

Produktion von $\langle \Sigma^0 \rangle$ und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$
in hadronischen Zerfällen
des Z^0 -Bosons

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von
Ralf Kutsche

Universität-Gesamthochschule-Siegen
Fachbereich Physik
Februar 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen und Motivation	6
2.1	Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen	6
2.2	Elektroschwache Wechselwirkung	7
2.3	Starke Wechselwirkung	9
2.4	e^+e^- -Annihilation am LEP-Speicherring	10
2.5	Motivation der Messung des Σ^0 -Hyperons	12
3	Experimenteller Aufbau und Ereignis-Simulation	13
3.1	Experimenteller Aufbau	13
3.1.1	Der LEP-Speicherring	13
3.1.2	Der ALEPH-Detektor	14
3.1.3	Das Auslösesystem (Trigger)	17
3.1.4	Die Datenverwaltung	18
3.2	Simulation multihadronischer Ereignisse	19
3.2.1	Erzeugung von Partonen	19
3.2.2	Fragmentation der Partonen in Hadronen	20
3.2.3	Detektorsimulation	21
4	Analyse	22
4.1	Ereignisselektion	23
4.2	Photonselektion	24
4.2.1	Auswahl der e^+ - und e^- -Kandidaten	25
4.2.2	Photonauswahl mit e^+e^- -Paaren	26
4.2.3	Auswahl von konvertierten Photonen mit nur einem nachgewiesenen Elektron- bzw. Positronkandidaten	31
4.2.4	Vergleich der verschiedenen Photonselektionen	35
4.3	Λ -Selektion	37
4.3.1	V^0 -Rekonstruktion	37
4.3.2	Kinematische Anpassung	40
4.4	$\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktion	44
5	Systematische Fehler	49
5.1	Systematische Fehler der Photonselektion	49
5.2	Systematische Fehler der Λ -Selektion	51

5.3	Systematische Fehler der Σ^0 -Selektion	52
6	Ergebnisse und Diskussion der Messung	53
6.1	$\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktionsrate	53
6.2	Ergebnisse	55
6.2.1	Vergleich mit anderen Experimenten	55
6.2.2	Σ^\pm -Produktionsrate	56
6.3	Strangenessunterdrückung	56
6.4	Spinunterdrückung	57
7	Zusammenfassung	59
A	Histogramme zur Energiekalibration	61
B	Histogramme zur Systematik	62
C	Resultate der Σ^0-Messung	63
	Danksagung	64
	Abbildungsverzeichnis	66
	Tabellenverzeichnis	66
	Literaturverzeichnis	67
	Erklärung	69

Kapitel 1

Einleitung

Den Gang der Physik kann man als ein Fortschreiten von Beobachtungen und Experimenten zur Entdeckung von Gesetzmäßigkeiten und von der Sammlung derselben zur Konstruktion einer Theorie beschreiben. Wenn man scheinbar verschiedene Phänomene als Ursache der gleichen Kraft erkennt, so vereinheitlicht man diese zu einer neuen Theorie. Diese Vereinheitlichung stellt eine der wichtigsten Errungenschaften in den Naturwissenschaften dar.

Schon sehr früh erkannte man, daß es verschiedene Kräfte gibt, die zwischen den Elementarteilchen wirken. Die Gravitation und der Elektromagnetismus waren schon aus der klassischen Physik bekannt. Schwache und starke Wechselwirkung, die etwa für den radioaktiven β - und α -Zerfall verantwortlich sind, wurden entdeckt. Diese, am Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts gemachten wissenschaftlichen Erkenntnisse lassen ein neues Weltbild entstehen, in dem die Materie neu, oder anders verstanden wird.

Die Suche nach den endgültigen Naturgesetzen inspiriert heute einen Großteil der Hochenergiephysiker, die die fundamentalen Kräfte an den verschiedenen Teilchenbeschleunigern studieren. Hier hofft man, daß sich schon in den heutigen Theorien die Umrise einer endgültigen Theorie abzeichnen.

In der Teilchenphysik versucht man, fundamentale Modelle zur Beschreibung der Wechselwirkung unter den kleinsten Bausteinen der Materie aufzustellen. Um die innere Struktur der Materie aufzulösen, werden sehr hohe Energiedichten notwendig. Durch Speicherringe, u. a. dem LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron storage ring) im europäischen Hochenergie-Forschungszentrum CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire), werden diese hohen Energiedichten bereitgestellt. Dort werden Elektronen und Positronen beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV zur Kollision gebracht. Hierbei kann ein Z^0 -Boson, das neutrale Eichquant der elektroschwachen Wechselwirkung, erzeugt werden. Dieses zerfällt wiederum in ein Fermion-Antifermion-Paar, das durch eine Folge von elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkungen in eine Vielzahl von nachweisbaren Teilchen umgewandelt werden kann.

Es gibt insgesamt vier Wechselwirkungspunkte am LEP-Speicherring, an denen die entstehenden Teilchen in Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) nachgewiesen werden. Die vorliegende Arbeit wurde mit Daten, die mit dem ALEPH-Detektor (**A**pparatus for **L**E**p** **P**Hysics) gemessen wurden, durchgeführt.

In dieser Analyse werden Ereignisse betrachtet, bei denen das Z^0 -Boson in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Heute weiß man, daß Quarks in Hadronen eingesperrt sind und

daher nicht frei beobachtet werden können; diese Eigenschaft wird Confinement genannt. In einem naiven Quark-Partonen-Modell wird der Übergang von Quarks zu Hadronen als Hadronisierung bezeichnet und läßt sich nur durch phänomenologische Modelle beschreiben. Um diese zu überprüfen, werden Wirkungsquerschnitte und Impulsspektren der nach der Hadronisierung entstehenden Teilchen gemessen.

Eines dieser Teilchen ist das Hyperon Σ^0 , das in dieser Arbeit untersucht wurde. Das Σ^0 -Baryon zeichnet sich durch eine klare Zerfallssignatur aus. Es zerfällt praktisch am Entstehungsort durch den elektromagnetischen Zerfall in zwei neutrale Teilchen $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Das durch diesen Zerfall entstehende Photon hat aus kinematischen Gründen typischerweise eine mittlere Energie von etwa 360 MeV. Die Nachweis erfolgt über die Konversion des Photons im ALEPH-Detektor in ein Elektron-Positron-Paar, Paarbildungsprozeß $\gamma \rightarrow e^+e^-$ [1]. Zusätzlich wurden Konversionen untersucht, bei denen nur eines der entstehenden Leptonen nachgewiesen werden konnte. Mit Hilfe dieser Methode kann die Effizienz für niederenergetische Photonen signifikant verbessert werden. Das Λ wird durch die geladenen Zerfallsprodukte identifiziert, die in den Spurkammern des ALEPH-Detektors nachgewiesen werden. Dafür wird der Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ benutzt. Solche Zerfallsereignisse werden als V^0 's bezeichnet. Sie sind durch ein langlebiges neutrales Teilchen charakterisiert, das in zwei geladene Teilchen zerfällt. Da der Zerfallsvertex deutlich vom primären Vertex getrennt ist, sind sie leicht zu identifizieren.

Kapitel 2

Grundlagen und Motivation

In diesem Kapitel werden die fundamentalen Modelle der Elementarteilchenphysik kurz dargestellt, wobei die Vorgänge am LEP-Speicherring ein wenig ausführlicher behandelt werden.

2.1 Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

In der Teilchenphysik versucht man, den Aufbau der Materie durch wenige elementare Teilchen und Konzepte zu beschreiben. Das Standard-Modell, die zur Zeit favorisierte Theorie über die grundlegenden physikalischen Gesetze, erlaubt es uns, fast alle im Mikrokosmos beobachteten Vorgänge zu beschreiben. Hier wird die Annahme gemacht, daß die Bausteine der Materie fundamentale Fermionen, Spin 1/2-Teilchen seien. Die Fermionen lassen sich noch einmal in Quarks und Leptonen aufteilen. Von beiden gibt es drei Generationen. Diese sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Fermionen	elektr.	1.	2.	3.
	Ladung	Generation		
Quarks	2/3	up(<i>u</i>)	charm(<i>c</i>)	top(<i>t</i>)
	-1/3	down(<i>d</i>)	strange(<i>s</i>)	bottom(<i>b</i>)
Leptonen	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	-1	e^-	μ^-	τ^-

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Fermionen der Teilchenphysik.

Im Standard-Modell gibt es drei fundamentale Kräfte (Tabelle 2.2), deren Wirkung auf den Austausch von charakteristischen elementaren Bindeteilchen, den Bosonen (Spin = 1), zurückzuführen ist. Die Gravitation wird durch das Standard-Modell nicht beschrieben und spielt in der Teilchenphysik aufgrund ihrer relativen Stärke¹ keine Rolle.

¹Die elektromagnetische Wechselwirkung ist im Vergleich zur Gravitation für zwei Protonen im Atomkern um einen Faktor 10^{36} größer.

Die 3 fundamentalen Kräfte im Vergleich			
Kraft	elektroschwache Kraft		starke Farbkraft
	schwache Kraft	elektr. magn. Kraft	
wirkt auf	linkshändige Quarks und Leptonen	alle geladenen Teilchen	Quarks und Gluonen

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Kräfte der Teilchenphysik.

Nichtgravitative Kräfte werden durch lokale Eichtheorien [1, 2] beschrieben. Die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung wurden von Glashow, Salam und Weinberg als Wirkung einer gemeinsamen Kraft erkannt und in der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie [3, 4, 5] vereinigt. Als erfolgreiche Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung hat sich die Quantenchromodynamik durchgesetzt. Die Eichbosonen und deren verschiedene Wechselwirkungen sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

Eichboson	Masse [GeV/c ²]	elektr. Ladung	Wechselwirkung
Gluonen	0	0	stark
Photon	0	0	elektr. schwach
W[±]	80.3	±1	elektr. schwach
Z⁰	91.2	0	

Tabelle 2.3: Die fundamentalen Eichbosonen der Teilchenphysik. Die Werte für die Massen der Eichbosonen wurden dem Review of Particle Properties [6] entnommen.

2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht die elektromagnetische und schwache Kraft in einer Theorie. Die Struktur der $(V-A)$ -Theorie der geladenen schwachen Ströme fordert Vektorteilchen als Feldquanten. Da die Wechselwirkung kurzreichweitig ist, müssen die Feldquanten Masse erhalten.

Gegenwärtig konstruiert man eine renormierbare Theorie, indem man von einer eichinvarianten Theorie mit masselosen Feldquanten ausgeht und die Massen durch Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld erzeugt. Dieses Hintergrundfeld ist als Higgsfeld bekannt, das bis heute noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte.

Die elektroschwachen Eigenzustände der Teilchen sind in Multipletts des schwachen Isospins zusammengefaßt und in Tabelle 2.4 dargestellt. Linkshändige Fermionen koppeln an den schwachen Strom und bilden Dubletts mit $I = 1/2$. Rechtshändige Fermionen koppeln nicht an den schwachen Strom und bilden ein Singulett mit $I = 0$.

Die schwache Hyperladung wird so eingeführt, daß die Gell-Mann-Nishijima-Relation, zwischen der Ladung Q , der 3-Komponente des schwachen Isospins I_3 und der schwachen Hyperladung Y erfüllt ist.

$$Q = I_3 + Y/2 \quad (2.1)$$

Fermionen	1.	2.	3.	elektr. Ladung	Isospin I_3	schwache-Hyperladung Y
Leptonen-Dublett	ν_{eL}	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$	0	1/2	-1
	e_L^-	μ_L^-	τ_L^-	-1	-1/2	-1
Leptonen-Singulett	e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	-1	0	-2
Quark-Dublett	u_L	c_L	t_L	2/3	1/2	1/3
	d_L'	s_L'	b_L'	-1/3	-1/2	1/3
Quark-Singulett	u_R	c_R	t_R	2/3	0	4/3
	d_R	s_R	b_R	-1/3	0	-2/3

Tabelle 2.4: *Fundamentale Fermionen in der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Massen-Eigenzustände der Quark-Felder (d, s, b) sind Mischungen aus den schwachen Eigenzuständen d_L', s_L' und b_L' , wobei die Mischung durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix gegeben ist.*

Die Transformationen der Multipletts können durch eine nichtabelsche, lokale Eichtheorie beschrieben werden. Um Invarianz gegenüber lokalen Transformationen zu erhalten, führt man ein Triplet W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) und ein Vektorfeld B_μ ein. Die Symmetriegruppe ist eine $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ und ist bei niedriger Energie durch den Higgsmechanismus spontan gebrochen. Um von den Eichfeldern W_μ^i und B_μ zu den Masseneigenzuständen der Vektorbosonen zu gelangen, werden die Transformationen 2.2 bis 2.4 durchgeführt, wodurch der schwache Mischungswinkel θ_w definiert ist.

$$W_\mu^\pm := \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.2)$$

$$A_\mu := W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (2.3)$$

$$Z_\mu := W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (2.4)$$

Die Kopplungskonstanten der elektrischen (e), der schwachen geladenen (g) und der schwachen neutralen (g') Wechselwirkung sind durch Relation 2.5 miteinander verknüpft.

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \quad (2.5)$$

2.3 Starke Wechselwirkung

Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Sie hat ihren Ursprung in dem von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagenen Quarkmodell. Theoretische und experimentelle Gründe führten zur Einführung einer weiteren Quantenzahl. Diese Quantenzahl hat drei Freiheitsgrade, die man symbolisch mit den Farben blau, grün und rot als Colour bezeichnet. Die Einführung der Farbladung führt beispielsweise dazu, daß der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ um einen Faktor drei größer ist, als bei der Annahme von nur einem Farbfreiheitsgrad. Dies wurde durch das Experiment hervorragend bestätigt. Daß für das Δ^{++} mit dieser Annahme das Pauli-Prinzip erhalten bleibt, ist ein weiteres Indiz für die Richtigkeit dieser Farbquantenzahl.

Um Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen bezüglich der Farbladung zu erhalten, wird die Existenz von acht masselosen Feldquanten gefordert. Diese Feldquanten nennt man Gluonen. Sie können im Gegensatz zu den Photonen der QED mit anderen Gluonen wechselwirken. Die Symmetriegruppe basiert auf einer $SU(3)_{\text{Colour}}$.

Da die fundamentalen Teilchen nie isoliert beobachtet wurden, stellt man sich die beobachtbaren Teilchen als gebundene, farblose Zustände von Quarks vor. Diese bezeichnet man als Hadronen und teilt sie nochmals in Mesonen ($q\bar{q}$ -Zustände) und Baryonen (qqq -Zustände) auf.

Die Störungsrechnung ist in der QCD nicht ohne weiteres anwendbar, da die Kopplungskonstante α_s , die vom Impulsübertrag Q^2 abhängt, bei kleinem Impulsübertrag groß ist. In erster Ordnung ergibt sie sich zu:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.6)$$

Hier ist n_f die effektive Anzahl der Quarksorten. Der Parameter Λ ist der einzige freie Parameter dessen Bedeutung vom Renormierungsschema abhängt. Er gibt die Skala an, bei der die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist.

Mit wachsendem Q^2 , was gemäß der Unschärferelation kurzen Distanzen entspricht, wird α_s klein und geht für $Q^2 \rightarrow \infty$ gegen Null. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit bezeichnet, in welcher sich Quarks und Gluonen als freie Teilchen verhalten. Hier kann die Technik der Störungstheorie genutzt werden, um deren Wechselwirkungen zu studieren.

Bei kleinem Q^2 kann für die QCD die Störungsrechnung nicht mehr angewendet werden, da α_s groß wird. Das stellt für den Vergleich der experimentellen Resultate und den theoretischen Vorhersagen größere Probleme dar. Da diese Bereiche nicht aus den grundlegenden Prinzipien berechnet werden können, müssen phänomenologische Modelle zur Beschreibung herangezogen werden.

2.4 e^+e^- -Annihilation am LEP-Speicherring

Elektronen und Positronen werden nach einer Beschleunigungsphase in entgegengesetztem Umlaufsinn in den LEP-Speicherring injiziert und an den vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Elektronen und Positronen kollidieren dort mit einer Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV. Hierbei kann ein Z^0 -Boson erzeugt werden, welches in etwa 69% der Fälle in hadronische Endzustände zerfällt. Die typische Entwicklung eines solchen Ereignisses in hadronische Endzustände ist in Abbildung 2.1 gezeigt.

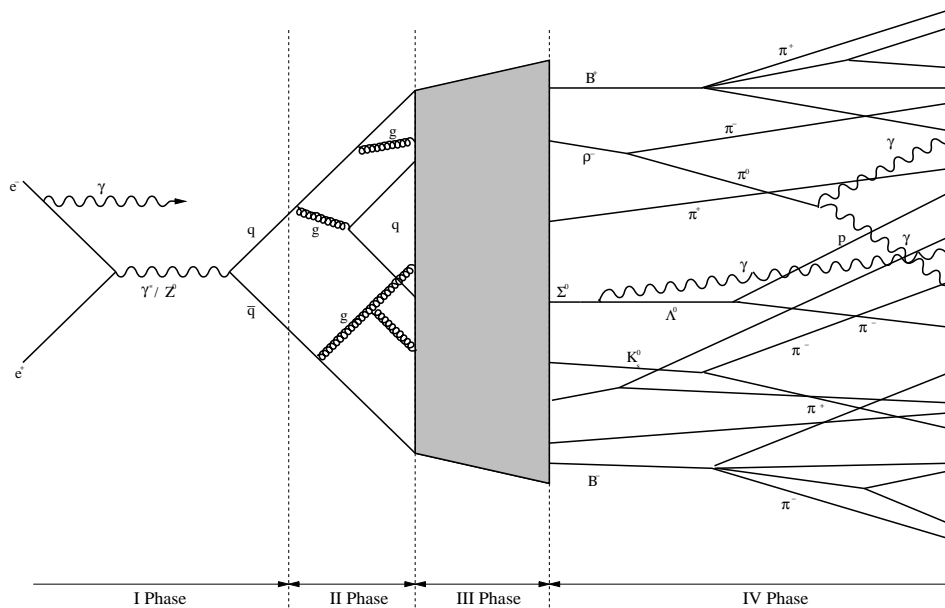


Abbildung 2.1: Partonschauerentwicklung und Hadronisierung [7]

Diese Schauerentwicklung kann in vier Phasen unterteilt werden:

- **Erzeugung eines $f\bar{f}$ -Paares**

In der ersten Phase annihiliert das e^+e^- -Paar in ein virtuelles Photon γ^* oder in ein Z^0 -Boson. Diese Zustände sind nicht stabil und erzeugen ein Fermion-Antifermion-Paar ($f\bar{f}$). Vor der Annihilation kann Bremsstrahlung auftreten, wodurch sich die Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems vermindert.

- **Entwicklung eines Partonenschauers**

Wurde ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugt, so können die Quarks in der zweiten Phase Gluonen abstrahlen. Diese Gluonen können entweder ein $q\bar{q}$ -Paar bilden, oder wiederum Gluonen abstrahlen, da Gluonen miteinander wechselwirken können. In dieser Phase bezeichnet man die Quarks und Gluonen als Partonen. Der sich entwickelnde Partonenschauer kann in der anfänglichen Phase im Rahmen der QCD störungstheoretisch berechnet werden.

- **Fragmentation**

In dieser Phase bilden die »farbigen« Partonen eine Reihe farbneutraler Objekte. Da die Kopplungskonstante α_s in diesem Bereich groß ist, kann diese Phase nicht mehr perturbativ behandelt werden. Diesen Teil kann man nur noch durch phänomenologische Modelle beschreiben.

- **Teilchenzerfälle**

In der vierten Phase zerfallen die instabilen Hadronen in eine Reihe experimentell beobachtbarer Teilchen.

2.5 Motivation der Messung des Σ^0 -Hyperons

Die Motivation für die Messungen des $\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Hyperons läßt sich im wesentlichen in folgende Punkte zusammenfassen:

- In erster Linie dienen die Messungen der inklusiven Teilchenproduktionen zum besseren Verständnis des Fragmentationsprozesses: $Z^0 \rightarrow$ hadronische Endzustände. Die Umwandlung der Partonen in farbneutrale Objekte kann nicht mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden. In diesen Bereichen werden phänomenologische Modelle herangezogen, die durch die Studien der Produktionsraten der hadronischen Endzustände überprüft werden.

Man findet in den hadronischen Endzuständen sehr viel mehr Mesonen als Baryonen. Daher ist die Mesonenproduktion in den Fragmentationsmodellen besser untersucht als die Baryonproduktion. Diese Analyse kann somit zu einem besseren Verständnis der Baryonproduktion in den Fragmentationsmodellen und zu deren Überprüfung beitragen.

- Das Σ^0 -Hyperon befindet sich in einem $J^P = \frac{1}{2}^+$ $SU(3)$ -Baryonenoktett mit u -, d - und s -Quarks, welches in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Es bildet mit den geladenen Σ 's ein Isospintriplett. Aufgrund der Isospin-Symmetrie kann durch die gemessene Rate des Σ^0 auf die Σ^\pm -Raten geschlossen werden.
- Zudem kann durch den Vergleich mit der Ξ^0 oder Ξ^- -Rate die Strangenessunterdrückung bei Baryonen in der Fragmentation angegeben werden.

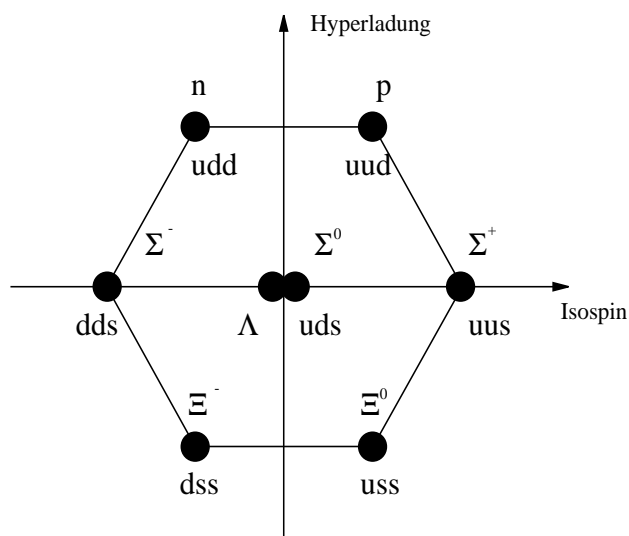


Abbildung 2.2: Das $SU(3)$ -Multipllett der Baryonen mit u -, d - und s -Quark.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Ereignis-Simulation

Es folgt ein kurzer Überblick über den experimentellen Aufbau und die Simulation von multihadronischen Ereignissen. Detaillierte Ausführungen findet man in [8, 9, 10].

3.1 Experimenteller Aufbau

3.1.1 Der LEP-Speicherring

Der Large Electron Positron storage ring, Abbildung 3.1, befindet sich am Hochenergie-Forschungszentrum CERN, das in Genf auf schweiz-französischem Territorium liegt. Er ist 45 bis 175 m unter der Erdoberfläche installiert und ist mit einem Umfang von 26.66 km der zur Zeit größte Speicherring der Welt.

