HD–IHEP 92–10

Untersuchung inklusiver Zerfälle von τ – Leptonen in K_s^o mit dem ALEPH–Detektor am LEP

Ariane Frey

58
ROUTE TO
NAME
LOCATION
RETURN TO TERM LIBRARY

Diplomarbeit

Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

– Heidelberg, Oktober 1992 –

Für meinen Großvater

Abstract

Using the data accumulated at LEP in 1990 and 1991 with the ALEPH detector – corresponding to an integrated luminosity of 20 pb^{-1} – inclusive decays of $\tau-$ leptons into K_s^o were searched for. The K_s^o was identified via its decay $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ by looking for a secondary vertex. After application of all the selection criteria 133 candidate events for the decay $\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ remained (K_s^o accompagnied by a charged hadron and possible additional neutrals). The inclusive branching ratio was found to be $Br\,(\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) = (1,25 \pm 0,22_{stat} \pm 0,14_{sys})\,\%$. In a second step the candidate events were looked for an additional π^o resulting in 37 events. The corresponding branching ratio was found to be $Br\,(\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- \pi^o \nu_\tau) = (0,52 \pm 0,22_{stat} \pm 0,12_{sys})\,\%$.
Possible sources of the final states were considered assuming the charged hadron to be a π^-. The dominant source of the final state ($K_s^o \pi^- X^o$) seems to be the K^{*-} resonance. Also most of the ($K_s^o \pi^- \pi^o$) events show intermediate K^{*-} resonances. Assuming mediation via the K_1 resonances this implies an increased population of $K_1(1400)$ over $K_1(1270)$.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **2**

2 Theoretische Erwartungen **4**

3 Das Experiment **11**
3.1 Der ALEPH–Detektor 11
3.1.1 Die innere Spurkammer 14
3.1.2 Die Zeitprojektionskammer 15
3.1.3 Das elektromagnetische Kalorimeter 18
3.2 Die Spurrekonstruktion 20

4 Die Selektion von τ–Ereignissen mit K_s^o **22**
4.1 Die verwendeten Daten 22
4.2 Die verwendeten Monte Carlo Ereignisse 24
4.3 V^0–Rekonstruktion 25
4.4 Untergrundquellen 25
4.5 Die Ereignisselektion 26
4.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion 30

5 Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to K_s^o had^- X^o \nu_\tau$ **32**
5.1 Die Bestimmung des Untergrundes 32
5.2 Die Akzeptanzkorrektur 37
5.3 Das Ergebnis der Messung 40

6 Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to K_s^o had^- \pi^o \nu_\tau$ **44**
6.1 Photon– und π^o–Rekonstruktion 44
6.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der π^o–Rekonstruktion 46
6.3 Das Ergebnis der Messung 49

7 Diskussion und Zusammenfassung **53**

Kapitel 1

Einleitung

Ein wichtiges Anliegen der Physik ist es, die fundamentalen Kräfte der Natur möglichst genau zu verstehen und zu beschreiben. Im Bereich der kleinsten Bausteine der Materie – der sogenannten Elementarteilchen – bestimmen die starke und die elektroschwache Wechselwirkung das Verhalten der Teilchen; die Gravitation spielt aufgrund der geringen Massen keine Rolle. Diese Wechselwirkungen werden durch das *Standardmodell* beschrieben. Sie werden in diesem Modell durch Austauschteilchen – auch Eichbosonen genannt – vermittelt: Photon, $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen und Gluonen. Es war ein großer Erfolg der Theorie, als die vorhergesagten $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen, die Vermittler der schwachen Wechselwirkung, 1983 am CERN von den Experimenten UA1 [1] und UA2 [2] nachgewiesen werden konnten. Die Elementarteilchen – Leptonen, die nur elektroschwach wechselwirken, und Quarks – werden im Rahmen des Standardmodells in Generationen eingeteilt. Die höheren Generationen sind "Duplikate" der ersten Generation, die sich von dieser nur durch größere Massen unterscheiden. Die schweren Teilchen der höheren Generationen sind instabil und zerfallen in Teilchen der ersten Generation bzw. in aus diesen aufgebaute Hadronen.

Der e^+e^-–Speicherring LEP wurde zu detaillierten Untersuchungen und Tests des Standardmodells entwickelt und nahm 1989 den Betrieb auf. Bei Schwerpunktsenergien um die Z^0–Resonanz ($m_{Z^0} = (91,175 \pm 0,021)\mathrm{GeV}/c^2$ [3]) werden große Mengen reeller Z^0–Bosonen aus der e^+e^-–Annihilation erzeugt. Die Z^0–Bosonen sind nicht stabil und zerfallen in ein Teilchen–Antiteilchen–Paar.

Für diese Arbeit sind die Zerfälle des Z^0 in ein τ–Lepton und sein Antiteilchen von Interesse. Das τ–Lepton ist das schwerste bekannte Lepton und bildet mit dem zugehörigen τ–Neutrino (das bislang nur indirekt nachgewiesen werden konnte) die dritte Leptongeneration. Weitere Generationen mit leichten Neutrinos wurden durch LEP–Untersuchungen ausgeschlossen [4].

Entdeckt wurde das τ–Lepton 1975 von Perl et al. am e^+e^-–Speicherring SPEAR [5]. Seitdem wurden vielfältige Experimente zur Untersuchung der Eigenschaften

des τ-Leptons durchgeführt. Da es das am wenigsten bekannte Lepton ist und "neue Physik" am ehesten bei schweren Teilchen vermutet wird, stellt das τ ein interessantes "Laboratorium" für die Teilchenphysik dar. Einen experimentellen und theoretischen Überblick findet man beispielsweise in [6]. Das τ-Lepton zerfällt in leichtere Teilchen. Für einige Verzweigungsverhältnisse (z. B. e, μ, π, K, ρ) macht das Standardmodell recht genaue Vorhersagen, die sich experimentell überprüfen lassen, für andere Zerfallskanäle dagegen gibt es große theoretische Unsicherheiten, so daß genaue Messungen zu einem tieferen Verständnis beitragen können.

In der vorliegenden Arbeit wurden inklusive Zerfälle der τ-Leptonen in neutrale Kaonen (Quarkinhalt sd) untersucht. Die theoretischen Vorhersagen für diesen Kanal sind mit größeren theoretischen Unsicherheiten behaftet und beruhen auf zusätzlichen Annahmen (asymptotische Flavour–Symmetrie, Resonanzstruktur (s. Kap. 2)), so daß möglichst genaue Messungen wünschenswert sind.
Als Ergebnis der Arbeit erhält man die inklusiven Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle[1] $\tau^- \rightarrow K_s^o had^- X^o \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow K_s^o had^- \pi^o \nu_\tau$ [2], wobei letzteres erstmals bestimmt wurde.

[1] Hier wie im folgenden ist unter der Angabe eines Zerfallskanals immer auch der dazu ladungskonjugierte zu verstehen.

[2] X^o steht in der gesamten Arbeit für ≥ 0 neutrale Teilchen. Unter had^- ist ein geladenes Meson (π^- oder K^-) zu verstehen.

Kapitel 2

Theoretische Erwartungen

Im Rahmen des Standardmodells, des heute allgemein akzeptierten Modells zur Beschreibung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung, bildet das τ–Lepton mit seinem Neutrino ν_τ die dritte Generation der Leptonen.
Alle experimentellen Ergebnisse sind in Einklang mit der Klassifizierung des τ–Leptons als sequentielles Lepton mit identischen Wechselwirkungen, Kopplungsverhalten und Kopplungsstärke wie Elektron und Myon ("Leptonuniversalität"). Das τ–Lepton ist aufgrund seiner großen Masse ($m_\tau = 1784,1^{+2,7}_{-3,6}$ MeV/c^2 [7]) nicht stabil, sondern zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\tau = (0,305 \pm 0,006) \cdot 10^{-12}$ s [7] vermittels der schwachen Wechselwirkung. Die Ankopplung des leptonischen Stroms des τ–Leptons an den geladenen schwachen Strom wird durch die (V–A)–Strom-Strom-Kopplung beschrieben. Da die τ–Masse größer als die π–Masse ist, sind auch semihadronische Zerfälle des Leptons möglich. Aus energetischen Gründen kann das τ–Lepton nur an Quarks der ersten Generation koppeln (u– und d'–Quark, $d' = d \cdot \cos\theta_C + s \cdot \sin\theta_C$ mit dem Cabibbo–Mischungswinkel θ_C).

Semihadronische τ–Zerfälle

Die allgemeine Form der Zerfallsbreite des τ–Leptons in Hadronen durch die schwache Wechselwirkung (V–A) lautet [8]:

$$\Gamma\left(\tau^- \to \text{Hadronen}\,\nu_\tau\right) = \frac{G_F^2}{32\,\pi^2 m_\tau^3} \int_0^{m_\tau^2} dq^2 \left(m_\tau^2 - q^2\right)^2 \times$$
$$\left[\left\{\left(m_\tau^2 + 2q^2\right)\left[v_1(q^2) + a_1(q^2)\right] + m_\tau^2\, a_0(q^2)\right\}\cos^2\theta_C\right.$$
$$\left. + \left\{\left(m_\tau^2 + 2q^2\right)\left[v_1^s(q^2) + a_1^s(q^2)\right] + m_\tau^2\left[v_0^s(q^2) + a_0^s(q^2)\right]\right\}\sin^2\theta_C\right] \qquad (2.1)$$

Hier bezeichnet θ_C den Cabibbo–Winkel, G_F die Fermi–Kopplungskonstante, q^2 den Impulsübertrag und v_J und a_J Vektor– und Axialvektor–Spektralfunktionen, von denen jede zu einem bestimmten Endzustand mit festem Spin, Parität und "Strangeness" gehört. In Tab. 2.1 sind mögliche Zerfallsprodukte mit der jeweils zugehörigen Spektralfunktion dargestellt. Da die Quantenchromodynamik im Bereich

Spektral–funktion	Spin–Parität J^P	"Strangeness" S	Mögliche Zerfallsprodukte
v_1	1^-	0	ρ^-, $(2\pi)^-$, $(4\pi)^-$, (K^-K^o), $(KK\pi)^-$
a_1, a_0	1^+, 0^-	0	a_1^-, $(3\pi)^-$, π^-
v_1^s, v_0^s	1^-, 0^+	-1	K^{*-}, $(K\pi)^-$
a_1^s, a_0^s	1^+, 0^-	-1	K_1^-, $(K\pi\pi)^-$, K^-

Tabelle 2.1: *Die Spektralfunktionen mit jeweils möglichen Zerfallsprodukten.*

kleiner Impulsüberträge – wie diese beim τ–Zerfall auftreten – nicht mehr störungstheoretisch entwickelbar ist, sind die Spektralfunktionen nicht direkt berechenbar. Mit Hilfe von experimentellen Ergebnissen und zusätzlichen Annahmen lassen sich jedoch bestimmte Vorhersagen und Relationen ableiten [8,9] :

Spektralfunktionen mit $J = 0$

Die Spektralfunktionen a_0 und a_0^s beschreiben die Zerfälle in die leichten Mesonen $\tau^- \to \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \to K^- \nu_\tau$. Die einzigen Größen, die sich nicht aus der Theorie ergeben, sind die Kopplungskonstanten f_π bzw. f_K an den schwachen Strom. Diese können unter der Annahme der Zeitumkehrinvarianz aus den sehr gut bekannten Zerfällen $\pi^-\,(K^-) \to \mu^- \overline{\nu}_\mu$ bestimmt werden. Die Vektor–Spektralfunktion v_0 verschwindet aufgrund des erhaltenen Vektorstroms (CVC).

Spektralfunktionen mit $J = 1$

Die Hypothese des erhaltenen Vektorstroms ("CVC": conserved vector current [10]) setzt den Vektoranteil des geladenen schwachen Stroms mit dem Isovektor–Anteil des Wirkungsquerschnitts $e^+e^- \to$ Hadronen in Beziehung und erlaubt somit die Bestimmung der Spektralfunktion $v_1(q^2)$.

Die Situation wird insofern erschwert, als über die Meson–Resonanzen (parametrisiert durch Breit–Wigner–Funktionen) integriert werden muß, die häufig nicht genau bekannt sind.

Mit Hilfe von Summenregeln, die von Weinberg [11] und Das–Mathur–Okubo [12] aufgestellt wurden, lassen sich die Spektralfunktionen v_1, v_1^s, a_1 und a_1^s in Relation setzen. Diese Summenregeln wurden unter der Annahme der sogenannten asymptotischen Flavour–Symmetrie abgeleitet. Diese bedeutet, daß im Grenzfall großer Energien u, d und s Quark sich in ihrer Kopplung an den schwachen Strom nur

durch den Cabibbo–Winkel unterscheiden. Die zugehörige Symmetriegruppe ist eine $SU_f(3)$. Die Flavour–Symmetrie ist klarerweise gebrochen, andernfalls wären z. B. die Kopplungskonstanten von Pion und Kaon nicht verschieden. Die Brechung der Symmetrie wird durch einige wenige Resonanzen bei niederen Massen erklärt. Es ergeben sich folgende Summenregeln [11,12,13] :

$$\int_0^\infty \left[v_1(q^2) - a_1(q^2)\right] q^2\, dq^2 = 0 \tag{2.2}$$

$$\int_0^\infty \left[v_1^s(q^2) - a_1^s(q^2)\right] q^2\, dq^2 = 0 \tag{2.3}$$

$$\int_0^\infty \left[v_1(q^2) - v_1^s(q^2)\right] dq^2 = 0 \tag{2.4}$$

Im folgenden soll auf die Zerfälle explizit eingegangen werden, die zu Endzuständen mit K_s^o beitragen können. Die Breiten der Resonanzen werden hierbei vernachlässigt.

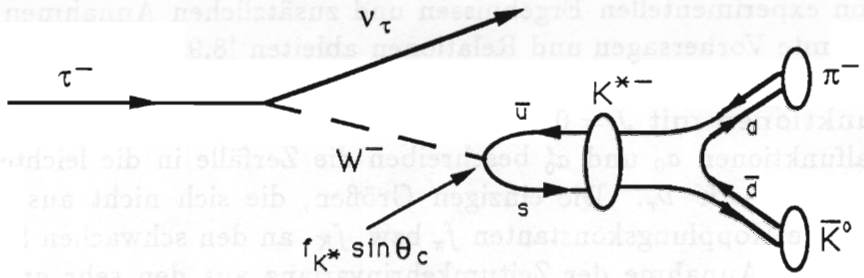

Abbildung 2.1: *Feynman–Graph des Zerfalls $\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$.*

Der Zerfall $\tau^- \to K^{*-}\,\nu_\tau$

Von Endzuständen der Form $(K\pi)^-$ nimmt man an, daß sie von der $K^*(892)$–Resonanz dominiert werden ($m_{K^{*-}} = 891{,}6$ MeV/c^2, $\Gamma_{K^*} \approx 50$ MeV/c^2 [7]). Die zugehörige Spektralfunktion lautet [8]

$$v_1^s(q^2) = 2\pi \frac{f_{K^*}^2}{m_{K^*}^2}\, \delta\left(q^2 - m_{K^*}^2\right) \tag{2.5}$$

mit der unbekannten Kopplungskonstanten f_{K^*}. Der K^*-Zerfall ist das Cabibbo-unterdrückte Analogon zum ρ-Zerfall mit der zugehörigen Spektralfunktion

$$v_1(q^2) = 2\pi \frac{f_\rho^2}{m_\rho^2}\, \delta\left(q^2 - m_\rho^2\right) \tag{2.6}$$

Unter Verwendung der dritten Summenregel (2.4) erhält man folgende Beziehung der Kopplungskonstanten :

$$\frac{f_{K^*}^2}{m_{K^*}^2} = \frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} \tag{2.7}$$

Drückt man $\Gamma(\tau \to K^*\nu)$ durch $\Gamma(\tau \to \rho\nu)$ aus, so ergibt sich aus (2.1):

$$\Gamma\left(\tau^- \to K^{*-}\,\nu_\tau\right) = \Gamma\left(\tau^- \to \rho^-\,\nu_\tau\right) \cdot \tan^2\theta_C \cdot \frac{\left(m_\tau^2 - m_{K^*}^2\right)^2 \left(m_\tau^2 + 2m_{K^*}^2\right)}{\left(m_\tau^2 - m_\rho^2\right)^2 \left(m_\tau^2 + 2m_\rho^2\right)} \tag{2.8}$$

Aus der Kenntnis der Zerfallsbreite $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$ gewinnt man also die Zerfallsbreite für $\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$. Wie bereits erwähnt, ergibt sich durch die CVC-Hypothese die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ aus dem Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to$ Hadronen. Die Schwierigkeit hierbei liegt in der Bestimmung des isovektoriellen Anteils, da auch isoskalare Anteile (z. B. ω-Resonanz) überlagert sind. Das auf diese Weise bestimmte Verzeigungsverhältnis für $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$ beträgt 24,1 % [14] in guter Übereinstimmung mit den Messungen von $(24,0 \pm 0,6)\%$ [7]. Daraus ergibt sich eine Vorhersage für das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$ von

$$\mathrm{V}(\tau^- \to K^{*-}\,\nu_\tau) = 1,2\,\%$$

mit $tan^2\theta_C = 0,053$ [7]. Davon resultiert ein Drittel im Endzustand $(K_s^o\,\pi^-)$. Dies ergibt sich aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten des K^*-Zerfalls:

$$\begin{array}{lll} K^{*-} & \longrightarrow & 2/3 \quad \overline{K}^o\,\pi^- \qquad (\overline{K}^o = 50\,\%K_s^o,\ 50\,\%K_L^o) \\ & \longrightarrow & 1/3 \quad K^-\,\pi^o \end{array}$$

Der Zerfall $\tau^- \to K_1^-\,\nu_\tau$

Die K_1-Resonanzen werden als Hauptquelle des Endzustandes $(K\pi\pi)^-$ angesehen. Es handelt sich hierbei um zwei Resonanzen bei 1270 MeV/c^2 (Γ = 90 MeV/c^2) und 1400 MeV/c^2 (Γ = 174 MeV/c^2). Der analoge nicht Cabibbo-unterdrückte Zerfall ist $\tau^- \to a_1^-\,\nu_\tau$. Aus den Spektralfunktionen

$$a_1^s(q^2) = 2\pi \frac{f_{K_1}^2}{m_{K_1}^2}\, \delta\left(q^2 - m_{K_1}^2\right) \tag{2.9}$$

und $v_1^s(q^2)$ (s. (2.5)) erhält man mit Hilfe der zweiten Summenregel (2.3) für die Kopplungskonstanten folgende Beziehung:

$$f_{K_1}^2 = f_{K^*}^2 \tag{2.10}$$

Daraus folgt ((2.1) und (2.8))

$$\Gamma\left(\tau^- \to K_1^- \nu_\tau\right) = \Gamma\left(\tau^- \to \rho^- \nu_\tau\right) \cdot \tan^2\theta_C \cdot \frac{m_{K^*}^2}{m_{K_1}^2} \cdot \frac{\left(m_\tau^2 - m_{K_1}^2\right)^2 \left(m_\tau^2 + 2m_{K_1}^2\right)}{\left(m_\tau^2 - m_\rho^2\right)^2 \left(m_\tau^2 + 2m_\rho^2\right)} \quad (2.11)$$

