Bestimmung des inklusiven π^0-Spektrums in hadronischen Zerfällen des Z^0-Bosons

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Peter van Gemmeren

Universität - Gesamthochschule - Siegen
Fachbereich Physik
Juni 1995

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

> "Es giebt also Kräfte [Agents] in der Natur, welche den Körpertheilchen durch kräftige Anziehung Zusammenhang verleihen, und es ist die Aufgabe der experimentellen Naturforschung, diese aufzufinden."
>
> Isaac Newton (1704) [1]

Die Teilchenphysik beschreibt die kleinsten Bausteine der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen. Um in die innerste Struktur der Materie vordringen zu können, werden immer größere Energien notwendig. Diese sehr hohen Energien werden u.a. am LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron storage ring) Speicherring im europäischen Hochenergie-Forschungszentrum CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) bereitgestellt. Dort werden Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV zur Kollision gebracht. Hierbei kann ein Z^0-Boson, das neutrale Eichquant der schwachen Wechselwirkung, erzeugt werden. Dieses zerfällt in eine Vielzahl nachweisbarer Teilchen. Insgesamt gibt es 4 Wechselwirkungspunkte, an denen die entstehenden Teilchen von Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) nachgewiesen werden. Die vorliegende Arbeit wurde mit Daten, die mit dem ALEPH-Detektor (**A**pparatus for **LE**p **PH**ysics) gemessen wurden, durchgeführt.

Es werden Ereignisse betrachtet, bei denen das Z^0-Boson in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen ist. Da die Quarks Farbladung besitzen, können sie nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Systeme, in denen mehrere Quarks gebunden sind, werden Hadronen genannt. Der Übergang von Quarks zu Hadronen wird als Hadronisierung bezeichnet und läßt sich nur durch phänomenologische Modelle beschreiben. Um solche Modelle zu überprüfen, wurden die Impulsspektren der meisten geladenen Teilchen vermessen. Geladene Teilchen erhalten aber nur etwa 2/3 der Zerfallsenergie, das andere Drittel der Energie bekommen die neutralen Teilchen. Daher wird hier das Impulsspektrum des π^0-Mesons, des leichtesten Hadrons gemessen. Das π^0-Meson wird über den Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Photonen können durch Konversion in ein Elektron-Positron-Paar in den Spurkammern des ALEPH-Detektors oder über die von ihnen ausgelösten elektromagnetischen Schauer in einem Kalorimeter nachgewiesen werden.

Zunächst sollen die theoretischen Grundlagen dieser Analyse beschrieben werden. Danach wird ausführlicher auf den LEP-Speicherring und auf den ALEPH-Detektor eingegangen. Kapitel 7 zeigt die Selektion der Photonen. Die π^0-Rekonstruktion und das Energiespektrum werden in Kapitel 9 erläutert. Anschließend werden die systematischen Einflüsse auf die Messung betrachtet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen und Motivation

In diesem Kapitel sollen die fundamentalsten Modelle der Elementarteilchenphysik kurz beschrieben werden. Die physikalischen Vorgänge am LEP-Speicherring werden etwas ausführlicher betrachtet. Am Ende dieses Kapitels wird die Motivation für die Messung des inklusiven π^0-Spektrums gegeben.

2.1 Elementarteilchen und Wechselwirkungen

Alle uns heute bekannte Materie ist aus wenigen sogenannten Materieteilchen aufgebaut. Diese Materieteilchen lassen sich in Quarks und Leptonen aufteilen.

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

Tabelle 2.1: *Fundamentale Fermionen*

Zwischen den Materieteilchen wirken 4 fundamentale Kräfte. Auf die Beschreibung der Gravitation soll verzichtet werden, da sie bei den subatomaren Strukturen der Hochenergiephysik vernachlässigbar schwach ist (für 2 Protonen im Kern etwa 10^{36} mal schwächer als die elektromagnetische Kraft). Die anderen Kräfte werden durch den Austausch von Eichbosonen übermittellt.

Eichboson	Masse [GeV/c^2]	el. Ladung [e]	Wechselwirkung
Gluonen	0	0	stark
Photon	0	0	elektromagnetisch
W^+/W^-	80.2	$+1/-1$	schwach
Z^0	91.2	0	schwach

Tabelle 2.2: *Eichbosonen*

Die nichtgravitativen Kräfte können im Rahmen von lokalen Eichtheorien (sogenannten Yang-Mills-Theorien [2]) beschrieben werden. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung wurden in einer Theorie zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht (diese wird auch Glashow-Salam-Weinberg-Theorie genannt) [3, 4, 5]. Die Physik der starken Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben.

2.2 Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch eine nichtabelsche, lokale Eichtheorie beschrieben. Die Eichgruppe ist die $SU(2)^1{}_L \otimes U(1)_Y$. Transformationen der $SU(2)_L$ sind Drehungen im (schwachen) Isospinraum. Die $U(1)_Y$ wird durch die schwache Hyperladung $Y = Q - I_3$ erzeugt. Um die Lagrange-Dichte und damit die Feldgleichungen invariant unter einer lokalen Eichtransformation zu belassen, werden masselose Vektorfelder durch minimale Substitution eingeführt.

Die Bosonfelder zur $SU(2)_L$ (W^1_μ,W^2_μ,W^3_μ) und zur $U(1)_Y$ (B_μ) sind keine physikalischen Felder. Die Aufsteige- und der Absteigeoperatoren:

$$W^\pm_\mu := \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp iW^2_\mu)$$

[1] Das 'L' deutet an, daß die Transformationen der $SU(2)_L$ auf das schwache Dublett der linkshändigen Fermionenfelder wirken und nicht auf das Singulett der rechtshändigen Fermionenfelder.

entsprechen den Vektorbosonen W^+/W^- des geladenen schwachen Stroms. Die anderen beiden Bosonen Z^0 und Photon sind Mischungen aus den verbleibenden Vektorfeldern W^3_μ und B_μ gemäß

$$\begin{aligned} Z_\mu &:= \cos\theta_W \cdot W^3_\mu - \sin\theta_W \cdot B_\mu \qquad \text{mit:} \quad \theta_W : \text{Weinberg-Winkel} \\ A_\mu &:= \sin\theta_W \cdot W^3_\mu + \cos\theta_W \cdot B_\mu \end{aligned}$$

Fermionen Spin=$\hbar/2$	1. Generation	2.	3.	elektrische Ladung	schwacher Isospin Betrag[2]	3. Komponente	schwache Hyperladung
Leptonen-Dublett	ν_{e_L}	ν_{μ_L}	ν_{τ_L}	0	1/2	1/2	−1/2
	e^-_L	μ^-_L	τ^-_L	−1	1/2	−1/2	−1/2
Leptonen-Singulett	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	−1	0	0	−1
Quark-Dublett	u_L	c_L	t_L	2/3	1/2	1/2	1/6
	d'_L	s'_L	b'_L	−1/3	1/2	−1/2	1/6
Quark-Singuletts	u_R	c_R	t_R	2/3	0	0	2/3
	d_R	s_R	b_R	−1/3	0	0	−1/3

Tabelle 2.3: *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.*

Um den Eichbosonen W^+, W^- und Z^0, den Quarks und Leptonen eine Masse zuordnen zu können, wird der Higgsmechanismus [6] zur spontanen Symmetriebrechung eingeführt. Hierzu wird ein komplexes Isospindublett von Skalarfeldern mit nicht-verschwindendem Vakuumerwartungswert eingeführt. Die Richtung des Vakuumerwartungswertes wird so gewählt, daß die $SU(2)_L$ und die $U(1)_Y$ Symmetrie gebrochen wird, die Invarianz unter der Eichgruppe des Elektromagnetismus $U(1)_{EM}$ aber erhalten bleibt. Hierdurch erhalten W^+, W^- und Z^0 Masse, während das Photon masselos bleibt. Quarks und Leptonen erhalten ihre Masse durch Yukawa-Kopplung der linkshändigen Dubletts an die rechtshändigen Singuletts. Da Neutrinos keine rechtshändigen Partner haben, sind sie masselos. Durch den Higgsmechanismus wird ein neues Spin 0 Teilchen, das Higgs-Teilchen eingeführt. Die Masse des Higgs-Bosons wird in der Theorie nicht festgelegt. Experimentell wurde es bisher nicht gefunden.

[2]Betrag: $\| I \| = \sqrt{\sum_i I_i^2}$

2.3 Quantenchromodynamik

Auch die starke Wechselwirkung wird durch eine nichtabelsche, lokale Eichtheorie beschrieben. Die Eichgruppe ist die $SU(3)_C$. Das 'C' steht für Color, da die starke Ladung als Farbe bezeichnet wird. Transformationen der $SU(3)_C$ sind Drehungen im Farbraum. Die $SU(3)_C$ hat acht linear unabhängige Erzeugende. Um die Invarianz der Feldgleichungen unter lokalen Eichtransformationen zu gewährleisten, werden acht masselose Vektorfelder (G^a_μ, $a = 1, ..., 8$) eingeführt. Die entsprechenden Eichbosonen werden Gluonen genannt. Die Methoden der Störungsrechnung sind in der QCD nur begrenzt anwendbar, da der Entwicklungsparameter, die effektive Kopplungskonstante α_s, nicht in allen Fällen hinreichend klein ist. Die Abhängigkeit der effektive Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ von dem Quadrat des Impulsübertrages Q^2 ist mit Hilfe der Feynman-Regeln störungstheoretisch berechnet worden. Falls die Anzahl f der Quarksorten nicht größer als 16 ist, gilt in 1. Ordnung α_s:

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

Der Parameter Λ ist aus dem Experiment zu bestimmen und gibt die Skala an, bei der die Störungstheorie zusammenbricht ($\Lambda \approx 200\,\mathrm{MeV}$). Die effektive Kopplung verschwindet für $Q^2 \to \infty$ (asymptotische Freiheit). Für große Impulsüberträge Q ist die Anwendung der Störungsrechnung daher gerechtfertigt. Der Nachteil der Quantenchromodynamik besteht darin, daß diese Theorie das Verhalten von Quarks und Gluonen beschreibt, obwohl diese nicht als freie Teilchen existieren.

2.4 Hadronen

Die starke Wechselwirkung koppelt an die Farbladung von Quarks und Gluonen. Für große Abstände wächst das Potential zwischen einem Quark mit Farbe und einem Antiquark mit Antifarbe linear. Wenn Quark und Antiquark getrennt werden sollen, wird die Energie so groß, daß ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden kann. Deshalb existieren Quarks nur in farbneutralen Hadronen (Confinement). Hadronen lassen sich in Mesonen (Quark-Antiquark-Systeme) und Baryonen (Zustände aus drei Quarks) einteilen.

Alle Hadronen aus den drei leichtesten Quarks u, d und s können durch eine $SU(3)_F$ ('F'=Flavor) klassifiziert werden und lassen sich in Abhängigkeit von (starkem) Isospin und (starker) Hyperladung in $SU(3)_F$-Multipletts[3] einteilen. Die $SU(3)_F$ ist keine exakte Symmetrie, sondern wird durch die starke Wechselwirkung selbst verletzt (Größenordnung $\approx 20\%$).

[3] Aufgrund dieser Symmetrie wurden die drei Quarks u, d und s von Gell-Mann und Zweig [7] als Teilchen, die sich nach der Fundamental-Darstellung der $SU(3)_F$ transformieren, postuliert.

Die pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) und die Vektormesonen ($J^P = 1^-$) werden zu den in Abbildung 2.1 gezeigten Oktetts der $SU(3)_F$ zusammengefaßt. Die drei Pionen bilden ein Isospintriplett. Das neutrale Pion π^0 ist das leichteste Hadron; seine wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 2.4 aufgelistet [8].

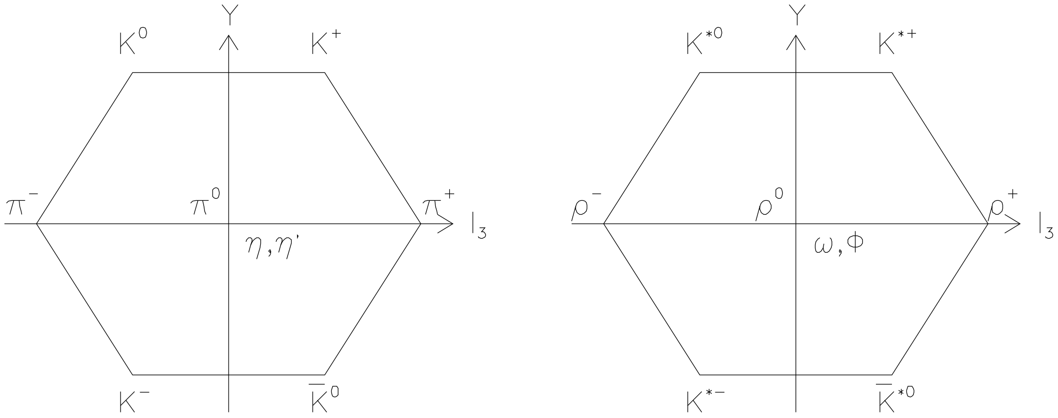

Abbildung 2.1: *Oktett der pseudoskalaren Mesonen (links) und der Vektormesonen (rechts). η und η' sind Mischungen aus dem Oktett und einem Singulett, wobei das η' im wesentlichen dem Singulett entspricht. Ebenso sind ω und ϕ Mischungen aus Oktett und einem Singulett.*

	$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+})$
Masse	$m = (134.9743 \pm 0.0008)$ MeV/c^2
Lebensdauer	$\tau = (8.6 \pm 0.6) \times 10^{17}$ s
	$c\tau = 25.2$ nm
Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\pi^0 \to 2\gamma$	(98.798 ± 0.032) %
$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	(1.198 ± 0.032) %
$\pi^0 \to e^+e^+e^-e^-$	$(3.14 \pm 0.30) \times 10^{-5}$

Tabelle 2.4: *Eigenschaften des π^0-Mesons [8]*

2.5 Beschreibung der Physik am LEP

Die Vorgänge bei e^+e^--Kollisionen am Speicherring LEP lassen sich in die 4 in Abbildung 2.2 gezeigten Abschnitte unterteilen. Mit dieser Einteilung soll im folgenden die Physik am LEP beschrieben werden. Hierbei soll insbesondere auf sogenannte multihadronische Ereignisse[4] eingegangen werden.

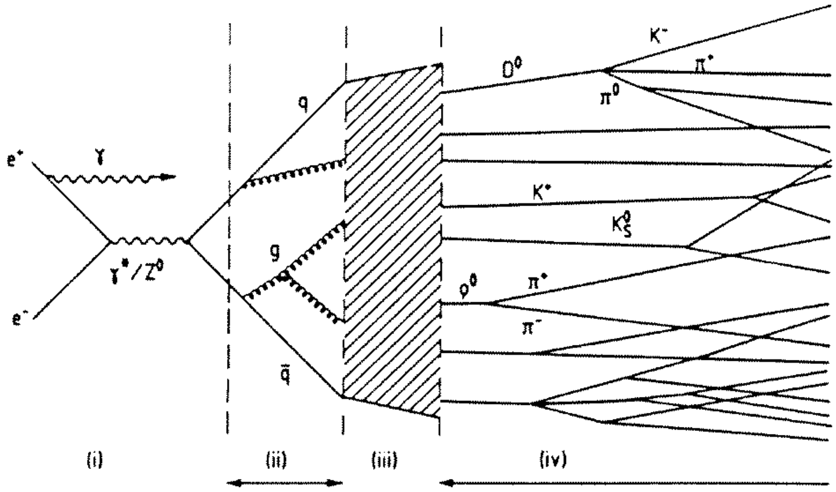

Abbildung 2.2: *Partonschauerentwicklung und Hadronisierung [9]*

(i) Elektron und Positron werden auf eine Schwerpunktsenergie von etwa 91.2 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht. Dies entspricht genau der Masse des Z^0-Bosons. Daher wird dieses bei Annihilation von Elektron und Positron besonders häufig erzeugt. Das Z^0 ist nicht stabil, sondern zerfällt in ein Fermion-Antifermion-Paar ($f\bar{f}$). Dieser Abschnitt kann im Rahmen der elektroschwachen Theorie beschrieben werden.

(ii) Falls es sich bei dem entstandenen $f\bar{f}$-Paar um Quark und Antiquark ($q\bar{q}$) gehandelt hat, können diese Gluonen abstrahlen, welche wiederum $q\bar{q}$-Paare bilden können oder ihrerseits Gluonen erzeugen. Dieser Prozeß wird Partonschauerentwicklung (Partonen sind Quarks und Gluonen) genannt und kann mit der Quantenchromodynamik störungstheoretisch berechnet werden.

[4]Dies sind Ereignisse, bei denen das Z^0 in ein $q\bar{q}$-Paar zerfällt; im Gegensatz zu Z^0-Zerfällen in ein Lepton-Antilepton-Paar ($l\bar{l}$).

(iii) Wenn eine Mindestenergie der Partonen unterschritten wird, muß die Partonschauerentwicklung abgebrochen werden, da die starke Kopplungskonstante α_s nicht mehr hinreichend klein ist. Die Umwandlung der Partonen zu Hadronen (Hadronisierung) wird daher durch phänomenologische Modelle beschrieben.

(iv) Die instabilen Teilchen zerfallen in langlebige oder stabile Tochterteilchen, welche in den Detektoren vermessen werden können. Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern müssen aus Tabellen entnommen werden.

2.6 Motivation

Die Motivation für die Messung des inklusiven π^0-Spektrums läßt sich im wesentlichen in folgende Punkte zusammenfassen:

- Die Fragmentationsparameter für neutrale Objekte in den Hadronisierungsmodellen der Monte Carlo Simulation können mit Hilfe der Messung des inklusiven π^0-Spektrums angepaßt werden. Diese Anpassung ist für geladene Teilchen schon gemacht worden. Die neutralen Teilchen sind bisher weniger gut untersucht worden.

- Photonen von sehr hochenergetischen π^0's haben einen kleinen Zerfallswinkel und können daher oft nicht aufgelöst werden. Sie ergeben damit einen wesentlichen Untergrundbeitrag bei der Messung direkter Photonen; das sind Photonen, die direkt von einem der Quarks abgestrahlt worden sind und somit nicht aus Zerfällen stammen. Um diese Komponente abschätzen zu können, ist eine genaue Kenntnis des π^0-Spektrums erforderlich.

- Mit Hilfe von π^0's, die über Konversionen nachgewiesen werden, kann die Effizienz des elektromagnetischen Kalorimeters abgeschätzt werden.

Kapitel 3

LEP/ALEPH

3.1 LEP-Speicherring

Der LEP-Speicherring hat einen Umfang von etwa 27 km. Er befindet sich $50-150$ m tief unter der Erdoberfläche in der Umgebung des Hochenergie-Forschungszentrums CERN bei Genf. Im LEP-Speicherring werden Elektronen und Positronen in entgegengesetztem Umlaufsinn auf Strahlenergien über 45 GeV beschleunigt. Da die Elektronen und Positronen in Teilchenpaketen zusammengefaßt sind, gibt es mehrere Wechselwirkungspunkte. An vier Wechselwirkungspunkten stehen Detektoren (ALEPH,DELPHI, L3, OPAL), an denen die entstehenden Teilchen nachgewiesen werden. Um die Elektronen und Positronen in LEP einspeisen zu können, werden sie mit einem Linearbeschleuniger (LINAC) auf 600 MeV beschleunigt und in einem Akkumulatorring (EPA) gesammelt. Danach werden sie vom Proton Synchrotron (PS) auf eine Energie von 3.5 GeV und dann vom Super Proton Synchrotron (SPS) auf 20 GeV beschleunigt und in den LEP-Speicherring injiziert.

3.2 ALEPH-Detektor

Der ALEPH-Detektor [10, 11] soll die komplexen Ereignisse der Elektron-Positron-Wechselwirkungen im Energiebereich von 90 GeV bis 200 GeV mit bester Genauigkeit vermessen können. Daraus ergeben sich die folgenden Hauptmerkmale des Detektors:

- Abdeckung eines Raumwinkels von fast 4π;
- sehr gute Spurrekonstruktion und Impulsauflösung für geladene Teilchen;
- Nachweis neutraler Teilchen über elektromagnetische Schauer oder Kaskaden der starken Wechselwirkung in Kalorimetern. Diese müssen eine gute Winkel-

auflösung (Granularität) besitzen, um räumlich benachbarte Teilchen trennen zu können.

Ein Querschnitt des ALEPH-Detektors ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die wesentlichsten Detektorkomponenten sollen hier beschrieben werden. Dabei ist das ALEPH-Koordinatensystem wie folgt festgelegt. Die z-Achse ist durch die Elektronenstrahlrichtung gegeben. Als Ursprung wird der Sollwechselwirkungspunkt gewählt. Die x-Achse zeigt zum Zentrum des LEP-Ringes und die y-Achse nach oben, so daß die Achsen ein rechthändiges Orthogonalsystem bilden. Neben kartesischen Koordinatensystem (x, y, z) werden auch Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) und Kugelkoordinaten (r, θ, ϕ) benutzt.

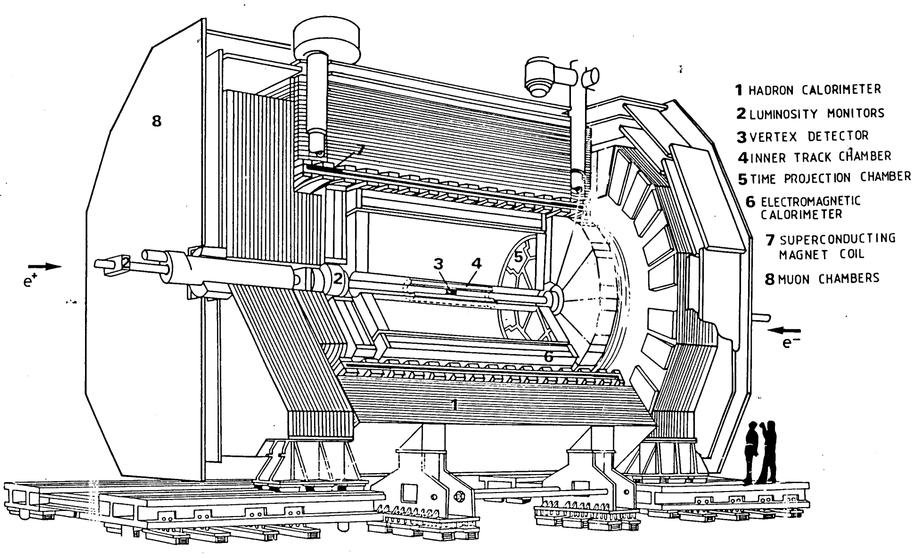

Abbildung 3.1: *Querschnitt des ALEPH-Detektors [10]*

- **V**ertex-**DET**ektor (VDET)
  Der Minivertexdetektor ist ein Siliziumstreifendetektor mit 2 konzentrischen Lagen von Siliziumplättchen, diese Lagen sind etwa 20 cm lang und haben einen Radius von 6.5 cm bzw. 11.3 cm. Jede Lage des VDET bildet eine Vieleckstruktur, an deren Kanten Bauteile der Ausleseelektronik untergebracht sind. Der VDET hat eine Punktauflösung von $\sigma_{\rho\phi} = 12\ \mu$m bzw. $\sigma_z = 12\ \mu$m. Dies ermöglicht die Erkennung von Teilchen, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt stammen.

