

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Dirk Wetterling
aus Speyer

Tag der mündlichen Prüfung: 26.6.2002

**Bestimmung des
Fragmentationsverhaltens
multihadronischer Z^0 -Zerfälle
an Hand von Σ^- -Antihyperon
Korrelationsstudien**

Gutachter:

Prof. Dr. Peter Bock

Prof. Dr. Hans-Wolfgang Siebert

Überblick

Diese Arbeit beschreibt die Untersuchung von Korrelationen zwischen Σ^- Baryonen und Antihyperonen, mit dem OPAL Detektor am e^+e^- Speicherring LEP. Bei der Fragmentation von multihadronischen Z^0 Ereignissen bilden sowohl die Strangeness, wie auch die Baryonzahl eine Erhaltungsgröße. Wird ein Σ^- produziert, so muß deshalb entweder zusätzlich ein Antihyperon ($\bar{\Sigma}, \bar{\Lambda}, \bar{\Xi}$) oder ein Antinukleon-Kaon Paar korreliert erzeugt worden sein. Σ^- -Antihyperon Korrelationen werden von $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^- \bar{\Sigma}^0$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}$ und $\Sigma^- \bar{\Xi}^-$ dominiert. Die Summe über diese Korrelationen ergibt 0.472 ± 0.155 . Dieses Ergebnis zeigt eine schwächere Korrelation zwischen Σ^- und Antihyperonen an, als mit dem bisher verwendeten Modell erwartet. Baryonzahl und Strangeness bleiben nur in 50% der Fälle gekoppelt. Die einzelnen Korrelationsraten pro Σ^- ergeben sich zu:

$$\begin{aligned}\overline{C}(\Sigma^- \bar{\Sigma}^-) &= 0.120 \pm 0.150 \text{ (stat.)} \pm 0.120 \text{ (syst.)} \\ \overline{C}(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0)) &= 0.240 \pm 0.073 \text{ (stat.)} \pm 0.056 \text{ (syst.)} \\ \overline{C}(\Sigma^- \bar{\Xi}^-) &= 0.112 \pm 0.082 \text{ (stat.)} \pm 0.070 \text{ (syst.)}\end{aligned}$$

Abstract

This work describes the study of correlations between Σ^- baryons and antihyperons, with the OPAL detector at the e^+e^- storage ring LEP. During the process of fragmentation of multihadronic Z^0 events the quantum numbers strangeness and baryon number have to be conserved. If a Σ^- baryon is produced then either an antihyperon ($\bar{\Sigma}, \bar{\Lambda}, \bar{\Xi}$) or an antinucleon-Kaon pair has to be produced in addition. The Σ^- -antihyperon correlations are dominated by $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^- \bar{\Sigma}^0$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}$ and $\Sigma^- \bar{\Xi}^-$. The sum over all these correlations gives 0.472 ± 0.155 . This result shows weaker correlations between Σ^- and antihyperons than expected in the currently used model. Only in 50% of all cases baryon number and strangeness remain coupled. The single correlation rates are as follows:

$$\begin{aligned}\overline{C}(\Sigma^- \bar{\Sigma}^-) &= 0.120 \pm 0.150 \text{ (stat.)} \pm 0.120 \text{ (syst.)} \\ \overline{C}(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0)) &= 0.240 \pm 0.073 \text{ (stat.)} \pm 0.056 \text{ (syst.)} \\ \overline{C}(\Sigma^- \bar{\Xi}^-) &= 0.112 \pm 0.082 \text{ (stat.)} \pm 0.070 \text{ (syst.)}\end{aligned}$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das String Modell	5
2.2	Baryon-Antibaryon Korrelation	10
2.3	Σ^- - Antibaryon Korrelationen	13
2.4	Die Korrelationssignaturen $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$	16
3	Das Experiment	19
3.1	Der Speicherring LEP	19
3.2	Der OPAL Detektor	19
3.2.1	Der Silizium Vertex-Detektor (SI)	22
3.2.2	Die zentrale Vertexkammer (CV)	22
3.2.3	Die zentrale Jetkammer (CJ)	23
3.2.4	Die zentrale Z-Kammer (CZ)	24
3.3	Rekonstruktion geladener Spuren bei OPAL	25
4	Selektion der Σ^- Hyperonen	29
5	Selektion von Antihyperonen	39
5.1	Selektion verzögerter Pionen π_d^+	39
5.2	Selektion prompter und verzögerter Lambdas Λ_p und Λ_d	45
6	Analyse der Korrelationen	49
6.1	Rekonstruktion der Korrelationen	49
6.2	Untergrundkorrekturen	51
6.3	Effizienzbestimmung für die Selektion von $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$	58
6.4	Entfaltung der Σ^- -Antihyperon Korrelationen	59
7	Systematische Studien	63

8	Vergleich der Korrelationsraten mit Modellvorhersagen	71
9	Zusammenfassung	75
A	Selektion multihadronischer Z^0 Zerfälle	77
A.1	Definition der Thrustachse	79
B	Monte-Carlo Parameter zur Steuerung der Produktion von Baryonen in PYTHIA 6.1	80
C	Bestimmung der Parameterwerte für das neue Popcorn Modell in PYTHIA 6.1	84
C.1	Observable	84
C.2	Optimierungsmethode	85
C.3	Erzielter Fit	86
	Danksagung	93

Kapitel 1

Einleitung

Die Quantenchromodynamik (QCD) liefert eine genaue Beschreibung der Streuung von Partonen bei hohen Energien. Jedoch gelingt es der QCD im Bereich niedriger Energie nicht, die Formierung von Mesonen und Baryonen zu beschreiben. Dies gilt in verstärktem Maße für die korrekte Beschreibung der korrelierten Erzeugung von Baryon-Antibaryon Paaren. Stattdessen müssen Modelle formuliert werden, die eine Vielzahl an freien Parametern beinhalten. Baryon-Antibaryon Korrelationen werden implizit von den Korrelationen der das Baryon und Antibaryon aufbauenden Partonen erzeugt. Dabei kann sich die Stärke der Korrelation zwischen 2 Extremfällen bewegen. Entweder sind die Quantenzahlen der Partonen des Baryons und die Quantenzahlen der Partonen des Antibaryons vollständig entkoppelt oder Baryon und Antibaryon besitzen die gleichen Quantenzahlen, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Im ersten Fall sind Baryon und Antibaryon schwach, im zweiten Fall stark korreliert.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, welche Antibaryonen bei der Produktion eines Hyperons korreliert erzeugt werden. Entweder wird die Strangeness hier durch das Antihyperon kompensiert oder ein zusätzlich erzeugtes Kaon sorgt für die Kompensation. Als Hyperon eignet sich das Σ^- , das sich über den Zerfall $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ nachweisen läßt. Korrelierte Antihyperonen lassen sich mittels ihrer schwachen Zerfallsprodukte untersuchen. In dieser Arbeit werden zum einen verzögert erzeugte Pionen π^+ von Antihyperon Zerfällen, sowie das $\bar{\Lambda}$ Antibaryon aus direkter Produktion (Fragmentation oder starker Zerfall) bzw. aus dem Zerfall eines $\bar{\Sigma}^0$ oder eines $\bar{\Xi}^-$ als Signatur für Antihyperonen benutzt. Die so erhaltenen Korrelationen zwischen dem Σ^- und einem Antihyperon lassen sich dann mit verschiedenen Fragmentationsmodellen vergleichen, die eine jeweils andere Korrelationsstärke zwischen dem Σ^- und dem Antihyperon vorhersagen.

e^+e^- Kollisionen, deren Schwerpunktsenergie der Masse des Eichbosons der

schwachen Wechselwirkung Z^0 entspricht, eignen sich besonders gut zum Studium der Quantenchromodynamik, da die Anfangsbedingung frei vom Einfluß starker Wechselwirkung ist. Im Standardmodell zerfällt das Z^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 70% in ein Quark-Antiquark Paar $q\bar{q}$, das im Weiteren der starken Wechselwirkung unterliegt.

Am europäischen Labor für Teilchenphysik CERN ¹ war von 1989 bis 2000 der Elektron-Positron Speicherring LEP ² in Betrieb.

Zunächst wurden Elektronen e^- und Positronen e^+ bei einer Schwerpunktsenergie zur Kollision gebracht, die der Masse des Z^0 entspricht. Später wurde die Schwerpunktsenergie schrittweise bis auf etwa 210 GeV erhöht, um die Suche nach neuen Teilchen mit höheren Massen zu ermöglichen. Aufgezeichnet wurden die Zerfallsprodukte der e^+e^- Kollisionen von den 4 Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL ³, wobei der OPAL Detektor während seiner Laufzeit insgesamt etwa 5 Millionen Z^0 Zerfälle registrierte.

In Kapitel 2 der Arbeit werden die theoretischen Grundlagen des Fragmentationsprozesses erläutert und verschiedene Modelle vorgestellt. Weiterhin wird erläutert, welche Korrelationen in den vorgestellten Fragmentationsmodellen erzeugt werden können. Kapitel 3 stellt den LEP Speicherring und den OPAL Detektor vor, wobei besonderes Augenmerk auf die benutzten Detektorkomponenten gelegt wird.

Kapitel 4 und 5 erläutern die Selektion der Σ^- Hyperonen und der Signaturen für korreliert erzeugte Antihyperonen.

In Kapitel 6 werden aus den rekonstruierten Σ^- und den Signaturen für Antihyperonen, die Σ^- -Antihyperon Korrelationen extrahiert.

Untersuchungen zu systematischen Fehlern werden in Kapitel 7 beschrieben. Schließlich werden in Kapitel 8 die experimentell erhaltenen Σ^- - Antihyperon Korrelationsraten mit Vorhersagen aus verschiedenen Fragmentationsmodellen verglichen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 9 bildet den Abschluß.

Anhang A erläutert die Selektionsmethode für multihadronische Z^0 Ereignisse bei OPAL. Anhang B beschreibt die im Monte-Carlo Generator PYTHIA 6.1 zur Verfügung stehenden Parameter zur Einstellung der Baryonproduktion und in Anhang C wird eine Methode beschrieben, um mit Hilfe von experimentellen Daten die Baryonproduktionsparameter für PYTHIA 6.1 unter Benutzung eines dort neu implementierten Produktionsmechanismus zu erhalten.

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Large Electron Positron collider

³Omnious Purpose Apparatus at LEP

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im Standardmodell kann ein Z^0 -Boson mittels der schwachen Wechselwirkung in ein Quark-Antiquark Paar $q\bar{q}$ zerfallen. Dieses Paar unterliegt im Weiteren der starken Wechselwirkung, d.h. zwischen dem auseinanderlaufenden $q\bar{q}$ Paar bilden sich nach Gluonabstrahlung weitere Quark-Antiquark Paare. Die Kopplungskonstante α_s läßt sich wie folgt schreiben:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD})} \quad (2.1)$$

Hierbei gibt q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrag, N_f die Zahl der möglichen Quarkflavours, N_c die Zahl der Farbladungskombinationen und Λ_{QCD} den Skalenparameter der Renormierung an.

In der ersten Phase nach Erzeugung des $q\bar{q}$ Paares ist α_s bei der betrachteten Schwerpunktsenergie klein. Bei einer Schwerpunktsenergie, die der Masse des Z^0 Bosons entspricht, ist α_s etwa 0.1. Somit läßt sich die Entwicklung des Systems mit Hilfe perturbativer QCD beschreiben. Durch Abstrahlung von Gluonen und der Erzeugung neuer $q'\bar{q}'$ Paare nimmt jedoch q^2 immer weiter ab. Um die weitere Entwicklung zu beschreiben und die Produktion von Hadronen zu erklären sind semiempirische Fragmentationsmodelle erforderlich, die eine Vielzahl an freien Parametern aufweisen. Diese Parameter müssen dann mittels Vergleich des Modells mit experimentell ermittelten Daten bestimmt werden.

Die Fragmentation in Hadronen läßt sich durch folgende Modelle beschreiben:

- **Cluster Fragmentation**[21]

In der nichtperturbativen Phase werden die durch Gluonsplitting ent-

standenen Quark-Antiquark Paare zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt. Abhängig vom gewählten Phasenraum und geeigneten Quantenzahlen zerfallen diese dann isotrop in Hadronpaare.

- **Thermodynamische Beschreibung der Fragmentation**[10]

Einen völlig anderen Ansatz zur Erklärung der Baryonproduktion beschreibt das thermodynamische Modell, entwickelt von Becattini, das den Zustand während der Fragmentationsphase als Hadrongas beschreibt. Es wird angenommen, daß sich das Hadrongas während der Fragmentation im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, welches sich dann durch wenige makroskopische Variablen, wie Volumen, Temperatur und chemische Potentiale beschreiben läßt. Als Eingangsgrößen werden lediglich die Massen der Hadronen, deren Spin und weitere Quantenzahlen, wie Baryonzahl oder Strangeness benötigt.

Zur Vereinfachung wird angenommen, daß multihadronische Z^0 Zerfälle nur eine Zwei-Jet Topologie besitzen. Die Abstrahlung harter Gluonen wird also nicht berücksichtigt. Es wird der Ansatz gemacht, daß sich jeder Jet im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die zwei Jets können jedoch, für sich betrachtet, kein geschlossenes System bilden. Speziell können nicht alle Quantenzahlen erhalten bleiben, da sie im Endzustand farbneutrale Objekte enthalten, zu Beginn jedoch durch farbgeladene Quarks generiert werden. Deshalb müssen sich beide Jets ein Quarkpaar teilen, um die Farbe zu kompensieren. Dazu unterscheidet das Modell zwei verschiedene Schemata. Im ersten, dem von Becattini sogenannten unkorrelierten Jet Schema, dürfen nur $d\bar{d}$ und $u\bar{u}$ Quark Paare geteilt werden. Weiterhin wird angenommen, daß die Baryonzahl in jedem Jet erhalten ist. Das als korreliertes Jet Schema benannte zweite Schema erlaubt das Teilen eines gemeinsamen $s\bar{s}$ Quarkpaares, so daß die Strangeness und Baryonzahl nur im Gesamtsystem erhalten bleibt.

- **String Fragmentation**[7]

Das Stringmodell beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quark-Antiquark Paaren durch einen relativistischen Farbstring und damit durch ein lineares Confinementpotential. Durch Erzeugung von neuen Quark-Antiquark Paaren innerhalb des Strings bricht dieser auf und Hadronen können sich formieren. Durch Gluonabstrahlung erhalten die Hadronen zusätzlich einen Impuls transversal zur Stringachse.

Der folgende Abschnitt erklärt genauer die Produktion von Hadronen im Rahmen des Stringmodells.

2.1 Das String Modell

Das Stringmodell geht davon aus, daß im Feld des Farbstrings, der durch das anfängliche Quarkpaar $q\bar{q}$ gebildet wird und eine Energiedichte von etwa $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$ besitzt, durch einen Tunnelprozeß weitere Quark-Antiquark Paare $q_i\bar{q}_i$ aus dem Vakuum produziert werden. Werden Quark und Antiquark der Massen m in einem Abstand d von einander produziert, so besitzt dieser Abschnitt des Strings einen Energieinhalt $d\kappa$. Dieser kann dann in transversale Masse m_\perp bzw. transversalen Impuls p_\perp des produzierten Quark und Antiquark umgewandelt werden.

$$2m_\perp = 2\sqrt{m^2 + p_\perp^2} = d\kappa \quad (2.2)$$

In der Summe heben sich die Transversalimpulse von q_i und \bar{q}_i auf, da der String insgesamt keine transversale Anregung besitzt.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark und Antiquark der Masse m und Transversalimpuls p_\perp aus dem Vakuum zu generieren, ist dann gegeben durch:

$$\exp \frac{-\pi m_\perp^2}{\kappa} = \exp \frac{-\pi m^2}{\kappa} \exp \frac{-\pi p_\perp^2}{\kappa} \quad (2.3)$$

Das Produktionsverhältnis der unterschiedlichen Quarkflavour ist dabei allein durch deren Quarkmassen gegeben. Da diese jedoch nicht genau bestimmbar sind, wird als Näherung eine gleiche Produktionswahrscheinlichkeit von u -Quark und d -Quark angesetzt. Die s -Quark Unterdrückung ist durch einen Parameter frei wählbar. b -Quark und c -Quark Produktion wäre energetisch zwar auch möglich, wird jedoch völlig vernachlässigt.

Aus der Faktorisierung der Tunnelwahrscheinlichkeit und der Transversalimpulse des Quarks und Antiquarks resultiert insgesamt eine flavourabhängige gaussförmige p_\perp Verteilung.

In longitudinaler Richtung bekommt ein produziertes Quark q_i einen Bruchteil z , des zur Verfügung stehenden Viererimpulses mit der Wahrscheinlichkeit $f(z)$ geordnet:

$$z = \frac{(E + p_z)_{q_i}}{(E + p_z)_{\text{verfügbar}}} \quad (2.4)$$

Für die Fragmentationsfunktion $f(z)$ gibt es mehrere Ansätze. Als Beispiel ist hier die Lund-Parametrisierung mit zwei freien Parametern a und b angegeben:

$$f(z) \propto \frac{1}{z}(1-z)^a \exp \frac{-bm_{\perp}^2}{z} \quad (2.5)$$

Im Folgenden wird die Produktion von Mesonen und Baryonen im Stringmodell erläutert

- **Mesonproduktion**

Mit wachsender Distanz zwischen einem Quarkpaar $q_1\bar{q}_2$, wächst auch die Spannung in dem dazwischen liegenden Farbstring, bis es für das System energetisch günstiger ist, ein oder mehrere neue Quark-Antiquark Paare $q_3\bar{q}_3, \dots, q_n\bar{q}_n$ aus dem Vakuum zu erzeugen. Falls sich nach der Produktion eines zusätzlichen Quark-Antiquark Paares nun die Farbladungen von q_1 und \bar{q}_3 , bzw q_3 und \bar{q}_2 jeweils kompensieren, so bricht der Fragmentationsprozeß hier ab und zwei Mesonen, M_1 und M_2 , wurden erzeugt. Abbildung 2.1 illustriert diesen Prozeß.

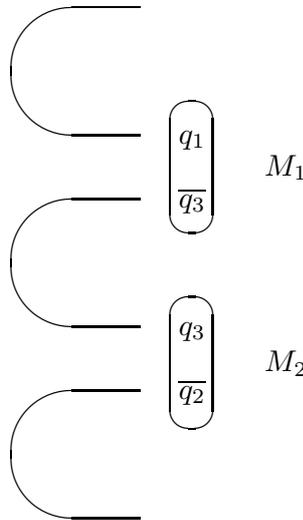


Abbildung 2.1: *Produktion von Mesonen im Stringmodell.*

- **Baryonproduktion**

Das Stringmodell ermöglicht die Produktion von Baryonpaaren, B und \bar{B}' , auf zwei Arten; mit dem Diquark Mechanismus [8] und dem Popcorn Mechanismus [9]

– **Diquark Mechanismus**

Analog zur Mesonproduktion wird statt eines Quark-Antiquark Paares ein Diquark-Antidiquark Paar $(q_3q_4) (\overline{q_3q_4})$ aus dem Vakuum erzeugt. Dabei muß sich die Farbladung des Diquarks gerade mit der Farbe des anfänglichen Quarks kompensieren, damit ein farbneutraler 3-Quark Zustand, ein Baryon, entsteht. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die Produktion eines Σ^- -Antibaryon Paares im Diquarkmodell.

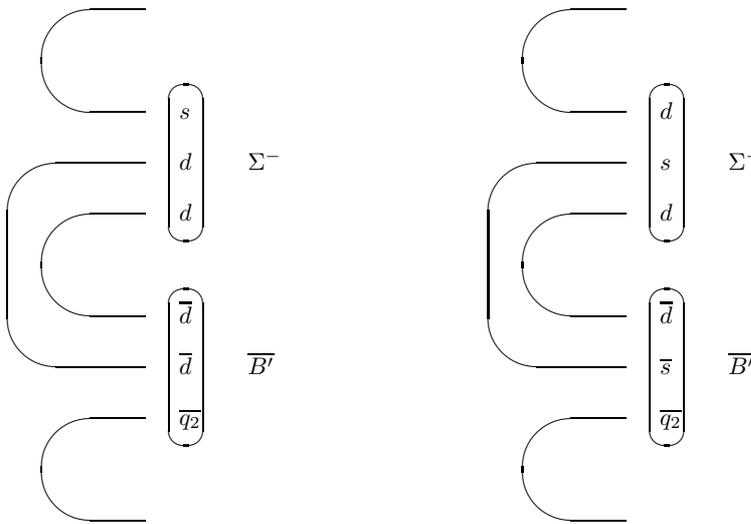


Abbildung 2.2: Die möglichen Produktionswege eines $\Sigma^- \overline{B'}$ Paares im Diquarkmodell.

Die Produktionswahrscheinlichkeit eines Diquark-Antidiquark Paares ist durch einen Tunnelprozeß, wie in Gleichung 2.3 beschrieben, gegeben. Jedoch gilt auch hier, daß aufgrund der ungenauen Kenntnis der Diquarkmassen ein freier Parameter eingeführt wird, mit dem man das Produktionsverhältnis Diquark zu Quark einstellen kann. Weiterhin läßt sich die s -Quark Unterdrückung und die Spinanregung bei der Diquarkproduktion frei wählen.

– **Popcorn Mechanismus**

Ein aus dem Vakuum produziertes Quarkpaar $q_3\overline{q_3}$ muß nicht notwendiger Weise eine Farbladung tragen, die gerade die Farbladung des anfänglichen Quark-Antiquark Paares $q_1\overline{q_2}$ kompensiert. Falls sich in Kombination eine resultierende Farbladung ergibt,

so können in einem zweiten Schritt innerhalb dieses Farbfelds zusätzliche Quark-Antiquark Paare $q_4\bar{q}_4, \dots, q_n\bar{q}_n$ erzeugt werden, die sich mit den vorher erzeugten Quarks zu farbneutralen Objekten kombinieren lassen. Falls im zweiten Schritt mehr als ein neues Quark-Antiquark Paar erzeugt wird, so wird neben dem Baryon-Antibaryon Paar damit auch immer mindestens ein zusätzliches intermediäres Meson produziert.

Das Quark bzw. Antiquark, das im Feld des anfänglichen Quark-Antiquark Paares erzeugt wird, wird als 'Curtainquark' bezeichnet, da auf dieses keine Nettokraft wirkt und es sich somit für eine gewisse Zeit frei entlang des Strings bewegen kann. Die Zeitspanne ist dabei durch die Energieunschärfe des Quarks gegeben. Das Quark bzw. Antiquark, das im zweiten Schritt generiert wird, wird als 'Vertexquark' bezeichnet, da es den Stringbruch auslöst. Curtainquark und das ihm benachbarte Vertexquark werden zusammen als effektives Diquark bezeichnet.

In erster Näherung beschränkt sich der Popcornprozeß auf die Produktion von höchstens einem intermediären Meson. Die Produktionsrate für diese Baryon-Meson-Antibaryon Konfiguration ($B\bar{M}\bar{B}'$) läßt sich mit Hilfe des Popcornparameters ρ frei einstellen, der folgendermaßen definiert ist:

$$\rho = \frac{P(B\bar{M}\bar{B}')}{P(B\bar{B}') + P(B\bar{M}\bar{B}')} \quad (2.6)$$

Ebenso frei wählen läßt sich die s -Quark Unterdrückung im Baryon und im intermediären Meson.

Abbildung 2.3 zeigt die Produktion eines $\Sigma^-\bar{B}'$ Paares mit einem intermediären Meson M im einfachen Popcornmodell.

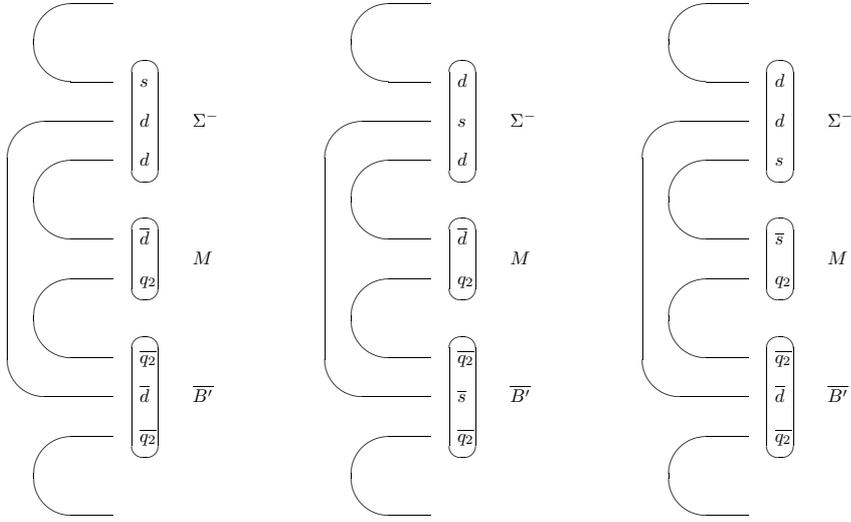


Abbildung 2.3: Die Produktion eines $\Sigma^-\bar{B}'$ Paares mit einem intermediären Meson M im einfachen Popcornmodell.

Zur Beschreibung der Baryonproduktion stand zunächst nur das einfache Popcornmodell, in Kombination mit dem Diquarkmodell, zur Verfügung.¹

Das Popcornmodell wurde jedoch durch die Einbeziehung höherer Ordnungen erweitert. Gleichzeitig wurde das Diquarkmodell mit dem Popcornmodell zusammengefaßt.²

Im neuen Modell wird die Produktion eines Baryon-Antibaryon Paares immer mit Hilfe eines effektiven Diquark Mechanismus erklärt, in dem zunächst ein Curtain-Quark-Antiquark Paar und danach ein oder mehrere Vertex-Quark-Antiquark Paare produziert werden. Die Produktion eines Vertexquark Paares läßt sich wiederum durch einen Tunnelprozeß, wie in Gleichung 2.3, beschreiben. Ebenso wird dessen s -Quark Unterdrückung durch den gleichen Parameter wie bei der Mesonproduktion beschrieben. Die Curtain-Quark-Antiquark Paar Produktion gehorcht hingegen folgender Wahrscheinlichkeit:

$$|\Delta_F(m_\perp, d)|^2 \propto \exp(-2m_\perp d) \quad (2.7)$$

¹Im weiteren wird dieses Modell mit DIPOP1 abgekürzt, Soweit nicht anders angegeben, wurde dabei der Popcornparameter $\rho = 50\%$ gewählt.

