell* umfaßt die Theorien der starken und der elektroschwachen Wechselwirkung. Es enthält die Beschreibung aller derzeit bekannten mikroskopischen, physikalischen Prozesse.

Die Materie besteht aus Quarks und Leptonen, die zusammen Fermionen genannt werden (Tab. 1.1). Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden von Bosonen vermittelt. Die elektroschwache Wechselwirkung wird vom Photon, und den massiven W- und Z-Bosonen vermittelt.

Als letztes der Quarks wurde 1994 das top-Quark experimentell nachgewiesen [8]. In Tabelle 1.1 sind statt der Massen-Eigenzustände der linkshändigen Quarks negativer

Helizität	Fermionen				Q	I_3	Y
links-händig	Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0 -1	1/2 $-1/2$	-1 -1
	Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$	2/3 $-1/3$	1/2 $-1/2$	1/3 1/3
rechts-händig	Leptonen	e	μ	τ	-1	0	-2
	Quarks	u	c	t	2/3	0	4/3
		d	s	b	-1/3	0	-2/3

Tabelle 1.1: Die drei Familien der fundamentalen Fermionen mit ihren Quantenzahlen. Alle Quarks kommen in drei Farbzuständen vor. Alle fundamentalen Fermionen haben Spin 1/2.

elektrischer Ladung gemischte Zustände aufgelistet,

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

denn nur diese sich aus der Kobayashi-Maskawa-Matrix V ergebenden Zustände sind Eigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung und somit Komponenten der linkshändigen Iso-Spinoren. Beim Austausch von W^+- oder W^--Bosonen ändert sich das Quark-Flavour entsprechend der Kobayashi-Maskawa-Matrix. Die starke Wechselwirkung greift jedoch direkt an den Massen-Eigenzuständen d, s und b an. Das Quark-Flavour ist innerhalb der QCD erhalten.

1.2 Die Symmetriestruktur

Die Struktur der QCD wird bestimmt durch die Symmetriegruppe SU(3). Quarks werden als Dirac-Spinoren mit drei Komponenten beschrieben:

$$\psi_\mathrm{q} = \begin{pmatrix} \psi_\mathrm{q}^1 \\ \psi_\mathrm{q}^2 \\ \psi_\mathrm{q}^3 \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} \text{rot} \\ \text{grün} \\ \text{blau} \end{matrix} \tag{1.2}$$

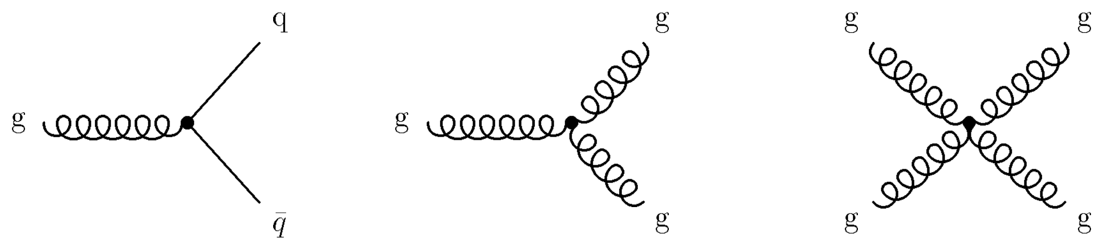


Abbildung 1.1: Fundamentale Feynman-Diagramme zur Kopplung von Quarks und Gluonen.

Gluonen G_μ tragen je eine Farbe und eine Antifarbe. Sie bilden ein Oktett: $3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$. Das Singulett kommt nicht vor. Alle fundamentalen Wechselwirkungen (Abbildung 1.1) lassen sich aus der Lagrange-Dichte der QCD (siehe z.B. [4]) ableiten. Die Lagrange-Dichte ist invariant unter der lokalen Eichtransformation:

$$\psi_{\mathrm{q}}(x) \quad \rightarrow \quad \psi'_{\mathrm{q}}(x) = U(x) \cdot \psi_{\mathrm{q}}(x) \ , \quad U(x) \in \mathrm{SU}(3) \tag{1.3}$$
$$G_\mu \quad \rightarrow \quad G'_\mu = U G_\mu U^\dagger - i \partial_\mu U U^\dagger \tag{1.4}$$

Die eigentliche Wechselwirkung der Quarks untereinander, die durch Gluonaustausch vermittelt wird, wird mit den Eichfeldern, die die Eichinvarianz der Lagrange-Dichte sicherstellen, in die Theorie eingeführt.

1.3 Die Renormierung der Theorie

Wie auch in den anderen Eichtheorien (QED, GWS-Theorie) treten in der QCD bei der Berechnung von Matrixelementen, die die Wahrscheinlichkeit physikalischer Prozesse angeben, zunächst Divergenzen auf. Diese werden durch die *Renormierung* beseitigt. Dabei spaltet man von den verschiedenen Beiträgen zum Matrixelement divergente Terme ab. Man führt einen zusätzlichen Parameter ein, so daß, wenn man für diesen nicht verschwindende Werte einsetzt, alle Beiträge endlich sind (Regularisierung).

Die eigentliche Auslöschung der Divergenzen erfolgt im zweiten Schritt. Dazu gibt es verschiedene Renormierungsschemata und dazugehörige Skalenparameter Λ. Heute wird hauptsächlich das $\overline{\mathrm{MS}}$-Schema (modified minimal subtraction scheme) benutzt. Aus der Renormierung ergibt sich eine Variation der Kopplungskonstanten mit der im Prozeß ausgetauschten Energie, μ. Diese Variation wird durch die Renormierungsgruppengleichung beschrieben:

$$\mu^2 \frac{d\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2)}{d\mu^2} = -\sum_{i=0}^{\infty} b_i \alpha_{\mathrm{s}}^{i+2}(\mu^2) = -b_0 \alpha_{\mathrm{s}}^2 - b_1 \alpha_{\mathrm{s}}^3 + \mathcal{O}(\alpha_{\mathrm{s}}^4) \tag{1.5}$$

wobei gilt

$$b_0 \ = \ \frac{33 - 2n_{\mathrm{f}}}{12\pi}, \qquad n_{\mathrm{f}} = \text{Zahl der beteiligten Quarkflavours} \tag{1.6}$$

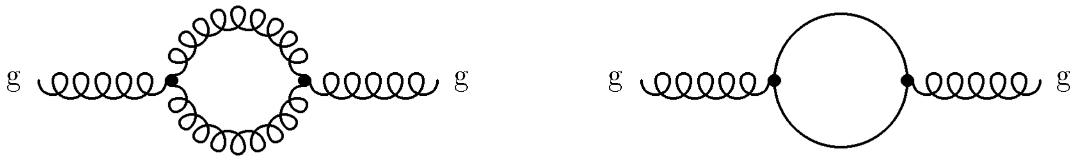


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramme für die einfachsten Korrekturen zur effektiven Gluon-Kopplung. Der Gluon-Loop (links) repräsentiert den Beitrag $-11/(4\pi)$ in β_0, der Quark-Loop (rechts) steht für den Beitrag $n_\mathrm{f}/(6\pi)$.

$$b_1 = \frac{153 - 19 n_\mathrm{f}}{24\pi^2} \tag{1.7}$$

Skalenabhängigkeiten ergeben sich somit erst ab der 2. Ordnung in α_s. Bis zur Ordnung α_s^2 und für kleine α_s wird Gl. 1.5 gelöst durch

$$\alpha_\mathrm{s}(\mu, \Lambda) = \frac{1}{b_0 \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \left[1 - \frac{b_1}{b_0^2} \cdot \frac{\ln \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \right] \tag{1.8}$$

In führender Ordnung fällt α_s mit wachsender Energie μ ab, sofern $b_0 > 0$ ist, d.h. wenn $n_f < 17$ ist. Bei LEP-I, d.h. bei Schwerpunktsenergien um 90 GeV, ist $n_f = 5$. Die beiden Beiträge zu b_0 lassen sich den in Abbildung 1.2 gezeigten Schleifenkorrekturen zum Gluonpropagator zuordnen[1].

Den Effekt der schwächer werdenden Kopplung bei hohen Energien nennt man asymptotische Freiheit. Bei geringen Energien (Abständen $\gtrsim 1\,\mathrm{fm}$) wird α_s so groß, daß der störungtheoretische Ansatz scheitert. Quarks kommen nur in farbneutralen Zuständen als asymptotisch freie Teilchen vor (confinement).

[1]Zur vollständigen Renormierung der Theorie müssen nicht nur an den Propagatoren Korrekturen angebracht werden (siehe Abb. 1.2) sondern auch an den Vertizes.

2

Hadronische Endzustände

Der Prozeß der e^+e^--Annihilation $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow f\bar{f}$ (Phase I in Abb. 2.1) ist sehr genau berechenbar. Vernachlässigt man den Beitrag des Photonaustauschs und alle Fermionmassen, so ergibt sich in Born'scher Näherung für alle auslaufenden Fermionen außer Elektronen bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ der totale Wirkungsquerschnitt zu [6]:

$$\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) &= \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \cdot (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \cdot |\chi|^2 \;, \quad \text{mit} && (2.1)\\
v_f &= \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} && (2.2)\\
a_f &= \frac{I_3^f}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} && (2.3)\\
\chi(s) &= \frac{s}{s - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z} && (2.4)
\end{aligned}$$

Dabei stehen m_Z und Γ_Z für Masse, bzw. totale Zerfallsbreite des Z-Bosons, α für die elektromagnetische Feinstrukturkonstante und θ_W für den schwachen Mischungswinkel. Die elektrischen Ladungen sind mit Q bezeichnet und die schwachen Ladungen mit v und a. Die Indizes e und f stehen für die einlaufenden Elektronen und die auslaufenden Fermionen. Die Werte der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 können Tabelle 1.1 entnommen werden.

In der gleichen Näherung ist die longitudinale Polarisation der initialen Fermionen für unpolarisierte Elektron- und Positronstrahlen gegeben durch [26]:

$$\mathcal{P} = \frac{a \cdot (1 + \cos^2\theta) + b\cos\theta}{c \cdot (1 + \cos^2\theta) + d\cos\theta} \qquad (2.5)$$

$$\begin{aligned}
a &= -2(v_e^2 + a_e^2)v_f a_f \;, & b &= -4 v_e a_e (v_f^2 + a_f^2) \;, \\
c &= (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \;, & d &= 8 v_e a_e v_f a_f
\end{aligned} \qquad (2.6)$$

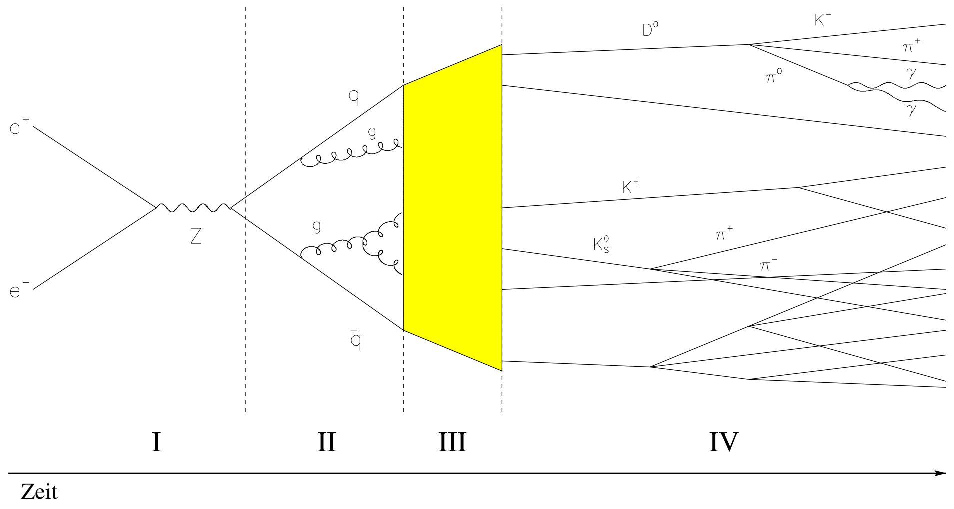


Abbildung 2.1: Entstehung eines hadronischen Endzustandes in vier Phasen.

Für down-artige Quarks (d, c und b) ergibt sich eine mittlere Polarisation

$$\langle \mathcal{P} \rangle = \frac{\int \mathcal{P}\sigma(\cos\theta)\, \mathrm{d}\cos\theta}{\int \sigma(\cos\theta)\, \mathrm{d}\cos\theta} = \frac{a}{c} \approx -0.94 \quad \text{für} \tag{2.7}$$

$$\sin^2\theta_W = 0.225 \quad , \tag{2.8}$$

wobei die Abhängigkeit von θ sehr schwach ist. Down-artige Antiquarks haben entsprechend $\langle \mathcal{P} \rangle \approx +0.94$.

Der Übergang vom initialen $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}}$-Paar in Hadronen wird in allen Modellen zur Beschreibung hadronischer $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Annihilationen in zwei Schritten vollzogen.

Zunächst wird basierend auf QCD-Matrix-Element-Berechnungen oder iterativen Näherungsalgorithmen (Parton-Schauern) der Parton-Endzustand des Ereignisses simuliert (Phase II in Abb. 2.1), der die Jetstruktur des Ereignisses bestimmt. Zu den Details und Unterschieden in diesem Bereich sei auf die Literatur verwiesen (siehe z.B. [9] oder [11]).

Parton-Schauer sind heuristische Modelle zur Beschreibung der Entstehung von Jets, wie die Teilchenbündel in hadronischen Ereignissen genannt werden. Parton-Schauer kombinieren bei der schrittweisen Berechnung des Ereignisses Verzweigungswahrscheinlichkeiten von Quarks und Gluonen aus der QCD mit vereinfachten Verfahren zur Simulation von Interferenzeffekten. Der Schauer bricht ab, wenn der Entwicklungsparamter, der sowohl die zeitliche Anordnung des Schauers beschreibt als auch die Energieskala der Verzeigungsprozesse bildet, unter einen festgelegten Schwellenwert fällt. Gebräuchliche Schwellenwerte liegen im Bereich der Massen stabiler Hadronen ($\mathcal{O}(1\,\mathrm{GeV})$). Darunter ist der störungstheoretische Ansatz der QCD, auf dem die Parton-Schauer-Modelle beruhen, nicht mehr gültig. Alle Parton-Schauer haben im wesentlichen zwei freie Parameter: Die QCD-Skala Λ (bzw. α_s) und die Abbruchschwelle.

Mit Fragmentierung wird der auf den Parton-Schauer oder die QCD-Matrix-Element-Berechnung folgende Schritt bezeichnet, bei dem die farbgeladenen Teilchen in farbneutrale Hadronen übergehen. Je nach dem, ob die Fragmentierung auf einen Parton-Schauer folgt, oder ob die zwei bis vier Partonen aus der Matrix-Element-Berechnung in Hadronen überführt werden müssen, ist der Schritt der Fragmentierung kleiner oder größer. Bei einer Abbruchschwelle des Parton-Schauers von ca. 1 GeV werden im Mittel ca. 10 Partonen generiert. Diese 10 Teilchen sind dem hadronischen Endzustand schon sehr viel näher als die zwei bis vier Partonen der Matrix-Element-Berechnung.

Eine umfassende Übersicht der verschiedenen Fragmentierungmodelle und deren Leistungsfähigkeit findet sich in Referenz [10].

2.1 Cluster-Fragmentierung

In der Cluster-Fragmentierung [15] werden eingangs alle Gluonen aus dem Parton-Schauer in $q\overline{q}$-Paare aufgebrochen. Alle vorhandenen Quarks werden danach zu farbneutralen Clustern ($q_1\overline{q}_2$) gruppiert. Für unendlich viele Farben wäre dies ein eindeutiger Prozeß. Anschließend zerfallen die Cluster isotrop in ihrem Ruhesystem. Die Cluster-Fragmentierung, wie sie im HERWIG-Generator realisiert ist, zeigt Abbildung 2.2.

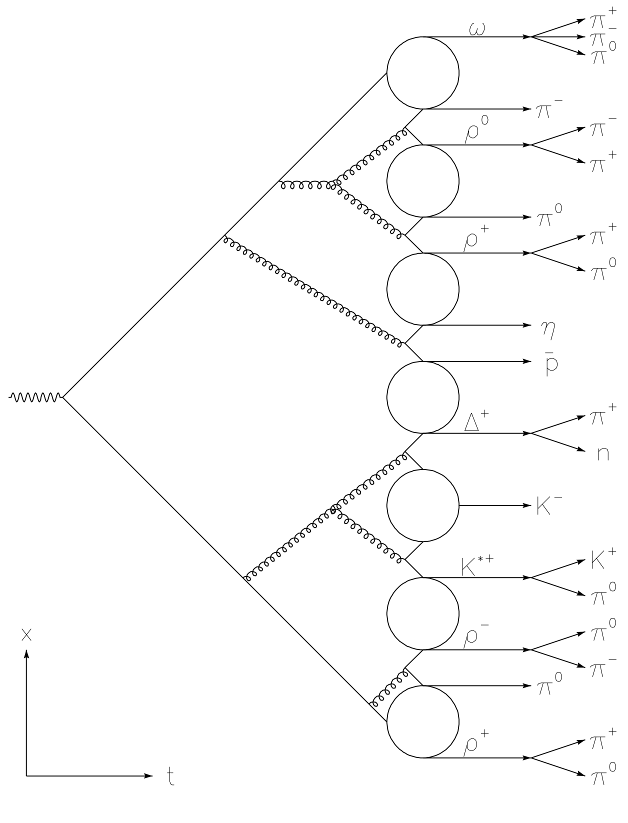


Abbildung 2.2: Cluster-Fragmentierungs-Modell nach Art des HERWIG-Generators. Alle Gluonen werden nach dem Abbruch des Parton-Schauers in $q\overline{q}$-Paare aufgespalten. Daraus werden farbneutrale Cluster gebildet, die dann in zwei Hadronen fragmentieren. Wenn der Cluster nicht hinreichend viel Masse hat, um in zwei Teilchen zu fragmentieren, so entsteht nur ein Teilchen aus der Fragmentierung. [10]

Obwohl die Cluster-Fragmentierung ein phänomenologisches Modell ist, gibt es für die einzelnen Schritte exakte theoretische Grundlagen. Die Schritte lassen sich weitgehend ohne freie Parameter formulieren. Die Aufspaltung der Gluonen in $q\overline{q}$-Paare ist ein einfacher QCD-Prozeß, und der Cluster-Zerfall erfolgt analog zu niederenergetischen e^+e^--Annihilationen. Im HERWIG-Generator [17] werden nur 2-Körper-Zerfälle generiert, die in einer auf dem verfügbaren Phasenraum und den Quark-Flavours basierenden Näherung berechnet werden. Evtl. vorhandene Substrukturen der Cluster werden außer Acht gelassen. Reicht die Energie des Clusters für einen 2-Körper-Zerfall nicht aus, so geht der Cluster in ein einzelnes Hadron über. Die Beschränkung auf wenige freie Parameter verleiht den Cluster-Fragmentierungs-Generatoren eine hohe Aussagefähigkeit. Allerdings muß die Produktion von Baryonen noch künstlich über Diquarks in das Modell eingeführt werden. Außerdem führt der direkte Zerfall von sehr schweren Clustern in Hadronen zu nicht zufriedenstellenden Ergebnissen. Es wird deswegen ein zusätzlicher Zerfall der schweren Cluster in leichtere eingeschoben, um dieses Problem zu vermeiden.

2.2 Independent-Fragmentierung

Die Independent-Fragmentierung [12] war historisch der erste Ansatz, die Fragmentierung näherungsweise zu beschreiben. In einem iterativen Verfahren wird der Übergang der Partonen in Hadronen unabhängig für alle Partonen einzeln berechnet. Erst am Schluß werden die Erhaltungsgrößen des Endzustandes ausgeglichen.

Das ursprüngliche Parton strahlt ein weiteres Parton mit dem Impulsbruchteil z ab. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(z)$ wird Fragmentierungsfunktion genannt. Neben anderen wurde häufig die Field-Feynman-Parametrisierung verwendet

$$f(z) = 1 - a + 3a(1-z)^2 \quad , \quad \text{mit } a \approx 0.77 \tag{2.9}$$

Für die schweren Quarks c und b wurde die härtere Petersen-Fragmentierungsfunktion entwickelt

$$f(z) = \frac{1}{z\left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right]^2} \tag{2.10}$$

wobei man $\epsilon \sim \frac{1}{m_\mathrm{q}^2}$ setzt, für verschiedene Quarkmassen m_q. Das abgestrahlte Teilchen erhält einen nach einer Gaußverteilung fester Breite gewählten Transversalimpuls, der innerhalb der Iteration lokal kompensiert wird. Das abgestrahlte Teilchen strahlt wiederum ab und so fort, bis die verbleibende Energie unter die Masse des leichtesten Hadrons fällt.

Neben den Programmen, die ausschließlich zur Simulation der Independent-Fragmentierung geschrieben wurden [13], bietet auch JETSET [16] die Independent-Fragmentierung als Alternative zum Vergleich an.

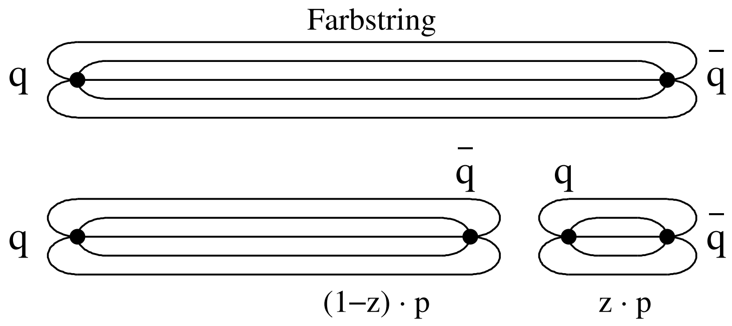


Abbildung 2.3: Aufbrechen eines Farb-Strings an einem $q\overline{q}$-Paar.

2.3 String-Fragmentierung

Die String-Fragmentierung [14] ist eine Erweiterung der Independent-Fragmentierung. Der Fragmentierungsprozeß wird als mehrfaches Aufbrechen eines klassischen Farbfeldes (String) beschrieben (Abb. 2.3). Der String spannt sich zwischen den auseinanderstrebenden Quarks über die dazwischen liegenden Gluonen, die den String deformieren (Abb. 2.4). Infolgedessen ist bei 3-Jet-Ereignissen die Teilchendichte in der Ereignisebene zwischen Quarks und Gluonen höher als in dem Winkelbereich, wo die Quarks direkt benachbart sind (Stringeffekt).

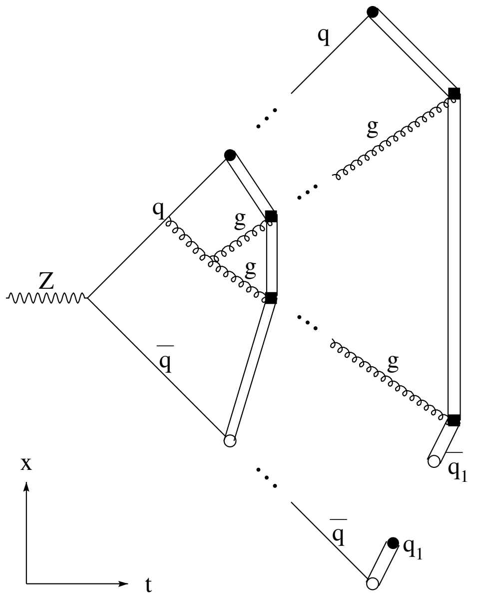


Abbildung 2.4: Stringfragmentierungs-Modell. Der String wird zwischen Quark und Antiquark aufgespannt. Gluonen knicken den String. An den Stellen, wo der String aufbricht, entstehen neue $q\overline{q}$-Paare.

Der String hat eine konstante Energiedichte pro Längeneinheit von $\kappa \approx 1\,\mathrm{GeV/fm}$. Wenn die im String enthaltene Energie groß genug ist, wird ein $q\overline{q}$-Paar erzeugt, an dem der String aufbricht. Dieser Prozeß verläuft analog zur Independent-Fragmentierung mit dem Unterschied, daß die Mehrjetartigkeit des Ereignisses direkt berücksichtigt wird. Da die $q\overline{q}$-Paare an einem Ort produziert werden, der klassisch verboten ist, müssen sie in den klassisch erlaubten Bereich tunneln. Die Tunnel-Wahrscheinlichkeit für Quarks der Masse m ist

$$\exp\left(-\pi\frac{m_{\mathrm{t}}^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\pi\frac{m^2}{\kappa}\right)\exp\left(-\pi\frac{p_{\mathrm{t}}^2}{\kappa}\right) \quad , \tag{2.11}$$

wobei $m_{\mathrm{t}} = \sqrt{m^2 + p_{\mathrm{t}}^2}$ die transversale Masse ist. Die Masse geht quadratisch ein, da massivere Quarkpaare nicht nur weniger wahrscheinlich als Fluktuation aus dem String entstehen, sondern auch weiter ($\sim m_{\mathrm{t}}$) tunneln müssen. Es ergibt sich wie in der Independent-Fragmentierung eine Gaußverteilung der Transversalimpulse der in der Fragmentierung entstehenden $q\overline{q}$-Paare.

Der Jetset-Generator

Die voreingestellte Fragmentierungsfunktion des JETSET-Generators ist die Lund-symmetrische-Fragmentierungsfunktion:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z}\cdot\exp\left(\frac{-bm^2}{z}\right) \quad . \tag{2.12}$$

Darin sind a und b freie Parameter.

Da es nicht offensichtlich ist, ob die Strom-Algebra-Massen oder die Konstituenten-Massen verwendet werden müssen, wird die resultierende Unterdrückung von $s\overline{s}$-Paaren als freier Parameter, $\gamma_{\mathrm{s}} \approx 0.3$, in das Modell eingeführt. Die schweren Quarks sind so stark unterdrückt, daß sie im Fragmentierungsprozeß vernachlässigt werden können: $u\overline{u}$: $d\overline{d}$: $s\overline{s}$: $c\overline{c} = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$.

Baryon-Produktion

Zur Simulation von Baryonen (B) wird die *direkte* Produktion von Diquark-Antidiquark-Paaren ($D\overline{D} = q_1q_2\overline{q_1q_2}$) in das Modell eingeführt. Die Produktion ist sehr ähnlich wie die der $q\overline{q}$-Paare, da es sich auch um Farb-Triplett-Antitriplett-Zustände handelt. Indem die Diquarks mit im String benachbarten Quarks kombiniert werden, entsteht aus jedem $D\overline{D}$-Paar ein Baryon-Antibaryon-Paar (Abb. 2.5 a).

Die Produktion der $D\overline{D}$-Paare wird über drei freie Parameter gesteuert[1]:

- Die relative Häufigkeit anstatt eines $q\overline{q}$-Paares ein $D\overline{D}$-Paar zu produzieren, P_{qq},

[1]Der Parameter zur Unterdrückung der Diquark-Produktion am String-Ende spielt eine untergeordnete Rolle und wird deshalb hier nur am Rande erwähnt

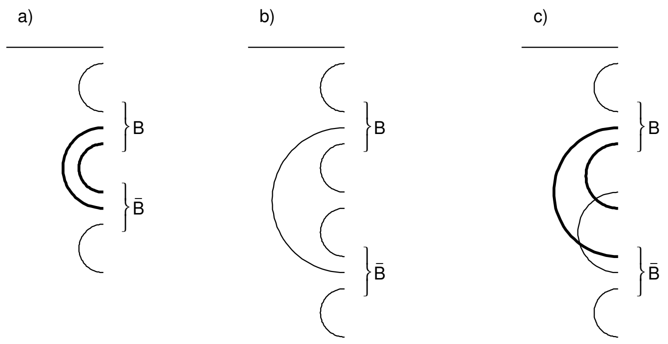


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Baryonproduktion im Stringfragmentierungs-Modell. Die oberen waagerechten Linien bezeichnen primäre Quarks aus dem Z-Zerfall, die Halbkreise q$\bar{q}$-Paare, die in der Fragmentierung entstehen.

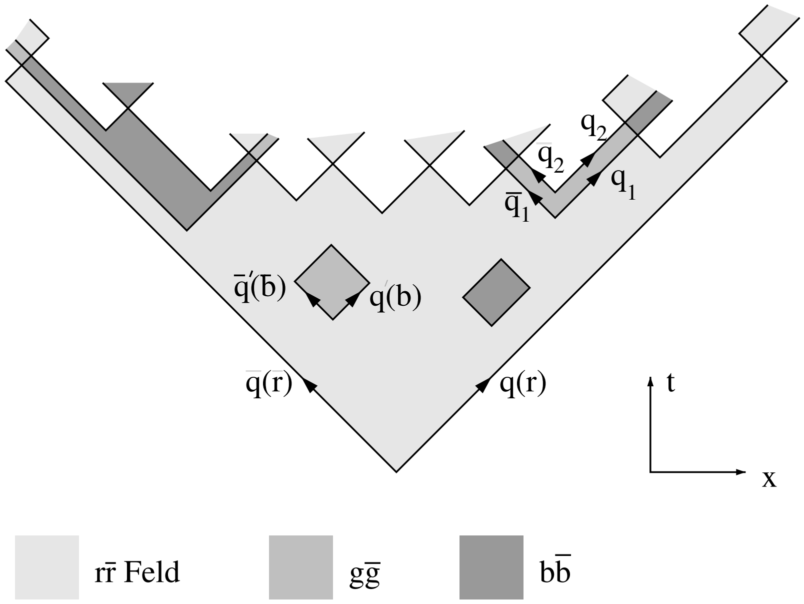


Abbildung 2.6: Entstehung von q$\bar{q}$-Paaren in der String-Fragmentierung nach dem Popcorn-Modell. [21]

- die zusätzliche Unterdrückung von Diquarks, die ein s$\bar{s}$-Paar enthalten, gegenüber jenen, die nur aus u- und d-Quarks bestehen, δ_s, und
- die Unterdrückung von Diquarks mit Spin 1, P_1.

Die D$\overline{D}$-Paare können auch mit den q$\bar{q}$-Paaren im String überlappen, so daß B$\overline{B}$-Paare im String nicht mehr direkt zusammenhängen sondern auch Konfigurationen vom Typ BMB (M=Meson) oder BMMB, etc. entstehen können. Dieser Mechanismus wird *Popcorn* [19, 20] genannt und ist in Abbildung 2.5 b) und c) illustriert. Abbildung 2.5 b) hebt stärker hervor, daß die Quarks im Popcorn-Modell unabhängig voneinander produziert werden, wie es in Abbildung 2.6 noch weiter verdeutlicht wird. Entsteht zwischen zwei Quarks $q_1\overline{q_1}$ der Farben Rot und Antirot ein neues Paar $q_2\overline{q_2}$ anderer Farbe, so ergibt sich zwischen q_2 und $\overline{q_2}$ wiederum ein Farb-Triplett-Antitriplett-Feld, wie zwischen $\overline{q_1}$ und q_1. Die resultierende Kraft auf q_2 und $\overline{q_2}$ verschwindet [20]. Somit können sich q_2 und $\overline{q_2}$ voneinander wegbewegen, und es können weitere $q\overline{q}$-Paare im Zwischenraum entstehen. In JETSET werden Zustände mit mehr als einem Meson im Zwischenraum (BMMB, BMMMB, etc.) vernachlässigt. Abbildung 2.5 c) zeigt hingegen mehr die Nachbarschaft zur direkten Diquark-Fragmentierung und den möglichen Übergang zwischen den beiden Verfahren.

JETSET enthält drei freie Parameter, die eine Anpassung des Popcorn-Mechanismus an die Meßdaten erlauben. Alle drei ließen sich wie γ_s und δ_s aus Gleichung 2.11 und den Massen der Quarks und Diquarks berechnen. Die Massen sind aber mit zu großen Unsicherheiten behaftet. Der wichtigste Parameter ist der Anteil f der Popcorn-Fragmentierung. Zwei weitere freie Parameter geben die zusätzliche Unterdrückung der Fälle an, in denen sich die beiden Baryonen ein $s\overline{s}$-Paar teilen, und in denen das eingeschlossene Meson ein s-Quark enthält.

Die Unterscheidung zwischen $q\overline{q}$-Paaren an denen der String bricht und solchen an denen er nicht bricht, weil sie eine andere Farbladung tragen, wird in einem verbesserten Ansatz zur Baryon-Produktion in JETSET [21] stärker berücksichtigt. Dieses Modell ist dem Popcorn-Modell sehr ähnlich, kommt aber mit weniger freien Parametern aus.

3

Das Experiment

DELPHI ist eine internationale Kollaboration von ungefähr 550 Physikern aus 53 Instituten. Die Absichtserklärung zum Bau des Experiments am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik (CERN) in Genf ist 1982 abgegeben worden [39]. Die Meßphase hat im August 1989 begonnen.

3.1 Der Speicherring

Der große Elektron-Positron-Speicherring LEP hat einen Umfang von 26.7 km und erreichte in seiner ersten Ausbaustufe (LEP-I) Schwerpunktsenergien um 91 GeV. Neben DELPHI befinden sich noch Detektoren der Kollaborationen ALEPH, L3 und OPAL im LEP-Tunnel. In Abbildung 3.1 sind die integrierten Luminositäten der vergangenen Meßperioden gegen die Zeit aufgetragen.

Die bisher erreichte Genauigkeit der Strahlenergiebestimmung von $\sigma_E = 2\,\mathrm{MeV}$ [40] wird eindrucksvoll durch die dazu zu berücksichtigenden Effekte illustriert. Bei e^+e^--Speicherringen, in denen beide Teilchenstrahlen vom demselben System aus Magneten und Kavitäten auf der Kreisbahn gehalten und beschleunigt werden, müssen Schwingungen des Strahls um die Kreisbahn und Strahl-Strahl-Wechselwirkungen einkalkuliert werden. Bei LEP werden erstmals tektonische Bewegungen durch den Mondumlauf ($\Delta E \approx 10\,\mathrm{MeV}$ innerhalb eines Tages) und durch den Wasserstand des Genfer Sees ($\Delta E \approx 20\,\mathrm{MeV}$ über mehrere Monate) sowie elektrische Ströme durch LEP, die durch eine nahegelegene Schnellzugstrecke verursacht werden ($\Delta E \approx 10\,\mathrm{MeV}$ in 1 bis 2 Stunden), mit in die Korrekturen zur Messung der Strahlenergie einbezogen.

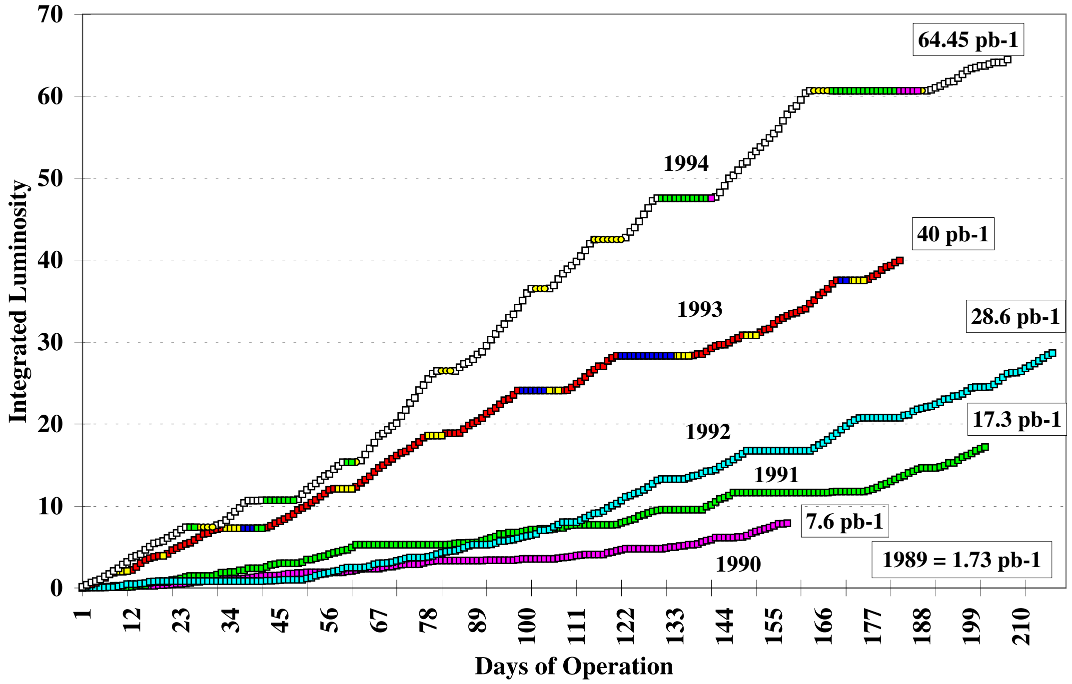


Abbildung 3.1: LEP-Luminositäten

3.2 Der Detektor

Der Detektor ist zylinderförmig symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Er hat einen Durchmesser von ca. 10 m, in Strahlrichtung eine Ausdehnung von ca. 10 m und wiegt 3500 t. Die supraleitende Spule aus Niob-Titan von 7.4 m Länge und 5.2 m Innendurchmesser erzeugt bei einem Strom von 5 kA ein Magnetfeld der Stärke 1.2 T parallel zur Strahlachse. Teilchen, die einen Polarwinkel $\Theta > 45°$ mit dem Strahl einschließen, werden im *Zentralbereich* nachgewiesen. Im abtrennbaren *Vorwärtsbereich* werden Teilchen unter kleineren Winkeln gemessen, wobei die Zeit-Projektions-Kammer zwischen Zentralbereich und Vorwärtsbereich überlappt. Eine ausführliche Detektorbeschreibung findet sich in Ref. [41], eine umfassende und aktuelle Dokumentation der Leistungsfähigkeit in Ref. [43].