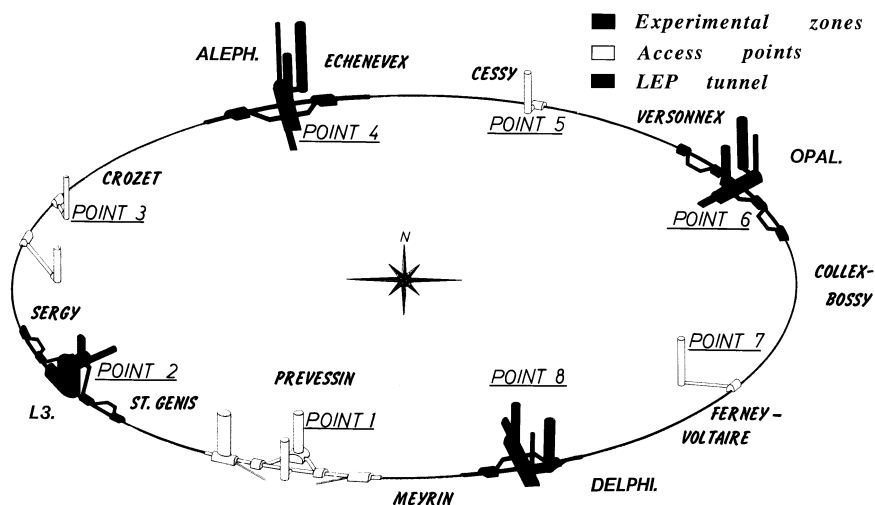


Abbildung 3.1: Der LEP-Speicherring mit seinen Einrichtungen.

LEP wurde zum Studium der intermediären Bosonen der schwachen Wechselwirkung (W^\pm und Z^0) gebaut. In seiner ersten Aufbaustufe, die LEP 100 genannt wird, ist er für Kollisionen von Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie bis zu 110 GeV

ausgelegt, was eine Messung einer großen Anzahl von Z^0 -Zerfällen erlaubt. Die nächste Ausbauphase nennt sich LEP 200. Hier soll die maximale Schwerpunktsenergie bis zu 190 GeV erhöht werden und so das Studium der W^\pm -Bosonen ermöglichen.

LEP hat ein komplexes Injektionsschema, das im folgenden Text kurz beschrieben werden soll. Zu Beginn werden Elektronen und Positronen mit Hilfe eines **Lep Injection Linac** (LIL) auf 600 MeV beschleunigt, bevor man sie in einem **Elektron Positron Accumulator ring** (EPA) sammelt. Von hier beschleunigt man die Teilchen mit dem **Proton Synchrotron** (PS) auf Energien von etwa 3.5 GeV und erhöht die Energie noch einmal auf 20 GeV mit Hilfe des **Super Proton Synchrotrons** (SPS). Zuletzt injiziert man die Elektronen und Positronen in entgegengesetztem Umlaufsinn in den LEP-Speicherring und bringt sie hier auf ihre endgültige Energie von ca. 45 GeV. Nun durchlaufen die Teilchenpakete den LEP-Ring und werden an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Hier stehen Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), die die entstehenden Teilchen nachweisen.

3.1.2 Der ALEPH-Detektor

ALEPH ist eines der vier großen Experimente zur Untersuchung der e^+e^- -Annihilation am LEP-Speicherring. Der ALEPH-Detektor besteht aus mehreren unabhängigen Komponenten, so daß er eine Vielzahl von verschiedenen Teilchen und deren unterschiedliche Eigenschaften vermessen kann. Bei seiner Konzeption wurde vor allem Wert auf eine präzise Impulsmessung und eine hohe Granularität gelegt. Um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, hat man sich für einen zylindrischen Detektor entschieden, bestehend aus einem Zylinder (Barrel), der an beiden Enden durch Endkappen abgeschlossen wird. Die einzelnen Detektoren sind in konzentrischen Lagen angeordnet, was deutlich aus dem Querschnitt des ALEPH-Detektors in Abbildung 3.2 hervorgeht.

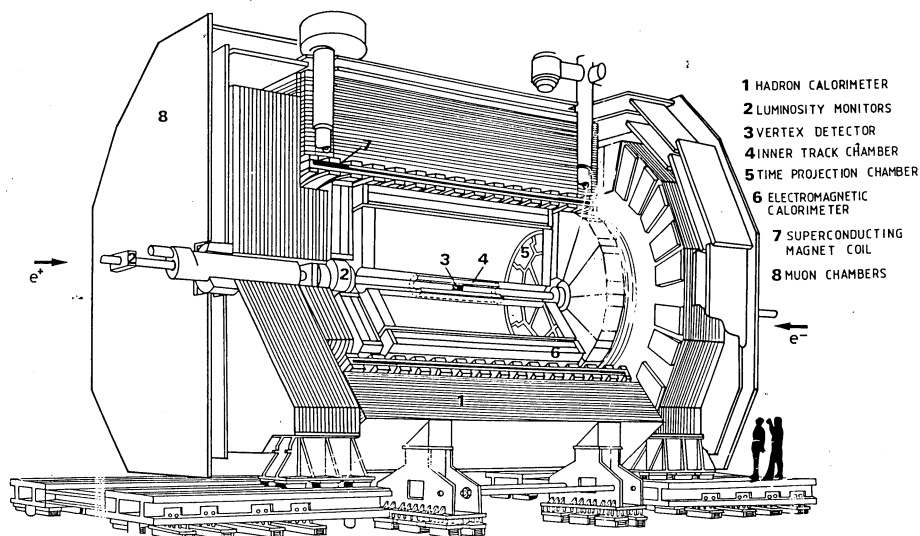


Abbildung 3.2: Querschnitt des ALEPH-Detektors

Im nächsten Abschnitt werden nur die wesentlichen Detektorkomponenten angespro-

chen. Zuvor aber noch einiges über das in ALEPH benutzte Koordinatensystem.

Je nach Verwendungszweck nutzt man verschiedene Koordinatensysteme, im wesentlichen sind dies ein kartesisches und ein zylindrisches Koordinatensystem. Der Ursprung der Koordinatensysteme wird in den Sollwechselwirkungspunkt der Elektron-Positron-Kollision gelegt. In dem kartesischen und zylindrischen Koordinatensystem wird die positive z -Achse durch die Elektronenstrahlrichtung gegeben. Die positive x -Achse ist orthogonal zur z -Achse und zeigt horizontal zum Zentrum des LEP-Speicherrings. Die y -Achse steht senkrecht zur z - und x -Achse und zeigt daher vertikal nach oben.

• Spurdetektoren

Der Minivertexdetektor (VDET)

Der **V**ertex **D**etektor ist ein Siliziumstreifendetektor mit zwei konzentrischen Lagen von Siliziumplättchen und befindet sich in der unmittelbaren Nähe des Wechselwirkungspunktes. Die Punktauflösung des Detektors beträgt $\sigma_{\rho\phi} = 12 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 12 \mu\text{m}$. Dies erlaubt eine Trennung von Teilchen, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt stammen.

Die innere Spurkammer (ITC)

Die **I**nnere **T**racking **C**hamber ist eine zylindrische Vieldrahtdriftkammer mit acht Lagen von Signaldrähten. Diese detektieren die Ionisation der passierenden Teilchen, die Ortsauflösung beträgt $\sigma_{\rho\phi} = 150 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 3 \text{cm}$.

Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die Hauptaufgabe beim Nachweis geladener Spuren im ALEPH-Detektor fällt der **T**ime **P**rojection **C**hamber zu. Der mechanische Aufbau der Driftkammer ist in Abbildung 3.3 skizziert. Sie besteht aus einem zylindrischen, gasgefüllten Volumen, das in einem magnetischen Feld liegt, welches von einer supraleitenden Spule erzeugt wird. In der Mitte der Kammer befindet sich eine Hochspannungsmembran aus graphitbeschichtetem Mylar, die das aktive Driftvolumen in zwei Bereiche teilt. Mit den geerdeten Endplatten wird ein homogenes elektrisches Feld erzeugt, das parallel zur Strahlachse und zum Magnetfeld verläuft.

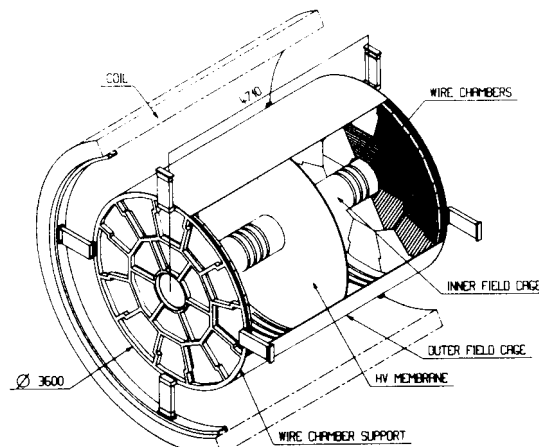


Abbildung 3.3: Querschnitt der TPC

Durchdringt ein geladenes Teilchen die TPC, so wird das Kammergas entlang seines Weges ionisiert. Die freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld auf die Endplatten zu, wo sowohl der Ort, als auch der Zeitpunkt ihres Eintreffens gemessen wird. Erreichen die Elektronen die Signaldrähte auf den Endplatten, so induzieren deren Ladungswalunen meßbare Signale auf den Drähten und den Kathodenpads.

Die dreidimensionale Spurerkennung leistet eine Punktauflösung von $\sigma_{\rho\phi} = 173 \mu\text{m}$ und $\sigma_z = 740 \mu\text{m}$. Es werden bis zu 21 Raumpunkte pro Spur gemessen. Dies ermöglicht eine sehr präzise Impulsmessung, deren Auflösung für den transversalen Impuls beträgt¹:

$$\sigma(1/p_t) = 0.0012 (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (3.1)$$

Für niederenergetische Teilchen dominiert ein additiver Term, Gleichung 3.2, der durch Vielfachstreuung hervorgerufen wird.

$$\sigma(p_t)/p_t = 0.005 \quad (3.2)$$

Die Informationen der spezifischen Ionisation dE/dx , die man in den Endkappen der TPC mißt, wird zur Trennung der geladenen Teilchen e , $\pi(\mu)$, K und p genutzt.

• Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das **E**lectromagnetic **C**ALorimeter besteht aus 45 sich abwechselnden Lagen von Blei und Drahtkammern und nennt sich daher »sampling calorimeter«. Elektronen und Photonen können hier wegen ihres unterschiedlichen charakteristischen Schauerprofiles im Vergleich zu Hadronen identifiziert werden. Energie und Position der Schauer wird über sich zu Türmen verschachtelnden Kathodenpads ausgelesen. Das ECAL hat folgende Energie- und Winkelauflösung [11]:

$$\sigma(E)/E = 0.18/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.009 \quad \text{für Elektronen} \quad (3.3)$$

$$\sigma(E)/E = 0.25/\sqrt{E/\text{GeV}} \quad \text{für Photonen} \quad (3.4)$$

$$\sigma_{\vartheta\phi} = (2.5/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.25) \text{ mrad} \quad (3.5)$$

Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das **H**adron **C**ALorimeter ist aus sich abwechselnden Lagen von Eisenplatten und Streamerrohr-Kammern aufgebaut. Es identifiziert in Verbindung mit dem elektromagnetischen Kalorimeter Hadronen, da sich das hadronische Schauerprofil deutlich von einem durchdringenden Myon unterscheidet.

¹Werden Informationen der Spurdetektoren ITC und TPC verwendet, so beträgt die Impulsauflösung $\sigma(1/p_t) = 0.0008 (\text{GeV}/c)^{-1}$. Liegen auch Informationen des VDET vor, so kann eine Impulsauflösung von $\sigma(1/p_t) = 0.0006 (\text{GeV}/c)^{-1}$ erreicht werden.

Die Myonenkammern

Die Myonenkammern bestehen aus zwei doppelagigen Streamerrohr-Kammern, die den ALEPH-Detektor umschließen. Hier werden Myonen nachgewiesen, da alle anderen Teilchen, mit Ausnahme von Neutrinos, in den inneren Detektoren absorbiert werden.

- **Die Untergrund- und Luminositätsmonitore**

Die Monitore **L**uminosity **C**ALorimeter (LCAL), **S**ilicon luminosity **C**ALorimeter (SICAL) und very small angle **B**habha **C**ALorimeter (BCAL) dienen vorwiegend zur Bestimmung der Luminosität. Der **S**mall **A**ngle **M**onitor for **B**ACKground (SAMBA) ist eine Vieldrahtproportionalkammer, die vor dem SICAL angebracht ist. Mit Hilfe dieses Detektors wird der Strahluntergrund überwacht, der sich aus Photonen und Elektronen zusammensetzt. Zusammen mit den Informationen des **B**eam **O**rbital **M**onitors (BOM) kann der Strahl optimal fokussiert und justiert werden.

- **Die Supraleitende Spule**

Der Magnet des ALEPH-Detektors besteht aus dem durch das hadronische Kalorimeter gebildeten Rückführungsjoch und einem durch Helium gekühlten supraleitenden Solenoiden. Der Magnet erzeugt mit einem Strom von 5000 A ein zur Strahlachse paralleles homogenes magnetisches Feld von 1.5 T.

3.1.3 Das Auslösesystem (Trigger)

Nicht alle durch den ALEPH-Detektor aufgenommenen Daten entstammen einer e^+e^- -Kollision. Auch Ereignisse von kosmischen Schauern und Strahl-Gas-Wechselwirkungen werden aufgezeichnet. Es ist notwendig, diesen Untergrund zu verwerfen.

Die Philosophie des ALEPH-Auslösesystems (Trigger) ist, jede e^+e^- -Kollision aufzuzeichnen. Die Funktion des Triggers soll daher die Rate der Untergrundereignisse so niedrig halten, daß weder die TPC einer hohen Auftastfrequenz ausgesetzt wird, die deren Lebensdauer herabsetzen würde, noch daß die nicht zu verhindernde Totzeit des Auslesevorgangs zu groß wird. Die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet wird, unterteilt sich in drei Stufen:

- **Auslösesystem 1**

In der ersten Triggerstufe werden die schnell zur Verfügung stehenden Informationen der einzelnen Detektoren ausgelesen. Werden Ionisationen in Spurdetektoren und Energiecluster in den Kalorimetern gemessen, die in definierten Winkelsegmenten miteinander koinzidieren, so wird ein positives Triggersignal gegeben. Im negativen Fall werden die Detektorkomponenten in den Anfangszustand versetzt.

- **Auslösesystem 2**

Ist das erste Triggersignal positiv, wird auf die Driftelektronen der TPC gewartet. Während dieser Zeit suchen die Spurprozessoren die eingehenden Daten der TPC nach Spurmustern geladener Teilchen ab. Die Entscheidung fällt aufgrund der

Spurinformationen der TPC. Ist eine positive Entscheidung gefallen, werden alle Signale der Detektoren ausgelesen und an ein spezifisches Datenverarbeitungssystem weitergegeben.

- **Auslösesystem 3**

Bei dieser Triggerstufe handelt es sich um einen Softwaretrigger. Hier werden die teilweise rekonstruierten Daten verwendet, um eine Entscheidung für ein echtes Elektron-Positron-Ereignis zu treffen. Ist dieses Signal positiv, so werden die Signale aus den einzelnen Detektoren in einer Datenbank gespeichert.

3.1.4 Die Datenverwaltung

Die Daten, die die einzelnen Triggerstufen passieren, werden anschließend in eine dynamische Datenbank, namens BOS gespeichert. BOS ist ein Datenmanager mit I/O-Routinen, der es erlaubt, mit Datenstrukturen beliebiger Größe und beliebigen Formats zu arbeiten. Die Größe und Existenz der durch BOS dynamisch verwalteten Datenbanken hängt von der Anzahl der zu speichernden Daten ab. Dieses System erlaubt es, den Speicherbedarf so gering wie möglich zu halten. Die für eine ALEPH-Analyse wichtigen Datenformate sind im folgendem kurz beschrieben:

- **RAW**

Die RAW-Daten enthalten die unbearbeiteten Informationen des ALEPH-Detektors und werden daher nur für Kalibration und Diagnostik verwendet.

- **POT**

Die **P**roduction-**O**utput-**T**ape (POT) Daten beinhalten die Ergebnisse der Spurerkennung und der Kalorimeterrekonstruktion des Datenrekonstruktionsprogrammes **J**ob to **U**nderstand **L**ep **I**nteractions in **A**leph (**JULIA**).

- **DST**

In den **D**ata **S**ummary **T**apes (DST) sind weitere Untergrundreduktionen durchgeführt worden. In diesem Datentyp sind alle interessanten Daten enthalten, die für eine Analyse notwendig sein könnten.

- **MINI-DST**

Die MINI-DST speichern die Resultate einer hochwertigen Datenanalyse. Eine Rekalkulation dieser Daten ist in diesem Stadium nicht mehr möglich. Der Vorteil dieses Datenformates liegt in der Kompaktheit und dem einfachen und schnellen Zugriff auf dessen Inhalt.

- **NANO-DST**

Eine nochmalige Reduktion der Informationen beinhalten die Daten der NANO-DST. Dieser Datensatz ist geeignet, wenn man in einer kurzen Zeitspanne viele Ereignisse auswerten möchte, aber für diese Analyse nur ein Minimum an Information benötigt.

3.2 Simulation multihadronischer Ereignisse

Um die gewonnenen Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden Ereignisse mit Monte-Carlo-Generatoren simuliert. Der physikalische Prozeß der e^+e^- -Annihilation in Hadronen wird, wie schon im theoretischen Teil beschrieben, in verschiedene Schritte eingeteilt.

3.2.1 Erzeugung von Partonen

Der Partonengenerator beschreibt die e^+e^- -Annihilation mittels elektroschwacher Wechselwirkung und der QCD-Störungsrechnung unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung und der Strahlungskorrekturen.

- **e^+e^- -Annihilation**

Die Erzeugung eines Fermionenpaares in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ ist ein elektroschwacher Prozeß. Bei dem erzeugten Fermionenpaar kann es sich um ein $l\bar{l}$ -Paar oder einem $q\bar{q}$ -Paar handeln. Wurde ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugt, so müssen in den Monte-Carlo-Generatoren zusätzliche Quantenzahlen, kinematisch erlaubte Flavours (u, d, s, c, b) sowie Farbe, simuliert werden.

Zudem kann es vor der Annihilation zur Abstrahlung von Photonen durch Elektronen und Positronen kommen. Weiterhin müssen zusätzliche Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Diese beiden Effekte werden durch die QED störungstheoretisch berechnet und in den Monte-Carlo-Generatoren simuliert.

- **QCD-Störungsrechnung**

Es existieren zwei unterschiedliche Näherungsmethoden, um den perturbativen Teil der QCD zu beschreiben.

Das erste Verfahren ist die Methode der Matrix-Elemente. Hier werden Feynman-Graphen Ordnung für Ordnung berechnet. Kinematik, Interferenzen und die Helizitätsstruktur werden vollständig berücksichtigt. Das Problem dieser Vorgehensweise liegt in der zunehmend schwieriger werdenden Berechnung höherer Ordnungen. Es existieren lediglich vollständige Rechnungen bis zur zweiten Ordnung $O(\alpha_s^2)$, was zur Beschreibung von maximal vier Partonen im Endzustand führt.

Einen anderen Zugang zum perturbativen Teil der QCD erhält man durch die Entwicklung eines Partonenschauers. Hier können beliebige Anzahlen von Verzweigungen eines Partons auftreten, da lediglich Näherungen der Matrix-Element-Methode Verwendung finden. Der Partonenschauer wird im Rahmen der **Leading Logarithm Approximation** (LLA) generiert, in welchem nur die führenden logarithmischen Terme der Störungsrechnung berücksichtigt werden.

3.2.2 Fragmentation der Partonen in Hadronen

Die Fragmentation der Partonen in Hadronen wird auf Grundlage der verschiedenen phänomenologischen Modelle von unterschiedlichen Monte-Carlo-Generatoren simuliert.

- **String Fragmentation**

Die **String Fragmentation** (SF) wurde von der Lund-Gruppe [12] entwickelt. Das dazugehörige Simulationsprogramm trägt den Namen JETSET [13, 14]. Der Ausgangspunkt des String-Modells ist der Einschluß der Partonen bei niedrigem Q^2 in Hadronen. Aus diesem Grund stellt man sich das Feld zwischen dem Quark und dem Antiquark als Farbflußröhre in einer Dimension vor. Dieses Gebilde wird als String bezeichnet und ist in Abbildung 3.4 skizziert.

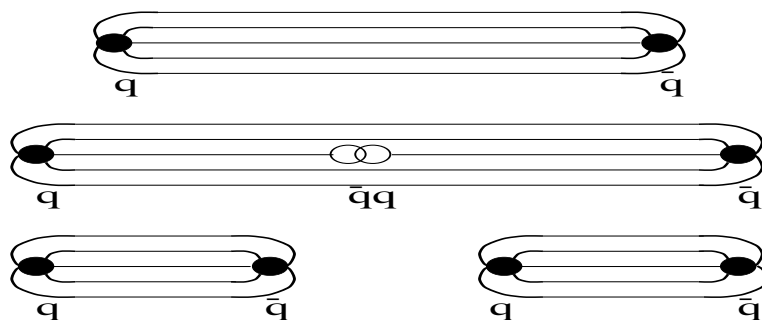


Abbildung 3.4: *Produktion von Hadronen im Rahmen des String-Modells. Die Quarks müssen zuerst eine geringe Strecke durchtunneln, bevor sie klassisch existieren können.*

Der String stellt also ein chromoelektrisches Feld zwischen den Quarks dar, wobei die Quarks die Quellen und Senken des Feldes sind. Bewegen sich nun Quark und Antiquark auseinander, so steigt die potentielle Energie des Strings an. Der String kann nun durch die Produktion eines $q\bar{q}$ -Paares auseinanderbrechen. Die Produktion eines $q\bar{q}$ -Paares wird durch den quantenmechanischen Tunneleffekt beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark und ein Antiquark zu erzeugen, ist demnach proportional zu:

$$P \propto \exp\left(-\frac{m_t^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\mu^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{p_t^2}{\kappa}\right) \quad (3.6)$$

In dieser Funktion ist m_t die transversale Masse und κ die Energie pro Einheitslänge. Aus dieser Proportionalität erhält man die Produktionsverhältnisse der Quarks.

$$(u : d : s : c : b \propto 1 : 1 : \frac{1}{3} : 10^{-11} : 10^{-40}) \quad (3.7)$$

Ist die invariante Masse der Bruchstücke groß genug, so können weitere Brüche auftreten. Dieser Prozeß setzt sich solange fort, bis die invariante Masse des Strings

die hadronische Massenskala erreicht hat. Die Produktion der Baryonen wird durch die Erzeugung eines Diquark-Paares beim Aufbrechen eines Strings erreicht. Ein weiterer Mechanismus der Baryonenerzeugung wird durch das Popcorn-Modell [14] beschrieben.

• Cluster Fragmentation

Die ursprüngliche Idee der Cluster Fragmentation (CF) ist die Bildung von farbneutralen Systemen am Ende der Partonschauerentwicklung. Hier werden alle verbleibenden Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare aufgespalten. Nun werden die Quarks und Antiquarks zu farbneutralen Clustern kombiniert. Die Cluster zerfallen anschließend in die hadronischen Endzustände. Die Entwicklung und der Zerfall von Clustern ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Dieses Konzept wurde von Webber und Marchesini [15] entwickelt. Das dazugehörige Simulationsprogramm trägt den Namen HERWIG [16].

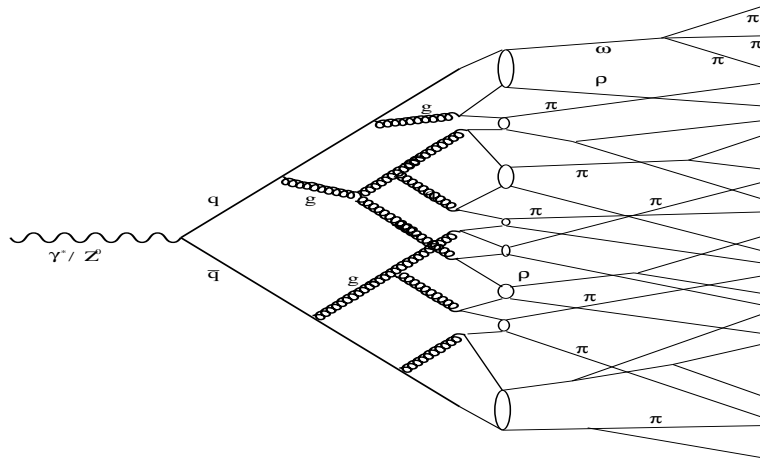


Abbildung 3.5: Produktion von Hadronen im Rahmen des Cluster-Modells.