²Im weiteren wird dieses Modell mit POP2 abgekürzt.

Hier gibt d wieder den internen Abstand des Curtain-Quark-Antiquark Paares an. Die Energie, die jetzt im Stringabschnitt der Länge d zur Verfügung steht, wird sowohl zur Generierung der transversalen Masse des effektiven Diquark-Antidiquark Paares $(m_{1\perp}, m_{2\perp})$ als auch zur Generierung der transversalen Masse (M_{\perp}) des intermediären Mesonensystems verwendet:

$$d\kappa = M_{\perp} + m_{1\perp} + m_{2\perp} \quad (2.8)$$

Zur Einstellung der Produktionswahrscheinlichkeit eines Curtain-Quarks bzw. Antiquarks der mittleren transversalen Masse m_{\perp} werden, abhängig vom Quarkflavour u oder s , zwei neue Parameter β_u und β_s eingeführt:

$$\beta_q = 2 \langle m_{\perp} \rangle / \kappa \quad (2.9)$$

Im kombinierten Diquark- und einfachen Popcornmodell wurde die Unterdrückung von Dekuplettbarionen über die Produktionswahrscheinlichkeit von Diquarks mit Spin=1 eingestellt. Dieser Parameter verliert im neuen Modell seine Bedeutung und eine explizite Unterdrückung von Dekuplettbarionen wird eingeführt.

Zusammengenommen läßt sich die Baryonproduktion im neuen Popcornmodell mit zwei Parametern weniger beschreiben, verglichen mit der Kombination von Diquarkmodell und einfachem Popcornmodell.

Das kombinierte Diquark- und einfache Popcornmodell wurde in den Monte-Carlo Generatoren JETSET und PYTHIA [20] implementiert. Das neue Popcornmodell stand zunächst nur als Zusatzpaket MOPS (Modified Popcorn Scenario) für die Version JETSET 7.4 zur Verfügung. Nach der Absorption von JETSET in PYTHIA wurde das neue Modell dann in PYTHIA 6.1 als Option komplett integriert.

In Anhang B werden die Parameter erläutert, mit denen sich im Monte-Carlo Generator PYTHIA 6.1 die Baryonproduktion in den verschiedenen Modellen steuern läßt. Sofern nicht explizit angegeben, wird in den folgenden Kapiteln als Monte-Carlo Generator JETSET 7.4 mit DIPOP1 und $\rho = 50\%$ benutzt.

2.2 Baryon-Antibaryon Korrelation

Im Diquarkmodell werden Baryon (B) und Antibaryon ($\overline{B'}$) ohne intermediäre Mesonen erzeugt. Aus diesem Grund erwartet man in diesem Modell

eine starke kinematische Korrelation des $B\bar{B}'$ Paares. Im Popcornmodell hingegen werden zwischen Baryon und Antibaryon zusätzlich Mesonen erzeugt. Dies führt zu einer Entkoppelung des $B\bar{B}'$ Paares. Die Stärke dieser Entkoppelung nimmt mit der Zahl der intermediär erzeugten Popcorn Mesonen zu.

Um die Korrelation eines $B\bar{B}'$ Paares zu quantifizieren, läßt sich z.B. die Differenz der Rapiditätsverteilungen $|\Delta y|$ von Baryon und Antibaryon verwenden, die ein Maß für den lorentzinvarianten Öffnungswinkel zwischen B und \bar{B}' ist:

$$|\Delta y| = |y(B) - y(\bar{B}')| \quad (2.10)$$

wobei die Rapidität folgendermaßen definiert ist:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}\right) \quad (2.11)$$

E gibt die Energie des Baryons und p_{\parallel} den Impuls des Baryons parallel zur Thrustachse des Ereignisses an. Die Thrustachse spiegelt in einem Zweijet Ereignis die Richtung des primär erzeugten $q\bar{q}$ Quark Paares wider³.

Als echte Korrelationen darf man nur solche $B\bar{B}'$ Paare zählen, die auch im String benachbart erzeugt wurden. Es gibt jedoch einen Untergrund an zufällig kombinierten $B\bar{B}'$ Paaren. Geht man davon aus, daß die Zahl der zufälligen $B\bar{B}'$ Kombinationen gleich der Zahl der zufälligen BB' Kombinationen ist, so erhält man für die Zahl der wahren Korrelationen $N(B\bar{B}')_{korreliert}$:

$$N(B\bar{B}')_{korreliert} = N(B\bar{B}') - N(BB') \quad (2.12)$$

Abbildung 2.4 illustriert die beiden Terme an Hand von PYTHIA 6.1 Ereignissen im DIPOP1 Modell und zeigt, daß die zufälligen Kombinationen eine breitere Rapiditätsverteilung aufweisen, wogegen $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$ Kombinationen fast ausschließlich in der selben Ereignishemisphäre liegen und gleichgerichtet sind. Bei der Simulation der Ereignisse mit PYTHIA 6.1 wurden Parametereinstellungen benutzt, die bei OPAL typischerweise verwendet werden (OPALTUNE). Diese sind in Anhang B angegeben.

³Zur genaueren Definition der Thrustachse und den Qualitätsanforderungen zu deren Berechnung siehe Anhang A.

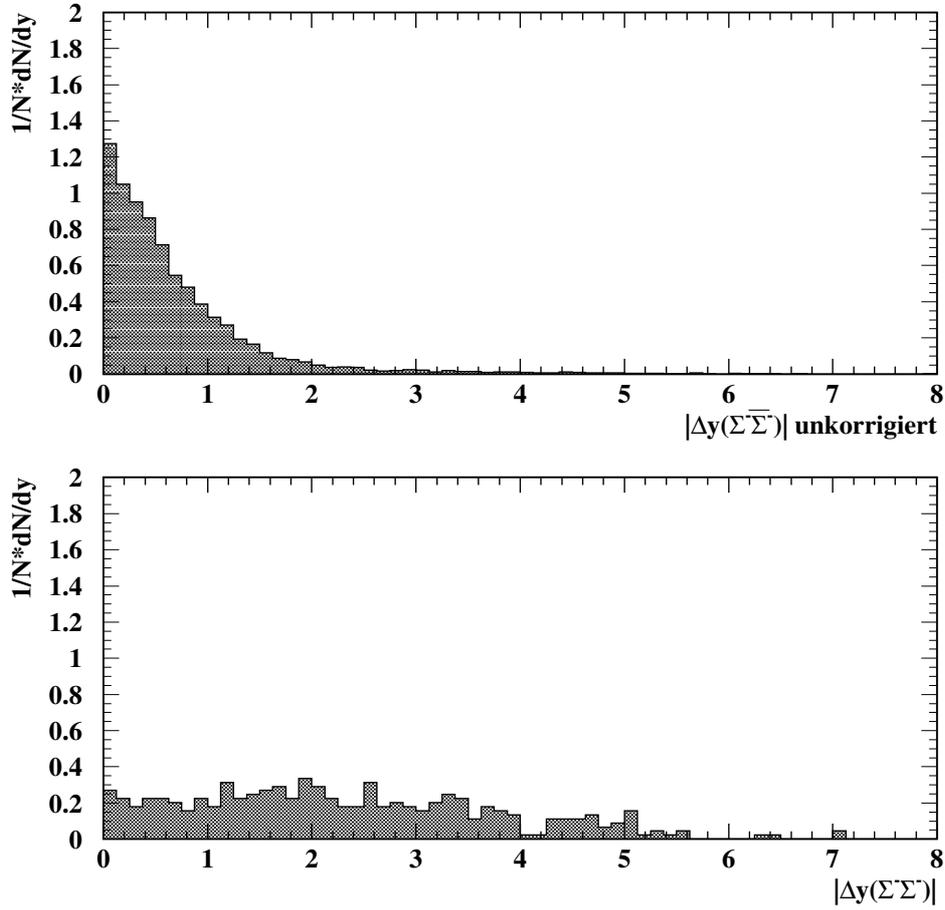


Abbildung 2.4: Verteilung der Rapiditydifferenz zwischen allen $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$ Kombinationen (oben) und allen $\Sigma^- \Sigma^-$ Kombinationen (unten) für einen Popcornanteil von 50%, ermittelt mit PYTHIA 6.1 und DIPOP1 Modell.

Abbildung 2.5 zeigt die Verteilung der Rapiditydifferenz für korrelierte $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$ Paare unter der Annahme, daß Baryonen nur durch den Diquarkmechanismus bzw. zur Hälfte oder zu 75% mit Hilfe des Popcorn Mechanismus generiert werden. Wie man anhand des Mittelwertes und der Standardabweichung (r.m.s) der Verteilungen erkennt, ist eine Verbreiterung der Verteilung mit wachsendem Popcornanteil ρ zu beobachten, hervorgerufen durch die vermehrte Produktion von intermediär erzeugten Mesonen.

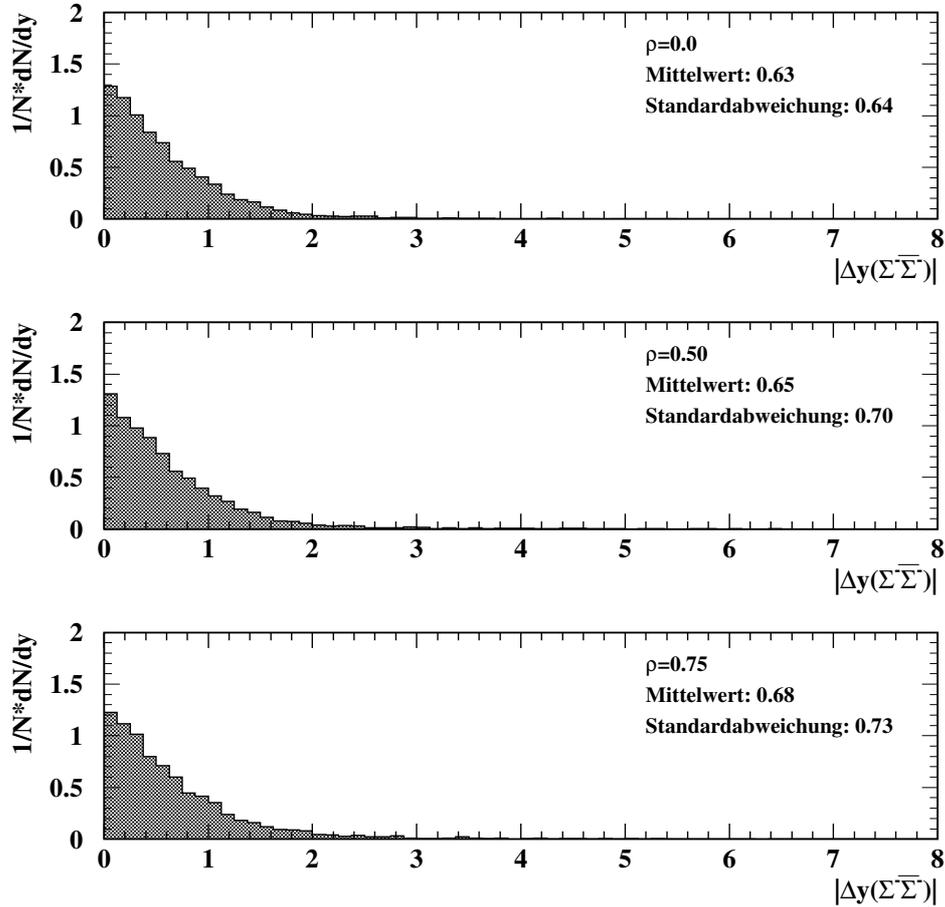


Abbildung 2.5: Verteilung der Rapiditätsdifferenz $|\Delta y|$ zwischen Σ^- und $\bar{\Sigma}^-$ für PYTHIA 6.1 Ereignisse im DIPOP1 Modell, bei einem Popcornanteil von $\rho = 0\%$ (oben), $\rho = 50\%$ (mitte) und $\rho = 75\%$ (unten).

2.3 Σ^- - Antibaryon Korrelationen

Um Baryon-Antibaryon Korrelationen zu untersuchen, benötigt man ein möglichst gut identifizierbares Baryon aus der Fragmentation. Hyperonen eignen sich gut zur Fragmentationsanalyse, da bei der Produktion, wie erwähnt, neben der Erhaltung der Baryonenzahl auch die Strangenessquantenzahl erhalten sein muß. Dies ermöglicht eine Unterscheidung von Korre-

lationen mit einem Antihyperon und Korrelationen mit einem Antinukleon. Für die Analyse wurde als Testbaryon das Σ^- gewählt, da das Σ^- zu 100% in $n\pi^-$ zerfällt und bei OPAL eine Rekonstruktion dieses Zerfalls mit Hilfe der Spurdetektoren möglich ist.

Um qualitativ die häufigsten Σ^- - Antibaryon Korrelationen zu ermitteln, genügt es, sich bei der Baryonproduktion auf die Generierung von höchstens einem zusätzlichen intermediären Meson zu konzentrieren ($\Sigma^- \overline{B'}, \Sigma^- M \overline{B'}$). In Tabelle 2.1 sind alle solchen Korrelationen aufgeführt. Als Ausgangskonfiguration wurde ein s -Quark und ein leichtes Antiquark angenommen. Unberücksichtigt bleiben angeregte Antibaryonzustände, falls bereits der Grundzustand aufgelistet ist. Spalte 2 gibt an, ob das Antibaryon schon allein durch den Diquarkmechanismus erzeugt werden kann ('+') oder ob dies erst im Popcornmodell möglich ist ('-'). Spalte 3 gibt die möglichen, im Popcornmodell erzeugten intermediären Mesonen an.

Korreliert erzeugtes Antibaryon \overline{B}	Diquarkproduktion	intermediäres Meson
$\overline{\Sigma}^-$	+	$K^0, \phi, \pi^0, \overline{K}^0$
$\overline{\Sigma}^0$	+	$K^+, K^0, \phi, \pi^+, \pi^0$
$\overline{\Xi}^-$	+	ϕ, π^0, K^0
$\overline{\Lambda}$	+	$K^+, K^0, \phi, \pi^+, \pi^0$
\overline{n}	+	K^+, K^0, π^+, π^0
$\overline{\Delta}^-$	+	K^0, π^0
$\overline{\Sigma}^+$	-	π^+
\overline{p}	-	K^+, π^+
$\overline{\Xi}^0$	-	π^+, K^0
$\overline{\Omega}^-$	-	\overline{K}^0

Tabelle 2.1: Mögliche Σ^- - Antibaryon Korrelationen mit höchstens einem intermediären Meson. Die zweite Spalte gibt eine mögliche Produktion im Diquarkmodell an.

Um den ungefähren Beitrag einer Korrelation zur Σ^- Produktion zu bestimmen, wurde im kombinierten Modell aus Diquark- und einfachem Popcornmechanismus der Popcornparameter ρ ausgehend von 50% auf 0% gesenkt bzw. auf 95% erhöht, wobei die restlichen Monte-Carlo Parameter unverändert blieben. Tabelle 2.2 zeigt die erzielten Σ^- - Antibaryon Korrelationsraten, normiert auf die totale Σ^- Produktionsrate. Zerfallsprodukte von $\Sigma^-, \overline{\Lambda}, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0$ und Ω^- wurden nicht berücksichtigt. Wie erwartet,

ist eine Abnahme von Σ^- - Antihyperon Korrelationen mit steigendem Popcornparameter zu erkennen. Dies wird kompensiert durch eine Zunahme an Σ^- - Antinukleon Korrelationen, was einer Entkoppelung von Strangeness- und Baryonzahlerhaltung entspricht. Die Korrelationsrate der Hyperonen beinhaltet Zerfälle angeregter Hyperonen. Ebenso enthalten die Korrelationsraten für \bar{n} und \bar{p} Zerfälle aus angeregten Nukleonen. Die Summe aller Korrelationsraten ist deswegen in dieser Tabelle größer 1. Die Summe nur über Antihyperonen, \bar{n} und \bar{p} ergibt jedoch genau 1.

\bar{B}	$\rho = 0\%$	$\rho = 50\%$	$\rho = 95\%$
$\bar{\Sigma}^-$	0.438	0.334	0.120
$\bar{\Sigma}^0$	0.234	0.180	0.088
$\bar{\Xi}^-$	0.189	0.151	0.061
$\bar{\Lambda}$	0.086	0.109	0.144
\bar{n}	0.064	0.158	0.330
$\bar{\Delta}^-$	0.027	0.062	0.121
$\bar{\Delta}^0$	0.009	0.041	0.081
$\bar{\Sigma}_{1385}^+$	0.001	0.008	0.019
\bar{p}	-	0.042	0.174
$\bar{\Delta}^+$	-	0.013	0.040
$\bar{\Sigma}^+$	-	0.013	0.050
$\bar{\Xi}^0$	-	0.013	0.030
$\bar{\Xi}_{1530}^{-,0}$	-	0.008	0.018
$\bar{\Omega}^-$	-	-	0.002
c -Antibaryon	-	0.005	0.015
b -Antibaryon	-	0.004	0.008

Tabelle 2.2: Relative Σ^- - Antibaryon Korrelationsraten, normiert auf die totale Σ^- Produktionsrate, generiert im kombinierten Diquark- und einfachen Popcornmodell für verschiedene Stärken des Popcornmodells. Es wurden jeweils 10000 PYTHIA 6.1 Ereignisse verwendet, in denen mindestens ein Σ^- oder $\bar{\Sigma}^-$ erzeugt wurde.

Über den gesamten Variationsbereich des Popcornparameters werden Σ^- -Antihyperon Korrelationen somit durch folgende Korrelationen dominiert.

- $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$
- $\Sigma^- \bar{\Sigma}^0$

- $\Sigma^-\bar{\Lambda}$
- $\Sigma^-\bar{\Xi}^-$

Der nachfolgende Abschnitt beschreibt die experimentellen Signaturen zur Detektion dieser Korrelationen.

2.4 Die Korrelationssignaturen

$$\Sigma^-\pi_d^+, \Sigma^-\bar{\Lambda}_p, \Sigma^-\bar{\Lambda}_d$$

Außer dem Σ^0 zerfallen Hyperonen durch die schwache Wechselwirkung. Aus diesem Grund besitzen die betrachteten Hyperonen eine relativ lange Lebensdauer. Dies nutzt man zum Nachweis der Hyperonen aus, in dem man nach Zerfallsprodukten der Hyperonen sucht, die verzögert erzeugt wurden, also nicht vom Hauptvertex stammen. Tabelle 2.3 faßt die verschiedenen Lebensdauern von Antihyperonen zusammen und gibt die dominierenden Zerfallskanäle, sowie die Rate der experimentell nachweisbaren Signaturen ⁴ pro Antihyperon an.

Anti-hyp.	Zerfallslänge in cm	Zerfallskanal	Verzw.- verhältnis	Signatur	R(π_d^+)	R(Λ_p)	R(Λ_d)
$\bar{\Sigma}^-$	4.434	$\bar{n} \pi^+$	100%	π_d^+	1	—	—
$\bar{\Sigma}^0$	2.2×10^{-13}	$\gamma \bar{\Lambda}$	100%	$\bar{\Lambda}_p, \pi_d^+$	0.64	1	—
$\bar{\Lambda}$	7.89	$\bar{p} \pi^+$	63.9%	$\bar{\Lambda}_p, \pi_d^+$	0.64	1	—
$\bar{\Xi}^-$	4.91	$\bar{\Lambda} \pi^+$	100%	$\bar{\Lambda}_d, \pi_d^+$	1.64	—	1

Tabelle 2.3: Zerfallssignaturen von Antihyperonen.

Das $\bar{\Sigma}^0$ zerfällt als einziges betrachtetes Antihyperon elektromagnetisch und besitzt somit eine sehr kleine Lebensdauer. Da das $\bar{\Sigma}^0$ jedoch zu 100% in ein $\bar{\Lambda}$ zerfällt, kann man $\bar{\Sigma}^0$ und $\bar{\Lambda}$ zusammengefaßt betrachten.

Damit ergeben sich folgende experimentelle Signaturen um Σ^- - Antihyperon Korrelationen zu untersuchen:

⁴Die Signaturen werden wie folgt abgekürzt:

- π_d^+ : verzögert (delayed) erzeugtes Pion
- $\bar{\Lambda}_p$: prompt erzeugtes Antilambda
- $\bar{\Lambda}_d$: verzögert (delayed) erzeugtes Antilambda

- Korrelation eines Σ^- mit einem verzögert erzeugten π^+ : $\Sigma^- \pi_d^+$
- Korrelation eines Σ^- mit einem prompt erzeugten $\bar{\Lambda}$: $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$
- Korrelation eines Σ^- mit einem verzögert erzeugten $\bar{\Lambda}$: $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$

Durch eine Entfaltung dieser rekonstruierten Korrelationen lassen sich dann die Σ^- - Antihyperon Korrelationen extrahieren. Ein mit einem Σ^- korreliert erzeugtes $\bar{\Sigma}^-$ läßt sich, wie das Σ^- selber, im Prinzip auch über den Zerfall $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} \pi^+$ getrennt von den anderen π_d^+ Quellen identifizieren. Jedoch ist die Effizienz der Σ^- Rekonstruktion zu klein, um in einem Ereignis gleichzeitig ein Σ^- und ein $\bar{\Sigma}^-$ nachzuweisen. Aus diesem Grund wird lediglich das verzögerte Pion als $\bar{\Sigma}^-$ Signatur benutzt.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring LEP

1989 wurde am CERN, dem Europäischen Labor für Teilchenphysik, der Elektron-Positron Speicherring LEP in Betrieb genommen. Mit ihm war es möglich, mit bis dahin nicht erreichter Präzision Tests des Standardmodells durchzuführen. Zu Beginn, in der LEP1 Phase, wurden e^+ und e^- bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{CM} = M_{Z^0} \cdot c^2$ zur Kollision gebracht um mit hoher Luminosität Z^0 Zerfälle studieren zu können. Später, in der LEP2 Phase, hatte man unter anderem die Suche nach neuen Teilchen zum Ziel und begann deshalb sukzessive E_{CM} bis auf etwa 210 GeV zu erhöhen. Ende 2000 wurde der Betrieb von LEP eingestellt.

Dem LEP Speicherring, der einen Umfang von etwa 27 km besitzt und in etwa 100 m unter der Erdoberfläche verläuft, sind zahlreiche Vorbeschleuniger vorgeschaltet, welche die Energie von e^+ und e^- stufenweise erhöhen.

Im LEP1 Betriebsmodus waren e^+ und e^- jeweils in 4 Bündeln im Ring verteilt, wobei jedes Bündel im sogenannten Bunch-Train Betrieb noch einmal unterteilt sein konnte. Daraus resultierte an den 4 Wechselwirkungspunkten eine Kollisionsrate von 45 kHz [19].

An diesen 4 Wechselwirkungspunkten wurden die Zerfallsprodukte der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0$ mit Hilfe der Hochenergiedetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL aufgezeichnet.

3.2 Der OPAL Detektor

Der OPAL Detektor [3] wurde als universeller Teilchendetektor geplant und 1989 in Betrieb genommen. Der Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aus verschiedenen Detektorkomponenten aufgebaut. Außerdem

schließen zusätzliche Detektorlagen senkrecht zur Strahlachse den OPAL Detektor ab, so daß fast der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt ist. Abbildung 3.1 zeigt einen Schnitt durch den Detektor entlang der Strahlachse (b) und senkrecht dazu (a).

Das rechtshändige Koordinatensystem von OPAL ist dabei so orientiert, daß die positive x -Achse zum Mittelpunkt des LEP Rings zeigt und die positive z -Achse entlang des einlaufenden e^- Strahl verläuft. Der Ursprung des Koordinatensystems fällt mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt zusammen. Bei OPAL werden neben den kartesischen Koordinaten (x, y, z) auch die Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) benutzt.

Von innen nach außen ist der OPAL Detektor folgendermaßen aufgebaut:

- **Die Spurkammerdetektoren**

Sie werden weiter unten ausführlich beschrieben, da deren Aufbau und Eigenschaften für diese Arbeit von entscheidender Bedeutung sind. Die Spurdetektoren befinden sich in einem homogenen, axialen Magnetfeld von 0.435 T , das durch eine normalleitende Kupferspule erzeugt wird und in Richtung des einlaufenden e^- Strahl orientiert ist.

- **Die Kalorimeterdetektoren**

In dieser Arbeit leisten die Kalorimeter lediglich einen Beitrag zur Triggerentscheidung und Selektion multihadronischer Ereignisse. Zur Selektion von Σ^- -Antihyperon Paaren wurden sie jedoch nicht verwendet und werden deshalb nur kurz erläutert. Das elektromagnetische und hadronische Kalorimetersystem sind in einen zylindersymmetrischen Teil (Barrel) und einen senkrecht zur Strahlachse angeordneten Teil (Endkappen) unterteilt.

- **Das elektromagnetische Kalorimetersystem**

Das aktive Material des elektromagnetischen Kalorimeters besteht aus Bleiglaszählern. Die Energie aufschauender Elektronen und Photonen läßt sich über die produzierte Čerenkov Strahlung mit Hilfe von Photomultipliern nachweisen. Dem Bleiglaskalorimeter vorgelagert ist der Presampler, aufgebaut aus Driftröhren, die im Streamer Modus arbeiten und Vieldrahtproportionalkammern, der dazu dient, die Position von elektromagnetischen Schauern zu bestimmen, die bereits vor dem Bleiglaskalorimeter entstanden sind.