Die z-Achse des kartesischen DELPHI-Koordinatensystems weist in Richtung des Positronenstrahls. Die x-Achse liegt in der Ebene des LEP-Rings. Häufig werden auch die üblichen Polarkoordinaten (R,Θ,Φ) verwendet. Die Richtungen der Spuren im Detektor werden mit ϑ und ϕ bezeichnet.

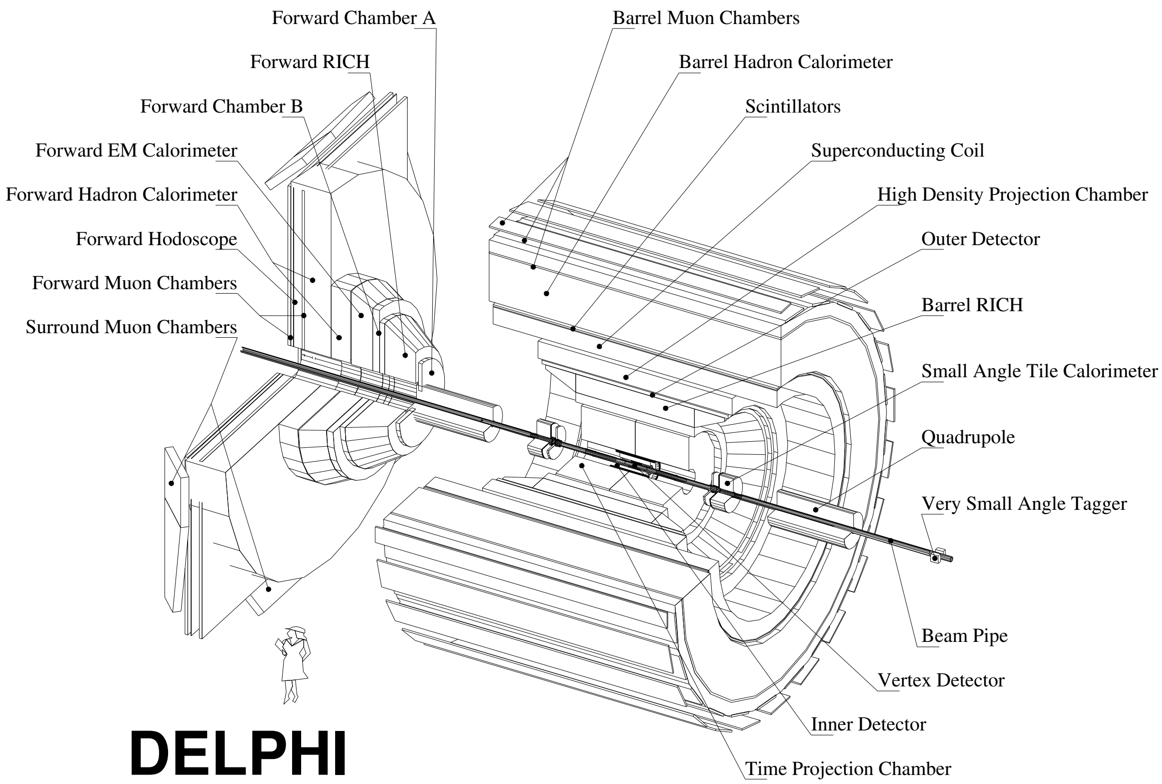


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von DELPHI. (Die Vorwärtskammer A (Forward Chamber A), die eigentlich an der Zeit-Projektions-Kammer (Time Projection Chamber) befestigt ist, ist hier, da sie zum Vorwärtsbereich gezählt wird, auch dort dargestellt.

Spurdetektoren

Gemäß der Struktur von e^+e^--Annihilations-Ereignissen sind die Spurdetektoren zum Nachweis geladener Teilchen so ausgelegt, daß die Meßgenauigkeit in der Nähe des Wechselwirkungspunktes am größten ist. Einen Überblick über die Akzeptanzen und Auflösungen gibt Tabelle 3.1.

Vertexdetektor (VD)

Bei mittleren Radien von 6.5 , 9 und 10.9 cm, d.h. in größtmöglicher Nähe zum Strahl, befinden sich drei Lagen Silizium-Streifen-Detektoren. Während der Meßperioden der Jahre 1992 bis 1994 bestand jede Lage aus 24 R-Φ-Segmenten mit einem Überlapp von 10%. Jedes Segment besteht wiederum aus 4 Plaketten. Nachdem 1994 die dritte Ausbaustufe des VD in DELPHI eingebaut worden ist, bestanden die erste und die dritte Lage des VD aus doppelseitigen Chips, die

Detektor	Akzeptanzbereich			Meß-Größen	Zahl der Meß-punkte	Ortsauflösung	
	R [cm]	$\|z\|$ [cm]	Θ [Grad]			$\sigma_{R\Phi}$ [mm]	σ_z [mm]
VD	6.3; 9.0; 10.9	<12-14	> 30	$R\Phi$; Rz	3 ; 2	0.008	0.009 - 0.02
ID Jetk.	11.6 - 23	<40	> 22	$R\Phi\phi\rho$	24	0.08	–
ID Trig.	23-28	<50	> 30	$R\Phi\phi$; Rz	5 ; 5	2.0	0.4
TPC	35-111	<134	> 20	$R\Phi z\theta\phi\rho$	16/192	0.25	0.9
OD	198-202	<464	> 43	$R\Phi\phi z$	5 ; 3	0.11	44
FCA	30-103	155-165	11-33	x, u, v	2×3	0.3	
FCB	53-195	267-283	11-35	x, u, v	4×3	0.25	

Tabelle 3.1: Akzeptanzen und Auflösungen pro Meßpunkt der Spurdetektoren. Die Angaben von Θ beziehen sich auf den Bereich 0-90° und gelten spiegelbildlich auch für 180-90°. Bei den Meßgrößen steht Φ für die Positionwinkel eines Spurpunktes und ϕ für den Richtungswinkel sowie ρ für die Spurkrümmung in der x-y-Ebene. Die Angaben gelten für das Jahr 1994.

zusätzlich die z-Koordinate messen. Die Chips sind dazu auf der einen Seite mit Streifen für die Auslese der R-Φ-Koordinate dotiert und auf der anderen mit Streifen für die z-Koordinate, d.h. das zu durchquerende Detektormaterial (ca. 0.3 mm Silizium $\hat{=}$ 0.005 Strahlungslängen) ist nicht mehr als bei einseitigen Chips. Da für Teilchen mit Impulsen unter 3 GeV der Fehler aus der Vielfachstreuung am Detektormaterial schon größer als der aus der eigentlichen Ortsmessung ist, begrenzt die Materialstärke dort das Leistungvermögen. Die drei Lagen messen ab Polarwinkeln von $\Theta > 25°$, $> 37°$, und $> 44°$ (von innen nach außen)[1]. Die intrinsische Auflösung liegt bei 7μm in R-Φ und zwischen 9μm und 20μm in z. In den inneren Plaketten (bei kleinen Absolutwerten von z) werden zwei bzw. drei Streifen zur z-Messung zu einem Auslesekanal zusammengefaßt (multiplexing). Die Streifen sind in der Breite so angepaßt, daß die Auflösung in Θ annähernd unabhängig von Θ ist.

Innerer Detektor (ID)

Der ID besteht aus einer Jetkammer und einer außen liegenden Triggerschicht. Die Triggerschicht ist eine fünflagige Proportionalkammer. Bei Radien zwischen 11.8 cm und 28 cm wird der Polarwinkelbereich von $\Theta > 30°$ abgedeckt, d.h. Spuren in diesem Bereich durchqueren den ID vollständig. Der ID verbessert die Vertexauflösung und dient auch als schneller Trigger.

Die 12 Φ-Segmente der Jetkammer sind spiegelsymmetrisch an den Drahtebenen. Die daraus entstehende Doppeldeutigkeit der Spurstücke muß noch durch Assoziation mit anderen Subdetektoren gelöst werden.

[1] Die Winkelakzeptanz gilt ebenfalls für die Ausbaustufe ab 1994

Zeit-Projektions-Kammer (TPC)

Die TPC ist die wichtigste und größte Spurkammer in DELPHI, die als einzige die Teilchenspuren dreidimensional rekonstruieren kann. Die beiden Hälften haben in z je eine Ausdehnung von 150 cm und und einen Außenradius vom 120 cm. Die an der Spur durch Ionisation frei gewordenen Elektronen driften in z-Richtung nach außen, wobei sie durch das Magnetfeld fokussiert werden. Beide Endplatten bestehen jeweils aus 6 Φ-Sektoren. Jeder Sektor besteht aus 1680 Kathodenpads, die in 16 konzentrischen Kreisen angeordnet sind und vor denen pro Sektor 192 Signaldrähte gespannt sind. Die Pads sind ungefähr $7.5 \times 8\,\mathrm{mm}^2$ groß. Der daraus gewonnene Ladungsschwerpunkt ergibt die R-Φ-Koordinate des Spurpunktes; die z-Koordinate wird aus der Driftzeit bestimmt. Die Pulshöhe am Signaldraht ist proportional zur spezifischen Ionisation der Spur. Die Auflösung für einzelne Spurpunkte beträgt $250\,\mu$m in der R-Φ-Ebene und < 0.9 mm in z.

Äußerer Detektor (OD)

Der äußere Detektor mißt die geladenen Spuren, nachdem sie den RICH (siehe unten) durchquert haben und unmittelbar bevor sie im Kalorimeter aufschauern. Er besteht aus einer fünflagigen Driftkammer mit einer Länge von 470 cm. Die Impulsmessung aus der leichten Krümmung hochenergetischer Spuren wird durch den äußeren Detektor stark verbessert. Durch den OD werden auch die Definitionen der Trajektorien im RICH verbessert, was die Genauigkeit der Bestimmung des Cherenkovwinkels erhöht.

Vorwärtskammern A und B (FCA, FCB)

Die Vorwärtskammern decken den Polarwinkelbereich von $11° < \Theta < 33°$ ab. Wie der OD dienen die beiden Driftkammern der Verbesserung der Impulsauflösung der TPC im Bereich $\Theta > 20°$ und tragen zum Trigger im Vorwärtsbereich bei. Unterhalb von $\Theta > 20°$ liefern sie zur Zeit die einzige Spurmessung. Die Kammern befinden sich bei z = 155-165 cm bzw. z = 267-283 cm und bestehen aus 6 bzw. 12 Drahtebenen, deren Orientierugen jeweils um 120° gegeneinander verdreht sind (x,- u,- und v-Koordinaten). Die Kammern messen die Spuren, bevor sie in den Vorwärts-RICH eintreten (FCA) und nachdem sie aus ihm ausgetreten sind (FCB).

Die ringabbildenden Cherenkov-Zähler (RICH)

Geladene Teilchen, die ein dielektrisches Medium schneller als mit der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium durchqueren, strahlen einen Kegel von Cherenkov-Licht ab. Der mittlere Emissionswinkel θ_C hängt von der Masse m und dem Implus p der Teilchen ab

$$\theta_C = \frac{1}{n}\sqrt{1+\frac{m^2}{p^2}} \quad , \tag{3.1}$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums ist. Der Cherenkov-Winkel und der Umstand, ob Teilchen überhaupt Cherenkov-Licht aussenden, wird in den RICH-Detektoren zur

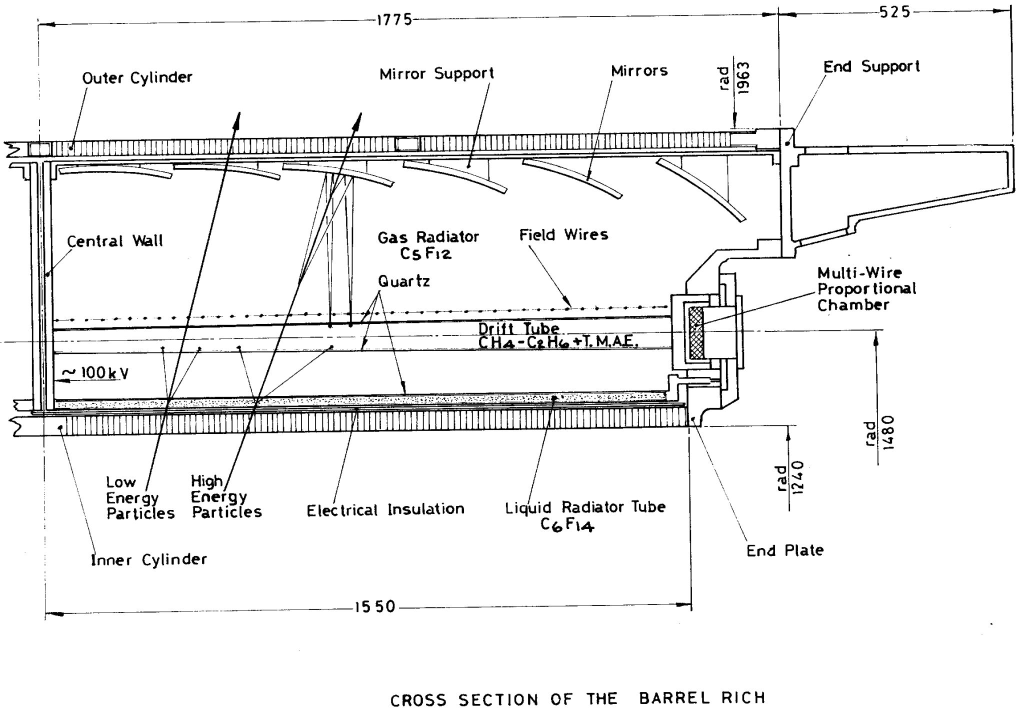


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des RICH-Detektors.

Teilchenidentifikation genutzt.

Der DELPHI-RICH hat zwei Cherenkov-Radiatoren mit verschiedenen Brechungsindizes. Der Flüssigradiator mit einem Brechungsindex n=1.27 operiert im Impulsbereich $0.7\,\mathrm{GeV} < p < 8.5\,\mathrm{GeV}$, der Gas-Radiator ($n$=1.0019 [2]) zwischen 2.5 GeV und 45 GeV. Die Cherenkov-Photonen werden von einer gemeinsamen Drift-Röhre zwischen den beiden Radiatoren nachgewiesen. Der Aufbau des RICH im Zentralbereich ist in Abbildung 3.3 skizziert.

Wie die anderen Detektoren des Spurrekonstruktionssystems wird auch der RICH mit $\mu^+\mu^-$-Ereignissen justiert (RICH alignment und fixing). Die dabei bestimmten Auflösungen (Tabelle 3.2) können in $q\overline{q}$-Ereignissen allerdings wegen der weitaus schwierigeren Cherenkovring-Rekonstruktion nicht ganz erreicht werden. Die Zahl der Photoelektronen N hängt mit dem Cherenkov-Winkel über

$$N = N_0 \sin^2(\theta_C) \tag{3.2}$$

zusammen.

[2] Die angegebenen Brechungsindizes gelten für den Zentralbereich des RICH und sind gerundete Werte. Wesentliche genauere Werte von n werden nachträglich aus den Meßdaten ermittelt.

		Radiator	
	Einheit	Flüssig	Gas
Zahl der Photoelektronen		14	8
Mittlerer Cherenkov-Winkel	[mrad]	666	62.3
Winkelfehler pro Photoelektron	[mrad]	13.3	4.3
Winkelfehler pro Spur	[mrad]	5.2	1.5

Tabelle 3.2: Leistungsmerkmale des RICH im Zentralbereich für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$-Ereignisse.

Kalorimeter

Zur Messung neutraler Teilchen hat DELPHI zwei elektromagnetisches Kalorimeter unterschiedlicher Bauart und ein hadronisches Kalorimeter, in dem auch das Magnetfeld der großen Spule zurückgeführt wird.

High Density Projection Chamber (HPC)
Im Zentralbereich bei Radien zwischen 208 cm und 260 cm ist ein Blei-Gas-Sampling-Kalorimeter eingebaut. Es überdeckt den Polarwinkelbereich $\Theta > 43°$ und hat eine Tiefe von $18/\sin\Theta$ Strahlungslängen.

Es ergibt sich eine Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.44}{E^{0.6}}\right)^2 + 0.042^2}, \qquad E \text{ in GeV} \tag{3.3}$$

Elektromagnetisches Kalorimeter im Vorwärtsbereich (EMF)
Das Vorwärtskalorimeter besteht aus 9064 Bleiglasblöcken mit einem Querschnitt von $5 \cdot 5\,\mathrm{cm}^2$ und einer Tiefe von 20 Strahlungslängen. Im Polarwinkelbereich von $10° < \Theta < 36.5°$ wird dadurch eine Auflösung von ca. $1°\cdot 1°$ in Θ und Φ erzielt.

Zur Messung der Luminosität aus Bhabha-Ereignissen dienen im extremen Vorwärtsbereich der Small Angle Tagger (SAT) ($2.5° < \Theta < 7.7°$) und der VSAT ($5\,\mathrm{mrad} < \Theta < 7\,\mathrm{mrad}$).

Hadronkalorimeter (HAC)
Das Hadronkalorimeter mißt im Bereich $\Theta > 10°$. Die Energieauflösung beträgt $120\%/\sqrt{E}$. Die Granularität ist $\Delta\Phi = 3.75°$, $\Delta\Theta < 3°$.

3.3 Delphi-Daten und -Programme

Die Daten-Analyse ist in mehrere Schritte aufgeteilt (Abb. 3.4). Die Art der Aufteilung der Analyse und die Datenformate, die zwischen den Analyseschritten verwendet werden, sind für die Effektivität der Arbeit von großer Bedeutung.

Die digitalisierten Detektorsignale werden als *Rohdaten* abgespeichert. Rohdaten können auch vom Delphi-Detektorsimulationsprogramm Delsim [54] simuliert und danach mit denselben Programmen wie die gemessenen Rohdaten analysiert werden. In Delsim werden die Wechselwirkungen der Z-Endprodukte mit dem Detektor, Zerfälle langlebiger Teilchen (schwache Zerfälle) im Detektor und die detaillierten Meßsignale simuliert.

Zur Rekonstruktion der Spuren im Detektor müssen die einzelnen Detektorkomponenten kalibriert und untereinander räumlich abgestimmt werden (alignment). Die Ergebnisse der Kalibration werden in einer Datenbank gemeinsam mit der gesamten Detektorbeschreibung abgespeichert, auf die dann sowohl Delsim als auch die Rekonstruktionsprogramme zugreifen. Dann erfolgt der erste Analyseschritt durch das Programm Delana [59], das aus den Rohdaten die physikalischen Eigenschaften der gemessenen Teilchen gewinnt, die dann im DST-Format abgespeichert werden.

Datenformate

Delana wird ständig weiterentwickelt, so daß in bestimmten Abständen die vorhandenen Rohdaten reprozessiert werden müssen. Dabei wird meist auch das zugrunde liegende DST-Format angepaßt. Werden im aktuellen DST-Datensatz (processing) Verbesserungsmöglichkeiten gefunden, die auch nur auf Basis der Informationen des DST korrigiert werden können, so werden Routinen zur Korrektur bereitgestellt (DST-Fix).

Um dies zu ermöglichen, enthält das DST für Detektorkomponenten, deren Mustererkennung oder Kalibration noch relativ instabil ist mehr, d.h. detektornähere, Informationen als für andere. Außerdem werden von den einzelnen Delphi-Arbeitsgruppen Routinen wie z.B. zur Vertexrekonstruktion und Teilchenidentifikation innerhalb der Kollaboration veröffentlicht.

Die mit DST-Fix korrigierten Ereignisse werden zusammen mit den Zusatzinformationen über Vertexrekonstruktion, Teilchenidentifikation und anderem als sogenanntes shortDST abgespeichert, daß die gegenwärtige Ausgangsbasis für Z-Physikanalysen bildet. Die umfangreichen Informationen der einzelnen Subdetektoren, wie sie im DST noch enthalten sind, sind im shortDSTnicht mehr enthalten. Die Meßdaten der Jahre 1992 bis 1994 haben in diesem Format zusammen einen Umfang von ca. 50 GB. Es werden noch zwei- bis dreimal so viele simulierte Ereignisse auf Speicherplatten gehalten.

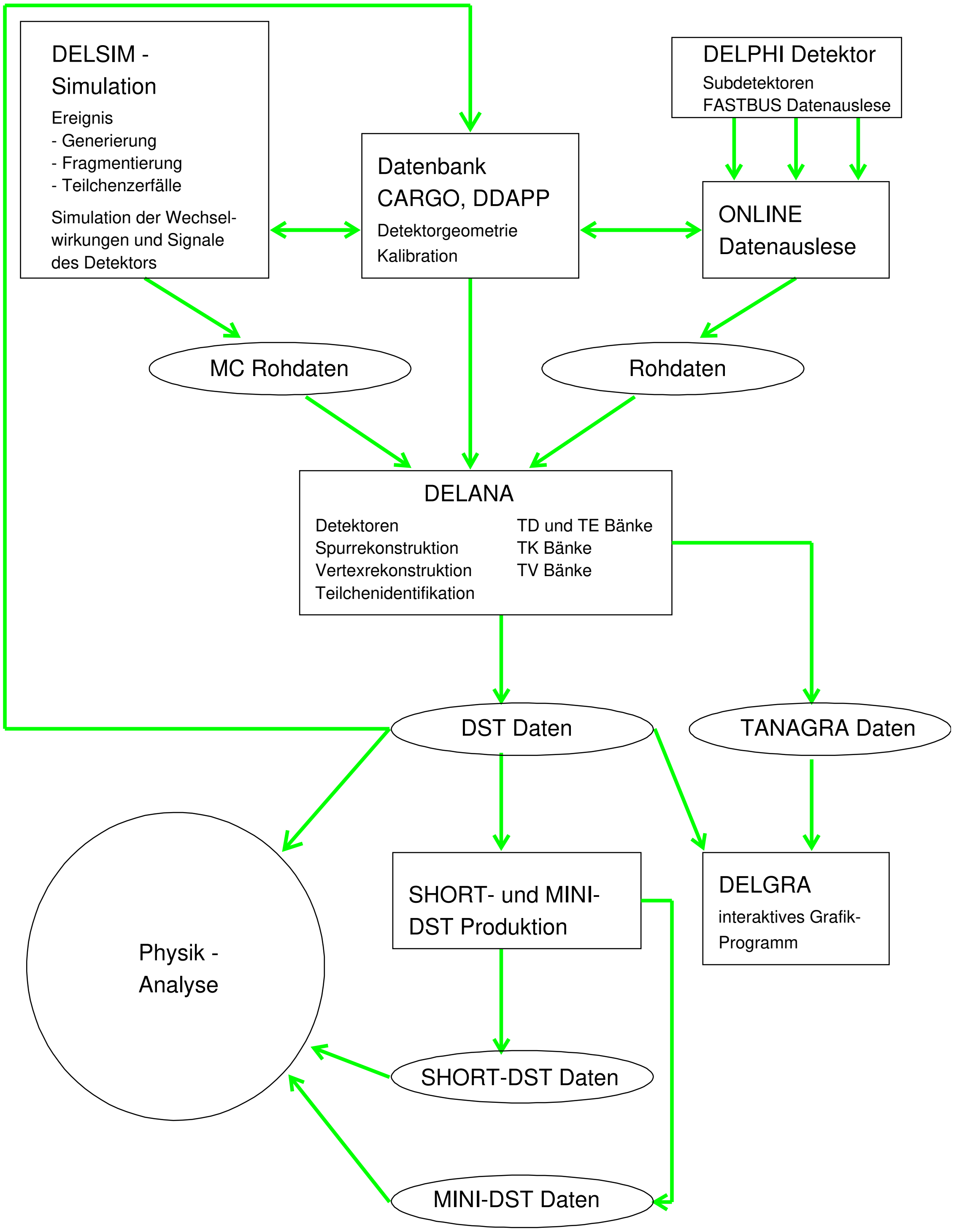


Abbildung 3.4: Die DELPHI-Analysekette

Ablauf der Physikanalyse

Die in dieser Arbeit präsentierten Analysen basieren auf dem Datenformat shortDST. Im ersten Analyseschritt werden die benötigten Ereignisse ausgewählt und die daraus erforderlichen Informationen im N-Tupel-Format [56] abgespeichert. Diese erlauben eine interaktive, schnelle und flexible statistische Analyse mit dem Programm PAW.

Zur visuellen Kontrolle können einzelne Ereignisse in allen oben genannten Schritten ausgewählt und mit dem interaktiven Grafik-Programm DELGRA [58] als 3-D Grafik dargestellt werden. DELGRA operiert auf Daten im DST-Format und im TANAGRA-Format [53].

4

Delana

Die Rekonstruktion der gemessenen Spuren anhand der Rohdaten erfolgt mit dem Analyse-Programm DELANA. Die Analyse ist in folgende Schritte gegliedert (in Klammern die zugehörigen TANAGRA-Datentypen [53]):

1. Unabhängige Analyse der Rohdaten der einzelnen Sub-Detektoren (TD, engl. track dot). Bestimmung von Spurstücken (TE, engl. track element).
2. Kombination der Spurstücke zu Spurkandidaten (TS, engl. track string).
3. Anpassung an Spurparameter für den gesamten Detektor (*Spurfit* zur TK, engl. track).
4. Auflösung von Mehrdeutigkeiten unter den Spuren.
5. Erneute Analyse der Rohdaten einzelner Sub-Detektoren unter Zuhilfenahme der schon gefundenen Spuren. Gegebenenfalls Wiederholung des Spurfits.
6. Teilchenidentifikation.
7. Bestimmung des primären Vertex.

Die gesamte Beschreibung des Detektors zu allen Zeiten der Datennahme ist in einer Datenbank abgespeichert [60].

4.1 Die bisherige Strategie

Vor dem Start und zu Anfang der Datennahme, als das Programm entwickelte wurde, ist man bei der Spursuche (Schritt 2) von folgender Annahme ausgegangen: Die TPC ist der einzige Sub-Detektor, der eigenständig Spuren vollständig rekonstruieren kann, da die TPC die Spurpunkte dreidimensional mißt, und die Spurstücke lang genug sind, um deren Krümmung zu messen. Deshalb wird die Spursuche von TPC-Spurstücken aus begonnen.

Der Vertex-Detektor war zu dieser Zeit noch eine neuartige Technologie, die noch nicht in großen Experimenten erprobt war. Er liefert nur einzelne Spurpunkte anstatt von Spurstücken. Deshalb werden die Spurpunkte des Vertex-Detektors erst nach dem ersten Spurfit und der Auflösung von Mehrdeutigkeiten innerhalb von Schritt 5 zu den Spuren hinzugefügt. Die Spurauflösung und insbesondere die Präzision bei der Bestimmung sekundärer Vertizes wird durch den VD stark verbessert.

Gewinnung der Spurstücke

Für jeden einzelnen der Sub-Detektoren gibt es ein eigenständiges Paket zur Mustererkennung, das auf die jeweilige Konstruktion und Arbeitsweise abgestimmt ist. Die Rohdaten der Spurkammern (ID, TPC, OD, FCA, FCB) werden zunächst zu Spurpunkten verarbeitet. Dazu werden die Pulshöhen der Signaldrähte und die Signale an den sogenannten *Pads* der TPC gemeinsam mit den zugehörigen Zeitmessungen ausgewertet. Aus den einzelnen Spurpunkten werden dann die Spurstücke gewonnen. Nachdem ein Spurpunkt einem bestimmten Spurstück zugeordnet worden ist, können die Koordinaten noch präzisiert werden, indem beispielsweise richtungsabhängige Effekte berücksichtigt werden.

Der Vertex-Detektor und der Inner-Detektor messen zwar beide sowohl die R-Φ-Koordinaten als auch die z-Koordinaten, die beiden Messungen sind aber unabhängig voneinander und können nicht von den Mustererkennungsprogrammen der beiden Detektoren selbst zugeordnet werden. Da es unmöglich ist, die Detektor-Komponenten untereinander, und damit auf ein gemeinsames Koordinatensystem, mit ausreichender Genauigkeit auszurichten, so daß z.B. die Signaldrähte des ID innerhalb der Detektorauflösung parallel zur z-Achse ausgerichtet wären, muß dann bei der Kombination der Spurstücke zu Spurkandidaten eine nachträgliche Korrektur angebracht werden. Dazu werden die TEs zunächst in lokalen Koordinaten abgespeichert, um dann vor der Anpassung zum TK in globale DELPHI-Koordinaten transformiert zu werden.

Die einzelnen Sektoren der Jetkammer im ID sind spiegelsymmetrisch an den Drahtebenen. Nur durch Zuordnung von Spurstücken der Triggerlage kann die links-rechts-Zweideutigkeit der ID TEs gelöst werden. Da dies nur bei geringer Spurdichte (in R-Φ) möglich ist, werden für die übrigen Spuren zwei spiegelbildliche Jetkammer-TEs erzeugt, die sich gegenseitig logisch ausschließen, d.h. nur eine von zwei Spiegel-TEs kann Teil einer TK werden.

Suche nach Spurkandidaten

Die Aufgabe der Spursuche ist, zu jeder gemessenen Spur im Detektor den besten Kandidaten, d.h. die vollständige Liste der dazugehörigen TEs und eine erste Näherung der

Parameter der gesamten Spur, zu finden, und dabei möglichst wenige falsche Kandidaten zu erzeugen. Aufgrund der Beschränkung auf TPC-TEs als Ausgangspunkt war die ursprüngliche Spursuche recht einfach. Mit wenigen Kriterien, die auf einer vereinfachten Extrapolation der TPC-TEs hin zum ID und zum OD beruhen, werden die TEs zu TS-Kandidaten verknüpft. Für jede Spur stehen damit unmittelbar 3-dimensionale Koordinaten zu Verfügung, so daß alle Korrekturen durchgeführt werden können. Die Mehrdeutigkeiten der ID-TEs werden anhand der Zuordnung zu den eindeutigen TPC TEs gelöst, so daß schon bei der Spursuche die volle Präzision der TEs zur Verfügung steht wie hinterher im Spurfit.

Die Suche wird für den Zentral- und den Vorwärtsbereich des Detektors separat durchgeführt, da die möglichen TE Kombinationen und die Kombinationskriterien unterschiedlich sind. Diese Arbeit beschränkt sich, was die Spursuche betrifft, auf den Zentralbereich.

Spurfit

Die Anpassung der Spurparameter an alle zur Spur (TK) gehörigen TEs erfolgt durch einen auf einem Kalman-Filter beruhenden least-square-fit [50]. Dabei ist χ^2 definiert als

$$\chi^2_{\mathrm{TK}} = \chi^2_{\text{among TEs}} + \sum_{\text{alle TEs}}^{i} \chi^2_{\mathrm{TE},i} \tag{4.1}$$

wobei sich die $\chi^2_{\mathrm{TE},i}$ aus den einzelnen TE-fits ergeben, und $\chi^2_{\text{among TEs}}$ die Abstände aller TEs von den jeweiligen aktuellen Fitparametern im Parameterraum beschreibt.

Spurstücke, deren Beiträge zum χ^2 sehr groß sind, werden ausgelagert (outlayer removal). Anhand der Detektorbeschreibung in der Datenbank werden Vielfachstreuung und Energieverlust der Teilchen am Detektormaterial im Spurfit berücksichtigt.

Da die Spuren in Delphi im Vergleich zu den Detektoren der anderen LEP-Experimente schon vor der großen Spurkammer viel Material durchqueren, ist die Berücksichtigung dieses Materials besonders wichtig[1].

Auflösung von Mehrdeutigkeiten

Bis zu diesem Punkt wird nur nach möglichen Spurkandidaten gesucht, ohne Berücksichtigung von Mehrfachzählungen, d.h. Spurstücke können in mehreren Spurkandidaten verwendet werden. Auch können bis hierhin sich gegenseitig ausschließende Spiegel-TEs

[1] Dabei wird von der Annahme ausgegangen, daß es sich bei allen Teilchen um Pionen handelt. Das ist beispielsweise für niederenergetische Protonen von Bedeutung, für die dadurch zu kleine Impulse rekonstruiert werden.

des ID nebeneinander verwendet werden. Nun muß entschieden werden, welche Kandidaten der wirklichen Spur am nächsten kommen. Dazu werden hauptsächlich drei Kriterien angewandt:

- Für jede einzelne Spur sollten möglichst viele TEs verwendet werden.
- Die Gesamtzahl der Spuren soll maximal sein.
- Ist für zwei sich ausschließende Kandidaten die Zahl der TEs gleich groß, und ist auch die Gesamtzahl der möglichen Spuren für beide Kandidaten gleich groß, so entscheidet das bessere (kleinere) χ^2/NDF [2], welcher Kandidat endgültig verwendet wird.

Am Ende des ersten Durchlaufs des Mehrdeutigkeitsprozessors wird geprüft, ob Teile der verworfenen Kandidaten noch verwendet werden können (recovery stage). Dazu müssen sie 3-dimensionale Information besitzen und dürfen nicht durch die schon ausgewählten Kandidaten ausgeschlossen sein.

Zweite Mustererkennung

Für die meisten Sub-Detektoren außer der TPC ist es in Bereichen mit großer Spurdichte schwierig, Spurstücke eigenständig zu finden, da die 2-dimensionale Auslese dann viele Kombinationsmöglichkeiten zuläßt. Insbesondere im Vorwärtsbereich in der FCB ist die Situation zusätzlich durch Spuren aus Wechselwirkungen mit dem vor der FCB befindlichen Detektormaterial erschwert. Mit den schon bestehenden Spuren als Anhaltspunkt ist es dann häufig möglich, noch ein Spurstück beizutragen oder schon bestehende Spurstücke noch zu verbessern.

In dieser Phase werden auch die Spurpunkte des Vertex-Detektors den Spuren zugeordnet. Eine spezielle Routine stellt sicher, daß Assoziationen von Spurpunkten aus allen drei Lagen des VD gegenüber Assoziationen von Spurpunkten aus weniger als drei Lagen bevorzugt werden und jeder Spurpunkt nur einmal verwendet wird. Mehrdeutigkeiten werden in dieser Phase nicht mehr zugelassen.

4.2 Die neue Strategie

Der ursprüngliche Ansatz in Delana nutzte die Kapazität des Detektors nicht vollständig aus. Die Spursuche war zu stark von der TPC dominiert; der VD und der ID wurden nicht hinreichend einbezogen. Dafür gab es mehrere Hinweise:

- Die Spureffizienz hatte starke Einbrüche an den TPC Sektorgrenzen.