- Innere Spurkammer
  Die innere Spurkammer (ITC: **I**nner **T**racking **C**hamber) ist eine Vieldraht-Driftkammer. In ihr befinden sich acht Lagen mit Signaldrähten. Sie hat ein aktives Volumen von 2 m Länge mit 12.7 cm innerem und 28.5 cm äußerem Radius. Die Ortsauflösung der ITC beträgt $\sigma_{\rho\phi} = 150\ \mu$m bzw. $\sigma_z = 3$ cm. Die ITC stellt außerdem eine schnelle Triggerentscheidung auf geladene Spuren bereit.

- Zeitprojektionskammer
  Die Zeitprojektionskammer (TPC: **T**ime **P**rojections **C**hamber) besteht aus einem zylindrischen Driftvolumen, in deren Mittelebene sich eine 25 μm Mylar-Folie als zentrale Elektrode befindet und ebenen Drahtkammern an beiden Enden. Diese Elektrode teilt das aktive Driftvolumen in zwei Bereiche mit je 2.2 m Länge, in denen ausschließlich das Nachweisgas (91% Argon und 9% Methan bei $(21.0 \pm 0.5)^o$ C und einem Überdruck von ca 7.5 mbar) enthalten ist. Die TPC leistet eine drei-dimensionale Spurerkennung (Punktauflösung: $\sigma_{\rho\phi} = 173\ \mu$m, $\sigma_z = 740\ \mu$m) mit bis zu 21 Raumpunkten pro Spur. Dieses ermöglicht eine präzise Impulsmessung (für den Transversalimpuls p_t senkrecht zur Strahlachse gilt: $\sigma(1/p_t) = 0.0012(\,\mathrm{GeV}/c)^{-1})$[1]. Durch Messung der spezifischen Ionisation $\frac{dE}{dx}$ entlang der Spur ist eine Teilchenidentifizierung möglich.

- Elektromagnetisches Kalorimeter
  Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL: **E**lectromagnetic **CAL**orimeter) besteht aus 45 sich abwechselnden Lagen von Bleiplatten und Drahtkammern (Sampling Kalorimeter). Das ECAL setzt sich aus einer zylinderförmigen Ummantelung (Barrel) und zwei Endkappen zusammen. Es wird zum Nachweis von Photonen und zur Identifizierung von Elektronen durch das für sie charakteristische Schauerprofil benötigt. Die Energie und die Position der Schauer wird über 30 mm $\times$ 30 mm große Kathodenpads ausgelesen, die zu Türmen verschaltet sind, welche zum Wechselwirkungspunkt gerichtet sind. Diese Türme werden in 3 Segmenten von 4, 9 und 9 Strahlungslängen ausgelesen. Das ECAL besitzt eine Energieauflösung von: $\sigma(E)/E = 0.179/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}} + 0.009$, die Winkelauflösung beträgt: $\sigma_{\theta,\phi} = (2.5/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}} + 0.25)$ mrad.

- Supraleitende Spule
  Die supraleitende Spule erzeugt mit einem Strom von 5000 A in den Spurkammern und im elektromagnetischen Kalorimeter ein homogenes Magnetfeld von 1.5 T in z-Richtung.

[1] Bei Verwendung von ITC + TPC Informationen beträgt die Impulsauflösung $\sigma(1/p_t) = 0.0008(\,\mathrm{GeV}/c)^{-1}$. Liegen auch Informationen des VDET vor, so kann eine Impulsauflösung von $\sigma(1/p_t) = 0.0006(\,\mathrm{GeV}/c)^{-1}$ erreicht werden.

- Hadronisches Kalorimeter
  Das Hadronische Kalorimeter (HCAL: **H**adronic **CAL**orimeter) ist aus sich abwechselnden Lagen von Eisenplatten und Streamerrohr-Kammern aufgebaut. Es dient in Kombination mit dem ECAL zur Messung von hadronischer Energie mit einer Auflösung von $\sigma(E)/E = 0.85/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}}$. Außerdem wird das HCAL auch zur Myonidentifikation benutzt und stellt das Rückflußjoch für das Magnetfeld dar.

- Myonkammern
  Die Myonkammern bestehen aus zwei Doppelschichten von Streamerrohr-Kammern, die den gesamten Detektor umschließen. Nur Myonen (und natürlich Neutrinos) können das HCAL durchdringen und werden in den Myonkammern nachgewiesen.

- Untergrund- und Luminositätsmonitore
  Zur Bestimmung des Strahluntergrundes und der Strahlluminosität werden weitere Detektorkomponenten benötigt:

  SAMBA (**S**mall **A**ngle **M**onitor of the **BA**ckground) besteht aus vier halbkreisförmigen Vieldrahtproportionalkammern, die in 8 Pads ausgelesen werden. Er befindet sich $+2,3$ m und $-2,3$ m vom Wechselwirkungspunkt entfernt um das Strahlrohr herum. LCAL (**L**uminosity **CAL**orimeter) und SICAL (**SI**licon luminosity **CAL**orimeter) dienen vornehmlich der Luminositätsmessung.

Kapitel 4

Datennahme und Monte Carlo Simulation

4.1 Datennahme

Daten, die im Experiment aufgenommen werden und die 3 Triggerebenen passieren werden abgespeichert. Dabei werden folgende Bearbeitungsstufen unterschieden:

- RAW : Alle vom Detektor aufgenommenen Informationen von Ereignissen, welche die 3 Triggerbedingungen erfüllen, werden unbearbeitet als RAW-Daten abgespeichet.

- POT : Als POT-Daten (POT: **P**roduction **O**utput **T**ape) werden die mit JULIA (JULIA: **J**ob to **U**nderstand **L**ep **I**nteractions in **A**leph) bearbeiteten Daten bezeichnet. Das Datenrekonstruktionsprogramm JULIA; leistet die Spurerkennung und Kalorimeterrekonstruktion. Die Ergebnisse werden in sogenannten 'BOS'-Bänken abgespeichert. Einige der 'BOS'-Bänke sind:

  - FRFT : Spuren von geladenen Teilchen beschreiben im Magnetfeld des ALEPH-Detektors eine Helix. Diese wird durch 5 Parameter beschrieben, die in der 'FRFT'-Bank abgespeichert sind. Außerdem ist das χ^2 dieser Anpassung hier gespeichert.
  - FRTL : Hier werden die Anzahlen der gemessenen TPC- ITC- und VDET-Koordinaten aufgelistet.
  - TEXS : Die Ergebnisse der Messung des spezifischen Energieverlustes befinden sich in der 'TEXS'-Bank.
  - EIDT : In der Elektron-Identifikations-Bank 'EIDT' werden Informationen über das Profil des von dem Teilchen im ECAL verursachten elektromagnetischen Schauers abgespeichert.

  - PECO : In der 'PECO'-Bank sind Parameter der im Kalorimeter rekonstruierten Cluster aufgelistet.
  - PGPC : Die Ergebnisse der Photonrekonstruktion (siehe Abschnitt 7.2) befinden sich in der 'PGPC'-Bank.

- DST : DST-Daten (DST: **D**ata **S**ummary **T**ape) beinhalten alle Informationen der POT-Daten. Untergrundereignisse sind in diesem Datensatz nicht mehr abgespeichert.

- MINI : Die MINI-Datenverarbeitungsebene besitzt 'BOS'-Bänke analog zu POT oder DST-Daten. Weniger gebräuchliche Parameter werden nicht abgespeichert, andere werden teilweise mit geringerer Präzision aufgelistet. Vorteil der MINI-Datenverarbeitungsebene ist der einfache und schnelle Zugriff.

- NANO : Bei den NANO-Daten sind die abgespeicherten Informationen nocheinmal reduziert worden.

4.2 Monte Carlo Simulation

Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen wird von Monte Carlo Generatoren auf der Grundlage verschiedener phänomenologischer Modelle simuliert. Diese Modelle unterscheiden sich vor allem in der Hadronisierung (Abschnitt (iii) in Abbildung 2.2). Als Beispiele für solche Modelle sollen das String-Modell und das Cluster-Modell betrachtet werden:

- Das String-Modell:
  Den Monte Carlo Generatoren JETSET 7.3, HVFL03 und HVFL04 liegt das String-Modell zugrunde. Ausgangspunkt des String-Modells ist das Confinement. Das Farbfeld von Quarks bildet einen Flußschlauch der als 'String' modelliert wird. Dieser Flußschlauch bildet sich nach dem Partonschauer (Abschnitt (ii) in Abbildung 2.2) zwischen den beiden primären Quarks aus. Die potentielle Energie der Quarks nimmt linear mit ihrem Abstand zu, so daß ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden kann, dessen Farbladungen mit denen des ursprünglichen Quark-Antiquark-Paares identisch ist. Somit werden zwei Flußschläuche gebildet. Dieser Vorgang wird durch das Aufbrechen des Strings beschrieben und solange fortgesetzt, bis die invariante Masse des Strings etwa genauso groß ist wie die Hadronmassen. Baryonen werden erzeugt, indem beim Aufbrechen des Strings ein Diquark-Paar entsteht. Gluonen werden als Knicke im String dargestellt.

- Das Cluster-Modell:
  Dem Monte Carlo Generatoren HERWIG 5.6 liegt das Cluster-Modell zugrunde. Nach dem Abbrechen des Partonschauers wird die Bildung von farbneutralen Clusteren erzwungen. Dabei wird wie folgt vorgegangen:

  1. Alle Gluonen sollen in zwei Quarks $g \to q\bar{q}$ zerfallen.
  2. Quarks werden mit benachbarten Antiquarks zu farblosen Clustern verbunden.
  3. Diese Cluster zerfallen in Hadronen.

Für die von den Monte Carlo Generatoren generierten Teilchen, wird das Verhalten des ALEPH-Detektors durch das GALEPH-Programm simuliert. Hierbei werden die Auflösung des Detektors, sowie Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor (z.B. Konversionen) simuliert. Als Ergebnis stehen dann Monte Carlo Ereignisse zur Verfügung, die analog zu den RAW-Daten weiterverarbeitet werden.

Kapitel 5

π^0-Nachweismethoden

Wie in Kapitel 2 erwähnt zerfallen etwa 98.8% der π^0's in zwei Photonen. Da das Pion das leichteste Hadron ist, entsteht es in vielen Zerfällen. Aus der Monte Carlo Simulation ist zu entnehmen, daß bei multihadronischen Z^0-Zerfällen im Mittel $9-10$ π^0's entstehen (die genauen Zahlen der verschiedenen Generatoren sind in Kapitel 9 in Tabelle 9.5 aufgeführt). Somit gibt es im Mittel fast 20 Photonen pro Ereignis aus π^0-Zerfällen. Bei den meisten Z^0-Zerfällen handelt es sich um 2-Jet-Ereignisse, das sind Zerfälle, bei denen die entstehenden Teilchen in zwei Richtungen gebündelt sind. In solchen Ereignissen befinden sich also in jedem Jet etwa 10 Photonen, deren Flugrichtungen untereinander recht kleine Winkel haben. Die Impulse der Photonen können gemessen werden. Daher läßt sich die invariante Masse berechnen. Die große Zahl von Photonen pro Ereignis führt zu einer hohen Anzahl von zufälligen $\gamma\gamma$-Kombinationen mit kleiner invarianter Masse (im Bereich der π^0-Masse). Die Kombinationen von Photonen unterschiedlicher π^0's werden auch kombinatorischer Untergrund genannt. Um trotz des sehr großen kombinatorischen Untergrundes[1] ein π^0-Signal messen zu können, ist eine gute Massenauflösung der π^0's, und damit eine gute Impulsauflösung der Photonen unverzichtbar.

Die Energieauflösung von Photonen, die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen wurden beträgt $\delta E/E = 0.25/\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}}$ [11]. Eine zweite Möglichkeit, am ALEPH-Detektor Photonen zu vermessen, sind Konversionen im Strahlrohr oder in den Spurkammern [14, 15]. Durch die sehr gute Impulsauflösung für geladene Spuren, die in der TPC (oder TPC + ITC oder sogar TPC + ITC + VDET) vermessen werden, ergibt sich eine Energieauflösung für Konversionsphotonen von $\delta E/E \approx 0.015$.

[1] Der Untergrundanteil, der aus Kombinationen mit Photonen aus anderen Zerfällen (wie z.B.: $\eta \to \gamma\gamma$, $\omega \to \pi^0\gamma$, $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$), Bremsstrahlungsphotonen oder direkten Photonen besteht, ist wesentlich kleiner als der kombinatorische Untergrund.

Es gibt daher drei verschiedene Möglichkeiten, π^0's zu rekonstruieren. Diese Möglichkeiten, mit ihren charakteristischen Vor- und Nachteilen sollen kurz beschrieben werden.

1. Für Kombinationen aus zwei ECAL-Photonen ist eine Messung des π^0-Signals erst für Pion-Energien ab etwa 5 GeV möglich [18]. In diesem Energiebereich liegen noch 11% der π^0's. Für sehr hohe π^0-Energien wird eine solche Messung durch den kleinen Zerfallswinkel der Photonen erschwert. Dieser führt dazu, daß sich die Schauer im ECAL überlappen, was eine große Ungenauigkeit in der π^0-Messung (rekonstruierte π^0-Masse $\approx$ 160 MeV/c^2 für π^0-Energien $\approx$ 25 GeV) zur Folge hat. Für π^0-Energien zwischen 5 GeV und 20 GeV beträgt die Breite des π^0-Signals etwa 20 MeV/c^2.

2. Für Kombinationen aus ECAL-Photon und Konversionsphoton ist die Statistik wesentlich geringer, da nur 7% der Photonen im Detektor konvertieren. Eine Messung des π^0-Signals ist hier schon ab etwa 1 GeV möglich. Dieser Energiebereich deckt 57% des π^0-Spektrums ab. Da eines der beiden beim Zerfall entstandenen Photonen konvertiert ist, kann im ECAL ein isoliertes Photon gemessen werden, selbst wenn die π^0-Energie sehr groß war. Allerdings muß hier der Effekt, daß das ECAL-Signal fälschlicherweise als von zwei Photonen ausgelöst erkannt wird, beachtet werden. Die Messung ist für hohe π^0-Energien wesentlich genauer (rekonstruierte π^0-Masse $\approx$ 135 MeV/c^2) als die über zwei ECAL-Photonen. Für π^0-Energien zwischen 5 GeV und 20 GeV beträgt die Breite des π^0-Signals etwa 15 MeV/c^2 (siehe auch Abbildung 12.4 und 12.5 in Kapitel 12).

3. Kombinationen aus zwei Konversionsphotonen sind noch seltener. Der wesentliche Vorteil einer solchen Messung des π^0 ist das Fehlen jeglicher Einflüsse des ECAL. Die Signalbreite beträgt $10 - 15$ MeV/c^2 (siehe auch Abbildung 12.1 und 12.2 in Kapitel 12).

In dieser Analyse wird das π^0-Spektrum mit der 2. und 3. Methode für π^0-Energien ab etwa 1 GeV vermessen. Im folgenden wird nicht mehr die π^0-Energie, sondern der π^0-Impuls p_π normiert auf Strahlimpuls p_{Strahl} betrachtet; diese Größe wird x_p bezeichnet,

$$x_p := \frac{p_\pi}{p_{Strahl}}.$$

Kapitel 6

Ereignisselektion

Es werden alle 'perfect or maybe perfect'[1] Ereignisse aus den Jahren 1992 und 1993 mit 'TPC ok' oder 'TPC-short successfully corrected' und Schwerpunktsenergie (91.25 ± 0.10) GeV verwendet. Bei den Monte Carlo Ereignissen wurde nicht die gesamte Statistik verwendet, sondern nur etwa so viele Ereignisse, wie auch in den Daten zur Verfügung stehen. Diese Auswahl wurde mit dem Datenverwaltungsprogramm SCANBOOK durchgeführt.

6.1 Multihadronische Ereignisse

Um $q\bar{q}$-Ereignisse zu selektieren, werden folgende Forderungen aufgestellt:

- mindestens 5 'gute' Spuren, wobei eine Spur als 'gut' gezählt wird, wenn

    1. sie mindestens 4 gemessene TPC-Koordinaten hat;
    2. sie einen Zylinder um den Primärvertex mit Radius $d_0 = 2\,\mathrm{cm}$ und der Länge $2 \cdot z_0 = 10\,\mathrm{cm}$ kreuzt;
    3. der Polarwinkel θ von der Strahlachse gemessen zwischen 20^o und 160^o ist $(|\cos\theta| \leq 0.94)$;
    4. der Transversalimpuls p_t zur Strahlachse mindestens $200\,\mathrm{MeV}/c$ beträgt.

- alle guten Spuren eine Gesamtenergie von mindestens 15 GeV haben (wobei für die Teilchen Pionmasse angenommen wird);

- der Polarwinkel der Sphärizitätsachse θ_{sph} zwischen 35^o und 145^o liegt $(|\cos\theta_{sph}| \leq 0.82)$.

[1] das heißt, daß alle wesentlichen Detektorkomponenten einwandfrei gearbeitet haben.

Die Forderungen nach mindestens 5 'guten' Spuren und nach einer Gesamtenergie von mindestens 15 GeV sollen gewährleisten, daß es sich bei den gewählten Ereignissen um multihadronische Ereignisse (d.h. $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$) handelt. Die Standardauswahl für $q\bar{q}$-Ereignisse ('class 16'-Selektion) stellt ähnliche Anforderungen in etwas abgeschwächter Form. Der Schnitt auf den Polarwinkel der Sphärizitätsachse soll Ereignisse verwerfen, die nicht vollständig im Detektor vermessen wurden. Dieser Schnitt fehlt in der 'class 16'-Selektion ganz.

In Tabelle 6.1 sind die Anzahlen der verwendeten (vor der Ereignisselektion) und der selektierten Ereignisse aufgelistet.

Jahr	Monte Carlo Generator	verwendete Ereignisse		selektierte Ereignisse	
		Daten	Monte Carlo	Daten	Monte Carlo
1992	HFVL03	678900	700000	535385	554509
1993	HFVL04	477658	500000	377380	395891

Tabelle 6.1: *Anzahl der verwendeten und der selektierten Ereignisse*

Kapitel 7

Photonselektion

Das π^0 wird über den Zerfall in 2 Photonen (siehe auch Kapitel 5) rekonstruiert. Im ersten Teil dieses Kapitels wird gezeigt, wie Photonen über Konversion nachgewiesen werden können. Im zweiten Teil wird auf die im ECAL vermessenen Photonen eingegangen.

7.1 Konversionsphotonen

Konversionsphotonen werden mit der ALPHA-Routine 'QPAIRF' [13] durch das entstehende e^+e^--Paar, welche als geladene Spuren vermessen werden, nachgewiesen. Etwa 17 der 21 geladenen Spuren pro Ereignis stammen von Pionen, aber durchschnittlich nur 1.5 Spuren von Elektronen und Positronen. Daher werden zuerst Spuren von e^+/e^--Kandidaten ausgewählt.

7.1.1 Spur-Anforderungen

Um die Qualität der Spurmessung sicherzustellen, werden folgende Anforderungen gestellt:

- mindestens 4 gemessene TPC-Koordinaten;
- Polarwinkel θ zwischen 20^o und 160^o ($|\cos\theta| \leq 0.94$);
- Transversalimpuls p_t mindestens 200 MeV$/c$.

Diese Qualitätsschnitte entsprechen den Selektionsschnitten für 'gute' Spuren in der Ereignisselektion, mit der Ausnahme, daß die Spur nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen muß.

7.1.2 e^+/e^--Kandidatenselektion

Die Qualitätsschnitte ändern die Anteile der Teilchensorten an den Spuren nicht wesentlich. Um den Anteil der Elektronen und Positronen zu erhöhen, wird auf den spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der geladenen Spuren geschnitten. Diese Größe wird in den Endkappen der TPC gemessen. Hierfür sind 338 Drähte vorhanden. Eine geladene Spur mit $\frac{dE}{dx}$-Messung auf mindestens 35 Drähten wird als e^+/e^--Kandidat akzeptiert, wenn gilt:

$$-3.0 \leq \chi_{\frac{dE}{dx}} := \frac{\frac{dE}{dx}^{meas.} - \frac{dE}{dx}^{exp.}}{\sigma_{dE/dx}} \leq 4.0 \tag{7.1}$$

mit: $\frac{dE}{dx}^{meas.}$: der gemessene Energieverlust
$\frac{dE}{dx}^{exp.}$: der erwartete Energieverlust für Elektronen und Positronen
$\sigma_{dE/dx}$: die erwartete Standardabweichung des Energieverlustes

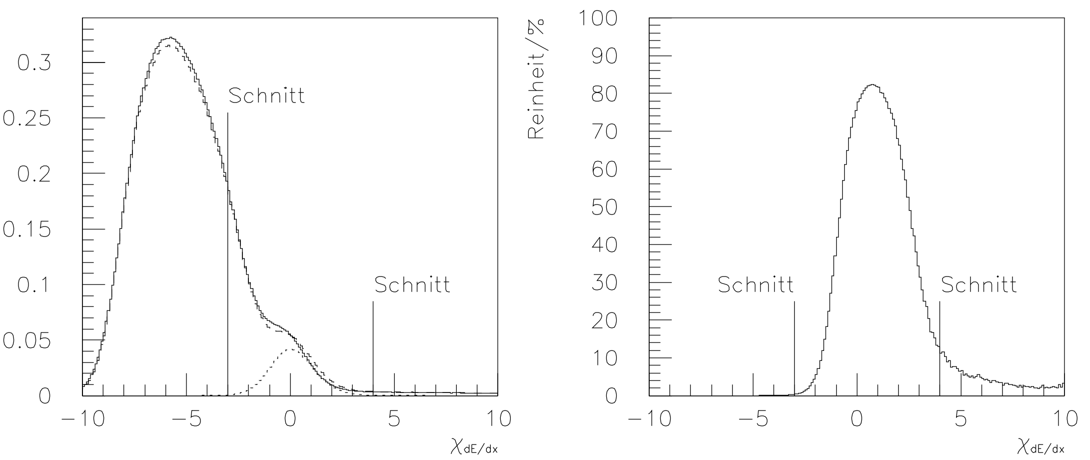

Abbildung 7.1: *$\chi_{dE/dx}$-Verteilung aller Spuren (nach Qualitätsschnitten) mit $\frac{dE}{dx}$-Information auf mindestens 35 Drähten in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie, wahre e^+/e^- gepunktet) und die Reinheit der e^+/e^--Kandidatenselektion als Funktion von $\chi_{dE/dx}$*

In Abbildung 7.1 ist diese Größe für alle Spuren nach den Qualitätsschnitten dargestellt, falls diese auf mindestens 35 Drähten vermessen ist. Das durchgezogene Histogramm stellt die Daten dar, die gestrichelte Linie kennzeichnet die Monte Carlo Simulation und die punktierte Kurve zeigt die Spuren aus der Monte Carlo Simulation, die von Elektronen oder Positronen (wahre e^+/e^-) stammen. Außerdem ist die Reinheit, also der Anteil der wahren Elektronen und Positronen in der Monte Carlo Simulation, als Funktion von $\chi_{dE/dx}$ aufgetragen.