- **Das hadronische Kalorimetersystem**

Das hadronische Kalorimeter besteht aus Streamerröhren und ist in das Rückflußisen des Magneten integriert. Hadronen, die das

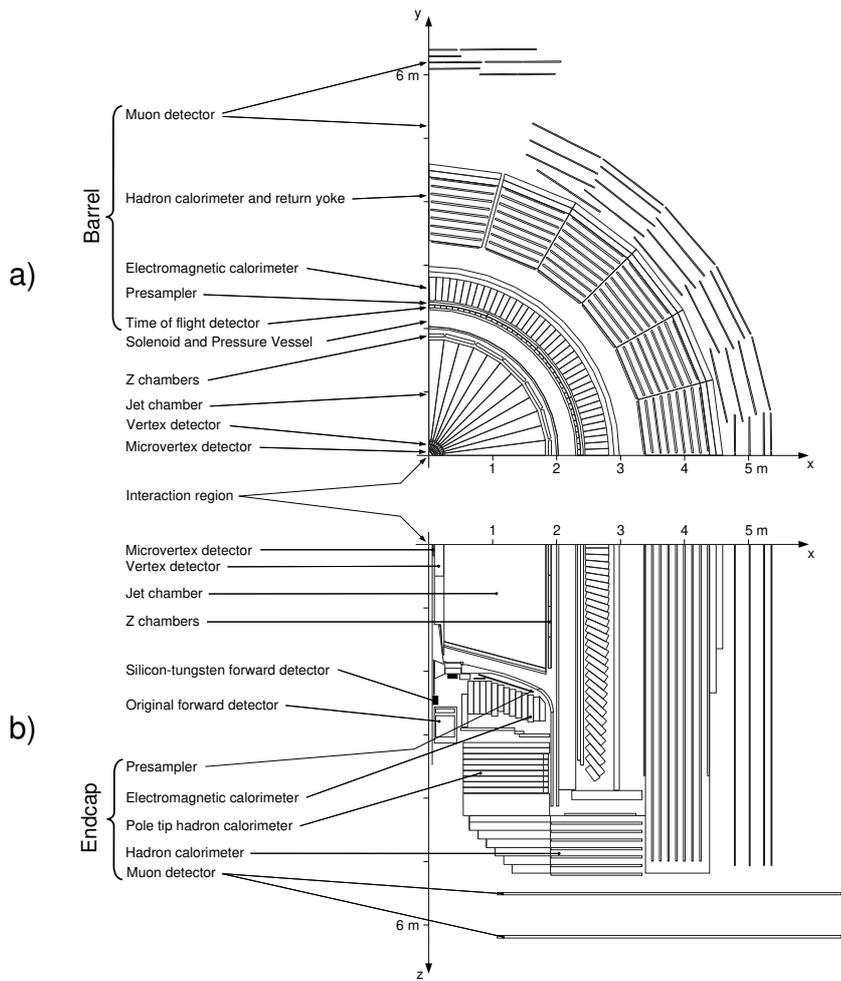


Abbildung 3.1: *Der OPAL Detektor.*

elektromagnetische Kalorimeter passieren, können ihre gesamte Restenergie durch Schauerentwicklung mittels starker Wechselwirkung mit dem Rückflußeisen deponieren. Zur Energiebestimmung der Hadronen muß zusätzlich die Information des elektromagnetischen Kalorimeters herangezogen werden, da Hadronen bereits dort einen Teil ihrer Energie deponieren können. Zum Nachweis von Hadronschauern, die einen sehr kleinen Winkel relativ zur Strahlachse besitzen, wird das Pole-Tip Kalorimeter eingesetzt, das aus Vieldrahtproportionalkammern besteht.

- **Die Myondetektoren**

Die Myondetektoren werden für diese Arbeit nicht verwendet. Die Ortsinformation der Myonen wird mit Hilfe von Driftkammern und Driftröhren bestimmt.

- **Luminositätsdetektoren**

Bei OPAL existieren zwei Detektoren zur Luminositätsbestimmung mittels Kleinwinkel-Bhaba Streuung. Zunächst existierte nur ein spezieller Vorwärtsdetektor, der mit Hilfe eines Systems aus Sandwichkalorimeter, Driftkammern und Proportionalzählrohren e^+ und e^- aus Bhaba Streuung detektierte. Um die Genauigkeit der Luminositätsmessung zu verbessern, wurde 1993 ein Silizium-Wolfram Kalorimeter eingebaut.

3.2.1 Der Silizium Vertex-Detektor (SI)

Mit Hilfe des Silizium Vertex-Detektors, der ab 1991 in mehreren Version nachträglich installiert wurde, ist es möglich, Zerfallstopologien in der Nähe des Wechselwirkungspunkts mit hoher Präzision aufzulösen. Der Detektor besteht ab 1993 aus zwei Siliziumstreifenlagen, zylindersymmetrisch im Abstand 6.5 cm und 7.0 cm um die Strahlachse angeordnet. Die Lagen sind so angeordnet, daß man sowohl $r - \phi$ als auch $r - z$ Information einer geladenen Spur in der Nähe des Wechselwirkungspunkts erhält. Vor dem Jahr 1993 war es nur möglich, Spurinformatoren in der $r - \phi$ Ebene auszulesen.

3.2.2 Die zentrale Vertexkammer (CV)

Die zentrale Vertexkammer ist in der Lage, die Zerfallsvertices von kurzlebigen Teilchen zu rekonstruieren. Sie ist 1 m lang, besitzt einen inneren Radius von 8 cm und hat einen Durchmesser von 47 cm. Die Kammer ist aus zwei radialen Lagen aufgebaut. Die innere Lage besteht aus 432 Axialdrähten,

die in 36 Driftzellen gruppiert sind. Die Axialdrähte sind in jeder Zelle im radialen Abstand von 5.3 mm parallel zur Strahlachse angeordnet, wobei die Drähte alternierend gegen die Mittelebene versetzt sind ($\pm 41 \mu\text{m}$), um Links-Rechts Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion zu vermeiden. Die an den Drähten gemessenen Driftzeiten ermöglichen dann eine genaue Angabe der $r - \phi$ Koordinaten eines geladenen Teilchens. Prinzipiell wäre die Angabe der z -Koordinate mit Hilfe des Vergleichs der ausgelesenen Signalhöhen an beiden Enden möglich. Eine sehr viel genauere Bestimmung wird jedoch mit der äußeren Lage der Kammer erreicht. Sie besteht aus Signaldrähten, die um 4° gegen die Strahlachse geneigt sind. Diese 216 Stereodrähte sind ebenfalls in 36 Zellen gruppiert. Da Axial- und Stereodrähte nur leicht gegeneinander geneigt sind, sind die Bestimmungen der Koordinaten $r - \phi$ und z nicht völlig unabhängig.

Als Zählgas wird sowohl für die Vertexkammer, wie die Jetkammer und die Z-Kammer ein Gemisch aus 88.2% Argon, 9.8% Methan, 2.0% Iso-Butan, sowie Wasser von etwa 500 ppm benutzt. Der nominelle Druck liegt bei 4 bar.

3.2.3 Die zentrale Jetkammer (CJ)

Mit Hilfe der zentralen Jetkammer ([3],[14],[11]) ist eine genaue Rekonstruktion der Orts- und Impulsinformation einer geladenen Spur in der $r - \phi$ Ebene möglich.

Der innere Mantel der zylindrisch geformten Kammer besitzt einen Abstand von 25 cm zur Strahlachse und eine Ausdehnung in Strahlrichtung von 320 cm. Der äußere Radius beträgt 185 cm. Dort ist die Kammer 400 cm lang. Die Endkappen sind aus Stabilitätsgründen konisch geformt. Die Kammer besteht aus 3816 axial angeordneten Signaldrähten, die in 24 $r - \phi$ Sektoren eingeteilt sind. Die 159 Signaldrähte eines Sektors sind radial angeordnet. Der Abstand der Signaldrähte untereinander beträgt 10 mm. Eine alternierend versetzte Anordnung der Drähte um $\pm 100 \mu\text{m}$ relativ zur Mittelebene soll auch hier Links-Rechts Ambiguitäten vermeiden.

In der Mitte zwischen benachbarten Anodendrahtebenen formen Kathodendrahtebenen das elektrische Feld innerhalb des Sektors so, daß es senkrecht zu den Signaldrahtebenen verläuft. In der Nähe der Signaldrähte formen zusätzlich Potentialdrähte das Feld. Ionisiert ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch einen Sektor das Gas in der Jetkammer, so driften die freigesetzten Elektronen aufgrund des Magnetfeldes unter einem Lorentzwinkel von etwa 20° gegen das elektrische Feld, mit etwa $52.7 \mu\text{m/ns}$ zu den Anodendrahten. Dabei beträgt die Driftstrecke zwischen 3 cm und 25 cm. Die elektrische Feldstärke beträgt bei einer angelegten Driftspannung von

-24 kV etwa 890 V/cm, so daß zusätzlich mit den Potentialdrähten eine Gasverstärkung an den Signaldrähten von etwa 1×10^4 resultiert.

Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung der Signal und Potentialdrähte in der $r - \phi$ Ebene für einen Sektor.

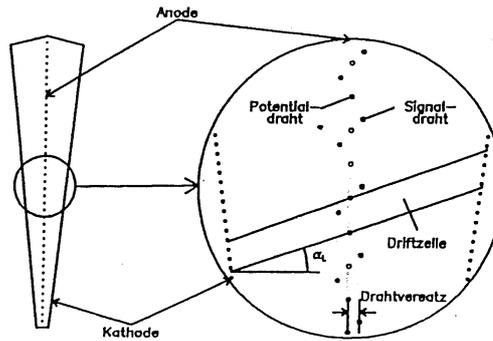


Abbildung 3.2: Drahtkonfiguration in einem CJ Sektor.

Die Signale werden an beiden Drahtenden ausgelesen und mittels Software integriert. Die integrierte Ladung ermöglicht später die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes dE/dx der Spur in der Jetkammer. Die erreichte Auflösung beträgt dabei für Myonen mit 159 Spurpunkten etwa 2.8%.

Auch bei der Jetkammer ist es mit Hilfe der Methode der Ladungsteilung an beiden Enden des Signaldrahts möglich, die z -Koordinate eines Spurpunktes zu bestimmen. Doch die erreichte Auflösung beträgt nur 4.5 cm – 6 cm. Deshalb wird die z Information einer geladenen Spur mit Hilfe einer zusätzlichen Detektorkomponente, der Z-Kammer, bestimmt.

3.2.4 Die zentrale Z-Kammer (CZ)

Die Signaldrähte der Z-Kammer sind senkrecht zum Strahlrohr orientiert. Damit verläuft die Elektronendrift in der Z-Kammer parallel zum Strahlrohr und ermöglicht so eine genaue Bestimmung der z -Koordinate. Die 24 Driftkammern, die sich radial an die Sektoren der Jetkammer anschließen, besitzen entlang der Strahlachse eine Ausdehnung von 400 cm, sind mit 50 cm genauso breit wie die Stirnfläche der Sektoren der Jetkammer und decken einen radialen Bereich von 6 cm ab. Jede Kammer besteht aus 48 Signaldrähten und ist in z Richtung noch einmal in 8 Zellen der Fläche 50 cm \times 50 cm unterteilt, die jeweils über 6 Signaldrähte verfügen. Der Abstand zwischen den Drähten beträgt 4 mm. Ebenso wie in den zuvor besprochenen Spurde-

tektoren, so wird auch hier durch alternierende Anordnung ($\pm 200 \mu\text{m}$) der Drähte um die Mittelebene eine Links-Rechts Ambiguität vermieden.

Die Z-Kammer deckt lediglich den Barrelbereich der Jetkammer ab. Zur Bestimmung der z Information einer Spur, die die Jetkammer im Endkappenbereich verlassen hat, kann man aber die Informationen über den Austrittspunkt der Spur benutzen und erreicht so eine z Auflösung, die gegenüber der mittels Ladungsteilung bestimmten Auflösung um eine Größenordnung besser ist.

Tabelle 3.1 gibt die Ortsauflösung der einzelnen Spurpunkte in den Detektoren an, die zur Spurrekonstruktion verwendet werden. Die Auflösung wird getrennt für die Ebene senkrecht zum Strahlrohr ($r - \phi$) und die Projektion parallel zum Strahlrohr ($s - z$) angegeben.

Detektor	Auflösung in der $r - \phi$ Ebene	Auflösung in der $s - z$ Ebene
Silizium Vertexdetektor	$10 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$
Vertexdetektor	$55 \mu\text{m}$	1 mm
Jetkammer	$100 \mu\text{m} - 135 \mu\text{m}$	4.5 cm – 6 cm
Z-Kammer	1.5 cm	$300 \mu\text{m}$

Tabelle 3.1: Ortsauflösung für einen einzelnen Spurpunkt für die verschiedenen Spurdetektoren.

3.3 Rekonstruktion geladener Spuren bei OPAL

Die Trajektorie eines geladenen Teilchens folgt im Spurkammersystem von OPAL aufgrund des Magnetfeldes einer Helix, bzw. in der $r - \phi$ Ebene einem Kreis. Entlang der Trajektorie erzeugt die Spur lokale Signale (Spurpunkte) in den einzelnen Spurdetektoren. Die Ortsinformation dieser ausgelesenen und digitalisierten Spurpunkte wird dann kombiniert, um die Teilchenbahn zu rekonstruieren.

Die Kombination von einzelnen Spurpunkten zu einer zusammenhängenden Spur folgt dabei innerhalb der Jetkammer folgendem Schema:

- **Suche nach Spursegmenten**

- Ein Triplet von Spurpunkten wird gesucht, die auf drei benachbarten Drähten detektiert wurden und in $r - \phi$ verträglich mit

einer Spur vom Wechselwirkungspunkt sind, beginnend am äußeren Rand, da dort die Spurdichte geringer ist.

- Extrapolation der Spur in beide Richtungen.
- Hinzufügung naheliegender Spurpunkte. Die Abweichung von der extrapolierten Position darf höchstens 5σ betragen.
- Neuberechnung des Spurfits, nachdem eine gewisse Zahl an Spurpunkten hinzugefügt wurden.
- Die Suche wird beendet, wenn:
 - * Alle Drähte untersucht wurden.
 - * Bei einer Anzahl von aufeinander folgenden Drähten keine Spurpaare gefunden wurden.
 - * Die Qualität des Spurfits zu schlecht wird.

Die Spurpunkte eines gefundenen Segments werden von der weiteren Suche ausgeschlossen. Wurde für alle möglichen Spurpunkt-tripletts der Rekonstruktionsprozeß durchlaufen, so beginnt die Suche mit den noch verbliebenen Spurpunkten erneut, nun aber mit schwächeren Selektionskriterien. Insgesamt werden 5 Iterationen durchgeführt. Dabei werden zunächst Spuren vom Wechselwirkungspunkt rekonstruiert, danach Spuren mit anderem Ursprungspunkt.

• **Kombination der Spursegmente zu Jetkammerspuren**

- Vergleich zweier Spursegmente innerhalb eines Sektors oder aus verschiedenen Sektoren.
- Kombination beider Spuren, falls die Spurparameter miteinander verträglich sind.
- Verwerfen von Jetkammerspuren mit weniger als 10 gemessenen Spurpunkten.

Der Suchalgorithmus in der Vertexkammer verläuft ähnlich, allerdings wird die Rekonstruktion für die Axial- und Stereodrähte getrennt durchgeführt. Erst in einem zweiten Schritt werden die Ergebnisse beider Rekonstruktionen zusammengeführt. Schließlich werden die Informationen von Silizium Vertex-Detektor, Vertexkammer, Jetkammer und Z-Kammer zu jeweils zusammenhängenden Spuren kombiniert.

Aus einer so erhaltenen Helix lassen sich dann die Spurparameter $(\kappa, \phi_0, \tan \lambda, z_0, d_0)$ extrahieren. Als Bezugspunkt für die Spurparameter gibt man dabei den Spurpunkt an, der in der $r - \phi$ Ebene den kürzesten Abstand

zum Koordinatenursprung hat(p.c.a)¹ . Im Folgenden werden die Spurparameter erläutert:

- **Die Spurkrümmung κ**

κ ist über den Radius ρ der Kreisbahn in der $r - \phi$ Ebene definiert:

$$|\kappa| = \frac{1}{2\rho} \quad (3.1)$$

$\kappa > 0$ entspricht dabei einer negativ geladenen Spur.

- **Der Azimuthal Winkel ϕ_0**

ϕ_0 definiert den Winkel der Spurtangente gegen die x -Achse am p.c.a.

- **Steigung der Spur $\tan \lambda$ in der $s - z$ -Ebene**

s gibt hier die Bogenlänge der Trajektorie in der $r - \phi$ Ebene an. $\tan \lambda$ ist über den Polarwinkel Θ verknüpft: $\tan \lambda = \cot \Theta$

- **z -Koordinate der Spur am p.c.a z_0**

- **Der Impaktparameter d_0**

d_0 gibt den Abstand des p.c.a zum Ursprung an.

$$|d_0| = \text{sign}(d_0) \cdot |(\rho - \sqrt{x_c^2 + y_c^2})| \quad (3.2)$$

$$\text{sign}(d_0) = \text{sign}([\vec{r} \times \vec{p}] \cdot \vec{e}_z) \quad (3.3)$$

$(x_c; y_c)$ sind die Koordinaten des Mittelpunkts der Kreisbahn in der $r - \phi$ Ebene. \vec{r} und \vec{p} sind Orts- und Impulskoordinaten an einem beliebigen Spurpunkt, \vec{e}_z ist der Einheitsvektor entlang der z -Achse. Für Lebensdauermessungen muß man von einem korrigierten Impaktparameter Gebrauch machen, der sich nicht auf den Koordinatenursprung sondern auf die jeweilige Position der $e^+ e^-$ Kollision bezieht.

Mit Hilfe dieser Spurparameter lassen sich die Impulskomponenten der Spur am p.c.a angeben:

$$p_{xy} = a \left| \frac{B}{\kappa} \right|, \quad \left(a = \frac{e}{2} = 1.5 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c \text{ T}^{-1} \text{ cm}^{-1} \right) \quad (3.4)$$

$$p_x = p_{xy} \cos \phi_0 \quad (3.5)$$

$$p_y = p_{xy} \sin \phi_0 \quad (3.6)$$

$$p_z = p_{xy} \tan \lambda \quad (3.7)$$

¹point of closest approach

Die Auflösung des Teilchenimpulses ist in den Spurkammern bei niedrigen Impulsen durch einen konstanten Term gegeben, der den Fehler aufgrund von Vielfachstreuung beschreibt. Erst bei zunehmendem Teilchenimpuls dominiert der Fehler der Ortsmessung. Für Spuren in der Jetkammer mit $|\cos(\Theta)| < 0.73$ gilt für die Impulsauflösung:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0.02)^2 + (0.0015 \cdot p / (\text{GeV}/c))} \quad (3.8)$$

Eine Hinzunahme der anderen Spurdetektoren führt zu keiner weiteren Verbesserung der Impulsauflösung. Ebenso bleibt die Meßgenauigkeit von ϕ_0 nahezu unverändert. Die Kenntnis der Ortsinformation des p.c.a Punktes sowie Θ erfährt jedoch eine starke Verbesserung, wie in Tabelle 3.2 aufgezeigt ist, in der die Auflösungen der genannten Parameter für das Jahr 1995 angegeben sind. Dabei wurden Messungen von Myon Spurpaaren bei einer Schwerpunktsenergie von $E = M_{Z^0} \cdot c^2$ benutzt[18].

	CJ alleine	CJ+CV+CZ	CJ+CV+CZ+SI
σ_p/p^2	$1.4 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$	$1.3 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$	$1.25 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$
σ_{d_0}	88 μm	39 μm	16 μm
σ_{z_0}	5.3 cm	930 μm	22 μm
σ_Θ	13.9 mrad	1.4 mrad	1.4 mrad
σ_{ϕ_0}	0.32 mrad	0.29 mrad	0.275 mrad

Tabelle 3.2: *Meßgenauigkeit der Spurinformatioenen, abhängig von den verwendeten Spurdetektoren.*

Die Verarbeitung der digitalisierten Spurpunkte wird von dem Programmpaket ROPE ² übernommen. Dieses Paket wird in einem späteren Schritt dann auch dazu benutzt, die aufgezeichneten Daten zu analysieren.

Will man die experimentell erzielten Resultate mit theoretischen Vorhersagen vergleichen, so muß man neben der Ereignisgenerierung auch die Akzeptanz des Detektors berücksichtigen. Zu diesem Zweck wurde das Simulationspaket GOPAL [6] entwickelt. Das Paket führt ein Ereignis, dessen physikalische Eigenschaften mit Hilfe eines Monte-Carlo Generators festgelegt werden, sukzessiv durch den Detektor. Zerfällt während dieser Zeit ein Teilchen, so werden dessen Zerfallsprodukte weiterverfolgt. Ebenso wird die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial simuliert. Als Ausgangsgröße stehen zuletzt die digitalisierten Spurpunkte in den Detektoren zur Verfügung. Diese werden wie oben beschrieben mit Hilfe von ROPE weiterverarbeitet.

²Reconstruction of OPal Events

Kapitel 4

Selektion der Σ^- Hyperonen

Die Methode zur Selektion von Σ^- Baryonen bei OPAL wurde in Referenz [4] beschrieben. Im Ruhesystem des Σ^- beträgt die Lebensdauer des Σ^- , multipliziert mit der Lichtgeschwindigkeit, $c\tau_{\Sigma^-} = 4.4$ cm. Im Laborsystem ergibt sich für ein Σ^- ($m_{\Sigma^-} = 1.197$ GeV/ c^2) mit dem Impuls p dann eine mittlere Zerfallslänge von [12]:

$$l = \frac{p\tau_{\Sigma^-}}{m_{\Sigma^-}} = 3.68 \text{ cm} \frac{p}{\text{GeV}/c} \quad (4.1)$$

Abbildung 4.1 zeigt die Verteilungen der Zerfallslänge, projiziert auf die $r - \phi$ Ebene und des Impulses, ermittelt mit JETSET 7.4. Die dunklen Bereiche entsprechen Σ^- Hyperonen, die innerhalb der Jetkammer zerfallen.

Bei ausreichendem Impuls ist eine Rekonstruktion des Σ^- Zerfalls in der Jetkammer möglich, wobei die Topologie des Zerfalls $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ ausgenutzt wird. Zunächst werden zwei gleich geladene Spuren (Σ^- Kandidat und π^- Kandidat) gesucht, die in der $r - \phi$ Ebene gegeneinander geknickt sind und sich an ihren Endpunkten innerhalb der Jetkammer treffen. Danach benutzt man die Impulsinformationen der Σ^- und π^- Kandidaten, um den fehlenden Impuls des angenommenen, im allgemeinen nicht nachweisbaren Neutrons zu bestimmen ¹. Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung läßt sich nun entscheiden, ob der Zerfall mit einem Σ^- Zerfall verträglich ist.

¹Untersuchungen ergaben, daß ein Großteil der Neutronen aus Σ^- Zerfällen nur geringe Energie besitzt und sich nicht im hadronischen Kalorimeter nachweisen läßt.

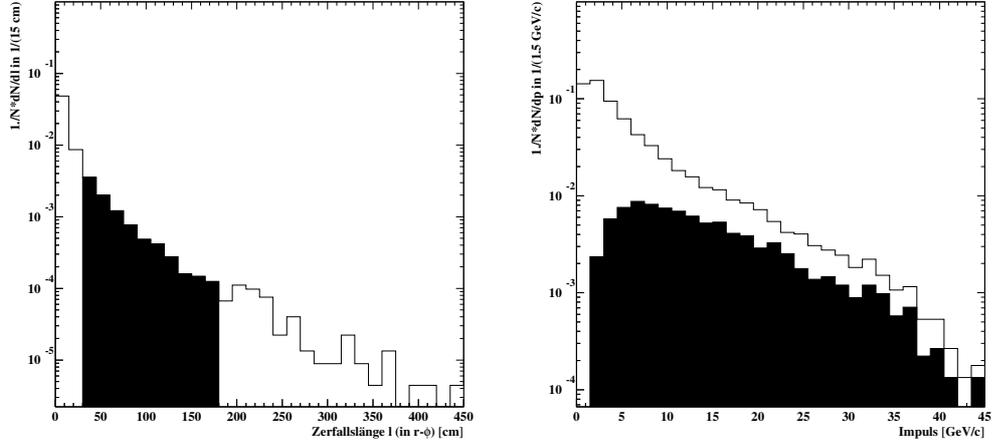


Abbildung 4.1: Verteilung der Zerfallslänge in der $r - \phi$ Ebene und das Impulsspektrum von Σ^- Hyperonen. Die dunklen Bereiche zeigen einen Zerfallsvortex innerhalb der Jetkammer an.

Den Hauptuntergrund bei der Selektion von Σ^- bilden geladene Kaonen, deren Zerfallssignatur ebenfalls zwei geknickte Spuren sind. Jedoch besitzt das Kaon gegenüber dem Σ^- eine erheblich längere Lebensdauer und gleichzeitig eine geringere Masse. Somit läßt sich mit Hilfe der Größe l/p ein Schnitt zur Abtrennung des Kaonuntergrundes angeben.

Abbildung 4.2 zeigt schematisch die beiden Spuren eines Σ^- Kandidaten (Spur 1) und eines π^- Kandidaten (Spur 2) in der $r - \phi$ Ebene. Mit eingezeichnet sind einige Parameter, deren Werte als Kriterien bei der Σ^- Rekonstruktion herangezogen werden.

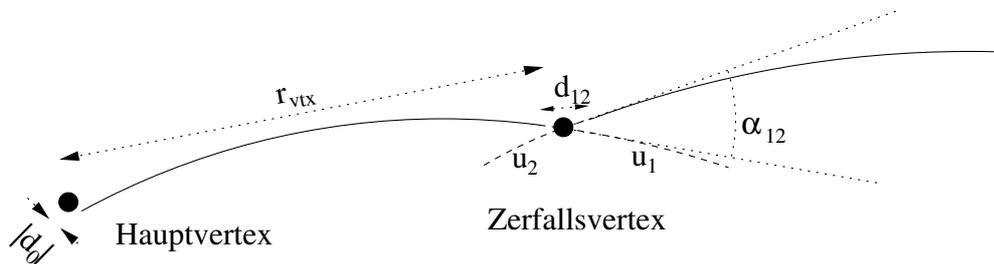


Abbildung 4.2: Zerfallssignatur eines Σ^- in der $r - \phi$ Ebene.

Insgesamt werden folgende Parameter bei der Selektion betrachtet:

- **Transversalimpuls beider Spuren, $p_{T,1}$ $p_{T,2}$**
Beide Spuren dürfen nicht in der Jetkammer aufspiralen.
- **Rekonstruierte invariante Masse m_{Σ^-} unter der Hypothese $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$**

Aus den rekonstruierten Impulsen der Spuren 1 und 2 läßt sich die invariante Masse des Σ^- Kandidaten wie folgt berechnen:

$$m_{\Sigma^-}^2 = m_{\pi^-}^2 + m_n^2 - 2p_1 p_2 \cos \theta_{12} + 2\sqrt{(m_{\pi^-}^2 + p_2^2)(m_n^2 + p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \theta_{12})} \quad (4.2)$$

Dabei sind $m_{\pi^-} = 0.140 \text{ GeV}/c^2$ und $m_n = 0.940 \text{ GeV}/c^2$ die nominalen Massen von π^- und n . $\cos \theta_{12}$ ist der Winkel zwischen dem Σ^- und dem π^- am Kreuzungspunkt der beiden Spuren.