3.2.3 Detektorsimulation

Um den Einfluß des Detektors auf die gemessenen Verteilungen zu bestimmen, wird eine genaue Detektorsimulation benötigt. Eine realistische Wiedergabe auf den Einfluß des Detektors bei dem Durchgang eines Teilchens leistet das CERN-Programmpaket GEANT. Die durch die Generatoren erzeugten Vierervektoren werden unter Berücksichtigung des Magnetfeldes durch die einzelnen Detektorkomponenten verfolgt. Das Programmpaket GALEPH [17], welches auf GEANT basiert, kombiniert die kinematische Informationen mit dem Einfluß des ALEPH-Detektors. Durch die Wechselwirkung der primären Teilchen mit der Materie werden in den einzelnen Komponenten des Detektors Signale erzeugt, die so modelliert werden, daß sie einer Datenstruktur einer Detektorauslese entsprechen. Diese Monte-Carlo-Daten werden anschließend mit demselben Programmpaket JULIA [18] wie die realen Daten rekonstruiert. Durch Vergleich der rekonstruierten mit den generierten Verteilungen kann der Einfluß des Detektors bestimmt und herausgefaltet werden.

Kapitel 4

Analyse

In der vorliegenden Analyse wurde die Produktion von Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Baryonen in hadronischen Zerfällen des Z^0 -Bosons untersucht. Hierzu wurden Ereignisse selektiert, in denen das Z^0 in multihadronische Endzustände zerfiel. Auf die Ereignisselektion wird in Kapitel 4.1 eingegangen. Das Σ^0 -Baryon hat eine klare Zerfallssignatur und zerfällt praktisch am Entstehungsort 4.1 in zwei neutrale Teilchen $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$.

$$|\vec{r}| = c\tau_{\Sigma^0} \cdot \beta; \quad \text{mit} \quad c\tau_{\Sigma^0} = 2.22 \cdot 10^{-11} \text{m} \quad \text{und} \quad \beta = v/c \quad (4.1)$$

Da bei einem Zerfall das schwerste Teilchen den größeren Anteil des Gesamtimpulses trägt und der Massenunterschied zwischen Σ^0 und Λ etwa $76 \text{ MeV}/c^2$ beträgt, werden niederenergetische Photonen erwartet (Abbildung 4.1). Weil das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) Photonen ab einer Energie von ca. 600 MeV nachweist und die Energieauflösung dieser selektierten Photonen etwa $\sigma(E)/E \approx 32.3\%$ beträgt, erfolgte der Nachweis über die Konversion des Photonen in ein Elektron-Positron-Paar $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Durch die Rekonstruktion der Photonen mit Hilfe der präzisen Impulsmessung der Elektronen und Positronen in der TPC wurde eine Energieauflösung von etwa $\sigma(E)/E \approx 1.7\%$ erreicht. Aufgrund der 7%igen Konversionswahrscheinlichkeit im ALEPH-Detektor und der niedrigen Σ^0 -Produktionsrate wird die Genauigkeit des Ergebnisses von der Anzahl der gefundenen Ereignisse abhängen. Die Beschreibung der Photonselektion erfolgt in Kapitel 4.2.2 und 4.2.3. In Kapitel 4.3 wird auf die Λ -Selektion eingegangen. Das Λ wurde über die Zerfallsprodukte des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ nachgewiesen. Die Bestimmung der Σ^0 -Rate erfolgt durch die Kombination aller selektierten Λ - und γ -Kandidaten. In Kapitel 4.4 werden die Selektionsanforderungen sowie die Bestimmung der Σ^0 -Produktion erläutert. Die Ergebnisse sind in Kapitel 6 zusammengefaßt.

4.1 Ereignisselektion

Die Daten, die der Analyse zugrunde gelegt wurden, sind in den Jahren 1992 bis 1994 mit dem ALEPH-Detektor aufgenommen worden. Die Selektion auf hadronische Ereignisse beruht allein auf den Spuren der geladenen Teilchen. Es wurden alle »MINI-DST« Datensätze verwendet, die das Prädikat »perfect or maybe perfect« mit »TPC ok« oder »TPC-short successfully corrected« und eine Schwerpunktsenergie von (91.25 ± 0.10) GeV besaßen. Diese Auswahl wurde mit dem Datenverwaltungsprogramm SCANBOOK getroffen.

Ein Ereignis wird als multihadronisches Ereignis anerkannt, wenn folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Mindestens 5 »gute« Spuren, wobei man folgende Kriterien an eine »gute« Spur stellt:
 1. Mindestens 4 gemessene TPC-Koordinaten
 2. Polarwinkel zwischen 20° und 160° ($|\cos \vartheta| \leq 0.94$)
 3. Transversalimpuls p_t von mindestens 200 MeV/c
 4. Die Spur kreuzt einen Zylinder um den Primärvertex mit Radius $d_0 = 2$ cm und der Länge von $2 \cdot z_0 = 10$ cm
- Die Summe der Energien der »guten« Spuren beträgt mindestens 15 GeV, wobei für die Masse der Teilchen die Pionmasse angenommen wird.

Die oben aufgeführten Schnitte reduzieren den Untergrund. Nach diesen Schnitten verbleibt ein Untergrund von etwa 0.6%, der sich hauptsächlich aus $\tau^+\tau^-$ -Zerfällen und aus $\gamma\gamma$ -Ereignissen zusammensetzt. Zudem wird ein Schnitt auf den Polarwinkel der Sphärizitätsachse durchgeführt. Damit wird sichergestellt, daß die Ereignisse im ALEPH-Detektor gut vermessen wurden.

- Polarwinkel der Sphärizitätsachse zwischen 35° und 145° ($|\cos \vartheta_{\text{sph}}| \leq 0.82$)

Nach diesen Schnitten verbleiben die in der Tabelle 4.1 aufgeführten Ereignisse.

Jahr	Ereignisse		selektierte Ereignisse	
	Monte-Carlo	Daten	Monte-Carlo	Daten
1992	2157907	727618	1708500	573806
1993	1829280	477658	1448320	377380
1994	—	1757410	—	1386681

Tabelle 4.1: Anzahl der multihadronischen Ereignisse in den Jahren 1992 bis 1994.

4.2 Photoselektion

Da der Massenunterschied zwischen Σ^0 und Λ etwa $76 \text{ MeV}/c^2$ beträgt und das Λ -Baryon den größeren Anteil des Gesamtimpulses trägt, erwartet man aus kinematischen Gründen bei dem Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ niederenergetische Photonen. Das erwartete Impulsspektrum der Photonen der Σ^0 -Hyperonen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

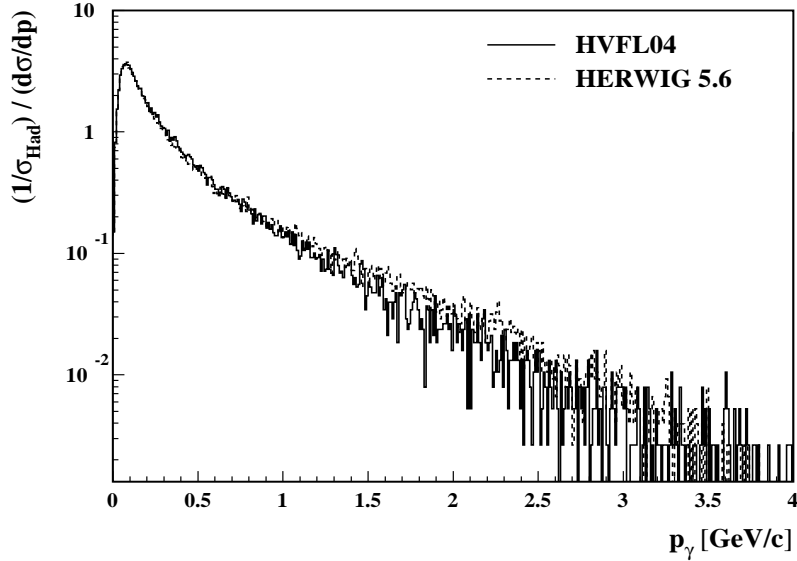


Abbildung 4.1: Das auf eins normierte Photonen-Spektrum des Σ^0 -Zerfalls der verschiedenen Fragmentationsmodelle.

Die Photonen haben typischerweise im Mittel eine Energie von ungefähr 360 MeV. Da das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) Photonen ab einer Energie von ca. 600 MeV nachweist und die Energieauflösung dieser selektierten Photonen etwa $\sigma(E)/E \approx 32.3\%$ beträgt, werden niederenergetische Photonen im ALEPH-Detektor mittels einer Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ und damit über das entstehende e^+e^- -Paar nachgewiesen. Durch die Rekonstruktion der Photonen mit Hilfe der präzisen Impulsmessung der Elektronen und Positronen in der TPC werden Photonen mit einer Energie von ungefähr 400 MeV selektiert. Die Energieauflösung dieser Photonen beträgt etwa $\sigma(E)/E \approx 1.7\%$. Der Nachteil der Konversionsmethode ist die durch die Materialbelegung des Detektors abhängige 7%ige Konversionswahrscheinlichkeit 4.2 [19].

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A^{\text{eff.}}}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0^{\text{eff.}}} \quad (4.2)$$

$A^{\text{eff.}}$: effektive Massenzahl der Atome des Materialgemischs

N_A : Avogadro-Konstante

$X_0^{\text{eff.}}$: effektive Strahlungslänge

Der Nachweis erfolgt mit Hilfe der ALPHA-Routine QPAIRF [20], auf die in Kapitel 4.2.2 eingegangen wird.

Weiterhin wurden Konversionsphotonen untersucht, bei denen man nur eines der entstehenden Leptonen detektierte. Auf diese Selektion wird in Kapitel 4.2.3 eingegangen.

4.2.1 Auswahl der e^+ - und e^- -Kandidaten

Im ALEPH-Detektor stammen durchschnittlich 1.5 der im Mittel 21 Spuren von Elektronen oder Positronen. Daher muß eine Vorselektion auf Elektron- bzw. Positron-Kandidaten durchgeführt werden.

• Spurqualität

Die Messungen sollen mit qualitativ guten Spuren durchgeführt werden. Daher muß jede Spur folgenden Voraussetzungen genügen:

1. Mindestens 4 gemessene TPC-Koordinaten
2. Polarwinkel zwischen 20° und 160° ($|\cos \vartheta| \leq 0.94$)
3. Transversalimpuls p_t von mindestens 200 MeV/c

Dies ist ähnlich den »guten« Spuren, jedoch müssen diese Spuren nicht vom SOLLWECHSELWIRKUNGSPUNKT stammen.

• Spezifischer Energieverlust

Der Spurqualitäts-Schnitt hat wenig mit der Teilchensorte zu tun. Um den Anteil der Elektronen bzw. der Positronen zu erhöhen, wird auf den spezifischen Energieverlust der geladenen Teilchen geschnitten. Diese Größe wird mit 338 Drähten in den Endkappen der TPC gemessen. Man definiert die Abweichung χ der Messung von der Annahme einer Elektronenhypothese in Einheiten der Energieverlustauflösung nach Gleichung 4.3.

$$-3.0 \leq \chi_{\frac{dE}{dx}} := \frac{\frac{dE}{dx}^{\text{meas.}} - \frac{dE}{dx}^{\text{exp.}}}{\sigma_{dE/dx}} \leq 4.0 \quad (4.3)$$

$\frac{dE}{dx}^{\text{meas.}}$: der gemessene Energieverlust

$\frac{dE}{dx}^{\text{exp.}}$: der erwartete Energieverlust für Elektronen und Positronen

$\sigma_{dE/dx}$: die erwartete Standardabweichung des Energieverlustes

In Abbildung 4.2 ist diese Größe für alle qualitativ guten Spuren aufgetragen. Spuren, von denen eine dE/dx -Messung auf mindestens 35 Drähten in den TPC-Endkappen existiert, wurden als e^+ - bzw. e^- -Kandidaten akzeptiert. Weiterhin wurden alle Spuren, von denen keine dE/dx -Information vorhanden war, als e^+ - oder e^- -Kandidaten angesehen. Die Reinheit, der Anteil aller akzeptierten Elektronen- bzw. Positronenkandidaten in der Monte-Carlo-Simulation, die tatsächlich Elektronen oder Positronen sind, wurden als Funktion der Abweichung χ der dE/dx -Messung aufgetragen.

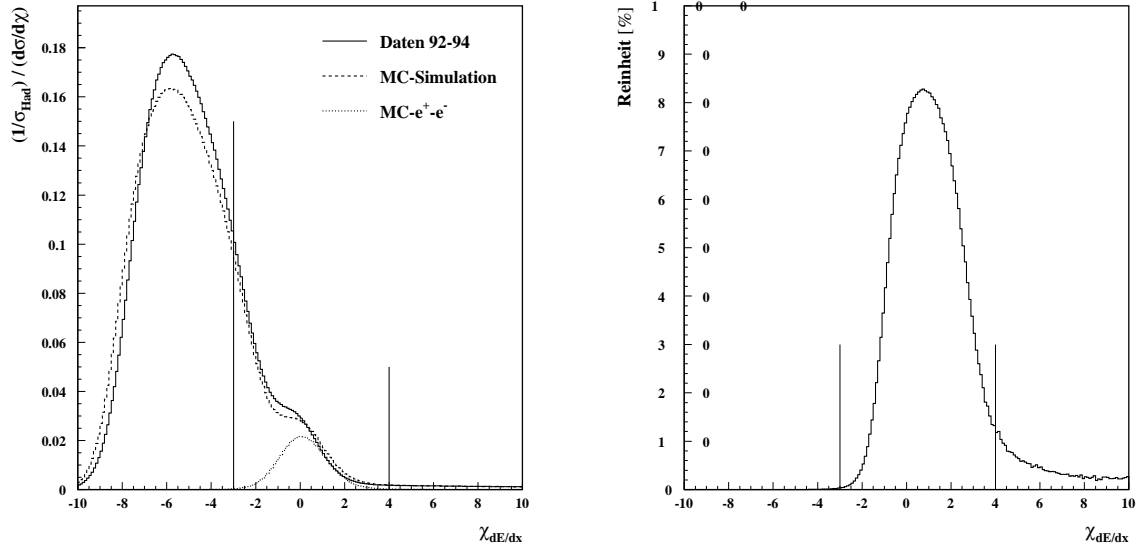


Abbildung 4.2: $\chi^2_{dE/dx}$ -Verteilung aller qualitativ guten Spuren mit dE/dx -Informationen auf mindestens 35 Drähten.

Diese Selektion führte zu folgendem Ergebnis:

Nach den Qualitätsschnitten ist eine dE/dx -Messung auf mindestens 35 Drähten für 84.9% aller Spuren vorhanden. Der dE/dx -Schnitt hat eine Effizienz von 98.5%. Der Untergrundanteil, der sich hauptsächlich aus Pionen zusammensetzt, beträgt 71.1%.

4.2.2 Photonauswahl mit e^+e^- -Paaren

Damit der Paarerzeugungsprozeß kinematisch möglich wird, muß das Photon eine Schwellwertenergie überschreiten:

$$E_\gamma \geq 2m_e + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{Kern}}} \quad (4.4)$$

Da $m_{\text{Kern}} \gg m_e$, gilt praktisch:

$$E_\gamma \geq 2m_e \quad (4.5)$$

Die Trajektorien der e^+e^- -Paare, welche von einer Photonenkonversion stammen, sind anfänglich parallel. Das erhält man, wenn man die invariante Masse des Photons mit der invarianten Masse des e^+e^- -Paares unter Vernachlässigung des Rückstoßimpulses vergleicht.

$$0 = m_\gamma^2 \approx 2m_e^2 + 2|p_{e^+}^\vec{ }||p_{e^-}^\vec{ }|(1 - \cos(\alpha)) \quad (4.6)$$

Da die invariante Masse des Photons gleich null ist und der Impuls der Tochterteilchen viel größer als deren Ruhemasse, muß der Winkel zwischen den beiden Spuren am Konversionsort sehr klein werden. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu Zerfällen von

langlebigen schweren neutralen Teilchen, die in ein Paar ungleich geladener Tochterpartikeln zerfallen. Beispiele für sogenannte V^0 's sind die Zerfälle $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, worauf später in der V^0 -Rekonstruktion eingegangen wird.

Aufgrund des Magnetfeldes werden die Bahnen der geladenen Teilchen gekrümmt. Die dadurch entstehenden Trajektorien beschreibt man durch Helices, deren Achsen in z -Richtung zeigen. Projiziert man diese Helices in die xy -Ebene, so beschreiben sie Kreise (siehe Abbildung 4.11). Die Selektion der Photonen wird mit Hilfe des ALPHA-Algorithmus QPAIRF [20] durchgeführt. Dieser sucht nach entgegengesetzt gekrümmten Spuren, deren Trajektorien parallel und deren Abstand in der xy -Ebene minimal ist. Der Mittelpunkt einer an diesem Ort berechneten Verbindungslinie der Trajektorien wird als möglicher Konversionsort angenommen.

Vom QPAIRF-Algorithmus werden folgende Ausgabeparameter benötigt:

- z = z -Koordinate des Konversionsortes
- $\rho_{\text{Konv.}}$ = Abstand des Konversionsortes zur Strahlachse
- d_z = z -Abstand zwischen den Spuren am Konversionsort
- d_{xy} = geringster Abstand der beiden Spuren in der xy -Ebene
- \vec{p} = Impulssumme der beiden Spuren am Konversionsort
- μ_{ee} = Invariante Masse der beiden Spuren am Konversionsort unter der Annahme, daß beide Teilchen Elektronen sind

Alle entgegengesetzt gekrümmten Spuren von geladenen Teilchen, die die nachfolgenden Anforderungen erfüllten, wurden als mögliche Konversions-Kandidaten angenommen:

- $d_z \leq 1.3$ cm
- -1.0 cm $\leq d_{xy} \leq 1.5$ cm (innen)¹, $|d_{xy}| \leq 1.5$ cm (außen)
- 4 cm $\leq \rho_{\text{Konv.}} < 140$ cm
- $\mu_{ee} \leq 20$ MeV/ c^2
- Winkel zwischen Impuls \vec{p} und Flugrichtung des Photons $\leq 4^\circ$

Es hat sich herausgestellt, daß der Meßfehler von d_{xy} in verschiedenen Detektorbereichen unterschiedlich ist. In dieser Analyse wurde daher auf diese Größe unterschiedlich geschnitten. Die d_{xy} -Verteilung ist in den Abbildungen 4.3 und 4.4 für alle e^+e^- -Kandidaten nach der vollständigen Konversionsselektion, mit Ausnahme des Schnittes auf die jeweils gezeigte Größe dargestellt. Zudem ist die Reinheit, der Anteil aller akzeptierten e^+e^- -Kandidaten in der Monte-Carlo-Simulation, die tatsächlich von einer Konversion stammen, als Funktion der jeweiligen Größe aufgetragen. Der Untergrund setzt sich hauptsächlich aus zufälligen Pionenpaaren, falschen e^+e^- -Kombinationen und Dalitz-Zerfällen ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$) zusammen.

¹innen : 4 cm $\leq \rho_{\text{Konv.}} < 20$ cm; außen : 20 cm $\leq \rho_{\text{Konv.}} < 140$ cm

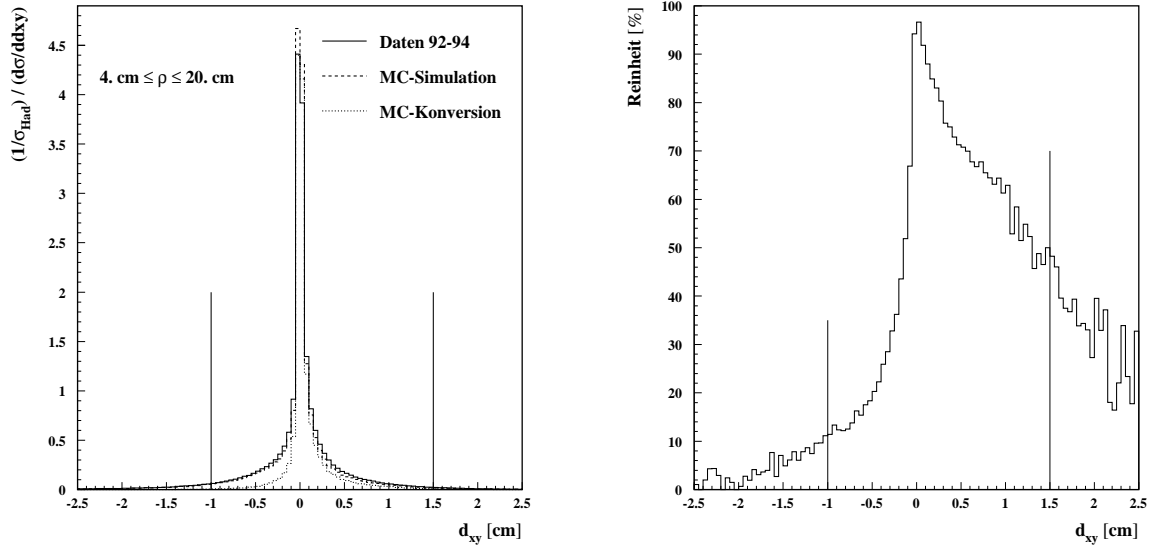


Abbildung 4.3: d_{xy} -Verteilung für den inneren Detektorbereich nach der Konversionsselektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von d_{xy} wiedergegeben.

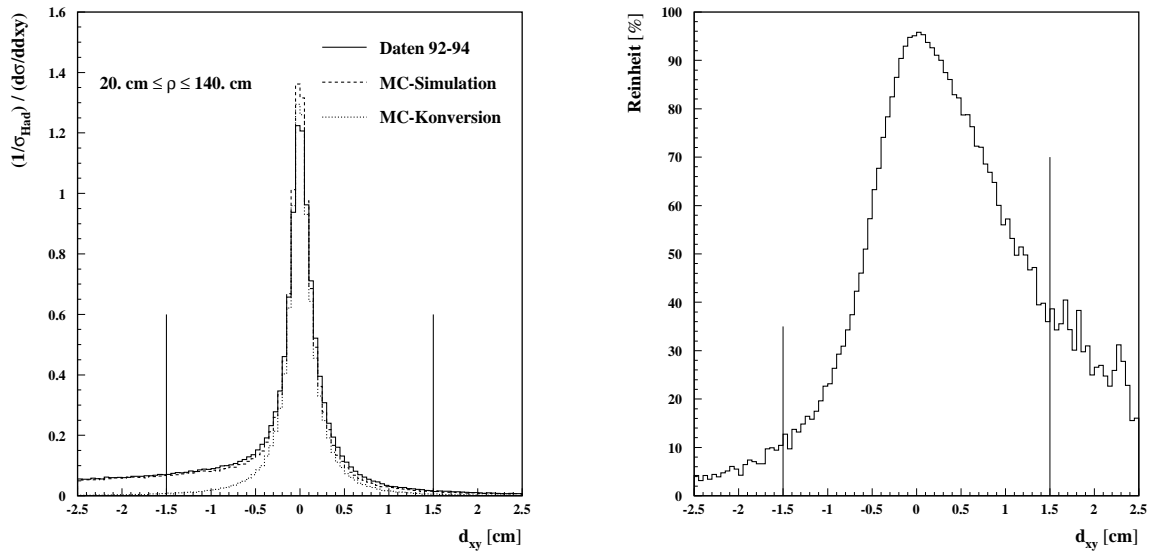


Abbildung 4.4: d_{xy} -Verteilung für den äußeren Detektorbereich nach der Konversionsselektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogrammen ist die Reinheit als Funktion von d_{xy} wiedergegeben.