Um den Anteil der e^+/e^--Spuren nochmals zu steigern, werden auch ECAL-Estimatoren über das transversale Schauerprofil R_t und das longitudinale Schauerprofil R_l verwendet. Diese Parameter stehen in der 'Elektron-Identifikations-Bank' (EIDT) [13] zur Verfügung. Sie geben die Abweichungen der Breite und Länge des im elektomagnetischen Kalorimeter gemessenen Schauers von den erwarteten Werten für Elektronen und Positronen wieder, wobei sie auf die Standardabweichungen der Messung normiert sind. Eine Spur mit ECAL-Informationen[1] und einem Impuls von mindestens 1.5 GeV/c wird als e^+/e^--Kandidat akzeptiert, wenn gilt:

$$R_t := \frac{X - X^0}{\sigma_X} \geq -3.0 \tag{7.2}$$

mit: $X := \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4}{p}$, wobei: E_i^4 = Energiedeposition in den 4 nähsten Zellen zur Spur in der i-ten Lage

p = Impuls des Teilchens

X^0 := der erwartete X-Wert für Elektronen und Positronen
σ_X := die erwartete Standardabweichung von X

und:

$$R_l := \frac{a - a_0}{\sigma_a} \geq -2.5 \tag{7.3}$$

mit: $a := \frac{<S^2> - <S>^2}{<S>^2}$, wobei: $< S > = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4 \cdot S_i}{\sum_{i=1}^{3} E_i^4}$ 1. Moment der Schauertiefe

$< S^2 > = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4 \cdot S_i^2}{\sum_{i=1}^{3} E_i^4}$ 2. Moment der Schauertiefe

E_i^4 = Energiedeposition in den 4 nähsten Zellen zur Spur in der i-ten Lage

S_i = Tiefe des Schauerschwerpunktes in der i-ten Lage

a_0 := der erwartete a-Wert für Elektronen und Positronen
σ_a := die erwartete Standardabweichung von a

[1] Auf R_t wird nur geschnitten, wenn auch Informationen über R_l vorliegen.

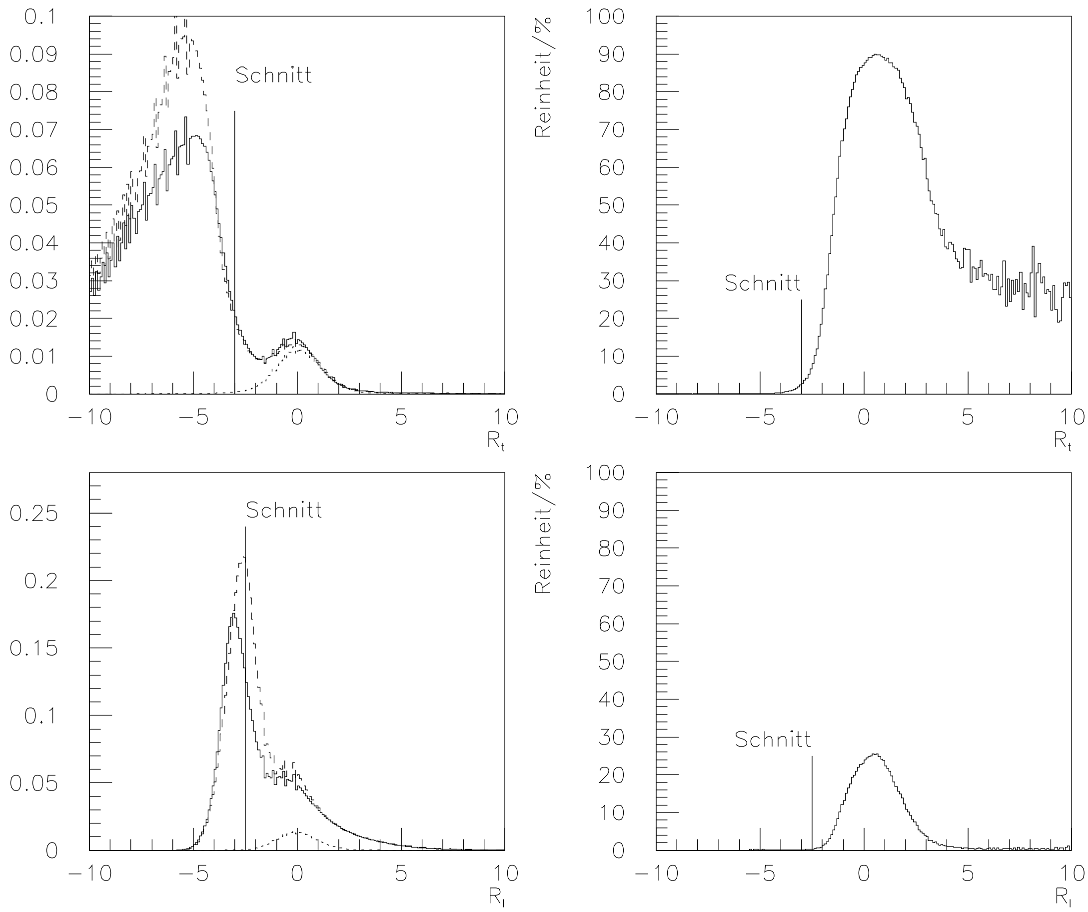

Abbildung 7.2: *R_t-Verteilung (oben) und R_l-Verteilung (unten) aller Spuren (nach Qualitätsschnitten) mit ECAL-Informationen und einem Impuls von mindestens 1.5 GeV/c in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie, wahre e^+/e^- gepunktet) und die Reinheit der e^+/e^--Kandidatenselektion als Funktion von R_t und R_l*

In Abbildung 7.2 sind die beiden Größen R_t und R_l für alle Spuren nach den Qualitätsschnitten dargestellt, falls diese im ECAL vermessen sind und der Impuls des Teilchens mindestens 1.5 GeV/c beträgt. Das durchgezogene Histogramm stellt die Daten dar, die gestrichelte Linie kennzeichnet die Monte Carlo Simulation und die punktierte Kurve zeigt die wahren Elektronen und Positronen. Außerdem ist die Reinheit als Funktion von R_t und R_l aufgetragen.

Zusammengefaßt ergeben sich folgende Schnitte für e^+/e^--Kandidaten:

- Spurqualität
  - mindestens 4 gemessene TPC-Koordinaten
  - $|\cos\theta| \leq 0.94$
  - $p_t \geq 200$ MeV/c
- $-3.0 \leq \chi_{\frac{dE}{dx}} \leq 4.0$ für Spuren mit $\frac{dE}{dx}$-Messung auf mindestens 35 Drähten
- $R_t \geq -3.0$ für Spuren mit ECAL-Messung des Schauerprofils und mindestens 1.5 GeV/c Impuls
- $R_l \geq -2.5$ für Spuren mit ECAL-Messung des Schauerprofils und mindestens 1.5 GeV/c Impuls

Eine $\frac{dE}{dx}$-Information auf mindestens 35 Drähten ist für 79.9% aller Spuren (nach Qualitätsschnitten) vorhanden. Der $\frac{dE}{dx}$-Schnitt hat eine Effizienz von 98.5%. Der Untergrundanteil aller so gewählten Spuren beträgt 55.9%.

Für 36.9% der geladenen Spuren mit Qualitätsschnitten gibt es ECAL-Informationen über R_t und R_l (Impuls mindestens 1.5 GeV/c). 96.1% der Elektronen und Positronen (mit Qualitätsschnitten) erfüllen die Forderungen (7.2) und (7.3.) Der Untergrund beträgt 46.2%.

Diese Selektion (nach den Spurqualitätsschnitten) hat eine Effizienz von 98.2%. Da Spuren ohne $\frac{dE}{dx}$-Messung und ohne ECAL-Informationen als e^+/e^--Kandidaten akzeptiert werden, beträgt der Untergrund insgesamt 72.0%. Es wurden 78.6% der Spuren, die nicht von Elektronen oder Positronen stammen, verworfen. Die Reinheit der Spurmenge wird durch die im folgenden beschriebene Paarfindungs-Routine noch wesentlich erhöht.

7.1.3 Paarfindungs-Routine

Die Impulse des e^+e^--Paares einer Konversion sind in guter Näherung parallel. Da die Impulse der Tochterteilchen sehr viel größer als deren Ruhemassen sind, kann der Rückstoßimpuls auch für Paarerzeugung an einem Elektron vernachlässigt werden (für schwerere Rückstoßpartner wird der Rückstoßimpuls durch deren Masse vernachlässigbar). Weil Photonen keine Ruhemasse besitzen ist der Winkel zwischen den Tochterspuren am Konversionsort $\approx 0^o$. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu langlebigen ($c\tau \approx$ cm) Zerfällen neutraler Teilchen in ein Paar ungleich geladener Tochterteilchen (sogenannten V^0's, wie z.B.: $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$). Wegen des Magnetfeldes in den Spurkammern sind die Spuren von Elektron und Positron Schraubenlinien, deren Achsen in z-Richtung zeigen. Die Projektionen auf die xy-Ebene sind Kreise, die am Konversionsort einen gemeinsamen Berührungspunkt besitzen. Wegen der begrenzte Meß- und Rekonstruktionsgenauigkeit überkreuzen sich die Kreise oder sie werden etwas getrennt. Die ALPHA-Routine 'QPAIRF' [13] sucht die Punkte auf zwei Spuren, an denen die Projektionen auf die xy-Ebene parallel sind und der Abstand zwischen ihnen minimal ist. Der Mittelpunkt der Geraden, die diese Punkte verbindet wird als möglicher Konversionsort angenommen. Für die Analyse werden folgende Größen verwendet:

- d_{xy} : Abstand der beiden Punkte in der xy-Ebene, in denen die Projektionen der Spuren auf die xy-Ebene parallel sind. Falls diese sich überkreuzen ist d_{xy} negativ, sonst ist d_{xy} positiv.
- d_z : Abstand der beiden Punkte, zwischen denen d_{xy} gemessen wird, in z-Richtung. d_z wird immer positiv definiert.
- μ_{ee} : Invariante Masse der beiden Spuren am Konversionsort (wobei für die Spuren Elektronmasse angenommen wird).
- ρ_{Konv} : Konversionsradius, das ist der Abstand des Konversionsortes zur Strahlachse.
- z : z-Koordinate des Konversionsortes.
- $\vec{p}$: Impulssumme der beiden Spuren am Konversionsort.

Die Größen d_{xy}, d_z und μ_{ee} sollten bei fehlerfreier Messung und Rekonstruktion für Konversionen verschwinden. Die ρ_{Konv}-Verteilung hängt von der Materialbelegung des Detektors ab. Bedingt durch das Vakuum im Strahlrohr können hier keine Konversionen stattfinden.

Alle Spurpaare von ungleich geladenen e^+/e^--Kandidaten werden als Konversionen angenommen, wenn sie folgende Anforderungen erfüllen:

- $-1.0 \text{ cm} \leq d_{xy} \leq 1.5 \text{ cm}$ (innen), $|d_{xy}| \leq 1.5 \text{ cm}$ (außen)
- $d_z \leq 1.5 \text{ cm}$
- $\mu_{ee} \leq 30 \text{ MeV}/c^2$
- $4 \text{ cm} \leq \rho_{Konv} < 140 \text{ cm}$

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

Es hat sich herausgestellt, daß d_{xy} in verschiedenen Detektorbereichen unterschiedlich gut vermessen wird. Daher wird bei dem Schnitt auf diese Größe unterschieden, ob der Konversionsort im inneren ($4 \text{ cm} \leq \rho_{Konv} < 20 \text{ cm}$) oder im äußeren ($20 \text{ cm} \leq \rho_{Konv} < 140 \text{ cm}$) Detektorbereich liegt. Bei d_z und μ_{ee} sind diese Unterschiede auch zu erkennen, allerdings hat sich eine Aufteilung in zwei Detektorbereiche nicht bewährt, da auf diese Größen nur schwach geschnitten wird.

Die Schnittgrößen d_{xy} (für die unterschiedlichen Detektorbereiche), d_z und μ_{ee} sind in den Abbildungen 7.3 und 7.4 für alle Spurpaare zweier e^+/e^--Kandidaten mit unterschiedlicher Ladung nach der vollständigen Paarselektion, mit Ausnahme des Schnittes auf die jeweils gezeigte Größe dargestellt. Das durchgezogene Histogramm zeigt die Daten, die gestrichelte Linie steht für die Monte Carlo Simulation und die punktierte Kurve kennzeichnet alle Spurpaare aus wahren Elektronen und Positronen, die von demselbem Photon stammen (wahre Konversionen). Hierbei wird berücksichtigt, daß Elektron oder Positron oder beide Bremsstrahlung erzeugen können und somit deren Mutterteilchen ein Elektron bzw. Positron ist, dessen Mutterteilchen dann betrachtet wird. Außerdem ist die Reinheit, also der Anteil aller akzeptierten Paare in der Monte Carlo Simulation, die von einer Konversion stammen, als Funktion der Schnittgrößen aufgetragen.

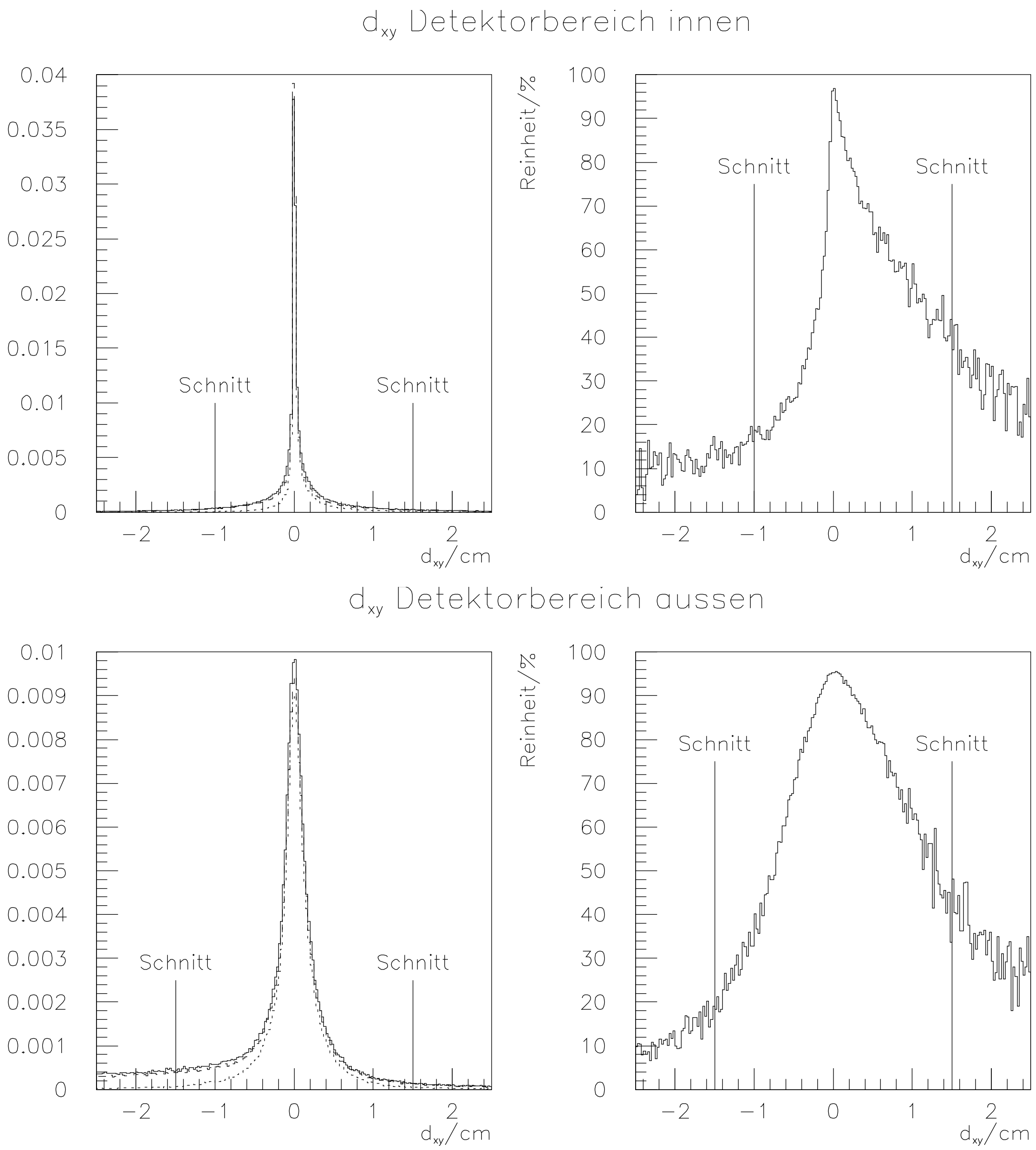

Abbildung 7.3: *d_{xy}-Verteilung aller Paare nach der Konversionsselektion ohne d_{xy}-Schnitt für die beiden Detektorbereiche in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie, wahre Konversionen gepunktet) und die Reinheit der Paarselektion als Funktion von d_{xy}*

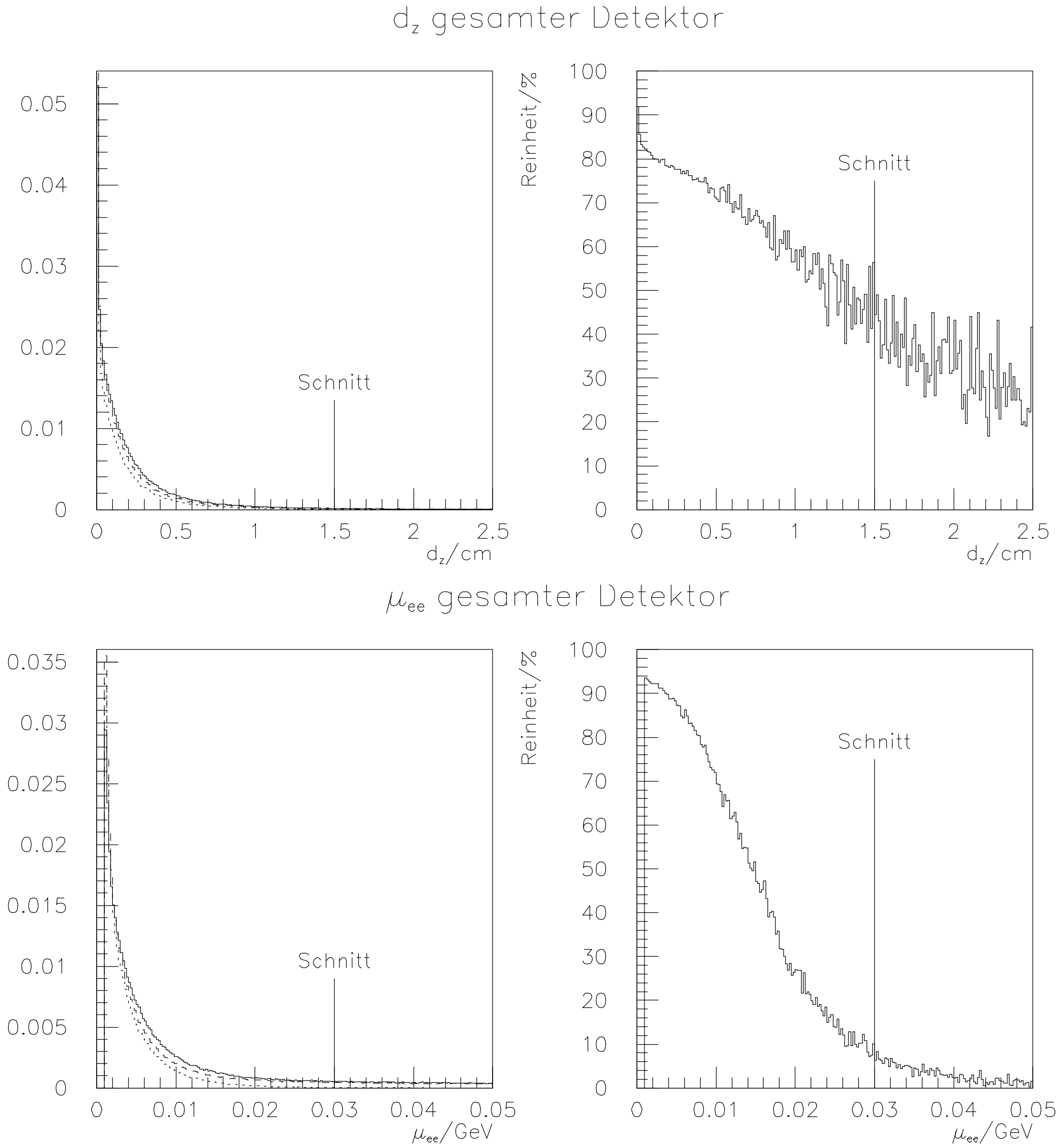

Abbildung 7.4: *$d_z(\mu_{ee})$-Verteilung aller Paare nach der Konversionsselektion ohne $d_z(\mu_{ee})$-Schnitt in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie, wahre Konversionen gepunktet) und die Reinheit der Paarselektion als Funktion von $d_z(\mu_{ee})$*

In der Darstellung (Abbildung 7.5) des Konversionsradius ρ_{Konv} ist die Struktur des ALEPH-Detektors sehr gut zu erkennen. Besonders deutlich sind die innere ($\rho_{Konv} \approx 6.5$ cm) und äußere ($\rho_{Konv} \approx 11.3$ cm) Lage des VDET, die Innenwand ($\rho_{Konv} \approx 12.7$ cm) und die Außenwand ($\rho_{Konv} \approx 28.5$ cm) der ITC sowie die Innenwand der TPC ($\rho_{Konv} \approx 31$ cm) zu sehen.