- **Impaktparameter $|d_0|$ des Σ^- Kandidaten in der $r - \phi$ Ebene**
Als Σ^- Kandidaten dürfen nur erste Spuren berücksichtigt werden, die nahe am Hauptvertex entstanden sind.
- **Abstand d_{12} zwischen dem Endpunkt der Σ^- Spur und dem Startpunkt der π^- Spur, projiziert auf die $r - \phi$ Ebene**
Der π^- Kandidat muß ein Zerfallsprodukt des Σ^- Kandidaten sein, daher darf der Abstand zwischen den Endpunkten beider Spuren einen Toleranzwert nicht übersteigen. Dies wird benutzt, um Kombinationen aus unkorrelierten Spuren zu vermeiden.
- **Überlapp der Spuren über den Zerfallsvertex hinaus, u_1, u_2 , in der $r - \phi$ Ebene**
Die letzten Spurpunkte des Σ^- Kandidaten oder die ersten Spurpunkte des π^- Kandidaten können bei der Spurrekonstruktion irrtümlich der jeweils anderen Spur zugeordnet werden. Dies wirkt sich kaum auf den Spurfitt der beiden Spuren aus. Jedoch führt die falsche Zuordnung zu einer Verlängerung einer Spur über den Zerfallsvertex hinaus. Zufällig kombinierte Spurpaare besitzen ebenfalls Spurstücke über den Zerfallsvertex hinaus, die aber wesentlich größer sein können und so durch eine geeignete Wahl der maximal erlaubten Überlapplänge vermieden werden können.
- **Abstand des Zerfallsvertex vom Hauptvertex, r_{VTX} , in der $r - \phi$ Ebene**
Damit eine Spur in der Jetkammer rekonstruiert werden kann, muß sie mindestens 10 Spurpunkte aufweisen. Dies schränkt die Position des möglichen Zerfallsvertex ein.

- **Abstand d_{endcap} des Zerfallsvertex von den Endkappen**
 Beim Verlassen der Jetkammer kann eine Spur durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial Sekundärteilchen produzieren, die teilweise in die Jetkammer zurückgestreut werden und so einen Sekundärvertex in der Kammerwand vortäuschen.
- **Zerfallswinkel zwischen dem Σ^- Kandidat und dem π^- Kandidaten, α_{12} , in der $r - \phi$ Ebene**
 Es kommt vor, daß während der Spurrekonstruktion eine Spur in zwei Spuren aufgespalten wird und nachfolgend den Spuren ein Zerfallsvertex zugeordnet wird. Da sich diese Topologie durch einen kleinen Zerfallswinkel auszeichnet, läßt sich die Selektion solcher fehlinterpretierten Spurnicke durch die Wahl eines Mindestwertes für α_{12} vermeiden.
- **Test auf die Identität beider Spuren, χ_{12}^2**
 Eine eventuelle Identität der Spuren läßt sich auch dadurch ermitteln, daß man vollständige Sätze von 3 Parametern für beide Spuren in der $r - \phi$ Ebene miteinander vergleicht, wobei man mit Hilfe der Fehlermatrizen einen χ^2 -Wert für die Übereinstimmung berechnet.
- **Neigung der Spuren in der $s - z$ Ebene gegen die Strahlachse, $|\cos\theta_1|, |\cos\theta_2|$**
 Spuren, deren Neigung gegen die Strahlachse einen Mindestwert unterschreiten, verlassen die Jetkammer im Endkappenbereich. Dadurch besitzen sie eine schlechtere Impulsauflösung und Massenauflösung im Vergleich zu Spuren, die die Kammer im Barrelbereich verlassen. Deshalb werden solche Spuren verworfen.

Diese Parameter werden nun benutzt, um Schnittkriterien für die Selektion von Σ^- zu definieren. Tabelle 4.1 listet diese Kriterien auf.

Schnittvariable	Schnittwert
$p_{T,1}, p_{T,2}$	$\geq 0.15 \text{ GeV}/c$
$ \cos\theta_1 $	≤ 0.75
$ d_0 $	$\leq 5 \text{ cm}$
d_{12}	$\leq 10 \text{ cm}$
Zahl der sek. Spuren	1
u_1, u_2	$\leq 7 \text{ cm}$
r_{VTX}	$\geq 35 \text{ cm}, \leq 170 \text{ cm}$
d_{endcap}	$\geq 40 \text{ cm}$
χ_{12}^2	≥ 2000
α_{12}	$\geq 50 \text{ mrad}$
m_{Σ^-}	$\geq 1.17 \text{ GeV}/c^2, \leq 1.30 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 4.1: *Schnitte für die Selektion eines Σ^-*

x_E Bereich	l/p Schnitt in $\text{cm}/(\text{GeV}/c)$
0.10 – 0.15	≤ 15
0.15 – 0.20	≤ 13
0.20 – 0.30	≤ 10

Tabelle 4.2: *Definition der l/p Schnittwerte in Abhängigkeit des Energieanteils x_E des Σ^- Kandidaten.*

Eine weitere Verbesserung der Selektion wird durch die Verwendung eines energieabhängigen Schnitts auf die Zerfallslänge des Σ^- Kandidaten erreicht. Nur Σ^- -Hyperonen mit großen Impulsen zerfallen überhaupt in der Jetkammer. Bei zu großem Impuls des Σ^- wird der Zerfallswinkel zu klein, als daß das Spurrekonstruktionsprogramm noch beide Spuren getrennt auflösen könnte. Abbildung 4.3 illustriert das rekonstruierte Verhältnis von Zerfallslänge zu Impuls l/p von Σ^- Hyperonen in verschiedenen x_E Bereichen für simulierte Ereignisse (JETSET 7.4 mit Detektorsimulation). x_E gibt den Energieanteil des Σ^- an der halben Gesamtenergie an. Σ^- Hyperonen mit großem Energieanteil x_E zerfallen nur mit geringer Wahrscheinlichkeit im Detektor. Aus diesem Grund wird der erlaubte Energiebereich auf $x_E \leq 0.60$ beschränkt. Für $x_E \leq 0.10$ ist der Anteil an tatsächlichen Σ^- sehr gering. Deshalb wird dieser Bereich bei der Selektion nicht berücksichtigt. Ab $x_E \geq 0.30$ dominiert dagegen der Anteil an tatsächlichen Σ^- und eine Ab-

trennung des Untergrunds ist nicht nötig. Deshalb werden keine l/p Schnittwerte für $0.30 \leq x_E \leq 0.60$ definiert. Für den Bereich $0.10 \leq x_E \leq 0.30$ jedoch ist die Selektion an Hand von Schnitten in der $l/p-x_E$ Ebene (Tabelle 4.2) sinnvoll.

Im Bereich $0.10 \leq x_E \leq 0.30$ läßt sich eine weitere Unterdrückung des Kaonen Untergrunds erreichen, in dem man die Verteilungen der Σ^- Kandidaten in der Ebene betrachtet, die von der invariante Σ^- Masse (ermittelt mit der Hypothese $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$) und dem dreidimensionalen Zerfallswinkel im Ruhesystem des Σ^- , $\cos \theta^*$ aufgespannt wird.

Abbildung 4.4 illustriert die Verteilungen für Σ^- Kandidaten, die tatsächlich ein Σ^- sind (links) oder tatsächlich ein K^- sind (rechts), ermittelt aus JETSET 7.4 Ereignissen mit Detektorsimulation. Dabei wurden die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Schnitte benutzt mit Ausnahme des Schnittes auf die invariante Masse m_{Σ^-} . In der Abbildung ist jedoch diese Schnittbedingung als vertikale Linie eingezeichnet. In dieser Ebene liegen tatsächliche Σ^- innerhalb eines schmalen Bandes auf Höhe der Σ^- Masse. Σ^- Kandidaten, die tatsächlich ein geladenes Kaon sind, liegen dagegen auf einer gekrümmten Kurve, die teilweise mit dem Σ^- Band überlappt. Σ^- Kandidaten im Energientervall $0.10 \leq x_E \leq 0.30$, die innerhalb des Überlappbereichs liegen, werden verworfen.

Σ^- Kandidaten die im erlaubten m_{Σ^-} Intervall liegen werden ausgeschlossen, wenn $\cos \theta^*$ folgender Relation genügt:

$$-4.65 + 3.85 \frac{m_{\Sigma^-}}{\text{GeV}/c^2} \leq \cos \theta^* \leq -2.75 + 2.69 \frac{m_{\Sigma^-}}{\text{GeV}/c^2} \quad (4.3)$$

Damit beschränkt sich in der m_{Σ^-} - $\cos \theta^*$ Ebene der erlaubte Bereich für Σ^- Kandidaten auf die beiden in Abbildung 4.4 eingezeichneten Flächen.

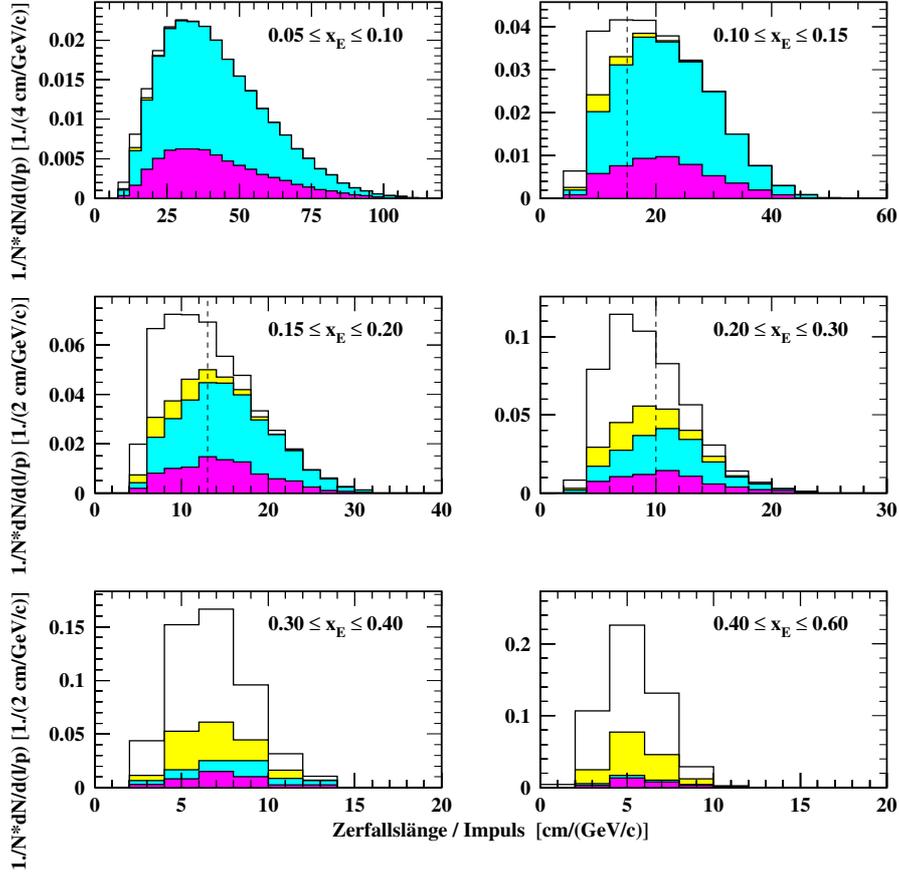


Abbildung 4.3: Verteilungen des Verhältnisses Zerfallslänge zu Impuls der Σ^- Kandidaten für unterschiedlich x_E Bereiche nach den Schnitten in Tabelle 4.1. Der Schnitt auf die invariante rekonstruierte Σ^- Masse wurde auf $m_{\Sigma^-} \leq 1.4 \text{ GeV}/c^2$ erweitert. Die Σ^- Kandidaten sind aufgeteilt in tatsächliche Σ^- (weiß), Ξ^- (hellgrau), K^- (Mittelgrau) und Sonstige Teilchen (dunkelgrau). Die gestrichelten Linien geben die für diesen x_E Bereich gewählten l/p Schnittwerte an.

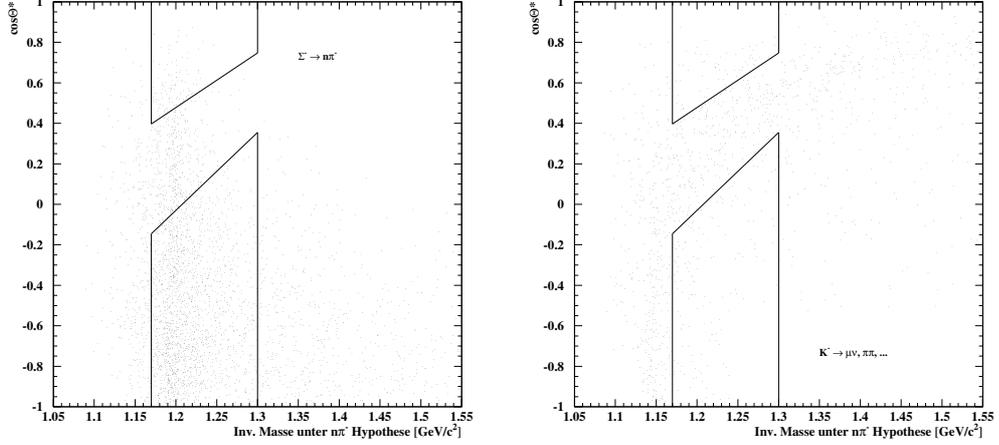


Abbildung 4.4: Verteilung der Σ^- Kandidaten in der Ebene, aufgespannt durch $\cos\theta^*$ und die rekonstruierte invariante Masse m_{Σ^-} unter der Hypothese $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Das linke Bild zeigt tatsächlich selektierte Σ^- , das rechte Bild selektierte K^- .

Mit diesen Schnitten werden aus den Daten insgesamt 1805 Σ^- Kandidaten und 1857 $\bar{\Sigma}^-$ Kandidaten aus 3965422 multihadronischen Z^0 Ereignissen selektiert.

Zum Vergleich wurden 4654619 multihadronische JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation verwendet. Dort wurden 2199 Σ^- Kandidaten und 2084 $\bar{\Sigma}^-$ Kandidaten rekonstruiert. Der Anteil an tatsächlich selektierten Σ^- und $\bar{\Sigma}^-$ beläuft sich dabei auf 58% bzw. 55%. Die restlichen Σ^- Kandidaten sind in Wirklichkeit K^- (21%), $\bar{\Sigma}^+$ (9%), Ξ^- (9%) und π^- (4%).

Die Quellen der tatsächlichen Σ^- Kandidaten in Monte-Carlo Ereignissen gliedern sich wie folgt auf: 79% stammen aus der Fragmentation, 10% stammen aus starken Zerfällen angeregter Hyperonen und 9% stammen aus schwachen Zerfällen von c - und b Hadronen. Nur 2% der tatsächlichen Σ^- Kandidaten stammen aus hadronischer Wechselwirkung.

Die Σ^- Effizienz $\varepsilon(\Sigma^-)$ ist definiert als das Verhältnis von tatsächlich rekonstruierten Σ^- $N(\Sigma^-)_{true,rek}$ zur Zahl der generierten Σ^- Hyperonen $N(\Sigma^-)_{gen}$.

$$\varepsilon(\Sigma^-) = \frac{N(\Sigma^-)_{true,rek}}{N(\Sigma^-)_{gen}} \quad (4.4)$$

$\varepsilon(\Sigma^-)$ ($\varepsilon(\overline{\Sigma^-})$) ergibt sich zu 0.81%(0.75%), Ohne Beschränkung auf den Bereich $x_E \leq 0.60$ würde sich die Effizienz in etwa verdoppeln.

Kapitel 5

Selektion von Antihyperonen

In Abschnitt 2.4 wurden die Signaturen zur Identifizierung von Antihyperonen aufgelistet. Im Folgenden soll nun die Selektion verzögerter π^+ sowie prompter und verzögerter $\bar{\Lambda}$ erläutert werden.

5.1 Selektion verzögerter Pionen π_d^+

In einem multihadronischen Ereignis wird die Anzahl geladener Spuren von Pionen dominiert. Die Multiplizität von Kaonen, Protonen und Myonen ist wesentlich geringer. Aus diesem Grund genügt es, weiche Schnitte bei der Selektion der Pionen zu benutzen, um eine hohe Reinheit zu bekommen. Zur Teilchenidentifikation wird der spezifische Energieverlust dE/dx benutzt. Abbildung 5.1 zeigt für verschiedene Teilchenarten dE/dx als Funktion des Impulses, ermittelt mit multihadronischen und $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen aus dem Jahr 1994[18]. Dabei wurden nur Spuren verwendet, die die Spurkammer im Barrelbereich verlassen und mindestens 130 Spurpunkte besitzen. Angegeben ist zusätzlich die Auflösung der dE/dx Messung für Myonen und minimal ionisierende Pionen, die Ladungen an allen 159 Drähten einer Signaldrahtebene deponiert haben. Die durchgezogenen Linien geben eine physikalisch motivierte Anpassung an die Daten an. Die Auflösung beträgt für minimal ionisierende Pionen, abhängig von der Zahl der Spurpunkte zwischen 8% (20 Spurpunkte) und 3.2% (159 Spurpunkte) [17].

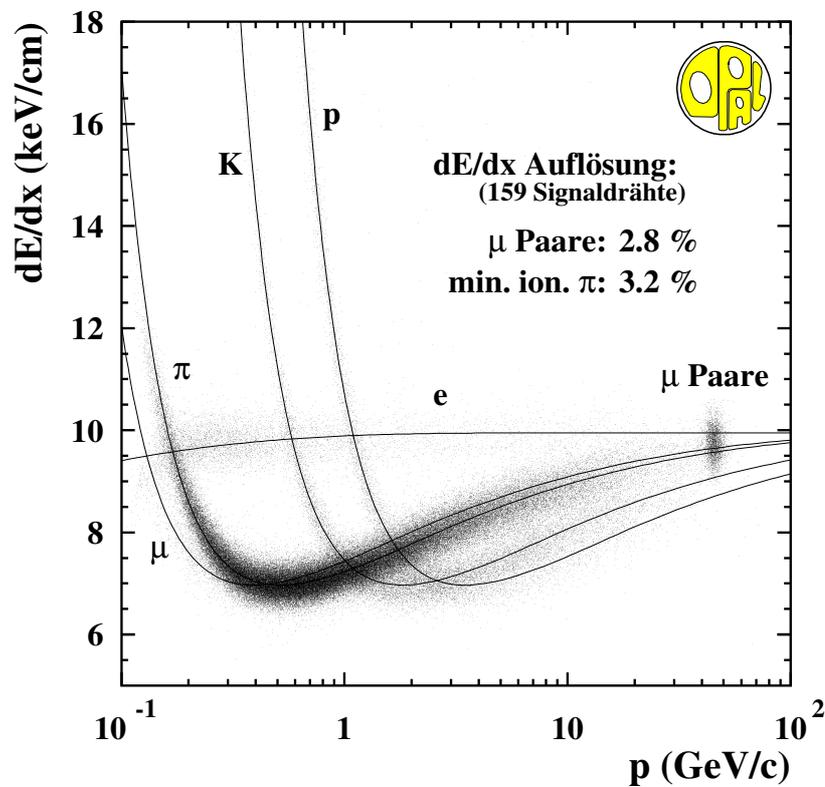


Abbildung 5.1: Spezifischer Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für Protonen, Pionen, Kaonen und Myonen.

Man erkennt, daß sich fast über den gesamten Impulsbereich Pionen und Myonen nicht trennen lassen. Der Myon Untergrund ist jedoch sehr klein. Im Impulsbereich von etwa $1 \text{ GeV}/c$ bis $2 \text{ GeV}/c$ überlappt die Pionverteilung mit den Verteilungen von Kaon und Proton. Innerhalb dieses Impulsbereichs wird der Untergrund von Kaonen und Protonen dominiert. Im niedrigen Impulsbereich gibt es außerdem einen Überlappbereich zwischen Pionen und Elektronen.

Wie schon bei der Selektion von Σ^- , so muß auch bei der Selektion von Pionen der Transversalimpuls p_T des Pionkandidaten einen Mindestwert besitzen, um ein Aufspiralen in der Jetkammer zu verhindern. Weiterhin muß zur verlässlichen Berechnung des spezifischen Energieverlusts eine Mindestanzahl an Spurpunkten $N_{dE/dx}$ in der Spurkammer vorliegen. Aus diesem Grund wird auch verlangt, daß die Neigung der Spur $|\cos\theta|$ gegen das Strahlrohr in der $s - z$ Ebene einen Mindestwert besitzt.

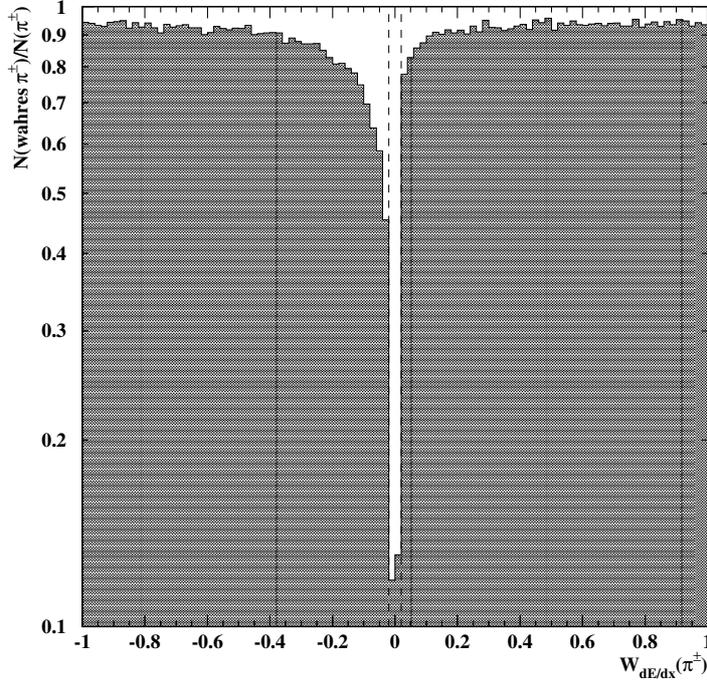


Abbildung 5.2: *Reinheit als Funktion des dE/dx Gewichtes $W_{dE/dx}$ für geladene Pionkandidaten nach den Selektionsschnitten (ohne $W_{dE/dx}$ Schnitt). Aufgetragen ist der jeweilige Anteil an tatsächlichen Pionkandidaten. Die gestrichelte Linie gibt den gewählten $W_{dE/dx}$ Schnittwert an*

Um ein Schnittkriterium für die Selektion von Pionen mittels dE/dx anzugeben, wurde die Größe $W_{dE/dx}(\pi^+)$ benutzt:

$$W_{dE/dx} = \text{prob}(\chi^2, 1) \cdot \frac{dE/dx(\text{gemessen}) - dE/dx(\text{erwartet})}{|dE/dx(\text{gemessen}) - dE/dx(\text{erwartet})|} \quad (5.1)$$

$$\chi^2 = \left(\frac{dE/dx(\text{erwartet}) - dE/dx(\text{gemessen})}{\sigma(dE/dx(\text{gemessen})) \cdot (dE/dx(\text{erwartet})) / (dE/dx(\text{gemessen}))} \right)^2 \quad (5.2)$$

Die Funktion $\text{prob}(X, N)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß eine Zufallsvariable, die einer χ^2 Verteilung mit N Freiheitsgraden folgt, einen Wert größer X annimmt. Als erwartete dE/dx Werte werden die Anpassungen verwendet, die in Abbildung 5.1 gezeigt sind. $W_{dE/dx}(\pi^+)$ gibt damit die vorzeichenbehaftete Wahrscheinlichkeit an, daß eine geladene Spur mit spezifischem Energieverlust dE/dx als geladenes Pion interpretiert werden

kann. Das Vorzeichen signalisiert, ob der gemessene Energieverlust größer ($W_{dE/dx} \geq 0$) oder kleiner ($W_{dE/dx} \leq 0$) als der für ein Pion erwartete ist.

Abbildung 5.2 zeigt die Reinheit der Pionkandidaten als Funktion des dE/dx Gewichtes. Die Vorzeichenasymmetrie spiegelt die Tatsache wieder, daß die anderen Teilchensorten häufiger bei niedrigeren dE/dx Werten liegen als die Pionen.

Zur Selektion geladener Pionen wurden die folgenden Schnitte benutzt

- $p_T \geq 0.18 \text{ GeV}/c$
- $|\cos \theta| \leq 0.80$
- $N_{dE/dx} \geq 20$
- $|W_{dE/dx}(\pi^+)| \geq 0.02$

Als Kriterium für ein verzögert erzeugtes Pion wird der korrigierte Impaktparameter d_0 der geladenen Spur verwendet. Abbildung 5.3 zeigt die auf die Gesamtzahl der selektierten Pion Kandidaten (ohne d_0 Schnitt) normierte Verteilung des Impaktparameter für alle geladenen Pion Kandidaten. Abbildung 5.4 zeigt die gleiche Verteilung für geladene Pion Kandidaten, die aus dem Zerfall eines Hyperon stammen. Es ist zu erkennen, daß Pion Kandidaten aus Hyperonzerfällen vermehrt mit großem Impaktparameter produziert werden. Durch eine zu kleine Wahl des d_0 Schnittes werden jedoch sehr viele Pionen aus Zerfällen von b und c Hadronen selektiert.