[2] NDF steht für die Zahl der Freiheitsgrade (engl. number of degrees of freedom)

- Unerwartet viele Spuren enthielten falsche und zu wenige VD Spurpunkte.
- Viele Spurpunkte des VD und Spurstücke des ID blieben nach der der Spursuche unassoziiert zurück

Durch zahlreiche Analysen, in die der VD eingebunden ist[3], hat sich das Verständnis des VD immer weiter verbessert. Die Bedeutung für die Physikanalysen ist kontinuierlich gewachsen. Erst nach und nach wurde klar, wie stark die am Produktionsvertex gegebenen Spurparameter durch den VD dominiert werden. Deshalb wurde nicht nur der Vertex-Detektor selbst samt Software zur Bestimmung der Punkt-Koordinaten (diese ist recht aufwendig), sondern auch die Routinen zur Assoziation der VD Spurpunkte verbessert. Nachdem zunächst mit DST-basierten Methoden untersucht wurde, inwieweit man Spuren ohne TPC-TE finden kann [62], wurde darauf aufbauend die neue Spursuche für DELANA entwickelt.

Ziel der Weiterentwicklung war es, die allgemeine Effizienz der Spursuche zu verbessern, den VD besser einzubeziehen, und gleichzeitig auch Spuren zu finden, die hadronische Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial eingegangen sind.

Die neue Spursuche

Robustheit ist ein wichtiges Merkmal der neuen Spursuche. Begnügte man sich bei der alten Version damit, eines von mehreren möglichen Verfahren zu verwenden, so werden bei der neuen Suche möglichst viele Methoden probiert und am Ende — basierend auf einem möglichst vollständigen Informationsschatz — der beste ausgewählt. Sollte einer der Ansätze, sei es durch temporäre oder konstruktionsbedingte Detektorschwächen oder durch Wechselwirkungen der Teilchen im Detektorvolumen, in einzelnen Fällen versagen, so kann die Spur dennoch über einen anderen Ansatz rekonstruiert werden.

Die verschiedenen Ansätze ergeben sich durch unterschiedliche Startpunkte der Suche. Ein unvollständig gemessenes Sturstück kann durchaus die Gesamtmessung einer Spur noch verbessern, aber es womöglich unzureichend, eine Spursuche davon ausgehend zu starten. Insbesondere wird bei zwei Sucharten der VD frühzeitig in die Suche miteinbezogen. Dadurch wird die hohe Auflösung des VD nun auch zur Suche und zur Behandlung der Mehrdeutigkeiten der Spuren eingesetzt. Zu Beginn der Suche werden nun in zwei Durchgängen die TPC-TEs und die ID-TEs mit den R-Φ Spurpunkten des VD zu Vorkandidaten assoziiert. Als Ausgangspunkt der Suche werden nicht mehr nur die TPC Spurstücke, sondern vor allem diese Vorkandidaten verwendet. In den Assoziationskriterien zur Verknüpfung der TEs zu Spurkandidaten werden nach Möglichkeit die Meß- und Extrapolationsfehler mitberücksichtigt.

Damit die Auswahl der endgültigen Spuren gestützt auf das gesamte Ergebnis der Spursuche getroffen werden kann, müssen mehrere Entscheidungen während der Suche vor-

[3] Das sind vor allem Analysen, bei denen der VD zur Auflösung der Zerfälle von Hadronen mit b-Quarks verwendet wird.

erst offen gelassen werden.

Spurstücke der TPC, die untereinander einen Vertex bilden[4], werden von der Suche ausgeschlossen, um zu verhindern, daß sie mit einzelnen VD-Spurpunkten oder übrig bleibenden ID-TEs assoziiert werden.

Verbesserungen am Spurfit

Da die Spursuche so ausgelegt ist, daß sie möglichst alle TEs in einen Kandidaten mit einbezieht, die dazu gehören könnten, ist es wichtig, nachher noch einmal die Verträglichkeit zu prüfen. Dem Verfahren zur Auslagerung von Spurstücken kommt deshalb eine große Bedeutung zu. Ursprünglich wurden bei Kandidaten, deren χ^2-Wahrscheinlichkeit zu klein war, solche TEs, die einen zu großen Beitrag zum χ^2 liefern, ausgelagert. Da das Fitergebnis, auf das sich das χ^2 bezieht, aber schon durch die schlechte(n) TE(s) dominiert worden sein könnte, ist dies kein gutes Kriterium. Im neuen Verfahren, werden in solchen Fällen der Reihe nach alle TEs (soweit möglich) ausgelagert, und so die am schlechtesten passende TE gefunden. Dies wird bei Bedarf wiederholt. Die TEs, von denen die Suche ausgegangen ist, dürfen nicht ausgelagert werden. Sollte die χ^2-Wahrscheinlichkeit mit der Start-TE nicht hinreichend sein, scheitert der Spurfit.

Die TEs des VD und des ID müssen vor dem Spurfit erst ins DELPHI-Koordinatensystem transformiert werden. Da die der Transformation zugrunde liegende Extrapolation im allgemeinen nicht mit dem Ergebnis der Anpassung übereinstimmt[5], wird nach der ersten Anpassung die Transformation und der Spurfit wiederholt, um ein konsistentes Ergebnis zu erhalten.

Zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung an den Materialflächen des Detektors erlaubt der Spurfit, daß die Trajektorien in der x-y-Ebene zusammengesetzte Kreisbögen sind, wobei kleine Knicke zwischen den Bögen erlaubt sind, und sich der Radius zur Beschreibung des Energieverlustes nach außen hin verkleinern kann. Für Extrapolationen wird das exakte Ergebnis des Spurfits an den Materialflächen genutzt, was insbesondere im Vorwärtsbereich und in den Myonkammern, die Präzision der Extrapolationen stark verbessert.

Da die Analyse der Daten im allgemeinen der Klärung der Prozesse am primären Vertex dient, sind die Spurparameter an der innersten durchquerten Materialfläche definiert, auch wenn z.B. die innerste Lage des VD nicht an der Rekonstruktion teilgenommen hat. Dies ist dann von Bedeutung, wenn die Spur eines geladenen Teilchens tatsächlich erst innerhalb des sensitiven Volumens des Detektors beginnt, wie es bei K^0_s- und Λ-Zerfällen häufig der Fall ist. Da sich die Extrapolation der Spuren zum Primärvertex nicht

[4]Es wird nach V^0-Kandidaten (siehe Kapitel 5), konvertierten Photonen und hadronischen Vertizes gesucht.

[5]Die Abweichung kann bei Spuren im Vorwärtsbereich mehrere cm betragen.

vollständig rückgängig machen lassen[6], werden der Analyse in solchen Fällen zusätzlich die Spurparameter am ersten gemessenen Spurpunkt und Routinen zur Extrapolation zu beliebigen Radien zwischen dem ersten gemessenen Spurpunkt und dem Primärvertex zur Verfügung gestellt.

An mehreren Stellen der Suche ist es wichtig zu entscheiden, ob der Spurfit eines Kandidaten sinnvoll ist oder nicht. Die Änderungen in der Suche und in der Behandlung der Mehrdeutigkeiten erfordern auch eine genaue Abstimmung der zu dieser Entscheidung verwendeten Bedingungen. Die Bedingungen werden flexibel gehandhabt, so daß Kandidaten, die anfangs noch zurückgewiesen werden, in einer späteren Phase, wenn sie noch immer nicht durch andere Kandidaten ausgeschlossen wurden, zugelassen werden.

Mehrdeutigkeiten der Spuren

Eines der beiden wichtigsten Entscheidungskriterium zwischen sich überschneidenden Spuren war bisher die Zahl der enthaltenen Spurstücke. Dabei wurden alle Spurstücke gleich gewichtet. Der Gewinn an Meßgenauigkeit durch die Einbeziehung von VD-Punkten ist aber ungleich größer als der durch die Einbeziehung einer ID-TE. Ferner hat die überwiegende Mehrheit der Spuren, die aus dem Z^0-Zerfall hervorgehen, kleine Impaktparameter, d.h. sie kommen aus der Nähe des Primärvertex. Im Zweifelsfall sind also Spuren mit kleinen Impaktparametern jenen mit großen vorzuziehen. Dazu wird nun allen Spurkandidaten unter Berücksichtigung der TE-Zusammensetzung, der Impaktparameter und der χ^2-Wahrscheinlichkeit ein Punktwert zugewiesen, aufgrund dessen dann die Auswahl getroffen wird.

	3 Lagen des VD			ID	TPC	FCA	FCB
Kandidat 1	VD1	VD2		ID1	(TPC1)	FCA1	FCB1
Kandidat 2				ID1	TPC1		

Tabelle 4.1: Kandidat 1 ist offensichtlich in diesem Beispiel der zu wählende Kandidat. Wird jedoch aufgrund einer schlechten Messung oder einer schlechten Ausrichtung des Detektors (schlechtes alignment) die TPC-TE im Spurfit zurückgewiesen, so kann es zu einer Doppelzählung kommen, wenn in der 2. Stufe der Auflösung von Mehrdeutigkeiten TPC1 selbständig eine 2. Spur bildet. Es ist deshalb verboten TEs, die im Spurfit einer danach ausgewählten Spur ausgelagert wurden, in der 2. Stufe wiederzuverwenden.

Die Tabellen 4.1 und 4.2 enthalten zwei Beispiele mit kritischen Fällen, die auch den starken Zusammenhang mit den vorhergehenden Schritten zeigen. Es ist dabei die Problematik der Teilkandidaten von besonderen Bedeutung.

Das prophylaktische Anlegen von Teilkandidaten während der Spursuche kann zwar manche der nach der Suche auftretenden Probleme lösen, ist aber bei manchen Ereig-

[6]Inbesondere die Extrapolation der Kovarianzmatrix ist nicht umkehrbar.

	3 Lagen des VD			ID	TPC	FCA	FCB
Kandidat 1	VD1	VD2	VD3	ID1	TPC1		
Kandidat 2	VD4	VD5		ID1	TPC2	FCA1	FCB1
Kandidat 3	VD4	VD5			TPC2		

Tabelle 4.2: Dieses Beispiel erläutert die Problematik der Teilkandidaten (Kandidat 3 (K3) von Kandidat 2), die durch die verschiedenen parallelen Suchen insbesondere im Überlapp zwischen Zentral- und Vorwärtsbereich erwächst. K1 und K2 seien die realen Spuren, wobei es unerheblich ist, ob ID1 zu K1 oder zu K2 gehört. Angenommen K1 erhält die höchste Punktzahl, dann wird dadurch zunächst K2 ausgeschlossen und könnte erst in der 2. Stufe, nachdem ID1 ausgelagert wurde, selektiert werden. Bis dahin ist aber schon K3 gewählt worden. Ein zweistufiger Prozessor könnte diesen Fall nur entscheiden, wenn K2 zusätzlich noch einmal ohne ID1 vorhanden wäre.

nissen mit hoher Spurdichte und -Multiplizität so ineffizient, daß die Auflösung der Mehrdeutigkeiten nach der Überschreitung einer Rechenzeitgrenze abgebrochen wird. Die erforderliche Rechenzeit zur Auflösung der Mehrdeutigkeiten von n sich untereinander ausschließenden Kandidaten wächst im ungünstigsten Fall, d.h. wenn keine zusätzlichen Kriterien Lösungen von vorneherein ausschließen, proportional zu $n!$. Deshalb darf die Zahl der von der Spursuche angebotenen Kandidaten nicht beliebig groß werden, und der Mehrdeutigkeitsprozessor muß frühzeitig möglichst viele Lösungen anhand von Nebenbedingungen ausschließen.

Die einzelnen Komponenten der Spurrekonstruktion in Delana sind jetzt so aufeinander abgestimmt, daß sie ohne Teilkandidaten auskommen. An Stellen, an denen Teilkandidaten von Vorteil sind, werden sie bei Bedarf — nur die, die wirklich benötigt werden — intern angelegt. Damit trotzdem zu jeder Zeit die richtigen Spuren mit einander um Selektion konkurrieren, ist der neue Mehrdeutigkeitsprozessor als rekursiver Algorithmus realisiert. Er selektiert anhand festgelegter Kriterien den besten Kandidaten innerhalb einer Menge sich ausschließender Kandidaten, entfernt alle darin enthaltenen TEs in den verbleibenden Spuren und beginnt dann mit den noch verwendbaren Kandidaten von Neuem.

Problematisch ist an dieser Stelle, daß im allgemeinen noch nicht alle Spuren des Ereignisses zu TKs rekonstruiert sind (siehe Kapitel 4.2). Deswegen sind nicht alle Spuren gleichberechtigt bei der Vergabe der TEs und der Auswahl der Spuren selbst.

Spuren mit hadronischer Wechselwirkung

Nachdem die in Kapitel 4.2 beschriebene Spursuche abgeschlossen ist, die Mehrdeutigkeiten aufgelöst und aus den gewonnenen Spuren (TK) der primäre Vertex rekonstruiert ist, beginnt die Suche nach Spuren ohne TPC-TE. Das sind hauptsächlich solche, die eine hadronische Wechselwirkung mit dem Material im äußeren Teil des ID oder in der Innenwand der TPC eingegangen sind (Klasse 1). Für diese Spuren besteht die Möglichkeit, die in den Vertex der hadronischen Wechselwirkung einlaufende und die auslaufende(n) Spur(en) zu assoziieren, um eine z-Koordinate für die einlaufende Spur zu gewinnen. Die Spuren der Klasse 2 haben die TPC zwar durchquert, aber es ist keine TPC-TE rekonstruiert worden. Das kann zum Beispiel daran liegen, daß die Spur ungünstig zwischen der TPC-Sektorgrenze und anderen Spuren oder direkt auf der TPC-Sektorgrenze gelegen hat, was eine Rekonstruktion der TE verhindert hat. In diesen Fällen kann nur der VD z-Information liefern (seit 1994), was auch für Klasse 1 möglich ist.

Der Algorithmus beruht auf der Kombination von soweit unbenutzten Spurkandidaten (TS), die keine Überschneidung mit einer schon bestehenden TK haben und nur aus ID- und VD-TEs bestehen, mit Spuren, die in der TPC beginnen (Klasse 1), und unassoziierten VD-z-Spurpunkten (beide Klassen). Für die Assoziation der VD-z-Spurpunkte ist es unabdingbar, daß der Großteil der VD Spurpunkte schon den anderen Spurpunkten zugeordnet ist. Die Zahl der verbleibenden VD Spurpunkte in den in Frage kommenden VD Plaketten ist meist gering. Unter Zuhilfenahme der Bedingung, daß die entstehende Spur aus der Nähe des Primärvertex kommen soll, läßt sich dann meist die richtige Kombination von VD-z-Spurpunkten finden.

Die Schritte 2 – 4 der Spurrekonstruktion (siehe Seite 25) werden nach Schritt 7 noch einmal für diese Spuren durchgeführt. Es ergibt sich der folgende Ablauf nach der Standardsuche (die Schritte 1 – 5 bleiben unverändert):

6. Vorläufige Bestimmung des primären Vertex.
7. Suche nach Kandidaten ohne TPC-TE, basierend auf den Kandidaten aus Schritt 2.
8. Spurfit der Kandidaten ohne TPC-TE.
9. Auflösung von Mehrdeutigkeiten der Kandidaten ohne TPC-TE.
10. Teilchenidentifikation.
11. Endgültige Bestimmung des primären Vertex.

Die Behandlung der nur in der x-y-Ebene gemessenen Kandidaten wirft mehrere zusätzliche Probleme auf. Wie schon in Kapitel 4.1 erwähnt, stehen die TEs des VD und des ID zunächst nur in lokalen Koordinaten zur Verfügung. Die Transformation dieser TEs ins DELPHI-Koordinatensystem muß ohne die Kenntnis der zugehörigen z-Koordinate erfolgen. Bei allen darauf aufbauenden Extrapolationen und Spurfits muß dies berücksichtigt werden. Ferner können zur Assoziation weiterer TEs nur die Koordinaten in der x-y-Ebene herangezogen werden, was die Gefahr der Bildung von Geisterspuren erhöht.

Ergebnisse

Nicht nur die Verfahren in DELANA selbst sind aufwendiger geworden. Durch die Berücksichtigung der Fehler der einzelnen TEs schon während der Spursuche, ist die Empfindlichkeit gegenüber den TE-Fehlern erheblich gewachsen. Auch auf die Ausrichtung des Detektors muß noch mehr Wert gelegt werden. Damit die Programmverbesserungen voll zum Tragen kommen, müssen die Meßfehler und Effizienzen schon vor dem Ablauf von DELANA genau bekannt sein. Die Monte Carlo-Simulation, die bisher noch nachträglich angepaßt werden konnte, muß nun schon vor der Prozessierung durch DELANA genau an die Detektorauflösungen und -Effizienzen angepaßt werden. Nicht zuletzt ist auch der reine Rechenaufwand[7] ca. 20 - 30 % größer als bei der alten DELANA-Version. Mit den neuen Suchverfahren wurden auch neue Klassen von Spuren mit geringerer Meßgenauigkeit eingeführt, die nun in den darauf aufbauenden Analysen evtl. gesondert behandelt werden müssen.

Der eigentliche Anlaß, die Spursuche und -rekonstruktion in DELPHI zu überarbeiten, war die schlechte Rekonstruktionseffizienz an den TPC-Sektorgrenzen. Mit der neuen Spursuche ist die Effizienz dort deutlich besser geworden, wie aus Abbildung 4.1 hervorgeht. Gezeigt ist die Zahl der 2-Spur-Ereignisse gegen ϕ. Es werden nur Ereignisse selektiert, die genau 2 TKs enthalten. Beide TKs müssen Impulse von mindestens 5 GeV haben. Dies ist eine Vorselektion zur $\mu^+\mu^-$-Analyse, in der noch zusätzlich die Myonkammern und Kalorimeter berücksichtigt werden. Die Verteilungen in den Abbildungen 4.1 und 4.3 wurden alle aus einem festen Satz von Ereignissen bestimmt, die nur jeweils mit 2 verschiedenen Versionen von DELANA prozessiert worden sind. Betrachtet man in Abbildung 4.1 die drei Bins um das Minimum der gefalteten ϕ-Verteilung, so ergibt sich eine Verbesserung von 20 %. Bezieht man sich nur auf die beiden Bins an den Flanken des Minimums, so beträgt die Verbesserung sogar fast 30 %.

Die Verbesserung der Spurqualität zeigt sich in der Verteilung der Impaktparameter in der x-y-Ebene in Abbildung 4.2. Der Anteil von Spuren, deren Abstand vom primären Vertex größer als 1 mm ist, hat sich deutlich verkleinert. Ähnlich verbessert sich auch die Akzeptanz an den TPC-Sektorgrenzen in hadronischen Ereignissen. Dort tritt noch ein weiterer interessanter Effekt auf: Bisher waren die Verluste an den einzelnen Sektorgrenzen unterschiedlich groß. Nun sind sie überall gleich und geringer als an der bisher effizientesten Grenze.

Allgemein sind die bei einer Analyse zu erwartenden Verbesserungen um so größer, je höher die Anforderungen an Zweispurauflösung und Spureffizienz sind. Besonders anspruchsvoll sind Rekonstruktionen von Vertizes mit mehreren auslaufenden Spuren. Schon während der Entwicklungsphase des neuen DELANA wurde die D^*-Rekonstruktion als Maßstab der Spur-Qualität und der -Rekonstruktionseffizienz verwendet. In Abbildung 4.3 ist als Beispiel das Massendifferenzspektrum des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ gezeigt. Einzelheiten zum D^*-Rekonstruktions-Verfahren finden

[7] Die parallele Prozessierung der Meßdaten von 1994 dauert bei der gegenwärtigen Ausstattung der *Computer-Farm* von DELPHI ungefähr 2 Monate.

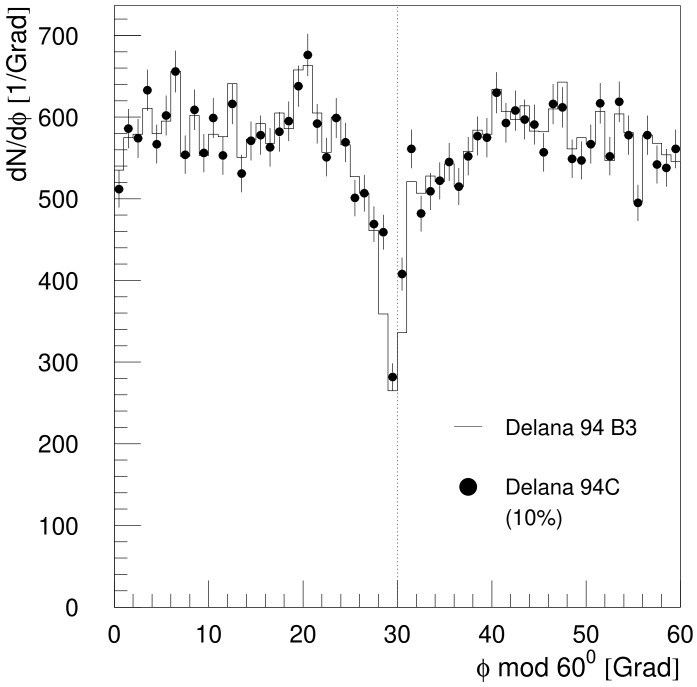


Abbildung 4.1:
Gefaltete ϕ-Verteilung von 2-Spur-Ereignissen. [63]

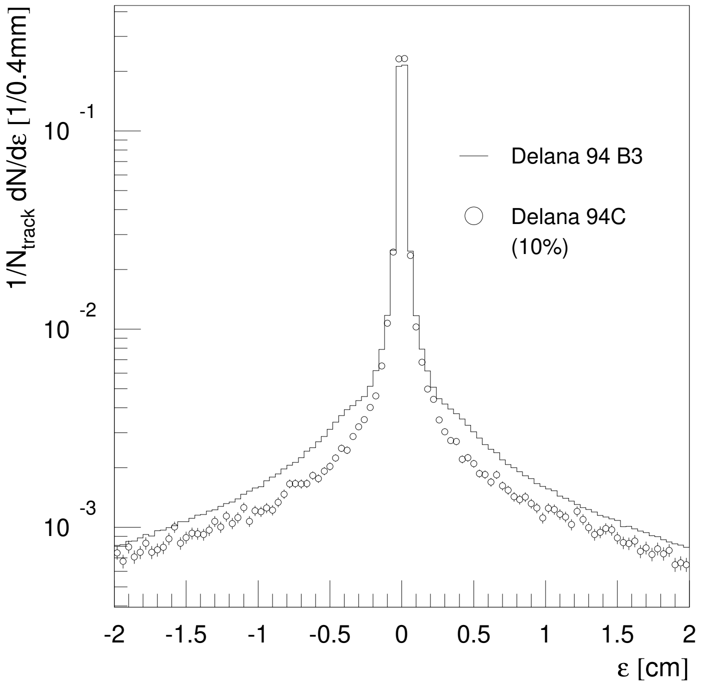


Abbildung 4.2:
Impaktparameter ϵ in der x-y-Ebene aller Spuren in Bezug auf den primären Vertex. Die Breite der Verteilung (RMS) ist in der Prozessierung 94C im Vergleich zu 94B3 von 4.7 mm auf 4.3 mm reduziert (im dargestellten Bereich von ϵ). [64]

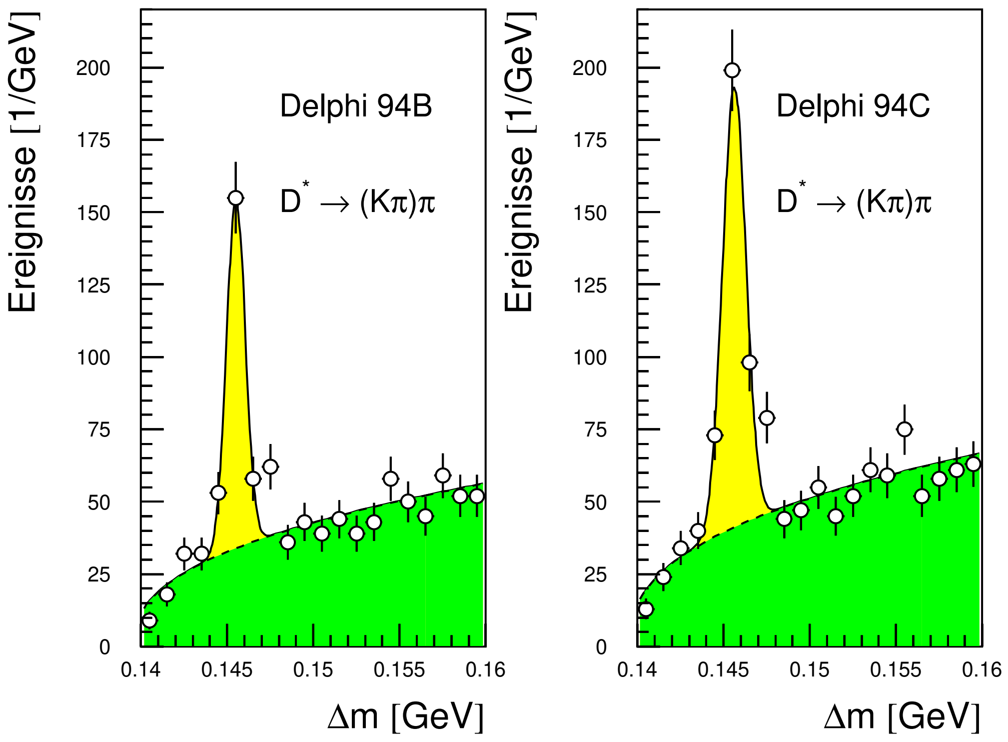


Abbildung 4.3: Massendifferenz-Verteilungen des D^*. Die Spektren wurden aus denselben Ereignissen und mit demselben Verfahren zur D^*-Rekonstruktion gewonnen. Nur bezieht sich das linke Spektrum auf die DELANA Prozessierung 94B und das rechte auf 94C. [65]

sich in [66]. Es wurde für diesen Vergleich auf einen Schnitt in die χ^2-Wahrscheinlichkeit des D^*-Zerfallsvertexfits verzichtet und keinerlei Teilchenidentifikation eingesetzt. Die Zahl der rekonstruierten D^*-Mesonen vergrößert sich von 162 auf 238 [8], wobei der Untergrund unter dem Signal von 102 auf 126 ansteigt. Es ergibt sich eine Effizienzverbesserung für das Signal um 57 %. Der Untergrund wächst dabei nur um 24 %. In den Zerfallskanälen mit höherer Multiplizität findet man noch stärkere Effizienzverbesserungen.

Auch in der V^0-Rekonstruktion zeigt sich die verbesserte Spurqualität (Tabelle 4.3). Bei hohen Impulsen, wo der Öffnungswinkel zwischen den beiden auslaufenden Spuren besonders klein ist, hat sich die Breite der $m_{\pi^+\pi^-}$-Verteilung um über 20 % verkleinert. Auch die Effizienz wurde deutlich verbessert.

Dies sind nur wenige ausgewählte Beispiele von Verbesserungen. Eine umfassende Beurteilung wird erst nach der Reprozessierung aller bisher genommenen Daten möglich sein. Besonderes Interesse gilt einigen kurzlebigen Resonanzen, von denen bisher kein klares Signal sichtbar war.

[8] Statistische Fehler sind nicht relevant, da sich beide Zahlen auf exakt dieselben Ereignisse beziehen. Jegliche Verbesserung ist signifikant.

Impulsbereich [GeV]	Breite 94B [MeV]	Breite 94C [MeV]
0 – 2	4.2	4.0
2 – 5	4.3	4.1
5 – 10	7.0	6.0
10 – 45	11.1	8.5

Tabelle 4.3: Breite der $m_{\pi^+\pi^-}$-Verteilung aus K_s^0-Zerfällen für vier Intervalle des K_s^0-Impulses.

5

Die V^0-Rekonstruktion

Im DELPHI-Detektor können im allgemeinen vier Arten von sekundären Vertizes mit zwei auslaufenden Spuren entgegengesetzter Ladung und makroskopischen Abständen vom primären Vertex (> wenige mm) rekonstruiert werden (in Klammern die rekonstruierbaren Zerfallskanäle und deren Verzweigungsverhältnisse nach [7]):

- Neutrale Kaonen ($K^0_s \to \pi^+\pi^-$, 68.6%)
- Λ-Baryonen ($\Lambda \to p\pi$, 64%)
- Konversionen von Photonen am Detektormaterial ($\gamma \to e^+e^-$)
- hadronische Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial

Das DELPHI-Standardprogramm `RECV0` ist gedacht zur Rekonstruktion von Kaonen und Λ-Baryonen. Photonen und hadronische Wechselwirkungen treten als Untergrund auf und werden nach Möglichkeit unterdrückt.

5.1 Λ Baryon und Kaon

Das Λ-Baryon hat eine Masse von 1115.68 MeV [7]. Beim Zerfall in Proton und Pion wird eine Energie von $m_\Lambda - m_p - m_\pi = 37.8\,\mathrm{MeV}$ frei. Beim Zerfall des K^0_s in $\pi^+\pi^-$ werden hingegen $m_{K^0_s} - 2m_\pi = 214.5\,\mathrm{MeV}$ frei, was zu einem größeren mittleren Öffnungswinkel der beiden auslaufenden Spuren führt. Der zweite Hauptunterschied zwischen den Zerfällen von Λ und K^0_s ist die Asymmterie des Λ-Zerfalls. Aus dem Massenverhältnis der Zerfallsprodukte ergibt sich, daß bei den betrachteten Λ-Impulsen ($p_{V^0} > 1\,\mathrm{GeV}$) das Proton im Mittel 80 % des Λ-Impulses erhält und daß der Protonimpuls immer größer als der Pionimpuls ist. Die Lebensdauern der beiden Teilchen $\tau_\Lambda = 2.6 \times 10^{-10}$s und $\tau_{K^0_s} = 0.89 \times 10^{-10}$s (beide Zerfälle sind schwach durch W-Abstrahlung) sind derart, daß ein nennenswerter Anteil der Teilchen erst nach Flugstrecken von einigen Zentimetern zerfällt.

Das Λ-Baryon bietet bei der Analyse von Z-Zerfällen einzigartige Möglichkeiten. Die großen Flugstrecken durch den Detektor ermöglichen die Identifikation mit außergewöhnlich hoher Reinheit. Durch seinen Zerfall im Detektor läßt sich aus den unterschiedlichen Zerfallsprodukten seine Polarisation rekonstruieren. Ferner ist die Qualität der V^0-Rekonstruktion für den Experimentator ein empfindliches Maß für die Qualität der Spurrekonstruktion eines Detektors.

5.2 Vertexrekonstruktion

Die V^0-Arbeitsgruppe in DELPHI hat das Programmpaket `RECV0` [43] entwickelt, pflegt das Programm und kontrolliert die Leistungsfähigkeit für alle neuen oder reprozessierten Datensätze. In dem Standard-Analyseformat shortDST sind die Ergebnisse des Programms schon enthalten, so daß die sehr aufwendigen Berechnungen dieses Programms nicht von allen Anwendern bei jedem Durchgang der Analyse erneut durchgeführt werden müssen.

Das allgemeine Verfahren

Für alle Paare von Spuren entgegengesetzter Ladung wird anhand eines Vertexfits die Verträglichkeit mit dem Zerfall eines neutralen Teilchens geprüft. In diesem Vertexfit werden die 2×5 Spurparameter[1] an einen möglichen Vertex angepaßt. Nur der gemeinsame Vertex der beiden auslaufenden Spuren wird im Fit verlangt. Die invariante Masse der auslaufenden Teilchen und die Flugrichtung des V^0 stehen somit noch für Selektionskriterien zur Verfügung. Die Zuweisung der beiden Massen ergibt sich aus der relativistischen Kinematik des Zerfalls. Sofern der Impuls des Λ größer als 0.3 GeV ist, hat das auslaufende Proton immer den größeren Impuls der beiden auslaufenden Spuren [69].

Behandlung von Fehlassoziationen

Je weiter außen im Detektor ein V^0 zerfällt, desto geringer wird die Meßgenauigkeit der auslaufenden Spuren und desto größer wird der Extrapolationsfehler zum Vertex Detektor. Damit ergibt sich die Gefahr, daß Spuren aus V^0-Vertizes irrtümlich einzelne Spurpunkte des VD assoziiert werden, die entweder zu anderen Spuren gehören oder vom Rauschen der Elektronik oder sonstigem Untergrund herrühren. Eine Kontrollbedingung wie für 2- oder 3-Punkt-Assoziationen, daß die Richtung oder sogar auch die Krümmung, die sich aus den VD-Punkten ergibt, mit der Extrapolation übereinstimmt, kann bei einzelnen VD-Punkten nicht angebracht werden. Da die einzelnen

[1] Es werden dazu die 5 *perigee*-Parameter $(\epsilon, \Delta z, \vartheta, \phi, 1/R)$ verwendet. Diese beschreiben eindeutig die Spurhelix im homogenen Magnetfeld.

Spurpunkte, die fehlerhaft assoziiert werden, ohnehin innerhalb der Spurextrapolation liegen, werden im Ergebnis des Spurfits die Spurparameter selbst nicht wesentlich verändert. Jedoch werden manche Elemente der Fehlermatrix der Spur dann von der Fehlassoziation dominiert. Der V^0-Vertexfit wird in die Irre geführt.

In dem Fall, daß Spuren zwischen dem primären Vertex und dem V^0-Vertex einen einzelnen VD-Meßpunkt assoziiert haben, werden die Spurparameter innerhalb von `RECV0` ohne die Einbeziehung dieses Punktes erneut berechnet. Danach wird auch der V^0-Vertexfit wiederholt.

Die Rekonstruktionseffizienz für Vertizes außerhalb des VD läßt sich mit diesem Verfahren um ca. 15 % erhöhen. Seit der Einführung dieses Verfahrens sind auch die allgemeinen Assoziationskriterien für einzelne VD-Punkte innerhalb der Spursuche wesentlich verfeinert worden.

Einfluß der Mustererkennung der TPC

Die hohe Punktauflösung der TPC in R-Φ von 250 μm ergibt sich aus der Bildung des Ladungsschwerpunktes einer je nach Position in z über bis zu $\Delta_{R\Phi} = 3$ cm (bis zu vier Auslesepads) ausgedehnten Ladungsverteilung. Spurpunkte mit Abständen geringer als 1 cm können wegen der Granularität der Auslese in R-Φ (siehe Kapitel 3.2) nicht mehr einzeln aufgelöst werden. Bei hochenergetischen V^0-Vertizes, die im sensitiven Volumen der TPC zerfallen, können deswegen die ersten Zentimeter (je nach Öffnungswinkel) der auslaufenden Spuren nicht separat rekonstruiert werden (Abb. 5.1).

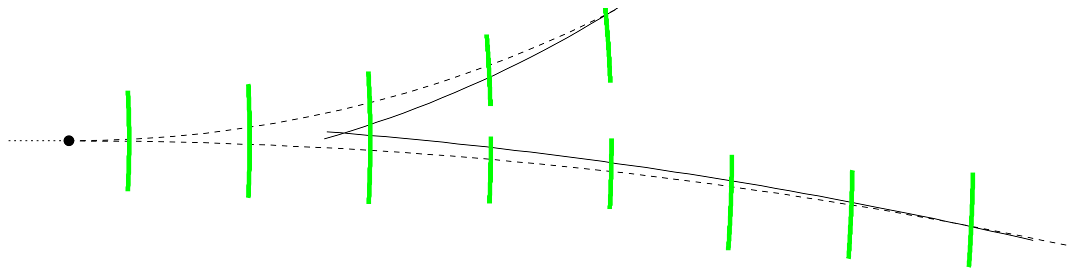


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines V^0-Vertex in der TPC. Statt der wirklichen Spuren (gestrichelte Linien) werden aus den Ladungsverteilungen der TPC-Pads (graue Bögen) systematisch verschobene Spuren (durchgezogene Linien) rekonstruiert. Der Vertex wird verschoben und die rekonstuierte invariante Masse vergrößert.

Dadurch werden die Vertizes systematisch zu größeren Radien verschoben (bei hohen Impulsen durchschnittlich 5 cm). Die damit verbundene Verzerrung der Spuren führt wiederum zur Rekonstruktion größerer invarianter Massen. Die Massenverschiebung kann bis zu ca. 20 MeV betragen.