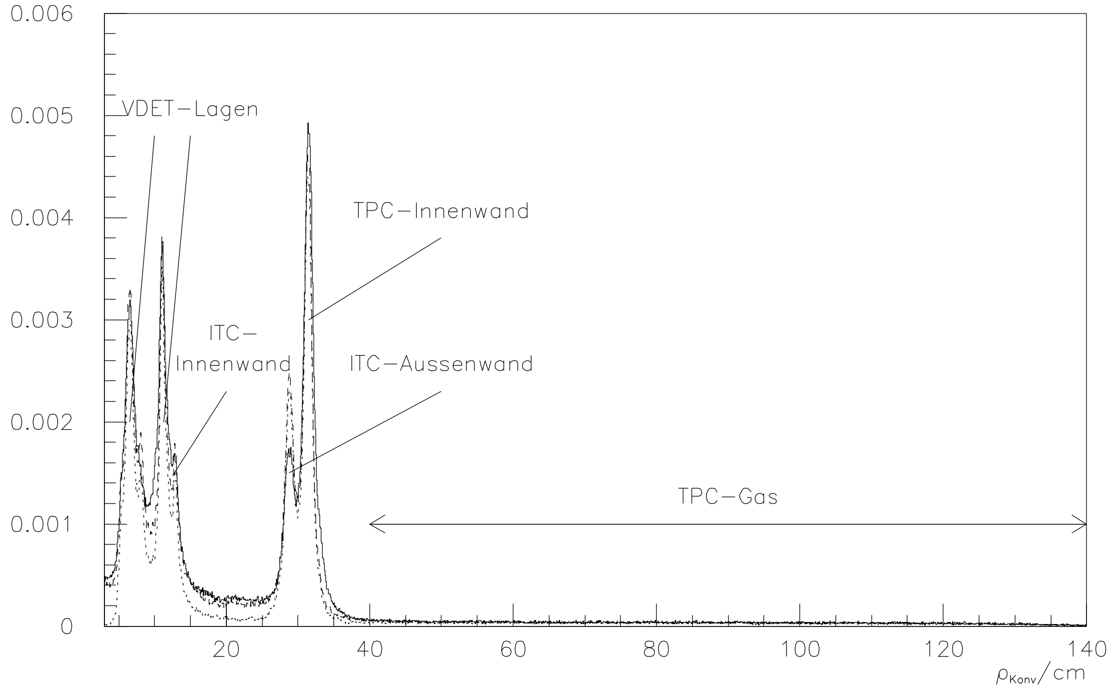

Abbildung 7.5: ρ_{Konv}*-Verteilung aller Paare nach der Konversionsselektion ohne* ρ_{Konv}*-Schnitt in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie, wahre Konversionen gepunktet)*

Die Selektion hat eine Gesamteffizienz von 1.38% und eine Reinheit von 80.5%. Hierbei wurde schon berücksichtigt, daß nur 7.0% der Photonen konvertieren. Da von den Tochterteilchen ein Transversalimpuls p_t von mindestens 200 MeV/c gefordert wird, können nur Konversionsphotonen mit $p_t \geq 400$ MeV/c nachgewiesen werden; für diese beträgt die Effizienz 44.3%.

7.2 ECAL-Photonen

Die im Kalorimeter gemessenen Photonen werden in dem ALPHA Programm als 'GAMPEX'-Photonen [13, 16, 17] bereitgestellt. Dabei wird wie folgt vorgegangen:

Zuerst werden elektromagnetische Cluster gebildet, indem die inneren Segmente der Kathodenpad-Türme (siehe Kapitel 3 und [11]) des ECAL ausgelesen werden. Ein Segment wird als Cluster definiert, wenn es kein höherenergetisches Nachbarsegment[2] hat. Sonst wird es dem höchstenergetischsten Nachbarsegment zugeordnet. Dasselbe Verfahren wird auf die Segmente der zweiten und dritten Lage angewandt, allerdings wird hierbei ein Nachbar in der vorherigen Lage gesucht. Daher können nur Cluster gebildet werden, die im ersten Segment beginnen. Wenn diese Cluster einen Mindestabstand von 2.0 cm zur nächsten geladenen Spur und eine Energie größer als 250 MeV haben, werden sie als von einem Photon ausgelöst angenommen.

Dieser Algorithmus unterscheidet sich wesentlich von dem für 'ECAL-Objekte' (PECO) [13, 16, 17]. Hierbei werden alle Segmente der Kathodenpad-Türme betrachtet, in denen mindestens 30 MeV Energie gemessen wurde. Solche Segmente mit einer gemeinsamen Fläche, Kante oder Ecke werden als 'PECO'-Cluster zusammengefaßt. Diese Definitionen erlauben es, daß mehrere 'GAMPEX'-Photonen in einem 'PECO'-Cluster gefunden werden.

Um die Qualität der ECAL-Messung sicherzustellen, werden an die 'GAMPEX'-Photonen folgende Anforderungen gestellt:

- Impuls $p \geq 600$ MeV/c
- Polarwinkel θ zwischen 44^o und 136^o ($|\cos\theta| < 0.72$:Barrel)
  oder Polarwinkel θ zwischen 18^o und 38^o oder zwischen 142^o und 162^o
  ($0.79 \leq |\cos\theta| < 0.95$:Endkappen)

Der Impuls p und der Kosinus des Polarwinkels $\cos\theta$ aller 'GAMPEX'-Photonen, sowie das Verhältnis der Photonen in den Daten zu denen in der Monte Carlo Simulation sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 gezeigt.

[2]Nur Segmente mit einer gemeinsamen Fläche werden hierbei als Nachbarsegmente bezeichnet, da Photonen sehr kompakte Schauer verursachen.

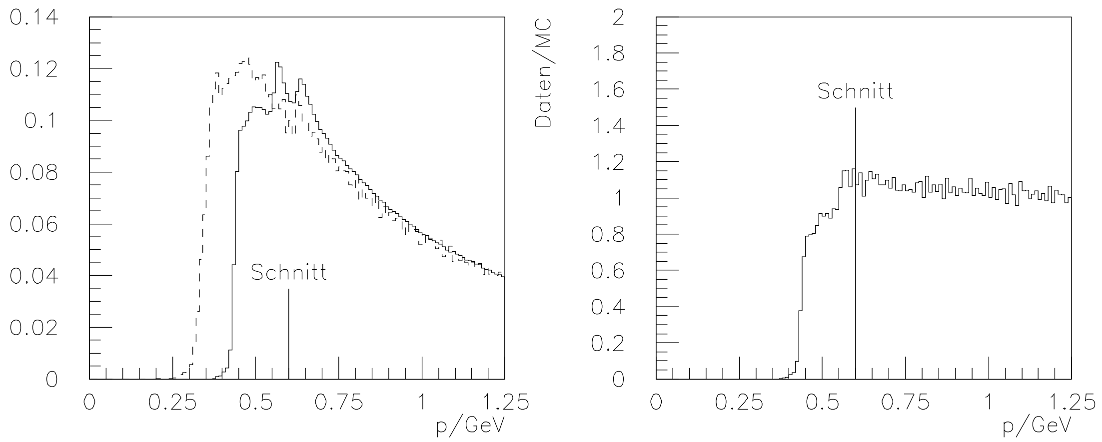

Abbildung 7.6: *Impulsverteilung aller 'GAMPEX'-Photonen in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie) und das Verhältnis aus Datenverteilung und Monte Carlo-Verteilung*

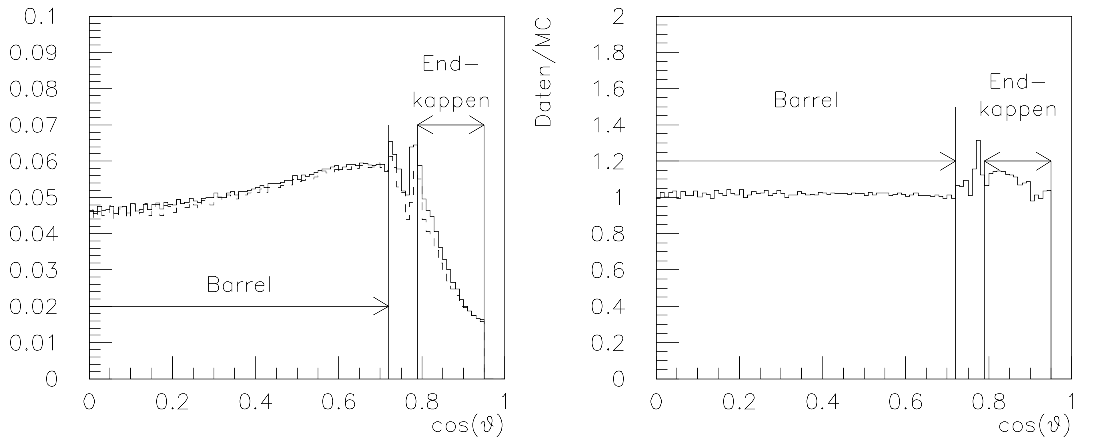

Abbildung 7.7: *cos θ-Verteilung aller 'GAMPEX'-Photonen in den Daten (durchgezogene Linie) und in der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie) und das Verhältnis Verhältnis aus Datenverteilung und Monte Carlo-Verteilung*

Diese Selektion hat eine Effizienz von 25.9%. Photonen können erst ab einer Energie von mindestens 600 MeV nachgewiesen werden; für diese beträgt die Effizienz 80.3%.

Kapitel 8

Normierung der Nachweiseffizienz

Die Effizienz für den Nachweis von neutralen Pionen wird durch die Photonnachweiseffizienzen gegeben. Da diese aus der Monte Carlo Simulation bestimmt werden, müssen sie mit den Daten überprüft werden.

Photonen, die über Konversion nachgewiesen werden, sind sehr gut verstanden. Die größte Unsicherheit liegt hier in der Materialbelegung des Detektors. Die Effizienz für den Nachweis eines Photons durch Konversion ist proportional zu der Materialbelegung; dieser Einfluß wird in diesem Kapitel untersucht.

8.1 Normierung der Konversionsphotonen

Um die Effizienz für den Nachweis eines Photons durch Konversion zu berechnen, muß die im Monte Carlo Programm angenommene Materialbelegung des Detektors überprüft werden. Diese kann am einfachsten im TPC-Gas normiert werden [14, 15]. Dabei ist zu beachten, daß die Dichte des Gases in der Monte Carlo Simulation um 12% zu groß angenommen wird. An Konversionen aus dem TPC-Gas werden folgende zusätzliche Anforderungen gestellt:

- $40\,\mathrm{cm} \leq \rho_{Konv} < 140\,\mathrm{cm}$
- $|z_{Konv}| \geq 0.2\,\mathrm{cm}$

Mit Hilfe einer Dichtekorrektur K_G für des TPC-Gas läßt sich eine Korrektur für die Materialbelegung des gesamten Detektors berechnen. Daraus ergibt sich ein Korrekturfaktor K_D für die Nachweiseffizienz von Photonen über Konversion.

$$K_D \quad := \quad \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_{\gamma,MC}} = 1.009 \pm 0.008(stat.) \pm 0.043(sys.) \tag{8.1}$$

$$K_G \; := \; \frac{\epsilon_\gamma^G}{\epsilon_{\gamma,MC}^G} = 0.893 \pm 0.009 \qquad (8.2)$$

mit: ϵ_γ : korrigierte Photoneffizienz für den gesamten Detektor

$\epsilon_{\gamma,MC}$: aus der Monte Carlo Simulation berechnete Photoneffizienz für den gesamten Detektor

ϵ_γ^G : korrigierte Photoneffizienz für das TPC-Gas

$\epsilon_{\gamma,MC}^G$: aus der Monte Carlo Simulation berechnete Photoneffizienz für das TPC-Gas

Der systematische Fehler dieser Größe wird in Kapitel 10 erläutert.

Kapitel 9

Ergebnisse der Messung

Wie in Kapitel 8 beschrieben, ist die Effizienz für den Nachweis von neutralen Pionen durch die Photoneffizienzen gegeben. Die Effizienz für den Nachweis eines Photons durch Konversion ist aus Kapitel 8 bekannt. Für Photonen, die im ECAL gemessen wurden, ist die Abschätzung der Effizienz schwieriger. Zunächst kann die Effizienz für den Nachweis solcher π^0 berechnet werden, deren beide Photonen im Detektor konvertieren. Dies wird im ersten Teil des Kapitels gezeigt. Im zweiten Teil werden π^0's betrachtet, die über je ein Konversionsphoton und ein ECAL-Photon nachgewiesen werden. Der Einfluß der ECAL-Effizienz wird nach zwei unterschiedlichen Verfahren untersucht.

9.1 π^0-Nachweis über zwei Konversionsphotonen

Für Kombinationen aus zwei Photonen, die über Konversion nachgewiesen werden, wird die invariante Masse

$$\mu = \sqrt{2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot (1 - \cos\alpha)} \tag{9.1}$$

mit: E_1 : Energie des ersten Konversionphotons
E_2 : Energie des zweiten Konversionphotons
α : Winkel zwischen den Photonen

berechnet, falls keine der Spuren doppelt benutzt wurde.

Wegen der geringen Statistik ist nur eine Einteilung in 4 Energieintervallen möglich. Die Massenspektren sind im Anhang abbgebildet (Abbildung 12.3). In allen Energiebereichen ist ein deutlicher π^0-Peak zu erkennen. Aus der Monte Carlo Simulation ist zu ersehen, daß das Signal nicht ganz gaußförmig ist, sondern Schultern zu kleineren und größeren invarianten Massen hat. Da aber die Anzahl der π^0's in diesen Schultern klein ist, kann das Verhältnis dieser Zahl zur Gesamtzahl der π^0's aus der Monte Carlo Simulation bestimmt werden. An das Signal wird dann eine Gaußfunktion angepaßt:

$$f_{sig}(\mu) = \frac{P3_{sig}}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot P2_{sig}} \cdot \exp\left(-\frac{(P1_{sig} - \mu)^2}{2 \cdot P2_{sig}^2}\right) \quad (9.2)$$

mit: $P1_{sig}$: rekonstruierte π^0-Masse
$P2_{sig}$: Breite des π^0-Peaks
$P3_{sig}$: Anzahl der π^0's

Der Untergrund wird durch Kombinationen von Photonen verschiedener π^0's dominiert und wird an folgende Funktion angepaßt:

$$f_{bg}(\mu) = P4_{bg} \cdot \mu^{|P1_{bg}|} \cdot \exp\left(-|P2_{bg}| \cdot \mu + P3_{bg} \cdot \mu^2\right) \quad (9.3)$$

Die Gesamtrate der Kombinationen wird nicht angepaßt und somit verbleiben 6 freie Parameter für ddie Anpassung. Die Funktionen werden an die Massenspektren im Bereich 0 MeV $\leq \mu <$ 400 MeV angepaßt. Für das x_p-Intervall $0.085 \leq x_p < 0.140$ ist bei sehr kleinen invarianten Massen ein Untergrundanteil von falsch getrennten Spuren zu erkennen. Falls eine Spur in zwei Spuren getrennt wird, ergeben sich auch Kombinationen, die nur von drei verschiedenen Spuren stammen und somit sehr kleine invariante Massen haben, da der Winkel zwischen den rekonstruierten Photonen sehr klein ist. Daher wird die Funktion hier zwischen 50 MeV und 400 MeV angepaßt.

Die π^0-Nachweiseffizienz $\epsilon_{\pi,MC}$ wird aus der Monte Carlo Simulation berechnet.

$$\epsilon_{\pi,MC} = \frac{N_{\pi,MC}}{N_{Z,MC}} \cdot \frac{N_{Z,gen}}{N_{\pi,gen}} \quad (9.4)$$

mit: $N_{\pi,MC}$: Anzahl der im Monte Carlo mit voller Detektorsimulation nachgewiesenen π^0's in den akzeptierten Ereignissen
$N_{Z,MC}$: Anzahl der im Monte Carlo mit voller Detektorsimulation akzeptierten Ereignisse (siehe Kapitel 6)
$N_{\pi,gen}$: Anzahl der π^0's in den erzeugten Ereignissen
$N_{Z,gen}$: Anzahl der erzeugten Ereignisse [1]

[1]Es werden 700000 mit HVFL03 und 500000 mit HVFL04 generierte Ereignisse verwendet. HVFL03 ist die an ALEPH angepaßte Version des Generators JETSET 7.3 für 1992 und HVFL04 für 1993. Die Anzahl der generierten Ereignisse entspricht der Anzahl der Monte Carlo Ereignisse (mit dem jeweiligen Generator) vor der Ereignisselektion.

Wie in Kapitel 8 beschrieben, müssen die so ermittelten Effizienzen korrigiert werden. Da beide Photonen über Konversion nachgewiesen werden, muß der Korrekturfaktor K_D quadratisch berücksichtigt werden, so daß gilt:

$$\epsilon_\pi = K_D^2 \cdot \epsilon_{\pi,MC} \tag{9.5}$$

mit: K_D : Korrekturfaktor für Photoneneffizienz aufgrund der Materialbelegung des Detektors
ϵ_π : korrigierte π^0-Effizienz

Die Ergebnisse sind in Tabelle 9.1 aufgelistet.

x_p-Intervall	Anzahl π^0's MC /950400 Ereignisse	Anzahl π^0's Generator /1200000 Ereignisse	Effizienz aus MC [$\times 10^{-3}$]	Effizienz korrigiert [$\times 10^{-3}$]
$0.025 - 0.085$	835.0 ± 42.9	3842521	0.274 ± 0.014	0.280 ± 0.015
$0.085 - 0.140$	679.4 ± 44.2	903295	0.950 ± 0.062	0.968 ± 0.065
$0.140 - 0.200$	425.1 ± 32.8	409979	1.309 ± 0.101	1.334 ± 0.105
$0.200 - 1.000$	531.6 ± 37.0	439451	1.527 ± 0.106	1.556 ± 0.111

Tabelle 9.1: *Effizienzen der π^0-Messung über zwei Konversionsphotonen*

Mit den so ermittelten Effizienzen kann dann die Anzahl N_π der π^0 pro Ereignis ermittelt werden:

$$N_\pi = \frac{1}{\epsilon_\pi} \cdot \frac{N_{\pi,D}}{N_{Z,D}} \tag{9.6}$$

mit: $N_{\pi,D}$: Anzahl der nachgewiesenen π^0's
$N_{Z,D}$: Anzahl der akzeptierten Ereignisse

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Tabelle 9.2 aufgeführt.

x_p-Intervall	Anzahl π^0's Daten /912765 Ereignisse	Effizienz korrigiert [$\times 10^{-3}$]	Ergebnis π^0's pro Ereignis
$0.025 - 0.085$	806.9 ± 50.4	0.280 ± 0.015	3.162 ± 0.261
$0.085 - 0.140$	746.5 ± 47.2	0.968 ± 0.065	0.845 ± 0.078
$0.140 - 0.200$	447.6 ± 38.4	1.334 ± 0.105	0.368 ± 0.043
$0.200 - 1.000$	473.8 ± 46.8	1.556 ± 0.111	0.334 ± 0.041

Tabelle 9.2: *Ergebnisse der π^0-Messung über zwei Konversionsphotonen*

9.2 π^0-Nachweis über je ein Konversionsphoton und ein ECAL-Photon

Für jede Kombination aus einem Photon, das im ECAL nachgewiesen wurde, und einem Photon, das über Konversion vermessen wurde, wird die invariante Masse:

$$\mu = \sqrt{2 \cdot E_{ECAL} \cdot E_{Konv} \cdot (1 - \cos\alpha)} \tag{9.7}$$

mit: E_{ECAL} : Energie des 'GAMPEX'-Photons
E_{Konv} : Energie des Konversionphotons
α : Winkel zwischen den Photonen

berechnet. Bei dieser Methode ist die Statistik viel größer als bei dem π^0-Nachweis über zwei Konversionsphotonen. Daher sind 24 Energieintervalle möglich (Massenspektren im Anhang, Abbildung 12.6). Die Auswertung der Massenspektren wird wie in Abschnitt 9.1 beschrieben durchgeführt. Allerdings werden die Massenspektren im Bereich 35 MeV $\leq \mu <$ 400 MeV angepaßt, da nur hier $\chi^2 \approx 1$ gilt. Die Korrektur für die Massebelegung des Detektors geht hierbei nur einfach in die Rechnung ein, da nur ein Photon über Konversion nachgewiesen wird. Die Effizienz des ECAL's wird vorerst aus der Monte Carlo Simulation übernommen. Damit ergeben sich die in Tabelle 9.3 aufgelisteten π^0-Nachweiseffizienzen. Ganz analog zum ersten Teil dieses Kapitels folgen dann die in Tabelle 9.4 aufgeführten Ergebnisse.