Ein verzögertes Pion wird deshalb durch den Schnitt

$$|d_0| \geq 0.2 \text{ cm} \tag{5.3}$$

definiert. Um Pionen zu unterdrücken, die als Produkt von hadronischer Wechselwirkung im Detektormaterial entstanden sind, wird außerdem ein Maximalwert für den Impaktparameter angegeben:

$$|d_0| \leq 10 \text{ cm} \tag{5.4}$$

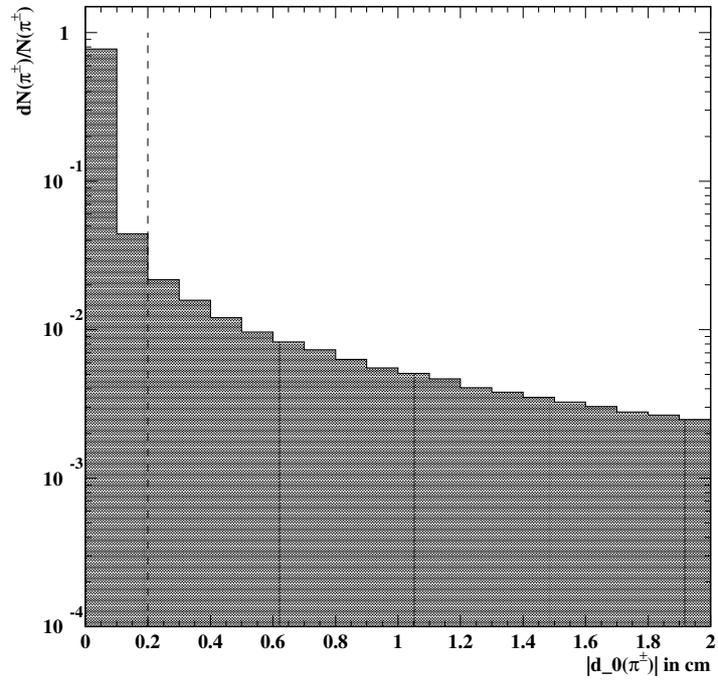


Abbildung 5.3: Verteilung des Betrages des Impaktparameters $|d_0|$ für alle geladenen Pionkandidaten, normiert auf die Gesamtzahl aller Pionkandidaten.

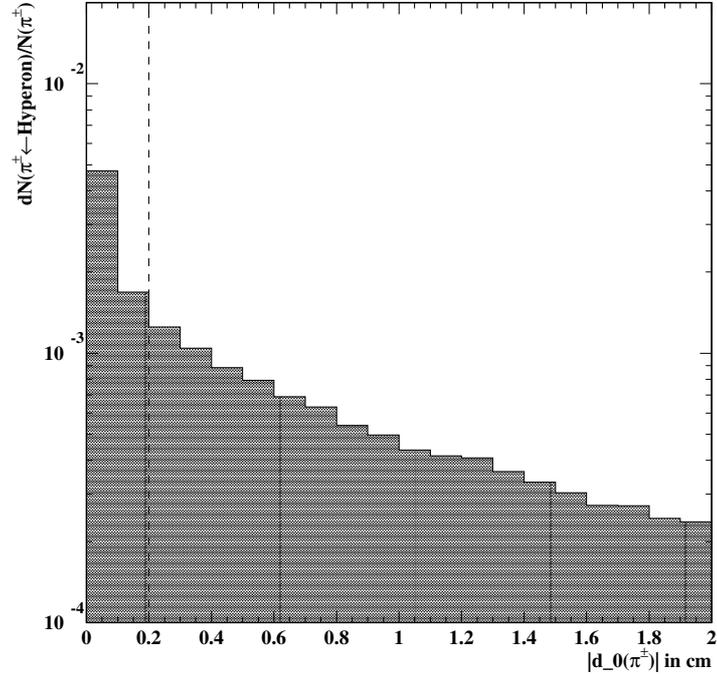


Abbildung 5.4: Verteilung des Betrages des Impaktparameters $|d_0|$ für geladene Pionkandidaten aus Hyperonzerfällen, normiert auf die Gesamtzahl aller Pionkandidaten.

Damit werden im Mittel $1.114 \pi_d^+$ und $1.110 \pi_d^-$ Kandidaten pro multihadronischem Ereignis selektiert, ermittelt mit JETSET 7.4 und Detektor-simulation. Dies ist ein Maß für den kombinatorischen Untergrund in Σ^- Ereignissen bei der Selektion von $\Sigma^- \pi^+$ Kombinationen. Die Reinheit beträgt dabei 81% für π^+ und 83% für π^- . Der Untergrund setzt sich, für π^+ (π^-) Kandidaten wie folgt zusammen: 9% μ^+ (9% μ^-), 2% K^+ (2% K^-), 3% p (3% \bar{p}), 3% e^- (3% e^+), 1% π^- (1% π^+). Aus direkter Produktion kommen 2% aller tatsächlichen π_d^+ , 18% stammen direkt aus hadronischer Wechselwirkung und 80% aus Zerfällen (Kaon Zerfall). Asymmetrien in Ladungsvorzeichen können von Teilchen erzeugt werden, die in hadronischer Wechselwirkung produziert wurden, bzw. Zerfallsprodukte aus solchen Reaktionen sind. Die Auswirkung solcher Asymmetrien auf die Rekonstruktion von Σ^- -Antihyperon Korrelationsraten wird in Kapitel 6 diskutiert.

5.2 Selektion prompter und verzögerter Lambdas Λ_p und Λ_d

Die Selektion neutraler Lambda Baryonen beruht auf der Identifikation des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Dieser Zerfall erfolgt mit einem Verzweigungsverhältnis von 63%. In Referenz [2] wurde die genaue Selektionsprozedur erläutert. Hier wird deshalb nur auf die wichtigsten Punkte hingewiesen.

Zunächst werden Qualitätsschnitte zur Selektion von Pion und Proton Spurpaaren benutzt. Die Spur mit dem größeren Impuls wird als Proton interpretiert, die Spur mit dem kleineren Impuls wird als Pion interpretiert, wobei dE/dx Schnitte angewendet werden, um gezielt Proton-Pion Paare anzureichern. Das Vorzeichen der Proton Spur legt fest, ob ein Λ oder ein $\bar{\Lambda}$ betrachtet wird. Der Kreuzungspunkt der Spurpaare in der $r - \phi$ Ebene wird berechnet und als Zerfallsvertex des Λ Kandidaten definiert. Zur Reduktion zufällig kombinierter Spurpaare muß der rekonstruierte Zerfallsvertex weiteren Kriterien genügen. Ein Schnitt auf die invariante Masse des rekonstruierten Λ Kandidaten reduziert weiteren Untergrund von Spurpaaren aus zufälligen Kombinationen und K_S^0 Zerfällen. Eine Zusammenfassung der benutzten Schnittkriterien bei der Λ Selektion ist in Tabelle 5.1 angegeben.

Wie bei der Selektion verzögerter Pionen, so wird auch hier der auf den e^+e^- Wechselwirkungspunkt bezogene Impaktparameter d_0 benutzt, um zwischen prompten und verzögerten Λ zu unterscheiden. Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Betrag des Impaktparameters $|d_0|$ für den Anteil an selektierten Λ Kandidaten, die aus direkter Produktion (Fragmentation oder starker Zerfall) oder dem Zerfall des kurzlebigen Σ^0 Hyperons (oben), bzw. aus dem Zerfall eines langlebigen Ξ^- Hyperons (unten) stammen. Zur Unterscheidung zwischen prompten und verzögerten Λ wird folgendes Kriterium festgelegt:

$$|d_0| \leq 0.04 \text{ cm} \quad \text{für die Selektion prompter } \Lambda \quad (5.5)$$

$$0.04 \text{ cm} \leq |d_0| \leq 10.0 \text{ cm} \quad \text{für die Selektion verzögerter } \Lambda \quad (5.6)$$

Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß selektierte verzögerte Λ Hyperonen zu einem Teil aus direkter Produktion oder dem Zerfall eines Σ^0 stammen und daß umgekehrt ein Teil der selektierten prompten Λ aus dem Zerfall eines Ξ^- stammt. Diese Mischung der Quellen in den Signaturen muß bei der späteren Entfaltung berücksichtigt werden.

Schnittvariablen	Schnittkriterium
für p und π^-	
Transversalimpuls	$p_T \geq 0.15 \text{ GeV}/c$
Neigung zur Strahlachse	$\cos \theta \leq 0.9$
Zahl der Spurpunkte in der Jetkammer	$N_{CJhits} \geq 25$
Qualität des Spurfits in der $r - \phi$ Ebene	$\chi^2/n.d.f. \leq 50$
$W_{dE/dx}(\pi^+)$, $W_{dE/dx}(p)$	Schnitte werden abhängig von Impuls und dE/dx definiert [2]
Impaktparameter	$ d_0(p) \geq 0.1 \text{ cm}$ $ d_0(\pi^-) \geq 0.3 \text{ cm}$
für Sekundärvertex	
Radiale Position des Sekundärvertex	$1 \text{ cm} \leq r_{VTX} \leq 150 \text{ cm}$
z-Koordinate des Spurpaarabstands am Sekundärvertex	$d_z \leq 80 \text{ cm}$
Abweichung der Λ Flugrichtung von Verbindungslinie zwischen prim. und sek. Vertex in der $r - \phi$ Ebene	$\delta \leq 2^\circ$
Abstand in der $r - \phi$ Ebene zwischen erstem Spurpunkt in CJ und sekundärem Vertex	$R_{diff} \leq 5 \text{ cm}$
Abweichung der rekonstruierten Masse von nomineller Λ Masse	$ m_\Lambda - m_{rec} \leq 0.01 \text{ GeV}/c^2$
Veto auf Paarerzeugung	$m_{\Lambda \rightarrow e^+e^-} \geq 0.04 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 5.1: *Schnittkriterien zur Selektion von Λ*

Nach Anwendung aller Schnitte werden in multihadronischen JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation 1.474 Λ_p Kandidaten und 1.435 $\bar{\Lambda}_p$ Kandidaten pro Ereignis selektiert. Dies ist ein Maß für den kombinatorischen Untergrund in Σ^- Ereignissen bei der Selektion von $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ Kombinationen. Die Reinheit beträgt für $\bar{\Lambda}$ (Λ) 81% (81%). Der Untergrund für $\bar{\Lambda}$ (Λ) ist folgendermaßen verteilt: 12% K_S^0 (12%), 6% Zufällige Spurkombination (6%) Die Selektion von verzögerten Λ liefert für multihadronische JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation 1.281 Λ_d Kandidaten und 1.167 $\bar{\Lambda}_d$ Kandidaten pro Ereignis. Dies ist ein Maß für den kombinatorischen Untergrund in Σ^- Ereignissen bei der Selektion von $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$ Kombinationen. Die Reinheit beträgt dabei für $\bar{\Lambda}$ (Λ) 67% (65%). Der Untergrund besteht aus 21% zufällig kombinierten Spuren (21%), 9% K_S^0 (9%) und 1% Gammakonversion (1%).

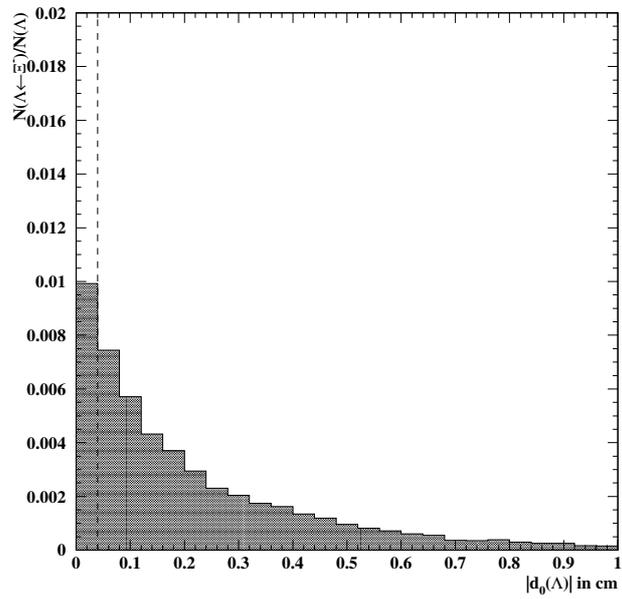
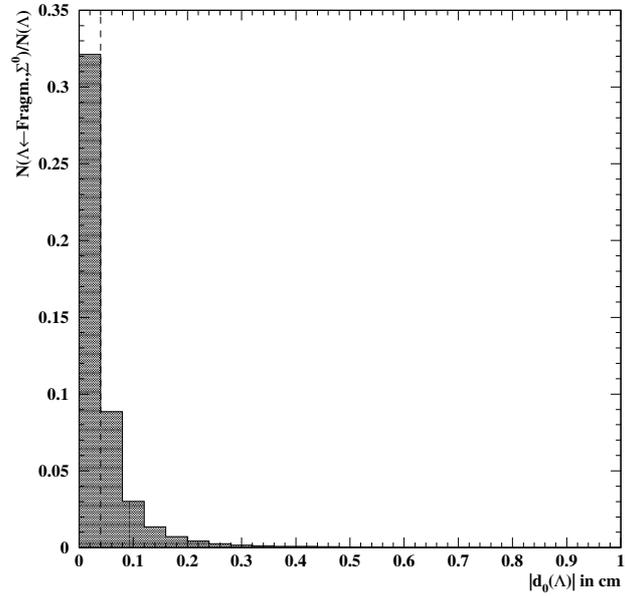


Abbildung 5.5: Verteilung des Betrages des Impaktparameters $|d_0|$ für Λ Kandidaten aus direkter Produktion oder aus dem Zerfall eines Σ^0 (oben) und für Λ aus dem Zerfall eines Ξ^- (unten), normiert auf alle Λ Kandidaten.

Kapitel 6

Analyse der Korrelationen

Mit den in den Abschnitten 4 und 5 beschriebenen Selektionsmethoden lassen sich nun $\Sigma^-\pi_d^+$, $\Sigma^-\bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^-\bar{\Lambda}_d$ Kombinationen in multihadronischen Z^0 Zerfällen untersuchen. Die rekonstruierten Kombinationen werden zunächst von Untergrundquellen befreit und auf zufällige Kombinationen korrigiert. Um die auf die Akzeptanz des Detektors und der Selektionsschnitte korrigierten Korrelationsraten zu bekommen, werden anschließend die Effizienzen für die Selektion der Signaturen berücksichtigt. Schließlich werden die Signaturen entfaltet, um die Zahl der generierten Σ^- -Antihyperonkorrelationen zu bestimmen.

6.1 Rekonstruktion der Korrelationen

An jedes Ereignis stellt man zunächst die in Anhang A definierten Anforderungen zur Selektion multihadronischer Ereignisse. Damit werden $N_{TKMH}^{Daten} = 3965422$ multihadronische Z^0 Zerfälle selektiert. Außerdem wurden $N_{TKMH}^{MC} = 4654619$ multihadronische JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation verwendet.

Im Fall der Suche nach $\Sigma^-\pi_d^+$ Kombinationen muß beachtet werden, daß das Zerfallspion des selektierten Σ^- als möglicher Kombinationspartner bei der Suche ausgeschlossen wird. Auch bei $\Sigma^-\bar{\Lambda}$ Kombinationen muß man darauf achten, daß man ein selektiertes Zerfallspion des Σ^- von der Λ Rekonstruktion ausschließt. Werden mehrere $\Sigma^-\pi_d^+$, $\bar{\Lambda}_p$ oder $\bar{\Lambda}_d$ Kandidaten in einem Ereignis gefunden, so wird jede mögliche Kombination gezählt. Folgende Größen werden definiert:

- \bar{X}, X
Signatur eines Antihyperons bzw. Hyperons:

$$- \overline{X}: \pi_d^+, \overline{\Lambda}_p, \overline{\Lambda}_d$$

$$- X: \pi_d^-, \Lambda_p, \Lambda_d$$

- $N(\Sigma^- \overline{X})$

Gesamtzahl der selektierten $\Sigma^- \overline{X}$ Kandidaten. Neben der tatsächlichen $\Sigma^- \overline{X}$ Korrelation sind darin außerdem zufällige Kombinationen und Kombinationen von falschen Σ^- oder \overline{X} Kandidaten enthalten.

- $N(\Sigma^- X)$

Gesamtzahl der selektierten $\Sigma^- X$ Kandidaten. Es wird angenommen, das nur zufällige Kombinationen und Kombinationen von falschen Σ^- oder \overline{X} Kandidaten enthalten sind.

- $N(\overline{\Sigma}^- X)$

Dies ist die Gesamtzahl der zu $\Sigma^- \overline{X}$ ladungskonjugierten Kombinationen.

- $N(\overline{\Sigma}^- \overline{X})$

Dies ist die Gesamtzahl der zu $\Sigma^- X$ ladungskonjugierten Kombinationen.

In Tabelle 6.1 ist die Zahl der insgesamt rekonstruierten Kombinationen $\Sigma^- \overline{X}, \overline{\Sigma}^- X, \Sigma^- X$ und $\overline{\Sigma}^- \overline{X}$ unter der Angabe des statistischen Fehlers aufgeführt. Insgesamt wurden 1805 Σ^- Kandidaten und 1857 $\overline{\Sigma}^-$ Kandidaten selektiert.

\overline{X}	π_d^+	$\overline{\Lambda}_p$	$\overline{\Lambda}_d$
$N(\Sigma^- \overline{X})$	2737 \pm 52	84 \pm 9	58 \pm 8
$N(\overline{\Sigma}^- X)$	2687 \pm 52	73 \pm 9	59 \pm 8
$N(\Sigma^- X)$	2354 \pm 49	37 \pm 6	41 \pm 6
$N(\overline{\Sigma}^- \overline{X})$	2448 \pm 49	26 \pm 5	32 \pm 6

Tabelle 6.1: Zahl rekonstruierter $\Sigma^- \overline{X}$ und $\Sigma^- X$ Kombinationen sowie deren Ladungskonjugation.

Tabelle 6.2 zeigt die Zahl der insgesamt rekonstruierten Kombinationen $\Sigma^- \overline{X}, \overline{\Sigma}^- X, \Sigma^- X$ und $\overline{\Sigma}^- \overline{X}$ für Monte-Carlo Ereignisse (JETSET 7.4 + Detektorsimulation). Es wurden Monte-Carlo Ereignisse benutzt in denen 2199 Σ^- Kandidaten und 2084 $\overline{\Sigma}^-$ Kandidaten selektiert wurden.

\bar{X}	π_d^+	$\bar{\Lambda}_p$	$\bar{\Lambda}_d$
$N(\Sigma^-\bar{X})$	3532 \pm 59	90 \pm 9	71 \pm 8
$N(\Sigma^-X)$	3338 \pm 58	97 \pm 10	76 \pm 9
$N(\Sigma^-\bar{X})$	2911 \pm 54	35 \pm 6	48 \pm 7
$N(\Sigma^-X)$	2777 \pm 53	32 \pm 6	39 \pm 6

Tabelle 6.2: Zahl rekonstruierter $\Sigma^-\bar{X}$ und Σ^-X Kombinationen sowie deren Ladungskonjugation in JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation.

6.2 Untergrundkorrekturen

Die rekonstruierten Kombinationen $N(\Sigma^-\bar{X})$ enthalten noch Kandidaten, die nicht aus tatsächlichen Σ^- und \bar{X} zusammengesetzt sind. So kann der Σ^- Kandidat etwa in Wirklichkeit ein K^- , $\bar{\Sigma}^+$ oder ein Ξ^- sein. Ein π^+ kann in Wirklichkeit ein K^+ , μ^+ , p , oder e^+ sein und das Λ kann ein K_S^0 oder aus zufälligen Spuren rekonstruiert worden sein. Aus diesem Grund muß $N(\Sigma^-\bar{X})$ zunächst auf die Summe möglicher Untergrundkombinationen $N(\Sigma^-\bar{X})_{Bgd}$ korrigiert werden. Der Untergrundbeitrag wird durch Monte-Carlo Simulation (JETSET 7.4 mit Detektorsimulation) ermittelt, wobei jedoch darauf zu achten ist, daß die Stärke der Untergrundbeiträge von den Einstellungen des Monte-Carlo Generators abhängt. Dies muß bei der Betrachtung systematischer Fehler berücksichtigt werden. Zur Bestimmung des Untergrundanteils in den Daten muß der berechnete Untergrundbeitrag für Monte-Carlo Ereignisse mit dem Verhältnis der Luminositäten \mathcal{L} von Datenereignissen und Monte-Carlo Ereignissen gewichtet werden.

$$N(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = N(\Sigma^-\bar{X}) - \sum_{\substack{MC \\ Untergr.}} N(\Sigma^-\bar{X})_{Bgd} \cdot \frac{\mathcal{L}^{Daten}}{\mathcal{L}^{MC}} \quad (6.1)$$

$$\Delta N(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = \sqrt{N(\Sigma^-\bar{X}) + \sum_{\substack{MC \\ Untergr.}} N(\Sigma^-\bar{X})_{Bgd} \cdot \frac{\mathcal{L}^{Daten}}{\mathcal{L}^{MC}}} \quad (6.2)$$

$$\frac{\mathcal{L}^{Daten}}{\mathcal{L}^{MC}} = \frac{N_{TKMH}^{Daten}}{N_{TKMH}^{MC}} \quad (6.3)$$

Entsprechend wird für die anderen Kombinationen $\bar{\Sigma}^-X$, Σ^-X , $\bar{\Sigma}^-X$ verfahren.

In Tabelle 6.3 werden die Zahl der wahren $\Sigma^-\bar{X}$ Kombinationen und die

dominierenden Untergrundbeiträge der tatsächlich beteiligten Teilchen an den rekonstruierten Kombinationen in Monte-Carlo Ereignissen aufgeführt.

	$N(\Sigma^- \bar{X})$	$N(\bar{\Sigma}^- X)$	$N(\Sigma^- X)$	$N(\bar{\Sigma}^- \bar{X})$
$\bar{X} = \pi_d^+$	Gesamt: 3532	Gesamt: 3338	Gesamt: 2911	Gesamt: 2777
$\Sigma^- \pi^+$	1793	1661	1303	1119
$K^- \pi^+$	516	535	535	548
$\Sigma^+ \pi^+$	207	216	208	199
$\Xi^- \pi^+$	286	273	189	201
$\Sigma^- p$	42	16	78	96
$\Sigma^- e^+$	63	44	38	37
$\Sigma^- K^+$	47	23	37	17
$\Sigma^- \mu^+$	142	140	141	135
$K^- \mu^+$	62	65	54	60
$\bar{X} = \bar{\Lambda}_p$	Gesamt: 90	Gesamt: 97	Gesamt: 35	Gesamt: 32
$\Sigma^- \bar{\Lambda}$	57	58	14	8
$K^- \bar{\Lambda}$	5	7	7	5
$\Sigma^+ \bar{\Lambda}$	3	2	3	10
$\Xi^- \bar{\Lambda}$	11	16	5	4
$X = \Lambda_d$	Gesamt: 71	Gesamt: 76	Gesamt: 48	Gesamt: 39
$\Sigma^- \bar{\Lambda}$	40	41	9	9
$K^- \bar{\Lambda}$	2	5	6	2
$\Sigma^+ \bar{\Lambda}$	2	1	5	10
$\Xi^- \bar{\Lambda}$	14	13	9	9

Tabelle 6.3: Anteil der tatsächlich beteiligten Teilchenpaare und des dominierenden Untergrunds an rekonstruierten $\Sigma^- \bar{X}$, $\bar{\Sigma}^- X$, $\Sigma^- X$ und $\bar{\Sigma}^- \bar{X}$ Kombinationen in JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation.

Es fällt auf, daß der Untergrund in $\Sigma^- \bar{X}$ Kombinationen vom Untergrund der Σ^- dominiert wird, während der Beitrag von Verunreinigungen in der \bar{X} Selektion bei der Kombination vernachlässigbar ist.

Anschließend wird die Gesamtzahl $N(\Sigma^-)$ der rekonstruierten Σ^- auf Reinheit korrigiert. Wie in Kapitel 4 ermittelt, beträgt die Reinheit $p(\Sigma^-)$ für Σ^- Kandidaten 58% und für $\bar{\Sigma}^-$ Kandidaten 55%. Danach erhält man die Zahl

der rekonstruierten tatsächlichen Kombinationen pro Σ^- , $R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$:

$$N(\Sigma^-)_{true,rek} = p(\Sigma^-) \cdot N(\Sigma^-) \quad (6.4)$$

$$R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek} = \frac{N(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}}{N(\Sigma^-)_{true,rek}} \quad (6.5)$$

$$\Delta R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek} = \frac{\Delta N(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}}{N(\Sigma^-)_{true,rek}} \quad (6.6)$$

Ebenso wird die zur Korrektur zufälliger Kombinationen benutzte Rate, $R(\Sigma^- X)_{true,rek}$ berechnet. Tabelle 6.4 führt die Raten $R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$ pro tatsächlichem Σ^- auf. Tabelle 6.5 gibt die entsprechenden Zahlen für JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation an.

\bar{X}	π_d^+	$\bar{\Lambda}_p$	$\bar{\Lambda}_d$
$N(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$	1256 \pm 63	56 \pm 10	32 \pm 9
$N(\Sigma^- X)_{true,rek}$	1258 \pm 63	40 \pm 10	29 \pm 9
$N(\Sigma^- X)_{true,rek}$	984 \pm 59	19 \pm 7	8 \pm 8
$N(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$	1036 \pm 60	6 \pm 7	6 \pm 7
$R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$	1.202 \pm 0.060	0.054 \pm 0.010	0.030 \pm 0.009
$R(\Sigma^- X)_{true,rek}$	1.226 \pm 0.061	0.039 \pm 0.010	0.028 \pm 0.009
$R(\Sigma^- X)_{true,rek}$	0.942 \pm 0.056	0.018 \pm 0.007	0.007 \pm 0.008
$R(\Sigma^- \bar{X})_{true,rek}$	1.009 \pm 0.058	0.005 \pm 0.007	0.006 \pm 0.007

Tabelle 6.4: Zahl der auf Untergrund korrigierten $\Sigma^- \bar{X}$ und $\Sigma^- X$ Kombinationen, sowie deren Ladungskonjugationen.