Das Verzweigungsverhältnis hängt davon ab, zu welchen Anteilen die beiden K_1-Resonanzen erzeugt werden. Man erwartet ein Verzweigungsverhältnis von

$$\mathrm{V}\left(\tau^- \to K_1^- \nu_\tau\right) = 0{,}19\,\% - 0{,}34\,\%$$

(jeweils vollständige Population einer Resonanz).
Das $K_1(1270)$ zerfällt zu ca. 48 % in $(K^o\pi^-\pi^o)$, $K_1(1400)$ zu ca. 44 %, also je zu etwa einem Viertel in $K_s^o\pi^-\pi^o\nu_\tau$ (Verzweigungsverhältnisse aus [7]) :

$K_1^-(1270)$	$\xrightarrow{(42\pm6)\%}$	$(K\rho)^-$	$\to$	2/3	$\overline{K}^o\rho^-$	$\to$		$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$	28%
			$\to$	1/3	$K^-\rho^o$	$\to$		$K^-\pi^+\pi^-$	14%
	$\xrightarrow{(28\pm4)\%}$	$(K_o^*(1430)\pi)^-$	$\to$	2/3	$\overline{K}_o^{*o}\pi^-$	$\to$	2/3	$K^-\pi^+\pi^-$	12,4%
						$\to$	1/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$	$\}$ 12,4%
			$\to$	1/3	$K_o^{*-}\pi^o$	$\to$	2/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$	
						$\to$	1/3	$K^-\pi^o\pi^o$	3,1%
	$\xrightarrow{(16\pm5)\%}$	$(K^*(892)\pi)^-$	$\to$	2/3	$\overline{K}^{*o}\pi^-$	$\to$	2/3	$K^-\pi^+\pi^-$	7,1%
						$\to$	1/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$	$\}$ 7,1%
			$\to$	1/3	$K^{*-}\pi^o$	$\to$	2/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$	
						$\to$	1/3	$K^-\pi^o\pi^o$	1,8%

$K_1^-(1400)$	$\longrightarrow$	2/3	$\overline{K}^{*o}\pi^-$	$\to$	2/3	$K^-\pi^+\pi^-$ 44,4%
				$\to$	1/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$ $\}$ 44,4%
	$\longrightarrow$	1/3	$K^{*-}\pi^o$	$\to$	2/3	$\overline{K}^o\pi^-\pi^o$
				$\to$	1/3	$K^-\pi^o\pi^o$ 11,1%

Die Zerfälle $\tau^- \to K^oK^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to (KK\pi)^-\nu_\tau$

Zum Zerfall $\tau^- \to K_s^o had^-(\pi^o)\nu_\tau$ können auch Zerfälle mit zwei Kaonen beitragen. Diese sind nicht Cabibbo–unterdrückt.
Der Zerfall $\tau^- \to K^oK^-\nu_\tau$ wird durch den Vektorstrom vermittelt, daher kann dieser Prozeß durch den Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to K\overline{K}$ (isovektorieller Anteil) abgeschätzt werden. Ein Problem stellt der große isoskalare Anteil dar ($\phi(1020)$-Resonanz). Unter der Annahme, daß oberhalb der ϕ-Resonanz isovektorielle und isoskalare Beiträge gleich werden, erhält man eine Abschätzung für $\mathrm{V}(\tau^- \to K^oK^-\nu_\tau)$ von ca. 0,55 % [15], für $\mathrm{V}(\tau^- \to K_s^oK^-\nu_\tau)$ also $\approx 0{,}28$ %.

Für den Zerfallskanal $\tau^- \to (KK\pi)^-\nu_\tau$ wird ebenfalls eine Produktion über den Vektorstrom angenommen, obwohl auch Axialvektorströme beitragen können. Nach einem naiven Modell sollte der Vektorstrom für diesen Zerfall von höheren ρ-Resonanzen ($\rho(1450)$ und $\rho(1700)$) dominiert sein. Mit Hilfe von Untersuchungen der Resonanzstruktur des (4π)-Kanals [16], für den die höheren ρ-Resonanzen ebenfalls verantwortlich sein sollten, lassen sich deren Verzweigungsverhältnisse abschätzen. Unter Vernachlässigung eines axialvektoriellen Beitrags erwartet man für das Verzweigungsverhältnis ca. $0,2\,\% - 0,5\,\%$ [6,15]. Aus Isospingründen ergeben sich folgende Abschätzungen [9] :

$$\mathrm{V}\left(\tau^- \to K^o K^- \pi^o \nu_\tau\right) \leq \frac{1}{2} \cdot \mathrm{V}\left(\tau^- \to (KK\pi)^- \nu_\tau\right)$$
$$\mathrm{V}\left(\tau^- \to K^o \overline{K}^o \pi^- \nu_\tau\right) \leq \frac{3}{4} \cdot \mathrm{V}\left(\tau^- \to (KK\pi)^- \nu_\tau\right)$$

In Tabelle 2.2 sind die oben behandelten Verzweigungsverhältnisse mit den jeweils möglichen Beiträgen zu den beiden untersuchten Kanälen zusammengefaßt. Die Tabelle ist möglicherweise nicht vollständig, z. B. werden eventuelle Beiträge höherer K^*-Resonanzen und nichtresonante Erzeugungsmechanismen vernachlässigt.

Zerfallskanal	Theoretische Erwartung	Beitrag zu $\tau^- \to K^o_s had^- X^o \nu_\tau$	Beitrag zu $\tau^- \to K^o_s had^- \pi^o \nu_\tau$
$\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$	$1,2\,\%$	$0,4\,\%$	—
$\tau^- \to K_1^-\nu_\tau$	$(0,19 - 0,34)\,\%$	$(0,05 - 0,08)\,\%)$	$(0,05 - 0,08)\,\%)$
$\tau^- \to K^o K^- \nu_\tau$	$0,55\,\%$	$0,28\,\%$	—
$\tau^- \to (KK\pi)^-\nu_\tau$	$(0,2 - 0,5)\,\%$	$< 0,25\,\%$	$< 0,12\,\%$

Tabelle 2.2: *Theoretische Abschätzungen der Verzweigungsverhältnisse mit Beiträgen zu den untersuchten Zerfallskanälen.*

Aus obigen Abschätzungen erwartet man also $\mathrm{V}(\tau^- \to K^o_s\, had^- X^o \nu_\tau) \lesssim 1\,\%$ und $\mathrm{V}(\tau^- \to K^o_s\, had^- \pi^o \nu_\tau) \lesssim 0,2\,\%$.
Es sei darauf hingewiesen, daß diese theoretischen Abschätzungen mit Fehlern behaftet sind – auf die hier nicht eingegangen wurde – (besonders K_1, (KK), $(KK\pi)$), die teils aus experimentellen Unsicherheiten (Wirkungsquerschnitt), teils aus Modellabhängigkeiten (Resonanzverhalten, Summenregeln) resultieren.

Experimentelle Situation

Zum Abschluß der theoretischen Betrachtungen sollen die vier angesprochenen Kanäle (s. Tab. 2.2) mit experimentellen Resultaten verglichen werden.

1. Der Kanal $\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$ wurde in mehreren Experimenten untersucht (z. B. [17,18,19]), zumeist jedoch ohne Ausschluß eventueller neutraler Teilchen. Der Weltmittelwert ist $V(\tau^- \to K^{*-}X^o\nu_\tau) = (1,43 \pm 0,17)\%$ [7], in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung.

2. Für den Kanal $\tau^- \to K_1^-\nu_\tau$ lassen sich zwei Messungen heranziehen: CLEO bestimmte $V(\tau^- \to \overline{K}^{*o}\pi^-\nu_\tau)$ zu $(0,38 \pm 0,11 \pm 0,13)\%$ [17]. Unter der Annahme, dieser Endzustand stamme vollständig aus den K_1-Resonanzen, läßt sich das Verzweigungsverhältnis $(\tau^- \to K_1^-\nu_\tau)$ auf etwa $(0,6 - 3,6)\%$ abschätzen, was deutlich über der theoretischen Vorhersage liegt. Jedoch werden hier mögliche andere Erzeugungsmechanismen vernachlässigt. Die Messung der DELCO-Kollaboration [20] von $V(\tau^- \to K^-\pi^+\pi^-(\pi^o)\nu_\tau) = 0,22^{+0,16}_{-0,13}\,\%$ führt zu einer Abschätzung für $V(\tau^- \to K_1^-\nu_\tau)$ von ca. $0,5\,\%$ [1].

3. Für den Zerfall $\tau^- \to K^oK^-\nu_\tau$ existiert eine obere Grenze von $V(\tau^- \to K^oK^-\nu_\tau) < 0,26\%\,(90\%\ c.l.)$ [21].

4. Schließlich erlaubt die Messung $V(\tau^- \to K^{*o}K^-\nu_\tau) = (0,32 \pm 0,08 \pm 0,12)\%$ von CLEO [17] eine Abschätzung des Zerfallskanals $\tau^- \to (KK\pi)^-\nu_\tau$. Nimmt man an, der Zerfall des τ in $K^{*-}K^o$ trete aufgrund gleichen Isospins gleich stark auf, folgt daraus eine Abschätzung für $V(\tau^- \to (KK\pi)^-\nu_\tau) \approx 0,64\%$, im Rahmen der Fehler übereinstimmend mit der Erwartung. Der Kanal $(\tau^- \to K^-K^+\pi^-\nu_\tau)$ wurde von DELCO zu $0,22^{+0,17}_{-0,11}\,\%$ [20] bestimmt, in Übereinstimmung mit dem CLEO-Resultat und der Erwartung.

Da auch die theoretischen Vorhersagen mit großen Unsicherheiten behaftet sind, steht keine Messung in signifikantem Widerspruch zur Erwartung.

[1] Auf dem 2. τ-Workshop (Ohio, Sept. 1992) wurde ein vorläufiges Resultat der TPC-Kollaboration von $V(\tau^- \to K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau) = (0,78 \pm 0,22)\%$ vorgestellt.

Kapitel 3

Das Experiment

Der ALEPH–Detektor ist eines der Experimente am Speicherring LEP[1] am CERN[2] in Genf.
Im LEP–Speicherring werden Elektronen und Positronen beschleunigt und bei Schwerpunktsenergien um die Z–Resonanz ($\sqrt{s} \approx 90$ GeV) zur Kollision gebracht. Der Ring besitzt einen Umfang von 26,7 km und liegt unterirdisch in einer Tiefe von 50 - 175 m. Die Elektronen und Positronen werden vorbeschleunigt und in jeweils 4 Paketen ("Bunches") mit einer Anfangsenergie von 20 GeV injiziert. Mittels einer Hochfrequenzwelle werden sie auf ihre endgültige Energie von etwa 45 GeV weiterbeschleunigt. Die Elektron– und Positronpakete können sich an 8 Wechselwirkungspunkten durchdringen, von denen 4 mit großen Detektoren ausgerüstet sind. Es sind dies ALEPH[3], OPAL[4], DELPHI[5] und L3[6]. Vor der Kollision werden die Pakete mit Hilfe teils supraleitender Quadrupole fokussiert, um die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung zu erhöhen. Die ersten e^+e^-–Kollisionen am LEP fanden im August 1989 statt. Bis Ende 1991 wurden mit dem ALEPH–Detektor Daten, die einer integrierten Luminosität von 20 pb^{-1} entsprechen, aufgezeichnet. Es wurden Luminositäten bis zu 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$ erreicht.
In einer zweiten Ausbaustufe (LEP200) ist geplant, die Schwerpunktsenergie bis auf 200 GeV zu erhöhen, um dann auch die geladenen $W^{\pm}$–Bosonen erzeugen zu können.

3.1 Der ALEPH–Detektor

Der ALEPH–Detektor wurde konstruiert, um vielfältige unterschiedliche physikalische Untersuchungen zu ermöglichen. Er umschließt zylindrisch einen der Wech-

[1] Large Electron Positron ring
[2] Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
[3] Apparatus for LEp PHysics
[4] Omni Purpose Apparatus for Lep
[5] DEtector for Lepton Photon and Hadron Identification
[6] Lep proposal 3

selwirkungspunkte und überdeckt einen Raumwinkelbereich von annähernd 4π. Er weist die geladenen und neutralen Zerfallsprodukte des Z^0–Bosons nach und liefert neben Impuls– und Energiemessung Information zur Identifikation dieser Teilchen. Der schematische Aufbau ist aus Abb. 3.1 zu ersehen. Der Geometrie angepaßt wählt man ein zylindrisches Koordinatensystem mit der Strahlachse als z–Achse und senkrecht dazu der $r - \phi$ bzw. x–y–Ebene. Der Ursprung liegt im Zentrum des Detektors.

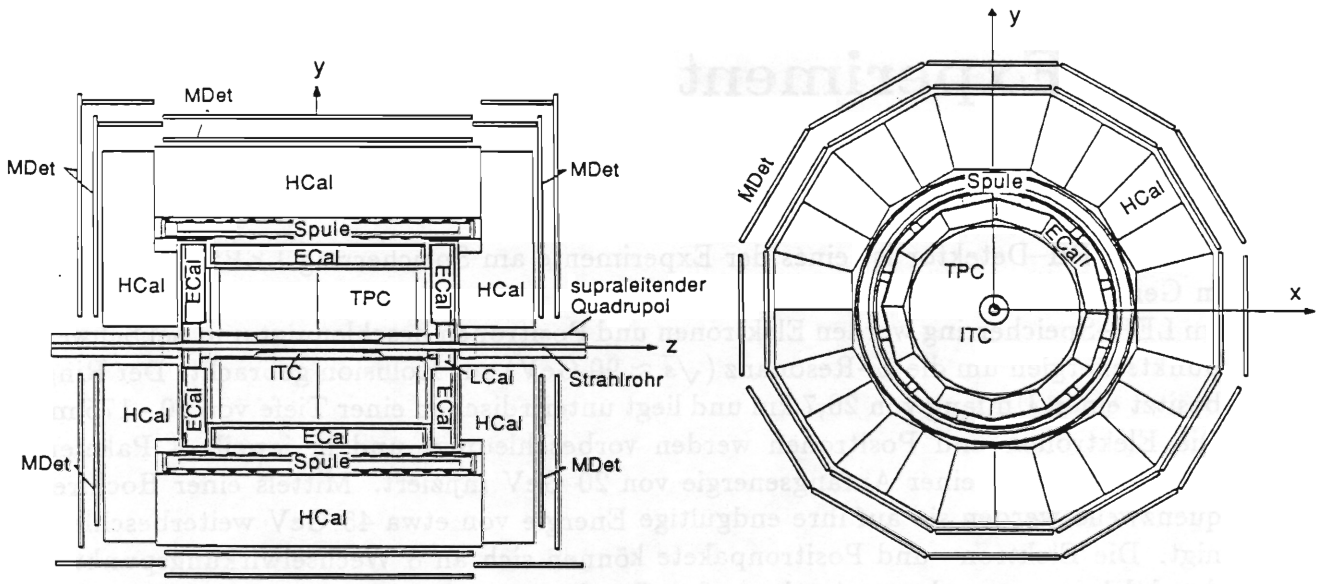

Abbildung 3.1: *Schematischer Aufbau des ALEPH–Detektors, links ein Querschnitt der y–z–Ebene, rechts der x–y–Ebene.*

Grob unterteilt sich der Detektor in ein Zentralteil und zwei Endkappen. Um den Wechselwirkungspunkt sind die einzelnen Subdetektoren schalenförmig angeordnet. Von innen nach außen folgen der Vertexdetektor (VDet), die Spurkammern (ITC und TPC), elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter (ECal und HCal) und die Myonkammern (MDet). Zwischen dem ECal und dem HCal befindet sich die große supraleitende Spule, die ein Magnetfeld von 1,5 T erzeugt. Dieses Magnetfeld krümmt die Spuren geladener Teilchen umgekehrt proportional zu ihrem Impuls, was die Impulsmessung mit den Spurkammern ermöglicht. Es folgt eine grobe Beschreibung der einzelnen Komponenten. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [23] verwiesen.

Direkt auf das Strahlrohr folgt der **Vertexdetektor (VDet)**. Es handelt sich um einen Siliziumstreifendetektor mit zwei Lagen von gekreuzten Streifen im Abstand von 6,3 cm und 11 cm von der Strahlachse. Seine Ortsauflösung beträgt etwa 12 μm in $r - \phi$ und in z. Der VDet war 1990 partiell eingebaut und ab 1991 regulär in Betrieb. In dieser Analyse wurde der VDet nicht verwendet.

Auf den VDet folgen die **Spurkammern**, die **innere Spurkammer (ITC)** und die große **Zeitprojektionskammer (TPC)**. Die ITC ist eine achtlagige konventionelle Driftkammer. Die TPC ist der zentrale Spurdetektor, der bis zu 21 dreidimensionale Spurpunkte pro Spur liefert und die Ionisationsdichte der Spuren geladener Teilchen vermißt. Da die Spurkammern die wichtigsten Teildetektoren für diese Analyse darstellen, werden sie in Kapitel 3.1.1 und 3.1.2 ausführlicher beschrieben.

Die Spurkammern werden umschlossen von den **Kalorimetern**, die geladene und neutrale Teilchen in dichtem Material stoppen und die von ihnen deponierte Energie messen. Noch innerhalb der Magnetspule befindet sich das **elektromagnetische Kalorimeter (ECal)**. Es ist ein "Sandwich"– Kalorimeter aus 45 Lagen Blei/Proportionalzählern mit einer Dicke von 22 elektromagnetischen Strahlungslängen, um Elektronen und Photonen vollständig zu absorbieren. Eine detailliertere Beschreibung folgt in Kap. 3.1.3.
Auf die Spule folgt das **hadronische Kalorimeter (HCal)**. Es handelt sich hierbei ebenfalls um ein "Sandwich"–Kalorimeter mit 5 cm dicken Eisenplatten als Absorber, die zusätzlich das Joch der Spule bilden, in dem der magnetische Fluß zurückgeführt wird. Als aktive Komponente dienen hier Lagen von "streamer"–Röhren. Die Dicke des HCal beträgt etwa 7 hadronische Strahlungslängen, ausreichend um praktisch alle Hadronen zu absorbieren. Zusätzlich zur Energiemessung gibt das HCal Information über die räumliche Verteilung der Energiedeposition, was die Unterscheidung zwischen Myonen und Hadronen erleichtert. Da das HCal für die vorliegende Analyse nicht wesentlich ist, wird auf eine weitere Beschreibung verzichtet. Die erreichte Energieauflösung beträgt für Elektronen im ECal etwa $18\%/\sqrt{E}$ und $84\%/\sqrt{E}$ für Hadronen im HCal (E in GeV).

Um Myonen nachzuweisen, die als einzige bekannte Teilchen außer den Neutrinos, die den Detektor ungesehen verlassen, in der Lage sind, die Detektormaterie zu durchdringen, befinden sich um das HCal **Myonkammern (MDet)**, die den Austritt eines Teilchens aus dem Detektor nachweisen. Es handelt sich um zwei Doppellagen "streamer"–Röhren, die bis zu zwei Spurpunkte für ein austretendes Teilchen liefern.