x_p-Intervall	Anzahl π^0's MC /950400 Ereignisse	Generator /1200000	Effizienz aus MC $[\times 10^{-2}]$	korrigiert
$0.025 - 0.035$	2880.6 ± 162.8	1237262	0.294 ± 0.017	0.297 ± 0.017
$0.035 - 0.045$	6877.3 ± 236.2	856388	1.014 ± 0.035	1.024 ± 0.036
$0.045 - 0.055$	8435.0 ± 255.6	624087	1.707 ± 0.052	1.723 ± 0.054
$0.055 - 0.070$	13224.1 ± 296.2	663981	2.515 ± 0.056	2.539 ± 0.061
$0.070 - 0.085$	11376.4 ± 235.6	460802	3.117 ± 0.065	3.147 ± 0.070
$0.085 - 0.100$	9819.0 ± 191.8	338002	3.668 ± 0.072	3.703 ± 0.079
$0.100 - 0.120$	10440.9 ± 203.1	329207	4.004 ± 0.078	4.042 ± 0.086
$0.120 - 0.140$	8149.4 ± 173.6	236086	4.358 ± 0.093	4.400 ± 0.101
$0.140 - 0.160$	6238.5 ± 133.1	175373	4.491 ± 0.096	4.534 ± 0.104
$0.160 - 0.180$	4837.2 ± 112.2	132041	4.625 ± 0.107	4.669 ± 0.116
$0.180 - 0.200$	4019.0 ± 99.0	102565	4.948 ± 0.122	4.994 ± 0.131
$0.200 - 0.225$	3767.7 ± 92.0	98016	4.853 ± 0.118	4.899 ± 0.127
$0.225 - 0.250$	3146.3 ± 81.1	73776	5.385 ± 0.139	5.436 ± 0.148
$0.250 - 0.275$	2333.0 ± 66.1	57024	5.166 ± 0.146	5.215 ± 0.156
$0.275 - 0.300$	1700.8 ± 59.3	43761	4.907 ± 0.171	4.954 ± 0.179
$0.300 - 0.350$	2356.6 ± 66.7	61147	4.866 ± 0.138	4.912 ± 0.146
$0.350 - 0.400$	1522.4 ± 49.9	38069	5.049 ± 0.165	5.097 ± 0.174
$0.400 - 0.450$	853.3 ± 37.7	24377	4.420 ± 0.195	4.462 ± 0.203
$0.450 - 0.500$	597.3 ± 31.2	15857	4.756 ± 0.248	4.801 ± 0.256
$0.500 - 0.550$	374.9 ± 26.9	10102	4.686 ± 0.336	4.730 ± 0.345
$0.550 - 0.600$	276.9 ± 17.7	6705	5.215 ± 0.333	5.264 ± 0.345
$0.600 - 0.700$	235.8 ± 20.5	6731	4.423 ± 0.384	4.464 ± 0.393
$0.700 - 1.000$	122.5 ± 16.0	3885	3.981 ± 0.519	4.018 ± 0.529
$0.025 - 0.085$	42793.5 ± 539.3	3842521	1.406 ± 0.018	1.419 ± 0.021
$0.085 - 0.140$	28409.3 ± 328.9	903295	3.971 ± 0.046	4.009 ± 0.057
$0.140 - 0.200$	15094.6 ± 200.3	409979	4.649 ± 0.062	4.693 ± 0.073
$0.200 - 1.000$	17287.5 ± 184.3	439451	4.967 ± 0.053	5.014 ± 0.068

Tabelle 9.3: *Effizienzen der π^0-Messung über Konversionsphoton und ECAL-Photon*

x_p-Intervall	Anzahl π^0's Daten /912765 Ereignisse	Effizienz korrigiert [$\times 10^{-2}$]	Ergebnis π^0's pro Ereignis
$0.025 - 0.035$	2634.2 ± 171.2	0.297 ± 0.017	0.972 ± 0.084
$0.035 - 0.045$	7201.1 ± 283.1	1.024 ± 0.036	0.771 ± 0.041
$0.045 - 0.055$	9059.7 ± 262.9	1.723 ± 0.054	0.576 ± 0.025
$0.055 - 0.070$	13137.3 ± 292.7	2.539 ± 0.061	0.567 ± 0.019
$0.070 - 0.085$	11414.2 ± 247.2	3.147 ± 0.070	0.397 ± 0.012
$0.085 - 0.100$	9928.4 ± 224.7	3.703 ± 0.079	0.294 ± 0.009
$0.100 - 0.120$	11202.0 ± 207.1	4.042 ± 0.086	0.304 ± 0.009
$0.120 - 0.140$	7865.7 ± 164.1	4.400 ± 0.101	0.196 ± 0.006
$0.140 - 0.160$	6148.3 ± 155.6	4.534 ± 0.104	0.149 ± 0.005
$0.160 - 0.180$	4830.4 ± 118.1	4.669 ± 0.116	0.113 ± 0.004
$0.180 - 0.200$	3913.7 ± 107.2	4.994 ± 0.131	0.086 ± 0.003
$0.200 - 0.225$	3889.7 ± 104.8	4.899 ± 0.127	0.087 ± 0.003
$0.225 - 0.250$	2811.6 ± 86.7	5.436 ± 0.148	0.057 ± 0.002
$0.250 - 0.275$	2346.5 ± 79.8	5.215 ± 0.156	0.049 ± 0.002
$0.275 - 0.300$	1589.6 ± 66.1	4.954 ± 0.179	0.035 ± 0.002
$0.300 - 0.350$	1990.7 ± 74.8	4.912 ± 0.146	0.044 ± 0.002
$0.350 - 0.400$	1484.9 ± 60.4	5.097 ± 0.174	0.032 ± 0.002
$0.400 - 0.450$	825.4 ± 46.6	4.462 ± 0.203	0.020 ± 0.001
$0.450 - 0.500$	560.0 ± 37.8	4.801 ± 0.256	0.013 ± 0.001
$0.500 - 0.550$	283.5 ± 31.1	4.730 ± 0.345	0.007 ± 0.001
$0.550 - 0.600$	218.9 ± 22.2	5.264 ± 0.345	0.005 ± 0.001
$0.600 - 0.700$	202.5 ± 28.1	4.464 ± 0.393	0.005 ± 0.001
$0.700 - 1.000$	63.9 ± 14.5	4.018 ± 0.529	0.002 ± 0.001
$0.025 - 0.085$	43446.4 ± 570.4	1.419 ± 0.021	3.353 ± 0.067
$0.085 - 0.140$	28996.1 ± 346.8	4.009 ± 0.057	0.792 ± 0.015
$0.140 - 0.200$	14892.4 ± 222.8	4.693 ± 0.073	0.348 ± 0.008
$0.200 - 1.000$	16267.3 ± 211.1	5.014 ± 0.068	0.355 ± 0.007

Tabelle 9.4: *Ergebnisse der π^0-Messung über Konversionsphoton und ECAL-Photon*

9.2.1 Kalibration der ECAL-Effizienz

Das Ergebnis aus 9.2 kann auch in den 4 Energieintervallen dargestellt werden, die für das erste Spektrum gewählt wurden. Die Resultate sind auch aus den Tabellen 9.3, 9.4 zu entnehmen.

Der Unterschied zwischen den beiden Spektren kann als Abschätzung für alle systematischen Effekte des ECAL's dienen. Wie aus Abbildung 9.1 zu ersehen ist, ist das Verhältnis innerhalb der statistischen Fehler mit 1.0 verträglich. Die Fehlerabschätzung wird damit durch das Verfahren selbst dominiert. Da die systematischen Effekte des ECAL's selbst für isolierte Photonen nicht vollständig verstanden sind (im Kapitel 10 wird auch eine direkte Fehlerabschätzung gezeigt), ist auch eine solch konservative Abschätzung begründet.

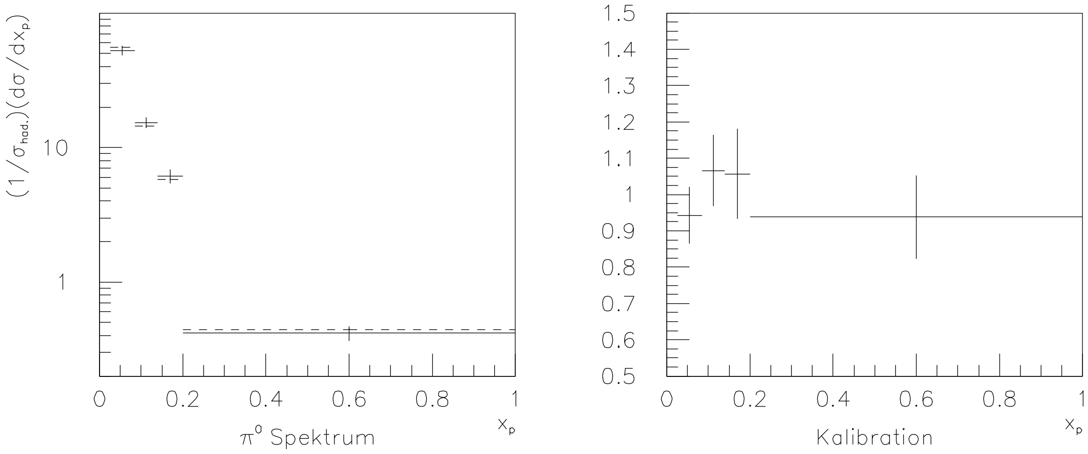

Abbildung 9.1: *π^0-Spektren (links), für den Nachweis des π^0's über zwei Konversionsphotonen (durchgezogene Linie) und über Konversionsphoton und ECAL-Photon (gestrichelte Linie), sowie das Verhältnis der beiden π^0-Spektren (rechts)*

9.3 π^0-Spektrum

Die Korrektur des ECAL-Effizienzen (aus 9.2.1) kann auch für das π^0-Spektrum in 24 Energieintervallen durchgeführt werden. Somit ergibt sich die in Abbildung 9.2 gezeigte Effizienz und das in Abbildung 9.3 gezeigte Ergebnis der Messung. Außerdem ist in Abbildung 9.4 das π^0-Spektrum in der Variablen $\xi = \ln \frac{1}{x_p}$ dargestellt.

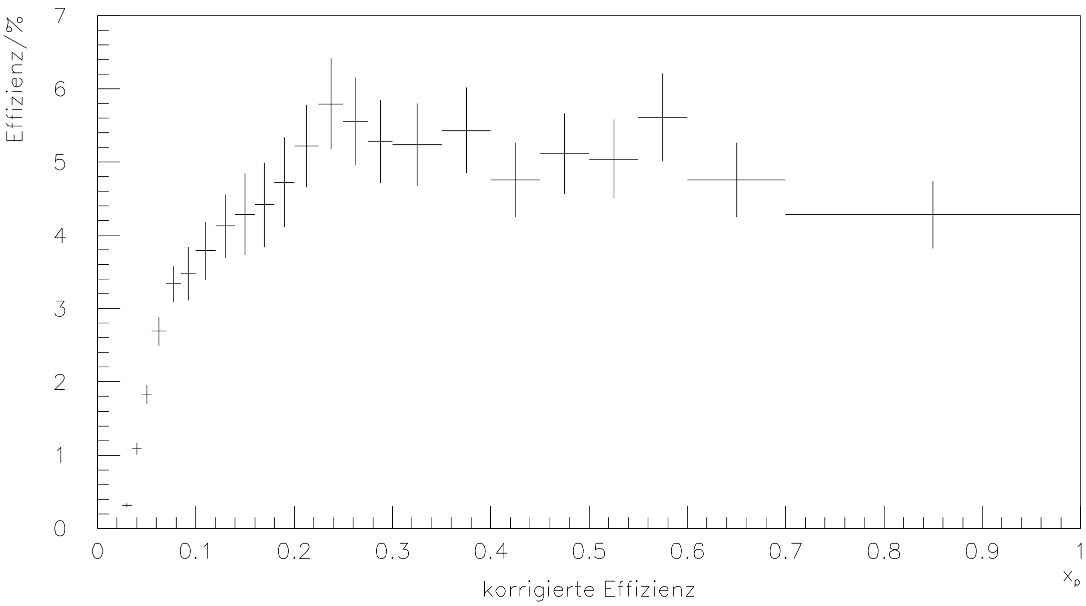

Abbildung 9.2: π^0-*Effizienz mit statistischen Fehlern*[2]

Für das x_p-Intervall $0.025 \leq x_p < 1.000$ werden mit diesem Verfahren $4.64 \pm 0.28\,(\mathrm{stat}) \pm 0.46\,(\mathrm{syst})$ π^0's pro Ereignis gemessen. Dies ist mit den in Tabelle 9.5 aufgelisteten Zahlen aus Monte-Carlo-Vorhersagen zu vergleichen.

Generator	insgesamt	$0.025 \leq x_p < 1.000$	Skalierungsfaktor S
HVFL03/04	9.433	4.659	2.025
HERWIG 5.6	9.709	4.689	2.070
JETSET 7.3	9.635	4.681	2.058
Messung	9.40	4.64	2.025

Tabelle 9.5: *Anzahl der generierten* π^0*'s (Erläuterungen im Text)*

[2] Die statistischen Fehler sind durch die ECAL-Kalibration von Intervall zu Intervall korreliert.

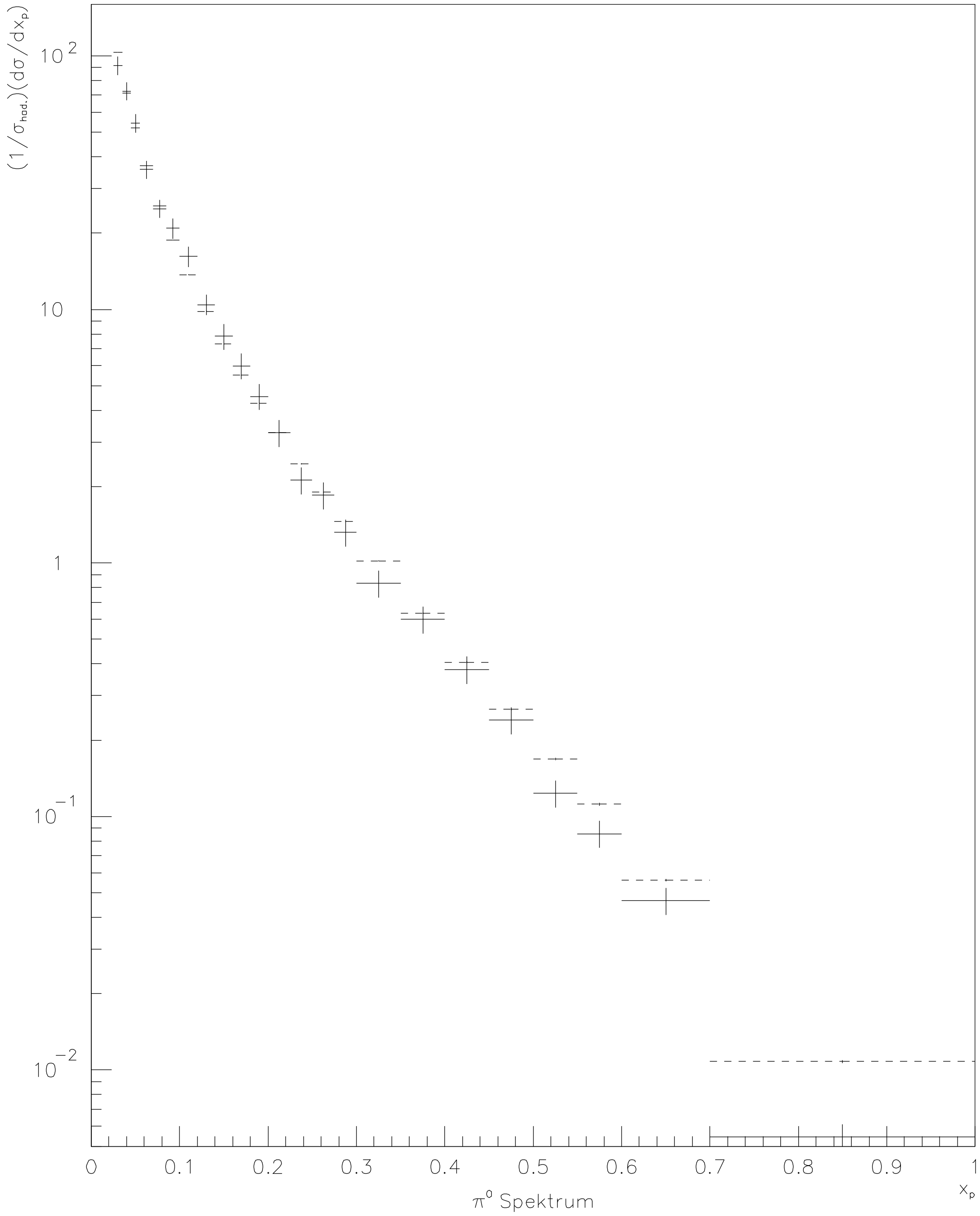

Abbildung 9.3: π^0-*Spektrum mit statistischen Fehlern (Daten: durchgezogene Linie, Monte Carlo: gestrichelte Linie)*

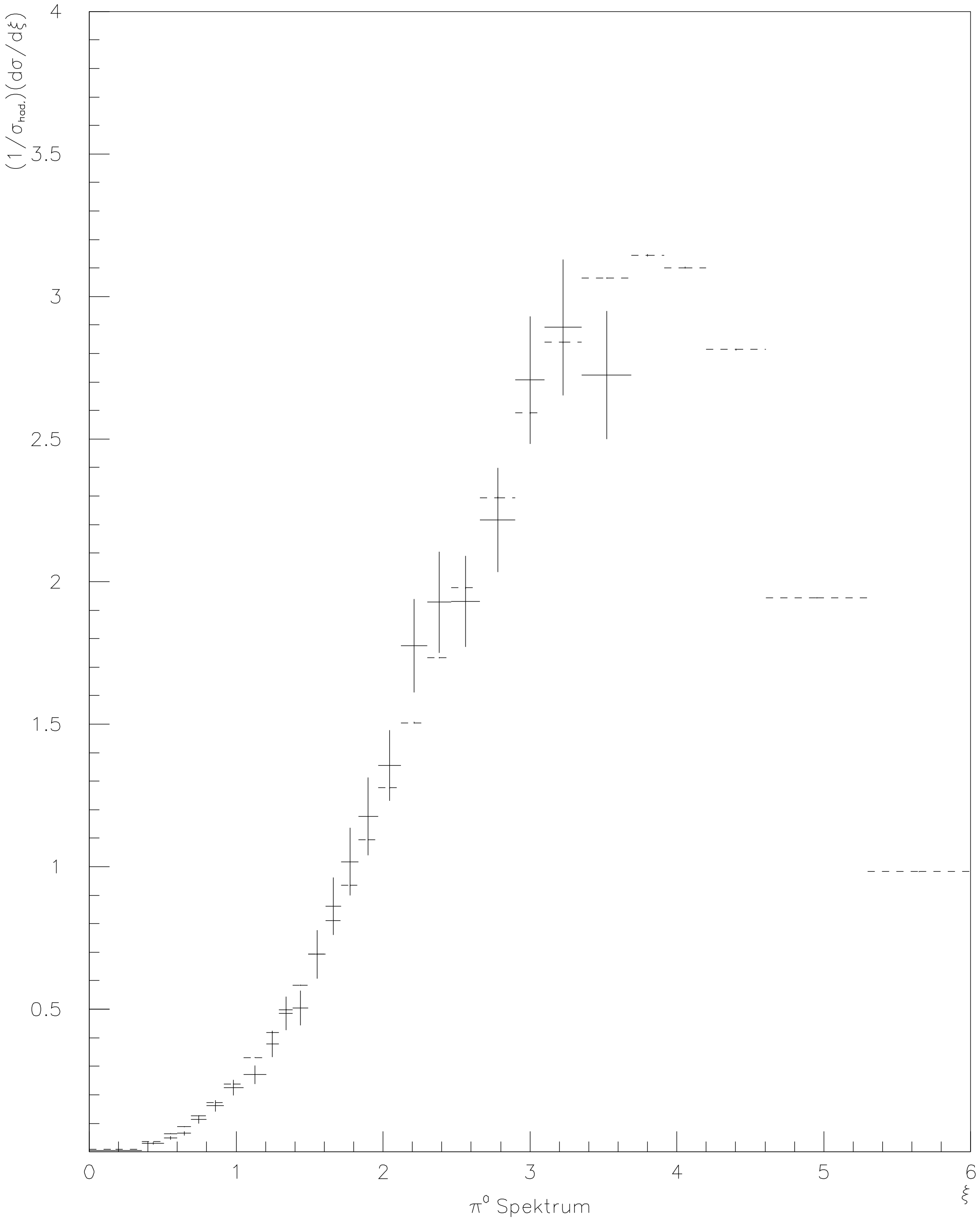

Abbildung 9.4: π^0-*Spektrum in* $\xi = \ln \frac{1}{x_p}$ *(Daten: durchgezogene Linie, Monte Carlo: gestrichelte Linie)*

Mit Hilfe der verschiedenen Generatoren kann die Gesamtzahl der π^0's pro Ereignis berechnet werden. Dazu wird für die drei in Tabelle 9.5 aufgeführten Generatoren ein Skalierungsfaktor:

$$S = \frac{N_{total}}{N_{int}} \tag{9.8}$$

mit: N_{total} : Gesamtzahl der generierten π^0's pro Ereignis
N_{int} : Anzahl der generierten π^0's im x_p-Intervall $0.025 \leq x_p < 1.000$ pro Ereignis

berechnet. Die im x_p-Intervall $0.025 \leq x_p < 1.000$ gemessene Zahl der π^0's wird mit dem Faktor S für HVFL03/04 multipliziert und als Gesamtzahl der π^0's pro Ereignis angenommen. Der Fehler durch die Modellabhängigkeit dieser Extrapolation, wird durch den größten Unterschied der drei Generatoren bestimmt und mit (skala) gekennzeichnet. Daraus ergibt sich dann als Gesamtzahl der π^0's pro Ereignis:

$$\text{Zahl der } \pi^0 \text{ / Ereignis} = 9.40 \pm 0.57\,(\text{stat}) \pm 0.92\,(\text{syst}) \pm 0.21\,(\text{skala})$$

Die Untersuchung des systematischen Fehlers wird in Kapitel 10 durchgeführt.

Kapitel 10

Systematische Einflüsse

In diesem Kapitel sollen die systematischen Einflüsse auf das Ergebnis der Messung untersucht werden. Zuerst wird der systematische Fehler in der Konversionsselektion abgeschätzt. Damit kann der systematische Fehler der π^0-Messung abgeschätzt werden, da diese in Kapitel 9.2.1 auf π^0's, deren beide Photonen konvertieren, kalibriert wurde. Im zweiten Teil des Kapitels wird der systematische Fehler der ECAL-Effizienz untersucht. Besonders wird hierbei auf die Aufspaltung eines Photonensignals in zwei Cluster eingegangen.