\bar{X}	π_d^+	Λ_p	Λ_d
$N(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$	1793 \pm 42	57 \pm 8	40 \pm 6
$N(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	1661 \pm 41	58 \pm 8	41 \pm 6
$N(\Sigma^-X)_{true,rek}$	1303 \pm 36	14 \pm 4	9 \pm 3
$N(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	1119 \pm 33	8 \pm 3	9 \pm 3
$R(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$	1.409 \pm 0.033	0.045 \pm 0.006	0.031 \pm 0.005
$R(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	1.442 \pm 0.036	0.050 \pm 0.007	0.036 \pm 0.005
$R(\Sigma^-X)_{true,rek}$	1.024 \pm 0.028	0.011 \pm 0.003	0.007 \pm 0.002
$R(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	0.971 \pm 0.029	0.007 \pm 0.003	0.008 \pm 0.003

Tabelle 6.5: Zahl der tatsächlichen rekonstruierten $\Sigma^-\bar{X}$ und Σ^-X Kombinationen, sowie deren Ladungskonjugationen für Monte-Carlo Ereignisse (JETSET 7.4 mit Detektorsimulation).

Korrigiert auf zufällige Kombinationen erhält man die Zahl tatsächlicher $\Sigma^-\bar{X}$ Korrelationen $C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$.

$$C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = R(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} - R(\Sigma^-X)_{true,rek} \quad (6.7)$$

$$\Delta C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = \sqrt{\Delta R(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}^2 + \Delta R(\Sigma^-X)_{true,rek}^2} \quad (6.8)$$

Ebenso wird die ladungskonjugierte Korrelationsrate $C(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$ berechnet.

Die selektierten Kombinationen können noch Pionen oder Lambda enthalten, die in hadronischer Wechselwirkung entstanden sind. Um solche Asymmetrien zwischen $\Sigma^-\bar{X}$ und Σ^-X bzw. $\bar{\Sigma}^-X$ und $\bar{\Sigma}^-X$ zu eliminieren, wird über $C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$ und $C(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$ gemittelt.

$$\bar{C}(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = 0.5 \cdot (C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} + C(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}) \quad (6.9)$$

$$\Delta \bar{C}(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek} = 0.5 \sqrt{\Delta C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}^2 + \Delta C(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}^2} \quad (6.10)$$

Tabelle 6.6 gibt die ermittelten Werte für $C(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$, $C(\bar{\Sigma}^-X)_{true,rek}$ und $\bar{C}(\Sigma^-\bar{X})_{true,rek}$ an. In Tabelle 6.7 sind die entsprechenden Werte für JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation angegeben.

\overline{X}	π_d^+	$\overline{\Lambda}_p$	$\overline{\Lambda}_d$
$C(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$	0.260 \pm 0.082	0.035 \pm 0.012	0.023 \pm 0.012
$C(\overline{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	0.217 \pm 0.084	0.033 \pm 0.012	0.022 \pm 0.011
$\overline{C}(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$	0.238 \pm 0.059	0.034 \pm 0.008	0.023 \pm 0.008

Tabelle 6.6: Korrelationsraten $C(\Sigma^-\overline{X})$, $C(\overline{\Sigma}^-X)$ und die über Σ^- und $\overline{\Sigma}^-$ gemittelten Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{X})$.

\overline{X}	π_d^+	$\overline{\Lambda}_p$	$\overline{\Lambda}_d$
$C(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$	0.385 \pm 0.043	0.034 \pm 0.007	0.024 \pm 0.005
$C(\overline{\Sigma}^-X)_{true,rek}$	0.471 \pm 0.046	0.043 \pm 0.008	0.028 \pm 0.006
$\overline{C}(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$	0.428 \pm 0.031	0.039 \pm 0.005	0.026 \pm 0.004

Tabelle 6.7: Korrelationsraten $C(\Sigma^-\overline{X})$, $C(\overline{\Sigma}^-X)$ und die über Σ^- und $\overline{\Sigma}^-$ gemittelten Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{X})$ für Monte-Carlo Ereignisse (JETSET 7.4 mit Detektorsimulation).

Abbildung 6.1 zeigt die Zahl der rekonstruierten, noch nicht untergrundbefreiten Korrelationen pro Σ^- in Abhängigkeit von der Rapiditätsdifferenz $|\Delta y(\Sigma^-\overline{X})|$ zwischen Σ^- und \overline{X} für $\overline{X} = \pi_d^+$ (oben), $\overline{X} = \overline{\Lambda}_p$ (mitte) und $\overline{X} = \overline{\Lambda}_d$ (unten). Dabei wurde über Σ^- und $\overline{\Sigma}^-$ gemittelt. Abbildung 6.2 zeigt die die entsprechenden Verteilungen nach Abzug des Untergrunds.

Alle drei Signaturen zeigen sowohl in der Datenverteilung wie in der Monte-Carlo-Verteilung Korrelationen zwischen Σ^- und \overline{X} in der selben Hemisphäre an. Korrelationen eines Σ^- mit einem \overline{X} aus der anderen Hemisphäre sind dagegen sehr selten. Solche Korrelationen würde man z.B. für ein Hyperon-Antihyperon Paar erwarten, daß ein primäres s-Quark Paar enthält. Betrachtet man die Gesamtzahl der Korrelationen in allen drei Verteilungen, so bemerkt man für Korrelationen in der selben Hemisphäre ein Defizit in den Daten gegenüber Monte-Carlo Ereignissen, wohingegen Korrelationen mit Partnern aus verschiedenen Hemisphären fast verschwinden, was physikalisch erwartet wird und auch durch die Monte-Carlo Rechnung beschrieben wird.

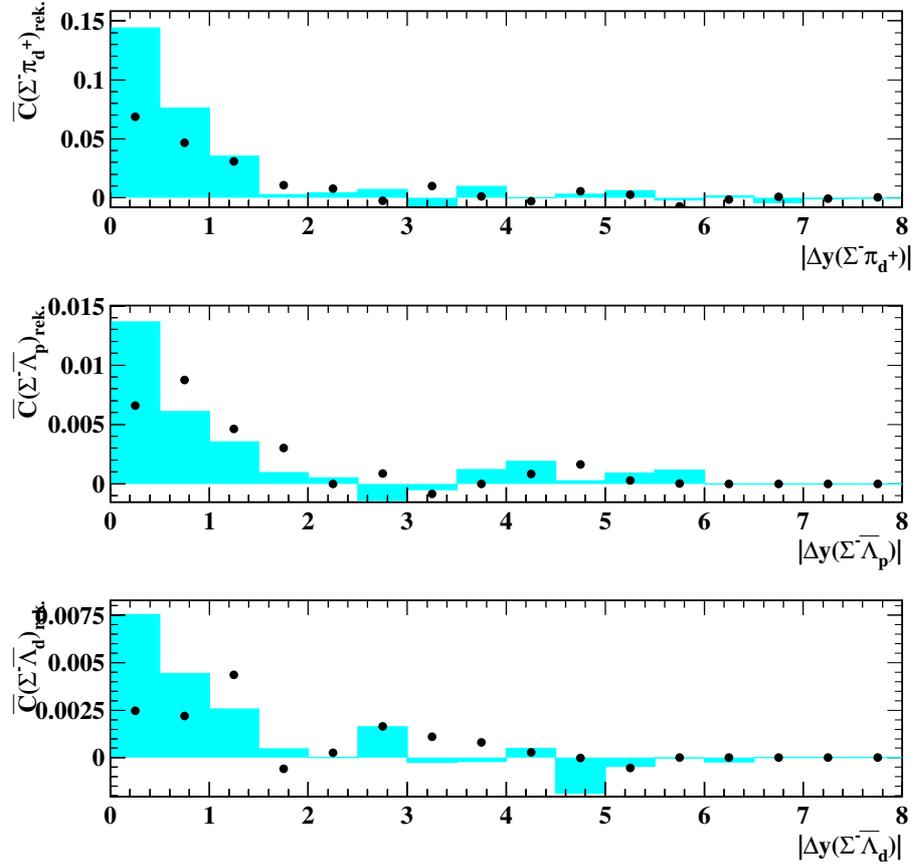


Abbildung 6.1: Verteilung der Rapiditätsdifferenz $|\Delta y|$ zwischen Σ^- und \bar{X} , korrigiert auf zufällige Kombinationen, für $\bar{X} = \pi_d^+$ (oben), $\bar{X} = \bar{\Lambda}_p$ (mitte) und $\bar{X} = \bar{\Lambda}_d$ (unten). Die Verteilungen wurden auf die Gesamtzahl an rekonstruierten Σ^- normiert und über Σ^- und $\bar{\Sigma}^-$ gemittelt. Die Punkte zeigen die Datenverteilung. Das Histogramm bezeichnet jeweils die Monte-Carlo Verteilung, ermittelt mit JETSET 7.4 und Detektorsimulation.

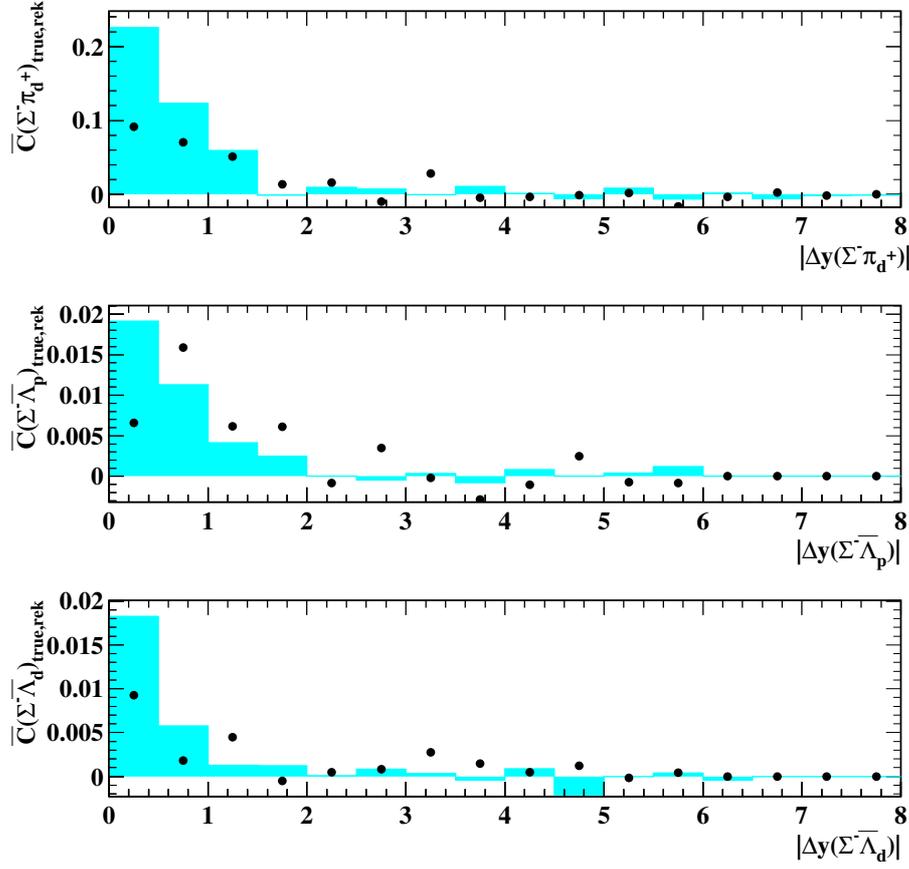


Abbildung 6.2: Verteilung der Rapiditätsdifferenz $|\Delta y|$ zwischen Σ^- und \bar{X} , korrigiert auf zufällige Kombinationen und von Untergrund befreit, für $\bar{X} = \pi_d^+$ (oben), $\bar{X} = \bar{\Lambda}_p$ (mitte) und $\bar{X} = \bar{\Lambda}_d$ (unten). Die Verteilungen wurden auf die Gesamtzahl an rekonstruierten tatsächlichen Σ^- normiert und über Σ^- und $\bar{\Sigma}^-$ gemittelt. Die Punkte zeigen die Datenverteilung. Das Histogramm bezeichnet jeweils die Monte-Carlo Verteilung, ermittelt mit JETSET 7.4 und Detektorsimulation.

6.3 Effizienzbestimmung für die Selektion von $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$

Zur Entfaltung rekonstruierter $\Sigma^- \bar{X}$ Kombinationen ($\bar{X} = \pi_d^+, \bar{\Lambda}_p, \bar{\Lambda}_d$) auf $\Sigma^- \bar{Y}$ ($\bar{Y} = \bar{\Sigma}^-, \bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0, \bar{\Xi}^-$) Kombinationen tragen insgesamt 7 Effizienzen $\varepsilon(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))$ bei, die in Tabelle 6.8 aufgeführt sind. Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, können $\bar{\Lambda}$ aus direkter Produktion (Fragmentation und starker Zerfall) und Σ^0 nicht getrennt rekonstruiert werden. Deshalb wird eine kombinierte Effizienz angegeben.

$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))$ wird mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen und Detektorsimulation folgendermaßen ermittelt:

$$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X})) = \frac{N(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))_{true}}{N(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))_{gen}} \quad (6.11)$$

Dabei ist $N(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))_{true}$ die Anzahl der selektierten tatsächlichen $\Sigma^- \bar{X}$ Paare, korrigiert auf kombinatorischen Untergrund. $N(\Sigma^- (\bar{Y} \rightarrow \bar{X}))_{gen}$ gibt die Anzahl der generierten $\Sigma^- \bar{X}$ Paare an, ebenfalls auf kombinatorischen Untergrund korrigiert. \bar{Y} gibt die Quelle der Signatur \bar{X} an. Entsprechend wird auch die Effizienz $\varepsilon(\bar{\Sigma}^-(Y \rightarrow X))$ für die ladungskonjugierte Korrelation definiert.

	$\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$	$\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0)$	$\Sigma^- \bar{\Xi}^-$
$\Sigma^- \pi_d^+$	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi_d^+))$	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+))$	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Xi}^- \rightarrow \pi_d^+))$
$\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$	-	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_p))$	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_p))$
$\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$	-	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_d))$	$\varepsilon(\Sigma^- (\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_d))$

Tabelle 6.8: Verknüpfungen zwischen rekonstruierten Signaturen $\Sigma^- \bar{X}$ und den tatsächlichen Σ^- -Antihyperon Kombinationen $\Sigma^- \bar{Y}$.

Tabelle 6.9 gibt die Effizienz einer Selektion für $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$ Korrelationen an, unterteilt in die möglichen Quellen von π_d^+ , $\bar{\Lambda}_p$ und $\bar{\Lambda}_d$.

$\overline{Y} \rightarrow \overline{X}$	$\varepsilon(\Sigma^-(\overline{Y} \rightarrow \overline{X}))$	$\varepsilon(\Sigma^-(Y \rightarrow X))$
$\Sigma^- \rightarrow \pi_d^+$	0.0045	0.0044
$\overline{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+$	0.0036	0.0036
$\overline{\Xi}^- \rightarrow \pi_d^+$	0.0048	0.0044
$\overline{\Lambda} + \Sigma^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_p$	0.0009	0.0011
$\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_p$	0.0003	0.0003
$\overline{\Lambda} + \Sigma^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_d$	0.0004	0.0003
$\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_d$	0.0007	0.0011

Tabelle 6.9: Effizienz für die Selektion von $\Sigma^-\pi_d^+$, $\Sigma^-\overline{\Lambda}_p$ und $\Sigma^-\overline{\Lambda}_d$ Korrelationen ohne kombinatorischen Untergrund. Die Effizienzen sind in die unterschiedlichen Quellen der Antihyperonsignaturen unterteilt. Außerdem sind jeweils auch die Effizienzen für die ladungskonjugierten Korrelationen angegeben.

6.4 Entfaltung der Σ^- -Antihyperon Korrelationen

Die rekonstruierten und vom Untergrund befreiten Korrelationsraten $C(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$ müssen auf die Detektorakzeptanz und die angewandten Selektionskriterien korrigiert werden. Akzeptanzverluste bei $\Sigma^-\overline{X}$ Kombinationen setzen sich aus den Verlusten während der Σ^- Rekonstruktion und aus den Verlusten während der \overline{X} Rekonstruktion zusammen.

Mit Hilfe der Effizienz $\varepsilon(\overline{Y} \rightarrow \overline{X})$, die definiert ist als der Quotient der Effizienzen $\varepsilon(\Sigma^-(\overline{Y} \rightarrow \overline{X}))$ und $\varepsilon(\Sigma^-)$, ist es möglich, aus den Korrelationsraten eines Σ^- mit einer Signatur eines Antihyperon \overline{Y} ($\overline{Y} = \overline{\Sigma}^-, \overline{\Lambda} + \Sigma^0, \overline{\Xi}^-$), die Σ^- -Antihyperon Korrelationsraten $C(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$ zu bestimmen.

$$\varepsilon(\overline{Y} \rightarrow \overline{X}) = \frac{\varepsilon(\Sigma^-(\overline{Y} \rightarrow \overline{X}))}{\varepsilon(\Sigma^-)} \quad (6.12)$$

Entsprechend definieren sich auch die Effizienzen für die Selektion der ladungskonjugierten Korrelationsraten.

Tabelle 6.10 gibt die ermittelten Effizienzen $\varepsilon(\overline{Y} \rightarrow \overline{X})$ an.

$\bar{Y} \rightarrow \bar{X}$	$\varepsilon(\bar{Y} \rightarrow \bar{X})$	$\varepsilon(Y \rightarrow X)$
$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi_d^+$	0.555	0.588
$\bar{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+$	0.437	0.488
$\bar{\Xi}^- \rightarrow \pi_d^+$	0.595	0.589
$\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_p$	0.113	0.143
$\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_p$	0.035	0.038
$\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_d$	0.046	0.037
$\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_d$	0.082	0.147

Tabelle 6.10: Effizienz für die Selektion von $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$ Korrelationsraten. Die Effizienzen sind in die unterschiedlichen Quellen der Antihyperonsignaturen unterteilt. Außerdem sind jeweils auch die Effizienzen für die ladungskonjugierten Korrelationsraten angegeben.

Die Einzelbeiträge der Σ^- -Antihyperon Korrelationen zu den Signaturen $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \bar{\Lambda}_p$ und $\Sigma^- \bar{\Lambda}_d$ setzen sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^- \pi_d^+)_{true,rek} &= C(\Sigma^- \bar{\Sigma}^-)_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi_d^+) & (6.13) \\
&+ C(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+) \cdot BR(\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+) \\
&+ C(\Sigma^- \bar{\Xi}^-)_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+) \cdot BR(\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+) \\
&+ C(\Sigma^- \bar{\Xi}^-)_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Xi}^- \rightarrow \pi_d^+)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^- \bar{\Lambda}_p)_{true,rek} &= C(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_p) & (6.14) \\
&+ C(\Sigma^- \bar{\Xi}^-)_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_p)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^- \bar{\Lambda}_d)_{true,rek} &= C(\Sigma^- \bar{\Xi}^-)_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Xi}^- \rightarrow \bar{\Lambda}_d) & (6.15) \\
&+ C(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))_{gen} \cdot \varepsilon(\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_d)
\end{aligned}$$

$BR(\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+)$ gibt das Verzweigungsverhältnis $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ an und beträgt 0.639[12].

Der gleiche Ansatz wird auch für die ladungskonjugierten Korrelationsraten $C(\bar{\Sigma}^- X)_{true,rek}$ gemacht. Es werden keine weiteren Quellen für \bar{X} berücksichtigt, da deren Korrelation mit einem Σ^- entweder zu schwach ist (Abschnitt 2.3) oder weil sich dieser Beitrag bei Korrektur auf zufällige Kombinationen weghebt. Abweichungen von dieser Annahme müssen im Rahmen des systematischen Fehlers diskutiert werden.

Aus den Gleichungen 6.13, 6.14 und 6.15 lassen sich nun die generierten Korrelationsraten $C(\Sigma^- \bar{\Sigma}^-)_{gen}$, $C(\Sigma^- (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))_{gen}$ und $C(\Sigma^- \bar{\Xi}^-)_{gen}$ bestimmen:

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^-\overline{\Xi}^-)_{gen} &= \frac{1}{\varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot \varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_d) - \varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot \varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_d)} \\
&\cdot (\varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot C(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d)_{true,rek} \\
&- \varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_d) \cdot C(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p)_{true,rek}) \quad (6.16)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0))_{gen} &= \frac{1}{\varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot \varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_d) - \varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot \varepsilon(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_d)} \\
&\cdot (\varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_d) \cdot C(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p)_{true,rek} \\
&- \varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \overline{\Lambda}_p) \cdot C(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d)_{true,rek}) \quad (6.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C(\Sigma^-\overline{\Sigma}^-)_{gen} &= \frac{1}{\varepsilon(\overline{\Sigma}^- \rightarrow \pi_d^+)} \\
&\cdot (C(\Sigma^-\pi_d^+)_{true,rek} \\
&- (C(\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0))_{gen} + C(\Sigma^-\overline{\Xi}^-)_{gen})\varepsilon(\overline{\Lambda} \rightarrow \pi_d^+)BR(\overline{\Lambda} \rightarrow \pi^+) \\
&- C(\Sigma^-\overline{\Xi}^-)_{gen}\varepsilon(\overline{\Xi}^- \rightarrow \pi_d^+)) \quad (6.18)
\end{aligned}$$

Die ermittelten Werte $C(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$ und $C(\overline{\Sigma}^-Y)_{gen}$ sind in Tabelle 6.11 angegeben. Außerdem ist die über Σ^- und $\overline{\Sigma}^-$ gemittelte Korrelationsrate $\overline{C}(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$ angegeben.

\overline{X}	$\overline{\Sigma}^-$	$\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0$	$\overline{\Xi}^-$
$C(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$	0.133	0.273	0.126
$C(\overline{\Sigma}^-Y)_{gen}$	0.108	0.206	0.099
$\overline{C}(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$	0.120	0.240	0.112

Tabelle 6.11: *Ermittelte Zahl der $\Sigma^-\overline{Y}$ Korrelationen für $\overline{Y} = \overline{\Sigma}^-, \overline{\Lambda}$ und $\overline{\Xi}^-$, unterteilt in die beiden ladungskonjugierten Raten und gemittelt.*

Die Entfaltung läßt sich auch für JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignisse mit Detektorsimulation durchführen. Man erhält dann die in Tabelle 6.12 angegebenen Werte.

\bar{X}	$\bar{\Sigma}^-$	$\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0$	$\bar{\Xi}^-$
$C(\bar{\Sigma}^- \bar{Y})_{gen}$	0.320	0.250	0.157
$C(\bar{\Sigma}^- \bar{Y})_{gen}$	0.470	0.271	0.121
$C(\bar{\Sigma}^- \bar{Y})_{gen}$	0.395	0.261	0.139

Tabelle 6.12: *Ermittelte Zahl der $\Sigma^- \bar{Y}$ Korrelationen für $\bar{Y} = \bar{\Sigma}^-, \bar{\Lambda}$ und $\bar{\Xi}^-$ in JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation, unterteilt in die beiden ladungskonjugierten Raten und gemittelt.*

Kapitel 7

Systematische Studien

Bei der Rekonstruktion der $\Sigma^- \bar{X}$ Korrelationen ($\bar{X} = \pi_d^+, \bar{\Lambda}_p, \bar{\Lambda}_d$) und deren Entfaltung zu $\Sigma^- \bar{Y}$ Korrelation ($\bar{Y} = \bar{\Sigma}^-, \bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0, \bar{\Xi}^-$) müssen die Beiträge des statistischen und systematischen Fehlers berücksichtigt werden. Die Berechnung des statistischen Fehlers wurde bereits in Kapitel 6 durchgeführt. Der systematische Fehler bei der Berechnung der $\Sigma^- \bar{Y}$ Korrelationsraten setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- **Systematische Unsicherheit aufgrund der Wahl der Schnitte**
Für einen Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo Ergebnissen ist es von Bedeutung, daß sich die Verteilungen der Schnittvariablen in Datenereignissen und Monte-Carlo Ereignissen gleich verhalten. Der systematische Fehler bei der Selektion von $\Sigma^- \pi_d^+$ Kombinationen wurde dadurch ermittelt, daß die angebrachten Schnitte variiert wurden und ihr Einfluß auf die korrigierten Raten $\overline{C}(\Sigma^- \bar{X})_{true, rek}$ bestimmt wurde:
 - Variation der Selektionskriterien für Σ^-
 - * Verschiebung des Auswahlbereichs in der zweidimensionalen Verteilung der invarianten Masse gegen $\cos \theta^*$.
 - Variation der Selektionskriterien für π_d^+
 - * Minimaler Transversalimpuls: $\Delta p_T = +0.030 \text{ GeV}/c$
 - * Mindestanzahl an Spurpunkten für dE/dx Messung: $\Delta N_{dE/dx} = +20$
 - * Minimaler Betrag des dE/dx Gewichtes für Pionselektion: $\Delta |W_{dE/dx}(\pi^+)| = +0.02$
 - * Minimaler Betrag des Impaktparameters: $\Delta |d_0| = \pm 0.10 \text{ cm}$
 - * Minimale Neigung der Spur zur Strahlachse: $\Delta |\cos \theta| = -0.3$

Bei Variation des Schnittes für $N_{dE/dx}$ wurde gleiches Verhalten von Daten und Monte-Carlo Ereignissen beobachtet. Daraus resultiert eine Unsicherheit für den Schnitt auf $N_{dE/dx}$ von maximal 1% der $\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+)$ Rate. Für den p_T Schnitt wurde eine relative Unsicherheit von 3%, für alle anderen Variablen wurden 4% ermittelt.

Die Selektion von Λ Baryonen wurde wie in Referenz [1] durchgeführt. Die systematische Unsicherheit der Selektion von Λ $\overline{\Lambda}$ Korrelationen wird darin mit 3% angegeben. Unter der Annahme, daß sich $\Sigma^-\overline{\Lambda}$ und Λ $\overline{\Lambda}$ Kombinationen kinematisch ähnlich verhalten, wird dieser systematische Fehler für die Selektion von $\Sigma^-\overline{\Lambda}$ Korrelationen übernommen. Dieser Fehler bezieht sich auf die Summe von selektierten $\Sigma^-\overline{\Lambda}_p$ und $\Sigma^-\overline{\Lambda}_d$ Korrelationen. Eine Variation des Selektionschnitts zur Trennung von prompten und verzögerten $\overline{\Lambda}$ von $|d_0| = 0.04$ auf $|d_0| = 0.08$ ergab keine Änderung der entfalteten Raten. Der Fehlerbeitrag wird deshalb zu 1% abgeschätzt.