In zukünftigen Reprozessierungen wird das Problem nur noch sehr viel schwächer auftreten, da die Meßfehler der einzelnen Spurpunkte (TD), bei denen die auslaufenden Spuren noch nicht getrennt werden können, auf das dreifache vergrößert worden sind. Sie waren schon in der alten Version des Mustererkennungsprogramms als solche erkannt, nur waren die Meßfehler unterschätzt worden. Die Anpassung der TPC-TE-Parameter an die TDs wird nun also weniger durch die TDs in der Nähe des Vertex beeinflußt.

5.3 Selektionskriterien

Allgemein soll das Λ-Signal im Massenspektrum gut ausgearbeitet werden. In erster Linie muß dazu der kombinatorische Untergrund sowie die Kaonen und die konvertierten Photonen, sowie Vertizes hadronischer Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial unterdrückt werden. Aber auch schlecht rekonstruierte Λs erschweren eine genaue Messung. Da die Analyse in verschiedenen Bereichen statistisch limitiert ist, muß bei allen Schnitten besonders auf die Effizienz viel Wert gelegt werden. Das hat zusätzlich den Vorteil, daß die Akzeptanzkorrektur nicht verstärkt wird.

Kinematische Selektionskriterien

Bei der Selektion der V^0-Kandidaten stützt man sich auf Größen, die im wesentlichen zwei Eigenschaften der zu testenden Spurpaare beschreiben:

- Die Relation zwischen dem Primärvertex und dem durch das Spurpaar gebildeten Vertex.
- Die Verträglichkeit der beiden Spuren mit der Entstehung in dem gefundenen Vertex.

Das DELPHI-Standardprogramm `RECV0` klassifiziert die rekonstruierten V^0-Kandidaten in drei Gruppen, die unterschiedlich strenge Kriterien [43] erfüllen. Es werden in dieser Arbeit Kandidaten behandelt, die zusätzlich zu den in Ref. [43] mit "standard" bezeichneten (Kriterien 1 - 3) noch weitere bzw. verschärfte Kriterien erfüllen (ab Kriterium 4 in der Reihenfolge fallenden Selektionsvermögens):

1. Die χ^2-Wahrscheinlichkeit des Vertexfits muß mindestens 0.01 betragen.
2. Der Transversalimpulses der auslaufenden Spuren bezogen auf den Gesamtimpuls muß mindestens 20 MeV betragen.
3. Unter der Annahme, daß es sich um ein konvertiertes Photon handelt, d.h. für beide auslaufenden Spuren die Elektronmasse angenommen wird, muß die invariante Masse des Kandidaten mindestens 160 MeV betragen, um konvertierte Photonen zu unterdrücken.

4. Der Abstand zwischen dem primären und sekundären Vertex in der x-y-Ebene muß mindestens 10 Standardabweichungen betragen. Als Standardabweichung wird der Fehler, der sich aus dem Vertexfit ergibt, angenommen.

$$d_{xy} := D_{xy}/\sigma_{xy} > 10 \tag{5.1}$$

5. Die Richtung des V^0-Impulses muß mit der Entstehung im Primärvertex verträglich sein (in der x-y-Ebene). Sei $\Delta\phi$ der Winkel zwischen dem V^0-Impuls und dem Vektor vom primären Vertex zum V^0-Vertex.

$$\Delta\phi < 7\,\mathrm{mrad} \tag{5.2}$$

6. Die beiden Spuren dürfen nicht wesentlich vor dem sekundären Vertex beginnen. Mindestens einer der Radien $R^i_{\mathrm{first}}(i = 1, 2)$, bei denen die Spuren beginnen (in x-y), muß größer sein als $R_{\mathrm{vtx}} - 5\,\mathrm{cm}$, wobei R_{vtx} der Radius des sekundären Vertex in der x-y-Ebene ist. Liegt der Vertex außerhalb der beiden inner Lagen des VD ($R_{\mathrm{vtx}} > 9\,\mathrm{cm}$), so dürfen die beiden Spuren je höchstens einen VD-Punkt enthalten.

7. Mindestens eine der beiden Spuren muss eine χ^2-Wahrscheinlichkeit aus dem Spurfit von größer 10^{-5} haben.

8. Der sekundäre Vertex darf nicht zu nah am Rand des Detektors liegen, damit eine ausreichende genaue Messung gesichert ist.

$$R_{\mathrm{vtx}} < 75\,\mathrm{cm} \tag{5.3}$$
$$|z_{\mathrm{vtx}}| < 70\,\mathrm{cm} \tag{5.4}$$

Neben der eigentlichen Trennung der Λ-Baryonen vom Untergrund haben die Schnitte noch andere Eigenschaften. Schnitt 5 reichert den Datensatz zusätzlich mit solchen Λs an, die direkt am primären Vertex entstanden sind und nicht erst im Zerfall eines langlebigen Teilchens. Die Schnitte 5, 6 und 8 verbessern die Massenauflösung, da sie schlecht gemessene Kandidaten zurückweisen. Die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\mathrm{p}\pi}$ der aus den 1994 gemessenen hadronischen Ereignissen selektierten Λ-Kandidaten ist in Abb. 5.2 gezeigt.

In der Analyse zur Λ-Polarisation (Kapitel 6) wurden leicht unterschiedliche Selektionskriterien eingesetzt, da es auf ein besonders gutes Λ-Signal bei großen Λ-Impulsen ($x_p > 0.3$) ankam. Die für diese Analyse definierte Selektion Basic unterscheidet sich von der oben beschriebenen durch die folgenden zwei Kriterien:

- $\Delta\phi < 5\,\mathrm{mrad}$, statt $\Delta\phi < 7\,\mathrm{mrad}$

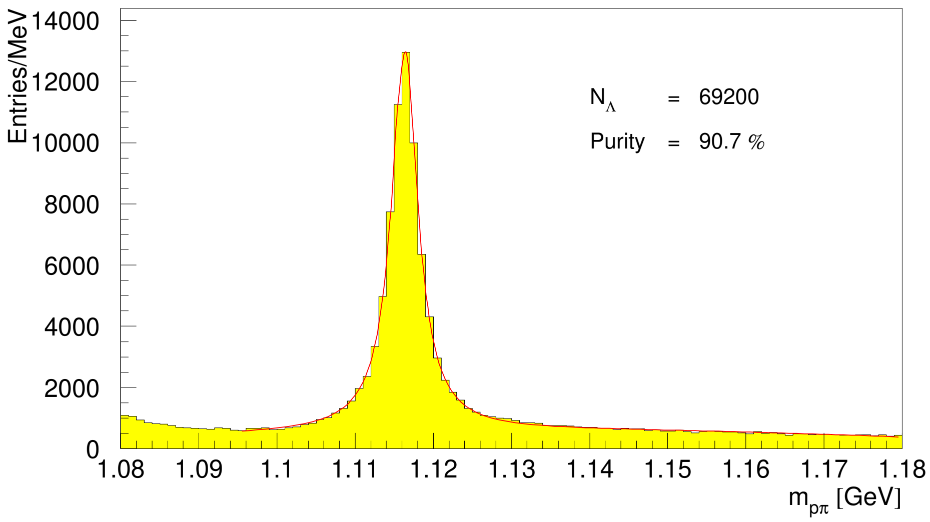


Abbildung 5.2: Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\mathrm{m}\pi}$ für 1994 gemessene Λ-Kandidaten nach kinematischen Schnitten. Die Größen N_Λ und Reinheit beziehen sich auf den Massenbereich $1.108\,\mathrm{GeV} < m_{\mathrm{m}\pi} < 1.124\,\mathrm{GeV}$.

- Damit auch bei hohen Impulsen eine gute Spurmessung gewährleistet ist, und um dem in Kapitel 5.2 diskutierten Problem der Mustererkennung der TPC zu begegnen, wird verlangt, daß bei beiden auslaufenden Spuren der OD an der Spurrekonstruktion beteiligt war.

In der Analyse zur Rapiditätskorrelation (Kapitel 7) wird für Λ-Kandidaten ferner verlangt, daß der Abstand der rekonstruierten Masse von der nominalen Masse dividiert durch die Breite der Massenverteilung für die Λ-Hypothese geringer ist als für die K^0_s-Hypothese. Sollten zwei Kandidaten eine Spur gemeinsam haben, so wird der von der nominalen Masse entferntere verworfen.

Quantitative Optimierung der Schnitte

Durch die Vielzahl der Schnitte und deren stark unterschiedliches Selektionsvermögen ist eine globale Optimierung der Selektion für größte Reinheit und Effizienz sehr schwierig. Da die Auswahl und Position der Schnitte jedoch entscheidend ist für den Erfolg der Analyse, wurden die Schnitte zumindest einzeln unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Selektionsvermögen quantitativ optimiert.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 wird das Verfahren am Beispiel der Signifikanz der Λ-Flugstrecke illustriert. Während das Signal bei Verschärfung des Schnittes von 4 auf 13 nur um 10 % zurückgeht, wird gleichzeitig der Untergrund um mehr als 30 % reduziert. Die Reinheit wächst linear. Die Größe $S^2/(S+B)$, die proportional zum Produkt aus Reinheit und Effizienz ist, beginnt erst wieder deutlich zu fallen, wenn der Schnitt

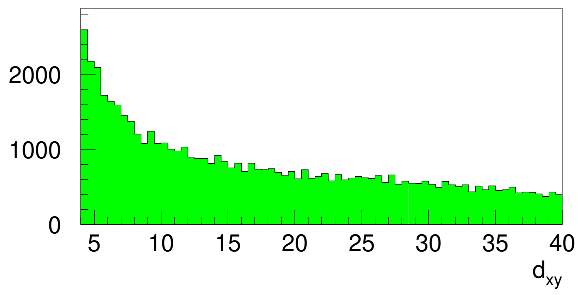


Abbildung 5.3: Signifikanz der Λ-Flugstrecke in der x-y-Ebene. Der Anstieg unterhalb von 10 ist auf Untergrund zurückzuführen. (Für die Mehrzahl der V^0s ist $d_{xy} > 40$.)

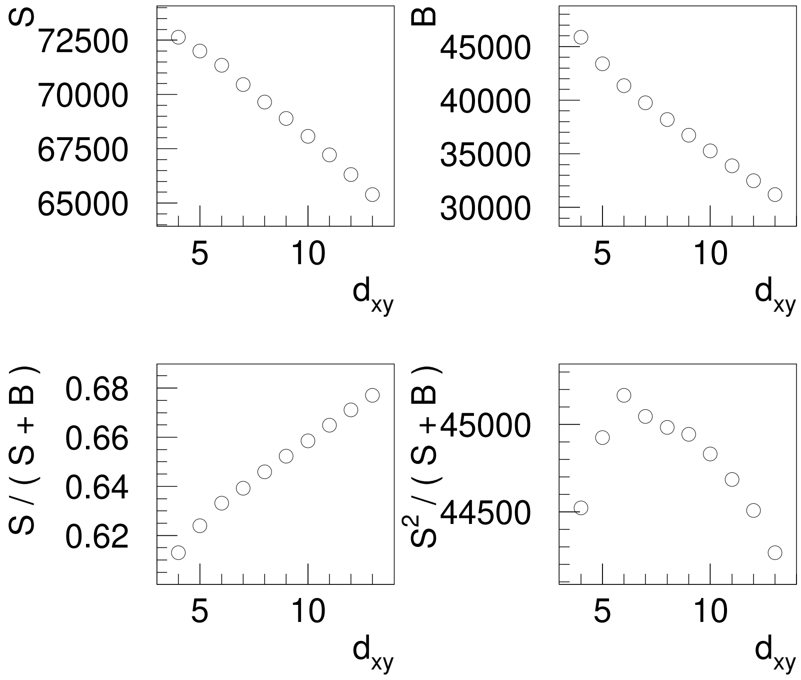


Abbildung 5.4: Variation von Signal (S), Untergrund (B), Reinheit ($S/(S+B)$) und $S^2/(S+B)$) mit dem Selektionsparameter d_{xy}.

größer als 10 gewählt wird, so daß dieser Wert optimal erscheint. Dieses Verfahren ist auch für die χ^2-Wahrscheinlichkeit des Vertexfits, die Größe $\Delta\phi$ (siehe Schnitt 5) und weitere Größen, deren Selektionsvermögen sich als unzureichend erwiesen haben, angewandt worden.

Identifikation mit dem RICH-Detektor

Die bisher betrachteten Selektionskriterien machen ausschließlich von den Dreierimpulsen der beiden aus dem V^0 auslaufenden geladenen Spuren und dem Vertex Gebrauch. Der Untergrund läßt sich noch weiter unterdrücken, indem man das auslaufende Proton identifiziert. Da der Untergrund größtenteils aus neutralen Kaonen und zufälligen Spurkombinationen besteht, beschränkt sich die Identifikation im Wesentlichen auf die Unterscheidung von Pionen und Protonen; geladene Kaonen treten fast nicht auf. Bei der Auswertung des im RICH gemessenen Cherenkov-Winkels brauchen Kaonen deshalb nicht berücksichtigt zu werden. Die Impulsschwellen, zwischen denen der Flüssig- und der Gas-Radiator ausgewertet werden, sind rein auf die Unterscheidung von Protonen und Pionen abgestimmt. Die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\mathrm{p}\pi}$ der so aus den 1994 gemessenen hadronischen Ereignissen selektierten Λ-Kandidaten ist in Abb. 5.5 gezeigt.

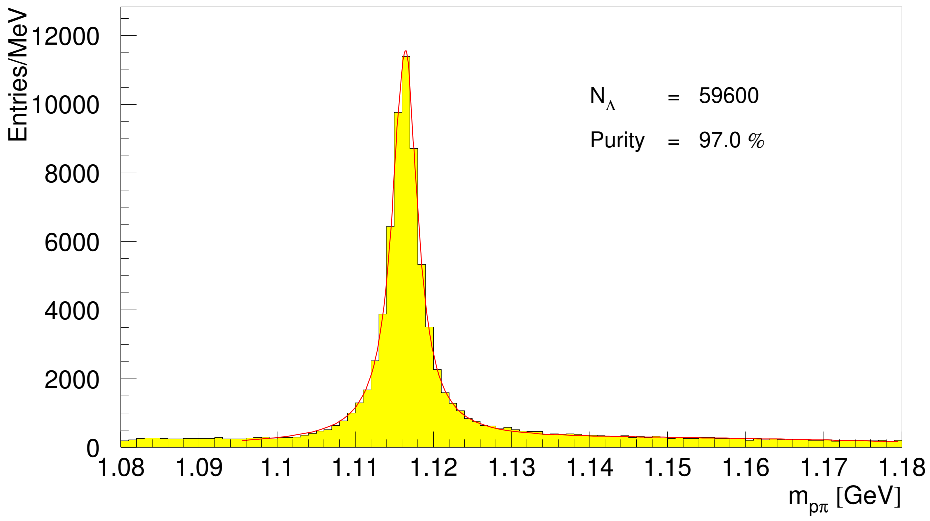


Abbildung 5.5: Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\mathrm{m}\pi}$ für Λ-Kandidaten nach kinematischen Schnitten und zusätzlicher Untergrundunterdrückung durch Teilchenidentifikation. Die Größen N_Λ und Reinheit beziehen sich auf den Massenbereich $1.108\,\mathrm{GeV} < m_{\mathrm{m}\pi} < 1.124\,\mathrm{GeV}$.

Einzelheiten zur Bestimmung des Cherenkov-Winkels und zur darauf aufbauenden Unterscheidung der geladenen Hadronen finden sich in Kapitel 7.1. Die Messung des spezifischen Energieverlustes der TPC wird nicht zur Indentifikation herangzogen.

Für die Analyse zur Λ-Polarisation (Kapitel 6) stand dieses auf `RIBMEAN` [67] beruhende Verfahren noch nicht zur Verfügung. Statt dessen wurde das `Hadident`-Verfahren [43] benutzt. Von der Selektion BASIC wurden zwei weitere Datensätze mit unterschiedlich strenger Teilchenidentifikation abgeleitet:

PARTIDA: Kandidaten, die die BASIC-Bedingungen erfüllen und deren härteres auslaufendes Teilchen weder in der TPC noch im RICH als Pion identifiziert wurde.

PARTIDB: Kandidaten, die die BASIC-Bedingungen erfüllen und deren härteres auslaufendes Teilchen entweder in der TPC oder im RICH als Proton identifiziert wurde.

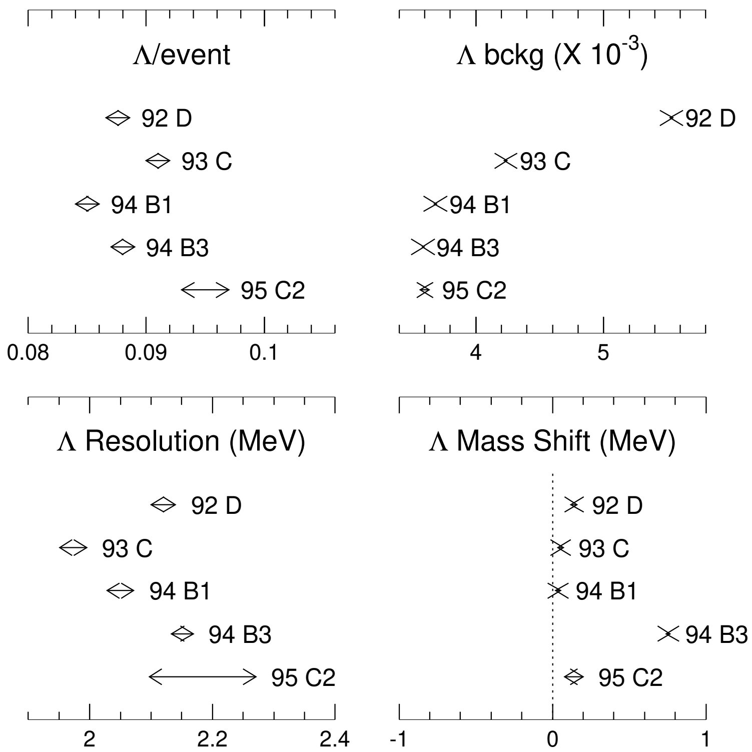


Abbildung 5.6: Charakteristische Leistungmerkmale der V^0-Rekonstruktion für die Datensätze der verschiedenen Meßperioden. Exemplarisch für 1994 sind die Werte für zwei Reprozessierungen angegeben.

5.4 Entwicklung der Leistungfähigkeit im Laufe der Datennahme

Die Zahl und Qualität der mit einem festgelegten Verfahren rekonstruierten V^0-Vertizes ist auch von großer Bedeutung für die Beurteilung einer Reprozessierung. Aus der Zahl der rekonstruierten Λ-Baryonen, deren Untergrund und Auflösung (Abb. 5.6) lassen sich Rückschlüsse auf die Güte der Ausrichtung des Detektors (alignment), die Effizienz der allgemeinen Spurrekonstruktion und die Zahl der Fehlmessungen (Geisterspuren) ziehen. Die Verschiebung der Λ-Masse gibt eine der wenigen Handhaben, die Beschreibung und korrekte Berücksichtigung des Detektormaterials bei der Spurrekonstruktion direkt und präzise zu kontrollieren.

Differentielle Größen wie die Zahl der Λ-Baryonen abhängig von R^{xy}_{vtx} geben Aufschluß über Probleme in einzelnen Subdetektoren. So verdeckt die mittlere Massenverschiebung von < 0.1 MeV für vier der fünf in Abbildung 5.6 gezeigten Datensätze die Tatsache, daß die Massenverschiebungen stark vom Λ-Impuls abhängen. Mit den in Kapitel 4 beschriebenen Verbesserungen ist diese Impulsabhängigkeit auf unter 20 % des vorherigen Verhaltens reduziert worden.

6

Bestimmung der Λ-Polarisation

In e^+e^--Annihilationen bei $\sqrt{s} \approx m_Z$ produzierte down-artige Quarks sind stark polarisiert. Bei unpolarisierten Strahlen fällt (wächst) die Polarisation für down-artige Quarks (Antiquarks) sehr schwach mit dem Kosinus des Produktionswinkels des $q\overline{q}$-Paars, $\cos(\theta)$, und ist im Mittel $\langle \mathcal{P}_q \rangle \approx -0.94$ (0.94) (siehe Gl. 2.7). Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert treten bei $\cos(\theta) = \pm 1$ auf und sind kleiner als 3 %. Strahlen die primären Quarks nur weiche Gluonen ab, so kann man annehmen, daß sich der Spin der primären Quarks während der Ausbildung des hadronischen Endzustandes nicht ändert [26]. Damit ließe sich durch Messung der Polarisation anhand der Zerfälle der aus primären Quarks entstandenen Baryonen der Beitrag einzelner Quarks zur Spinstruktur der Baryonen untersuchen.

Die Hadronen im Endzustand des Z-Zerfalls sind jedoch stark durch die Fragmentierung und durch die nachfolgenden Teilchenzerfälle depolarisiert. Eine ausführliche Studie der daraus entstehenden Einflüsse auf die Polarisation findet sich in [69]. Ferner wird ein großer Teil der Baryonen aus Quarks gebildet, die erst in der Fragmentierung entstehen. Letzteres Problem tritt in der Analyse mit Λ_b-Ereignissen [31] nicht auf, da die Produktion von $b\overline{b}$-Paaren in der Fragmentierung extrem unterdrückt ist ($\ll 10^{-11}$). Die Zahl der rekonstruierten Λ_b-Baryonen ist allerdings sehr viel kleiner als die der Λ-Baryonen, und ihr semileptonischer Zerfall läßt sich nicht vollständig rekonstruieren. Experimentell bieten Λ-Baryonen mit ihrem stark asymmetrischen Zerfall in Proton und Pion besonders günstige Bedingungen. Die erwartete Zerfallswinkel-Verteilung ist:

$$\frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta^*} = 1 + \alpha\mathcal{P}\cos\theta^* \quad , \tag{6.1}$$

wobei θ^* der Winkel zwischen dem Protonimpuls und dem Λ-Impuls im Ruhesystem des Λ ist, und $\alpha = \alpha_\Lambda = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.642 \pm 0.013$ [7] die longitudinale Polarisierbarkeit des Λ im Zerfall $\Lambda \to p\pi$. Aus der CP-Invarianz folgt $\mathcal{P} = \mathcal{P}_\Lambda = -\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}}$, so daß gilt: $\alpha_\Lambda \cdot \mathcal{P}_\Lambda = \alpha_{\bar{\Lambda}} \cdot \mathcal{P}_{\bar{\Lambda}}$: Man erwartet die gleichen meßbaren Verteilungen $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta^*}$ für Λ und $\bar{\Lambda}$.

Im experimentell zugänglichen Impulsbereich spielen Fragmentierungseffekte eine wichtige Rolle. Man nimmt an, daß Λ-Baryonen, die kein primäres strange-Quark enthalten, nur sehr schwach longitudinal polarisiert sind, und daß solche, die ein primäres strange-Quark enthalten, aber Zerfallsprodukte schwerer Resonanzen sind, noch teilweise die Polarisation der Mutterteilchen erben [29]. Der Anteil der Λ-Baryonen, die aus primären strange-Quarks entsteht, wächst mit dem Impuls.

6.1 Selektion hadronischer Ereignisse

Die Selektion hadronischer Ereignisse erfolgt nach den Kriterien des DELPHI-Teams 4 [43]. Es wird verlangt, daß die Ereignisse mindestens 5 geladene Teilchen enthalten, deren Gesamtenergie 12 % der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ übersteigt. Aus den Meßdaten der Jahre 1991 - 1994 lassen sich so $2.95 \cdot 10^6$ hadronische Ereignisse selektieren. Für die Akzeptanzkorrektur stehen ca. $6 \cdot 10^6$ mit DELSIM simulierte Ereignisse zur Verfügung. Die eigentlichen Z-Zerfälle wurden mit dem Generator JETSET 7.3 PS unter Verwendung der an die DELPHI-Daten angepaßten Parameter [51] erzeugt.

6.2 Monte Carlo Studie

Zur Bestimmung der longitudinalen Polarisation der Λ-Baryonen, die primäre strange-Quarks enthalten, müssen sämtliche Untergrundquellen und depolarisierenden Effekte berücksichtigt werden. Aufgrund der Vielzahl der Entstehungsmöglichkeiten und der Komplexität der Ereignisse ist die Berechnung des aufgrund bestimmter Annahmen zur Übertragung des Spins auf das Λ erwarteten Signals praktisch nur mit Monte Carlo-Generatoren möglich. Eine Studie, die auf den JETSET-Generator aufbaut, findet sich in Referenz [29]. Mit dem JETSET Generator ergibt sich die Λ-Polarisation im höchsten zugänglichen Impulsbereich $0.3 < x_p < 0.5$ zu ungefähr 30 %. Das vollständige Ergebnis ist in Abbildung 6.13 gezeigt.

Zusammensetzung des Λ-Spektrums

In dem Bericht der LEP-I-Arbeitsgruppe für QCD-Generatoren [10] schreibt T.Sjöstrand:

> "Due to the large uncertainties present in any realistic QCD Monte Carlo, physics studies must be based on the use of at least two complete and independent programs."

Die Umsetzung dieser Einsicht setzt voraus, daß mindestens zwei Monte Carlo-Generatoren existieren, die die zu untersuchenden Prozesse mit ausreichender Genauigkeit simulieren können und an die Meßdaten angepaßt sind. In diesem Fall kommt

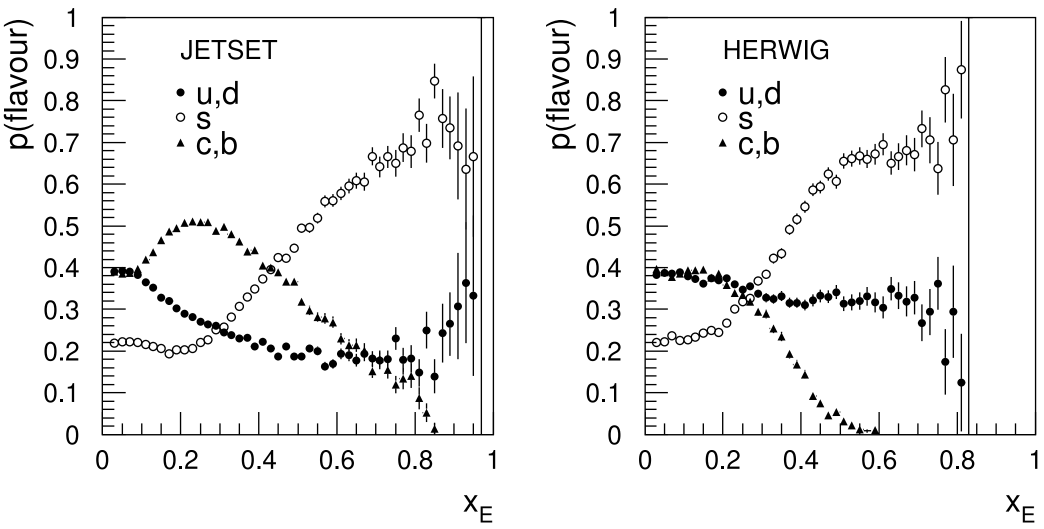


Abbildung 6.1: Flavour-Zusammensetzung der Ereignisse mit Λ-Baryonen gegen den Λ-Energieanteil.

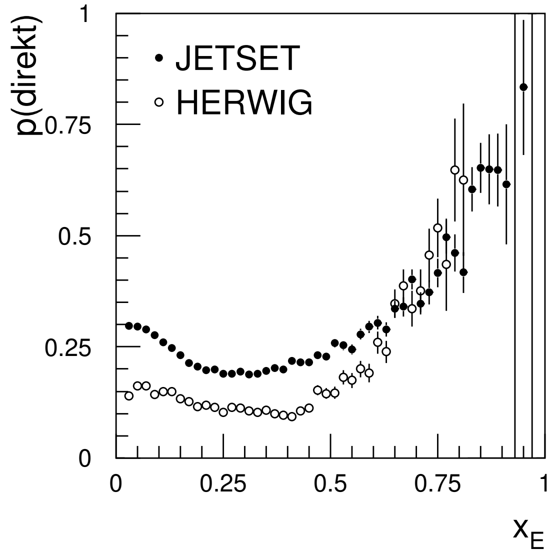
es inbesondere darauf an, daß die Spektren und Zerfälle der Baryonen im Einklang mit den Meßdaten sind. Der einzige verfügbare Generator, der unabhängig von JETSET ist und die meisten wesentlichen Aspekte von Z-Zerfällen mit ausreichender Präzision beschreiben kann, ist HERWIG. Die Spektren und Zerfälle der Baryonen sind allerdings eine bekannte Schwäche dieses Generators. Eine Bestimmung des erwarteten Signals mit HERWIG zum Vergleich mit dem JETSET-Ergebnis ist deshalb wenig sinnvoll.

Statt dessen werden Verteilungen verglichen, die Aufschluß über die Zusammensetzung des Λ-Spektrums geben und somit zum Signal beitragen. Abbildung 6.1 enthält Anteile der Quark-flavours an den Ereignissen, in denen sich Λ-Baryonen mit gegebenem Impuls finden. Obwohl die beiden Generatoren das Verhalten für u-, d-, c- und b-Quarks sehr unterschiedlich vorhersagen, sind die s-Quark-Anteile beider Generatoren sehr ähnlich.

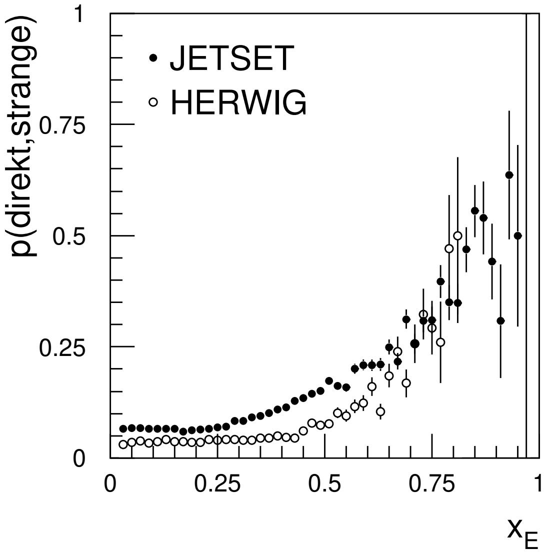
Die Anteile der Λ-Baryonen, die in der Fragmentierung entstehen und derjenigen, die ein primäres Quark enthalten zeigt Abbildung 6.2. Es lassen sich hier große Unterschiede zwischen den Generatoren erkennen. Da die Abweichungen zwischen HERWIG und den Meßdaten in Verteilungen wie z.B. der Rapidität (Abb. 7.4) meist wesentlich kleiner sind als die hier auftretenden Unterschiede, muß man annehmen, daß zumindest ein erheblicher Teil dieser Unterschiede der systematischen Unsicherheit zuzurechnen ist.

6.3 Die unkorrigierte Winkelverteilung

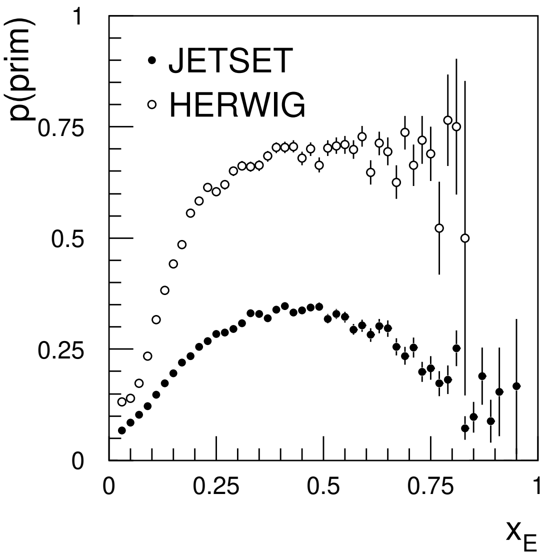
Zur Bestimmung der longitudinalen Polarisation aus der Zerfallswinkelverteilung des Protons im Λ-Ruhesystem wird die Zahl der rekonstruierten Λ-Baryonen in Intervallen von $\cos\theta^*$ bestimmt. Der Untergrund wird subtrahiert und danach eine Akzeptanzkorrektur angebracht.



(a) Bruchteil der Λ-Baryonen, die direkt in der Fragmentierung entstehen.



(b) Bruchteil der Λ-Baryonen, die direkt in der Fragmentierung und in strange-Quark-Ereignissen entstehen.



(c) Bruchteil der Λ-Baryonen, die ein primäres Quark enthalten.

Abbildung 6.2:
Vergleich zum Ursprung von Λ-Baryonen zwischen Jetset und Herwig.

Zerlegung der $m_{p\pi}$-cos θ^*-Ebene

Die Verteilung der Λ-Kandidaten in der $\cos\theta^*$-$m_{p\pi}$-Ebene ist in Abbildung 6.3 für zwei Impulsbereiche gezeigt. Das waagerechte Λ-Band überschneidet sich mit dem Band neutraler Kaonen bei $\cos\theta^* \approx 0.25$. Die beiden unteren Ecken der Verteilung sind leer aufgrund des minimal geforderten Transversalimpulses und der minimal verlangten Masse des Kandidaten unter der Annahme, daß es sich um ein konvertiertes Photon handelt (Kriterien 2 und 3 in Kapitel 5.3). Die Analyse wird dadurch nicht beeinträchtigt, da sie diese Bereiche ausspart. Sowohl der kombinatorische Untergrund als auch der aus fehlidentifizierten Kaonen variieren mit $m_{p\pi}$ und insbesondere mit $\cos\theta^*$. Die Untergrundsubtraktion muß dieses Verhalten berücksichtigen und deshalb 2-dimensional in der $\cos\theta^*$-$m_{p\pi}$-Ebene parametrisiert werden.

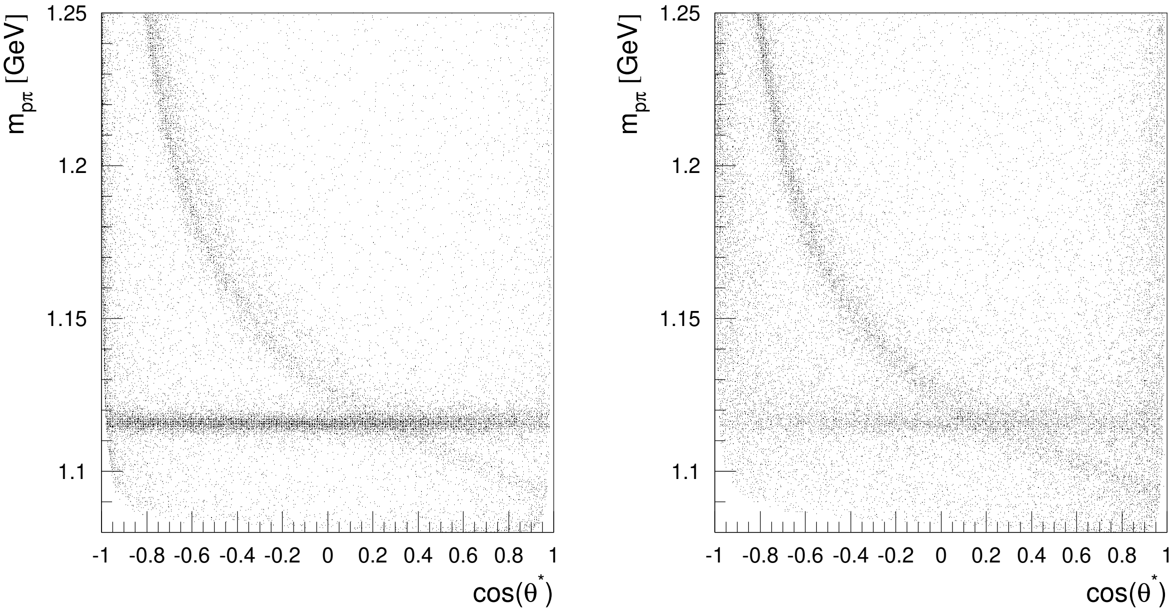


Abbildung 6.3: Invariante Masse unter der Λ-Hypothese gegen $\cos\theta^*$. Beide Verteilungen beziehen sich auf die Selektion PartidA. Links: $x_p < 0.15$. Rechts: $x_p > 0.2$

Im Bereich $-0.8 < \cos\theta^* < 0.8$ wurde die Verteilung in 8 $\cos\theta^*$-Intervalle zerlegt und in Verteilungen der invarianten Masse projiziert. Für diese Verteilungen wurde jeweils einzeln der kombinatorische Untergrund und der Beitrag der Kaonen bestimmt und subtrahiert. Der Untergrund aus fehlidentifizierten Kaonen fällt stark mit $\cos\theta^*$ ab, während der kombinatorische Untergrund wesentlich weniger von $\cos\theta^*$ abhängt und ein Minimum bei $\cos\theta^* \approx 0$ hat. In den beiden Intervallen links und rechts des analysierten Bereiches in $\cos\theta^*$ finden sich zu wenige rekonstruierte Λ-Baryonen, als daß die im folgenden beschriebene Anpassungsprozedur anwendbar wäre.