10.1 Systematische Fehler in der Konversionsselektion

Um den systematischen Einfluß der Konversionsselektion auf die π^0-Messung abzuschätzen, werden die folgenden Schnitte in der aufgeführten Weise variiert oder sogar ganz weggelassen. Der Unterschied zu dem Ergebnis der Analyse mit in den vorangegangenen Kapiteln wird als Abschätzung des entsprechenden Fehlers betrachtet:

1. Die Qualitätsschnitte (mindestens 4 TPC-Koordinaten, $|\cos\theta| \leq 0.94$, $p_t \geq 200$ MeV$/c$) für e^+/e^- werden ganz weggelassen.
2. Der $\frac{dE}{dx}$-Schnitt ($-3.0 \leq \chi_{\frac{dE}{dx}} \leq 4.0$) für e^+/e^- wird ganz weggelassen.
3. Der R_t-Schnitt ($R_t \geq -3.0$) für e^+/e^- wird ganz weggelassen.
4. Der R_l-Schnitt ($R_l \geq -2.5$) für e^+/e^- wird ganz weggelassen.
5. Der d_{xy}-Schnitt (-1.0 cm $\leq d_{xy} \leq 1.5$ cm innen und $|d_{xy}| \leq 1.5$ cm außen) wird zwischen $|d_{xy}| \leq 1.0$ cm und $|d_{xy}| \leq 2.5$ cm variiert.

6. Der d_z-Schnitt ($d_z \leq 1.5$ cm) wird zwischen $d_z \leq 1.0$ cm und $d_z \leq 2.5$ cm variiert.

7. Der μ_{ee}-Schnitt ($\mu_{ee} \leq 30$ MeV/c^2) wird zwischen $\mu_{ee} \leq 20.$ MeV/c^2 und $\mu_{ee} \leq 50$ MeV/c^2 variiert.

8. Der ρ_{Konv}-Schnitt (4 cm $\leq \rho_{Konv} <$ 140 cm) wird zwischen 3 cm $\leq \rho_{Konv} \leq$ 180 cm und 5 cm $\leq \rho_{Konv} \leq$ 100 cm variiert.

Der systematische Fehler der Matrialbelegung des Detektors, wird durch die Einflüsse $1-8$ untersucht. Zusätzlich muß der Fehler durch die Abschätzung des Untergrundes aus der Monte Carlo Simulation berücksichtigt werden. Dabei werden alle geladenen Spuren, welche die vollständige Konversionsselektion ohne $\frac{dE}{dx}$-Schnitt passiert haben, verwendet. In die $\chi_{\frac{dE}{dx}}$-Verteilungen werden zwei Gaußkurven und ein Polynom zweiter Ordnung angepaßt. Eine der Gaußkurven hat ihr Maximum bei etwa 0.0 und beschreibt den Anteil der Elektronen und Positronen. Der Untergrund wird durch die zweite Gaußkurve und das Polynom genähert. Da diese Kurve die Form des Untergrundes nur sehr grob beschreibt, wird der Untergrundanteil als Differenz aller Einträge und der in der angepaßten Gaußkurve für die Elektronen und Positronen abgeschätzt.

9. Abschätzung des Untergrundes im Detektor: Der aus der $\frac{dE}{dx}$-Verteilung ermittelte Untergrundanteil beträgt in den Daten 39.4% und im Monte Carlo 39.9%. Daraus folgt eine Fehlerabschätzung von 0.5%.

10. Abschätzung des Untergrundes im TPC-Gas: Der Untergrundanteil beträgt in den Daten 27.7% und im Monte Carlo 26.6%. Hier muß aber die falsche Dichte des Gases in der Monte Carlo Simulation berücksichtigt werden. Daher muß das Signal der e^+/e^- von Konversionen im TPC-Gas in der Monte Carlo Simulation mit dem Faktor K_G korrigiert werden. Die Anzahl der e^+/e^-, die nicht von Konversionen aus dem TPC-Gas stammen, wird aus der Monte Carlo Simulation übernommen. Daraus ergibt sich ein Untergrund von 28.4% und somit eine Fehlerabschätzung von 0.7%.

Die quadratische Summe der Einzelfehler $1-10$ ergibt den Gesamtfehler der Konversionsselektion. Der in Kapitel 8 erwähnte Fehler der Dichtekorrektur für den Detektor entsteht durch Unsicherheiten in der Nachweiseffizienz der Konversionen. Um diesen Einfluß zu ermitteln, wurden die Einzelfehler $1-10$ für den gesamten Energiebereich untersucht. Um die Korrelation zwischen den systematischen Auswirkungen der Schnitte auf die Messung der Materialbelegung und der π^0-Rate zu berücksichtigen, wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers der π^0-Rate die Matrialbelegung für jede Variation eines Schnittes neu bestimmt.

Außerdem wird der Fehler durch die Wahl des Anpassungs-Bereichs abgeschätzt, indem dieser wie folgt geändert wird:

11. Der Anpassungs-Bereich $0\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 400\ \mathrm{MeV}$ für die invarianten Massenspektren von zwei Konversionsphotonen wird zwischen $0\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 500\ \mathrm{MeV}$ und $0\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 300\ \mathrm{MeV}$ variiert.

12. Der Anpassungs-Bereich $35\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 400\ \mathrm{MeV}$ für die invarianten Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon wird zwischen $25\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 500\ \mathrm{MeV}$ und $50\ \mathrm{MeV} \leq \mu < 300\ \mathrm{MeV}$ variiert.

Die Kalibration der ECAL-Effizienz (Abschnitt 9.2.1) wird bei der Untersuchung der systematischen Einflüsse nicht durchgeführt, da hier durch statistische Schwankungen große Unterschiede auftreten. Der systematische Fehler dieser Kalibration wird dadurch berücksichtigt, daß die Fehler der Konversionsselektion (1−10) doppelt in das Ergebnis der Messung von π^0's eingehen. Um den systematischen Einfluß auf die Gesamtzahl der π^0's zu untersuchen, wird über das x_p-Intervall $0.025 \leq x_p \leq 1$ integriert. Der systematische Gesamtfehler wird als quadratische Summe der Einzelfehler berechnet. Tabelle 10.1 enthält eine Aufstellung der verschiedenen systematischen Einflüsse.

x_p-Intervall	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	$\sum\gamma$	11.	12.	$\sum$
	Fehlerquelle [%]											
$0.025 - 0.035$	4.2	7.0	2.7	0.0	4.6	1.7	1.4	2.3	10.3	0.0	8.4	22.2
$0.035 - 0.045$	2.8	2.0	2.7	0.0	3.3	0.7	1.0	1.8	6.0	0.0	1.6	12.1
$0.045 - 0.055$	0.2	4.2	2.7	0.0	2.9	1.8	3.1	0.7	6.9	0.0	3.6	14.2
$0.055 - 0.070$	4.7	1.1	3.0	0.1	2.7	1.3	1.1	0.7	6.7	0.0	1.5	13.4
$0.070 - 0.085$	0.6	0.6	3.5	0.6	3.7	0.4	1.6	1.1	5.6	0.0	2.1	11.4
$0.085 - 0.100$	1.3	0.4	3.9	0.5	3.0	0.7	1.1	0.5	5.4	0.3	0.7	10.8
$0.100 - 0.120$	0.2	0.4	0.5	0.3	2.0	0.3	2.3	0.8	3.3	0.3	1.8	6.9
$0.120 - 0.140$	0.7	1.5	3.1	0.9	2.5	1.1	2.2	0.4	5.1	0.3	1.6	10.4
$0.140 - 0.160$	1.7	1.9	0.2	1.3	3.4	0.3	2.5	0.4	5.2	1.0	0.3	10.5
$0.160 - 0.180$	0.7	0.6	1.0	0.6	2.0	0.4	1.8	0.8	3.3	1.0	0.9	6.8
$0.180 - 0.200$	1.3	5.5	1.3	0.2	2.1	0.4	1.6	0.5	6.5	1.0	1.7	13.1
$0.200 - 0.225$	0.3	2.7	2.6	0.9	1.5	0.4	2.2	1.6	5.0	0.9	2.8	10.5
$0.225 - 0.250$	1.4	0.0	8.1	0.3	1.8	0.9	1.5	0.8	8.6	0.9	1.4	17.4
$0.250 - 0.275$	0.7	4.3	0.9	1.5	3.1	1.2	3.1	2.1	6.9	0.9	2.9	14.2
$0.275 - 0.300$	2.2	1.5	4.3	0.1	3.0	1.1	0.7	0.2	6.1	0.9	3.0	12.6
$0.300 - 0.350$	4.5	2.7	1.4	3.1	2.4	0.2	4.3	0.7	8.0	0.9	1.9	16.2
$0.350 - 0.400$	3.2	1.3	4.5	2.9	3.2	1.4	1.3	0.3	7.4	0.9	2.3	15.1
$0.400 - 0.450$	2.5	1.0	5.2	3.5	8.3	2.5	3.5	2.1	11.8	0.9	7.2	24.7
$0.450 - 0.500$	1.9	1.7	0.6	0.2	5.4	0.9	8.5	1.8	10.6	0.9	1.8	21.4
$0.500 - 0.550$	1.9	1.9	2.0	0.0	4.0	3.9	7.2	3.4	10.3	0.9	9.6	22.7
$0.550 - 0.600$	3.2	3.0	3.2	0.1	4.9	7.0	7.4	3.6	13.0	0.9	9.8	27.8
$0.600 - 0.700$	2.3	1.0	11.1	0.2	2.8	0.9	5.9	0.3	13.2	0.9	1.2	26.4
$0.700 - 1.000$	1.2	1.9	12.3	2.5	2.2	4.6	4.6	4.5	15.2	0.9	2.7	30.5
$0.025 - 1.000$	1.6	1.7	2.6	0.3	3.2	0.6	0.6	0.3	4.9	0.0	0.0	9.8

Tabelle 10.1: *Systematische Fehler der π^0-Messung (mit ECAL-Kalibration). Der Gesamtfehler der Konversionsselektion ist mit $\sum\gamma$ und der Gesamtfehler der π^0-Messung mit $\sum$ gekennzeichnet.*

10.2 Systematische Fehler der ECAL-Photonen

Der systematische Einfluß auf die ECAL-Effizenz ist schwieriger zu ermitteln. In Kapitel 9 wurde die π^0-Messung daher mit π^0's, deren beide Photonen konvertieren, kalibriert. Der Fehler dieser Messung ist damit nur von der Konversionsselektion abhängig und im ersten Teil dieses Kapitels berechnet worden. In diesem Teil wird eine direkte Abschätzung der systematischen Einflüsse des ECAL's durchdeführt. Hierbei werden folgende Fehlerquellen untersucht:

1. Der Impulsschnitt für 'GAMPEX'-Photonen wird zwischen $p \geq 500$ MeV/c und $p \geq 700$ MeV/c variiert.

2. Es werden alle Photonen mit ($|\cos\theta| < 0.95$:Barrel, Überlapp, Endkappen) oder nur Photonen mit ($|\cos\theta| < 0.72$:Barrel) verwendet.

3. Es wird ein Abstand zur nächsten geladenen Spur von mindestens 10 cm gefordert.

4. Der wichtigste Einfluß der Photonrekonstruktion ist die Aufspaltung eines Photons in zwei 'GAMPEX'-Photonen. Diese befinden sich dann gemeinsam in einem 'PECO'-Cluster. Eine solche Aufspaltung ist in Abbildung 10.1 zu erkennen. In dieser Abbildung ist die invariante Masse aller Kombinationen zweier Photonen aus einem 'PECO'-Cluster aufgetragen. Sehr deutlich tritt das π^0-Signal hervor. Bei kleineren invarianten Massen ist ein etwa ebenso großer Anteil fälschlich getrennter Photonen zu erkennen.

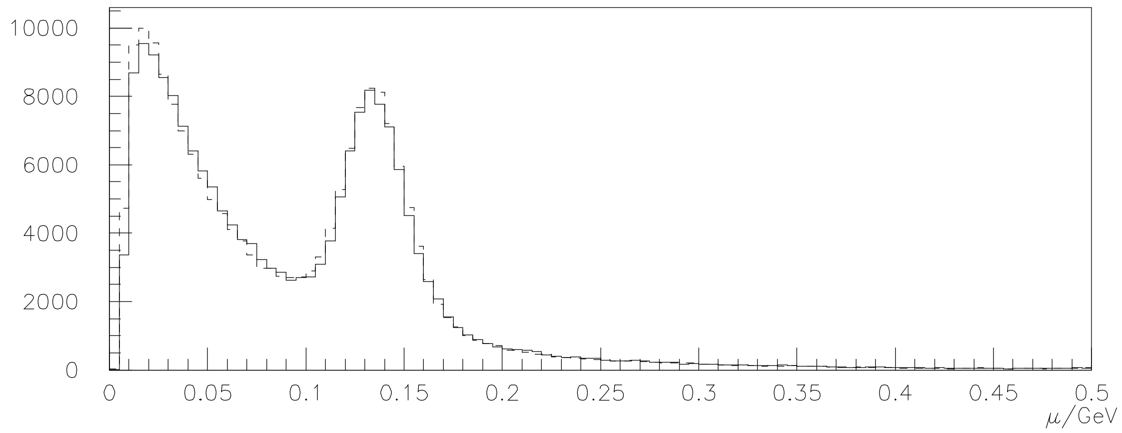

Abbildung 10.1: *Invariante Masse zweier Photonen aus einem 'PECO'-Cluster (Daten: durchgezogene Linie, Monte Carlo: gestrichelte Linie)*

Bei einer solchen Aufspaltung gibt es für die Energiemessung zwei Möglichkeiten:

(a) Die Energie des Photons kann richtig vermessen werden, da die 4 zentralen Türmchen aller 3 Lagen, aus denen die Energie berechnet wird, zu einem der Tochtercluster gehören. Der Einfluß auf die π^0-Messung ist in diesem Fall klein, da das π^0 mit dem richtig vermessenen Photon nachgewiesen werden kann, und das falsch rekonstruierte Photon einen unwesentlichen Untergrundbeitrag ergibt.

(b) Die Aufspaltung des Photons kann dazu führen, das die Energie nicht richtig vermessen werden kann, da sich die Tochtercluster die 4 zentralen Türmchen aus den 3 Lagen teilen. In diesem Fall kann kein π^0 nachgewiesen werden.

Die Aufspaltung eines Photons hat nur einen wesentlichen Einfluß auf die π^0-Messung, wenn die Energie nicht richtig vermessen werden kann. Um diese Effekte zu untersuchen, wird verlangt, daß das im ECAL vermessene Photon isoliert ist (d.h. der elektromagnetische Schauer soll sich nicht mit anderen überlappen). Um dieses zu gewährleisten, soll sich nur das vermessene Photon in dem 'PECO'-Cluster (siehe Kapitel 7.2) befinden. Wie in Kapitel 5 ausgeführt, ist für π^0's, bei denen ein Photon konvertiert, eine solche Forderung auch bei hohen Energien sinnvoll. Mit dieser Einschränkung werden wahre π^0's verworfen, wenn:

- ein Photon, das nicht von dem betrachteten π^0 stammt, in dem selben 'PECO'-Cluster gemessen wird. Dieser Effekt sollte in der Monte Carlo Simulation recht gut simuliert sein, da er im wesentlichen von der Trennung zweier 'PECO'-Cluster abhängt.
- das betrachtete ECAL-Photon fälschlich in zwei Clustergetrennt wird. Dabei ist es unwesentlich, ob die Energie eines Photons rekonstruiert werden kann (4a) oder nicht (4b).

Akzeptanzunterschiede durch eine Forderung nach isolierten Photonen enstehen somit vor allem durch die falsche Simulation der Aufspaltung von Photonen, wobei die Energie aus den 4 zentralen Türmchen richtig berechnet wird (4a). Ohne diese Forderung würde eine solche Aufspaltung nicht zu kleineren π^0-Effizenzen führen. Dieser Effekt hängt wie Fall 4b von der inneren Struktur des elektromagnetischen Schauers ab. Daher sollten die untersuchten Akzeptanzunterschiede zwischen Daten und Monte Carlo Simulation in der Photonaufspaltung für 4a eine gute Abschätzung von 4b sein.

Der systematische Gesamtfehler der ECAL-Effizienz wird als quadratische Summe der Einzelfehler $1 - 4$ berechnet. Der Gesamtfehler für den Nachweis eines π^0's über ein Konversionsphoton und einem ECAL-Photon ist die quadratische Summe der beiden Fehler, da diese voneinander unabhängig sind. Zusätzlich muß noch der Fehler 12 aus Abschnitt 10.1 berücksichtigt werden. Eine Aufstellung der verschiedenen systematischen Einflüsse ist in Tabelle 10.2 zuersehen.

x_p-Intervall	$\sum\gamma_1$	1.	2.	3.	4.	$\sum\gamma_2$	12.	$\sum$
	Fehlerquelle [%]							
0.025 – 0.035	10.3	11.5	2.0	4.4	11.3	16.8	8.4	21.4
0.035 – 0.045	6.0	2.1	2.2	1.8	1.2	3.7	1.6	7.2
0.045 – 0.055	6.9	3.7	0.6	0.9	6.2	7.3	3.6	10.7
0.055 – 0.070	6.7	2.8	1.5	0.3	3.7	4.9	1.5	8.4
0.070 – 0.085	5.6	0.9	3.4	0.7	5.8	6.8	2.1	9.1
0.085 – 0.100	5.4	0.4	0.6	1.4	3.9	4.2	0.7	6.8
0.100 – 0.120	3.3	1.2	2.5	0.8	6.1	6.7	1.8	7.7
0.120 – 0.140	5.1	0.4	1.3	0.8	11.9	12.0	1.6	13.2
0.140 – 0.160	5.2	1.5	1.6	0.1	8.8	9.0	0.3	10.4
0.160 – 0.180	3.3	0.3	3.3	0.8	7.3	8.1	0.9	8.8
0.180 – 0.200	6.5	1.3	2.1	3.1	10.6	11.3	1.7	13.2
0.200 – 0.225	5.0	0.4	1.4	0.8	15.9	16.0	2.8	17.0
0.225 – 0.250	8.6	0.2	1.7	1.9	6.5	7.0	1.4	11.2
0.250 – 0.275	6.9	0.6	1.5	5.3	20.1	20.8	2.9	22.1
0.275 – 0.300	6.1	2.9	5.9	0.8	11.7	13.4	3.0	15.1
0.300 – 0.350	8.0	0.3	6.4	6.8	5.5	10.9	1.9	13.7
0.350 – 0.400	7.4	1.2	3.7	4.5	23.0	23.7	2.3	25.0
0.400 – 0.450	11.8	2.7	3.4	8.2	16.2	18.7	7.2	23.2
0.450 – 0.500	10.6	2.7	3.3	0.9	12.5	13.2	1.8	17.0
0.500 – 0.550	10.3	7.4	9.1	4.0	3.3	12.8	9.6	19.0
0.550 – 0.600	13.0	2.7	6.7	5.1	10.5	13.7	9.8	21.3
0.600 – 0.700	13.2	0.9	8.1	6.6	9.7	14.3	1.2	19.5
0.700 – 1.000	15.2	1.5	8.5	5.8	9.3	14.1	2.7	20.9
0.025 – 1.000	4.9	1.8	1.3	1.2	4.4	5.0	1.1	7.1

Tabelle 10.2: *Systematische Fehler der π^0-Messung (ohne ECAL-Kalibration).Der Gesamtfehler der Konversionsselektion ist mit $\sum\gamma_1$, die Abschätzung der ECAL-Systematik mit $\sum\gamma_2$ und der daraus resultierende Gesamtfehler der π^0-Messung mit $\sum$ gekennzeichnet.*

Kapitel 11

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit enthält eine Messung des inklusiven π^0-Spektrums in hadronischen Zerfällen des Z^0-Bosons. Für diese Analyse wurden Daten verwendet, die 1992 und 1993 mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring gemessen wurden.

Das π^0 wird über seinen Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Dabei wird gefordert, daß ein Photon im Detektormaterial konvertiert und das entstehende e^+e^--Paar in den Spurkammern vermessen wird. Das andere Photon wird im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Diese Methode ermöglicht den Nachweis von neutralen Pionen schon ab einer Energie von etwa 1 GeV.

In dem x_p-Intervall $0.025 \leq x_p < 1.$ werden $4.64 \pm 0.28\,(\mathrm{stat}) \pm 0.46\,(\mathrm{syst})$ π^0's pro Ereignis gemessen. Dies stimmt innerhalb der Fehler gut mit den Vorhersagen verschiedener Monte Carlo Generatoren ($4.66-4.69$) überein. Mit Hilfe dieser Generatoren wird die Gesamtzahl der π^0's pro Ereignis zu $9.40 \pm 0.57\,(\mathrm{stat}) \pm 0.92\,(\mathrm{syst}) \pm 0.21\,(\mathrm{skala})$ bestimmt.

Bei dieser Messung wurden die systematischen Fehler des elektromagnetischen Kalorimeters mit Hilfe von π^0-Mesonen abgeschätzt, bei denen beide Photonen im Detektormaterial konvertieren. Eine Bestimmung der wesentlichsten systematischen Einflüsse auf die ECAL-Effizienz zeigt, daß die Unsicherheiten ähnlich groß sind wie die systematischen Fehler der Konversionsselektion.

Am L3-Detektor [19] wurden $9.18 \pm 0.03\,(\mathrm{stat}) \pm 0.73\,(\mathrm{syst})$ π^0's pro Ereignis gemessen. Die Ergebnisse der beiden Messungen stimmen also sehr gut miteinander überein.