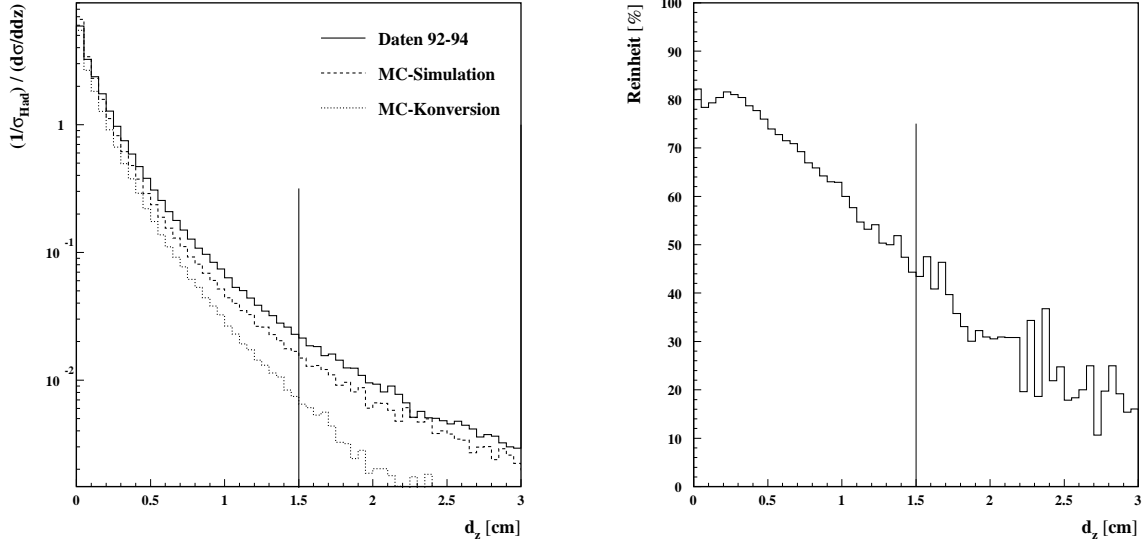


Abbildung 4.5: d_z -Verteilung nach der Konversionsselektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. In dem rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von d_z dargestellt.

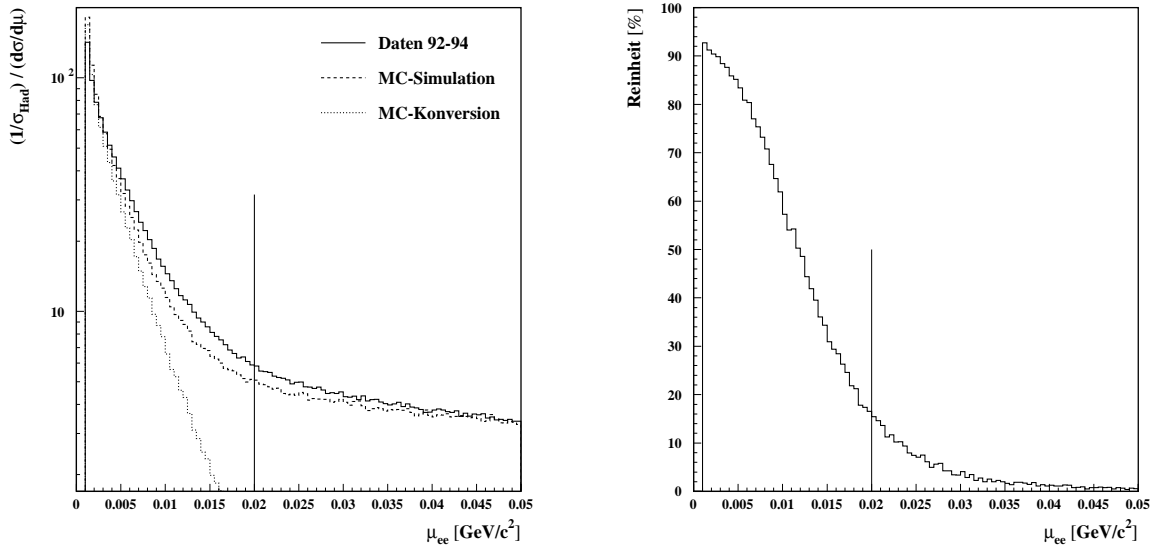


Abbildung 4.6: μ_{ee} -Verteilung nach der Konversionsselektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von μ_{ee} dargestellt.

Auch bei der d_z -, und der μ_{ee} -Verteilung sind die Unterschiede in den verschiedenen Detektorbereichen zu erkennen. Da auf diese Größen nur schwach geschnitten wurde, ist eine Aufteilung in verschiedene Detektorbereiche unnötig. Die Verteilungen sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 wiedergegeben.

In Abbildung 4.7 ist $\cos(\alpha)$ aufgetragen. Hier ist α der Winkel zwischen dem Impulsvektor und der Flugrichtung des Photons. Damit wird sichergestellt, daß das Photon am primären Vertex erzeugt wurde.

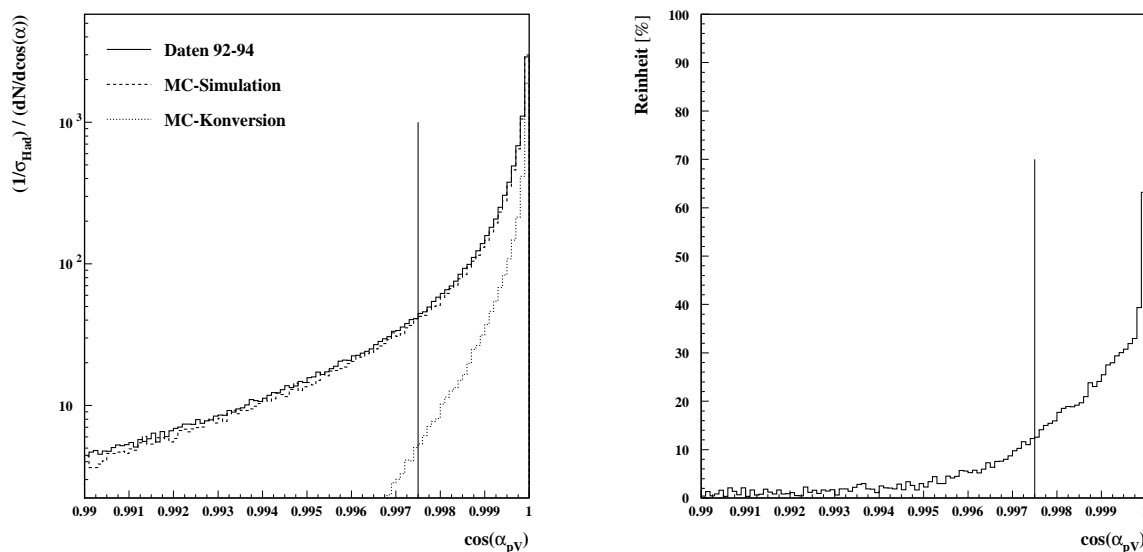


Abbildung 4.7: Verteilung von $\cos(\alpha)$, dem Winkel zwischen \vec{p} und der Flugrichtung des Photons nach der Konversionsselektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe.

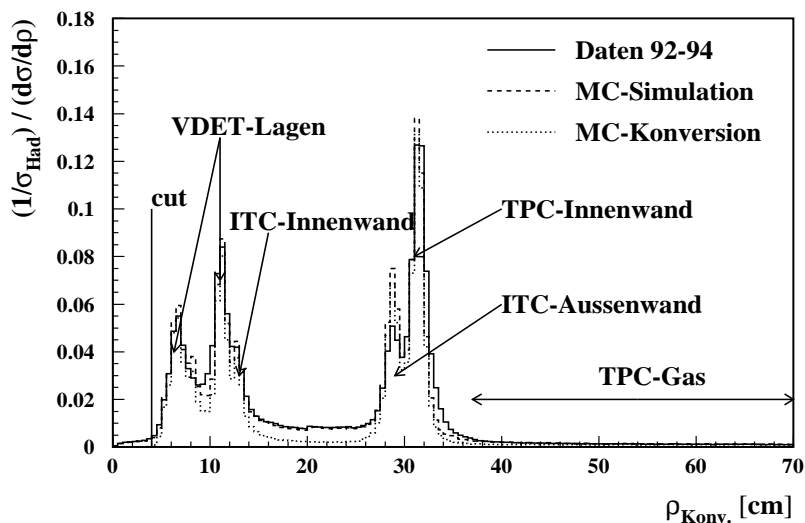


Abbildung 4.8: $\rho_{\text{Konv.}}$ -Verteilung aller Paare nach der Konversionsselektion ohne $\rho_{\text{Konv.}}$ -Schnitt.

In der Abbildung 4.8 ist die Konversionsradius-Verteilung der Photonen-Kandidaten wiedergegeben. Sehr deutlich ist die Struktur des ALEPH-Detektors zu erkennen.

Diese Selektion führte zu folgendem Ergebnis:

Da für die Elektronen-Kandidaten ein $p_t \geq 200$ MeV/c gefordert wurde, konnten Photonen mit $p_t \geq 400$ MeV/c nachgewiesen werden. In der Selektion wurde die 7%ige Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen berücksichtigt. Daher hat die Selektion eine Gesamteffizienz von 1.16% und eine Reinheit von 82.2%.

4.2.3 Auswahl von konvertierten Photonen mit nur einem nachgewiesenen Elektron- bzw. Positronkandidaten

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, werden niederenergetische Photonen im ALEPH-Detektor über die bei einer Konversion entstehenden gekrümmten e^+e^- -Spuren identifiziert. Je kleiner die Energie der Photonen wird, um so unwahrscheinlicher wird es, daß beide geladenen Teilchen in den Spurdetektoren nachgewiesen werden können. Ein Algorithmus, dem es möglich ist, mit nur einer der nachgewiesenen Spuren geladener Teilchen ein Photon zu rekonstruieren, würde die Effizienz für niederenergetische Photonen signifikant verbessern.

Diese Methode der Identifikation von niederenergetisch konvertierten Photonen entwickelte S. Schael [21]. Der Algorithmus kann ausschließlich Photonen selektieren, die vom primären Wechselwirkungspunkt stammen. Die Selektion kann in vier Schritte aufgeteilt werden:

- **Keine Konversionen von QPAIRF oder V^0 's**

Im ersten Schritt werden alle Spuren verworfen, die die Vorselektion nicht erfüllten, die als Konversionen durch den ALPHA-Algorithmus QPAIRF identifiziert wurden, oder die als V^0 's (K_s^0 's, Λ 's, oder $\bar{\Lambda}$'s) selektiert wurden. Die V^0 -Rekonstruktion wird in Kapitel 4.3.1 beschrieben.

- **Tangente zum primären Wechselwirkungspunkt**

Im zweiten Schritt wird überprüft, ob die verbleibenden Spuren eine Tangente besitzen, die zum primären Wechselwirkungspunkt zeigt. Mit Hilfe der Helixparameter und der Koordinaten des Primärvertex werden Konversionsradius $\rho_{\text{Konv.}}$ sowie Azimutwinkel ϕ und Polarwinkel ϑ berechnet. In Abbildung 4.11 ist die Konversion eines Photons im Detektormaterial schematisch dargestellt.

Nun nimmt man an, daß die Impulsrichtung des Photons der berechneten Richtung der Tangente entspricht. Damit kann die Richtung und die Energie des Photons durch das selektierte Elektron bzw. Positron berechnet werden. Bevor dies geschieht, werden die im nächsten Punkt aufgeführten Schnitte nötig, um den Untergrund zu reduzieren.

- **Schnitt auf charakteristische Größen**

Alle Spuren, deren Tangente durch den primären Wechselwirkungspunkt verlaufen und die nicht mit anderen Spuren zu Konversionspaaren oder V^0 's kombiniert werden konnten, werden als Konversionskandidaten anerkannt, wenn sie die aufgeführten Schnitte erfüllen:

1. Konversionsradius $5 \text{ cm} \leq \rho_{\text{Konv.}} < 140 \text{ cm}$
2. Keine VDET-Spurpunkte vor der Konversion
3. Für das χ des spezifischen Energieverlustes für e^+e^- gilt: $-2.7 \leq \chi \frac{dE}{dx} \leq 3.0$

• Kalibration

Für Konversionen, bei denen Elektron sowie Positron im ALEPH-Detektor detektiert werden konnten, ist es trivial, den Photonenimpuls zu rekonstruieren. Durch Ausnutzung der Impulserhaltung am Konversionsort läßt sich der Impuls des Photons durch die Addition der Impulse der detektierten Spuren berechnen. Dies läßt sich nicht auf Konversionen übertragen, bei denen nur entweder ein Elektron oder ein Positron detektiert wurde.

Monte Carlo-Studien zeigen, daß das verlorene Lepton im Mittel einen Transversalimpuls zum Strahl von nur $75 \text{ MeV}/c$ hat. Deshalb hat es in den Spurkammern nicht genügend Spurpunkte, um rekonstruiert zu werden. Eine bessere Abschätzung für das Photon ergibt sich, wenn man diesen Transversalimpuls von $75 \text{ MeV}/c$ für die nicht rekonstruierte Spur annimmt. Unter der Annahme, daß das Photon am primären Vertex entstand, kann durch den berechneten Polarwinkel ϑ die Energie dieser Spur durch Gleichung 4.7 berechnet werden.

$$E_{\text{lost}}^e = \frac{75 \text{ MeV}}{\sin(\vartheta)} \implies E_{\text{rec.}}^\gamma = E_{\text{rec.}}^e + E_{\text{lost}}^e \quad (4.7)$$

Die Energie des Photons kann nochmals durch eine Kalibration verbessert werden. Dazu wurde die Energieauflösung nach Gleichung 4.8 als Funktion der rekonstruierten Energie $E_{\text{rec.}}^\gamma$ in Intervallen des Konversionsradiuses $\rho_{\text{Konv.}}$ aufgetragen.

$$f(\rho_{\text{Konv.}}, E_{\text{rec.}}^\gamma) = \frac{E_{\text{rec.}}^\gamma - E_{\text{gen.}}^\gamma}{E_{\text{gen.}}^\gamma} \quad (4.8)$$

Anschließend wird die Funktion 4.9 an die Ergebnisse dieser Energieauflösungsfunktion angepaßt. Die kalibrierte Energie des Photons in GeV erhält man mit Hilfe von Gleichung 4.10.

$$\frac{E_{\text{rec.}}^\gamma - E_{\text{gen.}}^\gamma}{E_{\text{gen.}}^\gamma} = \frac{P1}{E_{\text{rec.}}^\gamma P2} + P3 \quad (4.9)$$

$$E_{\text{cal.}}^\gamma = \frac{E_{\text{rec.}}^\gamma}{1 + P3 + \frac{P1}{E_{\text{rec.}}^\gamma P2}} \quad (4.10)$$

Die Parameter werden durch eine Anpassung dieser Funktionen an die jeweiligen Verteilungen ermittelt.

Die Energiekalibration der niederenergetischen Photonen ist in Abbildung 4.9 im Konversionsradius-Intervall $10.0 \text{ cm} \leq \rho_{\text{Konv.}} \leq 20.0 \text{ cm}$ aufgetragen.

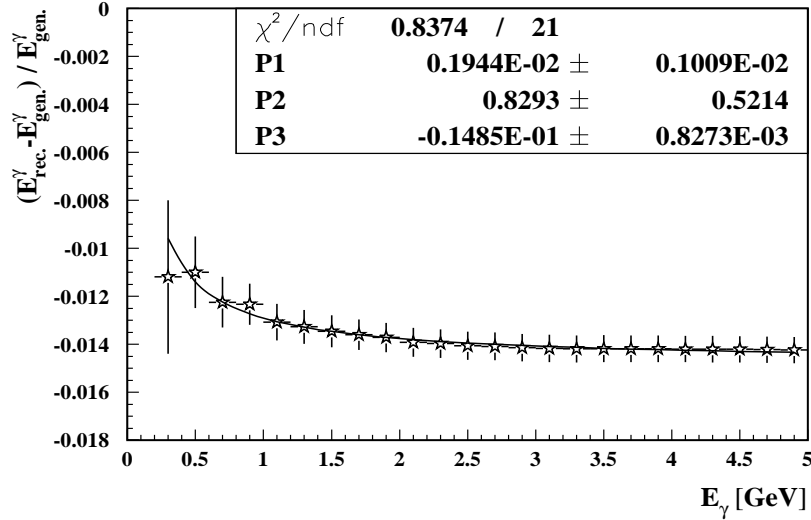


Abbildung 4.9: Energiekalibration der niederenergetisch konvertierten Photonen. Aufgetragen ist $(E_{\text{rec.}}^\gamma - E_{\text{gen.}}^\gamma)/E_{\text{gen.}}^\gamma$ gegen die rekonstruierte Energie.

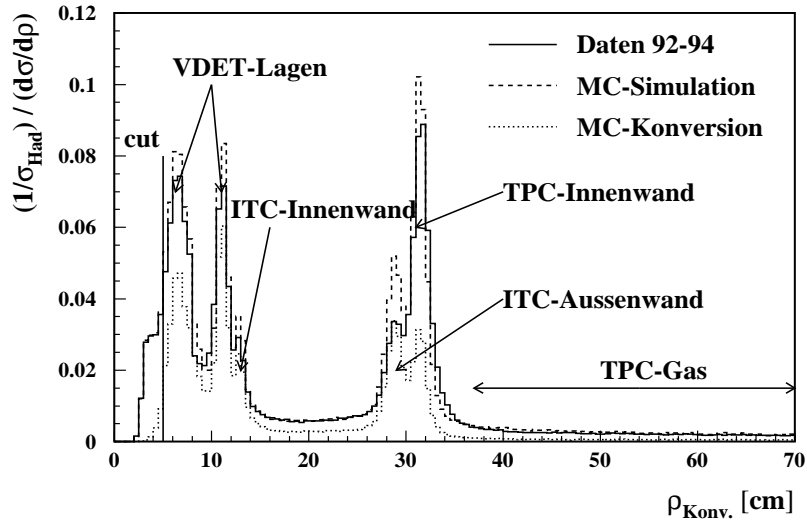


Abbildung 4.10: Konversionsradius $\rho_{\text{Konv.}}$ nach der Selektion von Konversionskandidaten mit nur einem nachgewiesenen Elektron- bzw. Positronkandidaten. Der Schnitt auf den Konversionsradius bei 5 cm ist eingezeichnet. Die Struktur des ALEPH-Detektors ist deutlich zu erkennen.

In Abbildung 4.11 ist eine Photonkonversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ in der xy -Ebene schematisch dargestellt. In diesem Beispiel wurde das Photon mit einer Energie E_γ am primären Vertex (X_v, Y_v) erzeugt. Dieses Photon fliegt nun in der xy -Ebene eine Strecke ρ und konvertiert im Detektormaterial. Das entstehende e^+e^- -Paar wird nun aufgrund seiner Ladung abgelenkt und hinterläßt im Detektor Spurpunkte. Je nach Anzahl der Spurpunkte kann die Trajektorie des Elektrons bzw. Positrons rekonstruiert werden. Die Spur hat die Form einer Helix und wird durch den inversen Krümmungsradius ω , den Tangens des Neigungswinkels $\frac{\partial z}{\partial S_{xy}} = \lambda$, den Winkel φ_0 in der xy -Ebene am Punkte größter Annäherung an die z -Achse, den Impaktparameter d_0 in der xy -Ebene und der z -Koordinate z_0 bei $x^2 + y^2 = d_0^2$ beschrieben.

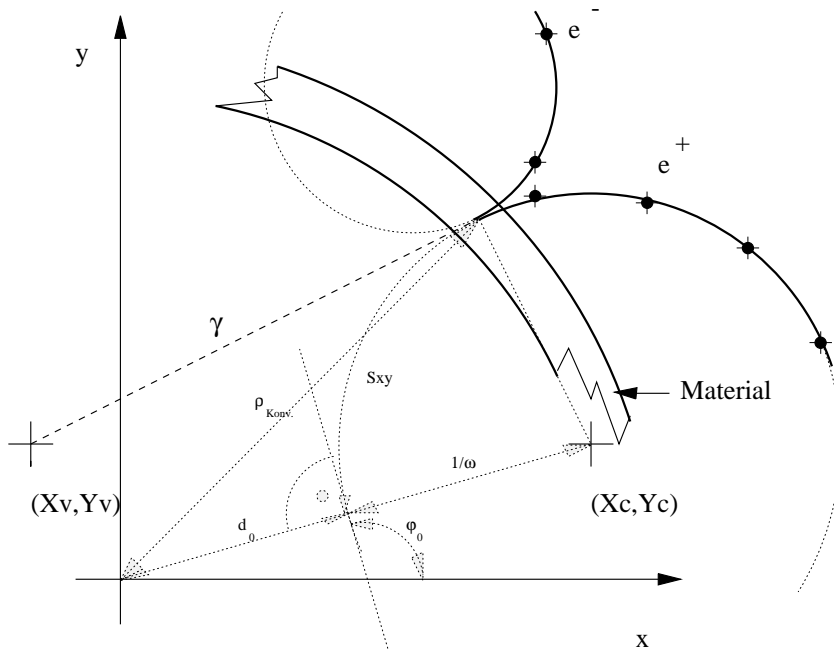


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung einer Konversion in der xy -Ebene.

Diese Selektion führte zu folgendem Resultat:

In 1.1% der Fälle kommt es vor, daß aus einem generierten Photon zwei Konversionsphotonen rekonstruiert werden. Dies geschieht, wenn zwei Spuren eine Tangente besitzen, die zum primären Vertex zeigt und nicht zu einem Paar kombiniert werden konnten.

Die in diesem Kapitel beschriebene Selektion der niederenergetischen Photonen hat eine Gesamteffizienz von 0.51% und eine Reinheit von 55.2%.

4.2.4 Vergleich der verschiedenen Photonselektionen

Für das Auffinden des Σ^0 -Baryons ist es entscheidend, bei kleinen Energien eine gute Auflösung zu erreichen. Dadurch erhält man ein schmales Σ^0 -Signal und einen geringen Untergrund. Wie bereits mehrfach erwähnt, kann dies das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) für niederenergetische Photonen nicht leisten. Durch die Konversionsmethoden werden Photonen schon ab einer Energie von etwa 300 MeV nachgewiesen (vgl. 4.12), wobei deren Energieauflösung deutlich besser ist als die des elektromagnetischen Kalorimeters (vgl. Abbildung 4.13 und die Gleichungen 4.11 bis 4.13).

Die Effizienz der beiden Konversionsmethoden sind in Abbildung 4.12 als Funktion des Impulses der Photonen aufgetragen. Um dies nochmals zu verdeutlichen, wurden diese Verteilungen mit dem Impulsspektrum der Photonen von Σ^0 gefaltet und im rechten Histogramm in Abbildung 4.12 dargestellt.