In Vorwärts– und Rückwärtsrichtung befinden sich um das Strahlrohr die **Luminositätskalorimeter (LCal)**. Sie sind technisch aufgebaut wie das ECal. Ihre Aufgabe besteht im Nachweis der unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen und Positronen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion sehr genau bekannt ist, läßt sich hieraus die Luminosität bestimmen.

Kurz beschrieben werden soll auch das **Triggersystem** des Detektors. Im Zentrum des Detektors treffen alle 23 μs ($\cong$ 45 kHz) Elektron– und Positronpakete aufeinander. Der Trigger hat die Aufgabe, die Strahlkollisionen zu erkennen, bei denen eine harte e^+e^-–Wechselwirkung stattgefunden hat. (Die Rate für $e^+e^- \rightarrow Z^0$ und Bhabha–Streuung beträgt etwa 1 Hz.) Der Trigger besteht aus 3 Stufen. Die erste Stufe soll eine möglichst schnelle Entscheidung treffen, um den Detektor gegebenenfalls rechtzeitig für die nächste Kollision zurückzusetzen. Die Information für die

erste Triggerstufe liefern die ITC und die Kalorimeter. Sie liegt ca. 5 μs nach dem "Beam Crossing"(BX) vor. Das BX ist das zeitliche Referenzsignal für den gesamten Detektor. Es wird durch Strahl–"Pick Ups" 300 m vor dem Detektor synchronisiert. Alle Zeitmessungen wie z.B. die Driftzeiten der Spurkammern beziehen sich auf das BX. Fällt die Entscheidung der ersten Triggerstufe positiv aus, wird die Driftzeit der TPC abgewartet, und in der zweiten Triggerstufe die Spurinformation der ITC durch die der TPC ersetzt. Nach einer weiteren positiven Entscheidung werden die Detektordaten ausgelesen. Die dritte Triggerstufe besteht in einem Programm, das bestimmte Anforderungen testet, bevor das Ereignis endgültig gespeichert oder gelöscht wird. Die Entscheidungsfindung verläuft wie folgt: Der gesamte Detektor ist in 60 Raumwinkelbereiche unterteilt. In diesen Bereichen wird nach Koinzidenzen zwischen Spuren, einer Spur und deponierter Energie oder nach einer bestimmten Gesamtenergie in den Kalorimetern gesucht. Wird eine der verschiedenen Bedingungen erfüllt, fällt die Entscheidung positiv aus. Üblicherweise erfüllt ein Ereignistyp mehrere Triggerbedingungen. Die Ineffizienz des Triggers ist für Bhabha–Streuung und hadronische und leptonische Zerfälle des Z^0 vernachlässigbar.

Im folgenden werden die Teildetektoren, auf denen die vorliegende Analyse beruht, etwas genauer beschrieben. Es handelt sich dabei um die Spurkammern und das elektromagnetische Kalorimeter.

3.1.1 Die innere Spurkammer

Die innere Spurkammer (ITC : Inner Tracking Chamber) ist eine zylindrische Driftkammer, die im Abstand 16 cm bis 26 cm von der Strahlachse bis zu 8 präzise Meßpunkte der Spur eines geladenen Teilchens liefert. Sie spielt außerdem eine entscheidende Rolle für die erste Stufe des Triggers.

Die Abmessungen des aktiven Volumens betragen 26,5 cm Innen– und 57 cm Außendurchmesser bei einer Länge von 2 m. Im Inneren der Driftkammer befinden sich 960 Signaldrähte, parallel zur Strahlachse, in 8 konzentrischen Lagen. Die Kammer ist mit einer Gasmischung aus 80 % Argon und 20 % CO_2 unter Atmosphärendruck gefüllt. Die Driftzellen der ITC werden aus den Signaldrähten (ø 30 μm, Wolfram goldbeschichtet), die auf positivem Potential liegen (1,8 - 2,5 kV), und je 6 Felddrähten (ø 174 μm, goldbeschichtetes Aluminium) gebildet. Ihre Form ist hexagonal, wobei jeweils die Zellen einer Lage von Drähten zur nächsten um eine halbe Zelle versetzt sind, um die Auflösung der Zweideutigkeit zwischen dem Passieren eines Teilchens rechts oder links des Drahtes zu erleichtern. Je fünf der Felddrähte sind geerdet, der sechste kann zu Kalibrationszwecken der z–Koordinatenbestimmung gepulst werden.
Die Ladung, die beim Durchgang eines Teilchens freigesetzt wird, driftet zum Signaldraht und wird dort abgeleitet. Die Bestimmung der $r - \phi$–Koordinate erfolgt über die Messung der Driftzeit, aus der sich der minimale Abstand der erzeugten Spur zum

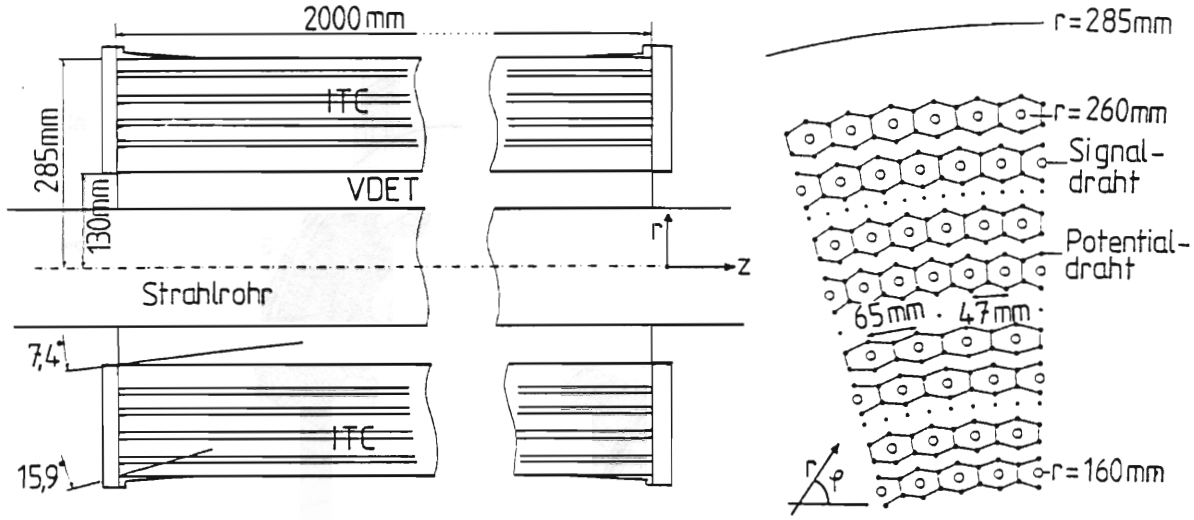

Abbildung 3.2: *Die innere Spurkammer: Aufbau und Anordnung der Driftzellen.*

Draht ergibt. Der Zusammenhang zwischen Driftzeit und –strecke ist nicht exakt linear und wird durch Parametrisierung angepaßt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit beträgt 50 μm/ns. Zur Bestimmung der z–Koordinate wird der zeitliche Abstand zwischen dem Eintreffen der Signale an den beiden Drahtenden gemessen. Die Zeitdifferenz entspricht dem Laufzeitunterschied des Signals. Durchdringen zwei geladene Teilchen dieselbe Driftzelle, so werden diese nicht aufgelöst, sondern das zuerst eintreffende Signal wird registriert (Single–Hit Elektronik). Die elektronische Auslese der Kammer ist auf ein Zeitfenster von etwa 150 ns nach Strahlkollision begrenzt, um Untergrundprozesse der kosmischen Höhenstrahlung zu unterdrücken.

Die in der ITC erreichte Auflösung beträgt etwa 100 μm in $r - \phi$ und 3 cm in z–Richtung.

3.1.2 Die Zeitprojektionskammer

Den Hauptbeitrag zum Nachweis geladener Spuren leistet die Zeitprojektionskammer (TPC : Time Projection Chamber), die bis zu 21 dreidimensionale Spurpunkte und Information über die spezifische Ionisation eines geladenen Teilchens liefert.

Sie umschließt zylindrisch die ITC mit einem inneren Durchmesser von 62 cm, einem Außendurchmesser von 3,60 m und einer Länge von 4,40 m. Sie besteht aus einem elektrischen Feldkäfig, der ein Gasvolumen von 43 m^3 Ar(91%)/CH_4(9%) einschließt. Der Feldkäfig wird von zwei koaxialen Zylindermänteln und den beiden Endplatten gebildet. Eine Hochspannungsmembran in der Mitte der Kammer, die auf einem Potential von -27 kV gegenüber den geerdeten Endplatten gehalten wird, erzeugt das elektrische Feld. Dieses ist also jeweils von den Endplatten zum Zentrum der Kammer gerichtet, parallel zur Strahlachse und zum magnetischen Feld.

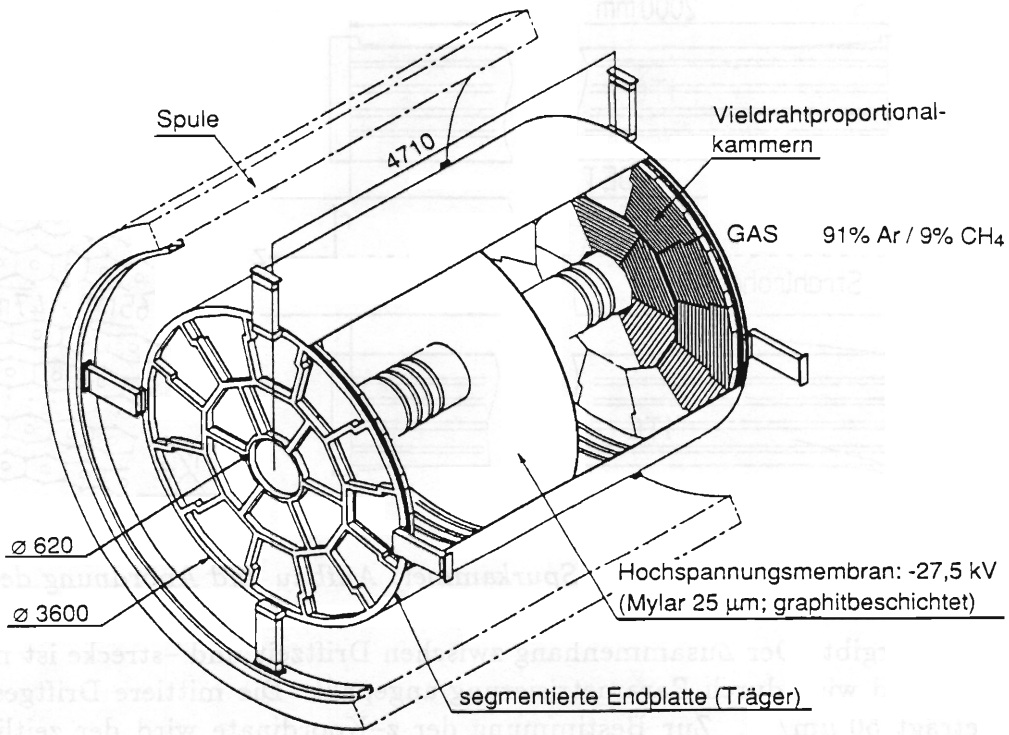

Abbildung 3.3: *Aufbau der Zeitprojektionskammer.*

Es besitzt eine Stärke von 115 V/cm. Die Homogenität des elektrischen Feldes wird durch ringförmige Elektroden auf dem inneren und äußeren Mantel des Feldkäfigs verbessert.

Ein geladenes Teilchen setzt auf seinem Weg durch die TPC durch Ionisation des Kammergases Elektronen frei. Diese driften zu den Endplatten mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit, die sich aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung im elektrischen Feld und der Verzögerung durch Stöße mit Molekülen des Kammergases ergibt. Hier spielt die Parallelität von elektrischem und magnetischem Feld eine entscheidende Rolle. Denn aufgrund der weiten Strecken, die die Elektronen zurückzulegen haben (bis zu 2,20 m), würde in Abwesenheit des magnetischen Feldes die transversale Diffusion der driftenden Elektronenwolke durch Stöße die Ortsauflösung drastisch verschlechtern. Das Magnetfeld zwingt jedoch die Elektronen auf enge Spiralbahnen um die ursprüngliche Driftrichtung.

Auf den Endplatten werden Ankunftszeit und –ort der Driftelektronen registriert. Aus der Ankunftszeit gewinnt man bei bekannter Driftgeschwindigkeit die z–Koordinate, aus dem Ort die Koordinate in der $r-\phi$–Ebene. Jede Endplatte ist unterteilt in 18 Sektoren, bestehend aus Vieldrahtproportionalkammern mit segmentierter Kathodenebene. Die Struktur ist aus Abb. 3.3 ersichtlich. Die Geometrie ist so gewählt, daß keine Spur völlig im insensitiven Bereich zwischen zwei Sektorgrenzen verlaufen kann. Jede dieser Proportionalkammern besitzt eine Kathodenebene mit 3 vorgelagerten

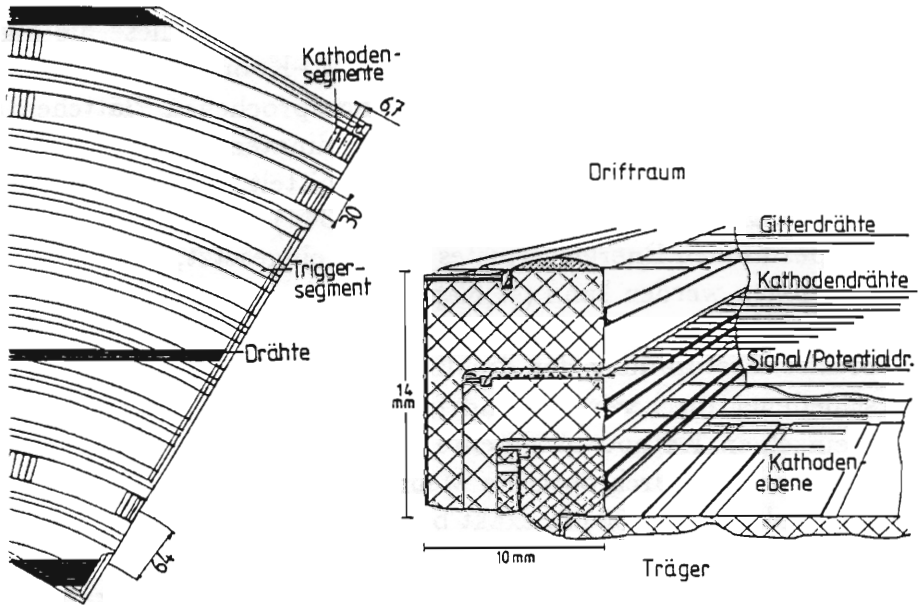

Abbildung 3.4: *Schematischer Aufbau der Endplatten der TPC.*

Drahtebenen (s. Abb. 3.4). Die gesamte Kathodenebene einer Endplatte besteht aus 21 radial angeordneten Ringen von Plättchen, die Dimensionen von 6,2 mm in ϕ und 30 mm in r besitzen. Im Abstand 4 mm darüber befindet sich eine Ebene mit Feld– und Signaldrähten, von denen letztere auf einem positiven Potential von 1,25 kV liegen. Das Feld der Driftzelle um einen einzelnen Signaldraht wird geformt durch die Kathodenebene, die Felddrähte zwischen den Signaldrähten und dem darüberliegenden Kathodengitter, die sich alle auf geerdetem Potential befinden. Ein weiteres Gitter befindet sich 14 mm von den Kathodenplättchen entfernt. Dieses hat die Aufgabe, zu verhindern, daß positive Ionen, die bei der Ausbildung der Ladungslawinen in Nähe der Signaldrähte entstehen, in den Driftraum gelangen, wo sie zu Feldverzerrungen führen würden. Im geöffneten Zustand ist das Sperrgitter durchlässig für geladene Teilchen. Zum Schließen des Gitters wird von Draht zu Draht alternierend die Spannung um einen konstanten Betrag erhöht bzw. erniedrigt. Die Ionen können so am Sperrgitter neutralisiert werden. Das Öffnen und Schließen des Gitters wird mit den Strahlkollisionen synchronisiert, es wird kurz zuvor geöffnet und bei einer negativen Entscheidung der ersten Triggerstufe wieder geschlossen. Bei einer positiven Entscheidung wird die maximale Driftzeit der Elektronen ($\approx 40\ \mu$s) abgewartet.

Zwischen den einzelnen Ringen der Kathodenplättchen befinden sich zusätzlich die sogenannten Triggerpads, mit deren Hilfe die Spurinformation für die zweite Triggerstufe gewonnen wird. Diese sind wesentlich gröber segmentiert, um eine schnelle Entscheidung zu ermöglichen.

Die Bestimmung der Koordinaten ergibt sich wie folgt: Aus den auf den Kathodenplättchen induzierten Signalen erfolgt die Bestimmung des Ladungsschwerpunk-

tes (hierbei werden sowohl die Winkel zwischen der Spur und den Plättchen als auch die zwischen Plättchen und Signaldrähten berücksichtigt, da diese die Signalstärke auf den Plättchen beeinflussen), woraus man die ϕ–Koordinate erhält. Die radiale Koordinate ergibt sich aus dem Radius der angesprochenen Plättchenreihe. Aus den 21 Reihen erhält man somit maximal 21 Koordinatenpunkte pro Spur. Die z–Koordinate wird über die Messung der Driftzeit ermittelt. Ebenfalls registriert wird das Signal auf den angesprochenen Drähten (bis zu 344). Diese Information wird zur Ermittlung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eingesetzt, der zur Teilchenidentifikation herangezogen werden kann (s. Kap. 4.5).

Für eine präzise Bestimmung der dreidimensionalen Spurpunkte ist die genaue Kenntnis verschiedener mechanischer und funktioneller Größen wichtig. Die Positionierung der einzelnen Kathodensegmente in den Sektoren ist mit einer Genauigkeit von 60 μm bekannt. Durch optische Meßmethoden ist die relative Position der Sektoren einer Endplatte auf 100 μm exakt bestimmt. Diese wurde zusätzlich ebenso wie die relative Orientierung der beiden Endplatten zueinander und die Justierung der TPC bezüglich der ITC mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung und aus dem Prozeß $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ vermessen. Hierbei wurden die Spuren getrennt in ITC und einzelnen TPC–Sektoren rekonstruiert, um Abweichungen an den Übergängen feststellen zu können.
Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und zum Auffinden inhomogener Störungen des elektrischen oder magnetischen Feldes existiert ein Laser–Kalibrationssystem, das es ermöglicht, 30 gerade Spuren unter verschiedenen Winkeln zu erzeugen. Aus zwei Spuren, die bei gleicher $r - \phi$–Koordinate unter verschiedenen Polarwinkeln erzeugt werden, erhält man die Driftgeschwindigkeit. Verzerrungen der Felder machen sich in systematischen Verzerrungen der rekonstruierten Spuren bemerkbar. Die Koordinaten werden auf etwaige Effekte solcher Art korrigiert.