Kapitel 12

Abbildungen

12.1 π^0-Nachweis über zwei Konversionsphotonen

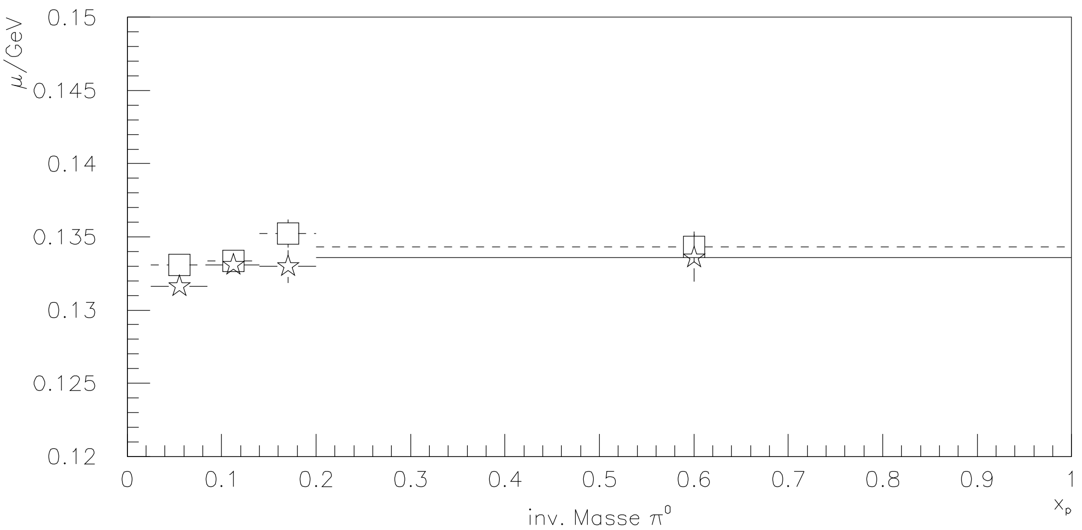

Abbildung 12.1: *π^0-Masse von zwei Konversionsphotonen in Daten (Sterne) und in der Monte-Carlo Simulation (Quadrate).*

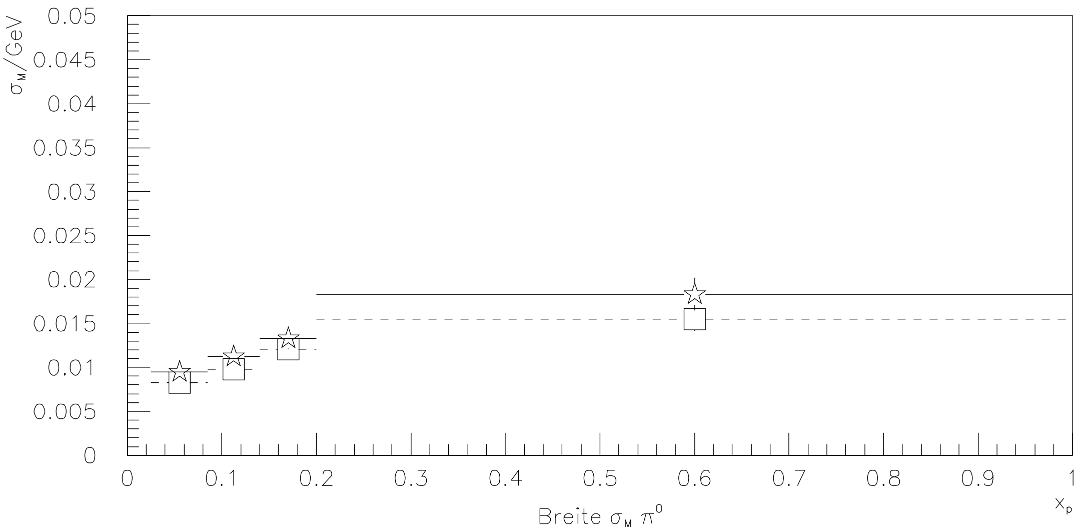

Abbildung 12.2: *Breite des π^0-Peaks von zwei Konversionsphotonen in Daten (Sterne) und in der Monte-Carlo Simulation (Quadrate).*

12.1.1 Massenspektren

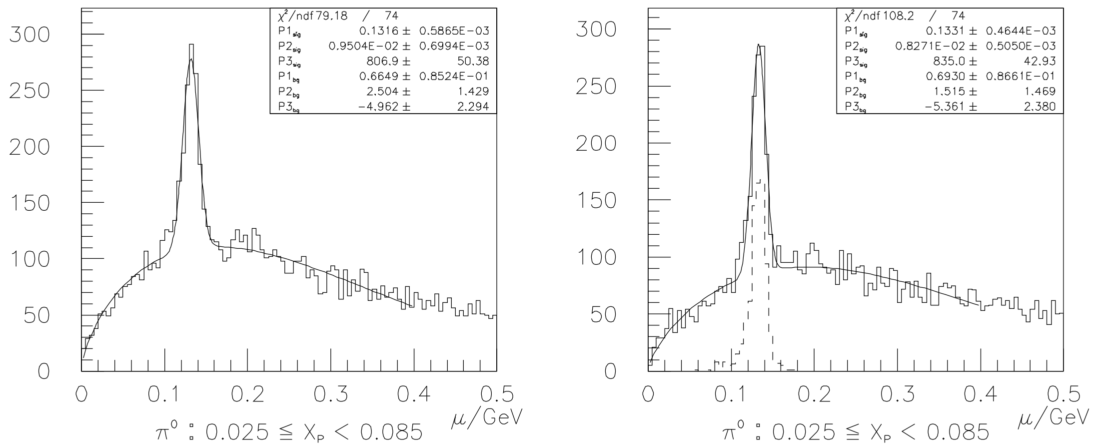

Abbildung 12.3: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von zwei Konversionsphotonen in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

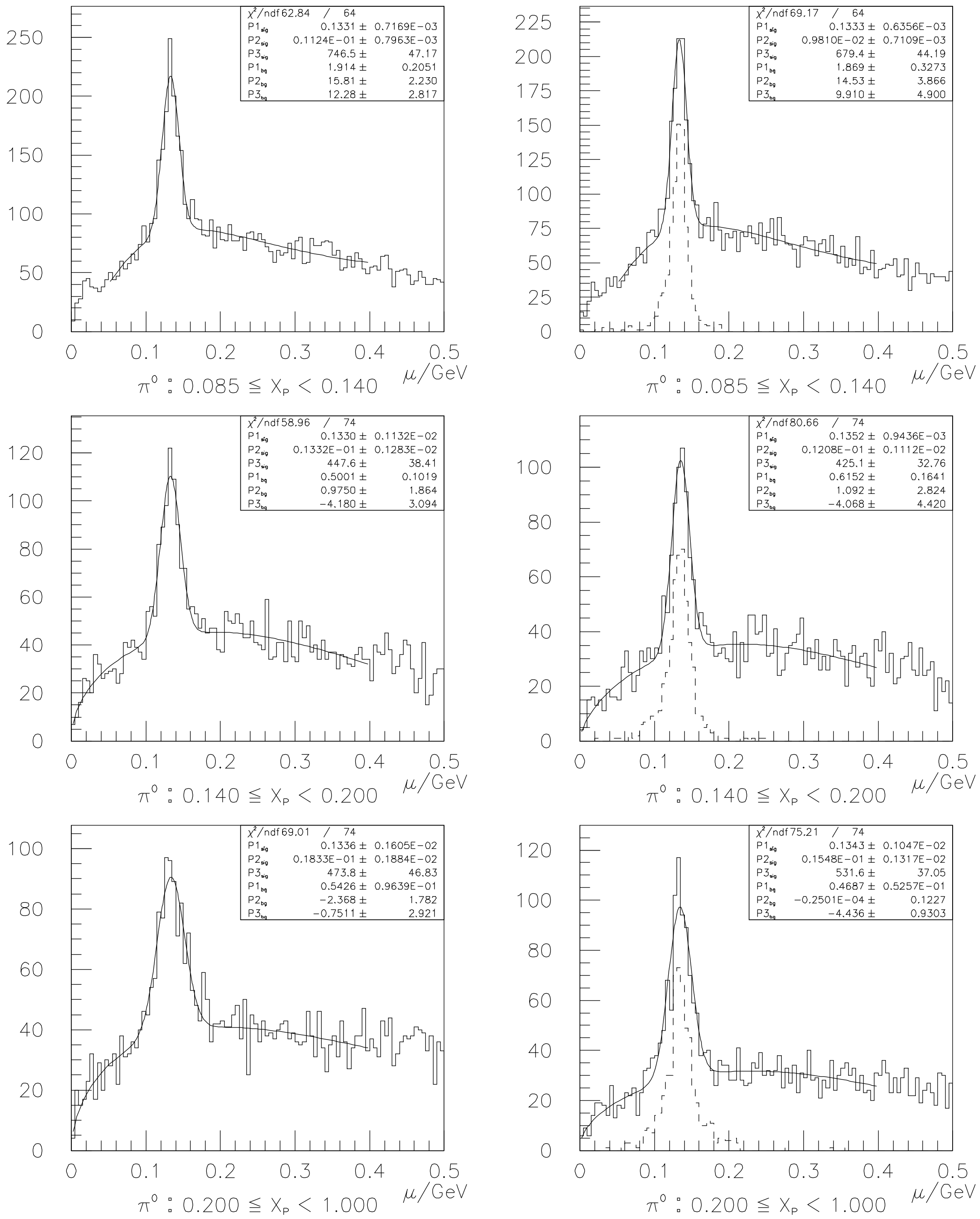

Abbildung 12.3: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von zwei Konversionsphotonen in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

12.2 π^0-Nachweis über Konversionsphoton und ECAL-Photon

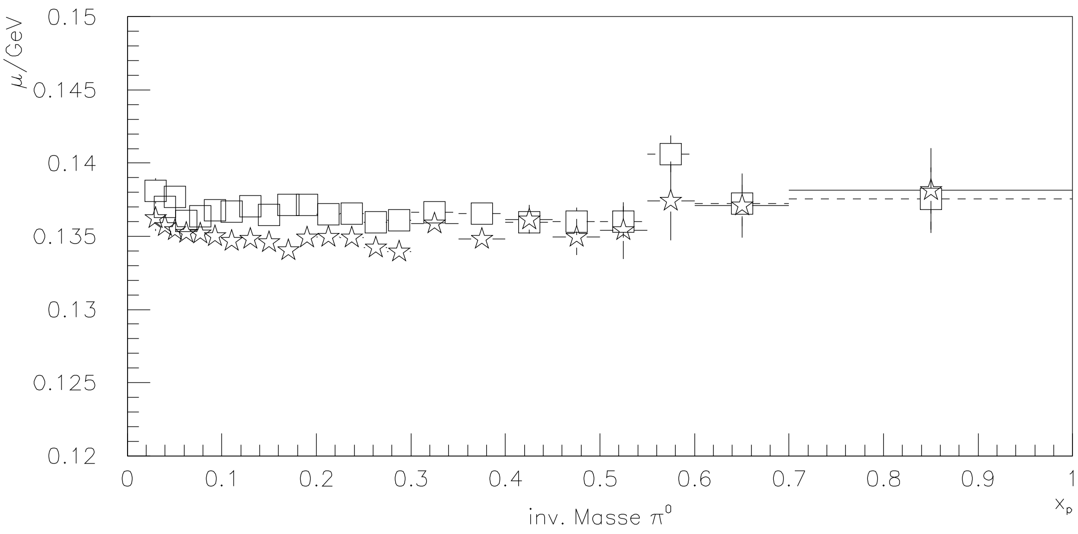

Abbildung 12.4: *π^0-Masse von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (Sterne) und in der Monte-Carlo Simulation (Quadrate).*

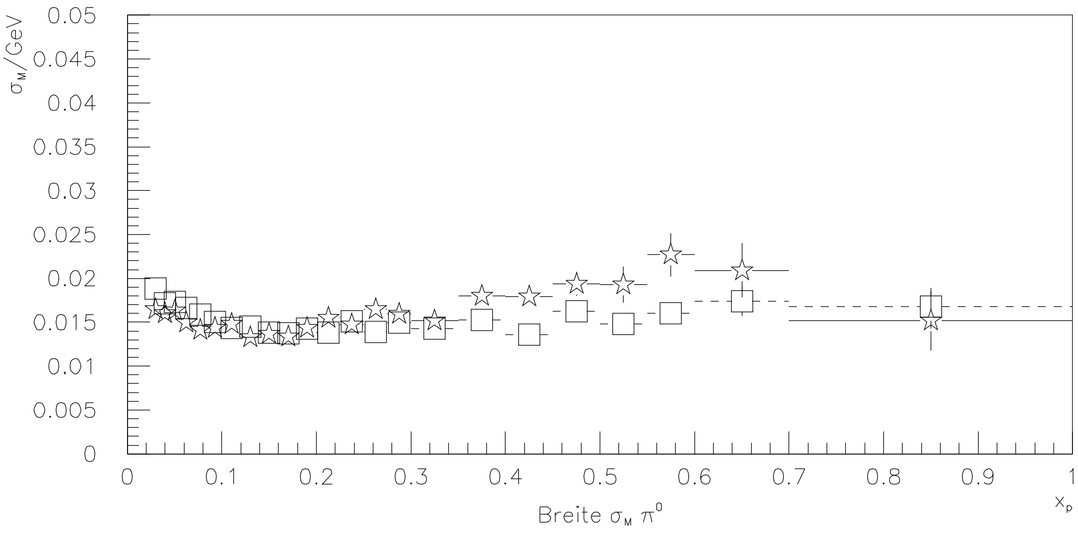

Abbildung 12.5: *Breite des π^0-Peaks von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (Sterne) und in der Monte-Carlo Simulation (Quadrate).*