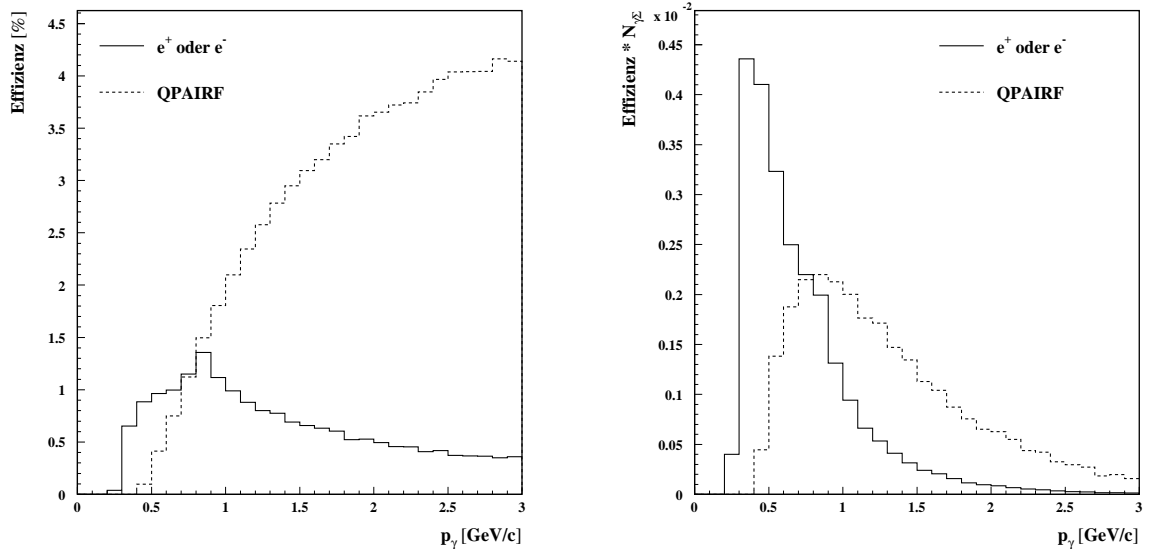


Abbildung 4.12: Im linken Histogramm sind die Effizienzverteilungen der Photonenkandidaten als Funktion des Photonimpulses für beide Konversionsmethoden aufgetragen. Um die Leistungsfähigkeit der in Kapitel 4.2.3 vorgestellten Photonenselektion nochmal deutlich zu machen, sind im rechten Histogramm die Effizienzverteilungen mit dem Impulsspektrum der Photonen von Σ^0 -Zerfällen gefaltet worden.

Die Energieauflösung der verschiedenen Methoden ist in Abbildung 4.13 aufgetragen. Die gepunktete Linie ist die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters. Durch die gestrichelten und durchgezogenen Linien sind die Energieauflösungen der Konversionsmethoden dargestellt.

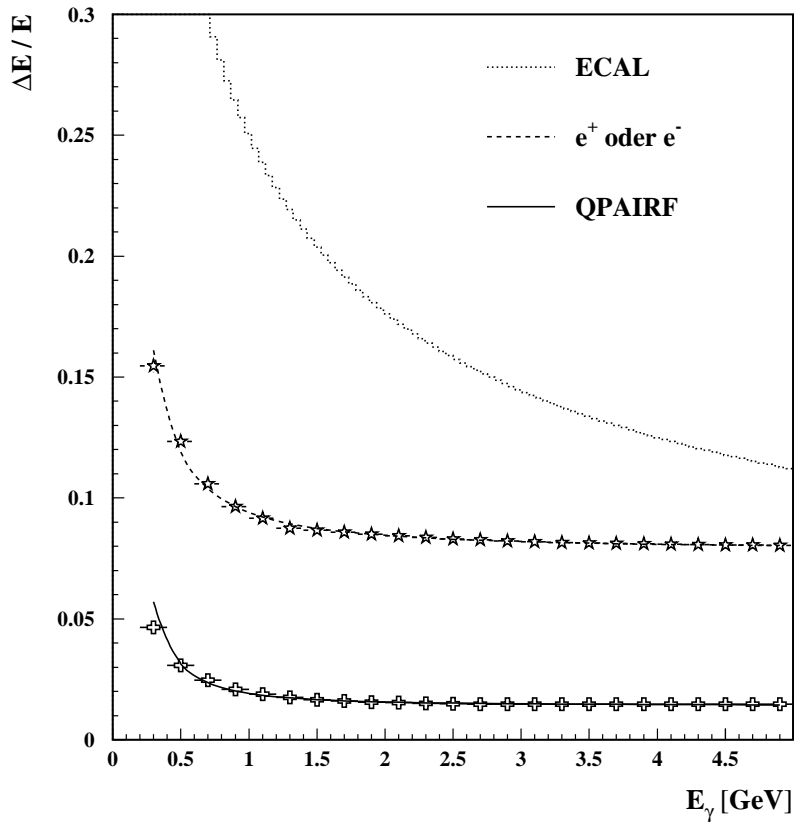


Abbildung 4.13: Energieauflösung der Photonen aufgetragen als Funktion des Photonenimpulses der verschiedenen Methoden.

Die Energieauflösungsfunktionen der einzelnen Photonselektions-Methoden sind in den Gleichungen 4.11 bis 4.13 aufgeführt. Die Einheit der Energie ist in diesen Funktionen GeV.

$$\sigma(E)/E = 0.25/\sqrt{E} \quad \text{für ECAL} \quad (4.11)$$

$$\sigma(E)/E = 0.015/E^{1.39} + 0.079 \quad \text{für SINGLE} \quad (4.12)$$

$$\sigma(E)/E = 0.005/E^{1.77} + 0.014 \quad \text{für QPAIRF} \quad (4.13)$$

4.3 Λ -Selektion

Das Paar der bei dem Λ -Zerfall entstehenden entgegengesetzt gekrümmten Teilchenbahnen ähnelt dem Buchstaben V . Zerfälle mit einer solchen Signatur werden daher V^0 -Zerfälle genannt. Der Zerfall langlebiger schwerer neutraler Teilchen in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen ist durch die deutliche Trennung von Entstehungsort und Zerfallsvertex leicht zu identifizieren. Die Viererimpulserhaltung erlaubt am Zerfallsvertex eine Anpassung zur Hypothese eines K_s^0 's, Λ 's, $\bar{\Lambda}$'s oder einer γ -Konversion.

Im ALEPH-Detektor sind Vertices der Messung nicht direkt zugänglich. Auch die Impulsvektoren unterscheiden sich von denen am Zerfallsvertex, da die Trajektorien durch das axiale Magnetfeld gekrümmt werden. Die Anpassung wird deshalb geometrische und kinematische Variablen des V^0 -Zerfalls gleichzeitig zu ermitteln haben.

4.3.1 V^0 -Rekonstruktion

V^0 -Kandidaten werden über ihre geladenen Zerfälle, $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, bzw. über eine Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ identifiziert, wobei lediglich Informationen der Spurdetektoren ITC und TPC verwendet werden. Die verwendeten Algorithmen werden in [22, 24] beschrieben.

Ähnlich der Vorselektion auf e^+e^- -Kandidaten soll jede Spur des Paares entgegengesetzt geladen sein und jedes Teilchen einer gewissen Spurqualität genügen:

- Mindestens 5 gemessene TPC-Koordinaten
- Polarwinkel zwischen 20° und 160° ($|\cos \theta| \leq 0.94$)
- Transversalimpuls p_t von mindestens $200 \text{ MeV}/c$

Für alle V^0 -Kandidaten, die die geforderte Spurqualität besitzen, wird nun ein ungefährender Zerfallsvertex aus dem Schnittpunkt, oder dem Punkt mit dem geringsten Abstand der beiden Spuren in der xy -Ebene bestimmt. Anschließend erfolgt eine geometrische Anpassung des Sekundärvertex. Das Ziel der geometrischen Anpassung besteht im Auffinden eines Raumpunktes \vec{S} , welcher als gemeinsamer Ursprung der beiden Spuren angesehen werden kann. Der Zerfall wird durch die Impulse des positiven und negativen Teilchen, sowie den sekundären Vertex beschrieben. Da die beiden Helices durch zehn Parameter bestimmt sind, hat diese Anpassung genau einen Freiheitsgrad. Die Sekundärvertexkandidaten werden akzeptiert, falls folgende Bedingungen erfüllt werden:

- Der Sekundärvertex liegt innerhalb des Volumens der Spurdetektoren
- Der Abstand der beiden Spuren in der xy -Ebene ist $\leq 3 \text{ cm}$
- $\chi_{\text{geo.Fit}}^2$ der geometrischen Anpassung ist ≤ 20

Um die Separation zwischen primären und sekundären Wechselwirkungspunkt sicherzustellen, werden weitere Kriterien an die bei einem V^0 -Zerfall entstehenden geladenen Teilchen gestellt. Man fordert, daß jede rekonstruierte Spur vom primären Vertex stammt und berechnet die Abweichung $\chi_{\text{p.Vertex}}^2$ dieser Anpassung mit Hilfe der Spur- und Vertex-Informationen.

Die V^0 -Kandidaten werden akzeptiert, falls für jede bei einem V^0 -Zerfall entstehenden Spur folgendes Kriterium gilt:

- wenn

$$(\chi_{\text{p.Vertex}}^2 \text{ (pos.)} - 20) \leq 0.0 \quad \wedge \quad (\chi_{\text{p.Vertex}}^2 \text{ (neg.)} - 20) \leq 0.0$$

dann

$$\sqrt{(\chi_{\text{p.Vertex}}^2 \text{ (pos.)} - 20)^2 + (\chi_{\text{p.Vertex}}^2 \text{ (neg.)} - 20)^2} \leq 21.0$$

pos. : positives Teilchen; neg. : negatives Teilchen

Die rekonstruierten Zerfälle weisen wegen der wenig restriktiven Schnitte einen hohen kombinatorischen Untergrund auf. Um diesen weiterhin zu reduzieren, werden weitere Reinigungsschnitte nötig, die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation optimiert wurden. Folgende Schnittvariablen sind mit ihren spezifischen Werten verwendet worden:

- Für den Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem des Lambdas gilt, $|\cos(\vartheta^*)| \leq 0.95$
- Für das χ des spezifischen Energieverlustes für Protonen und π gilt: $-3.0 \leq \chi \frac{dE}{dx} \leq 3.0$ und wurde auf wenigstens 35 Drähten in den TPC-Endkappen gemessen
- Die Lebensdauer des Λ 's liegt zwischen dem 0.2- und 5-fachen der erwarteten Lebensdauer ($c\tau = 7.8$ cm)

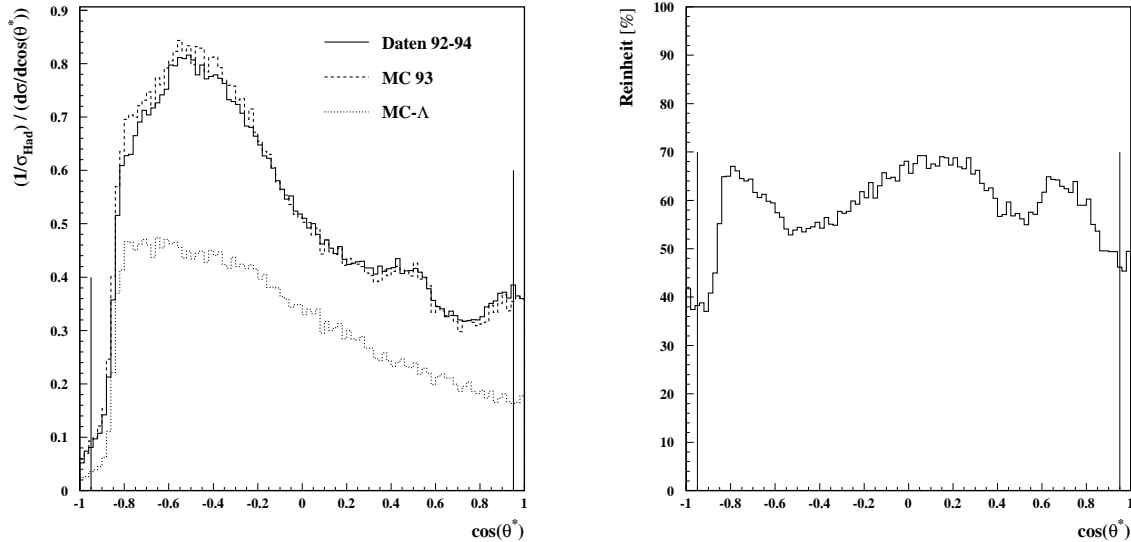


Abbildung 4.14: $\cos(\vartheta^*)$ -Verteilung der V^0 -Selektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von $\cos(\vartheta^*)$ dargestellt.

In Abbildung 4.14 ist die Zerfallswinkelverteilung $\cos(\vartheta^*)$ aufgetragen, wobei ϑ^* der Winkel zwischen dem Proton im Schwerpunktsystem des Lambdas und der V^0 -Flugrichtung ist. Die zueinander spiegelbildlichen Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Verteilungen wurden zusammengefaßt. Man erkennt, daß der kombinatorische Untergrund stark in Rückwärtsrichtung zeigt.

Die mittlere Lebensdauer $c\tau$ ist in Histogramm 4.15 eingetragen. Der Schnitt auf diese Größe verlangt, daß primärer und sekundärer Vertex deutlich voneinander getrennt sind.

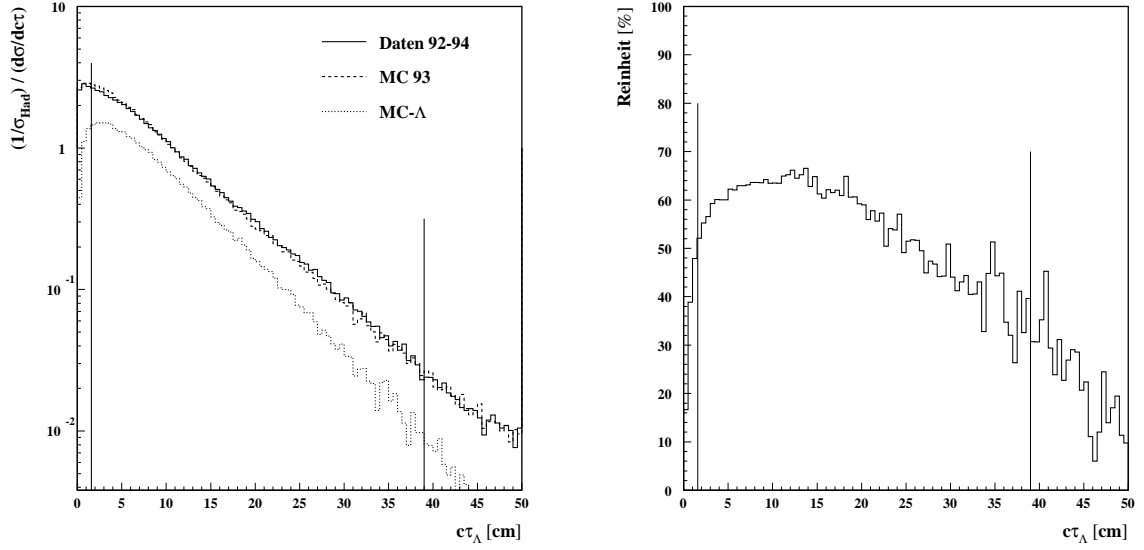


Abbildung 4.15: $c\tau$ -Verteilung der V^0 -Selektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von $c\tau$ dargestellt.

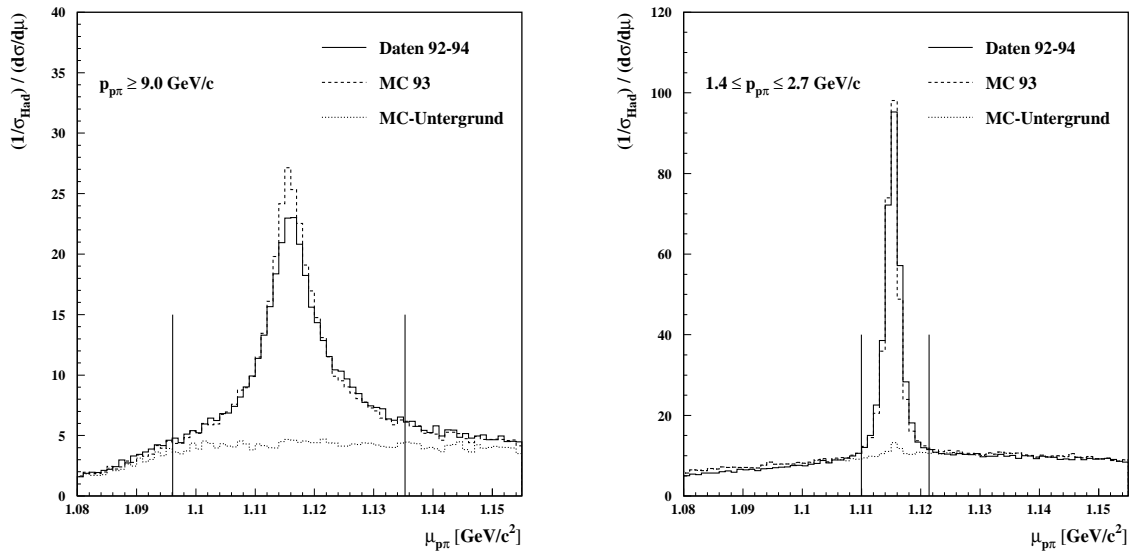


Abbildung 4.16: $\mu_{p\pi}$ -Verteilung in einem speziellem Stadium der V^0 -Selektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe.

Das invariante Massenspektrum der Kombination zweier V^0 -Spurkandidaten ist in diesem Stadium der Analyse für zwei Impulsintervalle in Abbildung 4.16 aufgetragen.

Deutlich wird die Impulsabhängigkeit der Massenverteilung erkannt. Das Signal kann durch einen impulsabhängigen Schnitt auf ein Massenfenster, welches 98% des Signals beinhalten soll, extrahiert werden. Die Fensterbreite ist durch Funktion 4.14 definiert.

$$f(\vec{p}_{V^0}) = 0.01 + 0.085 \cdot |\vec{p}_{V^0}| / |\vec{p}_{\text{Strahl}}| \quad (4.14)$$

4.3.2 Kinematische Anpassung

Wird die Lambdaselektion in diesem Stadium der Analyse abgebrochen, so erhält man durch die Kombination mit den selektierten Photonen kein eindeutiges Σ^0 -Signal. Eine signifikante Verbesserung dieser Situation wird durch eine kinematische Anpassung erreicht [22]. Sie erfolgt durch die Annahme, daß die Flugrichtung des V^0 's der Richtung des primären und sekundären Wechselwirkungspunktes entspricht. Die Anpassung wird mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Man geht von folgender Hypothese aus:

Ein V^0 der Masse M und dem Impuls P_0 wurde bei \vec{O} erzeugt. Das V^0 fliegt nun eine Strecke l in Richtung $(\sin \vartheta \cos \phi, \sin \vartheta \sin \phi, \cos \phi)$ und zerfällt bei \vec{S} . Das emittierte Teilchen hinterläßt eine Zerfallspur mit einem Winkel ϑ^* im Schwerpunktsystem des V^0 's. Die Zerfallsebene ist um den Winkel φ_r gegenüber der $e_1 e_2$ -Ebene gedreht. Die Achsen e_1 und e_2 wurden folgendermaßen konstruiert.

$$\hat{e}_1 = \hat{z} \times \hat{w} \quad \text{und} \quad \hat{e}_2 = \hat{w} \times \hat{e}_1 \quad \text{wobei} \quad \hat{z} = (0, 0, 1) \quad (4.15)$$

\vec{w} : Einheitsvektor entlang der V^0 -Flugrichtung

Für diese Anpassung gibt es jeweils 5 Messungen der beiden Helices und drei Messungen des primären Wechselwirkungspunktes. Der Zerfall wird durch neun Parameter ($P_0, \vartheta, \phi, \vec{S}, l, \vartheta^*, \varphi_r$) beschrieben und hat daher vier Freiheitsgrade. In diesem Fall ist es dem V^0 gestattet, sich innerhalb der durch die Kovarianzmatrix des Primärvertex \vec{O} und der durch die Kovarianzmatrizen der Helixparameter $[\sigma(\vec{H}^+), \sigma(\vec{H}^-)]$ festgelegten Grenzen zu bewegen.

Um frühzeitig Untergrund zu reduzieren, werden vor der Anpassung die folgenden Schnitte nötig:

- Massendifferenz $|\mu_{p\pi} - \mu_{\Lambda}^0| \leq 30 \text{ MeV}/c^2$
- Standardabweichung $\sigma(\mu_{p\pi}) \leq 100 \text{ MeV}/c^2$
- $|\mu_{p\pi} - \mu_{\Lambda}^0| / \sigma(\mu_{p\pi}) \leq 5.0$

Das χ^2 der kinematischen Anpassung ist nach Gleichung 4.16 definiert:

$$\chi^2 := \sum_i [\{\vec{E}(\vec{Y}_i, \vec{\Theta}) - \vec{Y}_i\}^T \sigma(\vec{Y}_i)^{-1} \{\vec{E}(\vec{Y}_i, \vec{\Theta}) - \vec{Y}_i\}] \quad (4.16)$$

- $\vec{\Theta} \in \{P_0, \vartheta, \phi, \vec{S}, l, \vartheta^*, \varphi_r\}$: Menge der anzupassenden Parameter
 $\vec{Y}_i \in \{\vec{H}^+, \vec{H}^-, \vec{O}\}$: Menge der Observablen (Messungen)
 $\vec{E}(\vec{Y}_i, \vec{\Theta})$: Erwartungswerte
 $\sigma(\vec{Y}_i)$: Kovarianzmatrizen der Observablen

Bei der Durchführung der Anpassung wird der durch die geometrische Anpassung bestimmte sekundäre Vertex als erste Näherung der anzupassenden Größen verwendet. Man erhält Λ -Kandidaten, wenn folgende Kriterien erfüllt werden:

- Fluglänge $l := P_{V_0} \cdot (\vec{S} - \vec{O}) / |P_{V_0}| \geq 1.0$ cm
- Wenigstens eine Spur hat keine Einträge zwischen \vec{O} und \vec{S}
- $\chi_{\text{kin.Fit}}^2$ /Freiheitsgrad der kinematischen Anpassung ≤ 6
- Die Zerfallslänge $c\tau = |\vec{r}|/\beta \geq 0.4$ cm

In Abbildung 4.17 ist die $\chi_{\text{kin.Fit}}^2$ -Verteilung gezeigt. Es sind Unterschiede in den Daten- und den Monte-Carlo-Verteilungen zu erkennen. Diese Differenz erklärt sich durch die unterschiedliche Abschätzung der Fehler einzelner Meßgrößen, welche sich in den jeweiligen Kovarianzmatrizen der Observablen niederschlagen. Daher muß die aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelte Effizienz korrigiert werden.

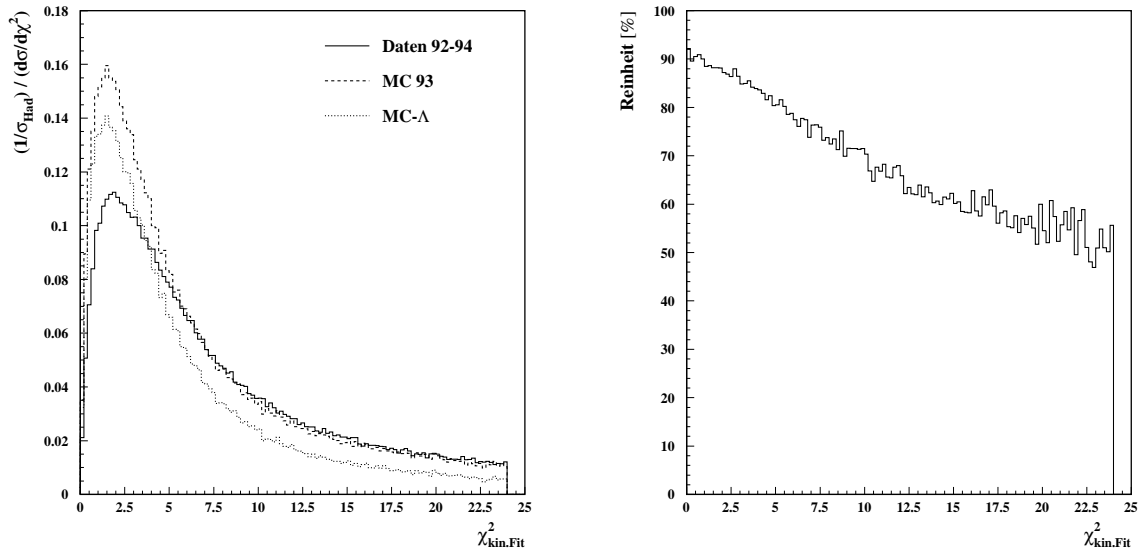


Abbildung 4.17: $\chi_{\text{kin.Fit}}^2$ -Verteilung der Λ -Selektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Im rechten Histogramm ist die Reinheit als Funktion von $\chi_{\text{kin.Fit}}^2$ gezeigt.