Es wird eine Koordinatenauflösung von 173 μm in $r - \phi$ und von 740 μm in z erreicht. Daraus resultiert eine Impulsauflösung von $\Delta p/p^2 = 1,2 \cdot 10^{-3}$ $(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$. Unter Hinzunahme der ITC verbessert sich diese auf $\Delta p/p^2 = 0,8 \cdot 10^{-3}$ $(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$. Die Auflösung der Messung der spezifischen Ionisation beträgt 4,4 % [24].

3.1.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter (ECal : Electromagnetic Calorimeter) sind eine möglichst gute Energieauflösung und ausreichende Granularität, um eng beieinanderliegende elektromagnetische Schauer trennen zu können und die kompakten Schauer auch in der Umgebung von mehreren Spuren hadronischer Teilchen noch auflösen zu können.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein " Sandwich"–Kalorimeter mit 2 bzw. 4 mm dicken Bleiplatten als passiven und Proportionalzählrohren als aktiven Komponenten. Es besteht aus einem Zentralteil, dem sogenannten "Barrel", und zwei

Endkappen. Es überdeckt einen Raumwinkel von 97,5 % von 4π. Die Dicke des Kalorimeters für ein Teilchen bei Einfall senkrecht zu den Bleiplatten entspricht 22 elektromagnetischen Strahlungslängen (X_0).
Das Barrel und die Endkappen bestehen aus je 12 Modulen, die ihrerseits aus je 45 Lagen Blei/Proportionalzähler aufgebaut sind. Der Aufbau einer solchen Lage ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die Proportionalzähler sind Aluminiumröhren, deren eine Seite offen ist. Sie wird durch eine segmentierte Kathodenebene mit einer vorgelagerten Widerstandsschicht abgeschlossen. Die Kathodenplättchen haben eine räumliche Ausdehnung von 30×30 mm^2, was einem Winkelbereich von ca. 1° in ϕ und 1° in θ entspricht. Die ECal–Module sind mit einer Xenon(80%)–CO_2(20%)–Gasmischung gefüllt.

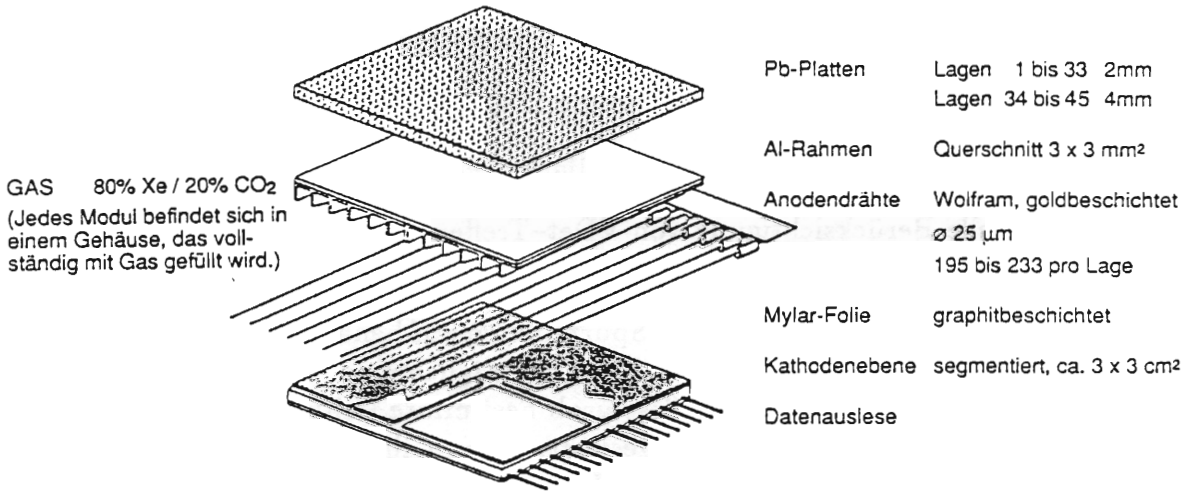

Abbildung 3.5: *Schematische Darstellung einer ECal–Lage.*

Um die Anzahl der auszulesenden Kanäle auf ein bewältigbares Maß zu reduzieren, werden die Plättchen aufeinanderfolgender Lagen intern zu Türmen verbunden, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Jeder dieser Türme wird in 3 Tiefenabschnitten ausgelesen, sogenannten "Storeys". Zusammengefaßt werden die ersten 10 Lagen ($4\,X_0$), die mittleren 23 ($9\,X_0$) und die letzten 12 Lagen ($9\,X_0$, die Bleiplatten sind hier 4 mm dick). Insgesamt besitzt das ECal 73728 Türme, von denen jeweils 3 analoge Signale abgeleitet werden. Ebenfalls ausgelesen wird das Signal auf den Drähten, wobei jeweils die Signale einer Drahtebene im Modul aufsummiert werden (1620 Kanäle). Dies gibt Auskunft über das longitudinale Profil eines Schauers und wird außerdem zum Triggern benutzt. Es wird eine Energieauflösung von etwa $\Delta E/E = 18\%/\sqrt{E}$ (E in GeV) erreicht. (Drahtauslese: $1,6\% + 17\%/\sqrt{E}$, Kathodenauslese: $1,7\% + 19\%/\sqrt{E}$).

3.2 Die Spurrekonstruktion

Um aus den gemessenen Koordinaten in den Spurkammern Aussagen über den Impuls, Entstehungspunkt und die Anzahl geladener Teilchen zu erhalten, müssen die Koordinaten zu Spuren zusammengesetzt werden. Dies geschieht von außen nach innen, da die Spuren weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt räumlich besser separiert sind. Die Rekonstruktion läßt sich grob in folgende Teilschritte untergliedern:

- Suche nach Ketten von Spurpunkten in der TPC
- Verbindung der Ketten zu Spurkandidaten
- Entfernung überlappender Spurpunkte
- Helixfit unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung
- Extrapolation der TPC–Spuren in die ITC
- Globaler Helixfit ITC/TPC mit Vielfachstreuung
- Eventuelle Berücksichtigung von VDet–Treffern

Die Bildung von Ketten startet mit 3 Spurpunkten auf benachbarten angesprochenen Kathodenreihen, falls diese mit einer Helix verträglich sind. (Für eine Beschreibung der Helixparameter s. Abb. 3.6.) Diese grob bestimmte Helix wird extrapoliert, und es wird nach weiteren Spurpunkten gesucht, die mit ihr verträglich sind. Über die Aufnahme jedes weiteren Punktes entscheidet ein χ^2–Test; auch bereits assoziierte Koordinaten können durch diesen rückwirkend verworfen werden. Nach Hinzunahme jedes weiteren Punktes werden die Helixparameter neu bestimmt. Werden keine weiteren Spurpunkte mehr gefunden, ist die Kettenbildung abgeschlossen.

Da ein und dasselbe Teilchen mehrere Ketten in der TPC erzeugen kann, wenn es im Magnetfeld spiralt, werden die Ketten im zweiten Schritt zu Spurkandidaten zusammengesetzt. Überkreuzen sich die Spuren zweier Kandidaten, so wird die gemeinsame Koordinate für beide entfernt, um keine Verfälschung der Helices durch falsche Koordinatenzuweisung zu bekommen. Mit den verbleibenden Spurpunkten wird nun ein voller Helixfit durchgeführt, wobei Beiträge durch Vielfachstreuung dadurch berücksichtigt werden, daß die Fehler der Parameter in Abhängigkeit der durch das Kammergas zurückgelegten Strecke vergrößert werden.

TPC–Spuren, die eine Mindestanzahl assoziierter Koordinaten, mindestens eine davon in der Nähe der inneren TPC–Begrenzung und einen Minimalimpuls haben, werden in der Reihenfolge sinkenden Impulses in die ITC extrapoliert. Auch hierbei werden Beiträge der Vielfachstreuung an der ITC/TPC–Grenze berücksichtigt. Werden in den beiden äußersten Lagen der ITC keine Spurpunkte gefunden, wird

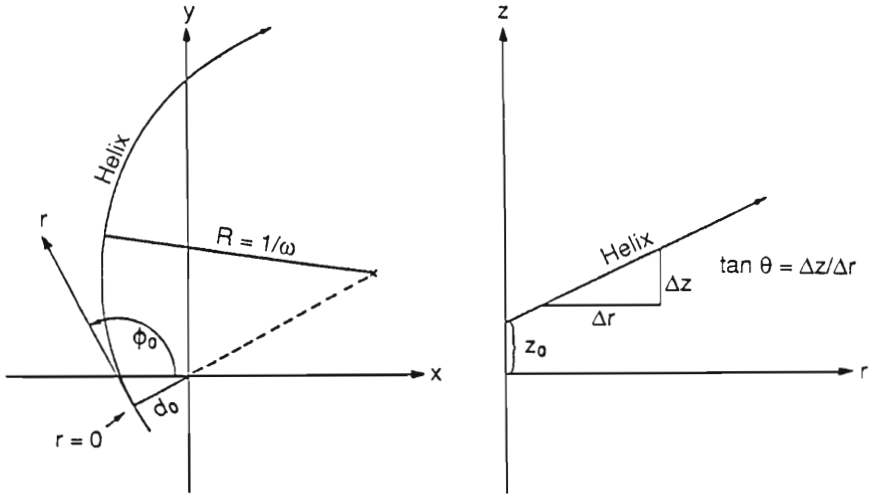

Abbildung 3.6: *Die 5 Helixparameter: Krümmungsradius* $1/\omega$*, Impaktparameter* d_0 *und* z_0*, Azimutwinkel* ϕ_0 *und Polarwinkel* θ*.*

die Suche abgebrochen. Jede ITC–Koordinate wird höchstens einer Spur zugeordnet. Über die Kompatibilität zur Spur entscheidet wiederum ein χ^2–Test. Abschließend wird nochmals ein Helixfit mit allen nun assoziierten ITC– und TPC–Spurpunkten durchgeführt. Das Verfahren kann analog mit der Zuordnung von Treffern im VDet fortgesetzt werden.

Wie bereits erwähnt, wird eine Impulsauflösung von $\Delta p/p^2 = 0,8 \cdot 10^{-3}\ (\mathrm{GeV}/c)^{-1}$ erreicht, die sich bei großen Polarwinkeln verschlechtert. Die Auflösung des Impaktparameters d_0 beträgt $131\,\mu$m. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer Spur, die mit einem Impuls von $> 1\,\mathrm{GeV}/c$ vom Wechselwirkungspunkt kommt, ist in der Jet–Umgebung eines hadronischen Ereignisses $98,6\,\%$. Für Öffnungswinkel $< 2°$ werden Spuren gleicher Ladung mit $p > 5\,\mathrm{GeV}/c$ nicht mehr korrekt aufgelöst [24].

Kapitel 4

Die Selektion von τ–Ereignissen mit K_S^o

Die zu untersuchenden τ–Leptonen entstehen aus der Annihilation von e^+e^-–Paaren in ein Z^0–Boson oder ein virtuelles Photon und deren anschließendem Zerfall. Sie zerfallen nach wenigen Millimetern, im Detektor nachgewiesen werden können daher nur ihre Zerfallsprodukte.
In diesem Kapitel soll auf die Methode eingegangen werden, aus den Daten Kandidaten für den Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ zu selektieren. Das K_s^o wird dabei über seinen Zerfall $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ nachgewiesen (Verzweigungsverhältnis $(68,61 \pm 0,28)\%$ [7]). Die mittlere Lebensdauer des K_s^o beträgt $\tau = (8,92 \pm 0,02) \cdot 10^{-11}$s [7]. Daraus ergibt sich für ein K_s^o mit einem Impuls von 5 bzw. 20 GeV/c eine mittlere Fluglänge von 27 bzw. 108 cm. Zur Rekonstruktion des K_s^o wird daher nach einem Sekundärvertex ohne geladene Mutterspur, deutlich getrennt vom Primärvertex, gesucht. Diese "Signatur" bezeichnet man üblicherweise als V^0. In Abb. 4.1 ist ein typisches Beispiel eines solchen Ereignisses dargestellt.

Das Kapitel gliedert sich wie folgt: Zuerst sollen die verwendeten Daten– und simulierten Ereignisse beschrieben werden. Anschließend wird auf die V^0-Rekonstruktion, die Ereignisselektion durch kinematische Schnitte, mögliche Untergrundquellen und Schnitte zu deren Reduktion eingegangen.

4.1 Die verwendeten Daten

Für die vorliegende Analyse werden die Daten untersucht, die mit dem ALEPH–Detektor 1990 und 1991 bei Schwerpunktsenergien zwischen 88,25 GeV und 94,25 GeV aufgenommen wurden. Es wurden 468077 hadronische Zerfälle (korrigiert auf die Nachweiswahrscheinlichkeit) beobachtet, woraus sich die Anzahl der produzierten

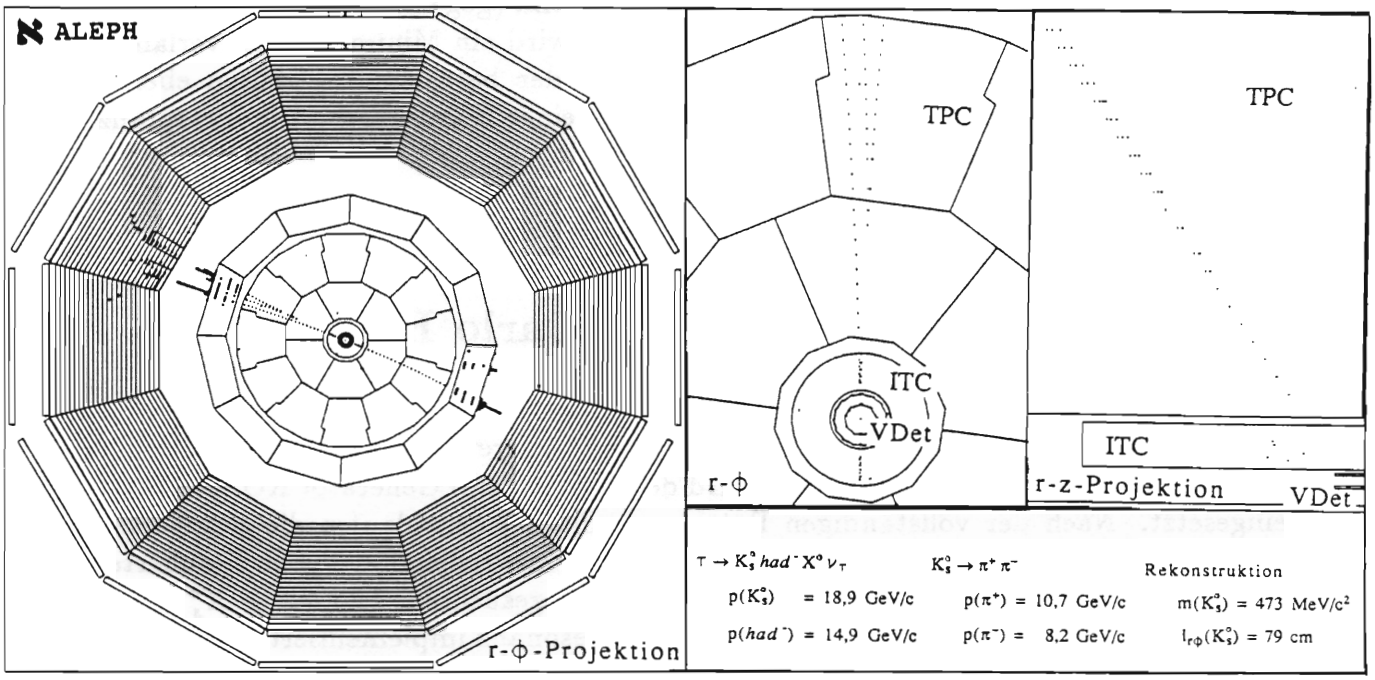

Abbildung 4.1: *Beispiel für einen $\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ -Zerfall. In der rechten Hälfte sind Ausschnittvergrößerungen und eine Zusammenstellung interessierender kinematischer Größen dargestellt.*

τ–Paare wie folgt berechnen läßt:

$$N_{\tau\tau} = N_{had} \cdot \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \tau\tau)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow had)}$$

Das Verhältnis $\Gamma(Z \rightarrow had)/\Gamma(Z \rightarrow \tau\tau)$ wurde zu $20,77 \pm 0,23$ bestimmt [25]. Berücksichtigt man die Beiträge durch Photonaustausch, ergibt sich eine Korrektur von $1,2\,\%$. Man erhält als Anzahl produzierter τ–Paare

$$N_{\tau\tau} = 22806 \pm 262$$

Um einen möglichst effizienten Zugriff auf die Daten zu ermöglichen, werden diese vorselektiert und in verschiedene Klassen eingeordnet. Hier soll die Lepton–Klasse untersucht werden ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$). Die Auswahlkriterien dienen bei möglichst hoher Effizienz zur Unterdrückung des Untergrundes aus hadronischen Zerfällen, Zwei–Photon–Ereignissen[1] und kosmischer Strahlung. Da die meisten der Auswahlkriterien im weiteren Verlauf der Analyse verschärft werden, sollen sie hier nur kurz angesprochen werden. Die Selektion beruht nur auf geladenen Spuren, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen müssen. Das Ereignis wird in zwei Hemisphären senkrecht zur "Thrust"–Achse[2] geteilt. In jeder Hemisphäre muß mindestens eine

[1]dies sind Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$ ($f =$ Fermion), bei denen die kollidierenden Elektronen und Positronen meist nur minimal aus ihrer Richtung abgelenkt werden.

[2]Die "Thrust"–Achse gibt die Richtung maximalen Longitudinalimpulses eines Ereignisses an.

Spur existieren, die vom Wechselwirkungspunkt kommt (gegen kosmische Strahlung). Zur Unterdrückung von Zwei–Photon–Ereignissen wird ein Minimalimpuls verlangt, und gegen hadronische Ereignisse wird die Zahl der betrachteten Spuren ebenso eingeschränkt wie der Öffnungswinkel der Spuren einer Hemisphäre. Die Akzeptanz dieser Selektion beträgt für τ–Paare etwa 92 %.

4.2 Die verwendeten Monte Carlo Ereignisse

Um Akzeptanzen zu studieren und Schnitte zu optimieren, werden simulierte Ereignisse untersucht. Zu ihrer Produktion wird der Monte Carlo Generator KORALZ [26] eingesetzt. Nach der vollständigen Detektorsimulation durchlaufen die simulierten Ereignisse dieselbe Analyse wie die Daten. Untersucht werden drei Typen simulierter Ereignisse. Erstens Monte Carlo Ereignisse vom gesuchten Typ $\tau^- \longrightarrow K^o_s \pi^- \nu_\tau$, wobei dieser Zerfall ausschließlich über die K^*–Resonanz implementiert ist. Es liegt also folgende Zerfallskette vor:

$$\begin{array}{llll} \tau^- & \longrightarrow & K^{*-} \nu_\tau & \\ & & \longrightarrow & K^o_s \pi^- \quad 1/3 \\ & & & \longrightarrow \quad \pi^+\pi^- \quad 2/3 \end{array}$$

Zum zweiten allgemeine $\tau^+\tau^-$–Zerfälle. Diese Ereignisse werden bezüglich der Detektor–Geometrie der Jahre 1990 und 1991 gemäß den Daten gewichtet, um das durch den vollständigen Einbau des Vertexdetektors hinzugekommene Material zu berücksichtigen. Ebenso wird die Verteilung der Schwerpunktsenergien um die Z^0–Resonanz den Daten angepaßt.
Untersucht werden zusätzlich simulierte hadronische Zerfälle, die die Lepton–Kriterien erfüllen. Sie entsprechen 600000 hadronischen Ereignissen. Die zur Verfügung stehende Statistik ist in Tabelle 4.1 aufgelistet.