- **Kombinatorischer Untergrund**

Zur Korrektur zufälliger Kombinationen wird die Annahme gemacht, daß zufällige Kombinationen $\Sigma^-\overline{X}$ und Σ^-X gleich häufig sind. Stimmt sowohl die Zahl der selektierten Σ^- als auch die Zahl der selektierten \overline{X} nicht mit der Zahl der selektierten Antiteilchen überein, so verfälscht der kombinatorische Untergrund die gemessenen Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{X})$. Der systematische Fehler $\delta C(\Sigma^-\overline{X})$ errechnet sich wie folgt:

$$\delta C(\Sigma^-\overline{X}) = (N(\overline{X}) - N(X)) \cdot (N(\Sigma^-) - N(\overline{\Sigma^-})) \quad (7.1)$$

$N(\overline{X})$, $N(X)$, $N(\Sigma^-)$ und $N(\overline{\Sigma^-})$ geben die Zahlen selektierter Antihyperon Signaturen sowie selektierter Σ^- Hyperonen pro multihadronischem Ereignis an. Für $\Sigma^-\pi^+$ Korrelationen ergibt sich für $\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+)$ ein Fehler von 0.00012. Für $\Sigma^-\overline{\Lambda}_p$ ergibt sich $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p) = 0.001$ und für $\Sigma^-\overline{\Lambda}_d$ ergibt sich $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d) = 0.003$

- **Korrelationen der nicht subtrahierten Untergrundquellen von π_d^+ , $\overline{\Lambda}_p$ und $\overline{\Lambda}_d$**

Bei der Entfaltung geht die Annahme ein, daß rekonstruierte π_d^+ nur aus Zerfällen von $\overline{\Sigma^-}$, $\overline{\Lambda}$ oder $\overline{\Xi^-}$ stammen. Wird ein Σ^- Hyperon jedoch zusammen mit einem Nukleon korreliert erzeugt, so muß die Strangeness durch ein korreliert erzeugtes Kaon (K^0, K^+) kompensiert werden. Zerfallspionen dieser Kaonen tragen demnach ebenfalls zu $\Sigma^-\pi_d^+$ Korrelationen bei. Ein Popcornanteil von $\rho = 0.95$ ergibt für

Σ^- -Kaon Korrelationen eine maximale Rate von 0.50. Es wird angenommen, daß solche Korrelationen jeweils zur Hälfte aus K^0 und K^+ bestehen. Für neutrale Kaonen hebt sich jedoch die Zahl erzeugter π^+ und erzeugter π^- auf. Der Zerfall eines K^+ liefert im Mittel nach Abzug des ladungskonjugierten Vorzeichens etwa 0.6 π^+ . Dieser Zerfall findet aufgrund der langen Lebensdauer des Kaon aber zum überwiegenden Teil außerhalb der Spurkammern statt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Zerfallspionen ist deshalb kleiner als 1%. Damit ergibt sich eine maximale Unsicherheit in der Kenntnis von Σ^- mit π_d^+ aus Kaonzerfällen von $\delta\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+) = 0.0009$.

Wird ein Σ^- mit einem $\overline{\Sigma}^+$ korreliert erzeugt, so zerfällt das $\overline{\Sigma}^+$ zu 48% in \overline{n} und π^- . Dieses Pion kann als π_d^- rekonstruiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit entspricht der für die Selektion von π_d^+ aus $\overline{\Sigma}^-$ Zerfällen. Die maximale Korrelationsrate für $\Sigma^-\overline{\Sigma}^+$ beträgt 0.050 (bei $\rho = 0.95$). Daraus resultiert eine Unsicherheit von $\delta\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+) = -0.014$. Die Korrektur ist negativ, da es sich um korrelierte π_d^- handelt und nicht um korrelierte π_d^+ .

Ebenso müssen Zerfallspionen für $\overline{\Lambda}$ aus korrelierten $\overline{\Xi}^0$ berücksichtigt werden. Die maximale Korrelationsrate beträgt für $\Sigma^-\overline{\Xi}^0$ 0.030. Unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für π_d^+ aus $\overline{\Lambda}$ ergibt sich eine Korrektur von $\delta\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+) = 0.009$.

Nichtberücksichtigte korrelierte Quellen für $\Sigma^-\pi_d^+$ Korrelationen erfordern demnach eine maximale Korrektur von -0.004 ± 0.007 . Der Fehler ergibt sich aus 50% der maximalen Abweichung auf jeder Seite.

Für die Entfaltung werden nur $\overline{\Lambda}_p$ und $\overline{\Lambda}_d$ aus direkter Produktion (Fragmentation oder starker Zerfall), dem Zerfall eines $\overline{\Sigma}^0$ oder dem Zerfall eines $\overline{\Xi}^-$ verwendet. Hier muß jedoch ebenso der Zerfall eines korreliert erzeugten $\overline{\Xi}^0$ berücksichtigt werden. Analog zur Korrektur für $\Sigma^-\pi_d^+$ Korrelationen ergibt sich eine maximale Korrektur von $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p) = 0.001$ und $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d) = 0.004$.

- **Korrelationen der subtrahierten Untergrundquellen von π_d^+ , $\overline{\Lambda}_p$ und $\overline{\Lambda}_d$**

Weiterhin gehen bei der Korrektur auf Untergrundquellen in $\Sigma^-\pi_d^+$ Kombinationen ein, deren Produktionsstärke modellabhängig ist. In Abschnitt 6.2 wurde der Anteil falscher Σ^- Kandidaten bzw. falscher \overline{X} Kandidaten in $\Sigma^-\overline{X}$ Kombinationen mit Hilfe von JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen mit Detektorsimulation ermittelt, wobei das DIPOP1 Modell mit Popcornparameter $\rho = 0.50$ verwendet wurde. Die tatsächlich ermittelten Korrelationen stimmen jedoch nicht mit

dem verwendeten Monte-Carlo Modell überein. Aus diesem Grund sind auch die zur Korrektur verwendeten Untergrundquellen mit einem systematischen Fehler behaftet.

Tabelle 6.3 ist zu entnehmen, daß eine Asymmetrie durch tatsächliche $\Sigma^- p$ oder $\Sigma^- K^+$ Korrelation hervorgerufen werden kann. Die Unsicherheit aufgrund der modellabhängigkeit korreliert erzeugter K^+ ergibt sich analog zur Korrektur auf π_d^+ Korrelation mit Kaonen als Quellen und Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit, mit Hilfe des dE/dx Schnittes ein Kaon als Pion zu identifizieren zu höchstens $\delta\overline{C}(\Sigma^- \pi_d^+) = 0.0005$.

Korrelierte π_d^+ Kandidaten, die tatsächliche p sind, stammen zum überwiegenden Teil aus Zerfällen korreliert erzeugter Λ . Aus Tabelle 2.2 ist zu entnehmen, daß die Gesamtzahl korreliert erzeugter $\overline{\Lambda}$ aus allen dominanten Zerfällen für einen Popcornanteil von $\rho = 0\%$ 0.51 beträgt, für $\rho = 50\%$ sind es 0.44 und für $\rho = 95\%$ sind es 0.29. Berücksichtigt man das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda \rightarrow p\pi^+)$, so ergibt sich eine Variation der Produktionsrate korreliert erzeugter p von maximal 0.096. Die Wahrscheinlichkeit, ein solches Proton als π_d^+ nachzuweisen beträgt 0.13. Damit variiert der Anteil an π^+ Kandidaten, die tatsächlich ein p aus einem Λ Zerfall sind, um höchstens $\delta\overline{C}(\Sigma^- \pi_d^+) = -0.012$.

Für Korrelationen eines Σ^- mit prompten und verzögerten $\overline{\Lambda}$ besteht der Λ Untergrund aus fehlerhaft assoziierten Spurpaaren und ist deshalb symmetrisch in $\Sigma^- \overline{\Lambda}$ und $\Sigma^- \Lambda$ Kombinationen. Die relative Unsicherheit wird zu 1% angenommen.

- **Korrelierter Untergrund in Σ^- Kandidaten**

6.3 zeigt daß die dominanten Untergrundquellen für Σ^- Kandidaten K^- , Ξ^- und $\overline{\Sigma}^+$ sind.

Man erkennt eine negative $K^- \pi_d^+$ Korrelation, ebenso für die ladungskonjugierte Korrelation. Dieses Verhalten erwartet man aufgrund der Strangenesskompensation für Nukleon-Antihyperon Korrelationen, bei denen das Antihyperon in ein π_d^+ zerfällt. Untersuchungen ergaben, daß sich bei einer Variation dieser Korrelationen um $\pm 25\%$ eine maximale Abweichung von $\delta\overline{C}(\Sigma^- \pi_d^+) = 0.006$ ergab.

$\Xi^- \pi_d^+$ Korrelationen zeigen nahezu gleiches Verhalten wie $\Sigma^- \pi_d^+$ Korrelationen. Damit ergibt sich eine Unsicherheit von $\delta\overline{C}(\Sigma^- \pi_d^+) = 0.005$.

$\overline{\Sigma}^+$ Korrelationen mit einem π_d^+ sollten ebenfalls negative Korrelation

besitzen, falls das π_d^+ aus einem Antihyperon stammt. Dabei erwartet man als dominante korrelierte Antihyperonen $\overline{\Sigma}^+$, Σ^0 , $\overline{\Lambda}$ und $\overline{\Xi}^0$ mit gleicher Korrelationsstärke wie die Summe der dominanten Antihyperonkorrelationen für Σ^- . Die Ausbeute an verzögerten Pionen ist jedoch aufgrund des kleineren Verzweigungsverhältnisses für Pionen aus Σ^+ und Ξ^0 geringer. Als obere Grenze wird deshalb die Unsicherheit an tatsächlichen $\Sigma^-\pi_d^+$ Korrelationen, gewichtet mit der Häufigkeit des $\overline{\Sigma}^+\pi_d^+$ Untergrundes in $\Sigma^-\pi_d^+$ Kandidaten angenommen. Es ergibt sich $\delta\overline{C}(\Sigma^-\pi_d^+) = -0.006$.

Die Korrelationen eines K^- oder $\overline{\Sigma}^+$ mit einem $\overline{\Lambda}$ unterscheiden sich wenig von Korrelationen mit einem $\overline{\Sigma}^-$. Die Unsicherheit der Kenntnis des $K^-\overline{\Lambda}_p$ und des $K^-\overline{\Lambda}_d$ Untergrundes wird deshalb zu $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p) = \delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d) = 0.0015$ abgeschätzt. Ebenso wird $\delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_p) = \delta\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Lambda}_d) = -0.0029$ für die Unsicherheit der Kenntnis des $\overline{\Sigma}^+$ Untergrundes in Σ^- Kandidaten angenommen.

- **Statistischer Fehler der Monte-Carlo Ereignisse bei der Reinheitskorrektur des Σ^-**

Der relative statistische Fehler bei der Reinheitsbestimmung von Σ^- mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen beträgt 3%.

- **Statistischer Fehler der Monte Carlo Ereignisse bei der Effizienzbestimmung**

Zur Bestimmung der Effizienzen $\varepsilon(\overline{Y} \rightarrow \overline{X})$ wurden $C(\Sigma^-\overline{X})_{true,rek}$ Korrelationen in Monte-Carlo Ereignissen benutzt. Deren statistischer Fehler ist bereits in Tabelle 6.7 angegeben worden.

Tabelle 7.1 gibt die Werte der systematischen Fehlerbeiträge an. Der totale systematische Fehler wird durch einfache quadratische Addition ermittelt. Die Diskussion der einzelnen Fehlerbeiträge zeigt, daß Fehlerbeiträge sowohl mit positivem wie mit negativem Vorzeichen vorkommen. Aus diesem Grund führt die quadratische Addition nicht zu einer Unterschätzung des Fehlers.

\bar{X}	π_d^+	$\bar{\Lambda}_p$	$\bar{\Lambda}_d$
Schnittvariation	0.019	0.001	0.0007
Komb. Untergrund	0.0001	0.001	0.003
Subtr. Untergrund	0.012	0.0003	0.0002
Nicht subtr. Untergrund	0.007	0.001	0.004
Σ^- Untergrund	0.008	0.003	0.003
Σ^- Reinheit	0.001	0.0002	0.0001
Stat. MC Fehler	0.031	0.005	0.004

Tabelle 7.1: *Systematische Fehlerbeiträge vor der Entfaltung für $\bar{C}(\Sigma^-\bar{X})$.*

Zusammen mit dem statistischen Fehler ergibt sich dann der totale Fehler vor der Entfaltung. Tabelle 7.2 listet den statistischen Fehler, den systematischen Fehler und den totalen Fehler vor der Entfaltung auf. Die Fehler wurden gemittelt über $\Sigma^-\bar{X}$ und $\bar{\Sigma}^-X$.

\bar{X}	π_d^+	$\bar{\Lambda}_p$	$\bar{\Lambda}_d$
Stat. Fehler	0.059	0.008	0.008
Syst. Fehler	0.040	0.006	0.007
Tot. Fehler	0.071	0.010	0.009

Tabelle 7.2: *Statistischer, systematischer und totaler Fehler vor der Entfaltung für $\bar{C}(\Sigma^-\bar{X})$.*

Um die Fehler für $\bar{C}(\Sigma^-\bar{\Sigma}^-)_{gen}$, $\bar{C}(\Sigma^-(\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))_{gen}$ und $\bar{C}(\Sigma^-\bar{\Xi}^-)_{gen}$ nach der Entfaltung zu berechnen, muß darauf geachtet werden, daß deren Fehler untereinander korreliert sind. Dies wirkt sich auch auf die Berechnung des statistischen und systematischen Fehlers der Summe von $\bar{C}(\Sigma^-\bar{\Sigma}^-)$, $\bar{C}(\Sigma^-(\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0))$ und $\bar{C}(\Sigma^-\bar{\Xi}^-)$ aus. Tabelle 7.3 gibt die ermittelten Werte des statistischen Fehlers, des systematischen Fehlers und des totalen Fehlers der Korrelationen $\bar{C}(\Sigma^-\bar{Y})_{gen}$ sowie deren Summe an. Zusätzlich ist noch einmal der ermittelte Wert der Korrelationsraten $\bar{C}(\Sigma^-\bar{Y})_{gen}$ und deren Summe nach der Entfaltung eingetragen.

\bar{Y}	$\bar{\Sigma}^-$	$\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0$	$\bar{\Xi}^-$	Summe
$\bar{C}(\bar{\Sigma}^- \bar{Y})_{gen}$	0.120	0.240	0.112	0.472
Stat. Fehler	0.150	0.073	0.082	0.126
Syst. Fehler	0.120	0.056	0.070	0.090
Tot. Fehler	0.192	0.092	0.108	0.155

Tabelle 7.3: Statistischer, systematischer und totaler Fehler nach der Entfaltung für $\bar{C}(\bar{\Sigma}^- \bar{Y})_{gen}$ Korrelationen und deren Summe. Die erste Zeile gibt die nach der Entfaltung ermittelten Korrelationsraten und deren Summe an.

Kapitel 8

Vergleich der Korrelationsraten mit Modellvorhersagen

Die rekonstruierten Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$ aus Abschnitt 6.4 können nun mit den Fragmentationsmodellen DIPOP1 und POP2 in PYTHIA 6.1 verglichen werden. Tabelle 8.1 zeigt die Korrelationsraten von $\Sigma^-\overline{\Sigma^-}$, $\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma^0})$, $\Sigma^-\overline{\Xi^-}$, $\Sigma^-\overline{\Sigma^+}$, $\Sigma^-\overline{\Xi^0}$ und $\Sigma^-(\overline{p} + \overline{n})$, ermittelt mit dem Baryonproduktionsmodell DIPOP1 für verschiedene Einstellungen des Popcornparameter ρ (0.0,0.50,0.75,0.95). Die anderen Monte-Carlo Parametereinstellung entsprechen jeweils den Einstellungen im OPALTUNE (Anhang B). Zusätzlich wurde das neue Modell POP2 mit den Parametereinstellungen aus Anhang C.2 benutzt.

Die Korrelationspartner des Σ^- stammen dabei aus direkter Produktion (Fragmentation oder starker Zerfall), nicht jedoch aus schwachen Zerfällen. Dadurch entsprechen die Korrelationsraten für $\Sigma^-\overline{\Sigma^-}$, $\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma^0})$ und $\Sigma^-\overline{\Xi^-}$ den experimentell ermittelten Raten. $\Sigma^-(\overline{p} + \overline{n})$ stellt den Anteil an Σ^- -Antinukleon Korrelationen dar. Die Summe aller Korrelationsraten ergibt wegen der Erhaltung der Baryonzahl 1.

Abbildung 8.1 illustriert die Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Sigma^-})_{gen}$, $\overline{C}(\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma^0}))_{gen}$, $\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Xi^-})_{gen}$ und die Gesamtkorrelationsrate für rekonstruierte Ereignisse und PYTHIA 6.1 Monte-Carlo Ereignisse. Dabei wurden den Monte-Carlo Raten keine Fehler zugeordnet.¹

Betrachtet man die Summe der rekonstruierten Korrelationsraten so läßt sich feststellen, daß im DIPOP1 Modell bei der Produktion von Σ^- -Antibaryon

¹Vergleicht man die ermittelten Korrelationsraten aus PYTHIA 6.1 DIPOP1 mit $\rho = 0.50$ mit den JETSET 7.4 Monte-Carlo Resultaten aus Abschnitt 6.4, so erkennt man in der Summe eine Abweichung von 0.02. Dies liegt daran, daß zur Erhöhung der Zahl an Monte-Carlo Ereignissen die die Detektorsimulation durchliefen, auch Ereignisse benutzt wurden, deren Parametereinstellungen nicht dem OPALTUNE entsprachen.

Paaren während der Fragmentation, Baryonzahl und Strangeness in etwa 75% der Fälle gekoppelt bleiben. Das experimentelle Resultat ergibt jedoch eine Kopplung von Baryonzahl und Strangeness von nur 50%. Dies bedeutet eine Abweichung von 2.0 Standardabweichungen.

Man erkennt, daß die rekonstruierten Einzelkorrelationsraten für $\overline{C}(\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0))_{gen}$ und $\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Xi}^-)_{gen}$ keine Aussage über das bevorzugte Modell zulassen. Die Korrelation $\overline{C}(\Sigma^-\overline{\Sigma}^-)_{gen}$ und die Summe über die betrachteten Korrelationsraten erlaubt jedoch eine Eingrenzung der bevorzugten Modelle, da sich für diese Fälle die verschiedenen Vorhersagen der Modelle stark unterscheiden. Sowohl die Einzelkorrelationsrate $\overline{C}(\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0))_{gen}$ als auch die Summe der rekonstruierten Korrelationsraten favorisiert ein Baryonproduktionsmodell mit einem Popcornanteil über 50%. Reine Diquarkproduktion ist somit ausgeschlossen. Im DIPOP1 Modell müßte der Popcornanteil auf über 75% erhöht werden.

Das POP2 Modell ist ebenfalls konsistent mit den ermittelten Korrelationsraten.

Σ^- -Antibaryon Korrelationsrate	DIPOP1				POP2
	$\rho = 0.00$	$\rho = 0.50$	$\rho = 0.75$	$\rho = 0.95$	
$\Sigma^-\overline{\Sigma}^-$	0.438	0.334	0.240	0.120	0.204
$\Sigma^-(\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0)$	0.320	0.290	0.273	0.232	0.275
$\Sigma^-\overline{\Xi}^-$	0.189	0.151	0.108	0.061	0.084
$\Sigma^-\overline{\Sigma}^+$	0.0	0.013	0.026	0.050	0.008
$\Sigma^-\overline{\Xi}^0$	0.0	0.013	0.020	0.030	0.011
$\Sigma^-(\overline{p} + \overline{n})$	0.064	0.200	0.331	0.504	0.417

Tabelle 8.1: Σ^- -Antibaryon Korrelationsraten in verschiedenen Modellen, ermittelt mit PYTHIA 6.1.

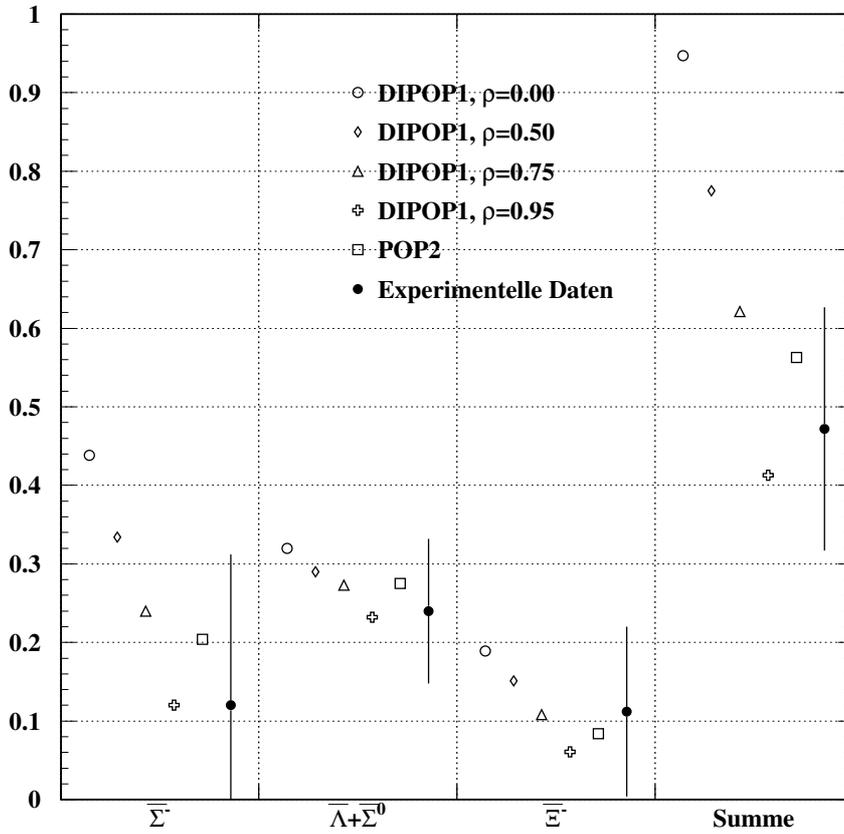


Abbildung 8.1: Vergleich der rekonstruierten Korrelationsraten $\overline{C}(\Sigma^-\overline{Y})_{gen}$ ($\overline{Y} = \overline{\Sigma}^-, \overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0, \overline{\Xi}^-$) und deren Summe mit dem Modell DIPOP1 mit verschiedenen Einstellungen des Popcornparameters ρ und mit dem Modell POP2 in PYTHIA 6.1.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren vorgestellt, daß es ermöglicht, aus Hyperonsignaturen Korrelationsraten eines Σ^- mit einem Antihyperon bei multihadronischen Z^0 Zerfällen anzugeben. Zur Selektion von Σ^- Hyperonen wurde eine bereits vorher entwickelte Methode benutzt, die die kinematischen und topologischen Eigenschaften des Zerfalls $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ ausnutzt. Da Hyperonen mit Ausnahme des Σ^0 eine lange Lebensdauer haben, wurden die verzögert erzeugten Zerfallspionen als Signatur für einen Hyperonzerfall benutzt. Die Pionkandidaten wurden mit Hilfe ihres spezifischen Energieverlustes selektiert. Um Pionen aus Quellen mit langer Lebensdauer ($\overline{\Sigma}^-$, $\overline{\Lambda}$, $\overline{\Xi}^-$) anzureichern, wurde ein Schnitt auf den Impaktparameter des Pion benutzt. Zusätzlich wurde eine publizierte Methode verwendet, um $\overline{\Lambda}$ Antihyperonen zu selektieren. Unterteilt wurden die selektierten $\overline{\Lambda}$ ebenfalls mittels ihres Impaktparameters in $\overline{\Lambda}$ aus direkter Produktion oder dem Zerfall eines $\overline{\Sigma}^0$ und in $\overline{\Lambda}$ aus dem Zerfall eines $\overline{\Xi}^-$.

Nach Abzug von Untergrundquellen zeigt sich eine Korrelation von Σ^- und verzögert erzeugten π^+ . Verglichen mit JETSET 7.4 Monte-Carlo Ereignissen ist diese jedoch deutlich schwächer. Ebenso zeigen sich Korrelationen zwischen Σ^- und prompt erzeugten $\overline{\Lambda}$, sowie zwischen Σ^- und verzögert erzeugten $\overline{\Lambda}$. Das Defizit in den Korrelationsstärken gegenüber Monte-Carlo Ereignissen ist jedoch nicht so ausgeprägt wie bei $\Sigma^- \pi_d^+$ Korrelationen. Die rekonstruierten $\Sigma^- \pi_d^+$, $\Sigma^- \overline{\Lambda}_p$ und $\overline{\Lambda}_d$ Korrelationen wurden anschließend auf Σ^- -Antihyperonkorrelationen entfaltet. Dabei wurde zwischen $\Sigma^- \overline{\Sigma}^-$, $\Sigma^- (\overline{\Lambda} + \overline{\Sigma}^0)$ und $\Sigma^- \overline{\Xi}^-$ Korrelationen getrennt.

Es zeigt sich, daß Baryonzahl und Strangeness bei der Produktion von Σ^- -Antibaryon Paaren während der Fragmentation nur in 50% der Fälle gekoppelt bleiben. Dies bedeutet, daß die ermittelten Σ^- -Antihyperon Korrelationsraten mit Modellen verträglich sind, die einen höheren Anteil an Baryonproduktion mittels Popcornmechanismus bevorzugen als das gegenwärtig bei

OPAL verwendete Modell DIPOP1 mit 50% Popcornanteil. Dies deckt sich mit dem Resultat analysierter $\Lambda \bar{\Lambda}$ Korrelationen bei OPAL, in denen ein bevorzugter Bereich für den Popcornanteil von 60% – 80% angegeben wird [1]. Die ermittelten Korrelationsraten lassen sich ebenfalls mit Hilfe des POP2 Modells beschreiben, das eine Erweiterung des Popcornmechanismus darstellt. Mit Hilfe von unabhängig von dieser Analyse ermittelten Parametereinstellungen erreicht man eine gute Übereinstimmung zwischen den ermittelten Resultaten und dem Modell.