Auch in der V^0 -Rekonstruktion mit kinematischer Anpassung, erwies sich der Schnitt auf die Abweichung $\chi_{p,\text{Vertex}}^2(i)$ jeder Spur i , mit der Annahme die Spur entstand am primären Vertex, als sehr nützlich. Die Häufigkeitsverteilung ist in Abbildung 4.18 aufgetragen.

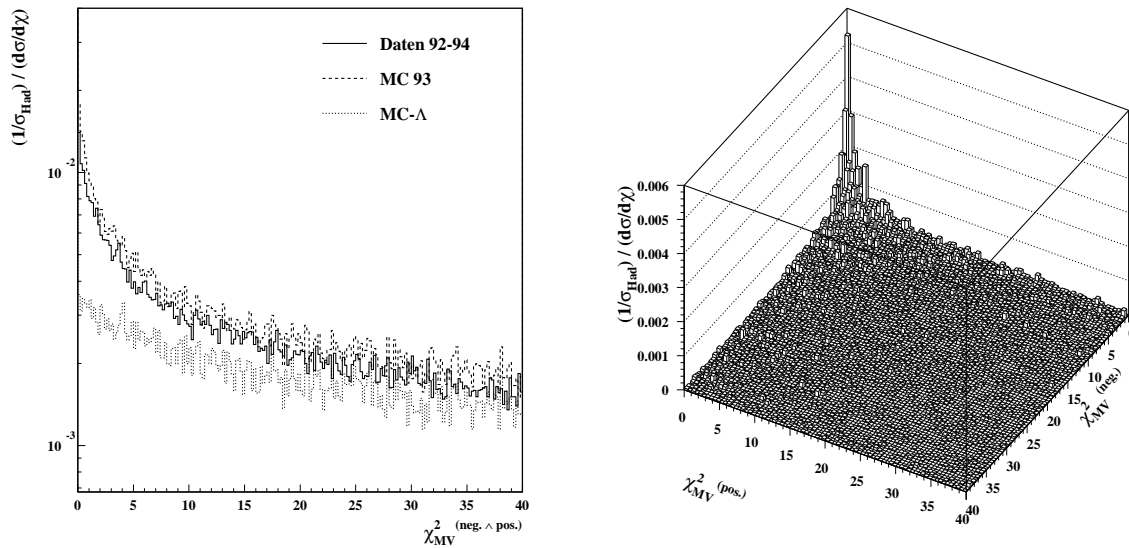


Abbildung 4.18: $\chi_{p,\text{Vertex}}^2$ -Verteilung der V^0 -Selektion ohne Schnitt auf die dargestellte Größe. Um den Schnitt auf diese Verteilung zu verdeutlichen, ist die $\chi_{p,\text{Vertex}}^2$ -Verteilung im rechten Histogramm nochmals für die negative und positive Teilchenspur aufgetragen.

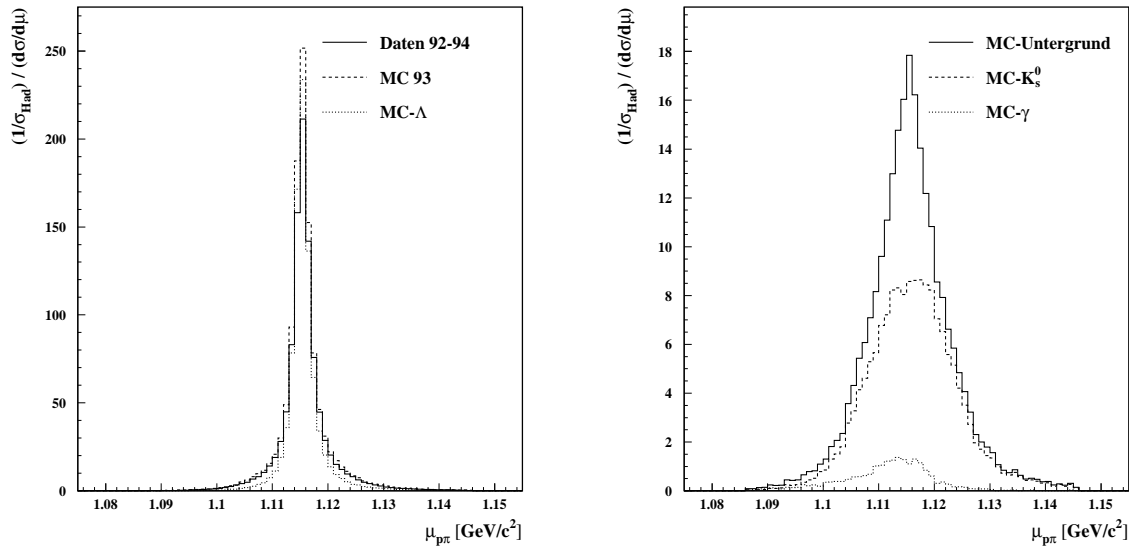


Abbildung 4.19: Die invariante Masse der Λ -Kandidaten. Im rechten Histogramm sind die unterschiedlichen Untergrundanteile dargestellt.

Die nach Anwendung aller Schnitte sich ergebende Verteilung der invarianten Masse

der p - π -Kombination ist in Abbildung 4.19 wiedergegeben. Durch die kinematische Anpassung ist ein deutlich schärferes Signal zu erkennen.

Der Untergrundanteil, welcher sich aus zufälligen π^+ - π^- -Kombinationen, K_s^0 und Photonen zusammensetzt, ist sehr gering und hat sich aufgrund der Anpassung unter das Signal geschoben. Da der Untergrund durch das Fehlen asymptotischer Seitenbänder nicht mit ausreichender Genauigkeit analytisch beschrieben werden kann, bereitet dies einige Probleme.

Da eine Messung der Produktion von K_s^0 und Λ in hadronischen Z^0 -Zerfällen am ALEPH-Detektor existiert [25], kann die Effizienz mit Hilfe dieser Ergebnisse kontrolliert und korrigiert werden. Der Korrekturfaktor der gemessenen Effizienz berechnet sich nach Gleichung 4.17:

$$K_{\epsilon_\Lambda} = \frac{N_{\Lambda,D}}{N_{Z,D} \cdot N_\Lambda} \cdot \frac{N_{Z,MC}}{N_{\Lambda,MC}} \cdot \frac{N_{\Lambda,gen}}{N_{Z,gen}} \quad (4.17)$$

$N_{\Lambda,D}$: Anzahl der in den Daten nachgewiesenen Λ -Baryonen

$N_{Z,D}$: Anzahl der in den Daten akzeptierten Ereignisse

N_Λ : gemessene Λ -Rate

$N_{Z,MC}$: Anzahl der im Monte-Carlo mit voller Detektorsimulation akzeptierten Ereignisse

$N_{\Lambda,MC}$: Anzahl der im Monte-Carlo (MC) mit voller Detektorsimulation nachgewiesenen Λ -Baryonen in den akzeptierten Ereignissen

$N_{\Lambda,gen}$: Anzahl der Λ -Baryonen in den erzeugten Ereignissen

$N_{Z,gen}$: Anzahl der erzeugten Ereignisse

$N_{\Lambda,D}/N_{Z,D}$	N_Λ	$N_{\Lambda,MC}/N_{Z,MC}$	$N_{\Lambda,gen}/N_{Z,gen}$	K_{ϵ_Λ}
$(7.72 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	0.386 ± 0.016	$(8.68 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	0.383	0.883 ± 0.036

Tabelle 4.2: Korrekturfaktor der gemessenen Effizienz.

Der Unterschied zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation ergibt sich in der $\chi_{\text{kin,Fit}}^2$ -Verteilung zu 0.875. Damit ist der Korrekturfaktor innerhalb seines Fehlers in guter Übereinstimmung.

Man erhält folgendes Resultat:

Durch die kinematische Anpassung wird eine Verbesserung des Λ -Signals erreicht. Auch der Untergrund konnte signifikant unterdrückt werden. Die Gesamteffizienz der Λ -Selektion unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses beträgt 20.6% und die Selektion besitzt eine Reinheit von 78.8%.

4.4 $\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktion

In allen Ereignissen, in denen ein Λ und ein γ rekonstruiert wurde, könnte ein Σ^0 -Baryon zerfallen sein. Um die Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktion zu bestimmen, werden alle Λ - und γ -Kandidaten, die die Selektionsanforderungen erfüllten, miteinander kombiniert. Dazu werden die Viererimpulse der beiden neutralen Teilchen addiert und die invariante Masse der Teilchenpaare berechnet.

$$\mu_{\Lambda\gamma} = \sqrt{(E_\Lambda + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_\gamma)^2} \quad (4.18)$$

E_Λ : Energie des Λ -Kandidaten

E_γ : Energie des γ -Kandidaten

\vec{p}_Λ : Impuls des Λ -Kandidaten

\vec{p}_γ : Impuls des γ -Kandidaten

Das Σ^0 -Signal der invarianten Masse der $\Lambda\gamma$ -Kombination kann durch die Subtraktion der Masse des Λ -Kandidaten verbessert werden. Dies wird für alle möglichen $\Lambda\gamma$ -Kombinationen durchgeführt und in eine Häufigkeitsverteilung eingetragen. Um den Untergrund zu reduzieren, wurden Σ^0 -Kandidaten akzeptiert, die folgende Bedingungen erfüllten:

- Gesamtimpuls $|\vec{p}_{\Sigma^0}| \geq 3.0 \text{ GeV}/c$
- Für den Zerfallswinkel zwischen Λ und der V^0 -Flugrichtung im Schwerpunktsystem des Σ^0 's gilt: $-0.95 \leq \cos(\vartheta^*) \leq 0.5$

Wegen der kleinen Anzahl an Σ^0 's und der etwa 7%igen Konversionswahrscheinlichkeit, ist keine Einteilung in Energieintervalle möglich. Daher kann nur die inklusive Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktionrate in hadronischen Zerfällen des Z^0 -Bosons angegeben werden. An das Signal in der $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_\Lambda)$ -Verteilung wurde eine Breit-Wigner-Funktion angepaßt:

$$f_{\text{sig}}(\mu_{\Lambda\gamma}) = \frac{P3_{\text{sig}}}{\pi} \cdot \frac{P2_{\text{sig}}}{4 \cdot (\mu_{\Lambda\gamma} - P1_{\text{sig}})^2 + P2_{\text{sig}}^2} \quad (4.19)$$

$P1_{\text{sig}}$: rekonstruierte Masse

$P2_{\text{sig}}$: Breite des Signals

$P3_{\text{sig}}$: Anzahl der Σ^0 -Baryonen

Der kombinatorische Untergrund wurde durch folgende Funktion angepaßt:

$$f_{\text{bg}}(\mu_{\Lambda\gamma}) = P1_{\text{bg}} \cdot \mu_{\Lambda\gamma}^{P2_{\text{bg}}} \cdot \exp(-\mu_{\Lambda\gamma} + P3_{\text{bg}} \cdot \mu_{\Lambda\gamma}^2) \quad (4.20)$$

Diese Verteilung der invarianten Masse ($\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda}$) der Λ - und γ -Kandidaten ist in Abbildung 4.20 wiedergegeben. Deutlich ist ein Signal der Monte-Carlo-Simulation im $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum bei $(\mu_{\Lambda\gamma}^0 - \mu_{\Lambda}^0) \approx 76 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen.

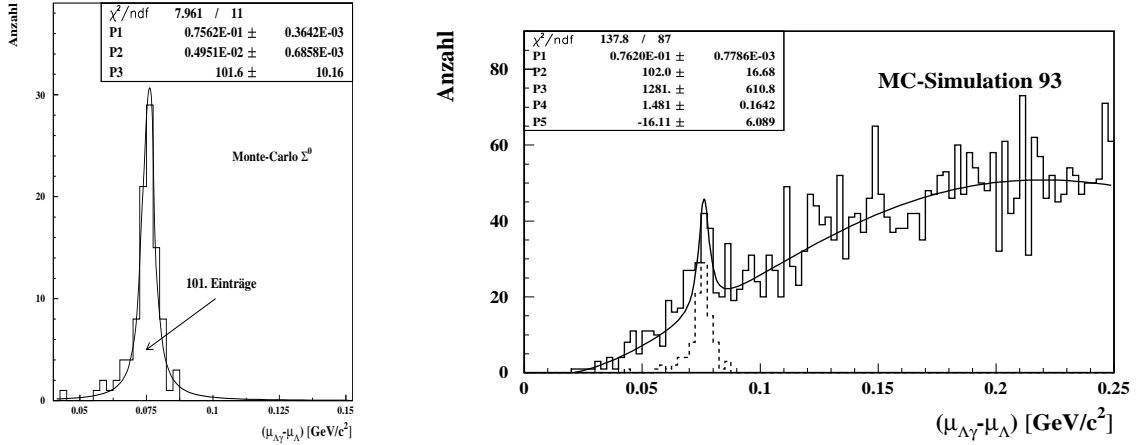


Abbildung 4.20: An das Σ^0 -Signal in der MC-Simulation ist im linken Histogramm eine Breit-Wigner-Funktion angepasst. Im rechten Histogramm ist die $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung der MC-Simulation nach allen Selektionsschnitten mit den angepassten Funktionen dargestellt.

In Abbildung 4.21 ist die $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung der in den von 1992 bis 1994 aufgenommenen Daten wiedergegeben. Aufgrund der geringen Statistik und der Fluktuationen wurde die Breite $P2_{\text{sig}}$ des Signals auf den Wert $5.0 \text{ MeV}/c^2$ der Monte-Carlo-Simulation fixiert. Die Anpassung der beiden Funktionen an die Massenverteilung hat somit 5 freie Parameter. Die Funktionen wurden an die $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung im Bereich $0.025 \text{ GeV}/c^2 \leq (\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda}) \leq 0.25 \text{ GeV}/c^2$ angepasst. Wie aus Abbildung 4.20 hervorgeht, wird durch die Anpassung einer Breit-Wigner-Funktion an das Σ^0 -Signal die Anzahl der in der Monte-Carlo-Simulation rekonstruierten Σ^0 sehr gut reproduziert.

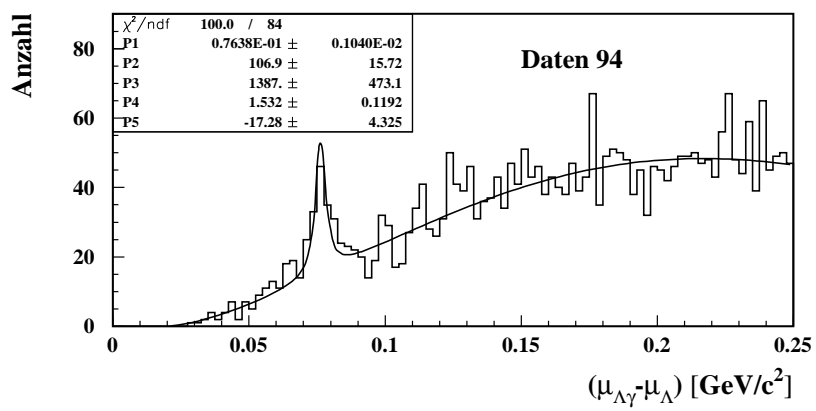
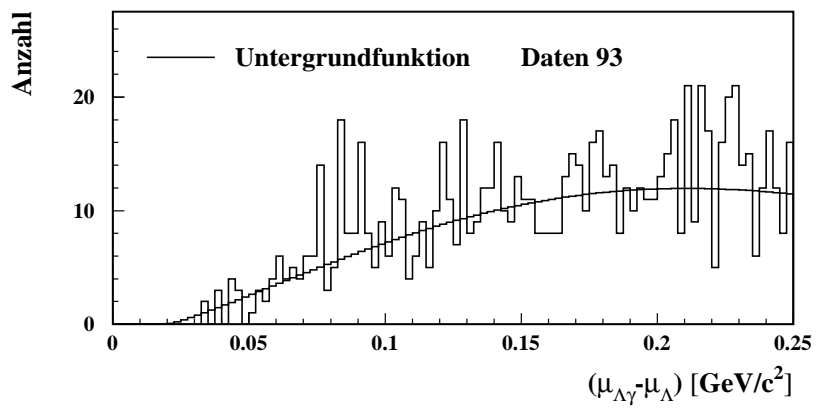
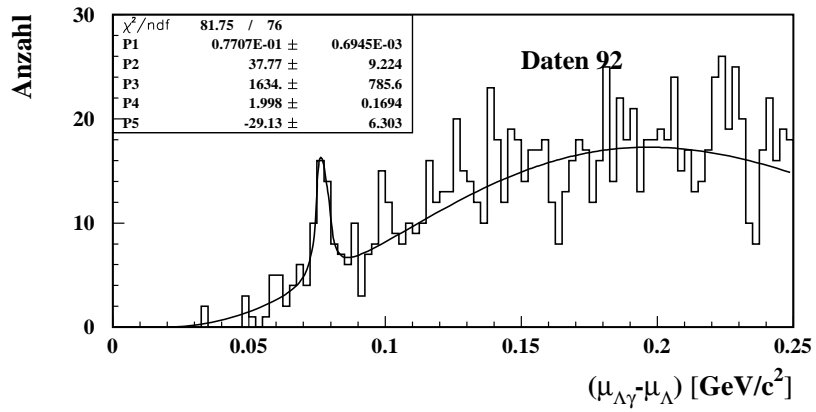


Abbildung 4.21: $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum nach der Σ^0 -Selektion in den Daten der einzelnen Jahre.

In Tabelle 4.3 sind die Resultate der Anpassung wiedergegeben:

Jahr	rekonstruierte Masse [MeV/c ²]	Anzahl der Σ^0 's	Anzahl pro $1 * 10^6$ Ereignisse
MC	76.2 ± 0.8	102.0 ± 16.7	70.4 ± 11.5
1992	77.0 ± 0.7	37.8 ± 9.2	65.9 ± 16.0
1993	-	23.9 ± 4.9	63.3 ± 13.0
1994	76.4 ± 1.0	106.9 ± 15.7	77.0 ± 11.3

Tabelle 4.3: *Ergebnis der Anpassung in den einzelnen Jahre.*

Da in den Daten '93 kein Σ^0 -Signal angepaßt werden konnte, wurde die Anzahl der Σ^0 's folgendermaßen bestimmt. In die Häufigkeitsverteilung wurde die Untergrundfunktion 4.20 angepaßt. Anschließend wurde diese Funktion von der $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung subtrahiert. In der sich hieraus ergebenden Verteilung wurden die Einträge aufsummiert, die sich in einer Umgebung von 2σ um das gemessene Σ^0 -Signal befanden. Zum Vergleich wurde dieses Verfahren auch für die MC-Simulation und den Daten, die in den Jahren '92 und '94 aufgenommen wurden, angewendet².

In Abbildung 4.22 ist das $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum aller in den Jahren '92 bis '94 aufgenommenen Daten dargestellt. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Tabelle 4.4 eingetragen. Weitere Resultate dieser Messung werden in Kapitel 6 diskutiert.

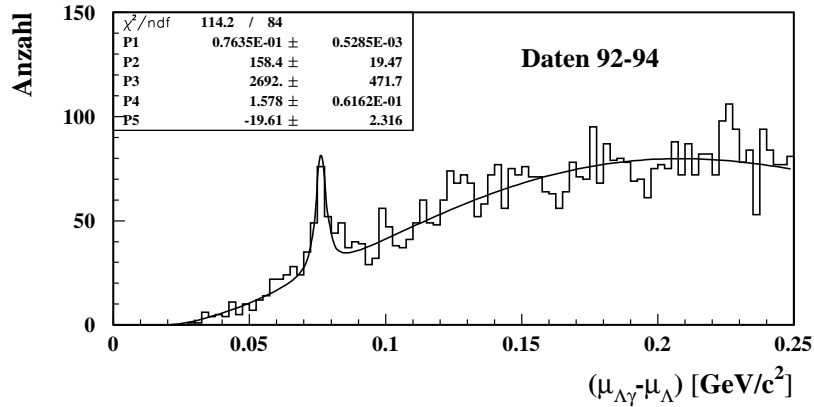


Abbildung 4.22: $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum der Daten '92 bis '94.

²MC-93 : 108.8 Σ^0 -Hyperonen ; Daten 1992 : 34.5 Σ^0 -Hyperonen ; Daten 1994 : 114.0 Σ^0 -Hyperonen

Jahr	rekonstruierte Masse [MeV/c ²]	Anzahl der Σ ⁰ 's	Anzahl pro 1 * 10 ⁶ Ereignissen
92-94	76.4 ± 0.5	158 ± 19	67.6 ± 8.1

Tabelle 4.4: *Ergebnis der Anpassung in den Jahren 1992 bis 1994*

Die Nachweiseffizienz der neutralen Σ⁰-Baryonen ist durch die Effizienzen der γ- und Λ-Selektion gegeben. Sie wurde aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Nachweiseffizienz wird nach Gleichung 4.21 berechnet.

$$\epsilon_{\Sigma^0} = \frac{N_{\Sigma^0,MC}}{N_{Z,MC}} \cdot \frac{N_{Z,gen}}{N_{\Sigma^0,gen}} \quad (4.21)$$

$N_{\Sigma^0,MC}$: Anzahl der im Monte-Carlo (MC) mit voller Detektorsimulation nachgewiesenen Σ⁰-Baryonen in den akzeptierten Ereignissen

$N_{Z,MC}$: Anzahl der im Monte-Carlo mit voller Detektorsimulation akzeptierten Ereignisse

$N_{\Sigma^0,gen}$: Anzahl der Σ⁰-Baryonen in den erzeugten Ereignissen

$N_{Z,gen}$: Anzahl der erzeugten Ereignisse

Das Ergebnis dieser Gleichung muß noch mit einem Korrekturfaktor der Λ-Effizienz (4.17) multipliziert werden und man erhält:

$$\epsilon_{\Sigma^0}^{korr.} = K_{\epsilon_\Lambda} \cdot \epsilon_{\Sigma^0} \quad (4.22)$$

Dies führt zu folgendem Resultat:

In den von 1992 bis 1994 aufgenommenen Daten wurden 158 ± 19 Σ⁰-Baryonen rekonstruiert. Die Massendifferenz von $(\mu_{\Lambda\gamma}^0 - \mu_\Lambda^0)$ wurde zu (76.4 ± 0.5) MeV/c² bestimmt. Addiert man die Masse des Lambdas, (1115.683 ± 0.006) MeV/c² [6], entspricht das einer Σ⁰-Masse von (1192.1 ± 0.5) MeV/c². Sie ist mit dem Wert (1192.55 ± 0.08) MeV/c² der Particle-Data-Group [6] in guter Übereinstimmung. Die Nachweiseffizienz der Σ⁰-Baryonen berechnet sich zu $(8.22 \pm 1.39) \cdot 10^{-4}$. Produktionsrate und weitere Resultate dieser Analyse werden in Kapitel 6 diskutiert.

Kapitel 5

Systematische Fehler

In diesem Kapitel sollen die systematischen Einflüsse auf die Ergebnisse dieser Messung untersucht werden. Verschiedene Aspekte wurden untersucht, um die Stabilität des Ergebnisses zu verifizieren.