MC–Typ	Geometrie	
	1990	1991
$\tau^- \rightarrow K^o_s \pi^- \nu_\tau$	1323	3404
$\tau^+\tau^-$	40154	72121
$q\bar{q}$	771	—

Tabelle 4.1: *Die zur Verfügung stehende MC–Statistik.*

4.3 V^0–Rekonstruktion

Entscheidend für die Selektion eines möglichen $\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ –Kandidaten ist die Identifikation des K_s^o durch seinen Zerfall in zwei geladene Pionen. Zur V^0–Rekonstruktion wird der ALEPH Standard–Algorithmus benutzt. Es wird folgendermaßen vorgegangen [27]:

- Alle möglichen Kombinationen entgegengesetzt geladener Spuren, die einen Impuls $p \geq 100$ MeV/c und mindestens vier assoziierte Spurpunkte in der TPC besitzen, werden betrachtet.
- In der $r-\phi$–Projektion wird der Punkt minimalen Abstandes der beiden Spuren gesucht. Der räumliche Abstand der Helices darf höchstens 3 cm betragen. Dieser Punkt ist der Ausgangspunkt des Fits.
- Unter dem ψ–Winkel versteht man den "Laufparameter" der Helix, ψ ist null am Punkt größter Annäherung an die Strahlachse und nimmt nach außen hin zu. Es muß für beide Spuren gelten: $\psi \geq 0$.
- Der Ausgangspunkt für den Vertex–Fit muß sich innerhalb der Spurkammern befinden: $r_V \leq 180$ cm, $z_V \leq 220$ cm.
- Erfüllt ein V^0–Kandidat alle vorstehenden Bedingungen, wird nun der Vertex–Fit durchgeführt. Hierbei werden die Parameter der beiden Spuren im Rahmen ihrer Fehler so variiert, daß die Spuren einen gemeinsamen Punkt besitzen. Das χ^2 des Fits gibt darüber Auskunft, wie sehr die beiden Spuren "verbogen" werden mußten. Der so erhaltene gemeinsame Punkt wird als Sekundärvertex akzeptiert. Die Impulse der Tochterspuren werden an diesem Vertex bestimmt.
- Zuletzt darf die Anzahl assoziierter Koordinaten vor dem Sekundärvertex je Tochter 3 nicht übersteigen[3].

4.4 Untergrundquellen

Der Untergrund setzt sich aus zwei unterschiedlichen Quellen zusammen:

1. Wechselwirkungen, die nicht zur Bildung eines τ–Paares führen
   (a) Hadronische Z^0–Zerfälle

[3] Zusätzlich wird noch gefordert, daß die Zerfallslänge in $r-\phi$–Projektion $\geq 0,2$ cm ist. Da dieser Schnitt später verschärft wird, ist er hier nicht separat aufgeführt.

(b) Zwei–Photon–Ereignisse

(c) $e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$
Ereignisse dieses Typs können nur über die Abstrahlung eines Photons, das im Wandmaterial (oder Gas) der Spurkammern konvertiert, beitragen.

2. Echte τ–Paar–Ereignisse mit

(a) vorgetäuschtem Sekundärvertex

(b) γ–Konversion

(c) Wechselwirkungen von Hadronen im Detektormaterial vor oder zwischen den Spurkammern.

Der Untergrund aus den Quellen (1a) und (1b) wird durch die "Ereignisschnitte" (s. Kap. 4.5) reduziert. Untergrund aus (1c) und (2b) wird durch die Elektronidentifikation beseitigt, und gegen den Untergrund aus (2a) und (2c) werden die "K_s^o–Schnitte" angewandt.

4.5 Die Ereignisselektion

Die Ereignisschnitte

Die Ereignisschnitte dienen dazu, Untergrund aus Nicht–τ–Ereignissen zu entfernen. Es wird keine positive Identifikation eines τ–Paares gefordert.
An dieser Stelle ist es notwendig, die Definition einer "guten" Spur zu erläutern. Darunter versteht man eine Spur, die folgenden Anforderungen entspricht:

- Mindestens 4 assoziierte Spurpunkte in der TPC
- Impuls $p > 100$ MeV/c
- Impaktparameter in $r - \phi$: $|d_0| < 2$ cm
- $|z_0| < 10$ cm

Ein Ereignis mit rekonstruiertem V^0 muß folgenden Kriterien genügen:

E1: Polarwinkel: $|\cos\theta_{\text{Thrust}}| < 0,9$

E2: Akollinearitätswinkel[4] α: $\cos\alpha < -0,95$

[4]d. h. der Winkel zwischen den beiden Jets in jeder Hemisphäre, der Jet ist durch den Impulssummenvektor definiert

E3: Invariante Masse der dem rekonstruierten V^0 gegenüberliegenden Hemisphäre – berechnet mit guten Spuren: $m_{Hemi} < 1,8\,\mathrm{GeV}/c^2$ ($m_\tau = 1,7841\,\mathrm{GeV}/c^2$ [7])

E4: Öffnungswinkel η der gegenüberliegenden Hemisphäre [5]: $\cos\eta > 0,95$. Aufgrund des großen Impulses des τ–Leptons weichen die Zerfallsprodukte kaum von der τ–Flugrichtung ab und werden sehr kollimiert emittiert.

E5: Anzahl guter Spuren auf der gegenüberliegenden Seite des V^0: $n_{rec} \leq 3$

E6: Anzahl guter Spuren in der V^0–Hemisphäre (V^0–Tochterspuren ausgeschlossen): $n_s = 1$

Kriterium E1 sichert die gute Rekonstruktion des Ereignisses. Bei größeren Polarwinkeln verschlechtert sich die Impulsauflösung. Auch ist es möglich, daß Teilchen unentdeckt im Strahlrohr entweichen. Kriterium E2 eliminiert einen großen Anteil der Zwei–Photon–Ereignisse; da das Schwerpunktssystem der kollidierenden γ's nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt, sind die Ereignisse zumeist akollinear. Die Kriterien E3 – E6 dienen der Unterdrückung des Untergrundes aus hadronischen Ereignissen.

Die Elektronidentifikation

Erfüllt ein Ereignis die vorgenannten Bedingungen, wird untersucht, ob es sich bei den Tochterspuren des V^0's und der begleitenden Spur um Elektronen handelt. Wird eine der drei Spuren als Elektron identifiziert, wird der Kandidat verworfen. Für die Identifikation eines Elektrons werden drei sogenannte "Estimatoren" [28] benutzt. Zwei von ihnen (R_T und R_L) beziehen sich auf die Form des zur Spur gehörenden Schauers im ECal, der verbleibende (R_I) auf die spezifische Ionisation, gemessen mit den Drähten der TPC.

- Transversale Kompaktheit des Schauers im ECal
  Betrachtet wird der Estimator

$$R_T = \frac{X - X_0}{\sigma_X} \quad \text{mit} \quad X = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^{(4)}}{p}$$

  $E_i^{(4)}$ ist die Energiedeposition in den 4 der extrapolierten Spur am nächsten gelegenen "Storeys" des i–ten Tiefenabschnitts (Kathodenauslese). X_0 ist der für Elektronen erwartete Wert. Er wurde aus Teststrahl–Versuchen bestimmt und ist unabhängig von der Energie des einfallenden Elektrons ($X_0 = (82,4 \pm 0,4)\%$). σ_X ist die Standardabweichung der Variablen X und p der Impuls des einfallenden Teilchens.

[5] Der maximale Winkel zwischen dem Summenvektor und einer Spur

- Longitudinales Schauerprofil
  Die longitudinale Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers läßt sich durch zwei Parameter beschreiben, die stark korreliert sind. Nach geeigneter Transformation lassen sich die Parameter mit dem Tiefenprofil der deponierten Energie in den 4 benachbarten "Storeys" verknüpfen. R_L ist definiert als:

  $$R_L = \frac{a - a_0}{\sigma_a}$$

  a ist einer der beiden Parameter, σ_a der zugehörige Fehler und a_0 der erwartete Wert.

- Spezifische Ionisation
  In der TPC werden maximal 344 dE/dx–Werte gemessen, die gemittelt werden. Da die dE/dx–Werte einer Landauverteilung folgen, dominieren die Fluktuationen am oberen Ende der Verteilung den Mittelwert stark. Man bezieht daher nur die unteren 60 % der Werte in die Mittelwertbildung ein. Der Estimator wird analog gebildet durch die Differenz von gemessenem und für ein Elektron erwartetem Wert in Standardabweichungen.

Bei niederem Impuls ist die e/π–Separation mittels dE/dx besonders effektiv, für hohe Impulse nicht mehr möglich. Die Identifikation wird daher für hoch– und niederenergetische Spuren unterschiedlich ausgeführt. Eine Spur wird als von einem Elektron stammend klassifiziert, falls:

- für $p \leq 2$ GeV/c : $|R_I| < 2$
- für $p > 2$ GeV/c : $R_T > -1,5$
  $-1,6 < R_L < 3$

Die K_s^o–Schnitte

Der Hauptbeitrag des Untergrundes stammt nach den Ereignisschnitten und der Elektronidentifikation aus τ–Paar–Ereignissen. Er wird dominiert von vorgetäuschten Vertices (ca. 75 %) mit kleineren Beiträgen von Konversionen und hadronischen Wechselwirkungen. Das Hauptproblem bilden also "3–prong"–Zerfälle[6] des τ–Leptons, bei denen durch zufälliges Kreuzen der Spuren ein falscher Sekundärvertex gefunden wird.

Ein K_s^o–Kandidat muß folgende Schnitte passieren:

K1: Die Wahrscheinlichkeit für das χ^2 des Vertex–Fits muß größer als 1 % sein.

[6]Darunter versteht man Zerfälle mit 3 geladenen Teilchen im Endzustand.

K2: Das K_s^o soll vom Vertex kommen: $|d_0(K_s^o)| \leq 2$ cm

K3: $p(K_s^o) > 3$ GeV/c

K4: Zerfallslänge in $r - \phi$–Projektion: $l_{r\phi} \geq 4$ cm

K5: $|\cos\vartheta^*| < 0,9$ (Erklärung s. u.)

K6: $d_{r\phi} > 0,2$ cm (Erklärung s. u.)

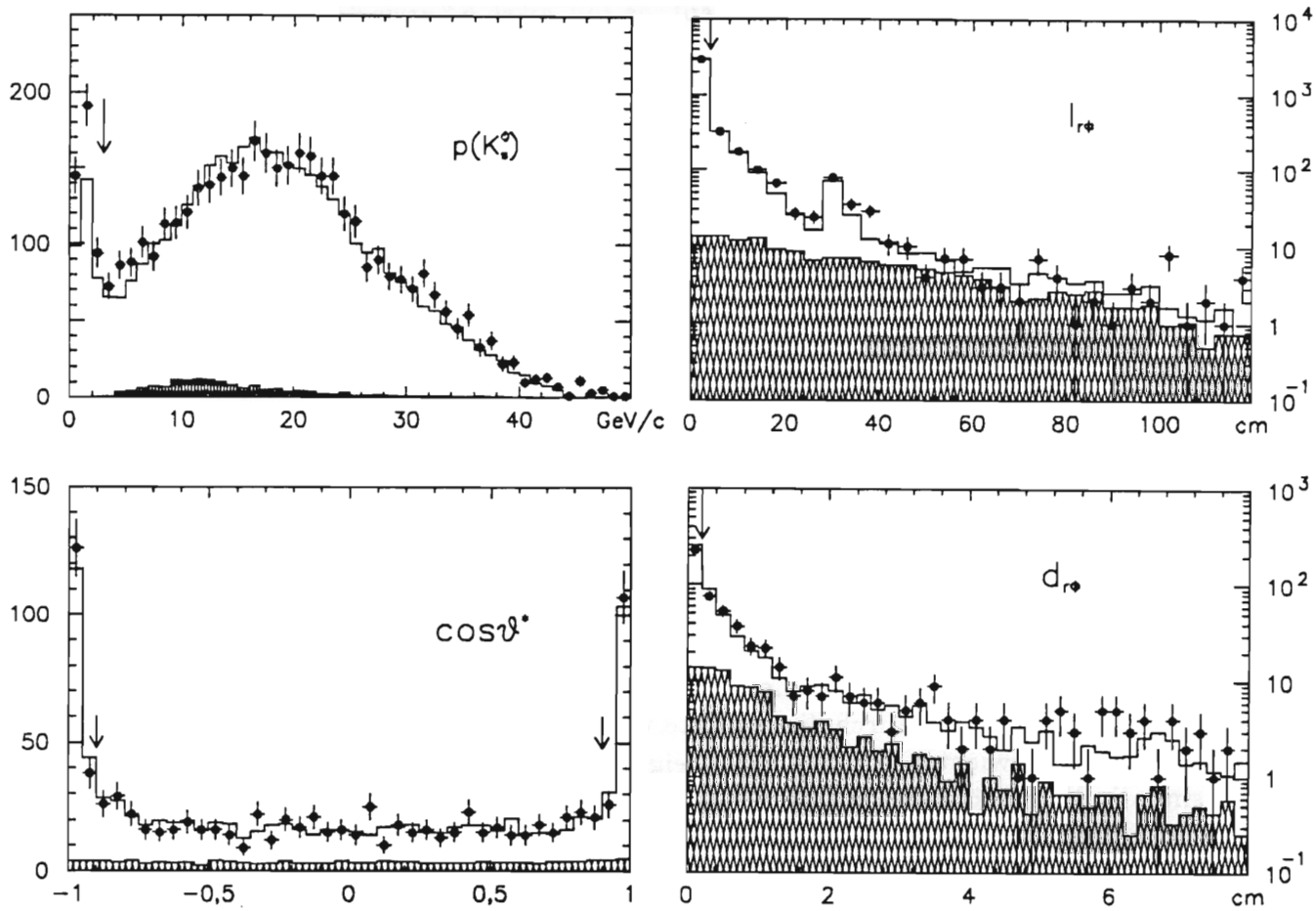

Abbildung 4.2: *Verteilungen der Größen $p(K_s^o), l_{r\phi}$, $\cos\vartheta^*$ und $d_{r\phi}$. Punkte: Daten, Histogramm: simulierte $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ -Ereignisse, schraffiert: simulierte $\tau^- \to K_s^o \pi^- \nu_\tau$ -Ereignisse. Es wurden jeweils alle vorhergehenden Selektionsschritte angewandt.*

Mit ϑ^* ist der Zerfallswinkel im Ruhesystem des K_s^o bezeichnet. (Für echte K_s^o (Pseudoskalar) erwartet man eine isotrope Verteilung.) Unter $d_{r\phi}$ ist der Abstand in $r - \phi$–Projektion zu verstehen, den die beiden zum Wechselwirkungspunkt extrapolierten Tochterspuren am Punkt minimalen Abstands zur Strahlachse besitzen. (Dieser ist für "3–prong"–Zerfälle erwartungsgemäß klein.) In Abb. 4.2 sind Verteilungen

der Größen $p(K_s^o), l_{r\phi}$, $\cos\vartheta^*$ und $d_{r\phi}$ dargestellt. Der Schnitt auf den Impuls des K_s^o entfernt einen Großteil noch vorhandener Konversionen.

Um weiterhin noch Ereignisse mit hadronischen Wechselwirkungen im Detektormaterial zu eliminieren, in denen zumeist viele V^0–Spurpaare gefunden werden, wird auf die Anzahl der rekonstruierten V^0's pro Hemisphäre geschnitten:

K7: Nach allen Schnitten dürfen höchstens 2 Sekundärvertices in einer Hemisphäre rekonstruiert werden.

K8: Da man keinen Zerfall eines τ–Leptons mit zwei K_s^o erwartet[7], wird in Fällen mit zwei rekonstruierten Vertices in einer Hemisphäre nur derjenige mit dem kleineren χ^2 akzeptiert.

Zuletzt wird verlangt, daß die invariante Masse des K_s^o–Kandidaten, bestimmt aus den Impulsen der Tochterspuren unter der Annahme, es handele sich um Pionen, in einem Massenfenster um die K_s^o–Masse liegt:

$$\text{K9} : |m_{V^o} - m_{K_s^o}| < 50 \text{ MeV}/c^2$$

4.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion

Zur Bestimmung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit eines $\tau^- \to K_s^o had^- X^o \nu_\tau$, $K_s^o \to \pi^+\pi^-$ Zerfalls müssen auch die K_s^o berücksichtigt werden, die nicht innerhalb der Spurdetektoren zerfallen und daher der Rekonstruktion durch die Suche nach einem Sekundärvertex nicht zugänglich sind. Ebenso die K_s^o, die eine hadronische Wechselwirkung verursachen, da diese nicht von durch andere Hadronen verursachten unterscheidbar sind und durch die Schnitte verloren gehen. In beiden Fällen wird die Anzahl der K_s^o gewichtet mit dem Verzweigungsverhältnis $K_s^o \to \pi^+\pi^-$. In Tabelle 4.2 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Selektionsschritte, bestimmt mit simulierten Ereignissen des Typs $\tau^- \to K^{*-}\nu_\tau$, $K^{*-} \to K_s^o\pi^-$, angegeben.

Betrachtet man die Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit (s. Abb. 4.3), so fällt der starke Abfall mit steigendem Impuls auf. Dies liegt darin begründet, daß die mittlere Zerfallslänge des K_s^o proportional zu seinem Impuls ist, so daß das K_s^o erst weit außen in den Spurkammern zerfällt. Zusätzlich sind bei hohem K_s^o–Impuls die Spuren der Töchter sehr parallel und werden auf kurzer Distanz nicht durch das Magnetfeld separiert. Es werden infolgedessen keine zwei Spuren gefunden, und die Rekonstruktion scheitert. Da das Impulsspektrum abhängig von der Resonanzstruktur des $\tau^- \to K_s^o had^- X^o \nu_\tau$–Zerfalles ist, das Monte Carlo jedoch nur den K^*–Resonanzzerfall enthält, wird die Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses berücksichtigt.

[7] Die in den Daten gefundenen Hemisphären mit zwei Vertices haben alle eine gemeinsame V^0–Spur.