Anhang A

Selektion multihadronischer Z^0 Zerfälle

Für die Analyse von Σ^- -Antihyperon Korrelationen muß ein multihadronisches Ereignis folgenden Kriterien genügen:

- **Detektorstatus**

Für die Rekonstruktion geladener Spuren ist es notwendig, daß die volle Information der Spurkammern zur Verfügung steht. Daraus folgt, daß nur Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen der Silizium Vertex-Detektor, die zentrale Vertexkammer und die zentrale Jetkammer während der Auslese des Ereignisses voll funktionsfähig waren. Für diese Analyse wurde ein Betrieb der Z-Kammer nicht verlangt. Sie liefert zwar eine Verbesserung der Auflösung der Spurparameter (Tabelle 3.2), die Massenauflösung eines rekonstruierten Σ^- Kandidaten wird jedoch durch die Genauigkeit der Positionsbestimmung des Zerfallsvertex innerhalb der Jetkammer bestimmt.

- **Selektion multihadronischer Ereignisse**

Um ein Ereignis als multihadronisch zu klassifizieren, wurde in dieser Arbeit die *TKMH*¹ Selektion benutzt. Diese basiert auf Mindestanforderungen an die Zahl geladener Teilchen und die Zahl der elektromagnetischen Cluster. Zur Unterdrückung von Photon-Photon Reaktionen wird außerdem eine nicht zu große Asymmetrie der Energiedeposition entlang positiver und negativer z-Richtung verlangt. Folgende Größen werden betrachtet:

– Anzahl 'guter' Spuren N_{gdr}

Eine 'gute' Spur genügt folgenden Kriterien:

¹Tokyo Multihadronic Event Selection

- * Zahl der Spurpunkte in den zentralen Spurkammern:
 $N_{CDhits} \geq 20$
- * Impaktparameter: $|d_0| \leq 2$ cm
- * Abstand zum Wechselwirkungspunkt entlang des Strahlrohrs:
 $|z_0| \leq 40$ cm
- * Radiale Position des ersten Spurpunkts: $R_{1sthit} \leq 60$ cm
- * Transversalimpuls: $p_T \geq 0.05$ GeV/c
- * Neigung zum Strahlrohr: $|\cos \theta| \leq 0.995$
- * Spurfitt in der $r - \phi$ Ebene: $\chi_{r-\phi}^2 \leq 999$
- * Spurfitt in der $s - z$ Ebene: $\chi_{s-z}^2 \leq 999$
- Anzahl 'guter' Cluster N_{gdcl}
Ein 'guter' Cluster genügt folgenden Kriterien:
 - * Deponierte Energie im Kalorimeter:
 $E_{raw} \geq 0.100$ GeV (Barrel) oder ≥ 0.200 GeV (Endkappen)
 - * Zahl der angesprochenen Kalorimeterblöcke:
 $N_{blocks} \geq 1$ (Barrel) oder 2 (Endkappen)
- Anteil an deponierter Energie in den Kalorimetern R_{vis} , bezogen auf die Gesamtenergie des Ereignisses:

$$R_{vis} = \frac{\sum E_{raw}}{2E_{beam}} \quad (A.1)$$

- Ausbalancierung der Energie in Strahlrichtung R_{bal} , bezogen auf die deponierte Energie in den Kalorimetern:

$$R_{bal} = \frac{\sum E_{raw} \cos \theta}{\sum E_{raw}} \quad (A.2)$$

Damit werden folgende Schnittkriterien definiert:

- $R_{vis} \geq 0.1$
- $|R_{bal}| \leq 0.65$
- $N_{gdcl} \geq 7$
- $N_{gdtr} \geq 5$

Mit Hilfe dieser Selektionsschnitte werden bei OPAL 3965422 multihadronische Z^0 Ereignisse der Jahre 1991-2000 selektiert. Zum Vergleich der Daten mit Monte-Carlo Ereignissen wurden 4654619 *TKMH*-selektierte multihadronische JETSET 7.4 Ereignisse mit Detektorsimulation benutzt.

A.1 Definition der Thrustachse

Multihadronische Ereignisse besitzen zum überwiegenden Teil eine 2-Jet-Struktur. Um Ereignisse von der Analyse auszuschließen, bei denen Energie in Richtung des Strahlrohrs verloren geht, wird die Thrustachse berechnet und verlangt, daß für den Winkel Θ zwischen Thrustachse und Strahlrohr gilt:

$$\cos \theta \leq 0.94 \quad (\text{A.3})$$

Der Thrust T ist definiert als:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_{Spur_i} |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_{Spur_i} |\vec{p}_i|} \quad (\text{A.4})$$

Der Impuls der Spur p_i bezieht sich dabei auf den p.c.a. Das Maximum wird durch Variation eines Normalenvektors \vec{n} und Vergleich mit allen selektierten Spuren ermittelt, die folgenden Kriterien genügen:

- Die Spur darf nicht aus sekundärer Wechselwirkung kommen: $|d_0| \leq 5$ cm
- Die Spur darf nicht in der Kammer aufspiralen: $p_T \geq 0.15$ GeV/c
- Es müssen genug Spurpunkte vorhanden sein, um eine genaue Messung der Spurparameter zu gewährleisten: $N_{C.Hits} \geq 20$
- Der Spurfitt muß erfolgreich gewesen sein: $\chi^2/n.d.f. \leq 100$

Allgemein ist die Größe Thrust geeignet, die Zweijetartigkeit eines multihadronischen Ereignisses zu quantifizieren, da sich für ein Zweijetereignis $T = 1$ und für ein isotropes Ereignis $T = 0.5$ ergibt.

Anhang B

Monte-Carlo Parameter zur Steuerung der Produktion von Baryonen in PYTHIA 6.1

In Abschnitt 2.1 wurden zwei Baryonproduktionsmodelle DIPOP1 und POP2 vorgestellt. Dieser Abschnitt erläutert die Parameter, mit deren Hilfe sich die Baryonproduktion im Monte-Carlo Generator PYTHIA 6.1 steuern läßt. In JETSET 7.4 ist nur das ältere DIPOP1 Modell implementiert. In PYTHIA 6.1 dagegen stehen beide Modelle zur Verfügung. Deshalb wird hier auf PYTHIA 6.1 Bezug genommen. Die Parametereinstellungen des DIPOP1 Modells für JETSET 7.4 sind jedoch identisch mit den Einstellungen in PYTHIA 6.1. Beide Generatoren liefern im DIPOP1 Modell identische Ergebnisse.

- **Parameter zur Definition des Fragmentationsmodells**
 - $MSTJ(12) = 2$: Baryonproduktion im Rahmen des Diquark Modells und des alten Popcorn Modells, DIPOP1.
 - $MSTJ(12) = 5$: Baryonproduktion im Rahmen des neuen Popcorn Modells, POP2.
- **Parameter, die in beiden Modellen benutzt werden**
 - **Parameter zur relativen Produktionstärke von (effektiven) Diquarks**

$$PARJ(1) = \frac{P((qq))}{P(q)} \quad (\text{B.1})$$

- ***s*-Quark Unterdrückung bei der Mesonproduktion**

$$PARJ(2) = \frac{P(s)}{P(u)} \quad (B.2)$$

$PARJ(2)$ steuert auch die *s*-Quark Unterdrückung für Vertexquarks im neuen Popcornmodell

- **Änderung des *a*-Parameter in der Lund Fragmentationsfunktion für (effektive) Diquarks, bezogen auf Quarks**

$$PARJ(45) = a_{(qq)} - a_q \quad (B.3)$$

- **Parameter im DIPOP1 Modell**

- ***s*-Quark Unterdrückung in Diquarks**

$$PARJ(3) = \frac{P((us))/P((ud))}{P(s)/P(u)} \quad (B.4)$$

- **Unterdrückung von Spin=1 Diquarks**

$$PARJ(4) = \frac{1}{3} \cdot \frac{P((ud)_1)}{P((ud)_0)} \quad (B.5)$$

- **Verhältnis zwischen Di-Quark und Popcorn Mechanismus**

$$PARJ(5) = \frac{1}{2} \cdot \frac{P(BM\overline{B}')}{P(B\overline{B}')} \quad (B.6)$$

Der Popcornparameter ρ gibt die relative Stärke des Popcorn Mechanismus in der Fragmentation an und ist mit $PARJ(5)$ folgendermaßen verknüpft:

$$\rho = \frac{P(BM\overline{B}')}{P(B\overline{B}') + P(BM\overline{B}')} = \frac{PARJ(5)}{0.5 + PARJ(5)} \quad (B.7)$$

- ***s*-Quark Unterdrückung im Baryon und Antibaryon einer $BM\overline{B}'$ Konfiguration**

$$PARJ(6) = \frac{P(B(s)M\overline{B}(s)')}{P(BM\overline{B}')} \quad (B.8)$$

- s -Quark Unterdrückung im Meson einer $BM\overline{B}'$ Konfiguration

$$PARJ(7) = \frac{P(BM(s)\overline{B}')}{P(BM\overline{B}')} \quad (\text{B.9})$$

- **Parameter im POP2 Modell**

- **Steuerung der Produktion eines u -Curtainquarks**

$$PARJ(8) = \beta_u \quad (\text{B.10})$$

β_u wurde in Gleichung 2.9 definiert

- **s -Quarkunterdrückung in Curtainquarks**

$$PARJ(9) = \beta_s - \beta_u \quad (\text{B.11})$$

- **Parameter zur Unterdrückung von Spin=3/2 Baryonen**

$$PARJ(18) = \frac{P(B(\text{Spin} = 3/2))}{P(B(\text{Spin} = 1/2))} \quad (\text{B.12})$$

Im kombinierten Modell aus Diquarkproduktion und einfachem Popcornmechanismus wird die Unterdrückung von angeregten Baryonen bereits implizit durch die Parameter $PARJ(2)$ bis $PARJ(4)$, sowie $PARJ(6)$ und $PARJ(7)$ geregelt. $PARJ(18)$ steht zwar als Parameter zur Verfügung, wird jedoch auf 1 gesetzt.

Die folgende Tabelle B.1 gibt für JETSET 7.4 und PYTHIA 6.1 die hier aufgeführten Parameterwerte im DIPOP1 Modell an, die bei OPAL typischerweise Verwendung finden (OPALTUNE).

Parameter	Einstellung
$PARJ(1)$	0.085
$PARJ(2)$	0.31
$PARJ(3)$	0.45
$PARJ(4)$	0.025
$PARJ(5)$	0.5
$PARJ(6)$	0.5
$PARJ(7)$	0.5
$PARJ(18)$	1.
$PARJ(45)$	0.5

Tabelle B.1: *Parametereinstellungen für JETSET 7.4 und PYTHIA 6.1 im OPALTUNE.*

Anhang C

Bestimmung der Parameterwerte für das neue Popcorn Modell in PYTHIA 6.1

In Anhang B wurden die Parameter aufgezählt, die in PYTHIA 6.1 zur Verfügung stehen, um die Baronproduktion im neuen Popcornmodell POP2 zu steuern. Im Folgenden wird die Methode erläutert, mit deren Hilfe ein Parametersatz ermittelt wurde, der eine gute Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelten und simulierten Observablen erzielt. Dabei wurde versucht, eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten im Baryonensektor zu erzielen. Meßgrößen aus dem Mesonensektor wurden nicht berücksichtigt. Allerdings liefert der ermittelte Fit Produktionsraten für Pionen und Kaonen, deren Übereinstimmung mit den gemessenen Raten verifiziert wurde.

C.1 Observable

Die folgende Tabelle C.1 gibt an, welche Observablen O_k gewählt wurden, um den Monte-Carlo Parametersatz $\{p_i\}$ zu testen. Zusätzlich sind zu jeder Observablen die Modellparameter angegeben, auf die die Observable sensitiv ist. Dabei gibt $R(Y)$ die gemessene inklusive Rate des betrachteten Teilchens Y an. $\Lambda\bar{\Lambda}$ gibt die Korrelationsrate von Λ Hyperonen an, normiert auf ein multihadronisches Ereignis. $|\Delta y|(\Lambda\bar{\Lambda})$ ist die Rapiditätsdifferenz zwischen korrelierten Λ und $\bar{\Lambda}$, x_p gibt den Impulsbruchteil eines Proton bzw. Λ an, bezogen auf die halbe Schwerpunktsenergie. Die Größen \bar{x} und Δx stehen für Mittelwert und Breite der jeweiligen Verteilung.

k	Observable O_k	sensitive PYTHIA Parameter p_i
1	$R(p)$	$PARJ(1)$
2	$R(\Lambda)$	$PARJ(1) PARJ(2)$
3	$R(\Delta^{++})$	$PARJ(1) PARJ(18)$
4	$R(\Sigma^-, \Sigma^+)$	$PARJ(1) PARJ(2)$
5	$R(\Xi^-)$	$PARJ(1) PARJ(2)$
6	$R(\Lambda\bar{\Lambda})$	$PARJ(1) PARJ(2) PARJ(9)$
7	$ \Delta y (\Lambda\bar{\Lambda})$	$PARJ(8) PARJ(9) PARJ(45)$
8	$\ln(1./x_p)(p)$	$PARJ(45)$
9	$\Delta \ln(1./x_p)(p)$	$PARJ(45)$
10	$\ln(1./x_p)(\Lambda)$	$PARJ(45)$
11	$\Delta \ln(1./x_p)(\Lambda)$	$PARJ(45)$

Tabelle C.1: Tabelle der Observablen, mit deren Hilfe die Qualität eines Parametersatzes überprüft wurde.

In [13] wurde bereits ein Parametersatz vorgestellt ('Lundtune'). Ausgehend von diesem wird nun versucht, eine bessere Übereinstimmung der vorhergesagten Werte der Observablen mit experimentellen Resultaten zu erhalten.

C.2 Optimierungsmethode

Ziel der Optimierung ist es, den Unterschied zwischen einem Satz K experimenteller Observablen O_k^{exp} und, durch den Generator ermittelten, theoretischen Observablen O_k^{theo} zu minimieren. Dafür definiert man ein globales χ_{global}^2 wie folgt:

$$\chi_{global}^2 = \sum_{k \leq K} \left(\frac{O_k^{exp} - O_k^{theo}}{\sqrt{(\sigma_k^{exp})^2 + (\sigma_k^{theo})^2}} \right)^2 \quad (C.1)$$

σ_k bezeichnet den Fehler der ermittelten Observablen. Einige der Observablen wurden experimentell so genau bestimmt, z.B. $\ln(1./x_p)(p)$, daß sie die statistische Genauigkeit von 100000 generierten Monte-Carlo Ereignissen übertreffen. Aus diesem Grund wurde als untere Schranke für den Fehler einer Observablen zusätzlich ein Fehler für den Monte-Carlo generierten Wert angenommen.

Durch iteratives ändern der Monte-Carlo Parameter p_i ($1 \leq i \leq I$) wird dann ein minimales χ_{global}^2 ermittelt. Die experimentell ermittelten Observablen O_k^{exp} wurden aus [15] ($k=1-5$), [1] ($k=6,7$), [16] ($k=8,9$) und [5] ($k=10,11$) entnommen.

Ausgehend vom 'Lundtune' wird jeder Parameter zunächst um 10% verändert. Das jeweils ermittelte neue χ_{global}^2 zeigt dann an, auf welche Parameteränderung der Satz von Observablen am sensitivsten ist. Der Parameter, der die stärkste Änderung in χ_{global}^2 hervorruft, wird mit p_1 bezeichnet, der nächst folgende mit p_2 . Zunächst wird derjenige Wert von p_1 ermittelt, der χ_{global}^2 minimiert. Dann wird mit diesem aktualisierten Parametersatz ein neuer Wert für den Parameter p_2 bestimmt, der χ_{global}^2 noch weiter minimiert. Dieses Verfahren wendet man auf alle Parameter p_i an. Nach Ende der ersten Iteration wird ein zweites Mal der komplette Parametersatz sukzessive erneuert. Nach Ende der zweiten Iteration ergab sich keine weitere Verbesserung von χ_{global}^2 durch Variation der Parameter mehr und das Verfahren wurde beendet.

C.3 Erzielter Fit

Betrachtet man den 'Lundtune' so liefert dieser ein χ_{global}^2 von 149. Nach dem ersten Durchlauf wurde bereits eine Verringerung auf 105 erreicht. Schließlich ergab sich am Ende der Prozedur, nach dem zweiten Durchlauf ein χ_{global}^2 von 87.

Die beste Übereinstimmung zwischen O_k^{exp} und O_k^{theo} wurde mit folgender Parameterwahl erreicht:

- $PARJ(1) = 0.2$
- $PARJ(2) = 0.31$
- $PARJ(8) = 0.65$
- $PARJ(9) = 1.6$
- $PARJ(18) = 0.22$
- $PARJ(45) = 0.55$

Tabelle C.2 zeigt für jede Observable den verwendeten experimentellen und den mit POP2 ermittelten Wert. Dabei wurden 100000 multihadronische Ereignisse simuliert. Zur Überprüfung des Mesonsektors sind auch die Raten für geladene Pionen und Kaonen angegeben.

k	Observable O_k	Experimentell ermittelt	PYTHIA 6.1 mit POP2 und ermittelten Parametern p_i	PYTHIA 6.1 mit DIPOP1 und OPALTUNE
1	$R(p)$	1.048 \pm 0.045	0.931 \pm 0.003	0.911 \pm 0.003
2	$R(\Lambda)$	0.3915 \pm 0.0065	0.3703 \pm 0.0019	0.332 \pm 0.0018
3	$R(\Delta^{++})$	0.085 \pm 0.014	0.136 \pm 0.001	0.096 \pm 0.001
4	$R(\Sigma^-, \Sigma^+)$	0.174 \pm 0.009	0.143 \pm 0.001	0.133 \pm 0.001
5	$R(\Xi^-)$	0.0258 \pm 0.0010	0.0278 \pm 0.0005	0.028 \pm 0.0005
6	$R(\Lambda\bar{\Lambda})$	0.0612 \pm 0.0034	0.0815 \pm 0.0008	0.054 \pm 0.0007
7	$ \Delta y (\Lambda\bar{\Lambda})$	0.7737 \pm 0.0288	0.6874 \pm 0.0142	0.937 \pm 0.0132
8	$\ln(1./x_p)(p)$	2.8144 \pm 0.1200	2.8625 \pm 0.0031	2.788 \pm 0.0033
9	$\Delta \ln(1./x_p)(p)$	0.9176 \pm 0.0200	0.8980 \pm 0.0018	0.932 \pm 0.0023
10	$\ln(1./x_p)(\Lambda)$	2.5661 \pm 0.0051	2.5627 \pm 0.0082	2.465 \pm 0.0084
11	$\Delta \ln(1./x_p)(\Lambda)$	0.8540 \pm 0.0061	0.8588 \pm 0.0090	0.891 \pm 0.0119
	$R(\pi^+ + \pi^-)$	17.0 \pm 0.3[15]	17.72 \pm 0.01	17.63 \pm 0.01
	$R(K^+ + K^-)$	2.24 \pm 0.06[15]	2.149 \pm 0.005	2.116 \pm 0.005

Tabelle C.2: Vergleich der experimentell erhaltenen und mit PYTHIA 6.1 erhaltenen Observablen.

Die mit POP2 ermittelten Baryonraten sind niedriger als die experimentell ermittelten Raten. Dies läßt sich durch ein Erhöhen der Diquarkproduktion nach regulieren. $R(\Delta^{++})$ wächst dadurch weiter an. Dies erfordert eine stärkere Unterdrückung von Dekuplettbarionen. Jedoch liefert das Modell bereits eine zu niedrige Produktionsrate für Ω Baryonen (POP2: 0.0009 ± 0.0001 , experimentell: 0.0016 ± 0.0003 [15]). Außerdem führt eine Erhöhung der Baryonproduktion zu einer stärkeren $\Lambda\bar{\Lambda}$ Korrelation. Dies widerspricht ebenfalls dem experimentell ermittelten Wert. Ein weiteres Nachjustieren der Parameter führt deshalb zu keiner weiteren Verbesserung des χ^2 Fits.

Literaturverzeichnis

- [1] Abbiendi, G. and others. A study of parton fragmentation in hadronic Z^0 decays using Lambda Antilambda correlations. *Eur. Phys. J.*, C13:185–195, 2000.
- [2] Acton, P. D. and others. A Measurement of strange baryon production in hadronic Z^0 decays. *Phys. Lett.*, B291:503–518, 1992.
- [3] Ahmet, K. and others. The OPAL detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A305:275–319, 1991.
- [4] Alexander, G. and others. Sigma+, Sigma0 and Sigma- hyperon production in hadronic Z^0 decays. *Z. Phys.*, C73:587–600, 1997.
- [5] Alexander, G. and others. Strange baryon production in hadronic Z^0 decays. *Z. Phys.*, C73:569–586, 1997.
- [6] Allison, J. and others. The Detector simulation program for the OPAL experiment at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A317:47–74, 1992.
- [7] Andersson, Bo and Gustafson, G. and Ingelman, G. and Sjostrand, T. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31, 1983.
- [8] Andersson, Bo and Gustafson, G. and Sjostrand, T. A model for baryon production in quark and gluon jets. *Nucl. Phys.*, B197:45, 1982.
- [9] Andersson, Bo and Gustafson, G. and Sjostrand, T. Baryon production in jet fragmentation and Upsilon decay. *Phys. Scripta*, 32:574, 1985.
- [10] Becattini, Francesco. A Thermodynamical approach to hadron production in $e^+ e^-$ collisions. *Z. Phys.*, C69:485–492, 1996.
- [11] Biebel, O. and others. Performance of the OPAL jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A323:169–177, 1992.

- [12] Caso, C. and others. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C3:1–794, 1998.
- [13] Eden, Patrik and Gustafson, Gosta. Baryon production in the string fragmentation picture. *Z. Phys.*, C75:41–49, 1997.
- [14] Fischer, H. M. and others. The OPAL jet chamber full scale protptype. *Nucl. Instrum. Meth.*, A252:331–342, 1986.
- [15] D.E. Groom, M. Aguilar-Benitez, C. Amsler, R.M. Barnett, P.R. Burchat, C.D. Carone, C. Caso, G. Conforto, O. Dahl, M. Doser, S. Eidelman, J.L. Feng, L. Gibbons, M. Goodman, C. Grab, A. Gurtu, K. Hagiwara, K.G. Hayes, J.J. Hernández, K. Hikasa, K. Honscheid, C. Kolda, M.L. Mangano, A.V. Manohar, A. Masoni, K. Mönig, H. Murayama, K. Nakamura, S. Navas, K.A. Olive, L. Pape, A. Piepke, M. Roos, M. Tanabashi, N.A. Törnqvist, T.G. Trippe, P. Vogel, C.G. Wohl, R.L. Workman, W.-M. Yao, B. Armstrong, J.L. Casas Serradilla, B.B. Filimonov, P.S. Gee, S.B. Lugovsky, F. Nicholson, K.S. Babu, D. Besson, O. Biebel, P. Bloch, R.N. Cahn, A. Cattai, R.S. Chivukula, R.D. Cousins, T. Damour, K. Desler, R.J. Donahue, D.A. Edwards, J. Erler, V.V. Ezhela, A. Fassò, W. Fetscher, D. Froidevaux, M. Fukugita, T.K. Gaisser, L. Garren, S. Geer, H.-J. Gerber, F.J. Gilman, H.E. Haber, C. Hagmann, I. Hinchliffe, C.J. Hogan, G. Höhler, P. Igo-Kemenes, J.D. Jackson, K.F. Johnson, D. Karlen, B. Kayser, S.R. Klein, K. Kleinknecht, I.G. Knowles, E.W. Kolb, P. Kreitz, R. Landua, P. Langacker, L. Littenberg, D.M. Manley, J. March-Russell, T. Nakada, H.R. Quinn, G. Raffelt, B. Renk, L. Rolandi, M.T. Ronan, L.J. Rosenberg, H.F.W. Sadrozinski, A.I. Sanda, M. Schmitt, O. Schneider, D. Scott, W.G. Seligman, M.H. Shaevitz, T. Sjöstrand, G.F. Smoot, S. Spanier, H. Spieler, M. Srednicki, A. Stahl, T. Stanev, M. Suzuki, N.P. Tkachenko, M.S. Turner, G. Valencia, K. van Bibber, R. Voss, D. Ward, L. Wolfenstein, and J. Womersley. Review of Particle Physics. *The European Physical Journal*, C15:1+, 2000.
- [16] Haller, J. Bestimmung der Produktionsraten geladener Teilchen im Z0-Zerfall und Vergleich der Produktionsraten in Quark- und Gluonjets. *Diplom Arbeit, Universität Heidelberg*, 2000.
- [17] Hauschild, M. and others. Particle identification with the OPAL jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A314:74–85, 1992.
- [18] M. Hauschild. *Private Mitteilung*.

- [19] Myers, Stephen. The LEP collider, from design to approval and commissioning, Nov 26, 1990. Presented at CERN Accelerator School: The LEP Collider from Design to Approval and Commissioning, Geneva, Switzerland, Nov 26, 1990, CAS: CERN accelerator school, 6th John Adams Memorial lecture.
- [20] Sjostrand, Torbjorn and others. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135:238–259, 2001.
- [21] T.Sjöstrand. *Z Physics at LEP 1*, volume 3:Event generators and Software. CERN 89-08.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich bei der Durchführung meiner Arbeit unterstützt haben.

Mein erster Dank gilt Herrn Professor Bock für die Gelegenheit diese Arbeit durchzuführen und für seine Unterstützung während der gesamten Zeit. Die Zusammenarbeit war seinerseits von großer Geduld, enormer fachlicher Kompetenz und kritischer Diskussion geprägt.

Herrn Professor Siebert danke ich dafür, daß er sich bereit erklärt hat, das zweite Gutachten für diese Arbeit zu übernehmen.

Ich möchte mich auch bei Herrn Professor Bock und Herrn Professor von Krogh dafür bedanken, daß Sie es mir ermöglichten an der Betreuung des OPAL Detektors teil zu nehmen.

Ich danke Katja Klein und Anna Okpara für die gute Zusammenarbeit während der Betreuung des CJ Auslesesystems am CERN.

Michael Hauschild danke ich für seine unermüdliche Unterstützung bei der Betreuung des CJ Auslesesystems.

Paul Utzat danke ich dafür, daß er mir den Einstieg in die Analyse von Σ^- Hyperonen und deren Korrelationen erleichtert hat.

Bei Rainer Liebisch und Thomas Kress bedanke ich mich für die Hilfestellungen bei der Betreuung des Rechnersystems der heidelberger OPAL Gruppe.

Ich danke sehr meinen Eltern für ihre Unterstützung in jeder Hinsicht.

Und ich danke Anna für die gemeinsam verbrachten Jahre.