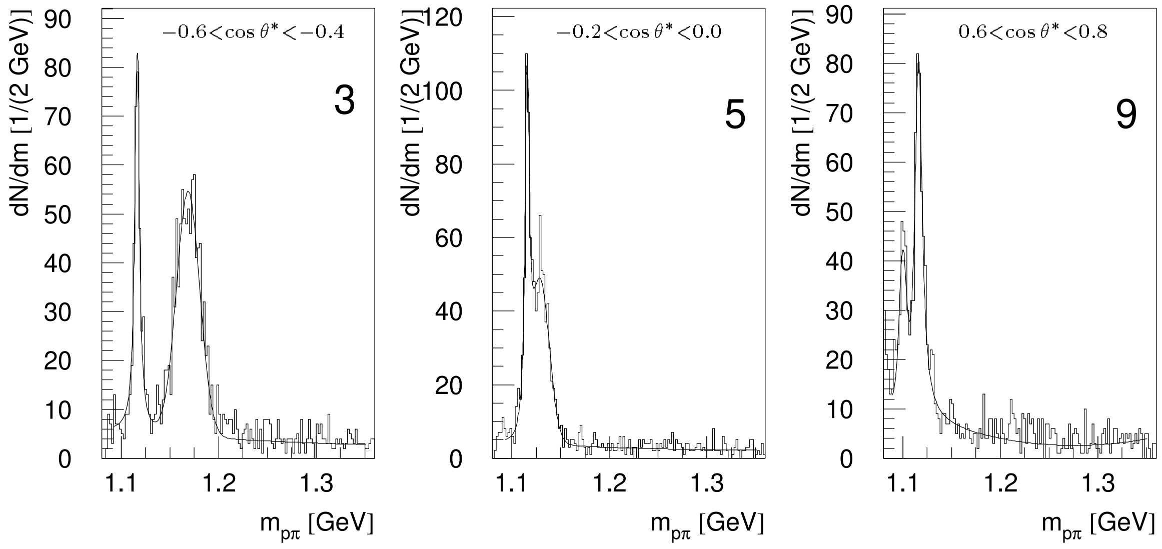


Abbildung 6.4: Anpassungen an die Massenverteilungen in drei der acht betrachteten $\cos\theta^*$-Intervalle, für den höchsten betrachteten Impulsbereich $0.3 < x_p < 0.5$.

Anpassungen an Massenspektren in verschiedenen Impulsbereichen

Die gesamte Prozedur wird für vier Intervalle des Λ-Impulsbruchteils x_p durchgeführt, um die Abhängigkeit vom Impuls zu bestimmen. Jede einzelne Massenverteilung wird in einem least-squares-fit an die folgende Funktion angepaßt [70]:

$$\begin{aligned} f(m_{\mathrm{p}\pi}) &= \frac{1}{2\pi}\frac{N_\Lambda \Gamma_\Lambda}{(m_{\mathrm{p}\pi} - m_\Lambda - \Delta m_\Lambda)^2 + \Gamma_\Lambda^2/4} \\ &+ a_0 + a_1 m_{\mathrm{p}\pi} + a_2 m_{\mathrm{p}\pi}^2 \\ &+ \frac{N_\mathrm{K}}{2\pi}\exp(-\frac{1}{2}(m_{\mathrm{p}\pi} - m_\Lambda - \Delta m_\mathrm{K})^2/\Gamma_\mathrm{K}^2) \end{aligned} \tag{6.2}$$

Obwohl die $m_{\mathrm{p}\pi}$-Verteilung der Λ-Zerfälle durch die Detektor-Auflösung bestimmt wird, wird sie in f durch eine Breit-Wigner-Verteilung beschrieben, da sich die Verteilung aus Komponenten unterschiedlicher Breite (also unterschiedlicher Detektor-Auflösung) zusammensetzt. Anpassungen an Funktionen mit mehr als 3 Parametern, die die Form der gemessenen Verteilung noch genauer wiedergeben könnten, vergrößern die Konvergenzprobleme des least-squares-fit für große x_p. Im $\cos\theta^*$-Intervall zwischen -0.8 und -0.6 werden die Kaonen noch nicht in die Anpassung mit eingeschlossen, da $m_{\mathrm{p}\pi}$ dort für Kaonen deutlich größer als m_Λ und nicht gaußisch verteilt ist. Die Anpassungen konvergieren nur, wenn die Startwerte der Parameter schon in der Nähe des Ergebnisses liegen. Die Startwerte müssen abhängig vom Λ-Impulsbereich und von der Selektion gewählt werden. Um jedoch jeglichen Einfluß der Startwerte auf die zu mes-

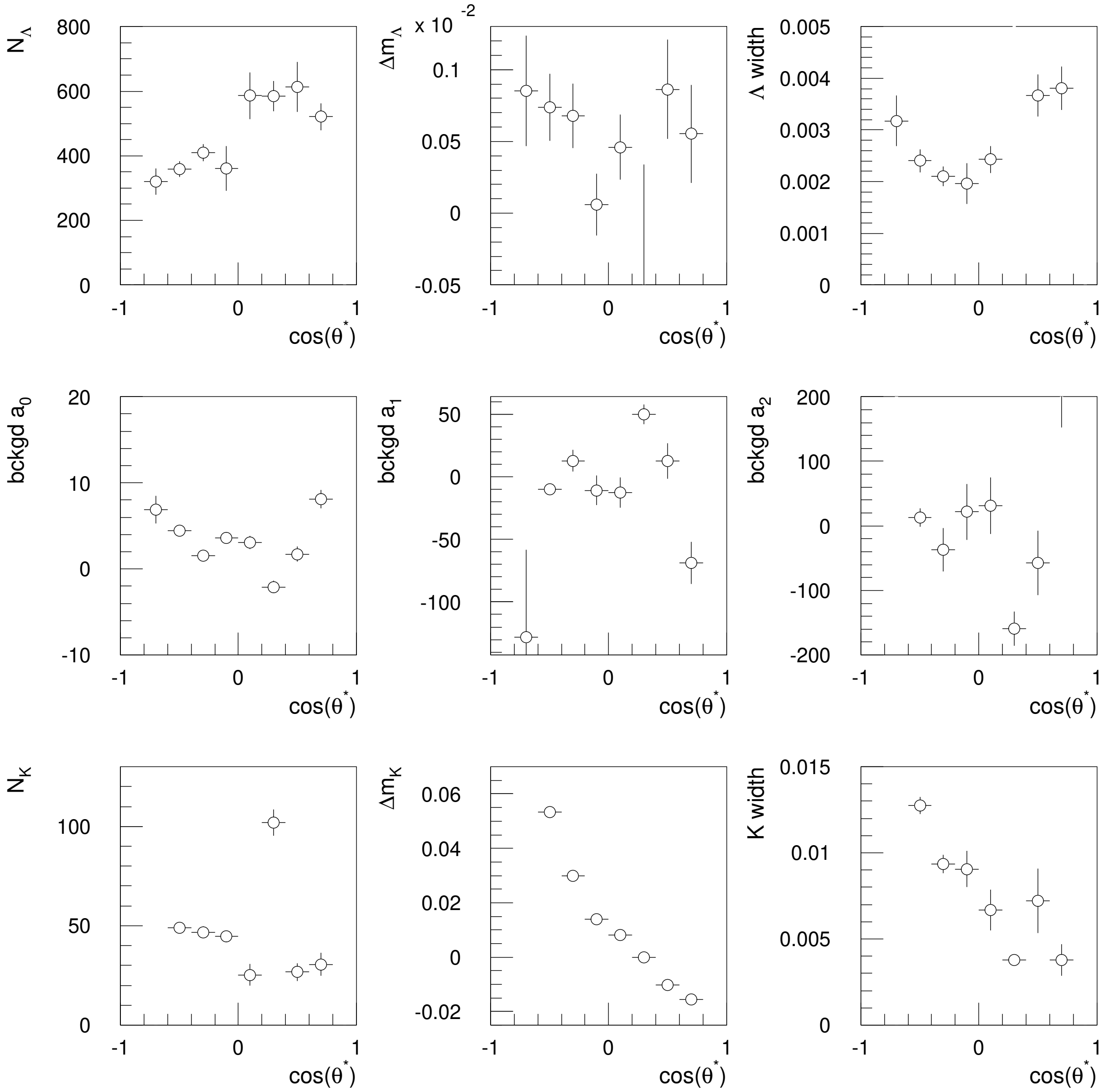


Abbildung 6.5: Ergebnis der Anpassungsprozedur für die Selektion PARTIDA im dritten Impulsintervall ($0.2 < x_p < 0.3$). Die Graphen in der obersten Zeile zeigen die Parameter, die die Λ-Massenverteilung selbst beschreiben, die zweite Reihe zeigt die Parameter der Parabel für den Untergrund, und die dritte Reihe enthält die Parameter der ebenfalls zu subtrahierenden Kaonen. Der Parameter Γ_K ist im Diagramm mit 'K width' bezeichnet. Damit die Breite des Λ mit der Breite einer Gaußverteilung vergleichbar ist, ist dieses Diagramm skaliert: (Λ width) $= \Gamma_\Lambda/2.35$. Die größten Unsicherheiten bestehen im Bereich $0 < \cos\theta^* < 0.4$ durch das Zusammenfallen von Λ und Kaon im Massenspektrum. Die Massendifferenzen sind bezogen auf den Weltmittelwert der Λ-Masse [7].

sende Polarisation auszuschließen, werden die Startwerte der ersten sechs Parameter, die die Λ-Massenverteilung und den kombinatorischen Untergrund beschreiben, jeweils für eine Serie von Anpassungen über den betrachteten Bereich von $\cos\theta^*$ fest gewählt. Da die Parameter zur Beschreibung des Kaon Bandes stärker variieren, können deren Startwerte nicht fest gewählt werden, sondern müssen von vorneherein mit von $\cos\theta^*$ abhängigen Werten initialisiert werden.

Abbildung 6.4 zeigt drei Anpassungen, in denen Λ und Kaon getrennt werden können. In den unteren Impulsintervallen mit höherer Massenauflösung ist die Trennung noch deutlich besser. Das Ergebnis einer Serie von Anpassungen ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Neben der Variation von N_Λ mit $\cos\theta^*$ sind noch andere Effekte erkennbar, die auch in den anderen Serien auftreten. Da um $\cos\theta^* \approx 0$ im Zerfall der größte Transversalimpuls entsteht, und somit $m_{\mathrm{p}\pi}$ mehr durch den besser meßbaren Öffnungswinkel als durch die Differenz der absoluten Impulse gegeben ist, hat auch die rekonstruierte Breite des Λ dort ein Minimum. Die Zahl der Kaonen nimmt stark ab mit wachsendem

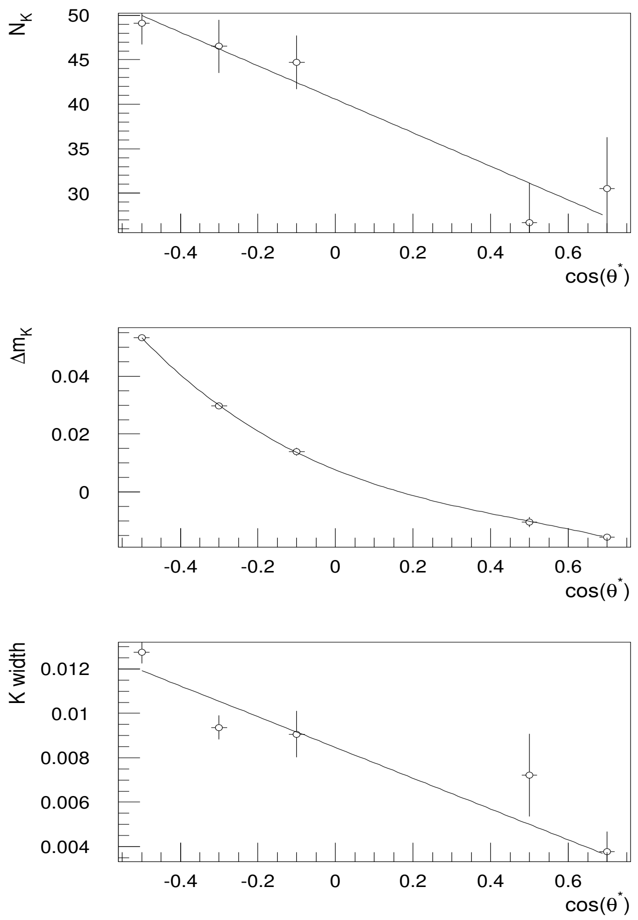


Abbildung 6.6: Anpassungen zur Festlegung der Kaon-Parameter. Die beiden Messungen mit der schlechtesten Trennung von Λ- und Kaon werden ausgeblendet, und nur die Werte auf beiden Seiten verwendet. Die Werte werden gut durch die Anpassungen beschrieben.

$\cos\theta^*$ und ist zwischen 0 und 0.4 praktisch unbestimmt, während Δm_{K} und die Breite Γ_{K} noch vergleichsweise stabile Ergebnisse zeigen.

Um diese Unsicherheit der Anpassungen in dem Bereich, wo $m_{\mathrm{p}\pi}$ für Λ und Kaon zu-

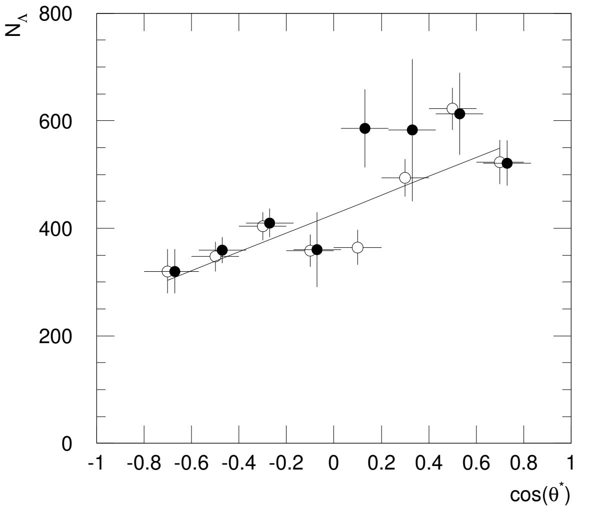


Abbildung 6.7: Zahl der Λ-Baryonen gegen $\cos\theta^*$ bei Verwendung des Kaon-Refits (leere Kreise) und ohne den Kaon-Refit (volle Kreise, vergl. Abb. 6.5). Betrachtet wird wieder die Selektion PARTIDA im dritten Impulsintervall ($0.2 < x_p < 0.3$). Das Ergebnis für $0 < \cos\theta^* < 0.4$ ist deutlich stabilisiert. Sowohl die Fehler sind reduziert, als auch der Abstand von der erwarteten Geraden. Die Fehlerbalken sind leicht verschoben in $\cos\theta^*$ dargestellt, damit man sie besser vergleichen kann.

sammenfallen, zu reduzieren, werden die Parameter zur Beschreibung des Kaon-Bandes in einem weiteren Schritt an Polynome in $\cos\theta^*$ angepaßt (*K-refit*, Abb. 6.6), so daß danach die Anpassungsserie mit nur sechs freien Parametern und auf das Anpassungsergebnis des K-Refits festgelegten Kaonparametern wiederholt werden kann. In den meisten Fällen kann dadurch zumindest eine der beiden Anpassungen für $0 < \cos\theta^* < 0.4$, häufig sogar beide, stabilisiert werden (Abb. 6.7). N_Λ ist dann ähnlich gut bestimmt wie rechts und links des Überlappbereichs, wo die Wiederholung nach dem K-Refit in allen Fällen das erste Ergebnis bestätigt.

Erste Anpassungen an die Winkelverteilungen

Aus der Winkelverteilung, wie sie sich aus der bisher beschriebenen Anpassungsprozedur ergibt, kann man zwar die Polarisation noch nicht direkt bestimmen, aber es lassen sich schon die Detektoreinflüsse auf die Polarisation untersuchen. Der Vergleich der Winkelverteilungen vor und nach dem K-Refit zeigt einen Gewinn an Stabilität der Anpassungen und erlaubt eine grobe Abschätzung der systematischen Unsicherheit, die sich durch die Überlappung von Λ und K^0_s ergibt.

Betrachtet man die Entwicklung der unkorrigierten Steigung der Winkelverteilung über den Impulsbereich (Abb. 6.8), so erkennt man ein starkes Wachstum. Das gilt sowohl für die gemessenen Daten als auch für die Monte Carlo-Simulation, bei deren Produktion keine Polarisation angenommen wurde. Ferner ist dieses Verhalten allen verwendeten Λ-Selektionen gemeinsam.

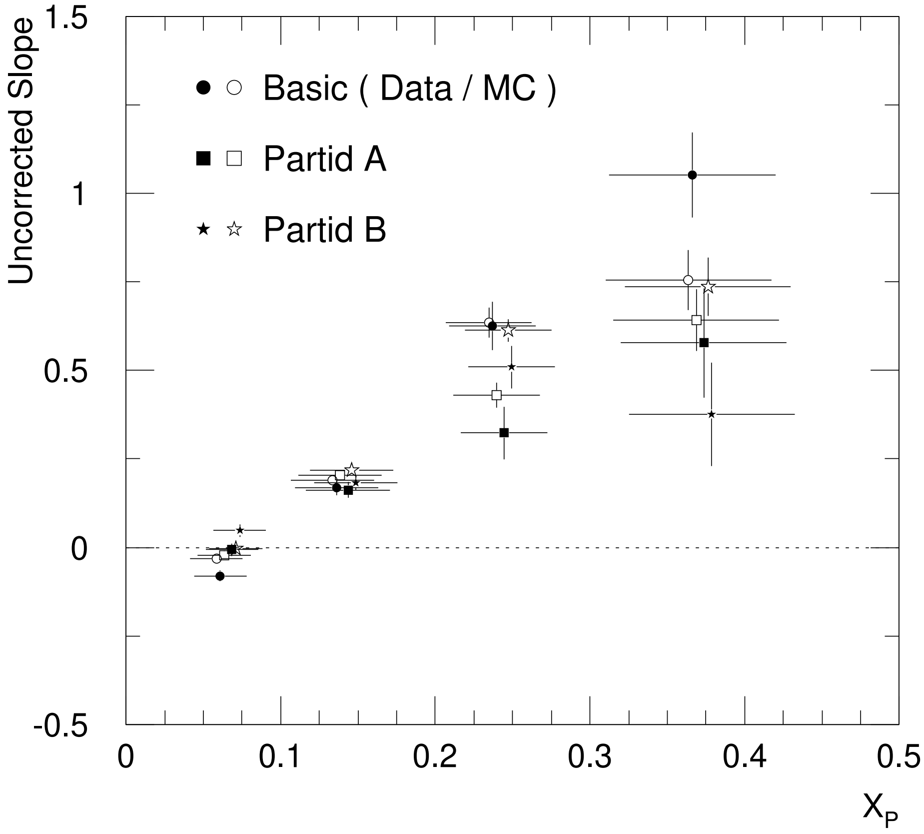


Abbildung 6.8: Unkorrigierte Steigung der $\cos\theta^*$ Verteilung gegen x_p für verschiedene Selektionen. Die vollen Symbole bezeichnen die Werte für gemessene Daten, die leeren die Monte Carlo Simulation.

6.4 Korrektur anhand der Simulation

Die unkorrigierte Steigung wächst im analysierten Bereich von x_p sowohl für die gemessenen Daten als auch für die unpolarisierte Simulation auf große positive Werte an, während die Erwartung sich zwischen 0 und -0.3 bewegt. Offenbar wird die unkorrigierte Steigung erheblich durch Effekte der Detektorakzeptanz und der V^0-Rekonstruktion und -Selektion sowie evtl. auch der Anpassungsprozedur beeinflußt. Zur Untersuchung der Frage, ob die Anpassungprozedur ein neutrales Verfahren zur Bestimmung der Winkelverteilung ist, wird das Verhältnis $\mathcal{N}_{\rm fit}/\mathcal{N}_{\rm sim}$ betrachtet (Abb. 6.9), wobei $\mathcal{N}_{\rm fit} = \mathcal{N}_{\rm fit}(\cos\theta^*)$ das Ergebnis der Anpassungprozedur bezeichnet, und $\mathcal{N}_{\rm sim} = \mathcal{N}_{\rm sim}(\cos\theta^*)$ die Zahl der generierten, rekonstruierten und selektierten Λ-Baryonen ist. Obwohl diese Verhältnisse schwach von $\cos\theta^*$ abhängig sind, zeigt sich, daß die Anpassungprozedur doch nur wenig zu den gesamten auftretenden analysebedingten Einflüssen beträgt. Die Einflüsse stammen im Wesentlichen von der V^0-Rekonstruktion und -Selektion her. Bei einer Variation der Selektionskriterien stellt sich heraus, daß auch die Kriterien, die zusätzlich zu den schon in `RECV0` verlangten noch nachträglich angebracht werden,

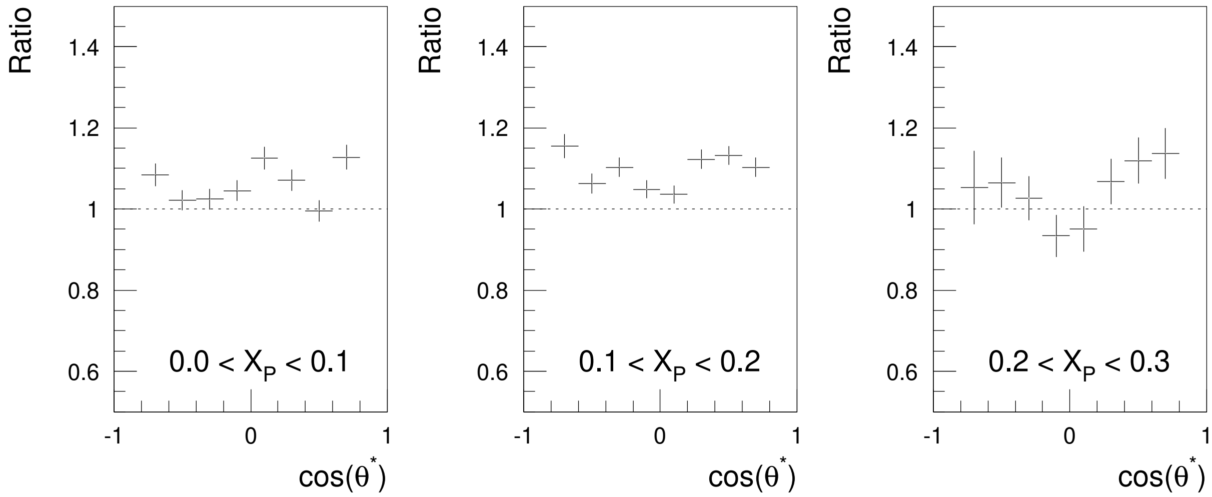


Abbildung 6.9: Verhältnis zwischen dem Fitergebnis $\mathcal{N}_{\text{fit}}$ und der Zahl von Λ-Baryonen, die als solche generiert, rekonstruiert und selektiert worden sind, als Funktion von $\cos\theta^*$.

nur relativ kleinen Anteil an den analysebedingten Einflüssen auf die Winkelverteilung haben. Innerhalb der Analyse lassen sich die gesamten auftretenden Störungen des Ergebnisses nur unerheblich mindern. Die Meßdaten werden anhand der Monte Carlo-Simulation wie folgt korrigiert:

$$\mathcal{N}^{\text{corr}}(\cos\theta^*) = \mathcal{N}_{\text{fit}}^{\text{Data}}(\cos\theta^*) \cdot \frac{N_0^{\text{MC}}}{\mathcal{N}_{\text{fit}}^{\text{MC}}(\cos\theta^*)} \tag{6.3}$$

Dabei ist N_0^{MC} die Normierung des Monte Carlo-Anpassungsergebnisses.

6.5 Empfindlichkeit der Methode

In Anbetracht dessen, daß die unkorrigierte Steigung im Ergebnis der Anpassungsprozedur große positive Werte annimmt und daß dies darüber hinaus auch für die Monte Carlo-Simulation gilt, stellt sich die Frage, ob die Anpassungsprozedur überhaupt in der Lage ist, die Polarisation zu bestimmen.

Simulation von Zerfällen mit polarisierten Λs

Die Empfindlichkeit der Methode wird untersucht, indem die Monte Carlo-Simulation durch selektives Verwerfen von Ereignissen nachträglich mit verschiedenen Polarisationen versehen wird. Probabilistisch werden Ereignisse, die ein generiertes Λ enthalten, je nach dem Wert von $\cos\theta^*$ auf generiertem Niveau mehr oder minder häufig verworfen (hit-or-miss-Methode [30]). Von allen anderen Ereignissen wird zufällig derselbe Gesamtbruchteil verworfen, so daß die verbleibende Ereignismenge so zusammengesetzt ist, als wenn das Λ schon von vorneherein mit Polarisation generiert worden wäre. Es werden vier Datensätze mit den Steigungen $\mathcal{P} \cdot \alpha_\Lambda = -0.5; -0.25; 0.25; 0.5$ erzeugt. Für alle vier Datensätze wurde die Anpassungsprozedur genau so durchgeführt wie für den unpolarisierten Datensatz. Die resultierenden Steigungen der Winkelverteilungen sind proportional zur generierten Steigung und zeigen dieselbe Systematik gegen x_p (Abb. 6.10). D.h. trotz der großen systematischen Einflüsse aufgrund der Detektorakzeptanz und der V^0-Rekonstruktion ist die Bestimmung der Polarisation prinzipiell möglich.

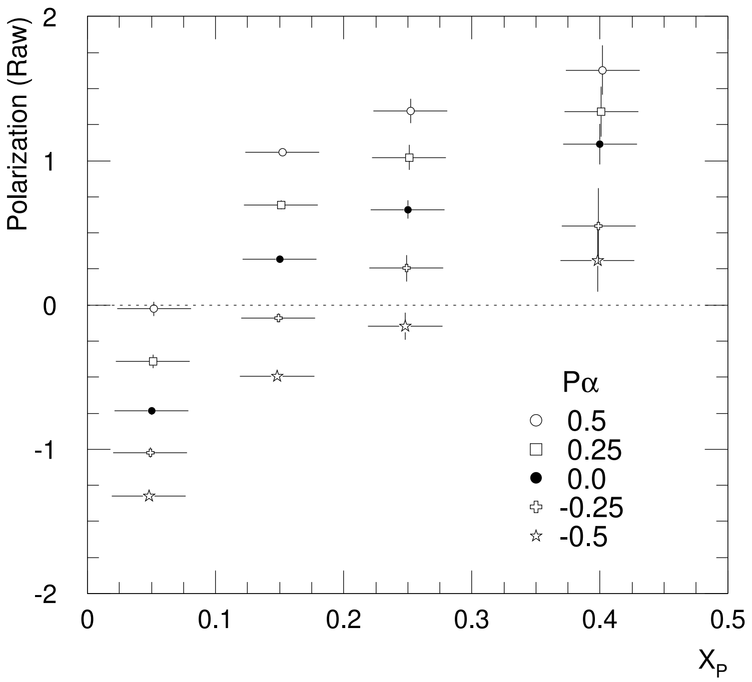


Abbildung 6.10: Unkorrigierte Steigungen von $\cos\theta^*$-Verteilungen für die normale Monte Carlo-Simulation, die ohne Polarisation erzeugt wurde, und vier Datensätze, die nachträglich mit Polarisationen im Bereich $\mathcal{P} \cdot \alpha_\Lambda = -0.5, \ldots, 0.5$ versehen wurden.

6.6 Systematische Unsicherheiten

Zur Ermittlung des systematischen Fehlers werden alle willkürlich festgelegten Λ-Selektionkriterien und das Verfahren, soweit es die Analyse zuläßt, variiert, und der Einfluß dieser Variationen auf das Ergebnis untersucht.

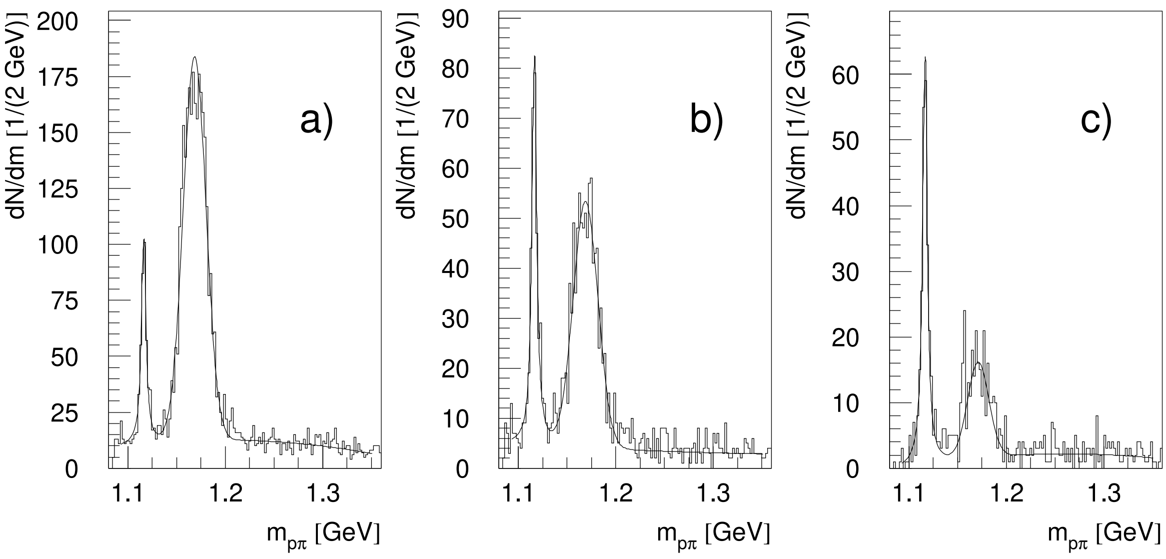


Abbildung 6.11: Vergleich dreier unterschiedlicher Selektionen. (a) BASIC, b) PARTIDA und c) PARTIDB) exemplarisch für das Intervall $-0.6 < \cos\theta^* < -0.4$ im dritten Impulsbereich $0.2 < x_p < 0.3$.

Variation der Selektionskriterien

Zusätzlich zu den bisher betrachteten drei Selektionen BASIC, PARTIDA und PARTIDB werden noch sechs weitere von BASIC und PARTIDA abgeleitete Selektionen untersucht, indem jeweils eine der Bedingungen der BASIC-Selektion, deren Kriterien für alle drei Standardselektionen verlangt werden, weggelassen wird:

- $\Delta\phi < 5\,\mathrm{mrad}$ (Ursprung vom primären Vertex)
- $d_{xy} := D_{xy}/\sigma_{xy} > 10$ (Separation vom primären Vertex)
- Konsistenzbedingungen an die Vertexposition (Schnitte 6 und 8 in Kapitel 5)

Naturgemäß ist auch diese Variation der Selektion so willkürlich wie die Auswahl der Schnitte selbst. Man ist aber einerseits durch gewisse Minimalanforderungen, die zur Durchführung der Anpassungsprozedur an das Λ-Signal gestellt werden müssen und andererseits durch den datentechnischen Ablauf der Analyse eingeschränkt. Im Rahmen dieser Möglichkeiten ist die Variation der Selektionkriterien recht weit gefaßt.

Variation des Verfahrens

Inwiefern die Anpassungsprozedur selbst ein unverfälschtes Ergebnis liefert, wird abgeschätzt, indem einzelne Schritte des Verfahrens übersprungen werden:

- Der K-Refit und die Festlegung der Kaon-Parameter auf die Werte von Anpassungsfunktionen in $\cos\theta^*$ wird unterlassen. Die Winkelverteilungen werden direkt aus den Anpassungen an Funktionen mit 9 Parametern gewonnen.

- Die Steigungen der Winkelverteilungen werden aus den Ergebnissen zu allen $\cos\theta^*$-Intervallen bestimmt und nicht nur aus jenen, die die Qualitätskriterien erfüllen.

Beide jeweils einzeln ausgelassenen Schritte, dienen der Stabilisierung der Zwischenresultate. Somit ist es nicht verwunderlich, daß die so erhaltenen Polarisationen stärker fluktuieren als die der vollständigen Anpassungsprozedur. Es sind jedoch keinerlei systematische Tendenzen erkennbar, die sich durch die Variation des Verfahrens ergeben.

Variation des Datensatzes

Über die gesamte betrachtete Meßperiode hinweg sind mehrere Änderungen am Detektor vorgenommen worden. Zur vollen Ausnutzung des Detektors ist in der Folge auch das Rekonstruktionsprogramm `RECV0` angepaßt worden. Durch Zerlegung der Meßdaten und der zugehörigen simulierten Monte Carlo-Daten in Teilperioden, läßt sich am Beispiel der geänderten Eigenschaften des Detektors überprüfen, ob die Simulation den Detektor im einzelnen beschreibt. Die Daten werden in zwei Teilmengen zerlegt: Die Meßperioden von 1991 – 1993 zusammengefaßt, und die Meßperiode von 1994. Die Ergebnisse sind gut miteinander verträglich.

Man erwartet dieselbe Polarisation für Λ und $\overline{\Lambda}$. In hadronischen Wechselwirkungen der Teilchen aus dem Z-Zerfall mit dem Detektormaterial, entstehen allerdings mehr Teilchen als Antiteilchen. Der Untergrund für Λ und $\overline{\Lambda}$ ist deshalb nicht notwendigerweise derselbe. Außerdem könnten natürlich die Polarisationen für Λ und $\overline{\Lambda}$ verschieden sein. Die getrennte Analyse der Baryonen und der Antibaryonen ergibt jedoch keinerlei Unterschiede.

6.7 Ergebnisse

Die longitudinale Λ-Polarisation wurde in vier Impulsintervallen bestimmt. Bei der Untergrundsubtraktion der Verteilung des Zerfallswinkels im Ruhesystem des Protons, $\cos\theta^*$, wurden die Abhängigkeiten des Untergrundes von der invarianten Masse, $m_{\mathrm{p}\pi}$, und vom Zerfallswinkel selbst berücksichtigt. Die Zahl der fehlidentifizierten Kaonen im Überlapp wurde durch den K-Refit ermittelt. Anhand der Monte Carlo-Simulation ergibt sich eine große, impulsabhängige Akzeptanzkorrektur. Die akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen für die vier analysierten Impulsintervalle sind in Abbildung 6.12 gezeigt. Zur Bestimmung der Polarisation werden die Steigungen durch Anpassung von

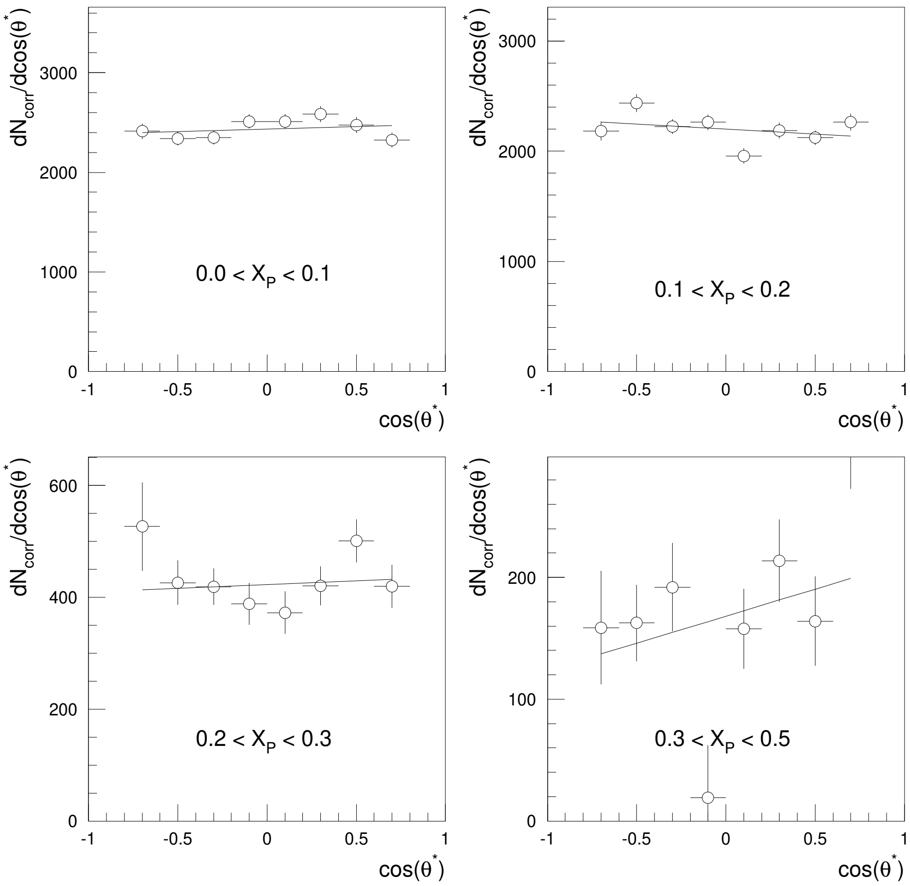


Abbildung 6.12: Korrigierte Winkelverteilungen für die vier Impulsbereiche.