Kriterium	Nachweis-wahrscheinlichkeit	totale Nachweis-wahrscheinlichkeit
	$1,000 \pm 0,000$	$1,000 \pm 0,000$
Zerfall in den Spurkammern	$0,868 \pm 0,005$	$0,868 \pm 0,005$
Lepton–Vorselektion	$0,927 \pm 0,004$	$0,805 \pm 0,005$
V^0–Rekonstruktion	$0,647 \pm 0,008$	$0,521 \pm 0,007$
E1: $\lvert\cos\theta_{Thrust}\rvert < 0,9$	$0,944 \pm 0,005$	$0,492 \pm 0,007$
E2: $\cos\alpha < -0,95$	$0,979 \pm 0,003$	$0,481 \pm 0,007$
E3: $m_{Hemi} < 1,8\ \mathrm{GeV}/c^2$	$0,994 \pm 0,002$	$0,478 \pm 0,007$
E4: $\cos\eta > 0,95$	$0,998 \pm 0,001$	$0,477 \pm 0,007$
E5: $n_{rec} \leq 3$	$0,987 \pm 0,003$	$0,471 \pm 0,007$
E6: $n_s = 1$	$0,959 \pm 0,004$	$0,452 \pm 0,007$
Elektronidentifikation	$0,993 \pm 0,002$	$0,448 \pm 0,007$
K1: $P(\chi^2) > 1\,\%$	$0,882 \pm 0,007$	$0,395 \pm 0,007$
K2: $\lvert d_0(K_s^o)\rvert \leq 2$ cm	$0,982 \pm 0,003$	$0,388 \pm 0,007$
K3: $p(K_s^o) > 3\ \mathrm{GeV}/c$	$0,997 \pm 0,001$	$0,387 \pm 0,007$
K4: $l_{r\phi} \geq 4$ cm	$0,913 \pm 0,007$	$0,353 \pm 0,007$
K5: $\lvert\cos\vartheta^*\rvert < 0,9$	$0,877 \pm 0,008$	$0,310 \pm 0,007$
K6: $d_{r\phi} > 0,2$ cm	$0,885 \pm 0,008$	$0,274 \pm 0,006$
K7: ≤ 2 Vertices	$1,000 \pm 0,000$	$0,274 \pm 0,006$
K8: Auswahl nach χ^2	$0,965 \pm 0,005$	$0,264 \pm 0,006$
K9: $\lvert m_{V^0} - m_{K_s^o}\rvert < 50\ \mathrm{MeV}/c^2$	$0,898 \pm 0,009$	$0,238 \pm 0,006$

Tabelle 4.2: *Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Selektionsschritte.*

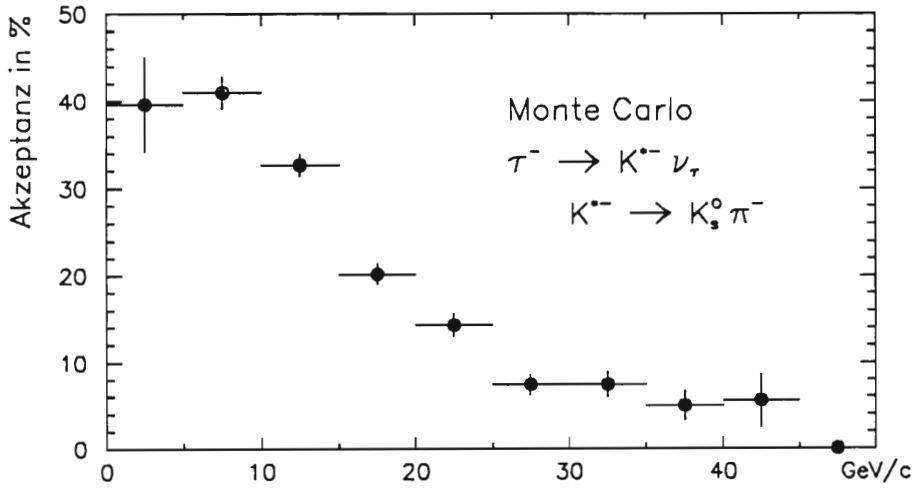

Abbildung 4.3: *Die Akzeptanz der Selektion in Abhängigkeit des K_s^o–Impulses.*

Kapitel 5

Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to K_S^o\, had^- X^o \nu_\tau$

Nach Anwenden der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Selektionskriterien findet man in den Daten 133 Kandidaten für einen $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ -Zerfall. Im folgenden werden die Bestimmung des Untergrundes (Kap. 5.1), die Korrektur der verbleibenden Kandidaten auf die Nachweiswahrscheinlichkeit (Kap. 5.2) und die jeweiligen systematischen Untersuchungen beschrieben. Das Ergebnis der Messung ist in Kap. 5.3 angegeben.

5.1 Die Bestimmung des Untergrundes

Bei der Untergrundbestimmung müssen zwei grundsätzlich verschiedene Beiträge berücksichtigt werden:

(a) Untergrund mit einer im interessierenden Bereich flachen Verteilung der invarianten Masse. Die Abschätzung erfolgt durch Extrapolation.

(b) Untergrund aus echten K_s^o, die nicht aus τ–Zerfällen stammen. Dieser muß direkt vom Signal abgezogen werden.

Unter (a) fällt der gesamte Untergrund aus Zerfällen von τ–Leptonen und eventuelle andere leptonische Z^0–Zerfälle mit Photonkonversion[1]. Zu (b) zählen hadronische Zerfälle des Z^o–Bosons. Diese besitzen eine mittlere K_s^o–Multiplizität von etwa

[1] Einen Spezialfall bilden mögliche, in τ–Ereignissen mit hadronischer Wechselwirkung im Detektormaterial entstandene K_s^o. Diese werden bei der Bestimmung des τ–Untergrundes behandelt, obwohl ihre Massenverteilung natürlich nicht flach ist.

1,06 [29]. Ebenfalls unter (b) fallen Zwei–Photon–Ereignisse, in denen K_s^o–Mesonen auftreten[2].

Der Untergrund aus $\tau^+\tau^-$–Ereignissen

Da dieser Untergrund hauptsächlich durch vorgetäuschte Vertices zufälliger Spurkombinationen zustande kommt, ist die Verteilung der invarianten Masse flach. Dies wird

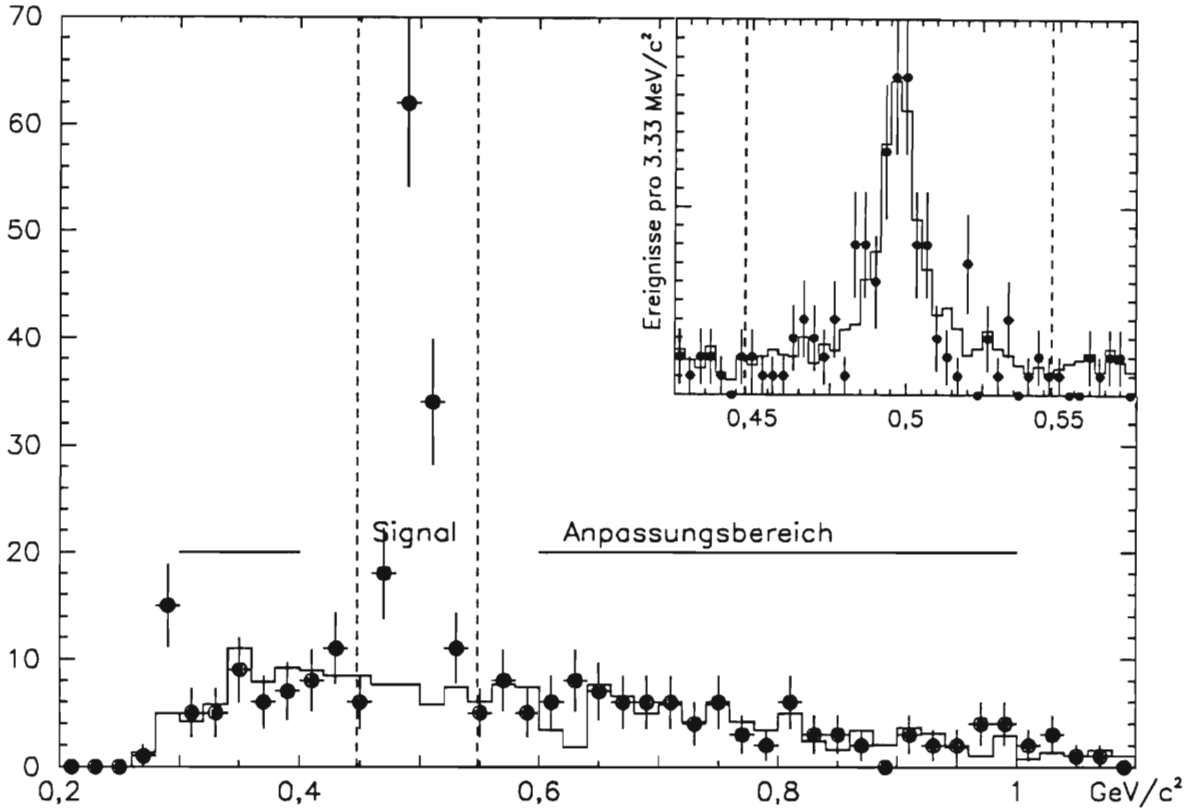

Abbildung 5.1: *Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$–Systems. Das Histogramm entspricht dem im bezeichneten Bereich angepaßten Untergrund. Die senkrechten Striche markieren den akzeptierten Signalbereich. In der Vergrößerung des Signalbereiches oben rechts ist zusätzlich das Signal aus simulierten $\tau^- \to K_s^o \pi^- \nu_\tau$ –Ereignissen eingezeichnet.*

ausgenutzt, um den Anteil an Untergrund aus dieser Quelle im Signalbereich zu bestimmen. Im Bereich der Seitenbänder um das akzeptierte Signal (von 0,3 – 0,4 GeV/c^2 und 0,6 – 1,0 GeV/c^2) wird die aus simulierten $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ –Ereignissen gewonnene Verteilung des Untergrundes an die Daten angepaßt. Das Resultat ist in

[2] 2–γ– und $e^+e^- \to q\bar{q}$ –Ereignisse können natürlich auch Untergrund durch vorgetäuschte Vertices erzeugen, jedoch sind echte K_s^o wahrscheinlicher.

Abb. 5.1 dargestellt. Aus dem so gewonnenen Skalierungsfaktor für die Untergrundverteilung läßt sich die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im Signalbereich ermitteln. Es ergibt sich $N_\tau^u = 36 \pm 4$.
Die Methode hängt von der Form der simulierten Verteilung ab. Es stellt sich also die Frage, inwiefern die Massenverteilung der möglichen Untergrundprozesse durch die simulierte Verteilung korrekt beschrieben wird:

1. Verteilung für zufällige, vorgetäuschte Vertices

   Zur Überprüfung der Beschreibung des Datenuntergrundes mittels simulierter

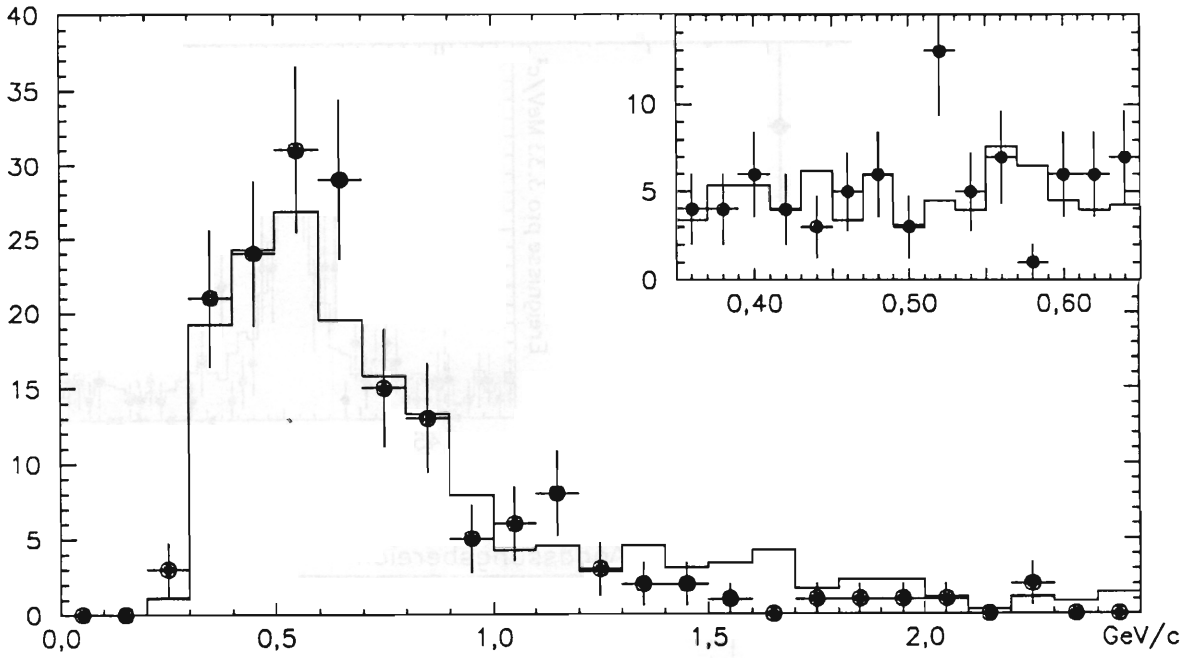

Abbildung 5.2: *Die Verteilung der invarianten Masse für Spurkombinationen gleicher Ladung. Punkte: Daten, Histogr.: simulierte $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ -Ereignisse.*

   Ereignisse wurde das V^0–Rekonstruktionsprogramm so modifiziert, daß nur Spuren *gleicher* Ladung für ein mögliches V^0 in Frage kommen. Mit diesen wird die Analyse identisch durchgeführt. Da in diesem Fall kein Signal auftritt, können simulierte und Datenereignisse über den gesamten Massenbereich verglichen werden. Die resultierende Massenverteilung ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Fehler ist genügend, um eine korrekte Beschreibung anzunehmen.

2. Anteil der Photonkonversionen

   Photonkonversionen sind bereits im simulierten Untergrundspektrum berücksichtigt, könnten jedoch in ihrem relativen Anteil falsch eingeschätzt werden. Die Verteilung der invarianten Masse der verbleibenden Konversionen besitzt aufgrund der verschwindenden Photonmasse eine Anhäufung an der kinematischen Grenze $(2 \cdot m_\pi)$ mit flachen Ausläufern zu höheren Massen aufgrund

schlechter Rekonstruktion. Dies wurde an Daten– und simulierten Ereignissen untersucht. Eine quantitativ falsche Einschätzung der Konversionen verschiebt also lediglich das Untergrundniveau und führt an der unteren Grenze des Spektrums zu einem Überschuß, der sich in den Daten leicht andeutet. Die Form der Verteilung im Signalbereich wird jedoch kaum verändert, so daß eine Fehleinschätzung der Konversionen unkritisch bleibt. Möglicher Untergrund aus $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $\gamma \to e^+e^-$ muß daher nicht gesondert behandelt werden.

3. Anteil hadronischer Wechselwirkungen im Detektormaterial

   Hier gilt ebenso wie bei Photonkonversionen, daß hadronische Wechselwirkungen bereits im Spektrum berücksichtigt werden, jedoch in ihrem Anteil möglicherweise nicht korrekt beschrieben werden. Die Kombination beliebiger Spuren einer hadronischen Wechselwirkung führt zu einer flachen Massenverteilung. Somit ist auch hier eine quantitative Fehleinschätzung in den simulierten Ereignissen unkritisch. Problematisch könnten hadronische Wechselwirkungen werden, in denen ein echtes K_s^o erzeugt wird. Jedoch sind solche Ereignisse selten, und der Großteil scheitert an den Schnitten. Aus den simulierten Ereignissen erhält man eine Vorhersage von 0,5 Ereignissen. Zur Überprüfung, ob der Anteil hadronischer Wechselwirkungen durch die simulierten Ereignisse richtig eingeschätzt wird, wird die Anzahl der Spuren in der V^0–Hemisphäre untersucht, die die Kriterien für "gute" Spuren *nicht* erfüllen. Es wird keine signifikante Abweichung beobachtet.

Ebenfalls untersucht werden Änderungen des gewählten Anpassungsbereiches des Untergrundes und der gewählten Intervalleinteilung ("Binning") (s. Tab. 5.1).

Untergrund aus hadronischen Z^0–Zerfällen

Zur Untersuchung des Untergrundes aus $e^+e^- \to q\bar{q}$ –Ereignissen werden zwei Verteilungen untersucht: Der maximale Öffnungswinkel der geladenen Spuren und deren Anzahl in der dem K_s^o–Kandidaten gegenüberliegenden Hemisphäre. Man erwartet beim Vorhandensein von $e^+e^- \to q\bar{q}$ –Ereignissen Überschüsse bei großen Öffnungswinkeln und hohen Multiplizitäten. Aus dem Überschuß in den Datenereignissen gegenüber simulierten $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ –Ereignissen ergibt sich der Untergrund durch Extrapolation in den akzeptierten Bereich. Aus der Verteilung des maximalen Öffnungswinkels (Abb. 5.3) erhält man eine Abschätzung von 4 ± 2 Ereignissen. Zur systematischen Untersuchung wird das Intervall, aus dem der Untergrund berechnet wird, variiert. Es wird keine Änderung festgestellt. Aus der Verteilung der Multiplizität geladener "guter" Spuren (Abb. 5.3) ergibt sich ein Untergrund hadronischer Ereignisse von 2 ± 5. Der Untergrund wird zu $N_{q\bar{q}} = 4 \pm 3$ abgeschätzt. Aus simulierten hadronischen Ereignissen erhält man eine Vorhersage von 3,1 Untergrundereignissen.

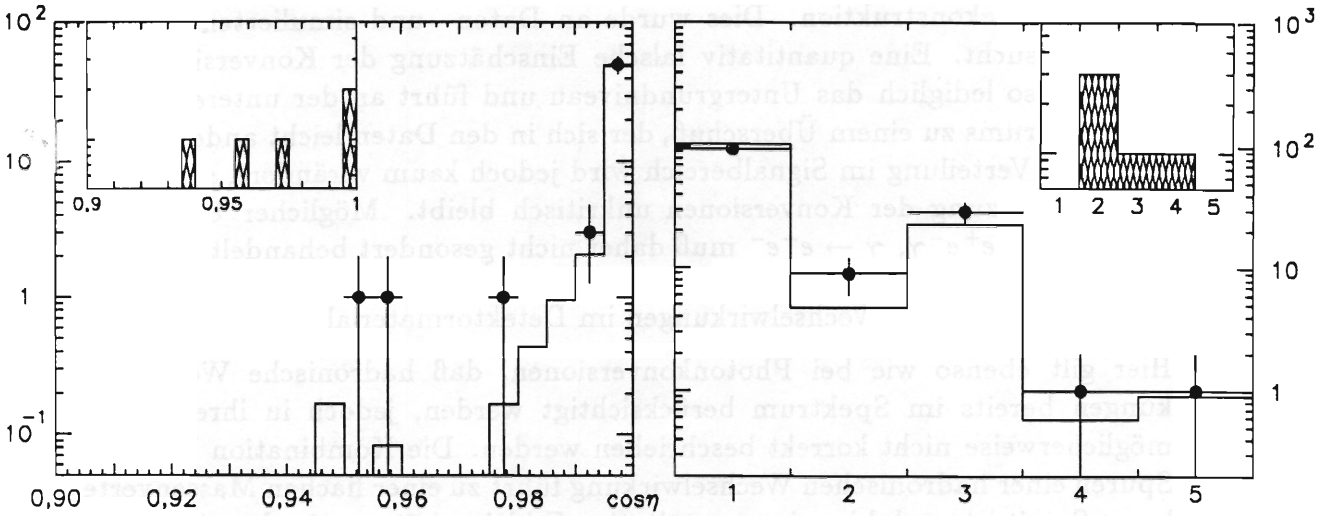

Abbildung 5.3: *Links: Verteilung des maximalen Öffnungswinkels, rechts: Multiplizität geladener Spuren in der gegenüberliegenden Hemisphäre. Punkte: Daten, Histogramm: simulierte $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ -Ereignisse. In den kleinen Ausschnitten ist jeweils die Verteilung der simulierten $e^+e^- \to q\bar{q}$ -Ereignisse zu sehen.*

Untergrund aus Zwei–Photon–Ereignissen

Hier wird analog zur Ermittlung des Untergrundes aus hadronischen Ereignissen vorgegangen. Untersucht wird die Akollinearitätsverteilung der Summenvektoren beider Hemisphären. Die Datenereignisse werden mit simulierten $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ -Ereignissen verglichen. Es wird kein Anzeichen eines Überschusses bei hoher Akollinearität beobachtet. Der Untergrund ist vernachlässigbar.