5.1 Systematische Fehler der Photonselektion

Hierzu wurden eigene, aber auch die systematischen Untersuchungen der Konversionsselektion durch [26, 27] und [28] berücksichtigt. Die systematischen Fehler der Photonselektion wurden auf folgender Art und Weise untersucht:

- **Unsicherheiten der Nachweiseffizienz des ALEPH-Detektors**

Um die systematischen Einflüsse der Nachweiseffizienz des ALEPH-Detektors auf das Ergebnis der Σ^0 -Messung zu untersuchen, wurden die Konversionsselektions-Schnitte variiert oder ganz weggelassen. Der sich aus dieser Methode ergebende Unterschied wurde als Abschätzung des systematischen Fehlers betrachtet.

1. Die Spurqualitäts-Schnitte werden ganz weggelassen.
2. Der dE/dx -Schnitt für Elektronhypothese wird ganz weggelassen.
3. Der d_{xy} -Schnitt wird zwischen $1.0 \text{ cm} \leq |d_{xy}| \leq 2.5 \text{ cm}$ variiert.
4. Der d_z -Schnitt wird zwischen $1.0 \text{ cm} \leq d_z \leq 2.5 \text{ cm}$ variiert.
5. Der μ_{ee} -Schnitt wird zwischen $20 \text{ MeV}/c^2 \leq \mu_{ee} \leq 50 \text{ MeV}/c^2$ variiert.
6. Der Schnitt auf den Winkel zwischen dem Impuls \vec{p} und der Flugrichtung des Photons wird zwischen 2° und 8° variiert.

Da die meisten Photonen im ALEPH-Detektor aus dem π^0 -Zerfall stammen und in der Arbeit [28, 29] für die Konversionsmethode gleiche Schnitte verwendet wurden, konnten die systematischen Untersuchungen für die Punkte 1 bis 5 dieser Arbeit entnommen werden.

Um den systematischen Fehler für niederenergetische Photonen abzuschätzen, wurden die Untersuchungen der π^0 -Messung im x_p -Intervall $0.035 \leq x_p \leq 0.045$ verwendet. Hierbei wurde der π^0 -Impuls $|\vec{p}_\pi|$ auf den Strahlimpuls $|\vec{p}_{\text{Strahl}}|$ normiert. Die Definition ist nach Gleichung 5.1 gegeben:

$$x_p := \frac{|\vec{p}_\pi|}{|\vec{p}_{\text{Strahl}}|} \quad (5.1)$$

• Unsicherheiten der Materialbelegungskalibration (M)

Photonen, die über Konversion nachgewiesen werden, sind in den Untersuchungen am ALEPH-Detektor sehr gut verstanden. Die größte Unsicherheit liegt in der Materialbelegung des Detektors, die proportional zur Nachweiseffizienz für Konversionen ist. Um die Effizienz für den Nachweis eines Photons durch Konversion zu berechnen, muß die in der MC-Simulation angenommene Materialbelegung des ALEPH-Detektors überprüft werden. Diese Untersuchungen wurden in den Arbeiten [26, 28] durchgeführt.

Hier wurde die Nachweiseffizienz für Photonen im TPC-Gas kalibriert, da die Materialbelegung dort gut bekannt ist. Der systematische Fehler setzt sich aus den Unsicherheiten der Druck- und Temperaturschwankungen des TPC-Gases während des Betriebes, den Schnittklassen der Konversionsselektion und den Unsicherheiten des Untergrundes zusammen. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich ein systematischer Fehler von 3.6% [29].

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Untersuchung	Fehlerquellen [%]						Summe	[%] M	Summe γ
	1.	2.	3.	4.	5.	6.			
$0.035 \leq x_p \leq 0.045$	1.4	2.0	1.8	0.5	0.3	-	3.1	3.6	4.8
diese Analyse	1.3	1.8	1.9	0.8	0.3	2.1	3.7	3.6	5.2

Tabelle 5.1: *Ergebnis der systematischen Untersuchungen der Konversionsmethode. Der Gesamtfehler der Nachweiseffizienz ist mit Summe und der Gesamtfehler der Konversionsmethode durch Summe γ gekennzeichnet.*

5.2 Systematische Fehler der Λ -Selektion

Die Λ -Selektion wurde in ähnlicher Weise wie die Untersuchung in [25] und [23] durchgeführt. Daher kann der in diesen Untersuchungen berechnete systematische Fehler übernommen werden. Der systematische Fehler setzt sich aus folgenden Einzelfehlern der V^0 -Rekonstruktion zusammen:

- **Unsicherheiten der V^0 -Selektion (S)**

Um die Unsicherheiten der kinematischen Anpassung zu untersuchen, wurde alternativ ein V^0 mit der Methode eines Schnitts auf ein impulsabhängiges Massenfenster selektiert [24]. Der sich aus dieser Methode ergebende Unterschied der Λ -Rate wurde als systematischer Fehler angegeben. Der Fehler ergab sich zu 0.4%. Weiterhin wurde der systematische Einfluß der Selektionsschnitte untersucht. Hierzu wurden folgende Schnitte variiert.

1. Der dE/dx -Schnitt für π - und p -Hypothese wird ganz weggelassen.
2. Der $c\tau$ -Schnitt wird zwischen $0.2 \text{ cm} \leq c\tau \leq 0.5 \text{ cm}$ variiert.
3. Der $\chi_{p,\text{Vertex}}$ -Schnitt wird ganz weggelassen.

- **Unsicherheiten des Untergrundes (U)**

Der systematische Untergrund wurde in der Arbeit [25] durch die Variation der Seitenbänder in der Massenverteilung des Λ 's untersucht. Der systematische Fehler wurde zu 4% abgeschätzt und in diese Analyse übernommen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 5.2 angegeben.

Fehler [%]					U	Summe Λ
S0.	S1.	S2.	S3.			
0.4	0.7	2.2	0.6	4.0	4.7	

Tabelle 5.2: *Ergebnis der systematischen Untersuchungen der Λ -Selektion. Der Gesamtfehler der Nachweiseffizienz ist mit Summe Λ gekennzeichnet.*

5.3 Systematische Fehler der Σ^0 -Selektion

Um die Stabilität des Ergebnisses der Σ^0 -Produktion zu überprüfen, wurden folgende Untersuchungen durchgeführt.

- **Unsicherheiten der Anpassungsmethode (A)**

Aufgrund der wenigen Einträge in der $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Häufigkeitsverteilung und den Fluktuationen in der Nähe des erwarteten Signals, wurde die Breite in der Anpassungsfunktion fixiert. Um den systematischen Einfluß zu untersuchen, wurde die fixierte Breite um den Wert $\pm 1.5 \text{ MeV}/c^2$ variiert. Zusätzlich wurde an das Signal eine Gaußverteilung B.1 angepaßt und die Parameter der Untergrundfunktion variiert. Der sich aus dieser Methode ergebende Unterschied wurde als systematischer Fehler der Anpassungsmethode angenommen.

- **Einfluß der Schnitte in der Σ^0 -Selektion**

Dieser systematische Einfluß auf die Nachweiseffizienz des Σ^0 -Baryons wurde durch die Variation der Schnitte untersucht.

1. Der Gesamtimpuls wird zwischen $0 \text{ GeV}/c \leq |\vec{p}_{\Sigma^0}| \leq 4.0 \text{ GeV}/c$ variiert.
2. Der Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem des Σ^0 's $\cos(\vartheta^*)$ wird ganz weggelassen.

- **Unsicherheiten der Extrapolation und des verwendeten Fragmentationsmodells (EF)**

Die gesamten Effizienzen sind mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt worden. Um die Produktionsrate des Σ^0 's zu berechnen wurde auf die Gesamtanzahl der Σ^0 -Baryonen extrapoliert. Dabei tritt ein systematischer Fehler auf, der von den unterschiedlichen Fragmentationsmodellen abhängt. Dazu wurde das modellabhängige Photonspektrum vom Σ^0 -Zerfall mit der Photoneneffizienz gefaltet. Der sich hierbei ergebende Unterschied wurde als systematischer Fehler des Modells angegeben. Weiterhin stellte sich ein Unterschied des Photonspektrums in den Jahren '92 und '93 heraus. Auch dieser systematische Fehler wurde berücksichtigt.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 5.3 angegeben.

Fehlerquellen [%]				
A	1.	2.	EF	Summe Σ^0
5.0	0.1	0.1	6.2	8.0

Tabelle 5.3: Ergebnis der systematischen Untersuchungen der Σ^0 -Selektion. Der Fehler der Nachweiseffizienz ist mit Summe Σ^0 gekennzeichnet.

Der Gesamtfehler der Σ^0 -Selektion setzt sich aus der quadratischen Summe der systematischen Fehler der Photon-, Λ - und der Σ^0 -Selektion zusammen. Er ergibt sich zu 10.6%.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion der Messung

In diesem Kapitel wird die $\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktionsrate in hadronischen Z^0 -Zerfällen bestimmt. Weiterhin wird durch die Annahme einer Isospin-Symmetrie auf die Σ^\pm -Rate geschlossen. Da Messungen der Ξ^- - und der $\Sigma^{*\pm}$ -Rate in hadronischen Z^0 -Zerfällen am ALEPH-Detektor vorliegen, kann auch die Strangenessunterdrückung bei Baryonen in der Fragmentation, sowie die Spinunterdrückung angegeben werden.

Die systematischen Einflüsse der einzelnen Selektionen wurden in Kapitel 5 diskutiert. Der Gesamtfehler der Endergebnisse setzt sich dann aus der quadratischen Summe des statistischen und systematischen Fehlers zusammen. Die detektorunabhängigen Ergebnisse werden anschließend mit den Vorhersagen und den Ergebnissen der Σ^0 -Messungen der anderen Experimente des LEP-Speicherringes verglichen. Die Ergebnisse aller Messungen sind nochmals im Anhang aufgeführt.

6.1 $\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktionsrate

In Kapitel 4.4 wurde die Nachweiseffizienz für Σ^0 -Baryonen aus der Monte-Carlo-Simulation berechnet. Mit der so ermittelten Effizienz und der im gleichen Kapitel bestimmten Anzahl der nachgewiesenen Σ^0 -Baryonen, kann die $\langle \Sigma^0 \rangle$ - und $\langle \bar{\Sigma}^0 \rangle$ -Produktionsrate durch Gleichung 6.1 ermittelt werden.

$$N_{\Sigma^0} = \frac{1}{\epsilon_{\Sigma^0}} \cdot \frac{N_{\Sigma^0, D}}{N_{Z, D}} \quad (6.1)$$

ϵ_{Σ^0} : Nachweiseffizienz der neutralen Σ^0 -Baryonen

$N_{\Sigma^0, D}$: Anzahl der nachgewiesenen Σ^0 -Baryonen

$N_{Z, D}$: Anzahl der akzeptierten Ereignisse

Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Tabelle 6.1 aufgeführt.

gemessene Größe	Ergebnis dieser Analyse
Anzahl $N_{\Sigma^0, D}$	158 ± 19
Nachweiseffizienz ϵ_{Σ^0}	$(8.22 \pm 1.39) \cdot 10^{-4}$
Produktionsrate N_{Σ^0}	$0.082 \pm 0.010 \pm 0.016$

Tabelle 6.1: Produktionsrate der Σ^0 -Messung

In den Abbildung 6.2 und 6.1 sind die Verteilung der invarianten Masse ($\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda}$) der Λ - und γ -Kandidaten der unterschiedlichen Selektionsmethoden wiedergegeben. Das Σ^0 -Signal liegt in diesen Häufigkeitsverteilung bei etwa $76 \text{ MeV}/c^2$.

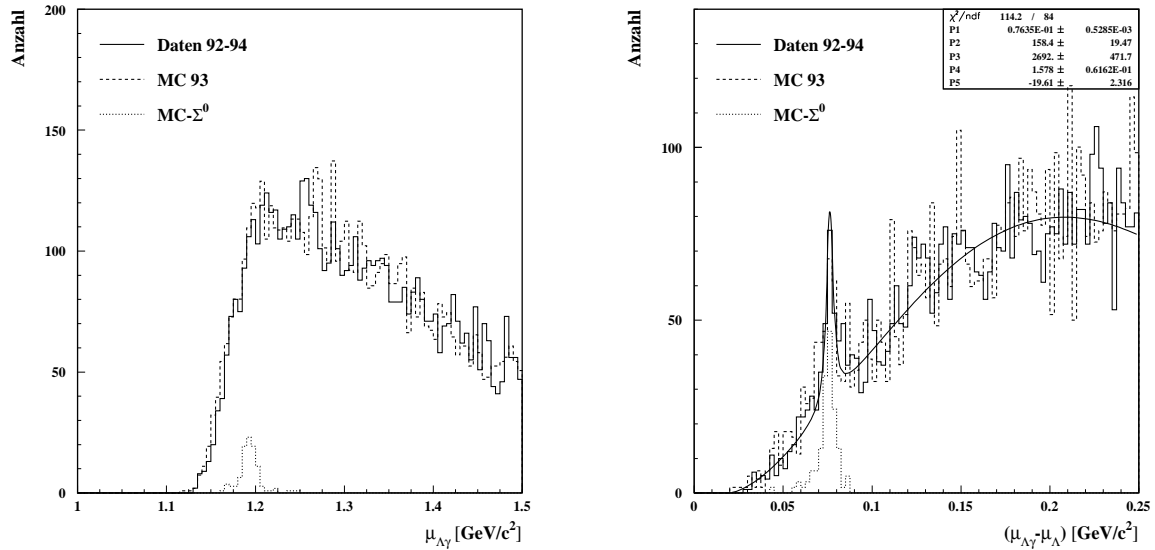


Abbildung 6.1: $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung mit kinematischer Anpassung der V^0 -Kandidaten. Im linken Histogramm ist die Kombination der Λ -Kandidaten mit den Konversionen aufgetragen, bei denen nur ein Lepton rekonstruiert werden konnte. Die Kombination der Λ -Kandidaten mit den Konversionen, die durch QPAIRF selektiert wurden, ist im rechten Histogramm wiedergegeben.

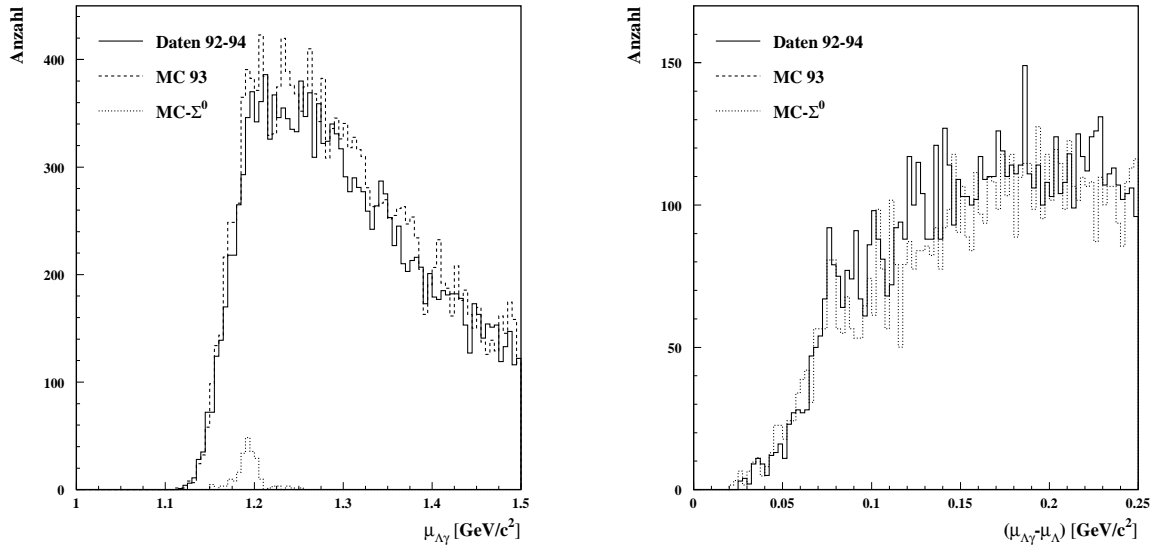


Abbildung 6.2: $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung ohne kinematischen Anpassung der V^0 -Kandidaten. Im linken Histogramm ist die Kombination der Λ -Kandidaten mit den Konversionen aufgetragen, bei denen nur ein Lepton rekonstruiert werden konnte. Die Kombination der Λ -Kandidaten mit den Konversionen, die durch QPAIRF selektiert wurden, ist im rechten Histogramm wiedergegeben.

6.2 Ergebnisse

Mit den in Kapitel 4.4 erhaltenen Resultaten und der soeben bestimmten Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktionsrate, können weitere Faktoren bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Faktoren kann man anschließend mit anderen Experimenten vergleichen und zu weiteren Untersuchungen heranziehen.

6.2.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Der Vergleich der Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktionsrate mit anderen Experimenten am LEP-Speicherring ist in Tabelle 6.2 wiedergegeben. Dieses Ergebnis ist auch mit den Vorhersagen der MC-Generatoren ($HVF03/04 \hat{=} 0.076$) in guter Übereinstimmung.

LEP-Experimente	Produktionsrate N_{Σ^0}
DELPHI	$0.070 \pm 0.010 \pm 0.010$ [30]
OPAL	$0.078 \pm 0.014 \pm 0.020$ [31]
ALEPH	$0.082 \pm 0.010 \pm 0.016$

Tabelle 6.2: Produktionsrate der Σ^0 -Messung im Vergleich

6.2.2 Σ^\pm -Produktionsrate

Da das Σ^0 mit den geladenen Σ -Baryonen ein Isospintriplett bildet, siehe Abbildung 2.2, kann durch Annahme der Isospin-Symmetrie auf die Σ^\pm -Produktionsrate¹ geschlossen werden. Mit der in Tabelle 6.1 angegebenen Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktionsrate ergibt sich die Σ^\pm -Produktionsrate. Der Vergleich der Vorhersage dieser Analyse und den gemessenen Ergebnissen anderer LEP-Experimente ist in Tabelle 6.3 wiedergegeben.

LEP-Experimente	Produktionsrate
DELPHI	$N_{\Sigma^\pm} 0.170 \pm 0.014 \pm 0.061$ [32]
OPAL	$N_{\Sigma^+} 0.092 \pm 0.008 \pm 0.015$
	$N_{\Sigma^-} 0.084 \pm 0.009 \pm 0.015$ [31]
diese Analyse	$2 \times N_{\Sigma^0} 0.164 \pm 0.020 \pm 0.032$

Tabelle 6.3: Produktionsrate der Σ^\pm -Messung im Vergleich

6.3 Strangenessunterdrückung

Durch den Vergleich der Produktionsraten der Vektormesonen $\rho^0(770)$, $\omega(782)$, $K^{*0}(892)$ und $\phi(1020)$ mit verschiedener Strangeness wurde die Strangenessunterdrückung (s/u) am ALEPH-Detektor bereits untersucht [33]. Durch die in dieser Analyse bestimmte Σ^0 -Rate und der bereits gemessenen Ξ^- - und $\bar{\Xi}^+$ -Rate [34] ist es möglich, die Strangenessunterdrückung durch Baryonen anzugeben. Dieses Ergebnis kann zum Vergleich oder zur Kontrolle der durch die Vektormesonen erhaltenen Strangenessunterdrückung dienen. Die Produktionsrate N_{Ξ^-} wurde zu $0.0274 \pm 0.0005 \pm 0.0016$ bestimmt. Daraus ergibt sich die in Tabelle 6.4 aufgeführte Strangenessunterdrückung. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der MC-Generatoren (HVF03/4 $\hat{=} 0.35$) und hinsichtlich des in JETSET festgelegten Parameters der Strangenessunterdrückung von 0.3.

gemessene Größe	Strangenessunterdrückung
$N_{K^{*0}}/2N_{\rho^0}$	$0.29 \pm 0.01 \pm 0.05$
$N_{K^{*0}}/2N_{\omega}$	$0.39 \pm 0.02 \pm 0.06$
$2N_{\phi}/N_{K^{*0}}$	$0.29 \pm 0.01 \pm 0.04$
N_{Ξ^-}/N_{Σ^0}	$0.33 \pm 0.04 \pm 0.07$

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Strangenessunterdrückung im Vergleich

¹ $\Sigma^\pm := [(\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^-) + (\Sigma^- + \bar{\Sigma}^+)]$

6.4 Spinunterdrückung

In ähnlicher Weise kann durch die gemessene $\Sigma^{*\pm}$ -Rate² die Spinunterdrückung bestimmt werden. Die Σ^* -Hyperonen befinden sich im Gegensatz zu den Σ -Hyperonen in einem Baryonen-Dekuplett mit Spin 3/2. Vergleiche hierzu die Multipletts in Abbildung 2.2 und Abbildung 6.3. Die Spinunterdrückung wird durch Gleichung 6.2 berechnet.

$$\frac{\frac{1}{2}N_{\Sigma^{*\pm}}}{N_{\Sigma^0}} \quad (6.2)$$

In Tabelle 6.5 sind die am LEP-Speicherring gemessenen $\Sigma^{*\pm}$ -Raten eingetragen. Leider unterscheidet sich die durch ALEPH gemessene $\Sigma^{*\pm}$ -Rate deutlich von den Ergebnissen der anderen LEP-Experimente. Die sich nach Gleichung 6.2 ergebende Spinunterdrückung ist für die einzelnen Experimente ebenfalls in Tabelle 6.5 aufgeführt.

LEP-Experimente	Produktionsrate $N_{\Sigma^{*\pm}}$	Spinunterdrückung
OPAL	$0.0380 \pm 0.0038 \pm 0.0049$ [35]	$0.232 \pm 0.005 \pm 0.005$
DELPHI	$0.0382 \pm 0.0028 \pm 0.0045$ [32]	$0.233 \pm 0.005 \pm 0.005$
ALEPH	$0.0650 \pm 0.0040 \pm 0.0090$ [34]	$0.396 \pm 0.009 \pm 0.010$
gewichtetes Mittel	0.0420 ± 0.0037	0.252 ± 0.005

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Spinunterdrückung aus den Untersuchungen der $\Sigma^{*\pm}$ -Rate der einzelnen LEP-Experimente

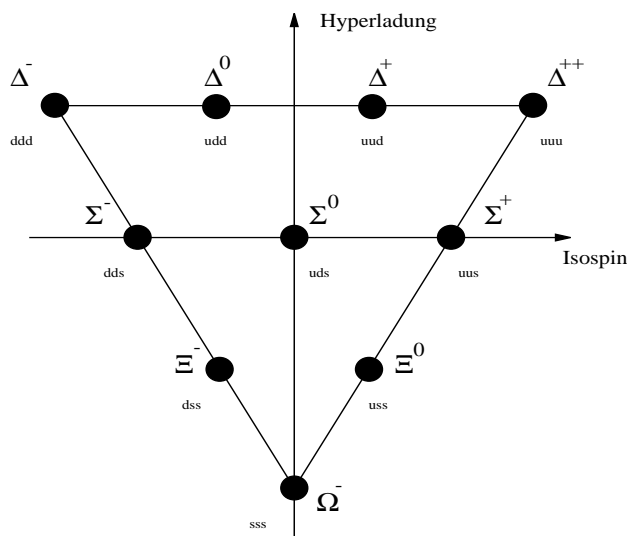


Abbildung 6.3: $SU(3)$ -Dekuplett der Baryonen mit u -, d - und s -Quark

² $\Sigma^{*\pm} := [(\Sigma^{*+} + \overline{\Sigma}^{*-}) + (\Sigma^{*-} + \overline{\Sigma}^{*+})]$

Man kann sich noch weitere Vergleiche zur Untersuchung der Strangeness- und Spinunterdrückung durch die Kenntnis der Produktionsraten der Teilchen in den beiden Multipletts einfallen lassen, siehe Abbildung 2.2 und 6.3. So kann man z.B. durch die gemessene $\Sigma^{*\pm}$ -, Ξ^{*0} - und Ω^- -Produktionsrate die Strangenessunterdrückung im Dekuplett untersuchen und mit der Strangenessunterdrückung vergleichen, die durch das Verhältnis der Ξ^- - und Σ^0 -Rate bestimmt wurde.