12.2.1 Massenspektren

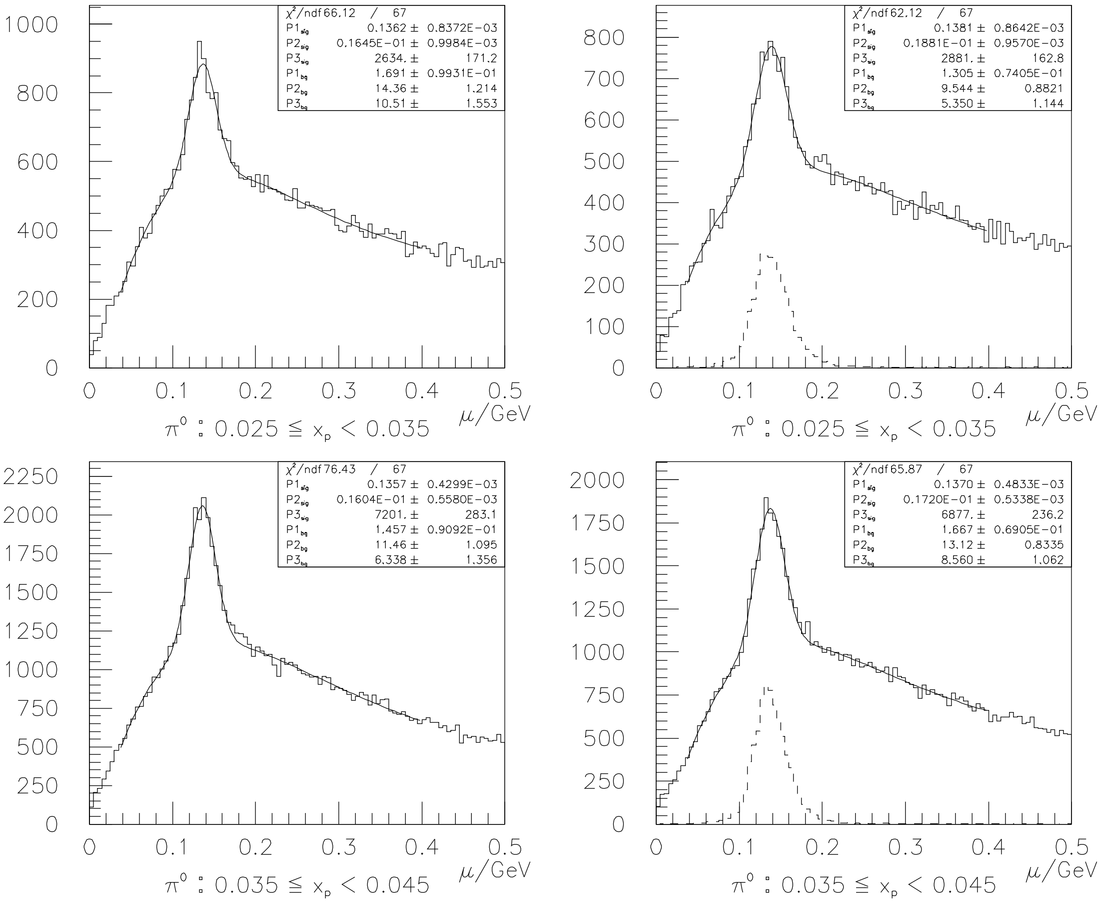

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

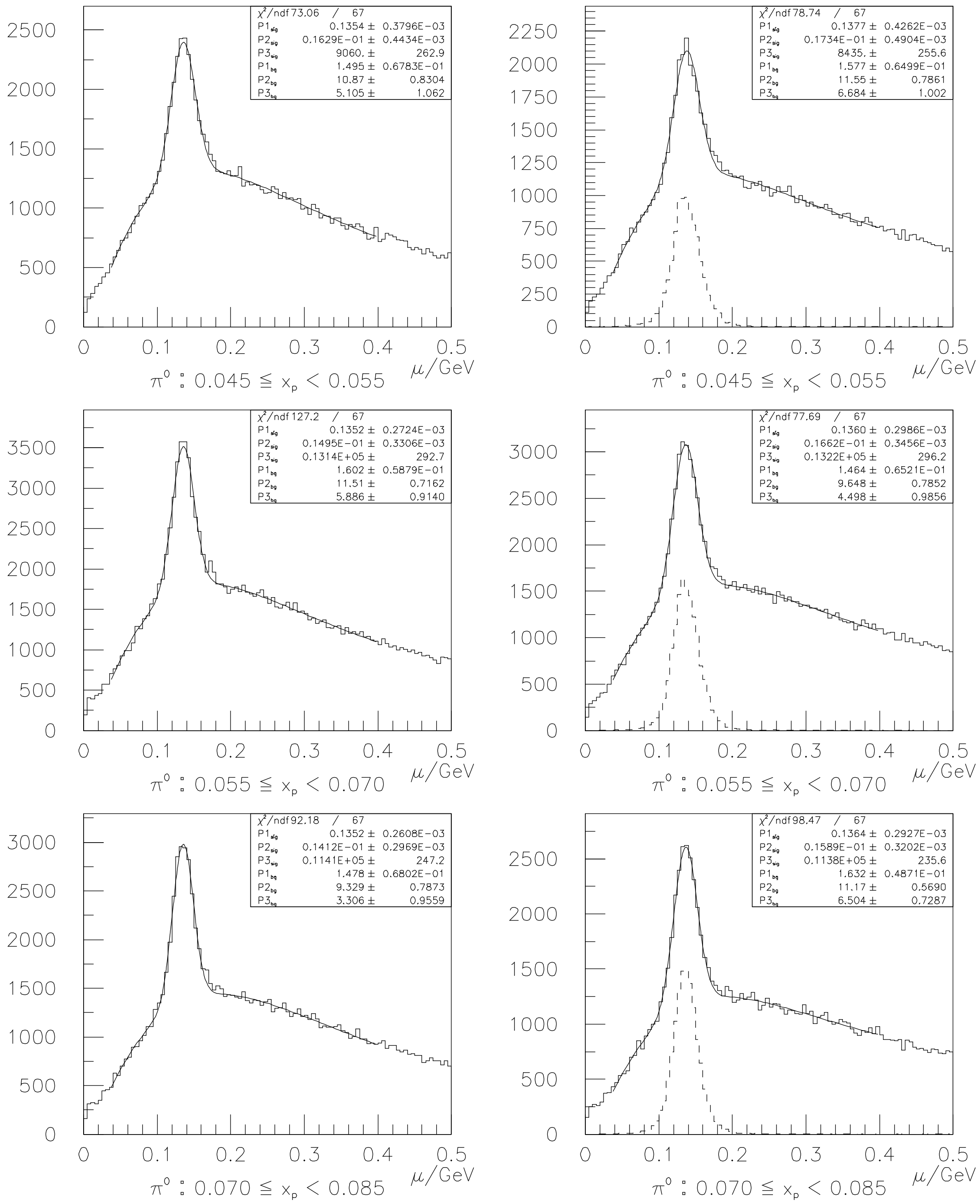

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

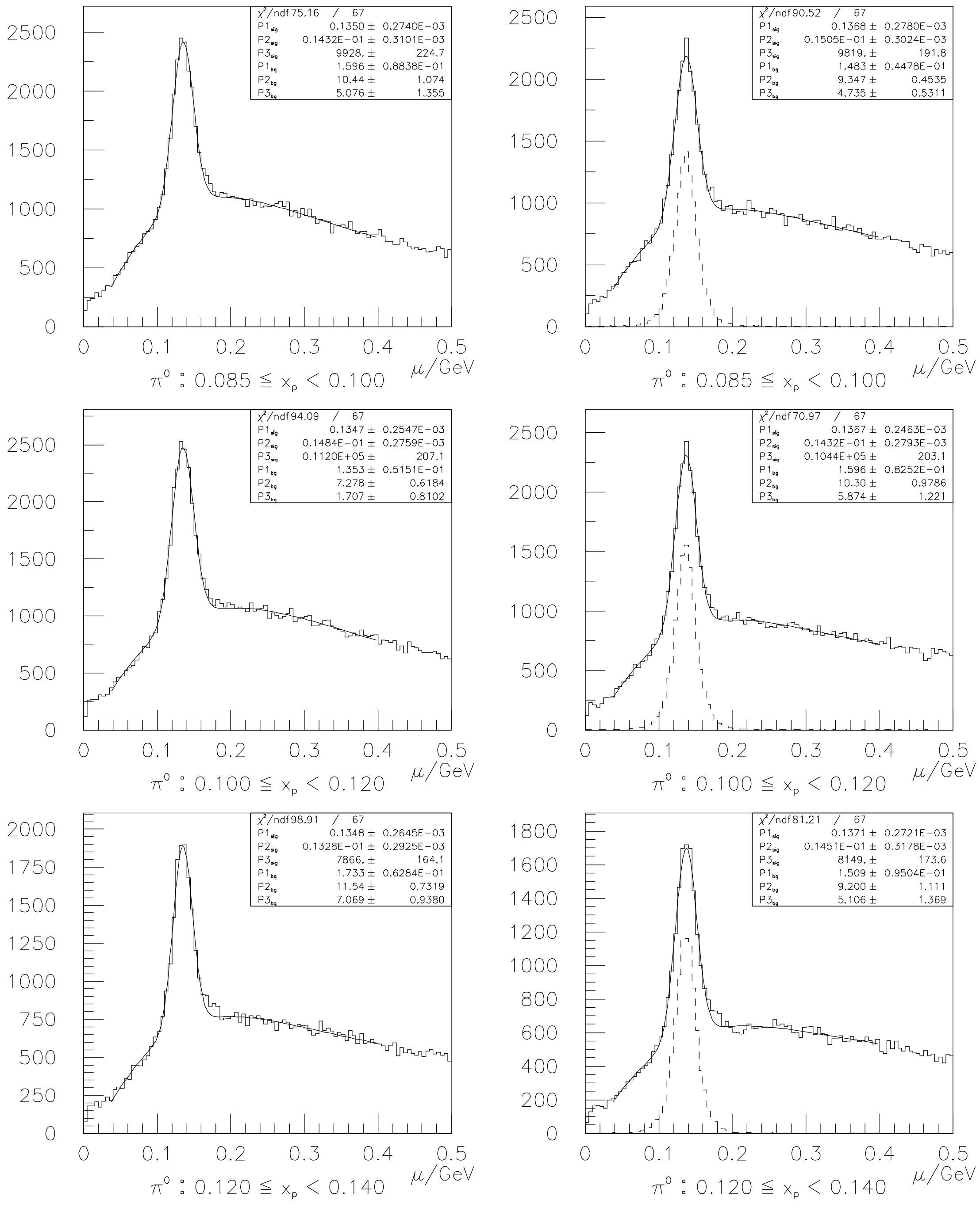

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

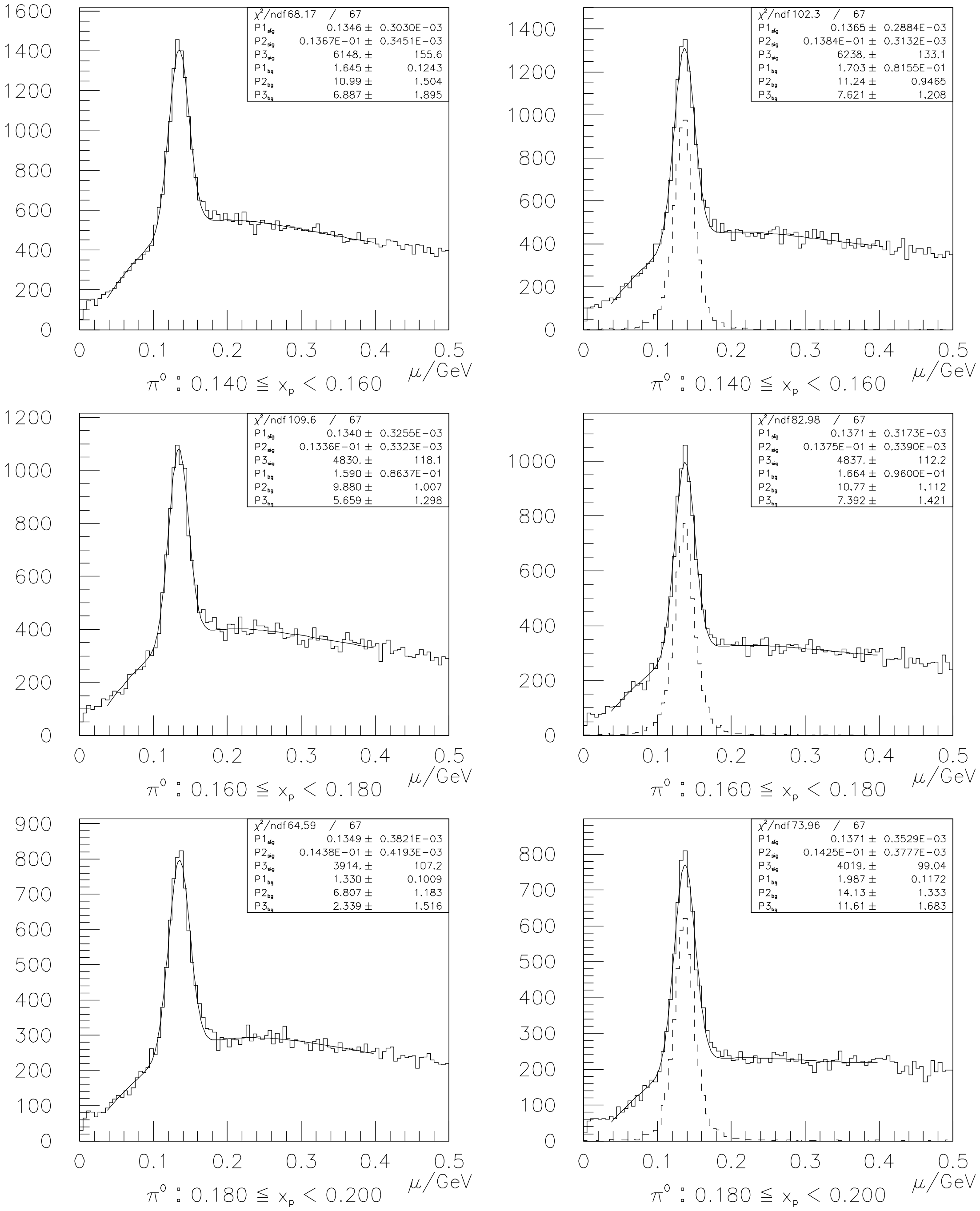

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

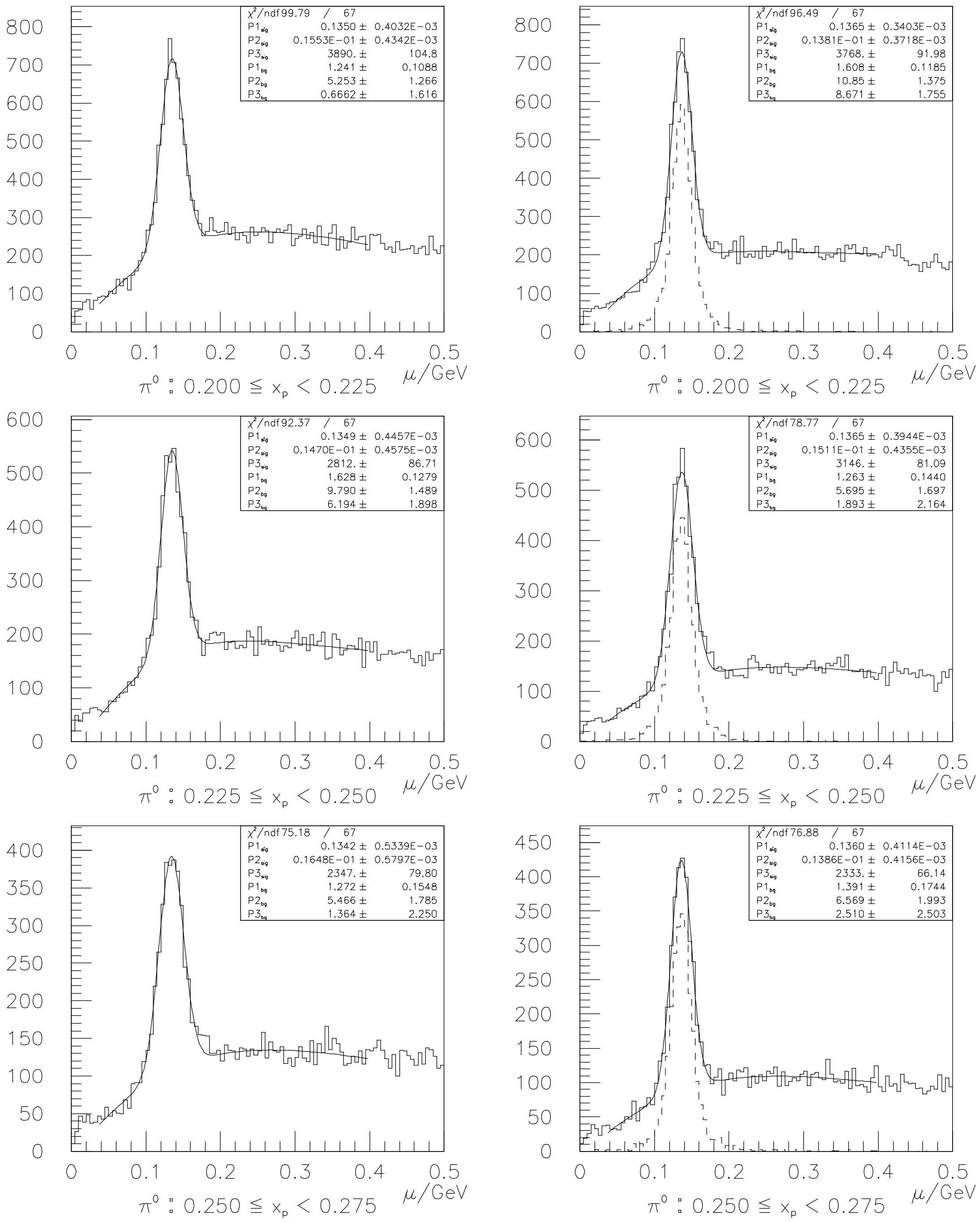

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

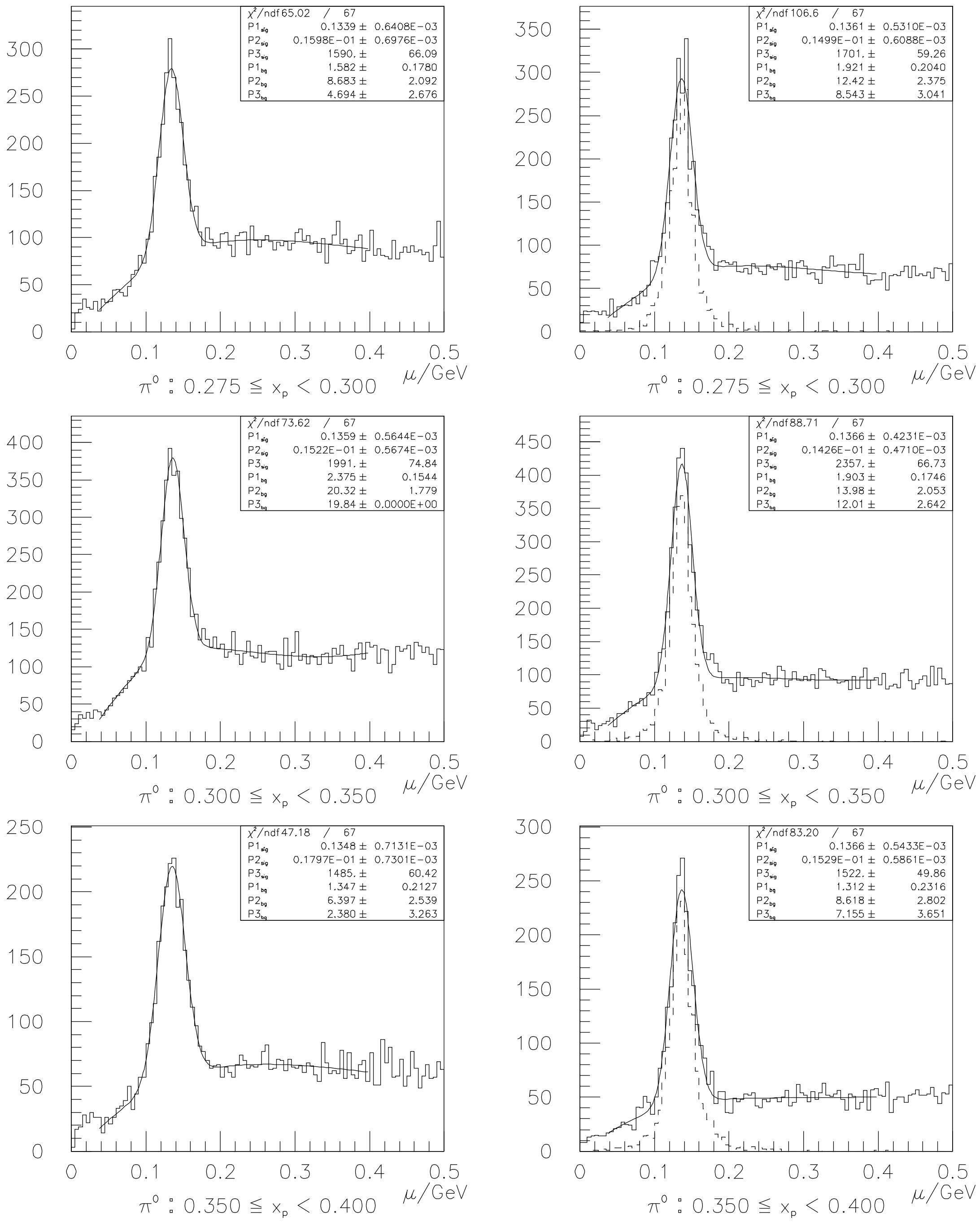

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

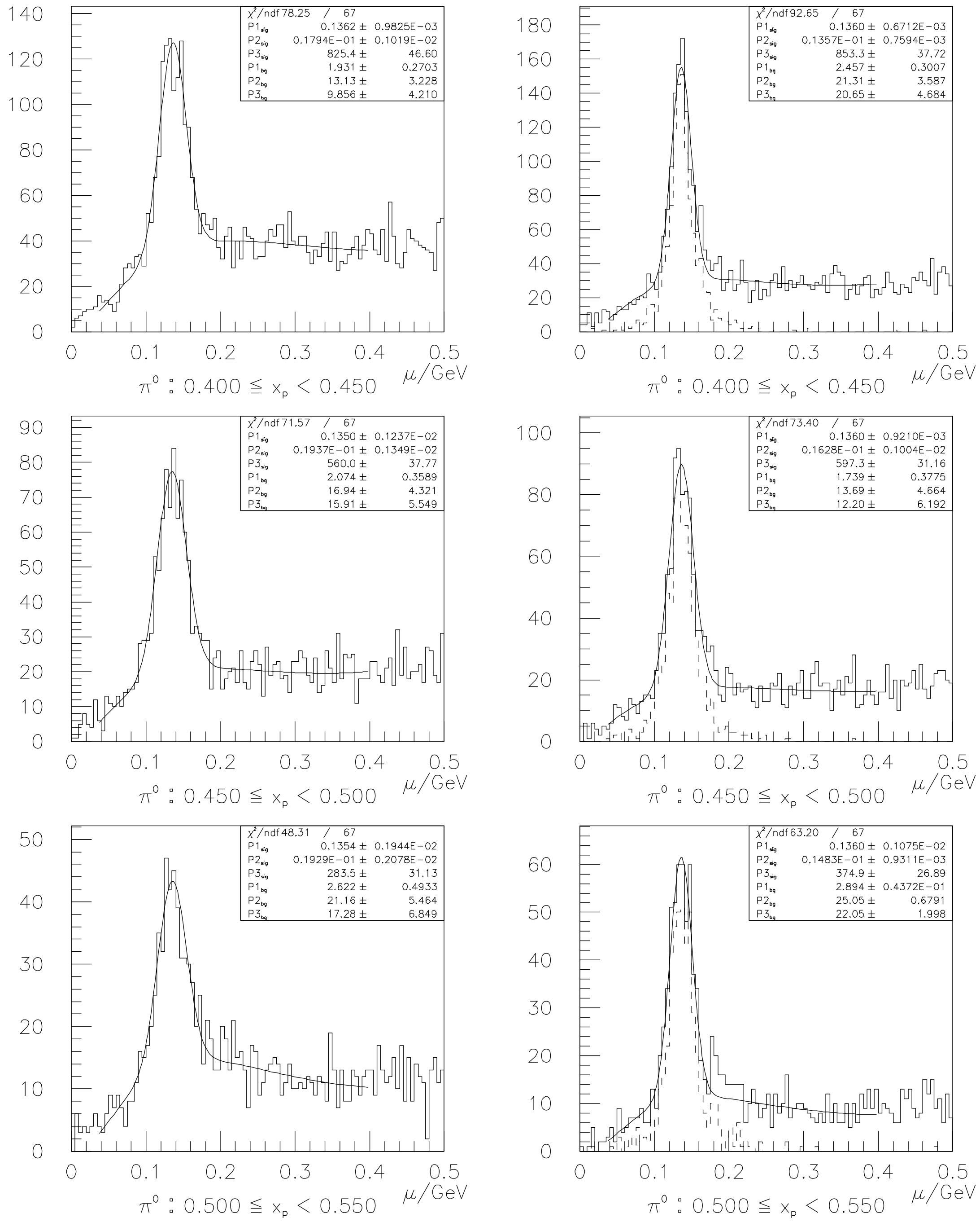

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

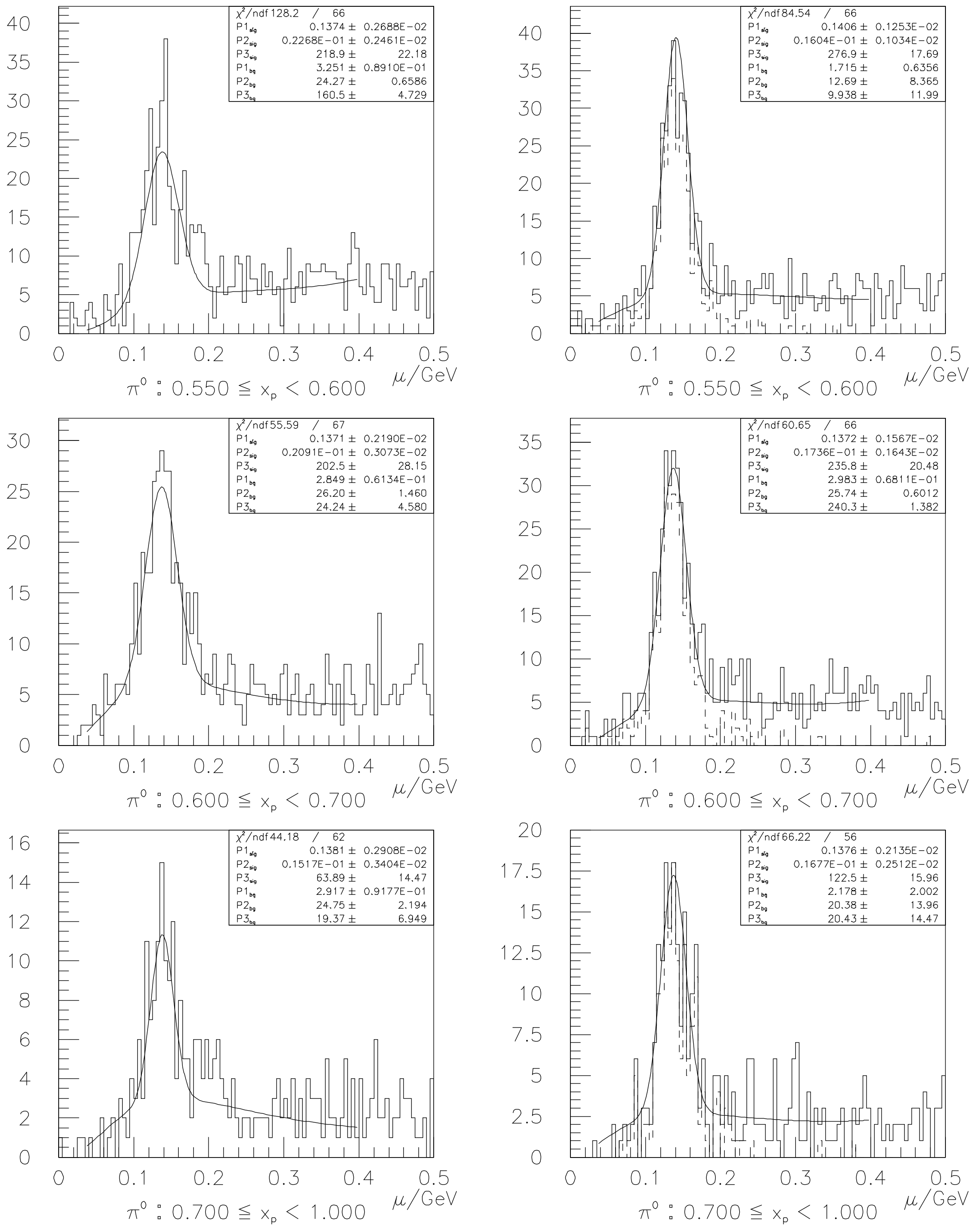

Abbildung 12.6: *$\gamma\gamma$-Massenspektren von Konversionsphoton und ECAL-Photon in Daten (links) und in der Monte-Carlo Simulation (rechts, wahre π^0's: gestrichelt).*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] I. Newton, zitiert nach der deutschen Übersetzung: Isaac Newton: "Optik", Braunschweig (1984) 261

[2] C. N. Yang und R. Mills, "Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance", Phys. Rev. 96 (1954) 191

[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] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508

[7] M. Gell-Mann, "A schematic model of baryons and mesons", Phys. Lett. 8 (1964) 214

[8] The American Physical Society, "Review of Particle Properties", Phys. Rev. D45 (1992)

[9] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, "Z Physics at LEP 1", Volume 3, CERN 89 - 08, September 21, 1989

[10] D Decamp et al. (ALEPH-Collab.), "ALEPH: A detector for electron-positron annihilations", Nucl. Instr. Meth. A 294 (1990) 121

[11] D. Buskulic et al. (ALEPH-Collab.), "Performance of the ALEPH detector at LEP", CERN-PPE/94-170, (1994)

[12] D. Casper, "ALEPH 101 An Introduction to the Aleph Offline System", ALEPH 93-026, SOFTWR 93-006, (1993)

[13] H.Albrecht, E. Blucher, J. Boucrot, "ALPHA User's Guide, Version 117/118", ALEPH 94-092, SOFTWR 94-007, (1994)

[14] F. Stephan, "Bestimmung des inklusiven Photonenspektrums über e^+e^--Konversionen auf der Z^0-Resonanz", Diplomarbeit, Uni-GH-Siegen, (1994)

[15] F. Stephan, "Measurement of the Inclusive Photon Spectrum using e^+e^--Conversions", ALEPH 95-015, PHYSIC 95-015, (1995)

[16] A. Rougé, "A Method for Photon Reconstruction in ALEPH", ALEPH 93-107, PHYSIC 93-088, (1993)

[17] A. Rougé, "On the Reconstruction of Photon Energy (GAMPEX Calibration)", ALEPH 94-057, PHYSIC 94-051, (1994)

[18] C. Goy, "High energy π^0 in $q\bar{q}$ events", ALEPH 93-110, PHYSIC 93-091, (1993)

[19] A. Adam et al. (L3-Collab.), "Measurement of Inclusive Production of Neutral Hadrons from Z Decays", Phys. Lett. B 328 (1994) 223

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Herrn Professor Dr. S. Brandt für die interessante Themenstellung und viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen bedanken.

Ebenso danke ich Herrn Professor Dr. C. Grupen für zahlreiche nützliche Hinweise und Ratschläge.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Armin Böhrer, Dr. Glen Cowan und Dr. Luděk Smolík für die sehr gute Betreuung der Arbeit.

Der Siegener ALEPH-Gruppe und meinen Kommilitonen, insbesondere Abdelkrim Adar, Volker Büscher, Ralf Kutsche und Frank Stephan danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit.

Erklärung

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

Siegen, Juni 1995 (Peter van Gemmeren)