Untergrund aus $e^+e^- \to q\bar{q}$	4 ± 3	0,04 %
Untergrund aus $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$	—	—
Untergrund aus $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	36 ± 4	0,05 %
Anpassungsbereich		—
Intervalleinteilung		—
Summe		0,06 %

Tabelle 5.1: *Systematische Fehler auf das Verzweigungsverhältnis durch die Untergrundsubtraktion.*

In Tabelle 5.1 sind die Beiträge zum systematischen Fehler durch die Untergrundsubtraktion angegeben.

5.2 Die Akzeptanzkorrektur

Die nach Abzug des Untergrundes verbleibenden K_s^o-Kandidaten müssen nun mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des gesuchten Zerfalls korrigiert werden. Die Akzeptanz wird mit simulierten $\tau^- \rightarrow K^{*-}\nu_\tau$, $K^{*-} \rightarrow K_s^o\pi^-$-Ereignissen bestimmt ($\varepsilon = (23,8 \pm 0,6)\%$, gesamter Impulsbereich). Um vom Erzeugungsmechanismus der simulierten Ereignisse über die K^*-Resonanz, die das Impulsspektrum der erzeugten K_s^o beeinflußt, unabhängig zu sein, wird die Korrektur in Abhängigkeit vom K_s^o-Impuls durchgeführt. Dazu muß vom Impulsspektrum der Kandidaten das Untergrundspektrum abgezogen werden. Dies kann zu Problemen führen, falls die Impulsverteilung des Untergrundes nicht korrekt simuliert wird. Zur Überprüfung werden die Impulsverteilungen für Daten- und simulierte Ereignisse in den Seitenbändern um das Signal untersucht. Es wird kein Anzeichen für ein solches Problem gefunden. Weiterhin handelt es sich bei der Berücksichtigung der Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit nur um eine sehr geringe Korrektur. Dies ist aus der guten Übereinstimmung des Impulsspektrums der Datenkandidaten mit dem simulierter Ereignisse verständlich (s. Abb. 5.4). Die Berücksichtigung der Impulsabhängigkeit

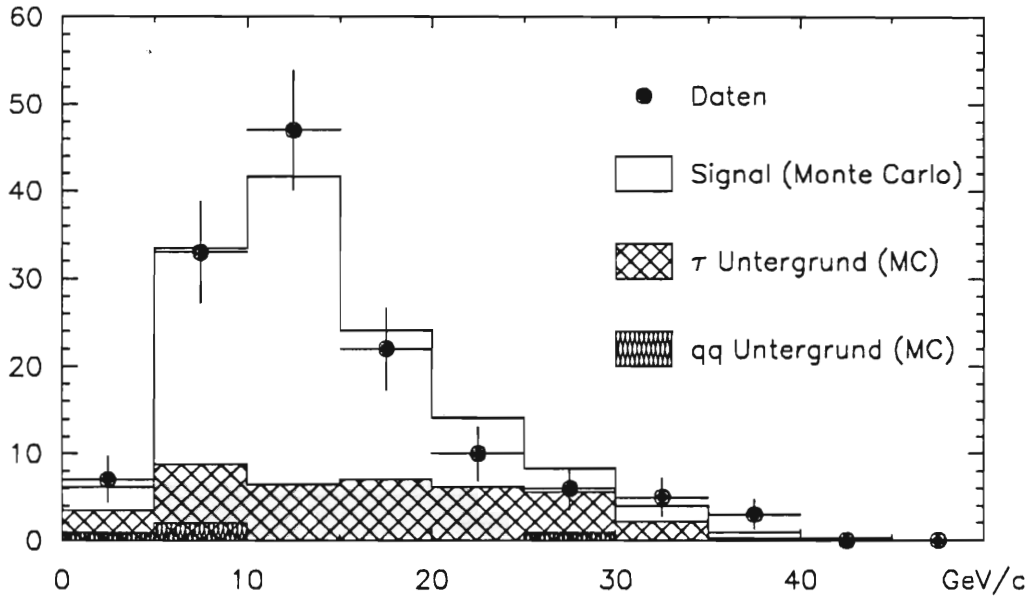

Abbildung 5.4: *Das Impulsspektrum der K_s^o-Kandidaten.*

der Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber einer impulsunabhängigen Akzeptanzkorrektur führt zu einer Änderung des Verzweigungsverhältnisses von lediglich $6 \cdot 10^{-5}$. Die impulsabhängige Korrektur beinhaltet jedoch nicht nur eine – in diesem Fall geringe – Korrektur des Ergebnisses, sondern beeinflußt auch den statistischen Fehler der Messung, der sich dadurch, daß das Spektrum nicht a priori als bekannt angenommen wird, vergrößert.

Systematische Untersuchungen zur Akzeptanz

Da die Akzeptanz mit simulierten Ereignissen bestimmt wird, führen Unstimmigkeiten in der Simulation zu systematischen Fehlern. Es muß daher die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten überprüft werden.
Im folgenden werden die dazu durchgeführten Untersuchungen beschrieben. Falls möglich, wird versucht, die Akzeptanz direkt mit unabhängig zur untersuchten Methode ausgewählten Datenereignissen zu testen, wo dies nicht möglich ist, werden die verwendeten Schnitte variiert. Spiegelt die simulierte Verteilung im Variationsintervall die Datenverteilung nicht wider, führt dies zu einer Änderung der Akzeptanz und damit des Verzweigungsverhältnisses[3]. Die Reihenfolge der behandelten Selektionsschritte folgt Kapitel 4.

V^0–Rekonstruktion

Sämtliche durchgeführten Schnitte werden separat verändert und die dadurch verursachten Änderungen des Verzweigungsverhältnisses untersucht. Es wird kein Anzeichen eines systematischen Effektes gefunden.

Die Ereignisschnitte

- E1: $|\cos\theta_{Thrust}| < 0,9$
  Der Wert wird im Intervall 0,7 bis 1,0 verändert. Es zeigt sich eine Abhängigkeit

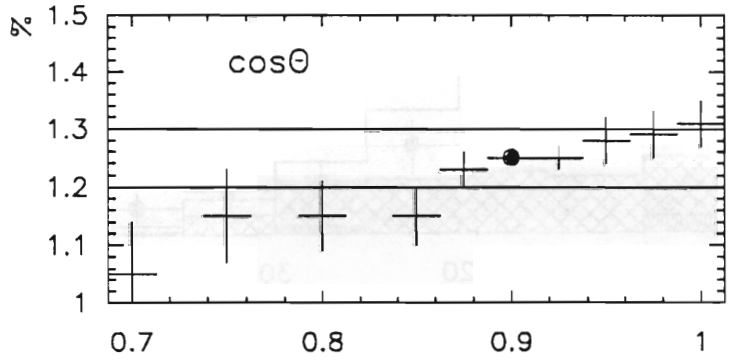

Abbildung 5.5: *Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom gewählten Wert des Kriteriums E1.*

des Verzweigungsverhältnisses vom gewählten Wert (s. Abb. 5.5). Der systematische Fehler auf das Verzweigungsverhältnis wird zu $0,05\%$ abgeschätzt.

[3]Aufgrund der Geringfügigkeit der Korrektur wird bei den systematischen Untersuchungen auf eine impulsabhängige Korrektur verzichtet.

- E2 – E5

  Die Wirkungen der Schnitte auf Akollinearitätswinkel, invariante Masse, Öffnungswinkel und Spurmultiplizität der gegenüberliegenden Hemisphäre werden direkt in aus den Daten selektierten τ–Zerfällen untersucht. Um von der Auswahl unbeeinflußte τ–Zerfälle zu erhalten, wird in einer Hemisphäre ein τ identifiziert und die gegenüberliegende Hemisphäre zur Untersuchung herangezogen. Die Identifikation erfolgt über den Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ (dieser erfolgt dominant über eine ρ^-–Resonanz). Die Hemisphäre muß folgenden Bedingungen genügen:

  1. Genau eine geladene "gute" Spur
  2. Polarwinkel der Spur $|\cos\theta_{Spur}| \leq 0,9$
  3. $\frac{\text{Impuls}}{\text{Strahlenergie}} \geq 0,1$
  4. $\frac{\text{ECal–Energie}}{\text{Strahlenergie}} < 0,95$
  5. Genau 2 rekonstruierte Photonen[4] mit einer invarianten Masse $100\ \text{MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 180\ \text{MeV}/c^2$.

  Nach dieser Auswahl stehen τ–Zerfälle mit nur sehr geringem Untergrund aus hadronischen Z^0–Zerfällen zur Verfügung. Die Schnitte E2 bis E5 werden nun gleichermaßen auf simulierte und echte τ–Zerfälle angewandt. Die Differenz in der Akzeptanz der einzelnen Schnitte zwischen Daten und Monte Carlo wird als systematischer Fehler behandelt. Die einzelnen Beiträge sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Sie sind mit statistischen Fluktuationen verträglich.

- E6: $n_s = 1$

  Hier ist es nicht möglich, einen geeigneten Datensatz zum Vergleich heranzuziehen. Es wird daher angenommen, daß die Simulation der Anzahl rekonstruierter Spuren in der V^0–Hemisphäre nicht wesentlich fehlerhafter als die der gegenüberliegenden ist. Der systematische Fehler wird abgeschätzt durch das Doppelte des durch E5 ($n_{rec} \leq 3$) verursachten.

Die Elektronidentifikation

Ein systematischer Effekt könnte dadurch hervorgerufen werden, daß der durch falsche Identifikation eines Pions als Elektron verursachte Akzeptanzverlust in Daten– und simulierten Ereignissen nicht übereinstimmt.
Um dies zu überprüfen, müssen aus den Daten unabhängig von Elektron–Estimatoren und dE/dx–Werten, auf denen die Elektronidentifikation beruht, Pionen selektiert werden, die sich in einer Umgebung von zwei weiteren geladenen Teilchen befinden. Dafür bieten sich "3–prong"–Zerfälle des τ–Leptons an. Hemisphären mit genau 3 geladenen "guten" Spuren werden ausgewählt. Um sicherzustellen, daß die Spuren

[4] Auf die Photonrekonstruktion wird im nächsten Kapitel genauer eingegangen.

aus einem τ–Zerfall stammen und nicht durch Photonkonversionen verursacht werden, wird für alle Spuren ein sehr geringer Impaktparameter verlangt ($|d_0| < 0,15\,\mathrm{cm}$, $|z_0| < 3$ cm). Werden dann zwei der drei Spuren *nicht* als Elektron identifiziert (mit einer verschärften Identifikation: $R_T \leq -3$ und $R_L \leq -2,5$), so wird die dritte Spur als Pion akzeptiert. Um noch weiterhin $e^+e^- \to e^+e^-$–Ereignisse auszuschließen, wird auf der Gegenseite verlangt: $\frac{\text{Maximaler Impuls}}{\text{Strahlenergie}} < 0,9$ und $\frac{\text{ECal–Energie}}{\text{Strahlenergie}} < 0,95$. Auf die aus simulierten und Datenereignissen selektierten Pionen wird die Elektronidentifikation angewandt. Die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit eines Pions beträgt in den Daten $(0,35 \pm 0,18)\%$ gegenüber $(0,4 \pm 0,07)\%$ in den simulierten Ereignissen. Die Differenz im Anteil der fehlidentifizierten Pionen wird als systematischer Fehler angegeben (s. Tab. 5.2). Sie beträgt nur ca. 1/4 des statistischen Fehlers.

Die K_s^o–Schnitte

Die angewandten Selektionsschnitte werden variiert und Veränderungen des Ergebnisses untersucht. In Tabelle 5.2 sind die einzelnen Schnitte mit den Variationsintervallen und dem resultierenden systematischen Fehler angegeben. Zur Abschätzung des Effektes, der durch die Auswahl des besten Vertex–Kandidaten nach seinem χ^2 verursacht wird, wird diese Auswahl einmal *vor* jedem weiteren der K_s^o–Schnitte getroffen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird auch durch die $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$–Zerfälle beeinflußt, in denen das K_s^o nicht innerhalb des Volumens der Spurkammern zerfällt oder hadronisch wechselwirkt. Da deren Anteil (vor allem der der nicht in den Spurdetektoren zerfallenden K_s^o) vom Impulsspektrum der erzeugten K_s^o abhängt, wird der Einfluß einer 10%–Korrektur dieses Anteils ebenfalls in den systematischen Fehler einbezogen.

In Tabelle 5.2 sind zusammenfassend alle Beiträge zum systematischen Fehler durch die Akzeptanzkorrektur aufgeführt.

5.3 Das Ergebnis der Messung

Die Zahl der tatsächlich erzeugten $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$–Zerfälle erhält man durch:

$$N = \sum_i \frac{N_i^* - (N_\tau^u)_i - (N_{q\bar{q}})_i - (N_{\gamma\gamma})_i}{\varepsilon_i}$$

wobei: i: das Impulsintervall
N_i^*: die Anzahl der $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$–Kandidaten
N_τ^u: die Anzahl der Untergrundereignisse aus $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$

V^0–Rekonstruktion		—
Ereignisschnitte		
E1: $\lvert\cos\theta_{Thrust}\rvert < 0,9$	$0,7 - 1,0$	$0,05$ %
E2: $\cos\alpha < -0,95$		$0,02$ %
E3: $m_{Hemi} < 1,8$ GeV/c^2		—
E4: $\cos\eta > 0,95$		—
E5: $n_{rec} \leq 3$		$0,01$ %
E6: $n_s = 1$		$0,02$ %
Elektronidentifikation		$0,01$ %
K_s^o-Schnitte		
K1: $P(\chi^2) > 1$ %	$0 - 6$	$0,02$ %
K2: $\lvert d_0(K_s^o)\rvert \leq 2$ cm	$0,5 - 10$	$0,02$ %
K3: $p(K_s^o) > 3$ GeV/c	$0 - 8$	—
K4: $l_{r\phi} \geq 4$ cm	$0,5 - 10$	—
K5: $\lvert\cos\vartheta^*\rvert < 0,9$	$0,75 - 1,0$	$0,04$ %
K6: $d_{r\phi} > 0,2$ cm	$0 - 0,6$	$0,04$ %
K7: ≤ 2 Vertices	$1 - 5$	—
K8: Auswahl nach χ^2		$0,02$ %
K9: $\lvert m_{V^0} - m_{K_s^o}\rvert < 50$ MeV/c^2	$30 - 80$	$0,04$ %
Anteil nicht zerf. K_s^o		$0,02$ %
Monte Carlo Statistik		$0,07$ %
Summe		$0,12$ %

Tabelle 5.2: *Systematischer Fehler auf das Verzweigungsverhältnis durch die Akzeptanzkorrektur. Bei Variationen der Schnitte ist hinter diesen das jeweilige Variationsintervall angegeben.*

$N_{q\bar{q}}$: die Anzahl der Untergrundereignisse aus $e^+e^- \to q\bar{q}$
$N_{\gamma\gamma}$: die Anzahl der Untergrundereignisse aus $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$
ε_i: die Akzeptanz
im jeweiligen Impulsintervall bedeuten.
Das Verzweigungsverhältnis $V(\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau)$ ergibt sich aus:

$$V(\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) = \frac{N}{2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot V(K_s^o \to \pi^+\pi^-)}$$

Hierbei bedeutet $N_{\tau\tau}$ die Anzahl produzierter τ–Paare und $V(K_s^o \to \pi^+\pi^-)$ das Verzweigungsverhältnis des genannten Zerfalls. Mit den in Tabelle 5.3 angegebenen

Größe	Symbol	Wert
Anzahl $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ -Kandidaten	N^*	133 ± 12
Untergrund aus τ-Zerfällen	N_τ^u	36 ± 4
Untergrund aus $q\bar{q}$-Ereignissen	$N_{q\bar{q}}$	4 ± 3
Untergrund aus Zwei-Photon-Ereignissen	$N_{\gamma\gamma}$	—
Nachweiswahrscheinlichkeit	ε	$(23,8 \pm 1,3)\%$
Korrigierte Kandidaten	N	390 ± 77
Produzierte τ-Paare (Kap. 4.1)	$N_{\tau\tau}$	22806 ± 262
$V(K_s^o \to \pi^+\pi^-)$ [7]		$(68,61 \pm 0,28)\%$

Tabelle 5.3: *Die zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses verwendeten Größen. Zur Vereinfachung sind bei den impulsabhängigen Größen wie Nachweiswahrscheinlichkeit und Ereignisanzahlen nur die Gesamtzahlen angegeben.*

Werten erhält man als Ergebnis für das inklusive Verzweigungsverhältnis

$$\boxed{V(\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) = (\,1,25 \;\pm\; 0,22_{\mathrm{Stat}} \;\pm\; 0,14_{\mathrm{Sys}}\,)\%}$$

Der systematische Fehler setzt sich aus der Untergrundbestimmung (0,07%, s. Tab. 5.1), der Akzeptanzkorrektur (0,12%, s. Tab. 5.2) und der Anzahl produzierter τ-Paare (0,01%, s. Tab. 5.3) zusammen. Der statistische Fehler wird von der Impulsabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur beeinflußt. Bei einer impulsunabhängigen Korrektur beträgt er nur 0,16 %.
Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß had^- hier für genau ein geladenes Teilchen, wobei jedoch nicht zwischen π^- und K^- unterschieden wird, und X^o für beliebig viele neutrale Teilchen (auch 0) steht. Eine π/K-Separation ist bei den vorliegenden Impulsen kaum möglich. Der einfachste Endzustand des Systems $K_s^o had^- X^o$ ist $K_s^o \pi^-$, von dem man annimmt, er sei durch die $K^*(890)$-Resonanz dominiert. Daher ist die Verteilung der invarianten Masse des K_s^o und der verbleibenden Spur – unter der Annahme, es handele sich um ein Pion – von Interesse. Sie ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die Diskussion des Ergebnisses und der Vergleich mit Messungen anderer Experimente erfolgt in Kapitel 7.