Geraden an jede Verteilung ermittelt:

$$\frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta^*} = 1 + \alpha\mathcal{P}\cos\theta^* \tag{6.4}$$

Tabelle 6.1 und Abbildung 6.13 zeigen die aus den Anpassungen bestimmten Werte für die Polarisation der vier Impulsintervalle. Der Vergleich mit der theoretischen Vorhersage aus Referenz [29] zeigt, daß das Ergebnis ähnlich gut mit der Hypothese verträglich ist, daß der Spin des primären s-Quarks maximal auf das Λ übertragen wird, wie mit der Annahme, daß das Λ unpolarisiert ist.

Die ALEPH-Kollaboration hat mit der Publikation [32] die Hypothese untermauert, daß der Spin des s-Quarks maximal übertragen wird.

x_p Bereich	$\mathcal{P}$ ± stat. Fehler ± syst. Fehler
0.0 - 0.1	0.003 ± 0.04 ± 0.04
0.1 - 0.2	-0.07 ± 0.04 ± 0.02
0.2 - 0.3	0.02 ± 0.15 ± 0.10
0.3 - 0.5	0.08 ± 0.31 ± 0.25

Tabelle 6.1: Akzeptanzkorrigierte Polarisation gegen x_p.

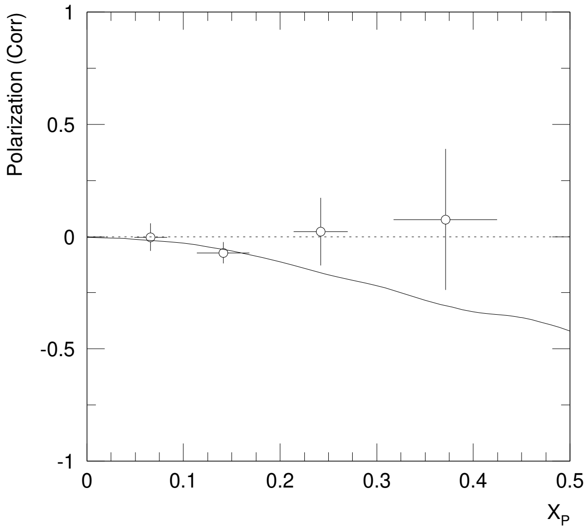


Abbildung 6.13: Akzeptanzkorrigierte Polarisation gegen x_p. Zum Vergleich ist als durchgezogene Linie die theoretische Vorhersage aus Referenz [29] gezeigt.

7

Die Rapiditätskorrelation

Die Rapidität eines Teilchens in einem hadronischen Ereignis

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \qquad \text{(E und $p_{||}$ sind die Energie des Teilchens bzw. der Longitudinalimpuls bezogen auf die Thrustachse)} \tag{7.1}$$

ist eng mit dem Rang innerhalb des in der Fragmentierung aufgespannten Strings verknüpft (vgl. Abb. 2.5)[1]. Jüngst wurde als weiterer Beleg dafür neben der Rapiditätskorrelation der Baryonen auch eine Ladungsanordnung aller Teilchen im Ereignis nachgewiesen [33].

Unmittelbar benachbarte Baryon-Paare haben eine mittlere Rapiditätsdifferenz von ungefähr 1. Entsteht noch ein Meson zwischen den beiden Baryonen, wie es im Popcorn Modell der Fall ist, so vergrößert sich diese Rapiditätsdifferenz. Die Rapiditätsdifferenz stellt also ein Hilfsmittel zur Studie des Popcorn-Mechanismus dar und kann Aufschluß darüber geben, wie lokal Baryonen in der Fragmentierung entstehen.

Ereignisse mit genau einem Baryon-Paar bieten sich zur detaillierten Untersuchung der Fragmentierung an, da in einem hohen Anteil der Ereignisse die Baryonen gemeinsam produziert werden. Bisher wurden $\Lambda\overline{\Lambda}$-Korrelationen [35, 36, 37] und $p\overline{p}$-Korrelationen [38] jeweils einzeln anhand ihrer Rapiditätsdifferenz und anderer Größen wie z.B. den Produktionswinkeln der Paare bezogen auf die Thrustachse in deren Ruhesystem untersucht.

HERWIG kann weder die Stärke der Rapiditätskorrelation noch die Ausrichtung der Paare an der Ereignisachse beschreiben. Die Stärke der Rapiditätskorrelation läßt sich nicht wie in JETSET anhand eines freien Parameters an die Messungen anpassen, sondern sie ergibt aus der gemeinsamen Entstehung der Baryon-Paare beim Zerfall der Cluster in zwei Teilchen. Dieser Zerfall ist isotrop, was dem Meßergebnis widerspricht, daß die Impulse der beiden Baryonen in ihrem gemeinsamen Ruhesystem bevorzugt parallel zur Ereignisachse sind.

[1] Die Thrustachse $\vec{n}$ ist definiert durch die Bedingung, daß der Thrust $T = \sum_i (\vec{n} \cdot \vec{p}_i)/|\vec{p}_i|$ maximal wird, wobei $\vec{p}_i$ die Impulse aller Teilchen im Ereignis sind.

JETSET kann die in den oben genannten Veröffentlichungen untersuchten Verteilungen simulieren. Der Anteil der Popcorn-Produktion muß dazu zwischen $f = 0.5$ und $f = 0.8$ gewählt werden, wobei bei der Bestimmung von f davon ausgegangen wurde, daß die Rapiditätskorrelation in JETSET nur von f abhängig ist. Neuere Studien zur kohärenten Parameteranpassung von mehreren freien Parametern der Ereignis-Generatoren an die Meßergebnisse [24] zeigen jedoch, daß die Rapiditätskorrelation durch die auf die Fragmentierung folgenden Teilchenzerfälle nennenswert reduziert werden kann. Deshalb ist eine isolierte Bestimmung des Popcorn-Anteils f nicht sinnvoll.

7.1 Identifikation geladener Hadronen

Die kombinierte Anwendung der RICH-Technik mit beiden Radiatoren zusammen mit der Messung der spezifischen Ionisation in den Meßdaten des Jahres 1994 erlaubt erstmals bei LEP, Protonen und geladene Kaonen über den gesamten Impulsbereich von 0.3 GeV bis 45 GeV von geladenen Pionen zu trennen. Die hier präsentierte Analyse baut auf dem `NEWTAG` genannten Paket von Selektionsroutinen [68] auf, das die von `RIBMEAN` [43, 67] bestimmten Cherenkov-Winkel auswertet.

Bestimmung des Cherenkov-Winkels

Das Hauptproblem bei der Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels ist die Auswahl der zum Ring gehörigen Photonen[2]. Es müssen Photonen, die nicht zu Cherenkov-Ringen gehören, zurückgewiesen und die Mehrdeutigkeiten der Zuordnung der Photonen bei überlappenden Ringen gelöst werden. Den einzelnen Photonen wird dazu zunächst ein Gewichtsfaktor zugewiesen, der abhängig ist von

- der Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen,
- der Isolation der Photonen im Radiator und
- der Position der Photonen im hypothetischen Cherenkov-Ring bzw. in der Parabel[3]

Die Untergrund-Photonen haben verschiedenste Quellen: Elektronikübersprecher; Rückkopplungsphotonen; Ionisation geladener Teilchen, die die Röhre zum Nachweis der Photonen durchqueren, und fehlerhafte Zuweisungen zwischen Flüssig- und Gas-Radiator. Für alle Spuren werden zunächst die erwarteten Cherenkov-Winkel aufgrund der fünf möglichen Hypothesen e, μ, π, K und p berechnet. Für jede Hypothese werden dann ausgehend von der Hypothese des am nächsten liegenden Photons die Photonen,

[2] Der Einfachheit halber wird hier ‘Photonen’ als Abkürzung für ‘Photoelektronen’ verwendet.

[3] Durch die großen Cherenkov-Winkel im Flüssig-Radiator werden dort häufig keine vollständigen Ringe sondern nur Parabeln rekonstruiert.

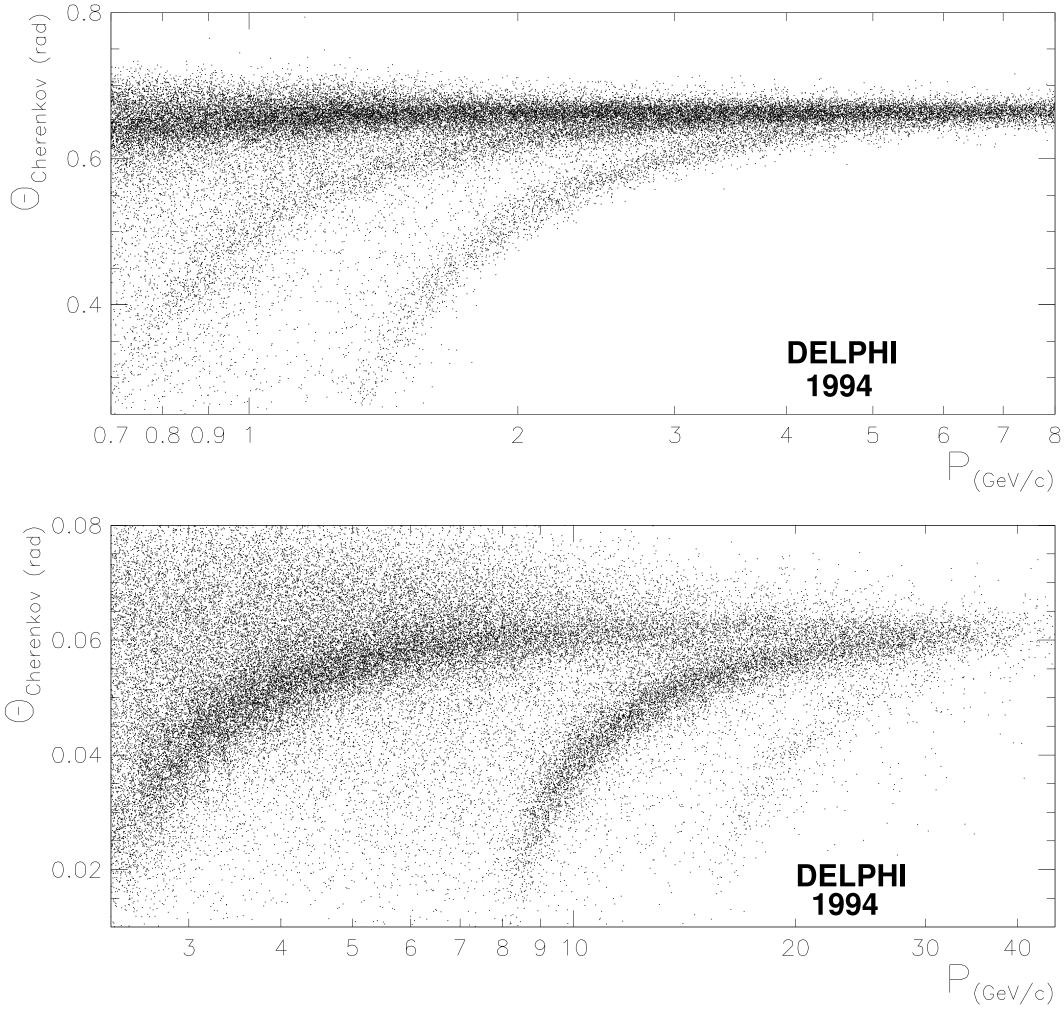


Abbildung 7.1: Rekonstruierter Cherenkov-Winkel gegen den Teilchenimpuls in hadronischen Ereignissen für den Barrel-RICH.
Oben: Flüssig-Radiator. Der Cherenkov-Winkel der Pionen ist weitgehend unabhängig vom Impuls $\Theta_{\mathrm{Ch}} = 0.66\,\mathrm{rad}$ (gesättigter Winkel). Die Bänder für Kaonen und Protonen sind ab 0.7 GeV bzw. 1.2 GeV nachweisbar und streben für größere Impulse asymptotisch gegen den gesättigten Winkel.
Unten: Gas-Radiator. Die Schwellen für Pionen, Kaonen und Protonen sind bei $< 3\,\mathrm{GeV}$, 8 GeV, bzw. 16 GeV. Der Untergrund bei Winkeln deutlich oberhalb von 0.06 rad wird dadurch verursacht, daß die Krümmung der Spuren innerhalb des Radiators die Rekonstruktion des Cherenkov-Winkels stark erschwert. [68]

die innerhalb von 2.5 (Gas) bzw. 3.5 (Flüssigkeit) Standardabweichungen des Ausgangspunktes liegen, zusammengruppiert. Die Hypothesen mit der größten Anzahl selektierter Photonen pro Spur werden zur Berechnung des mittleren Cherenkov-Winkels herangezogen, wobei noch Photonen mit besonders großer Abweichung ausgesondert werden können. Das Ergebnis sind ein Cherenkov-Winkel (Abb. 7.1), die Anzahl der verwendeten Photonen und verschiedene Flaggen, die Informationen über die Qualität und Zuverlässigkeit des Cherenkov-Winkels enthalten. Ringe bzw. Parabeln, die weniger als zwei Photonen enthalten, werden verworfen. Spuren ohne Ring oder Parabel werden als Veto-Teilchen einer bestimmten Massenhypothese m bezeichnet, d.h. ihr Impuls ist kleiner als $m/\sqrt{n^2-1}$.

Die Auswertung der Identifikationsinformation

Alle drei zur Teilchenidentifikation eingesetzten Werte, das $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (aus der spezifischen Ionisation) und die Cherenkov-Winkel des Flüssig- und des Gas-Radiators sind nur in Teilintervallen des gesamten Impulsbereichs für die zu unterscheidenden Teilchenhypothesen signifikant verschieden. Beispielsweise strahlen Protonen mit Impulsen unterhalb von 1.2 GeV im Flüssigradiator noch keine Cherenkov-Photonen ab – sie befinden sich im Veto-Bereich. Oberhalb von 5 GeV ist der Cherenkov-Winkel mit der gegebenen Meßgenauigkeit nicht mehr von dem der Kaonen und Pionen zu unterscheiden. Die Routine `NEWTAG` stellt eine Sammlung von Kriterien zusammen, die für den gesamten Impulsbereich einen Satz selektierter Pionen, Kaonen und Protonen definiert. Für jede Hypothese werden 3 unterschiedlich strikte *Tags* zur Verfügung gestellt. Für jeden Tag muß der gemessene Cherenkov-Winkel innerhalb von 2.5 Standardabweichungen mit der Hypothese übereinstimmen und darüberhinaus für die Tags *very loose*, *loose*, *standard* und *tight* mindestens 0, 1, 2 bzw. 3 Standardabweichungen von den anderen Hypothesen separiert sein. Die Identifikation wird auf den Polarwinkelbereich des RICH im Zentralbereich des Detektors ($47° < \theta < 133°$) beschränkt.

Der Proton-Tag

Um eine günstige Balance zwischen Reinheit und Effizienz zu erhalten, wird der für Protonen zugängliche Impulsbereich in 6 Teilintervalle zerlegt, in denen die Protonen mit jeweils angepaßten Kriterien selektiert werden. Im Impulsintervall 0.3 GeV-1.3 GeV lassen sich Protonen anhand des spezifischen Energieverlustes von Kaonen und Pionen trennen (Abbildung 7.2). Da RICH-Signale erst ab 0.7 GeV ausgewertet werden, bildet die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung unter 0.7 GeV die einzige Möglichkeit zur Identifikation geladener Hadronen. Zwischen 0.7 GeV und 1.3 GeV wird die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Information mit dem Cherenkov-Winkel kombiniert und oberhalb ausschließlich der RICH verwendet (Tabelle 7.1). Zur Unterdrückung von Protonen aus hadronischen Wechselwirkungen der Z-Zerfallsprodukte mit dem Detektormaterial wird für die Korrelationsanalyse (Bestimmung der Proton-Rapiditätsverteilung) verlangt, daß die Impaktparameter der Spuren in R-Φ und z absolut kleiner als 1.5 cm (10 cm) bzw. 3 cm (20 cm) sind. Anstelle

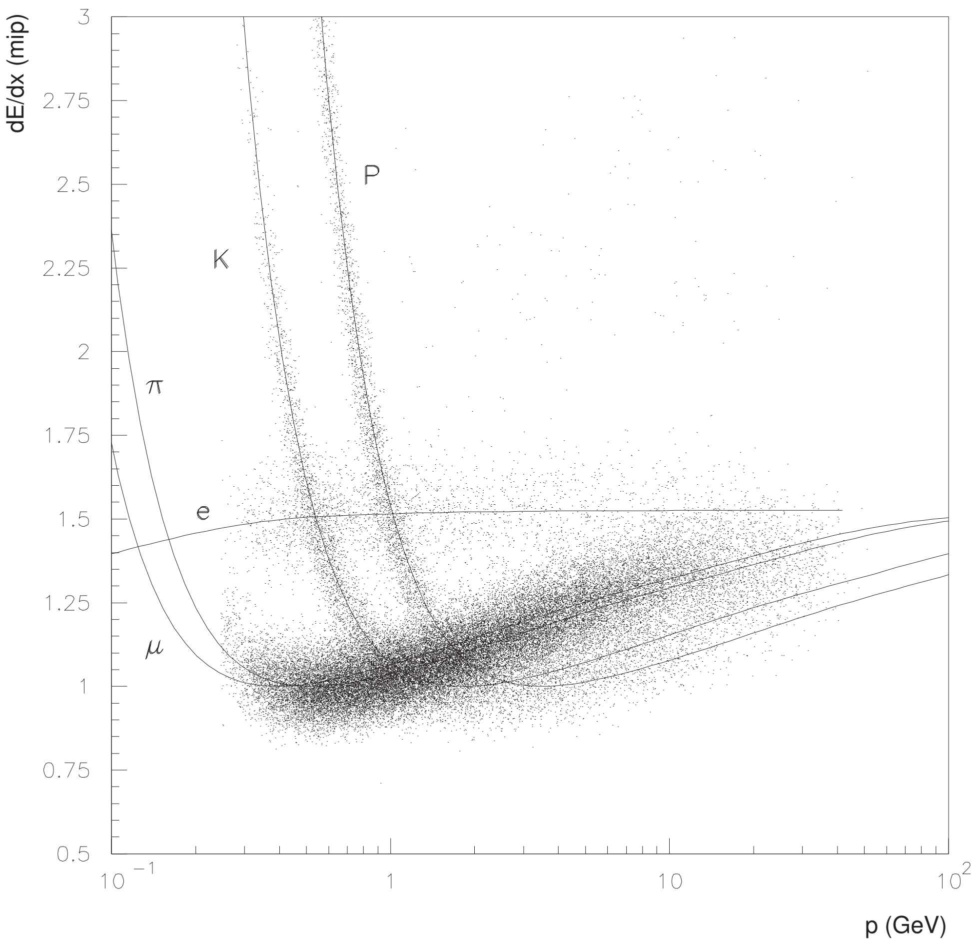


Abbildung 7.2: Spezifischer Energieverlust dE/dx in der TPC [43].

Impulsbereich [GeV]	Proton-Tag
0.3 – 0.7	dE/dx
0.7 – 1.3	dE/dx und loose
1.3 – 3.0	loose
3.0 – 9.0	standard
9.0 – 11.5	loose
11.5 – 45.0	standard

Impulsbereich [GeV]	Kaon-Tag
0.3 – 0.7	dE/dx
0.7 – 1.1	very loose
1.1 – 8.5	standard
8.5 – 11.0	very loose
11.0 – 45.0	standard

Tabelle 7.1: `NEWTAG` Selektionskriterien in den verschiedenen Impulsintervallen für Protonen und Kaonen.

des engen Schnittes in die Impaktparameterverteilung werden für die Bestimmung der Proton-Rapiditätsverteilung unterhalb von p=2.7 GeV nur Antiprotonen verwendet.

Die Reinheit und Effizienz des Proton-Tags für die Korrelationsanalyse ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Die Effizienz liegt fast im gesamten Bereich oberhalb von 30 %, hat einen Mittelwert von 56.4 % und wird von der Monte Carlo-Simulation genau beschrieben. Bei der Mittelwertbildung wurden alle Impuls-Bins gleich gewichtet. Die

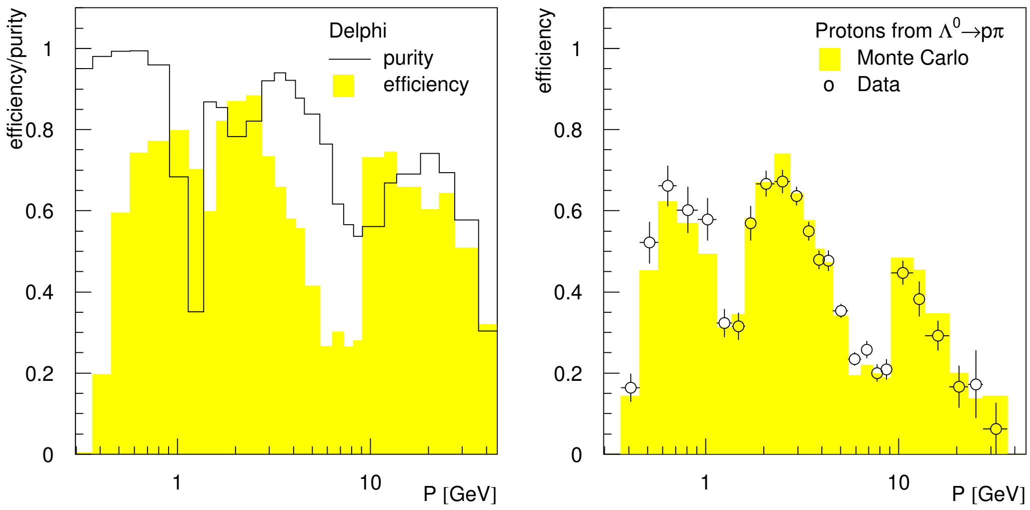


Abbildung 7.3: Links: Effizienz und Reinheit der Protonselektion aufgetragen gegen den Impuls (bestimmt anhand der Simulation). Bei den kleinsten Impulsen erreicht der dE/dx-Wert für Protonen die Meßbereichsgrenze der TPC. Da die Erwartungswerte für die anderen Teilchensorten aber alle wesentlich geringer sind, lassen sich die wenigen Protonen, für die eine Messung vorliegt, trotzdem mit hoher Reinheit trennen.
Zur Kontrolle der Monte Carlo-Simulation ist rechts die Effizienz der Selektion von Protonen aus Λ-Zerfällen mit dem Meßergebnis verglichen. Die bezogen auf den rechten Graph niedrigere Effizienz ergibt sich aus der Unreinheit der Λ-Selektion.

mittlere Reinheit der Protonen beträgt 75.8 %. Für den Vergleich zwischen Meßdaten und DELSIM-Monte Carlo wurden die Λ-Kandidaten, die in Ref. [43] mit "tight" bezeichnet werden, verwendet (siehe auch Kapitel 5). Es wurden die Impaktparameterschnitte wie für die Bestimmung der Rapiditätsverteilung verwendet, da die Protonen aus Λ-Zerfällen deutlich größere Impaktparameter besitzen als direkte Protonen.

Der Kaon-Tag

Auch für die Kaon-Selektion werden zur Behandlung der verschiedenen Abstände der Cherenkov-Winkel für die verschiedenen Hypothesen mehrere Impulsbereiche festgelegt, in denen unterschiedlich strenge Kriterien verlangt werden (Tabelle 7.1). Bei kleinen Impulsen wird wiederum die gute Separation des spezifischen Energieverlustes ausgenutzt. Die erzielte Reinheit liegt im gesamten Impulsbereich über 50 % bei Effizienzen zwischen 25 % und 75 %.

7.2 Die Rapiditätsverteilung

Zur Bestimmung der Rapiditätsverteilungen von Protonen und Λ-Baryonen werden die $1.33 \cdot 10^6$ im Jahr 1994 gemessenen hadronischen Ereignisse verwendet. Sie wurden mit den in Kapitel 6.1 angegebenen Kriterien selektiert.

Die Proton-Rapidität

Unter Verwendung der Monte Carlo-Simulation wird zunächst die Effizienzmatrix $\mathcal{E}(y)$ bestimmt, die besagt mit welcher Effizienz $\mathcal{E}_i^j$ $(i, j = \pi, \mathrm{K}, \mathrm{p})$ das Teilchen j als Teilchen i selektiert wird. Es stehen $N_i^{\mathrm{Meas.}}$ und $N_i^{\mathrm{Corr.}}$ $(i = \pi, \mathrm{K}, \mathrm{p})$ für die Teilchenzahlen vor bzw. nach der Korrektur. Für alle Teilchen wird angenommen, daß sie die Masse $m = m_\mathrm{p}$ haben. Zur Berücksichtigung aller Effekte aus Ineffizienzen und Fehlidentifikationen werden dann die gemessenen Verteilungen $N_i^{\mathrm{Meas.}}(y)$ mit $\mathcal{E}^{-1}(y)$ multipliziert:

$$\begin{pmatrix} N_\pi \\ N_\mathrm{K} \\ N_\mathrm{p} \end{pmatrix}^{\mathrm{Corr.}} (y) = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_\pi^\pi & \mathcal{E}_\mathrm{K}^\pi & \mathcal{E}_\mathrm{p}^\pi \\ \mathcal{E}_\pi^\mathrm{K} & \mathcal{E}_\mathrm{K}^\mathrm{K} & \mathcal{E}_\mathrm{p}^\mathrm{K} \\ \mathcal{E}_\pi^\mathrm{p} & \mathcal{E}_\mathrm{K}^\mathrm{p} & \mathcal{E}_\mathrm{p}^\mathrm{p} \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_\pi \\ N_\mathrm{K} \\ N_\mathrm{p} \end{pmatrix}^{\mathrm{Meas.}} (y) \tag{7.2}$$

Zusätzlich dazu wird eine globale, d.h. vom Teilchentyp unabhängige, Korrektur für die Akzeptanz und Ineffizienz der allgemeinen Spurrekonstruktion angebracht. Der Korrekturfaktor ist unter der eigentlichen Verteilung in Abbildung 7.4 gezeigt. Er wird aus dem Quotienten aller generierten Protonen (p und $\bar{\mathrm{p}}$) und allen rekonstruierten Protonen (p und $\bar{\mathrm{p}}$), die in der Messung verwendet wurden, bestimmt. Dazu wurde verlangt, daß der OD an der Rekonstruktion beteiligt war, bei der Messung der RICH vollständig betriebsbereit war und es sich nicht um ein p (nicht $\bar{\mathrm{p}}$) mit einem Impuls kleiner 2.7 GeV handelt, da diese in großer Zahl in hadronischen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial entstehen. Ferner sind die Protonen mit Impuls kleiner 2.7 GeV, die den RICH bei $z < 0$ durchquert haben, ausgeschlossen worden, da der Brechungsindex des Liquid-Radiators auf dieser Seite über die Meßperiode hinweg nicht stabil genug gewesen ist. Der systematische Fehler wurde durch Variation des Tags (loose, standard oder tight) und der Kriterien an die Spurqualität ermittelt.

Die Λ-Rapidität

Die Zahl der Λ-Baryonen pro Rapiditätseinheit (Abbildung 7.4) wird durch separate Anpassungen (maximum likelyhood fits) an die zugehörigen $m_{\mathrm{p}\pi}$-Verteilungen be-

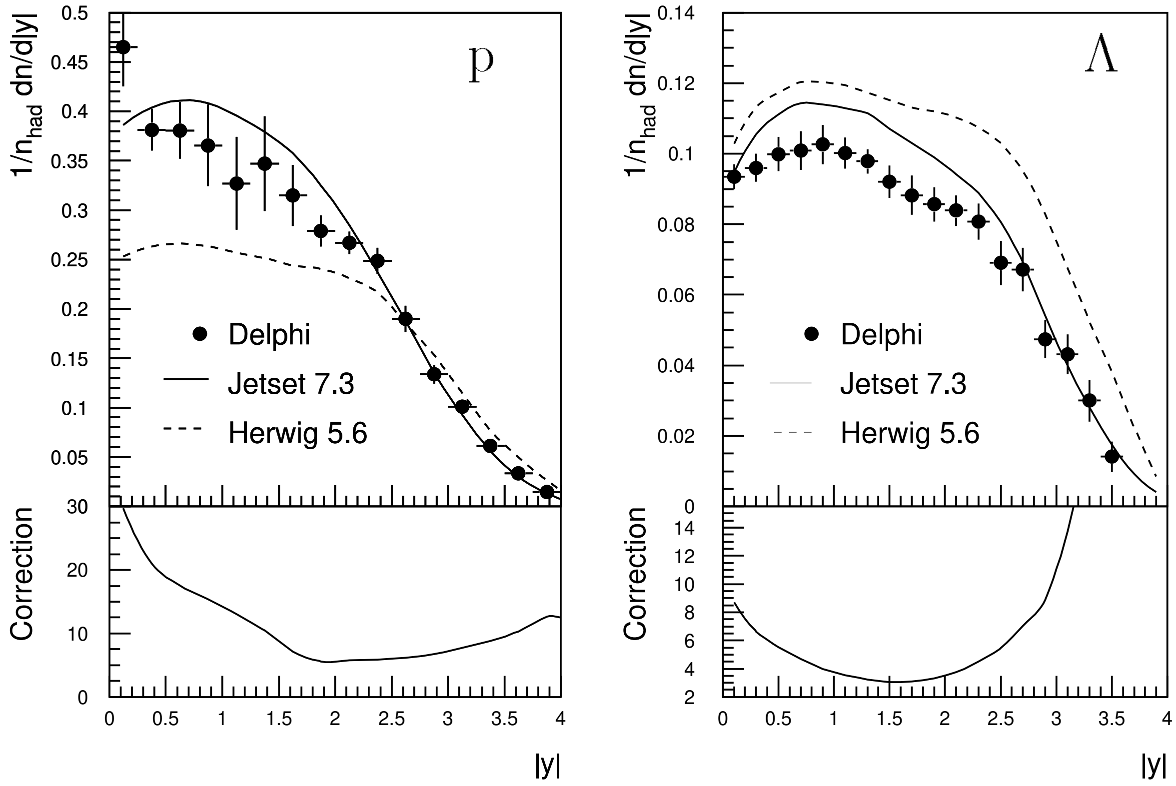


Abbildung 7.4: Proton- und Λ-Rapiditäts-Verteilungen. Die Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Fehler. Die Kurven zeigen die Vorhersagen von JETSET 7.3 (durchgezogene Linie) und HERWIG 5.6 (gestrichelte Linie), jeweils generiert mit dem DELPHI-Tuning [51]. Unter den eigentlichen Verteilungen sind die aus der Simulation gewonnenen Akzeptanzkorrekturfaktoren dargestellt. Für das Λ trägt dieser neben allen Detektoreffekten und den Einflüssen, die sich aus dem Fitverfahren ergeben, auch der Tatsache Rechnung, daß der neutrale Zerfallskanal $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ nicht rekonstruiert wird.

stimmt. Die $m_{p\pi}$-Verteilungen werden durch die folgende Funktion beschrieben (vgl. Kapitel 6.3) [70]:

$$\begin{aligned} f(m_{p\pi}) &= \frac{1}{2\pi} \frac{N_\Lambda \Gamma_\Lambda}{(m_{p\pi} - m_\Lambda - \Delta m_\Lambda)^2 + \Gamma_\Lambda^2/4} \\ &+ a_0 + a_1 m_{p\pi} + a_2 m_{p\pi}^2 \end{aligned} \tag{7.3}$$

Die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur wird aus dem Verhältnis der Rapiditätsverteilung der generierten Λ-Baryonen und dem Ergebnis der Anpassungen der Funktion f an die $m_{p\pi}$-Verteilungen des rekonstruierten Niveaus der Monte Carlo-Simulation berechnet.

Wiederum wird die systematische Unsicherheit aus der Variation der Selektionskriterien ermittelt. Es werden Effekte durch die kinematischen Kriterien, die Teilchenidentifikation zur Verringerung des $\pi^+\pi^-$-Untergrundes und die unvollständige Akzeptanz im Impuls, im räumlichen Volumen und im Polarwinkel θ mit in den systematischen Fehler eingeschlossen. Ferner wurde auch die zeitliche Stabilität des Signals über die betrachtete Meßperiode geprüft. Der resultierende systematische Fehler dominiert.

Vergleich mit den Modellen

Beide von JETSET generierten Verteilungen sind in grober Übereinstimmung mit den Meßdaten, wohingegen die Vorhersage von HERWIG für die Protonen deutlich zu niedrig und für die Λ-Baryonen durchweg zu hoch ausfällt. Würde man die Diquark-Rate in HERWIG verringern, so könnte man dadurch die Übereinstimmung bei der Λ-Rapidität verbessern. Gleichzeitig würde sich aber die Übereinstimmung der Proton-Rapidität für $|y| < 2.5$ verschlechtern. Selbst unter Anpassung aller Parameter ist es unmöglich, die von HERWIG vorhergesagten Raten von p und Λ so einzustellen, daß sie mit der Messung übereinstimmen [24], da sich die Produktionsraten der Hadronen in HERWIG im wesentlichen aus den Quark-Flavours im Cluster, den Hadronmassen und dem daraus resultierenden Phasenraum ergeben.

7.3 Die Rapiditätsdifferenz verschiedener Baryonenpaare

Die Analyse basiert auf den $2.74 \cdot 10^6$ in den Jahren 1992 bis 1994 gemessenen hadronischen Ereignissen. Für Korrelationen mit Protonen ist man auf identifizierte Teilchen im gesamten für hadronische Ereignisse relevanten Impulsbereich angewiesen. Gas- und Flüssig-Radiator zusammen waren nur während der Datennahme 1994 voll in Betrieb, was die Auswertung auf diesen Zeitraum, in dem $1.33 \cdot 10^6$ hadronische Ereignisse gemessen wurden, beschränkt. Da der Einsatz des RICH die Λ-Selektion zwar verbessert, aber nicht unbedingt nötig ist, werden für die $\Lambda\overline{\Lambda}$-Paare die gesamten Meßdaten der Jahre 1992 bis 1994 verwendet.

Abbildung 7.5 zeigt die Darstellung eines $\Lambda\overline{\Lambda}$-Ereignisses. Dadurch, daß nicht alle Spuren des Ereignisses dargestellt sind, kann man die beiden V^0-Vertizes gut erkennen. Die Grafik gibt auch einen Eindruck von der zur Massenrekonstruktion erforderlichen Meßgenauigkeit.