Weiterhin kann die Strangenessunterdrückung in Kombination mit der Spinunterdrückung bestimmt werden. Dazu wird das Verhältnis des gewichteten Mittelwertes der Ω^- -Rate³ aus den Arbeiten [30, 34] mit der in dieser Analyse gemessenen Σ^0 -Rate gebildet. Mit den bisher erhaltenen Ergebnissen erwartet man, daß die Strangenessunterdrückung in Kombination mit der Spinunterdrückung etwa folgendes Resultat ergibt:

$$[(s/u)^2 \cdot \text{Spinunterdrückung}] \approx (0.3)^2 \cdot 0.252 = 0.0227 \quad (6.3)$$

An dieser Stelle sei bemerkt, daß sich die Ergebnisse der einzelnen LEP-Experimente oft deutlich voneinander unterscheiden.

Umgekehrt kann für bestimmte Teilchen durch die Bestimmung der Spin- und Strangenessunterdrückung eine bis heute nicht gemessenen Produktionsrate abgeschätzt werden. In Tabelle 6.6 sind weitere Beispiele für Spin- und Strangenessunterdrückung angegeben.

gemessene Größe	Ergebnis	
	\bar{x}	$\pm \Delta x$
DELPHI [30] N_{Ω^-}	0.0014	± 0.0005
ALEPH [34] N_{Ω^-}	0.0010	± 0.0003
gewichtetes Mittel N_{Ω^-}	0.0011	± 0.0003
DELPHI [32] $N_{\Xi^{*0}}$	0.0041	± 0.0006
ALEPH [34] $N_{\Xi^{*0}}$	0.0072	± 0.0007
gewichtetes Mittel $N_{\Xi^{*0}}$	0.0054	± 0.0005
$(s/u) N_{\Omega^-}/N_{\Xi^{*0}}$	0.20	± 0.06
$(s/u) (N_{\Omega^-}/\frac{1}{2}N_{\Sigma^{*\pm}})^{0.5}$	0.23	± 0.03
$[(s/u)^2 \cdot \text{Spin.}] N_{\Omega^-}/N_{\Sigma^0}$	0.013	± 0.005

Tabelle 6.6: Beispiele der Strangeness- und Spinunterdrückung für das gewichtete Mittel der Ω^- - und Ξ^{*0} -Raten, die bei den Experimenten DELPHI und ALEPH gemessen wurden.

³ $\Omega^- := (\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von neutralen Σ^0 -Hyperonen und $\bar{\Sigma}^0$ -Hyperonen in hadronischen Zerfällen des Z^0 -Bosons vorgestellt. Dazu wurden ca. 2.34 Mio. hadronische Ereignisse analysiert, die man mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring in den Jahren 1992 bis 1994 aufgenommen hatte.

Das Σ^0 -Hyperon wurde über seinen Zerfall in ein Photon und ein Λ rekonstruiert. Nach diesem Modus zerfällt es praktisch am Entstehungsort durch den elektromagnetischen Zerfall zu etwa 100%. Aus kinematischen Gründen erwartet man Photonen mit einer mittleren Energie von ungefähr 360 MeV. In diesen Energiebereichen kann das elektromagnetische Kalorimeter für die Photonenrekonstruktion nicht verwendet werden, da es Photonen erst ab einer Energie von ca. 600 MeV nachweist und dessen Energieauflösung schlecht ist. Daher wurde gefordert, daß die Photonen im Detektormaterial konvertierten. Das hierbei entstandene e^+e^- -Paar wurde durch die sehr präzise Impulsmessung der TPC nachgewiesen. Durch diese Methode erreicht man für Photonen eine Energieauflösung von ca. 1.7%.

Das Λ wurde aus dem Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ rekonstruiert. Eine kinematische Anpassung der Λ -Kandidaten machte es möglich, durch die Addition der Viererimpulse aller $\Lambda\gamma$ -Kombinationen ein deutliches Σ^0 -Signal in der invarianten Massenverteilung des Σ^0 's zu erhalten.

Das Σ^0 -Signal der invarianten Massen der $\Lambda\gamma$ -Kombinationen konnte durch die Subtraktion der Λ -Masse verbessert werden. An das Signal in der $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilung wurde eine Breit-Wigner-Funktion angepaßt. Mit der durch die Anpassung 4.19 erhaltenen Anzahl der Σ^0 -Baryonen wurde die mittlere Σ^0 - und $\bar{\Sigma}^0$ -Produktionsrate zu 0.082 ± 0.010 (stat.) ± 0.016 (sys.) berechnet. Dieses Ergebnis stimmt innerhalb seiner statistischen und systematischen Fehler gut mit den Vorhersagen der MC-Generatoren (HVF03/4 $\hat{=} 0.076$, HERWIG $\hat{=} 0.076$) und den anderen Experimenten am LEP-Speicherring überein.

Leider unterscheiden sich die Resultate der $\Sigma^{*\pm}$ -, Ξ^{*0} - und Ω^- -Produktionsrate deutlich innerhalb der einzelnen LEP-Experimente. Die durch diese Untersuchungen erhaltenen Ergebnisse der Spin- und Strangenessunterdrückung sind nicht in Übereinstimmung der zuvor durch die Ξ^- - und Σ^0 -Produktionsrate erhaltenen Strangenessunterdrückung.

Mit dem vorliegenden Meßergebnis konnte eine Angabe über die Σ^{\pm} -Rate, die Strangeness- und Spinunterdrückung gemacht werden. Die Σ^{\pm} -Produktionsrate wurde unter der Annahme der Isospininvarianz zu 0.164 ± 0.020 (stat.) ± 0.032 (sys.) bestimmt. Um

einen aussagekräftigen Wert zu erhalten, der mit den anderen LEP-Experimenten verglichen werden kann, muß natürlich auch die ALEPH-Kollaboration die Σ^\pm -Rate explizit analysieren. Die Strangenessunterdrückung (s/u), die durch die Rate des Σ^0 - und des Ξ^- -Baryons bestimmt wurde, stimmt innerhalb der Fehler gut mit den Untersuchungen der Strangenessunterdrückung der beiden Vektormesonen überein. Die MC-Generatoren sagen eine Strangenessunterdrückung von (HVF03/4 $\hat{=} 0.35$) voraus. In JETSET wird dieser Wert auf 0.3 festgelegt. Damit sind die in dieser Analyse erhaltenen Ergebnisse in sehr guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen.

Anhang A

Histogramme zur Energiekalibration

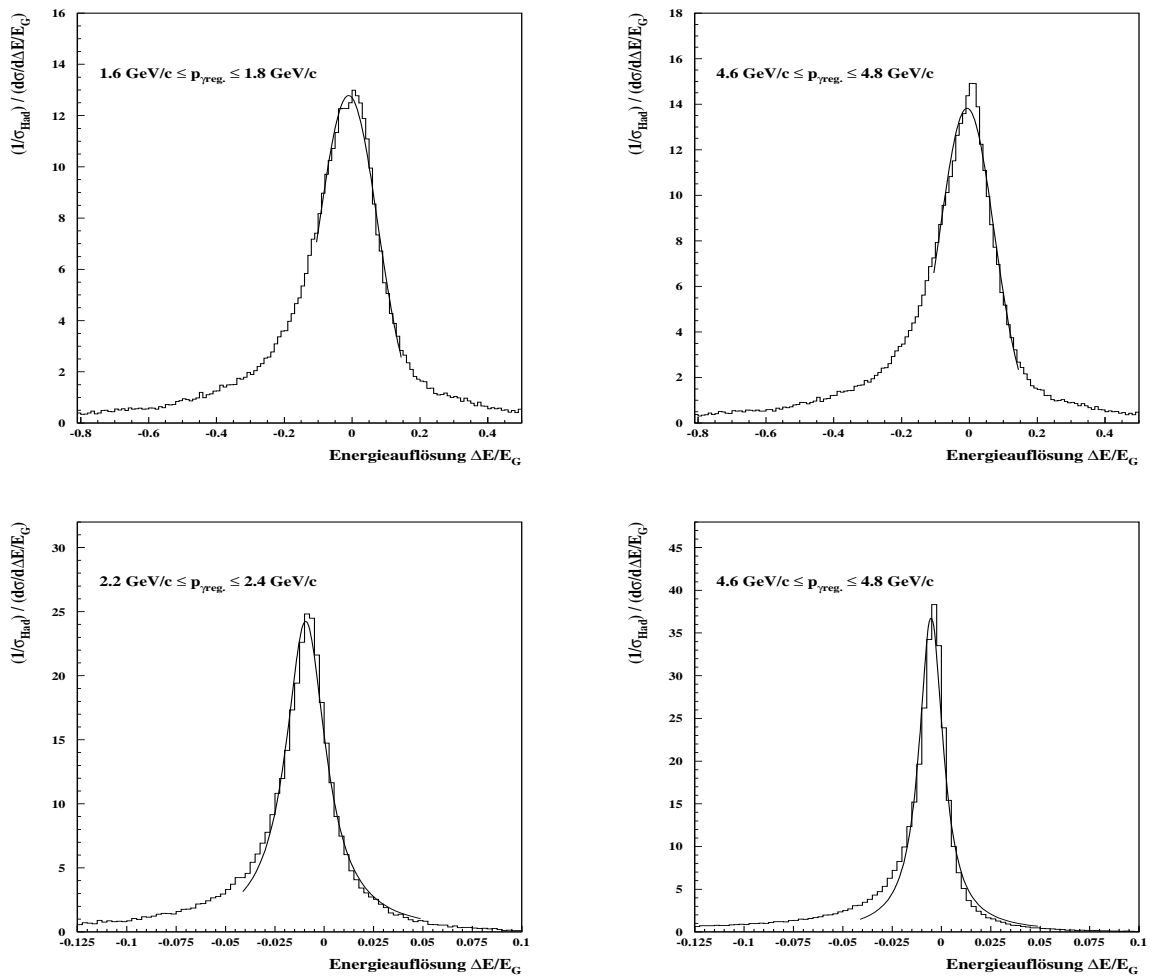


Abbildung A.1: In den beiden oberen Histogrammen ist die Energieauflösung der Singles in Abhängigkeit des Impulses dargestellt. Darunter befinden sich die Histogramme der Energieauflösung der e^+e^- -Paare in Abhängigkeit des Impulses.

Anhang B

Histogramme zur Systematik

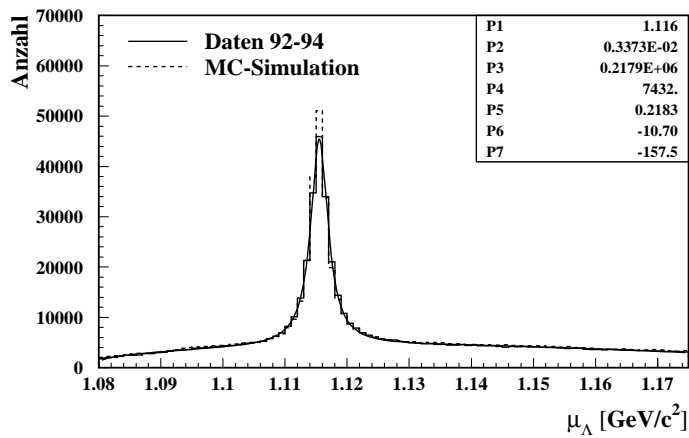
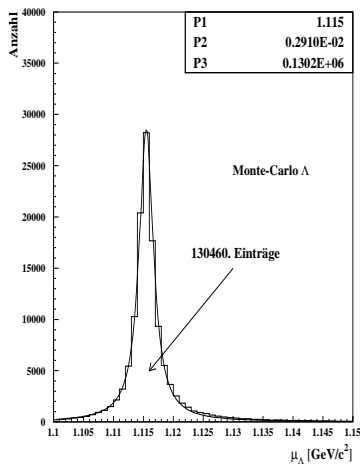
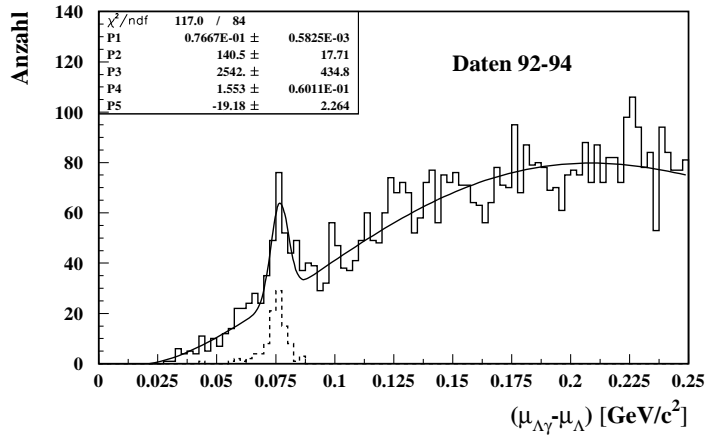
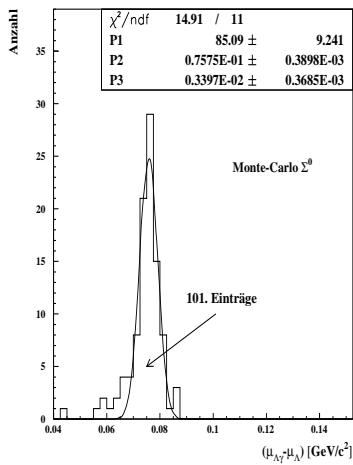


Abbildung B.1: In den oberen $(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Verteilungen ist aufgrund systematische Untersuchungen eine Gaußfunktion angepaßt. In den unteren μ_{Λ} -Verteilungen sind zur Bestimmung der Λ -Rate Breit-Wigner-Funktionen angepaßt.

Anhang C

Resultate der Σ^0 -Messung

Alle in dieser Analyse gemessenen und berechneten Größen sind nochmals in Tabelle C.1 angegeben.

gemessene Größe		Ergebnis $\bar{x} \pm \Delta x$
Rate	N_{Σ^0}	0.082 ± 0.019
Rate	$2N_{\Sigma^0} \Rightarrow N_{\Sigma^\pm}$	0.164 ± 0.038
(s/u)	N_{Ξ^-}/N_{Σ^0}	0.334 ± 0.081
Spin $(\frac{3}{2}/\frac{1}{2})$	$\frac{1}{2}N_{\Sigma^{*\pm}}/N_{\Sigma^0}$	0.252 ± 0.005

Tabelle C.1: *Ergebnisse der Σ^0 -Messung*

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich herzlich bei all denen, die mir beim Anfertigen dieser Arbeit ihre Hilfe und Unterstützung gegeben haben.

Ich danke Herrn Professor Dr. C. Grupen und Herrn Professor Dr. S. Brandt für die interessante Themenstellung, ihren Kommentaren sowie hilfreichen Hinweisen und Diskussionen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Armin Böhler, der meine Arbeit betreute und mir jeder Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Der Siegener ALEPH-Gruppe und meinen Kommilitonen, insbesondere Peter van Gemmeren, Abdelkrim Adar, Volker Büscher, Dr. Glen Cowan, Dr. Luděk Smolík, Frank Stephan, Detlev Maier, Volker Schreiber, Pedro Saraiva und Dr. José Minguet Rodriguez danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit.

Für hilfreiche Ratschläge möchte ich mich außerdem bei Georg Wolf und Stefan Schael bedanken.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Partonschauerentwicklung und Hadronisierung	10
2.2	$SU(3)$ -Multipllett der Baryonen mit u -, d - und s -Quark	12
3.1	Der LEP-Speicherring	13
3.2	ALEPH-Detektor	14
3.3	TPC-Querschnitt	15
3.4	Produktion von Hadronen im Rahmen des String-Modells	20
3.5	Produktion von Hadronen im Rahmen des Cluster-Modells	21
4.1	Photonen-Spektrum des Σ^0 -Zerfalls	24
4.2	$\chi_{\frac{dE}{dx}}$ -Verteilung der spezifischen Ionisation mit Elektronenhypothese	26
4.3	d_{xy} -Verteilung für den inneren Detektorbereich	28
4.4	d_{xy} -Verteilung für den äußeren Detektorbereich	28
4.5	d_z -Verteilung der Konversions-Kandidaten	29
4.6	$\mu_{e\epsilon}$ -Verteilung der Konversions-Kandidaten	29
4.7	Winkel-Verteilung der Konversions-Kandidaten	30
4.8	$\rho_{\text{Konv.}}$ -Verteilung der Konversions-Kandidaten	30
4.9	Energiekalibration der niederenergetisch konvertierten Photonen	33
4.10	Konversionsradius aller Single-Kandidaten	33
4.11	Schematische Darstellung einer Konversion	34
4.12	Effizienzverteilungen der γ -Kandidaten im Vergleich	35
4.13	Energieauflösung der Photonen im Vergleich	36
4.14	$\cos(\vartheta^*)$ -Verteilung der V^0 -Kandidaten	38
4.15	$c\tau$ -Verteilung der V^0 -Kandidaten	39
4.16	$\mu_{p\pi}$ -Verteilung in einem speziellen Stadium der V^0 -Kandidaten	39
4.17	$\chi_{\text{kin.Fit}}^2$ -Verteilung der Λ -Kandidaten	41
4.18	$\chi_{\text{p.Vertex}}^2$ -Verteilung der V^0 -Kandidaten	42
4.19	Invariante Masse der Λ -Kandidaten	42
4.20	$(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum der Monte-Carlo-Simulation	45
4.21	$(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum in den Daten der einzelnen Jahre	46
4.22	$(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ -Spektrum der Daten 92 bis 94	47
6.1	Σ^0 mit kinematischer Anpassung der V^0 -Kandidaten	54
6.2	Σ^0 ohne kinematischen Anpassung der V^0 -Kandidaten	55
6.3	$SU(3)$ -Dekuplett der Baryonen mit u -, d - und s -Quark	57
A.1	Energieauflösung der Konversionsmethoden	61
B.1	$(\mu_{\Lambda\gamma} - \mu_{\Lambda})$ - und μ_{Λ} -Verteilung für Systematik	62

Tabellenverzeichnis

2.1	Fundamentale Fermionen	6
2.2	Fundamentale Kräfte der Teilchenphysik	7
2.3	Fundamentale Eichbosonen der Teilchenphysik	7
2.4	Fermionen der elektroschwachen Wechselwirkung	8
4.1	Anzahl der multihadronischen Ereignisse in den Jahren 92 bis 94	23
4.2	Korrekturfaktor der gemessenen Effizienz	43
4.3	Ergebnis der Anpassung in den einzelnen Jahren	47
4.4	Ergebnis der Anpassung in den Jahren 92 bis 94	48
5.1	Systematische Fehler der Konversionsmethode	50
5.2	Systematische Fehler der Λ -Selektion	51
5.3	Systematische Fehler der Σ -Selektion	52
6.1	Produktionsrate der Σ^0 -Messung	54
6.2	Produktionsrate der Σ^0 -Messung im Vergleich	55
6.3	Produktionsrate der Σ^\pm -Messung	56
6.4	Ergebnis der Strangenessunterdrückung	56
6.5	Ergebnisse der Spinunterdrückung	57
6.6	Beispiele der Strangeness- und Spinunterdrückung	58
C.1	Ergebnisse der Σ^0 -Messung	63

Literaturverzeichnis

- [1] O. Nachtmann, **Elementarteilchenphysik Phänomene und Konzepte**, Vieweg, Braunschweig (1986)
- [2] P. Schmüser, **Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1988, Neuauflage (1995)
- [3] S. L. Glashow, **Partial-symmetries of weak interactions**, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [4] A. Salam and J. C. Ward, **Electromagnetic and weak interactions**, Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [5] S. Weinberg, **A model of leptons**, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [6] The American Physical Society, **Phys. Rev. D50**, (1994), partial update for the (1996) edition available on the PDG WWW pages, URL: <http://pdg.lbl.gov/>
- [7] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, **Z Physics at LEP 1**, Volume 3, CERN 89-08, (1989)
- [8] D. Decamp et al. (ALEPH-Collab.), **ALEPH: A detector for electron-positron annihilation**, Nucl. Instr. Meth. A 294 (1990) 121
- [9] D. Buskulic et al. (ALEPH-Collab.), **Performance of the ALEPH detector at LEP**, CERN-PPE/94-170 (1994)
- [10] D. Casper, **ALEPH 101 An Introduction to the Aleph Offline System**, ALEPH 93-026, SOFTWR 93-006, (1993)
- [11] C. Bowdery, **ALEPH HANDBOOK 1995**, Vol. 1, ALEPH-Collab. (1995)
- [12] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, Physica Scripta 32 (1985) 574
- [13] T. Sjöstrand, **PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3**, CERN-TH.6488/92 (1992)
- [14] T. Sjöstrand, **PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4**, CERN-TH.7112/93 (1993)
- [15] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461
- [16] G. Abbiendi, J. Chyla, I. G. Marchesini, M. H. Seymour and B. R. Webber, Comput. Phys. Comm. 67 (1992) 465

- [17] F. Ranjard, ALEPH internal note 88-119 (1988)
- [18] J. Knobloch and P. Norton, **Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH 1991**, (1991)
- [19] C. Grupen, **Teilchendetektoren**, BI-Wiss.-Verl., (1993)
- [20] H. Albrecht, E. Blucher and J. Boucrot, **ALPHA User's Guide**, Version 120/121, ALEPH 95-112, SOFTWR 95-006, (1995)
- [21] S. Schael, **Identification of low energetic converted photons in ALEPH**, ALEPH note 94-104 (1994)
- [22] B. Rensch, **YRMIST**, ALEPH note 90-108 (1990)
- [23] B. Rensch, **Produktion der neutralen seltsamen Teilchen K_s^0 und Λ in hadronischen Z -Zerfällen am LEP-Speicherring**, Heidelberg, Dr. Arbeit (1992)
- [24] J. Knobloch, P. Norton, **V^0 reconstruction in Status of reconstruction algorithms for ALEPH**, ALEPH note 88-46 (1988)
- [25] ALEPH-Collab., **Production of K^0 and Λ in hadronic Z decays**, CERN-PPE/94-74 (1994)
- [26] F. Stephan, **Bestimmung des inklusiven Photonenspektrums über Konversionen auf der Z^0 -Resonanz**, Universität-GH-Siegen, Diplomarbeit (1994)
- [27] F. Stephan, **Measurement of the Inclusive Photon Spectrum using e^+e^- Conversions**, ALEPH note 95-... (1995)
- [28] P. van Gemmeren, **Bestimmung des inklusiven π^0 -Spektrums in hadronischen Zerfällen des Z^0 -Bosons**, Universität-GH-Siegen, Diplomarbeit (1995)
- [29] P. van Gemmeren, Private Mitteilung
- [30] DELPHI-Collab., **Production of Σ^0 and Ω^- in Z Decays**, CERN PPE/96-12 (1996)
- [31] OPAL-Collab., **Σ^+ , Σ^0 and Σ^- Hyperon Production in Hadronic Z^0 Decays**, OPAL Physics note PN191 (1995)
- [32] DELPHI-Collab., **Strange Baryon Production in Z Hadronic Decays**, CERN-PPE/95-39 (1995)
- [33] ALEPH-Collab., **Production of Neutral Vector Mesons in Hadronic Z Decays**, CERN-PPE/95-100 (1995)
- [34] ALEPH-Collab., **Hyperon Production in Z Decays**, EPS Ref. EPS0419
- [35] OPAL-Collab., **A Measurement of Strange Baryon Production in Z^0 Hadronic Decays**, CERN-PPE/92-118 (1992)

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und Ergebnisse anderer Autoren als solche kenntlich gemacht habe.

Siegen, Februar 1996

(Ralf Kutsche)