Während die Protonen genau wie in Kapitel 7.1 beschrieben selektiert werden, muß die Akzeptanz der Λ-Baryonen, um sie mit den Protonen vergleichen zu können, ebenfalls auf den Zentralbereich des Detektors ($47° < \theta < 133°$) eingeschränkt werden. Ferner wird verlangt daß gilt:

$$|m_{\mathrm{p}\pi} - m_\Lambda| \;<\; R(p_\Lambda) \quad , \quad \text{wobei} \tag{7.4}$$

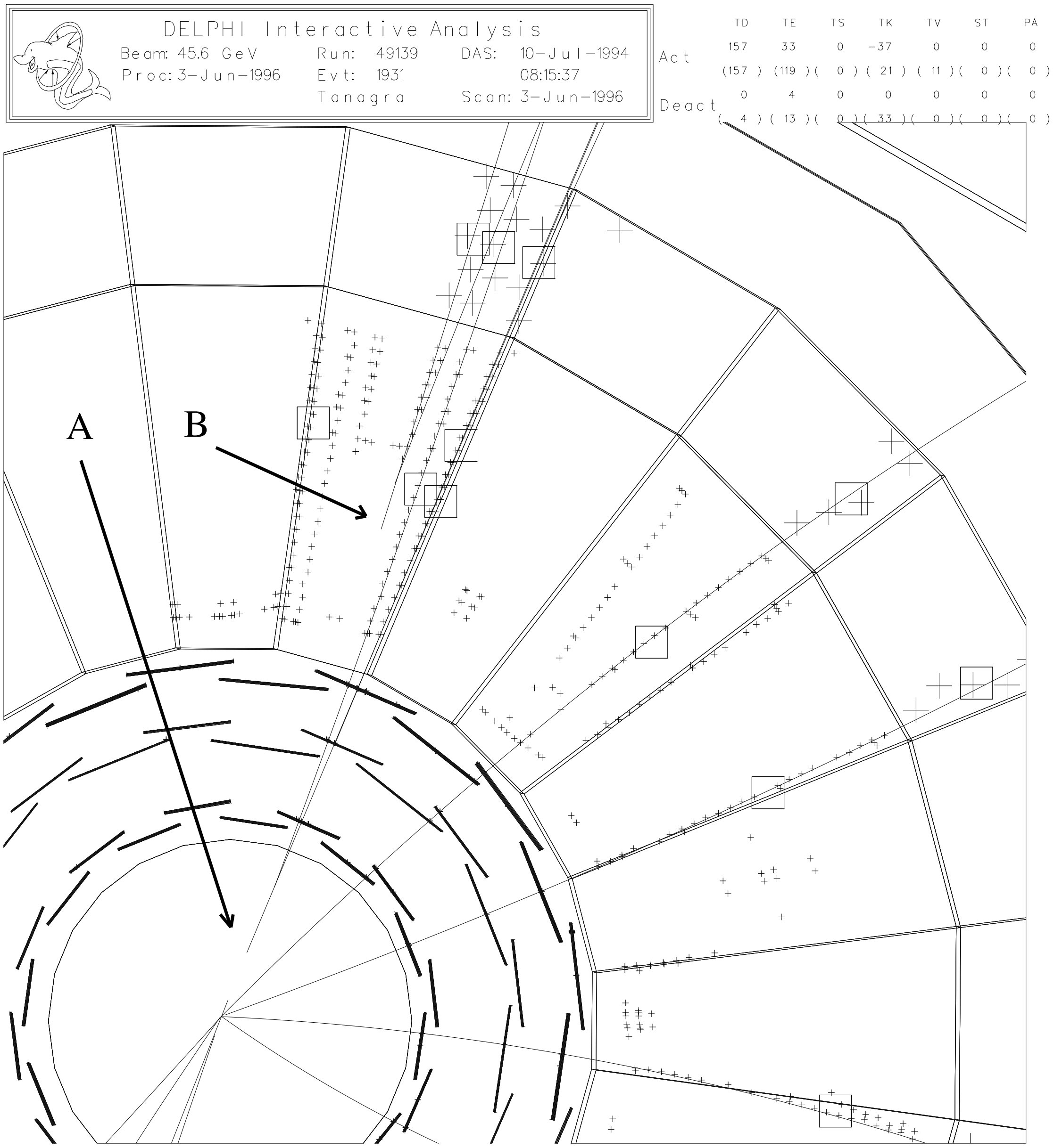


Abbildung 7.5: Hadronisches Ereignis mit einem $\Lambda\overline{\Lambda}$-Paar geringer Rapiditätsdifferenz entlang der Strahlachse gesehen. Die beiden Λ-Zerfalls-Vertizes sind mit A und B gekennzeichnet. Die äußeren der auslaufenden Spuren sind die Protonen, was man an den geringeren Krümmungen erkennen kann. Beide Spuren, die aus dem Vertex innerhalb des VD auslaufen, haben je drei Meßpunkte im VD assoziiert. Die Spuren an dem Vertex bei R=17.9 cm in der Jetkammer des Inneren Detektors sind ohne die Einbeziehung des Inneren Detektors rekonstruiert worden, da dieser dort keine Spurstücke (TEs) gefunden hat. Trotzdem ist der Vertex exakt vor dem ersten gemessenen Ansprecher im Detektor rekonstruiert worden. Drei weitere Spuren, die mit den Zerfallsprodukten überlappen, sind in der Grafik unterdrückt. Die beiden Λ-Baryonen haben Impulse von 14.90 GeV und 11.73 GeV sowie Rapiditäten von 3.01 bzw. 2.59.

Paar	$n(\mathrm{B}\overline{\mathrm{B}})$	$n(\mathrm{BB})+n(\overline{\mathrm{BB}})$	$n(\mathrm{B}\overline{\mathrm{B}})-n(\overline{\mathrm{BB}})-n(\mathrm{BB})$	f_b	Jahr
pp	5552	2764	2788	48.8 %	94
ΛΛ	772	225	547	29.1 %	94
	1829	602	1227	32.9 %	92-94
Λp	2922	1519	1403	52.0 %	94

Tabelle 7.2: Zahlen der verschiedenen Baryonenpaare. Der Untergrundanteil ist definiert als $f_\mathrm{b} = \dfrac{(n(\overline{\mathrm{BB}})+n(\mathrm{BB}))}{n(\mathrm{B}\overline{\mathrm{B}})}$.

$$R(p_\Lambda) \;=\; \begin{cases} 3\,\mathrm{MeV}\,, & \text{wenn} \quad 0.85+18x_p \;\le\; 3 \\ (0.85+18x_p)\,\mathrm{MeV}\,, & \text{wenn} \quad 3 < \; 0.85+18x_p \end{cases}$$

Schon in der allgemeinen Λ-Selektion wird sichergestellt, daß nicht von zwei Λ-Kandidaten beide dieselbe Spur enthalten. Ähnlich muß auch verlangt werden, daß die verwendeten Protonen nicht aus einem Λ-Zerfall stammen. Für dieses Veto wird eine weniger restriktive Λ-Selektion verwendet, die um ca. 50 % effizienter ist, um den Anteil der Protonen aus Λ-Zerfällen möglichst gering zu halten. Der Anteil wird von 7 % auf 5 % reduziert (Abschätzung anhand der Monte Carlo-Simulation). Dabei nimmt man eine etwas kleinere Proton-Selektionseffizienz in Kauf.

Nachdem so die Baryonen (B) in jedem hadronischen Ereignis selektiert sind (N_p, N_Λ; die Antibaryonen sind mit eingeschlossen), werden solche Ereignisse, für die gilt

$$N_\mathrm{B} = N_\mathrm{p} + N_\Lambda = 2 \tag{7.5}$$

zur Korrelationsanalyse herangezogen (Tabelle 7.2). Ereignisse mit mehr als zwei Baryonen werden zunächst nicht betrachtet, denn schon im Fall $N_\mathrm{B} = 3$ sind mindestens zwei der drei möglichen Kombinationen unkorreliert.

Die Verteilungen der Rapiditätsdifferenzen von $\mathrm{B}\overline{\mathrm{B}}$-Paaren im Vergleich mit den BB- und $\overline{\mathrm{BB}}$-Paaren für die drei Baryonkombinationen sind in Abbildung 7.6 gezeigt. Die BB- und $\overline{\mathrm{BB}}$-Paare sind offenbar unkorreliert. Sie stammen aus zwei verschiedenen Untergrundquellen. Der analysespezifische Untergrund rührt von fehlidentifizierten Baryonen und Ineffizienzen her. So kommt zum Beispiel ein Untergrund-Paar zustande, wenn in einem $\Lambda\overline{\Lambda}$-$\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$-Ereignis statt der beiden Paare nur ein $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Paar selektiert wird. Aber selbst bei vollständiger Rekonstruktion und fehlerfreier Identifikation der Baryonen, ergibt sich aus der Beschränkung auf zwei Teilchensorten ein physikalischer Untergrund ebenfalls aus Ereignissen mit mehr als einem Baryon-Paar. Σ-Baryonen und andere schwerere Baryonen ließen sich in zukünftige Analysen miteinbeziehen, wohingegen Neutronen sich von keinem LEP-Detektor mit annähernd ausreichender Präzision messen und identifizieren lassen. Es zeigt sich, daß der Untergrund klein genug ist, um die

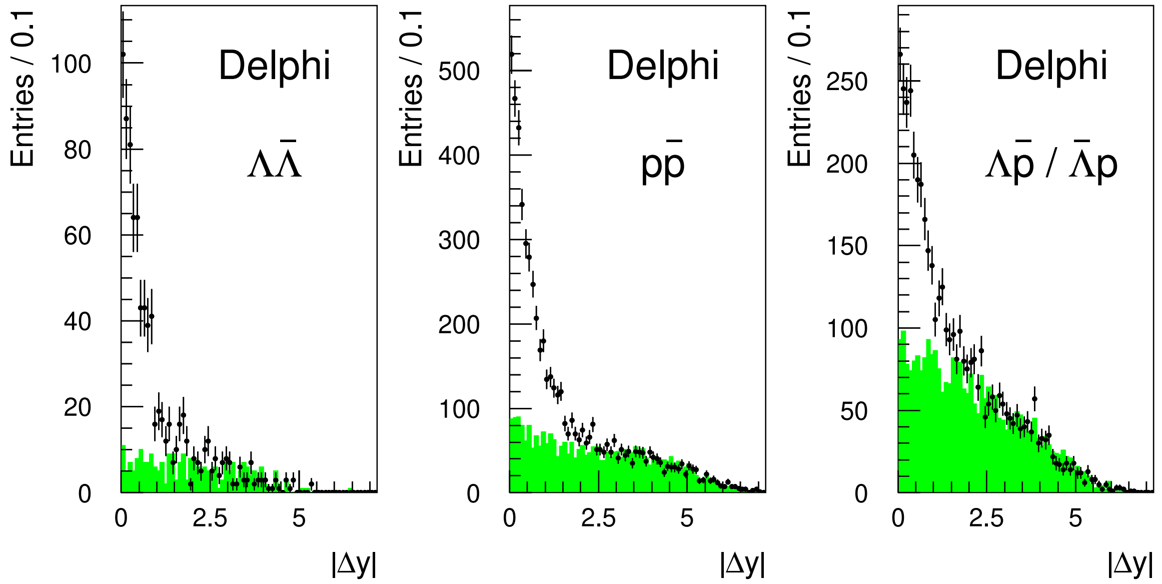


Abbildung 7.6: Rapiditätsdifferenz der $B\overline{B}$-Paare (Fehlerbalken) im Vergleich mit den BB- und $\overline{BB}$-Paaren (graue Fläche).

korrelierten Paare untersuchen zu können. Der Anteil von Ereignissen, in denen nur zwei von vier Baryonen rekonstruiert und identifiziert wurden, ist offenbar trotz der geringen Identifikations-Effizienzen akzeptabel.

Untergrundsubtraktion und Akzeptanzkorrektur

Die Verteilung der korrelierten $B\overline{B}$-Paare ergibt sich, indem die Verteilung der BB- und $\overline{BB}$-Paare von der der $B\overline{B}$-Paare subtrahiert wird. Die statistischen Fluktuationen des Untergrundes werden vorher mit einer Spline-Funktion aus Polynomen 3. Ordnung geglättet.

Die so gewonnenen subtrahierten Rapiditätsdifferenz-Verteilungen müssen zusätzlich noch korrigiert werden. Durch verschiedene Eigenschaften der Rekonstruktion und Selektion der Baryonen wie der Einschränkung auf den Zentralbereich und dem minimal verlangten Impuls für geladene Spuren werden Baryon-Paare um so besser nachgewiesen je stärker sie korreliert sind. An die Verhältnisse aus den sich auf Generator-Niveau ergebenden Verteilungen und jenen auf Rekonstruktionsniveau werden affine Funktionen in Δy angepaßt (Abb. 7.7). Die Verteilungen sind gut mit den einzelnen Anpassungen verträglich, welche wiederum untereinander übereinstimmen. Zur Korrektur wird die Gerade, die sich aus den Mittelwerten der drei Anpassungen ergibt, verwendet:

$$Korrektur(\Delta y) = (0.76 \pm 0.02) + (0.40 \pm 0.04) \cdot \Delta y \qquad (7.6)$$

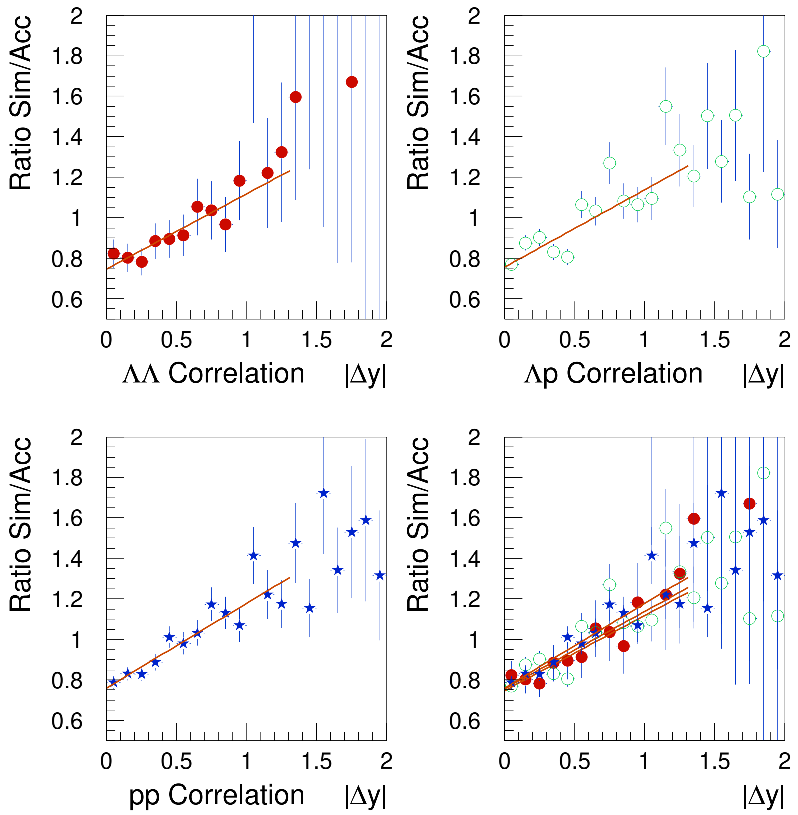


Abbildung 7.7: Akzeptanzkorrektur zur Rapiditätsdifferenz. In der Überlagerung unten rechts sieht man, daß die drei einzeln für die verschiedenen Baryon-Kombinationen bestimmten Korrekturen miteinander verträglich sind. Insbesondere die Korrekturen bei sehr kleinen Rapiditätsdifferenzen stimmen sehr gut überein. Es wird des Mittelwert der drei Korrekturen gemeinsam für alle Baryon-Kombinationen verwendet.

In Abbildung 7.8 werden die korrigierten Verteilungen der verschiedenen Baryon-Kombinationen verglichen. Nur ein sehr geringer Anteil der Paare hat Differenzen $|\Delta y| > 2$. Korrelierte Paare sind in der überwiegenden Mehrheit in einem Jet. Es gibt keine Hinweise auf eine langreichweitige Korrelation zwischen Baryonen in entgegengesetzten Jets.

Die Korrelation der $p\overline{p}$- und der $\Lambda\overline{\Lambda}$-Paare ist in den Meßdaten deutlich größer als die der gemischten Paare, während sich im DELSIM-Monte Carlo kein Unterschied feststellen läßt. Die simulierten Daten werden in exakt derselben Art analysiert wie die Meßdaten. Zur Verdeutlichung des Effekts sind jeweils auf der rechten Seite der Graphen, die Mittelwerte der beiden ersten Bins ($|y(\mathrm{B}) - y(\overline{\mathrm{B}})| < 0.2$) als Fehlerbalken dargestellt. Die Werte sind zusätzlich auch in Tabelle 7.3 aufgelistet.

Systematische Einflüsse

Zur Bestimmung der Signifikanz und der Stabilität des Unterschiedes der Korrelationen wurden mehrere systematische Einflüsse untersucht. Für Protonen und Λ-Baryonen wurden zwei von den oben beschriebenen abweichende Selektionen verwendet. In der Λ-Selektion wurde auf jegliche Teilchenidentifikation verzichtet, was die Reinheit von 97.0 % auf 90.7 % verschlechtert. In hadronischen Wechselwirkungen der Z-Zerfallsprodukte mit dem Detektormaterial entstehen unter anderen Protonen, die

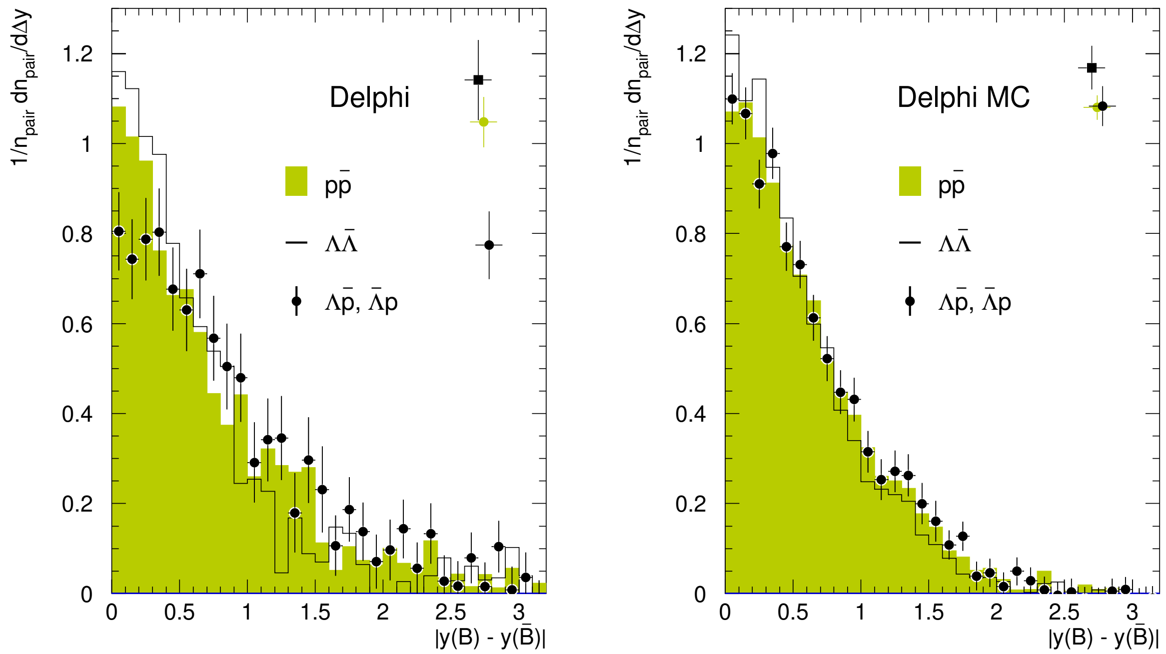


Abbildung 7.8: Rapiditätsdifferenz der $\mathrm{B\overline{B}}$-Paare für gemessene Daten (links) und DELSIM-Monte Carlo. Die drei rechts oben dargestellten Fehlerbalken enthalten die Mittelwerte der zwei ersten Bins ($|y(\mathrm{B}) - y(\overline{\mathrm{B}})| < 0.2$), die in Tabelle 7.3 als Peak-Höhen bezeichnet sind, um die Signifikanz des Effektes zu illustrieren.

einen nennenswerten Anteil der totalen Multiplizität ausmachen. Es entstehen dabei sehr viel mehr Protonen als Antiprotonen[4]. Der Anteil der sekundären Protonen wird durch Schnitte auf die Impaktparameter der Spuren bezogen auf den primären Vertex (siehe Kapitel 7.1) begrenzt. Durch Variation der Anforderungen an die Impaktparameter wurde der Beitrag sekundärer Protonen studiert. Für die $\Lambda\overline{\Lambda}$-Korrelation kann die Stabilität des Effektes über die Meßperiode zwischen 1992 und 1994 geprüft werden. Eventuelle Variationen könnten sich z.B. aus unterschiedlichen Ausrichtungen der Subdetektoren untereinander (alignment) oder der Erweiterung des Vertex-Detektors zur zusätzlichen Auslese der z-Koordinate vor der Meßperiode des Jahres 1994 ergeben.

Aus Abbildung 7.6 ist ersichtlich, daß die Δy-Verteilungen für $\mathrm{B\overline{B}}$-Paare im Bereich $|\Delta y| > 2$ mit jenen der BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Paare übereinstimmen, was die Hypothese untermauert, daß letztere den gesamten zu subtrahierenden Untergrund enthalten. Zusätzlich werden in Abbildung 7.9 die Δy-Verteilungen identifizierter BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Paare mit jenen Paaren verglichen, in denen jeweils eines der Baryonen entweder statt eines identifizierten Λ ein Λ-Kandidat aus dem Seitenband der $m_{\mathrm{p}\pi}$-Massenverteilung ist oder statt eines identifizierten Protons ein zufällig ausgewähltes geladenes Teilchen, das die gleichen Anforderungen wie die Protonen erfüllt[5], mit Ausnahme der Identifikation durch den RICH (Vergleichs-Untergrund).

[4] Es sind mehr Protonen, weil der Detektor aus Materie und nicht aus Antimaterie besteht.

[5] Darunter fallen z.B. die Beteiligung des OD an der Rekonstruktion, die Impaktparameterschnitte

	$\frac{1}{n_{\mathrm{pair}}} \left\langle \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Delta y} \right\rangle \Big|_{\lvert\Delta y\rvert<0.2}$	
$\mathrm{B\overline{B}}$ pair	Real Data	Monte Carlo
$\mathrm{p\overline{p}}$	1.05 ± 0.06	1.10 ± 0.03
$\Lambda\overline{\Lambda}$	1.14 ± 0.08	1.17 ± 0.05
$\Lambda\overline{\mathrm{p}}$	0.77 ± 0.08	1.10 ± 0.05

Tabelle 7.3: Vergleich der Peak-Höhen der gemessenen Daten und der Monte Carlo-Simulation. Es sind nur statistische Fehler angegeben.

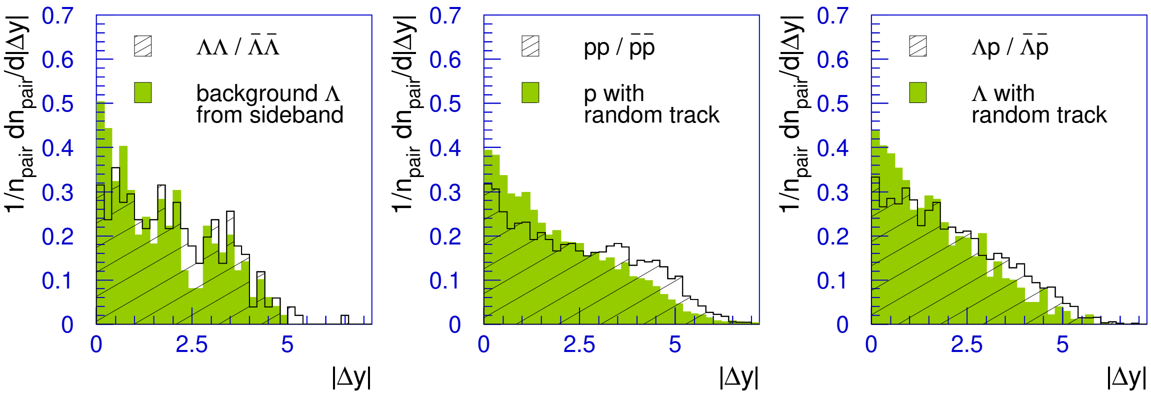


Abbildung 7.9: Vergleich der Untergrundverteilungen von BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Paaren mit denen von fehlidentifizierten Paaren.

Die Verteilungen des Vergleichs-Untergrunds sind durchweg steiler als die der BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Paare. Das ist wahrscheinlich auf die Erhöhung der BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Verteilungen im Bereich $|\Delta y| \approx 4$ zurückzuführen, die für pp-Ereignisse am besten sichtbar ist. Eine mögliche Erklärung der Erhöhung sind Ereignisse mit vier Baryonen, von denen nur zwei rekonstruiert sind. Die Abstände zwischen den Verteilungen des Vergleichs-Untergrunds und den BB- und $\mathrm{\overline{B}\overline{B}}$-Verteilungen bei kleinen $|\Delta y|$ sind ähnlich für die verschiedenen BB-Paare, was diesen Effekt als mögliche Erklärung der geringeren Korrelation der Λp-Paare ausschließt.

Schließlich wurde untersucht, ob sich die Δy-Verteilung signifikant ändert, wenn neben den Ereignissen mit $N_{\mathrm{B}} = 2$ auch die mit $N_{\mathrm{B}} = 3$ und 4 analysiert werden. Die Ereigniszahlen sind in Tabelle 7.4 enthalten.

Keiner der Tests hat einen signifikanten Effekt gezeigt. Folglich können systematische Fehler der Δy-Verteilungen vernachlässigt werden.

und die Bedingung $47° < \theta < 133°$.

	$N_B = 2$		$N_B = 3$		$N_B = 4$	
Paar	$n(\mathrm{B\overline{B}})$	f_b	$n(\mathrm{B\overline{B}})$	f_b	$n(\mathrm{B\overline{B}})$	f_b
pp	5552	48.8 %	1661	61.3 %	266	61 %
ΛΛ	772	29.1 %	204	49.0 %	26	58 %
Λp	2922	52.0 %	912	70.6 %	124	82 %

Tabelle 7.4: Zahlen der Baryonenpaare für verschiedene Ereignisselektionen. Wie in Tabelle 7.2 ist der Untergrundanteil definiert als $f_b = \frac{(n(\mathrm{\overline{B}\overline{B}}) + n(\mathrm{BB}))}{n(\mathrm{B\overline{B}})}$.

Die Anzahl der Paare

Schon die totale Anzahl der $\mathrm{B\overline{B}}$-Paare ist von Einzelheiten des Produktionsmechanismus der Baryonen abhängig. Im JETSET-Generator beeinflußt z.B. auch der Anteil der Popcorn-Produktion totalen Raten der Paare. Die Größe

$$\begin{aligned} q &= \frac{N(\Lambda \mathrm{p})}{\sqrt{N(\Lambda\Lambda)N(\mathrm{pp})}}, \quad \text{mit} \\ N(\mathrm{B_1B_2}) &= n(\mathrm{B_1\overline{B_2}}) + n(\mathrm{\overline{B_1}B_2}) - n(\mathrm{\overline{B_1}\overline{B_2}}) - n(\mathrm{B_1B_2}), \quad \text{und} \\ \mathrm{B_1, B_2} &= \Lambda \text{ oder } p, \end{aligned} \tag{7.7}$$

ermöglicht einen Vergleich der Produktionsraten, ohne daß Detektoreinflüsse im Detail berücksichtigt werden müßten, da sie sich weitgehend gegenseitig aufheben. Man erhält aus den gemessenen Daten $q_{\mathrm{data}} = 1.10 \pm 0.04$ und $q_{\mathrm{mc}} = 1.03 \pm 0.03$ aus der DELSIM Monte Carlo-Simulation. Da die Zahlen N_B nicht voneinander statistisch unabhängig sind, solange die Ereignisse mit der Bedingung 7.5 $N_B = N_p + N_\Lambda = 2$ selektiert werden, wurde die Bestimmung von q unter Verwendung aller Ereignisse mit $2 \leq N_B \leq 4$ wiederholt. Dabei ergibt sich für die Meßdaten der geringfügig kleinere Wert $q_{\mathrm{data}} = 1.08 \pm 0.04$ und der Wert von q_{mc} ändert sich nicht.

Vergleich mit den Fragmentierungsmodellen

In der auf JETSET 7.3 basierenden DELSIM Simulation, die mit einem Popcorn-Anteil $f = 50\,\%$, generiert wurde, sind die Rapiditätskorrelationen der drei $\mathrm{B\overline{B}}$-Kombinationen gleich groß. Auch der HERWIG-Generator sagt nur kleine Differenzen zwischen den Peak-Höhen für die drei Baryonkombinationen vorher. Dieses Kapitel geht näher auf die Frage ein, ob dieses Ergebnis nur für die Generatoren selbst gilt, oder ob es sich um intrinsische Eigenschaften der Fragmentierungsmodelle handelt.

$B\overline{B}$ Paar	direktes Diquark		Popcorn Fragmentierung	
	Diquarks	relatives Gewicht	gemeinsame Quarks	relatives Gewicht
pp	uu, ud	$2+1$	u, d	$2+1$
$\Lambda\Lambda$	ud, us, ds	$2\gamma_s^2+4\gamma_s\delta_s$	u, d, s	$2\gamma_s^2(1+\delta_s+\sqrt{\delta_s})+2\gamma_s\delta_s$
Λp	ud	$2\gamma_s$	u, d	$2\gamma_s+2\gamma_s\sqrt{\delta_s}$

Tabelle 7.5: Mögliche Quark-Flavour-Konfigurationen für die direkte Diquark-Fragmentierung und für die Popcorn-Fragmentierung. Die Parameter γ_s und δ_s stehen für die Strange-Quark Unterdrückung in der Fragmentierung und die zusätzliche Unterdrückung von Baryonen mit Strange-Quarks.

Im String-Modell wie es in der JETSET-Version 7.3 implementiert ist, entsteht ein Anteil $1-f$ der Baryonen in direkter Diquark-Fragmentierung während der Rest durch Popcorn-Fragmentierung gebildet wird. Die relativen Gewichte der Popcorn-Fragmentierung, die sich aus den verschiedenen Quark-Konfigurationen, wie in Tabelle 7.5 aufgelistet ergeben, sind unterschiedlich für die drei betrachteten Baryonenpaare. Die relativen Anteile sind vollständig bestimmt durch die entlang des Strings gesehen inneren Quark-Paare, die von beiden Baryonen geteilt werden, d.h. entweder durch das $D\overline{D}$-Paar oder durch das einzelne $q\overline{q}$-Paar im Popcorn-Fall. Die Produktion von $\Lambda\overline{\Lambda}$-Paaren ist um dem Faktor δ_s unterdrückt, wenn sich die beiden Λ-Baryonen ein $s\overline{s}$-Paar teilen. Der Fall, das sich das $s\overline{s}$-Paar zwischen einem der Baryonen und dem Popcorn-Meson aufteilt ist nur um $\sqrt{\delta_s}$ unterdrückt. Da sich Λ und Proton, wenn sie als Paar entstehen, bei direkter Diquark-Produktion zwei Quark-Paare teilen, bei Popcorn-Fragmentierung aber nur ein $q\overline{q}$-Paar, das ein $u\overline{u}$ oder ein $d\overline{d}$ sein kann, ergeben sich für letztere mehr Produktionsmöglichkeiten. Deshalb muß für gemischte Paare der relative Anteil der Popcorn-Fragmentierung größer sein als in der direkten Diquark-Fragmentierung. Trotzdem sagt der JETSET-Generator gleiche Rapiditäts-Korrelationen für die verschiedenen Baryon-Kombinationen vorher. Der Einfachheit halber wurden drei weitere den Popcorn-Mechanismus betreffende JETSET-Parameter in Tabelle 7.5 nicht berücksichtigt.

Als ein Beispiel ist die Verzweigung in die verschiedenen Quark-Flavour-Kanäle auch von der Spin-1-Diquark-Unterdrückung P_1 abhängig, denn $D\overline{D}$-Paare die aus zwei $q\overline{q}$-Zuständen gleichen Quark-Flavours bestehen, müssen Spin-1-Zustände sein, da sich mit einer symmetrischen Spin-Wellen-Funktion in diesem Fall keine antisymmetrische Gesamt-Wellen-Funktion des Baryons konstruieren läßt[6]. Ändert man die Zusammen-

[6]Die Gesamt-Wellen-Funktion ist das Produkt der Wellen-Funktionen für Flavour, Spin und Farbe und für Fermionen stets antisymmetrisch. Da in der QCD asymptotisch freie Teilchen Farb-Singlets

	$\frac{1}{n_{\text{pair}}} \left\langle \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\Delta y} \right\rangle \Big|_{\lvert\Delta y\rvert<0.2}$				
	JETSET				HERWIG
$\mathrm{B\overline{B}}$ pair	$f = 0$	$f = 0.8$	$f = 0.99$	$f = 0.5; A = 3$	
pp	1.20 ± 0.02	0.92 ± 0.01	0.87 ± 0.01	1.01 ± 0.02	1.27 ± 0.01
ΛΛ	1.22 ± 0.03	0.95 ± 0.02	0.82 ± 0.01	1.04 ± 0.03	1.29 ± 0.01
Λp	1.20 ± 0.02	0.93 ± 0.01	0.87 ± 0.01	1.02 ± 0.02	1.18 ± 0.01

Tabelle 7.6: Vergleich der Peak-Höhen für JETSET 7.3 mit verschiedenen Parametereinstellungen und HERWIG 5.6. Es sind nur statistische Fehler angegeben. (f = Anteil der Popcorn-Fragmentierung.)

setzung der Spin-0 und der Spin-1-Zustände der Diquarks, so muß man dies bei der eigentlichen Produktion der Baryonen am Ende kompensieren, damit sich nicht sämtliche Multiplizitäten der generierten Baryonen ändern. Dazu bietet JETSET einen weiteren freien Parameter (`PARJ(18)`=1, in der Voreinstellung und im DELPHI-Tuning), mit dem sich Spin-3/2-Baryonen noch unmittelbar vor der Generierung verwerfen lassen. Der Einfluß der Spin-1-Diquark-Rate auf die Verzweigung zwischen direkter Diquark-Fragmentierung und Popcorn-Fragmentierung wurde untersucht, indem zwei Sätze von Ereignissen, für die P_1 um den Faktor A erhöht wurde (`PARJ(18)`$= 0.07 \cdot A$, wobei A der Wert von P_1 im DELPHI tuning ist) und im Gegenzug `PARJ(18)`$= 1/A$, mit $A = 3$ und 14, generiert wurden. In beiden Fällen ergeben sich gleiche Baryon-Korrelationen für die drei Paarungen wie mit $A = 1$, was dem DELPHI Tuning entspricht (siehe Tabelle 7.6).

In HERWIG entstehen Baryonen als Paare in Cluster-Zerfällen und sind deshalb ungeachtet der Baryon-Paarung durchweg stark untereinander korreliert. Die kleinen Unterschiede zwischen den Peak-Höhen in Tabelle 7.6 sind auf Teilchenzerfälle nach der Bildung der Baryonen in der Fragmentierung zurückzuführen. Schwächer korrelierte Paare würden entstehen, wenn Cluster auch in drei Teilchen zerfallen könnten, für die ähnliche Betrachtungen wie für den Popcorn-Mechanismus zuträfen, d.h. damit wären auch die Korrelationen nicht mehr notwendigerweise gleich. Ein Cluster-Modell mit 3-Körper-Zerfällen ist bereits im Programm CALTECH II [18] implementiert, in dem die Zerfälle von sehr großen Clustern ihrerseits durch das Aufspannen von kleinen Strings simuliert werden.

Die Unterschiede zwischen den Korrelationen der drei Baryon-Kombinationen sind

sind, muß die Farb-Wellen-Funktion in Bezug auf Teilchenpermutation antisymmetrisch sein. Besteht ein $\mathrm{D\overline{D}}$-Paar aus vier Quarks gleichen Flavours, so ist die Flavour-Wellen-Funktion symmetrisch. Also muß die Spin-Wellen-Funktion ebenfalls symmetrisch sein.

	Meßdaten		Monte Carlo	
$B\overline{B}$ Pair	Bruchteil der $B\overline{B}$ Ereignisse mit			
	einem Pion	einem Kaon	einem Pion	einem Kaon
pp	0.25 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.07 ± 0.01
$\Lambda\Lambda$	0.26 ± 0.03	0.07 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.07 ± 0.01
Λp	0.26 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.06 ± 0.01

Tabelle 7.7: Bruchteile der Ereignisse mit geladenen Kaonen und Pionen in den gemessenen Daten und in der JETSET Monte Carlo-Simulation. Die Zahlen sind nicht akzeptanzkorrigiert.

folglich nicht im Widerspruch zu den Grundprinzipien der String- oder Cluster-Fragmentierungsmodell, sondern werden nur von den konkreten verfügbaren Implementierungen nicht wiedergegeben.

7.4 Mesonen zwischen den Baryonen

Die $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Paare[7] bieten die Möglichkeit Korrelationen der Baryonen mit den Mesonen im von den Baryonen gebildeten Rapiditätsfenster zu prüfen. Wenn sich zwischen den beiden Baryonen genau ein Meson findet, würde man zum Ausgleich der Strangeness-Quantenzahl S ein Kaon häufiger zwischen Λ und Proton als zwischen zwei Λ Baryonen oder zwischen zwei Protonen erwarten.

$\mathrm{B\overline{B}}$-Paare mit $\Delta y := |y(\mathrm{B}) - y(\overline{\mathrm{B}})| < 1$ werden in diesem Abschnitt als korreliert betrachtet, und Paare mit Baryonenzahl $B = \pm 2$ und $\Delta y < 1$ als ihr Untergrund. In Tabelle 7.7 werden die Bruchteile von Ereignissen mit genau einem geladenen Kaon oder genau einem geladenen Pion zwischen den Meßdaten und der DELSIM Monte Carlo-Simulation verglichen.

Es läßt sich keinerlei Anreicherung von Kaonen in $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Ereignissen feststellen. Ferner paßt die Ladung des Kaons ungefähr genauso oft zum Λ ($\Lambda\mathrm{K}^+\overline{\mathrm{p}}$ oder $\overline{\Lambda}\mathrm{K}^-\mathrm{p}$) wie sie nicht paßt. Die aus dem String-Modell gewonnene Vorstellung, daß die Popcorn-Mesonen in Rang und Rapidität immer zwischen den Baryonen liegen, kann so also zumindest nicht belegt werden. Der Zusammenhang von Rang im String und Teilchenrapidität wird durch die Teilchenzerfälle nach der Fragmentierung zu stark verschmiert.

[7] Hier und im folgenden seien $\overline{\Lambda}$p-Ereignisse mit eingeschlossen.

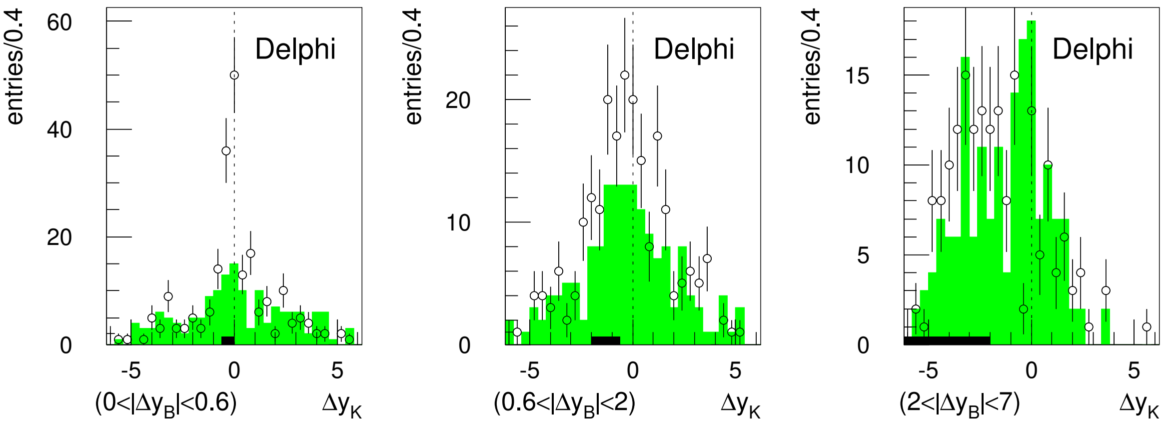


Abbildung 7.10: Rapiditätsdifferenz $y_{\mathrm{K}}-y_{\Lambda}$ zwischen dem Kaon und dem Λ für drei Intervalle der Rapiditätsdifferenz des Λp-Paars. Die Fehlerbalken gelten für $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$K-Kombinationen mit Strangeness-Quantenzahl $S = 0$, die graue Fläche stellt den Untergrund der Ereignisse mit $S = \pm 2$ dar. Das Vorzeichen von y ist so gewählt, daß die Differenz bezogen auf das Proton $\Delta y_{\mathrm{B}} = y_{\mathrm{p}}-y_{\Lambda}$ negativ ist. Der Bereich von Δy_{B} ist als Balken auf der Abszisse gekennzeichnet.

7.5 $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$K-Ereignisse

$\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Ereignisse, in denen genau geladenes Kaon mit beliebiger Rapidität rekonstruiert wurde, erlauben eine weitergehende Untersuchung ob und inwieweit die Korrelation zwischen den Baryonen auf die benachbarten Mesonen ausgedehnt ist.

Dazu werden die $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Ereignisse mit einem geladenen Kaon in drei Teilmengen nach Intervallen von $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$ zerlegt:

1. Korrelierte Paare mit kleiner Rapiditätsdifferenz, $|\Delta y_{\mathrm{B}}| < 0.6$,
2. Paare mit etwas größerer Rapiditätsdifferenz, $0.6 < |\Delta y_{\mathrm{B}}| < 2$, und
3. hauptsächlich unkorrelierte Paare mit $2 < |\Delta y_{\mathrm{B}}|$.

Es werden nur Λp-Paare mit $B = 0$ betrachtet und davon jene Ereignisse mit nicht verschwindender Strangeness-Quantenzahl ($\Lambda\mathrm{K}^-$ und $\overline{\Lambda}\mathrm{K}^+$, $S = \pm 2$) als Untergrund der Strangeness-balancierten Ereignisse ($\Lambda\mathrm{K}^+$ und $\overline{\Lambda}\mathrm{K}^-$, $S = 0$) angesehen. Wie bei der Baryonkorrelation selbst setzt sich der Untergrund aus fehlidentifizierten Teilchen und solchen, die zwar korrekt identifiziert aber nicht korreliert sind, zusammen. Wiederum ergibt sich das Signal bei kleinen Rapiditätsdifferenzen, d.h. dort wo sowohl die Differenz der Baryonrapiditäten, $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$, als auch die Differenz zwischen der Rapidität des Λ und der des K, $|\Delta y_{\mathrm{K}}|$, klein ist (Abbildung 7.10).

Die Verteilungen der Paare mit $S = \pm 2$ werden von den Verteilungen mit ausgeglichener Strangeness-Quantenzahl subtrahiert (Abbildung 7.11). Das Verhältnis der Paare mit

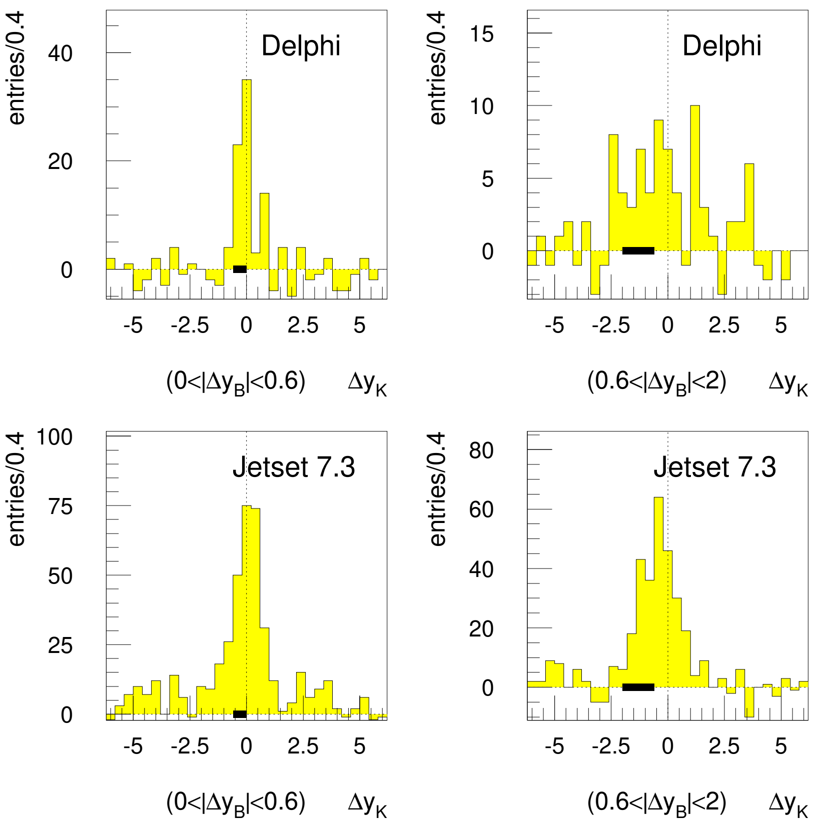


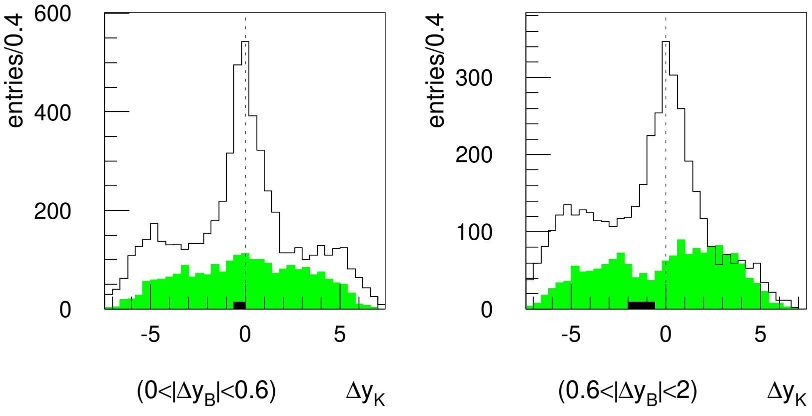
Abbildung 7.11: Rapiditätsdifferenz zwischen dem Kaon und dem Λ für zwei Intervalle der Rapiditätsdifferenz des Λp-Paars nach der Untergrundsubtraktion. Die beiden oberen Abbildungen zeigen die gemessenen Verteilungen während die unteren den Vergleich mit der Simulation zeigen, der auf einem 3.5 Mal größeren Satz von hadronischen Ereignissen beruht. Der Bereich von Δy_{B} ist als Balken auf der Abszisse gekennzeichnet.

$S = \pm 2$ zu denen mit $S = 0$ ist $(72 \pm 5)\%$ in den gemessenen Daten und $(68 \pm 2)\%$ in Delsim. Die Reinheit vollständig korrekt identifizierter $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$K-Tripel ist ungefähr 50 % im Intervall 1 ($|\Delta y_{\mathrm{B}}| < 0.6$) und etwas über 40 % im Intervall 2.

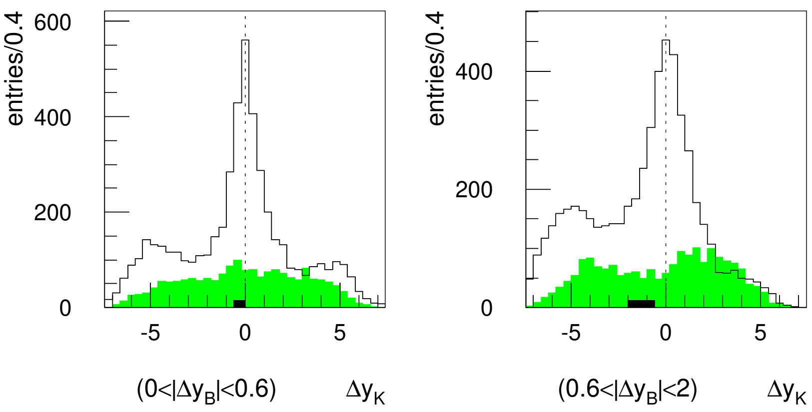
Die Verteilungen im $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$-Intervall 3 weisen keinen signifikanten Unterschied auf, je nach dem ob sie $S = \pm 2$ oder $S = 0$ haben. Die Tripel sind total unkorreliert. Für $|\Delta y_{\mathrm{B}}| < 2$ folgt die Korrelation zwischen Kaon und Λ der Korrelation der Baryonen untereinander. Eine starke Korrelation zwischen den Baryonen ist verbunden mit einer starken Korrelation zwischen Kaon und Λ. Strangeness wird also wie die Baryonenzahl lokal kompensiert. Dieses Verhalten wird auch von Jetset vorhergesagt, jedoch in etwas abgeschwächter Form.

Die Anreicherung von Ereignissen mit $\Delta y_{\mathrm{K}} < 0$ im $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$-Intervall 2 favorisiert die Hypothese, daß die Mehrzahl dieser Ereignisse durch Popcorn-Fragmentierung entstanden sind (vgl. Abb. 2.5), wenngleich die Verschiebung in der Simulation weniger klar ausfällt. Abbildung 7.12 zeigt die Verteilung von Δy_{K} in den beiden ersten Intervallen von $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$ für drei gleich große Sätze von Ereignissen, die mit Jetset 7.3 bei verschiedenen Parametereinstellungen generiert wurden. Die Verteilungen lassen sich nicht direkt mit jenen in Abb. 7.11 und 7.10 vergleichen, da keine Detektoreinflüsse simuliert wurden, sondern sollten nur untereinander verglichen werden.

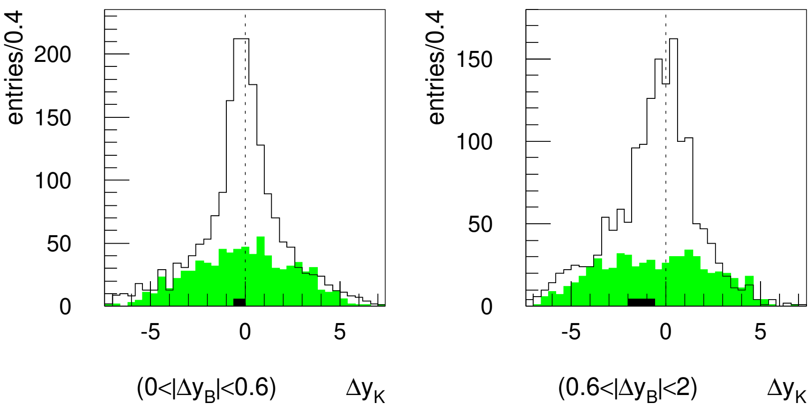
Beim Vergleich der Abbildungen 7.12 (a) und (b) erkennt man, daß die Form der Verteilung im $|\Delta y_{\mathrm{B}}|$-Intervall 2 nur wenig vom Popcorn-Anteil f abhängig ist. Vielmehr



(a) Popcorn-Anteil f=80 %.



(b) Popcorn-Anteil f=0 %.



(c) Popcorn-Anteil f=80 %. Keine Teichenzerfälle.

Abbildung 7.12: Rapiditätsdifferenz Δy_{K} auf JETSET 7.3-Generator-Niveau für drei verschiedene Parametereinstellungen. Die Histogramm-Linien stellen $\Lambda\bar{\mathrm{p}}$K-Kombinationen mit Strangeness-Quantenzahl $S = 0$ dar, die grauen Flächen repräsentieren den Untergrund der Ereignisse mit $S = \pm 2$. Das Vorzeichen von y ist so gewählt, daß die Differenz bezogen auf das Proton $\Delta y_{\mathrm{B}} = y_{\mathrm{p}} - y_{\Lambda}$ negativ ist. Der Bereich von Δy_{B} ist als Balken auf der Abszisse gekennzeichnet.

läßt sich aus Abb. 7.12 (c) ersehen, daß die Signal-Beiträge mit $|\Delta y_{\mathrm{B}}| < -2$ offenbar aus Teilchenzerfällen herrühren. Die Asymmetrie des Signals in der $|\Delta y_{\mathrm{K}}$-Verteilung läßt sich also nicht als direkter Indikator des Popcorn-Mechanismus verwenden.

7.6 Ausblick

Es hat sich gezeigt, daß die Analyse hadronischer Ereignisse anhand der Korrelationen verschiedener identifizierter Teilchen dem Verständnis der Fragmentierung sehr nützlich ist. Aus der Zuordnung verschiedener Teilchen im Ereignis lassen sich mehr Einzelheiten der Fragmentierung erkennen, als es inklusive Studien und Korrelationsanalysen von nur einer Teilchensorte ermöglichen.

Als Erweiterungen können identifizierte Σ- und Ξ-Baryonen in die Analyse integriert werden. Die Baryonen Σ^+ und Σ^- lassen sich durch ihren Zerfall $\Sigma^+ \to \mathrm{n}\pi^+$ bzw. $\Sigma^- \to \mathrm{n}\pi^-$ identifizieren, wobei die Spuren des Σ und des π rekonstruiert werden, und sind in den bis 1995 gemessenen Daten in ausreichender Zahl vorhanden, um pΣ-Korrelationen zu untersuchen. Dies wird lediglich dadurch erschwert, daß sich Σ^- und $\overline{\Sigma^+}$ im Einzelfall nicht unterscheiden lassen, da der Massenunterschied nicht auflösbar ist. Aus den Produktionsraten von Σ^- und Σ^+ und den Verzweigungsverhältnissen in die rekonstruierten Zerfallskanäle ergibt sich jedoch eine Anreicherung von $\Sigma^-{:}\Sigma^+ = 3 : 1$, die eine Unterscheidung der beiden Teilchen auf statistischer Basis erlaubt. Die Korrelation von Proton und Σ^- bereichert die Analyse besonders deshalb, weil p (Quarkzusammensetzung uud) und Σ^- (dds) nicht wie p und Λ (uds) zwei Quarks gemeinsam haben, sondern nur eins. Im Fall des Ξ^- (dss), das durch seinen Zerfall in Λ und π^- nachgewiesen wird, läßt sich die Baryonenzahl hingegen zweifelsfrei ermitteln. Jedoch ist die Zahl der verfügbaren Ξ^--Baryonen noch geringer als die der Σ^--Baryonen.

In $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$K-Ereignissen wurde eine Korrelation zwischen Λ und K nachgewiesen, die einen Beleg für die lokale Kompensation der Strangeness-Quantenzahl S darstellt. Weitere Eigenschaften dieser Korrelation können studiert werden, indem man die Rapiditätsdifferenz eines Strangeness-behafteten Baryons und eines geladenen Kaons betrachtet, ohne ein weiteres rekonstruiertes Baryon im Ereignis zu verlangen, da dann weitaus mehr Paare ausgewertet werden können.

8

Zusammenfassung

Die Analyse der DELPHI-Rohdaten in DELANA wurde vorgestellt und deren Umstrukturierung beschrieben. Die Spursuche wurde vollständig erneuert, und dabei der Vertex-Detektor integriert. Allgemein wurde die Spurauflösung wesentlich verbessert. An den Sektorgrenzen der TPC ist die Spurrekonstruktionseffizienz um mehr als 20 % verbessert worden. Die D^*-Rekonstruktionseffizienz im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$, bei der es besonders auf hohe Spurqualität und -effizienz ankommt, wurde um 58 % verbessert.

Das präsentierte Λ-Rekonstruktions- und Selektionsverfahren erreicht in hadronischen Ereignissen ohne den Einsatz von Teilchenidentifikation eine Reinheit von 90.7 %. Wenn zusätzlich der RICH zur Reduktion des Untergrundes eingesetzt wird, erhöht sich die Reinheit des Λ-Signals auf 97.0 %.

Die longitudinale Λ-Polarisation wurde in vier Impulsintervallen aus $2.74 \cdot 10^6$ hadronischen Z-Zerfällen bestimmt. Bei der Untergrundsubtraktion der Verteilung des Zerfallswinkels im Ruhesystem des Protons, $\cos\theta^*$, wurden die Abhängigkeiten des Untergrundes von der invarianten Masse, $m_{\mathrm{p}\pi}$, und vom Zerfallswinkel selbst berücksichtigt. In einem zusätzlichen Anpassungsschritt wurde die Zahl der K^0_s in der K^0_s-Λ-Reflexion ermittelt. Anhand der Monte Carlo-Simulation ergibt sich eine große, impulsabhängige Akzeptanzkorrektur. Es zeigt sich aber, daß die gewählte Methode über den gesamten betrachteten Impulsbereich sensitiv in Bezug auf die longitudinale Polarisation ist.

Die gemessene Polarisation im höchsten zugänglichen Impulsintervall $0.3 < x_p < 0.5$ beträgt

$$\mathcal{P}_{0.3\,\text{-}\,0.5} = 0.08 \pm 0.31\ (\text{stat.})\ \ \pm 0.25\ (\text{sys.}) \tag{8.1}$$

Dies ist sowohl mit der Annahme verträglich, daß die Polarisation des primären s-Quarks vollständig auf das Λ übertragen wird, als auch mit der Hypothese, daß die Λ-Baryonen unpolarisiert sind. Im ersten Fall ergäbe sich unter Einbeziehung der Untergrundquellen und depolarisierenden Effekte

$$\mathcal{P}^{\text{erwartet}}_{0.3\,\text{-}\,0.5} \approx -0.3 \tag{8.2}$$

Es wurden die Rapiditätsverteilungen für Protonen und Λ-Baryonen präsentiert und mit den Ergebnissen der Ereignis-Generatoren JETSET und HERWIG verglichen. Die Protonen wurden dazu anhand des RICH-Detektors und ihres in der TPC gemessenen spezischen Energieverlustes identifiziert. Die Rapiditätsverteilungen von JETSET stimmen grob mit den gemessenen überein, während die Vorhersage von HERWIG bei Verwendung der DELPHI Parameter für Protonen klar zu hoch und für Λ-Baryonen deutlich zu niedrig liegt. HERWIG läßt sich nicht so anpassen, daß die Rapiditätsverteilungen für Λ und Proton gleichzeitig beschrieben werden.

Für verschiedene Kombinationen identifizierter Baryonen wurde die Rapiditätskorrelation in $1.33 \cdot 10^6$ hadronischen Ereignissen[1] analysiert. Die Peak-Höhe der Rapiditätskorrelations-Verteilungen für $\Lambda\overline{\mathrm{p}}$- und $\overline{\Lambda}\mathrm{p}$-Paare ist mit 0.77 ± 0.08 um drei Standardabweichungen kleiner als die der $\Lambda\overline{\Lambda}$- und $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$-Paare mit 1.14 ± 0.08 bzw. 1.05 ± 0.06. Dies steht im Gegensatz zu den Ergebnissen der Monte Carlo-Generatoren JETSET und HERWIG, die jeweils gleiche Korrelationen für die drei verschiedenen $\mathrm{B}\overline{\mathrm{B}}$-Paarungen vorhersagen. Die JETSET-Vorhersage für $\Lambda\overline{\Lambda}$- und $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$-Paare stimmt jedoch mit der Messung überein, während HERWIG durchweg zu starke Korrelationen mit Peak-Höhen von 1.2 - 1.3 vorhersagt, die sich nicht über freie Parameter verändern lassen.

$\Lambda\overline{\mathrm{p}}$-Ereignisse, in denen genau ein geladenes Kaon mit beliebiger Rapidität rekonstruiert wurde, weisen über die Rapiditätskorrelation zwischen den Baryonen hinaus auch eine Rapiditätskorrelation zwischen Λ und Kaon auf. Das belegt, daß auch die Strangeness lokal kompensiert wird. Eine starke Korrelation zwischen den Baryonen ist verbunden mit einer starken Korrelation zwischen Kaon und Λ. Die Rapiditätskorrelationen sind stark von den Teilchenzerfällen nach der Fragmentierung abhängig.

[1] Für die $\Lambda\overline{\Lambda}$-Korrelation standen $2.74 \cdot 10^6$ hadronische Ereignisse zur Verfügung.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] M.Gell-Mann, *Acta Physica Austriaca, Suppl.* **IX** (1972) 733.
H.Fritzsch und M.Gell-Mann, XVI Int. Conf. on High Energy Physics, Batavia, USA, 1972, Herausg. J.D.Jackson und A.Roberts (1972).
H.Fritzsch, M.Gell-Mann und H.Leytwyler, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.

[2] D.J.Gross und F.Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.
D.J.Gross und F.Wilczek, *Phys. Rev.* **D8** (1973) 3633.
H.D.Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.

[3] G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173.

[4] O.Nachtmann, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*, Vieweg Verlag 1986.

[5] S.L.Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
A.Salam, *Phys. Lett.* **13** (1964) 168.

[6] M.Aguilar-Benitex et al., *Phys. Lett.* **B239** (1990) 1.

[7] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173.

[8] CDF Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 225.
CDF Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.
D0 Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74**, (1995) 2632.

[9] G.Altarelli, R.Kleiss, C.Verzegnassi, CERN 89-08, Volume 3.

[10] T.Sjöstrand, *Int. Jour. Mod. Phys.* **A**, Vol. 3, No. 4, (1988) 751.

[11] B.R.Webber, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36**: 253 (1986).

[12] R.Field, R.Feynman, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 1.
X.Artru, G.Mennessier, *Nucl. Phys.* **B70**, (1974), 93.

[13] P.Hoyer, et al., *Nucl. Phys.* **B161** (1979) 349.
A.Ali, et al., *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 409.
A.Ali, et al., *Phys. Lett.* **B93** (1980) 155.
F.E.Paige, S.D.Protopopescu, *Physics of the Superconducting Supercollider 1986*, R.Donaldson, J.Marx (Hg.) (1987) 320.

[14] B.Anderson, G.Gustafson, C.Peterson, *Z. Phys.* **C1** (1979) 105.
B.Anderson, G.Gustafson, *Z. Phys.* **C3** (1980) 223.

B.Anderson, G.Gustafson, T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B94** (1980) 211.

[15] G.C.Fox, S.Wolfram, *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 285.
R.D.Field, S.Wolfram, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 65.
T.D.Gottschalk, *Nucl. Phys.* **B239** (1984) 325.
T.D.Gottschalk, *Nucl. Phys.* **B239** (1984) 349.

[16] T. Sjöstrand, *Computer Physics Communications* **82** (1994) 74.

[17] B.R.Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492.
G.Marchesini, et al., *Computer Physics Communications* **67** (1992) 465.

[18] T.D.Gottschalk, D.A.Morris, *Nucl. Phys.* **B288** (1987) 729.
D.A.Morris, Ph.D. Thesis, CALT-68-1440 (1987).

[19] A. Casher, H.Neuberger, und S.Nussinov, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 179.

[20] B.Anderson, G.Gustafson, und T.Sjöstrand, *Physica Scripta* **32** (1985) 574.

[21] P.Eden, G.Gustafson, *Baryon Production in the String Fragmentation Picture*, LU-TP 96-20.

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

[23] W.Hofmann, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 279.

[24] U.Flagmeyer, *Eine genaue Bestimmung der Ladungseparation*, Diplomarbeit, WUD 96-25 (1996).

[25] DELPHI Kollaboration, Λ *Polarisation in Hadronic Z Decays*, Contributed paper eps0707 to the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brüssel, Belgien, Juli 1995.

[26] J.E.Augustin und F.M.Renard, Proc. LEP Summer Study, Report CERN 79-01, Vol. 1 (1979) pp. 185-199.
J.E.Augustin und F.M.Renard, *Nucl. Phys.* **B162** (1980) 341-349.

[27] A.Bartl, H.Fraas und W.Majerotto, *Z. Phys.* **C6** (1980) 335-343.

[28] M.Burkhardt und R.L.Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2538-2540.

[29] G.Gustafson und J.Hakkinen, *Phys. Lett.* **B303** (1993) 350-354.

[30] F.James, *Rep. Prog. Phys.* 43 (1981) 1145.

[31] ALEPH Kollaboration, *Measurement of* Λ_b *polarization in Z decays*, CERN-PPE/95-156 (1995).
DELPHI Kollaboration, P.Brückmann, Λ_b^0 *Polarization in* Z *Decays*, Contributed paper pa01-049 to the XXVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Warschau, Polen, Juli 1996.

[32] ALEPH Kollaboration, *Measurement of* Λ *polarisation from Z decays*, CERN-PPE/96-04 (1996).

[33] DELPHI Kollaboration, J.W.Lamsa, *Observation of Charge-Ordered Particle Production in Hadronic* Z *Deday*, Contributed paper pa01-094 to the XXVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Warschau, Polen, Juli 1996.

[34] Delphi Kollaboration, M.Blume, E.Schyns, *Study of Baryon Production with Λ Baryons and Protons*, Contributed paper pa01-036 to the XXVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Warschau, Polen, Juli 1996.

[35] Opal Kollaboration, P.D. Acton, et al., *Phys. Lett.* **B305** (1993) 415.

[36] Delphi Kollaboration, P.Abreu et al., *Phys. Lett.* **B318** (1993) 249.

[37] Aleph Kollaboration, D.Buskulic et al., *Z. Phys.* **C64** (1994) 361.

[38] Aleph Kollaboration, *Proton-Antiproton Correlations in Hadronic Z Decays*, Contributed paper eps0422 to the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brüssel, Belgien, Juli 1995.

[39] Delphi-Kollaboration, *A Detector with Lepton, Photon and Hadron Identifikation, Letter of intent* Delphi 82/1.
Delphi-Kollaboration, *Technical proposal* CERN/LEPC 83-3, Delphi 82-66/1.
Delphi-Kollaboration, *Progress report* CERN/LEPC 84-16, Delphi 84-60.

[40] LEPEWWG Scanning Subgroup and LEP Energy Group, textslPrecision obtainable on the measurement of m_Z and Γ_Z from the 1995 LEP energy scan, LEPEWWG/SCAN/95-01 (1995).

[41] Delphi Kollaboration, P. Aarnio et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A303** (1991) 233.

[42] Delphi Kollaboration, P. Aarnio et al., *Phys. Lett.* **B240** (1990) 271.

[43] Delphi Kollaboration, P.Abreu et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A378** (1996) 57.

[44] V.Chabaud et al., *Alignment of the* Delphi *vertex detector*, Delphi Note 95-177 MVX 10 (1995).
Delphi Kollaboration, V.Chabaud et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A368** (1996) 314.
A.Zalewska, *Conventions for the barrel part of the* Delphi *Silicon Tracker 1996*, Delphi Note in Vorbereitung.

[45] E.G. Anassontzis et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A323** (1992) 351.

[46] Delsim User's Guide, Delphi Note 89-15 PROG 130 (1989).
Delsim Reference Manual, Delphi Note 89-68 PROG 143 (1989).

[47] Delphi Kollaboration, *The Design and Operation of the Slow-Controls for the* Delphi *Experiment at LEP*, Delphi Note 94-14 DAS 151 (1994).

[48] J.A.Valls et al., *Architecture and Performance of the* Delphi *Trigger System*, Delphi Note 92-29 DAS 135 (1992).

[49] B.Franek et al., *Architecture of the* Delphi *on-line Data Acquisition Control System*, Delphi Note 92-104 DAS 130 (1989).

[50] P.Billoir, *Nucl. Instr. and Meth.* **A225** (1984) 352.

[51] Delphi Kollaboration, P.Abreu et al., Contributed paper eps0548 to the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brüssel, Belgien, Juli 1995.

[52] E.G. Anassontzis et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A323** (1992) 351.
W.Adam et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A343** (1994) 68.
W.Adam et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A338** (1994) 284.
DELPHI RICH Kollaboration, contributions to the Second Workshop on RICH Detectors, Uppsala 1995.

[53] DELPHI Kollaboration, D.Bertrand et al., TANAGRA *Track analysis and graphics package*, DELPHI Note 87-95 PROG 98 (1987).

[54] DELPHI Kollaboration, DELPHI *event generation and detector simulation*,
User Guide DELPHI 87-96 PROG 99
Reference Manual DELPHI 87-97 PROG 100.

[55] J.E.Campagne, R.Zitoun, *Z. Phys.* **C43** (1989) 169.

[56] HBOOK, CERN Program Library Long Writeup Y250.

[57] PAW, CERN Program Library Long Writeup Q121.

[58] DELPHI Kollaboration, *Event viewing software, installation procedure and user manual*, DELPHI 89-6 PROG 126.

[59] DELPHI Kollaboration, DELPHI *data analysis program (*DELANA*) User Guide*, DELPHI 89-44 PROG 137.

[60] DELPHI Kollaboration, Y.Belokopytov et al., DELPHI *Detector Description Application Package*, DELPHI Note 90-37 PROG 154 (1990).

[61] DELPHI Kollaboration, Y.Sacquin et al., DELPHI *DST content*, DELPHI Note 91-22 PROG 161 Rev 5 (1995).

[62] M.Blume, G.Sciolla, M.Caccia, *Study of a combined ID - VD pattern recognition*, DELPHI Note 95-18 PROG 212 (1995).

[63] T.Burgsmüller, Vortrag im DELANA-Arbeitstreffen 9.8.1996, CERN, Genf, unveröffentlicht.

[64] F.Cossutti, Vortrag im DELANA-Arbeitstreffen 9.8.1996, CERN, Genf, unveröffentlicht.

[65] M.Elsing, Vortrag im DELANA-Arbeitstreffen 9.8.1996,CERN, Genf, unveröffentlicht.

[66] M.Elsing, Doktorarbeit WUB-DIS 96-7, (1996).

[67] M.Battaglia, P.Kluit, *Particle identification using the* RICH *detectors based on the* ***RIBMEAN*** *package*, DELPHI Note 96-133 RICH 90 (1996).

[68] E.Schyns, ***NEWTAG***- *π, K, p Tagging for* DELPHI RICH*es*, DELPHI Note 96-103 RICH 89 (1996).

[69] N.Brümmer, Doktorarbeit NIKHEF-H 3.2.1994, ISBN 90-90068810-4.

[70] J.James, J.Ross, CERN D-506.

Danksagung

Die hier vorgestellten Analysen wurden durch die Arbeit vieler Mitglieder der Delphi-Kollaboration an der Planung, Konstruktion, während des Betriebs des Detektors und bei anderen Analysen ermöglicht. Dafür danke ich ihnen.

Für die Zusammenarbeit bei den Analysen selbst möchte ich mich bei Prof. Livio Lanceri, Emile Schyns und Dr. Lorenzo Vitale bedanken.

Ich danke Dr. Massimo Caccia, Dr. Michael Feindt, Dr. Gabriella Sciolla und Dr. John Wickens für viele Anregungen, Diskussionen und das angenehme Klima bei unserer gemeinsamen Arbeit an der Spurrekonstruktion. Fabio Cossutti, Dr. Markus Elsing und Tobias Burgsmüller gilt mein Dank für die zur Verfügung gestellten Ergebnisse aus dem Testlauf von Delana.

Für die Durchsicht des Manuskripts und nützliche Kommentare möchte ich mich bei Thomas Brenke, Dr. Michael Feindt, Dr. Klaus Hamacher, Wulf Oberschulte gen. Beckmann und Sven-Olaf Suhl bedanken.

Wulf Oberschulte gen. Beckmann, Dr. Rolf Lindner, Emile Schyns und Christian Weiser danke ich für die Beantwortung vieler Fragen und vieles Andere, was meinen Aufenthalt am CERN angenehm gemacht hat. Auch meinen Wuppertaler Bürokollegen Thomas Brenke, Uwe Flagmeyer und Klaus Münich, die einige Verlängerungen meiner "zwei Wochen" am CERN mit Interesse verfolgt und mich nachher wieder aufgenommen haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Für zahllose Anregungen, Diskussionen und seine Unterstützung, mit der er die gesamte Arbeit begleitete, danke ich besonders Prof. Alessandro de Angelis.

Prof. Dr. Jürgen Drees hat diese Promotion angeregt und einschließlich des langen Aufenthaltes in Genf ermöglicht. Dafür und für seine Betreuung und Unterstütztung auch am CERN möchte ich mich bedanken.