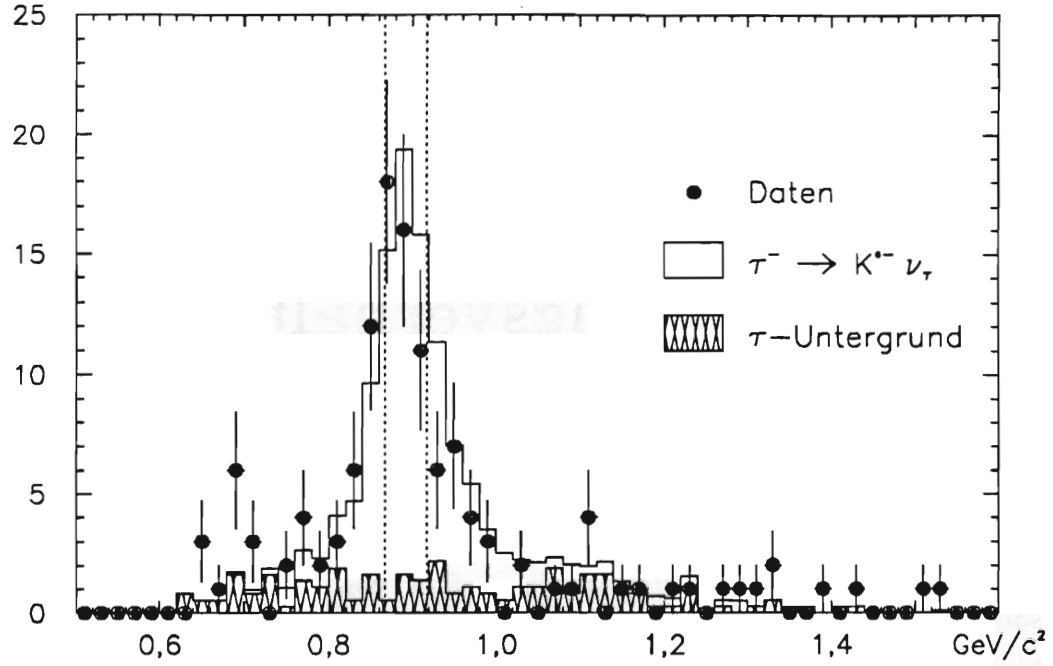

Abbildung 5.6: *Die invariante Masse des $K_s^o\pi$ -Systems. Die natürliche Breite der K^* -Resonanz ist durch die gestrichelte Linie angedeutet.*

Kapitel 6

Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to K_S^o\, had^- \pi^o \nu_\tau$

Um einen tiefergehenden Einblick in die Zerfälle von τ-Leptonen in K_s^o zu erhalten, soll untersucht werden, ob sich unter den selektierten K_s^o-Kandidaten solche befinden, die von einem neutralen Pion begleitet werden.
Dazu wird die K_s^o-Hemisphäre auf die Anwesenheit eines π^o untersucht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der π^o-Rekonstruktion ist unabhängig von der Nachweiswahrscheinlichkeit eines K_s^o aus einem τ-Zerfall[1]. Es kann daher unter zusätzlicher Berücksichtigung der π^o-Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ganz analog der im vorangehenden Kapitel beschriebenen Methode zur Untergrundsubtraktion und Akzeptanzkorrektur vorgegangen werden.
Es schließen sich eine kurze Beschreibung der γ/π^o-Rekonstruktion (Kap. 6.1), die Bestimmung der π^o-Nachweiswahrscheinlichkeit (Kap. 6.2) und das Ergebnis der Messung (Kap. 6.3) an.

6.1 Photon- und π^o-Rekonstruktion

Das π^o-Meson zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$ s [7] zu etwa 99 % elektromagnetisch in zwei Photonen. Der π^o-Nachweis erfolgt daher durch Rekonstruktion der entstehenden Photonen. Diese werden im ECal wie folgt identifiziert:
Ausgangspunkt ist ein lokales Maximum der deponierten Energie in einem einzelnen ECal-"Storey" (ein Tiefenabschnitt eines ECal-Turmes, s. Kap. 3.1.3). Beginnend

[1] Dies folgt aus der Rekonstruktion des K_s^o allein mit Hilfe der Spurkammern. Der einzig denkbare Einfluß ist eine erhöhte Fehlidentifikation eines Pions als Elektron durch die Überlagerung des elektromagnetischen Schauers des π^o im ECal. Aufgrund der geringen Fehlidentifikation (0,35 %, s. Kap. 5.2) ist eine Korrelation vernachlässigbar.

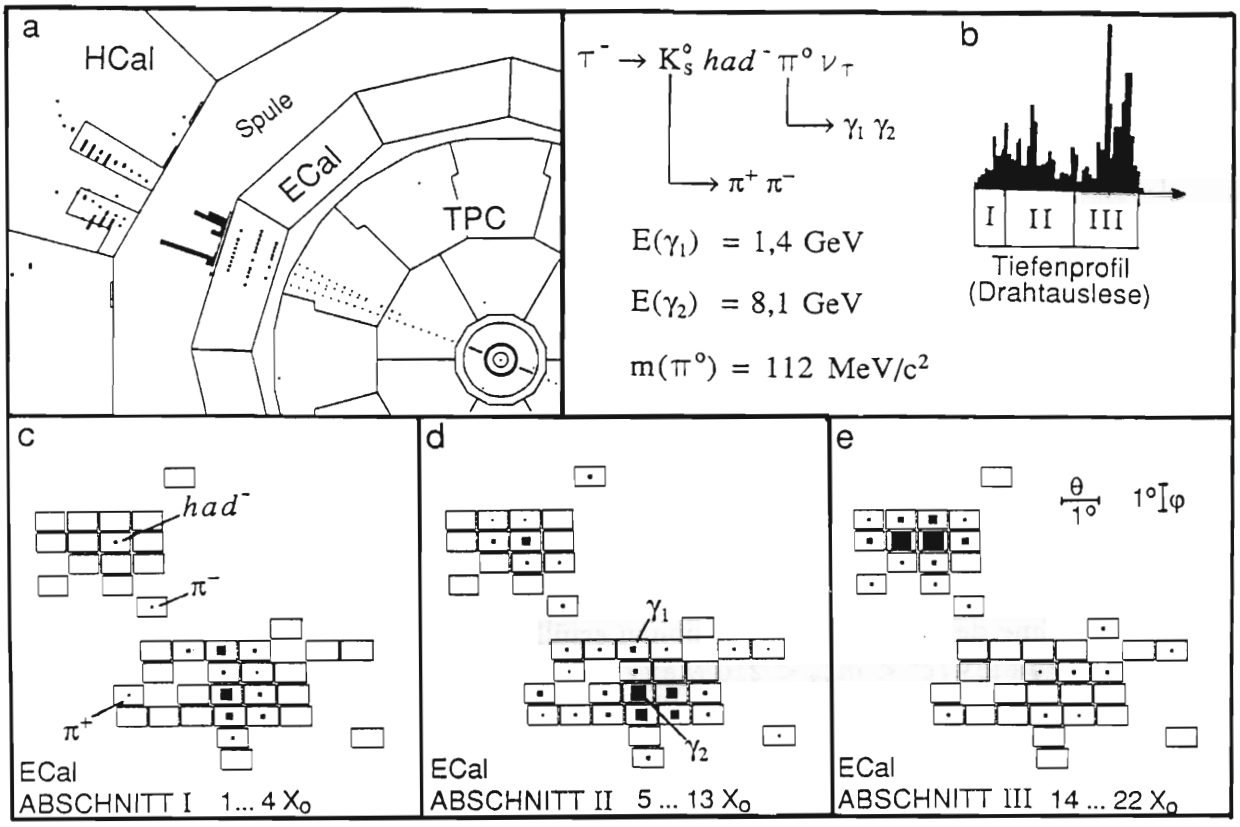

Abbildung 6.1: *Beispiel für ein $\tau^- \to K^0_s\, had^- \pi^0 \nu_\tau$ –Ereignis (dasselbe Ereignis wie in Abb. 4.1). a)x–y–Projektion. Das Histogramm über dem ECal zeigt die Verteilung der Energiedeposition in ϕ. b) Verteilung der Energiedeposition über die 45 ECal–Lagen. I bis III entspricht den Tiefenabschnitten der Kathodenauslese. c)-e) Von links nach rechts sind die drei getrennt ausgelesenen Tiefenabschnitte des ECals dargestellt. Die Rechtecke entsprechen dabei den einzelnen Kathodensegmenten. Die deponierte Energie wird durch die dunklen Quadrate symbolisiert.*

mit dem ersten Tiefenabschnitt werden die umliegenden "Storeys" in der Reihenfolge sinkender Energien assoziiert, falls sie eine Seite gemeinsam mit einem bereits assoziierten "Storey" besitzen. Die Position eines auf diese Weise gebildeten "Clusters" ergibt sich aus dem Schwerpunkt der deponierten Energie. Ein "Cluster" wird als Photonkandidat angenommen, falls:

- Der "Cluster" in einem Kegel um die "Thrust"–Achse mit Öffnungswinkel $\beta < 37°$ liegt. ($\cos\beta > 0,8$)
- Die Energie des "Clusters" mindestens 500 MeV beträgt. ($E_\gamma \geq 500$ MeV)
- Der Schwerpunkt des "Clusters" von der nächsten geladenen Spur mindestens 4 cm entfernt ist. ($d_{\gamma CH} \geq 4$ cm)

Ein π^o –Kandidat kann aus zwei Photonen oder auch nur aus einem Photon gebildet werden, da bei höheren π^o –Energien die Granularität zumeist nicht mehr ausreicht, um die Photonen zu trennen. Es muß eine der folgenden Bedingungen erfüllt werden:

1. Genau ein rekonstruiertes Photon: $N_\gamma = 1$
   - $E_\gamma > 4$ GeV
2. Genau zwei rekonstruierte Photonen: $N_\gamma = 2$
   - Invariante Masse der Photonen erfüllt
     $70\ \mathrm{MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 210\ \mathrm{MeV}/c^2$
     oder
     $E_{\gamma_1} > 4$ GeV **und** $E_{\gamma_2} < 3$ GeV
3. Mehr als 2 rekonstruierte Photonen: $N_\gamma > 2$
   - Eine der Massenkombinationen erfüllt
     $70\ \mathrm{MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 210\ \mathrm{MeV}/c^2$
   - Summe der Energien der zusätzlichen Photonen
     $E_{add\ \gamma} < 3$ GeV

Diese Anforderungen dienen dazu, mit möglichst hoher Akzeptanz π^o –Mesonen nachzuweisen und Untergrund aus Ereignissen ohne π^o und ebenso mit mehr als einem π^o zurückzuweisen.

6.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der π^o–Rekonstruktion

Bestimmung mit simulierten Ereignissen

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit der π^o –Rekonstruktion in der Umgebung eines $\tau^- \to K^o_s\, had^- \pi^o \nu_\tau$ –Zerfalles untersuchen zu können, wurden 1653 simulierte Ereignisse mit dem Zerfallsmodus $\tau^- \to K^o_s \pi^- \pi^o \nu_\tau$, $K^o_s \to \pi^+\pi^-$ generiert. Für die Zerfallsteilchen wird eine Phasenraumverteilung angenommen. Man erhält aus diesen Ereignissen eine Abschätzung der π^o –Akzeptanz von

$$\varepsilon_1^{\pi^o} = (\,71,4 \pm 2,3\,)\,\%$$

und aus den simulierten $\tau^- \to K_s^o \pi^- \nu_\tau$ -Ereignissen eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein nicht vorhandenes π^o vorgetäuscht wird:

$$\zeta_1^{\pi^o} = (3,6 \pm 0,6)\,\%$$

Diese "falschen" π^o's werden hauptsächlich durch Ausläufer der Schauer geladener Hadronen im ECal verursacht, die irrtümlich als separate "Cluster" rekonstruiert werden.

Da die Zerfälle $\tau^- \to K_s^o \pi^- \pi^o \nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^o \nu_\tau$ ähnliche Voraussetzungen für die π^o-Rekonstruktion liefern – das Problem der π^o-Identifikation in der dichten Umgebung dreier geladener Spuren – werden letztere ebenfalls untersucht. Es ergibt sich aus simulierten $\tau^- \to \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^o \nu_\tau$ bzw. $\tau^- \to \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ -Ereignissen

$$\varepsilon_2^{\pi^o} = (68,7 \pm 0,6)\,\% \quad \text{und} \quad \zeta_2^{\pi^o} = (4,9 \pm 0,2)\,\%$$

Die Werte sind im Rahmen ihrer Fehler in Übereinstimmung.
Um zu überprüfen, ob die kinematischen Voraussetzungen für beide Zerfallsmodi vergleichbar sind, werden anhand simulierter Ereignisse die Verteilung des Abstandes des rekonstruierten π^o zur nächsten geladenen Spur und das Energiespektrum der erzeugten π^o's verglichen (s. Abb. 6.2). Es wird eine gute Übereinstimmung festgestellt, jedoch ist das π^o-Energiespektrum des Zerfalls $\tau^- \to K_s^o \pi^- \pi^o \nu_\tau$ tendenziell härter. Dies könnte die etwas höhere π^o-Akzeptanz in diesem Zerfall erklären.

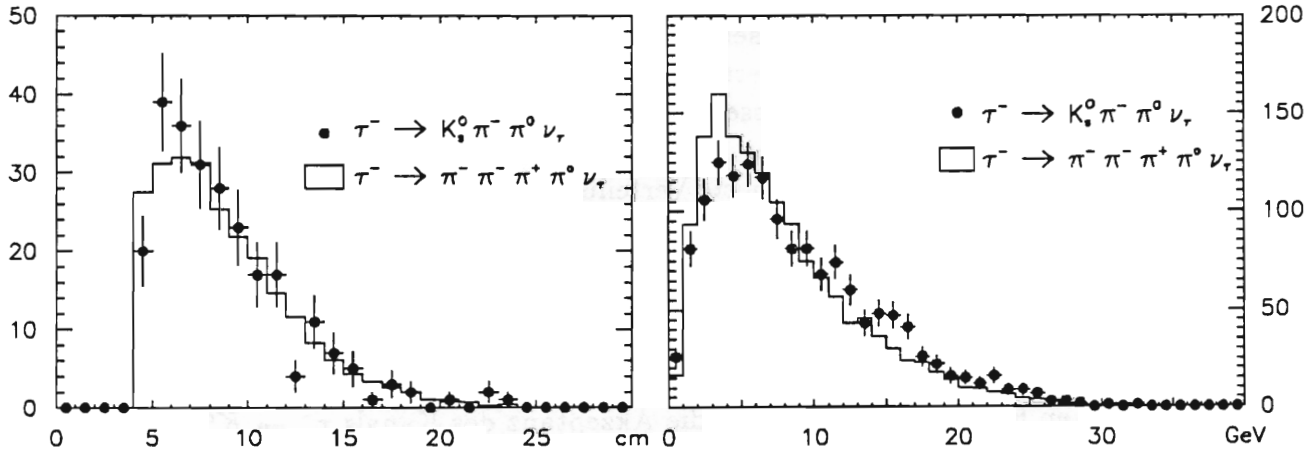

Abbildung 6.2: *Vergleich der Zerfallskanäle $\tau^- \to K_s^o \pi^- \pi^o \nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^o \nu_\tau$. Links: Abstand des rekonstruierten π^o zur nächsten geladenen Spur, rechts: Energie des erzeugten π^o .*

Bestimmung mit Datenereignissen

Die π^o-Akzeptanz soll direkt anhand von Datenereignissen ermittelt werden. Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß dazu der Zerfallskanal $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ herangezogen werden kann.

Um die π^o-Akzeptanz zu bestimmen, muß ein von der π^o-Rekonstruktion unabhängiges Merkmal gefunden werden, das auf die Anwesenheit eines π^o hindeutet. Untersucht man die Verteilungen der invarianten Massen des $3\pi^\pm$-Systems von $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$-Zerfällen, so liegt bei letzteren die Massenverteilung deutlich bei niedereren Massen. Dies liegt in der Zerfallsstruktur begründet: Der Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ verläuft dominant über eine a_1-Resonanz ($m_{a_1} = 1260 \pm 30\,\mathrm{MeV}/c^2$, $\Gamma_{a_1} \approx 400\,\mathrm{MeV}/c^2$ [7]). Beim Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ liegt die $3\pi^\pm$-Masse, da dieser Zustand nicht von einer schwereren Resonanz vermittelt wird, aufgrund des zusätzlichen Teilchens im Mittel bei niedereren Massen. Man kann die Zerfälle $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ also anhand der invarianten Masse des $3\pi^\pm$-Systems statistisch trennen.
Aus den Datenereignissen werden τ-"3-prong"-Zerfälle ausgewählt. Die Selektion ist ähnlich der zur Untersuchung der Elektronidentifikation verwendeten (Kap. 5.2): Die Schnitte auf die Impaktparameter werden gelockert ($|d_0| < 1$ cm, $|z_0| < 6$ cm), zusätzlich werden die Ereignisschnitte E1 und E2 (Kap. 4.5) und genau eine "gute" Spur in der gegenüberliegenden Hemisphäre verlangt. Der Untergrund aus anderen τ-Zerfällen beträgt $2,5\,\%$, bestimmt mit simulierten $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$-Ereignissen. Zur Bestimmung der π^o-Akzeptanz (und der Mißidentifikationswahrscheinlichkeit) werden an die $3\pi^\pm$-Massenverteilungen von Ereignissen mit rekonstruiertem π^o und ohne rekonstruiertes π^o jeweils die Massenverteilungen von simulierten $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$-Ereignissen angepaßt (s. Abb. 6.3). Der Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ besitzt teilweise ein ρ- oder ω-Meson als Unterresonanz [30], erfolgt dagegen in den simulierten Ereignissen nicht-resonant. Hierin liegt höchstwahrscheinlich begründet, weshalb die simulierte Verteilung der $3\pi^\pm$-Masse für diesen Kanal *nicht* mit der in den Datenereignissen mit rekonstruiertem π^o übereinstimmt. Die Datenverteilung erscheint leicht zu niederen Massen hin verschoben. Um diesen Effekt zu korrigieren, wird die simulierte Verteilung vor der Anpassung um $50\,\mathrm{MeV}/c^2$ verschoben.
Als Resultat ergibt sich $\varepsilon_d^{\pi^o} = (56,9 \pm 2,1)\%$ und $\zeta_d^{\pi^o} = (4,5 \pm 1,3)\%$. Da diese Methode mit einigen Unsicherheiten durch die Simulation behaftet ist, wird für eine konservative Abschätzung der Fehler verdreifacht. Die Beeinflussung der Akzeptanz durch Änderungen der Verschiebung wurde untersucht. Sie wird durch den angenommenen Fehler abgedeckt. Für die Akzeptanz des Kanals $\tau^- \to K_s^o\, had^-\pi^o\nu_\tau$ wird der ermittelte Wert um $2\,\%$ erhöht. Dies ergibt sich aus dem Vergleich der beiden Kanäle mit simulierten Ereignissen (s. o.). Für die π^o-Akzeptanz im Zerfall $\tau^- \to K_s^o\, had^-\pi^o\nu_\tau$ wird folglich

$$\varepsilon^{\pi^o} = (59 \pm 6)\,\% \quad \text{und} \quad \zeta^{\pi^o} = (4,5 \pm 1,3)\,\%$$

angenommen.

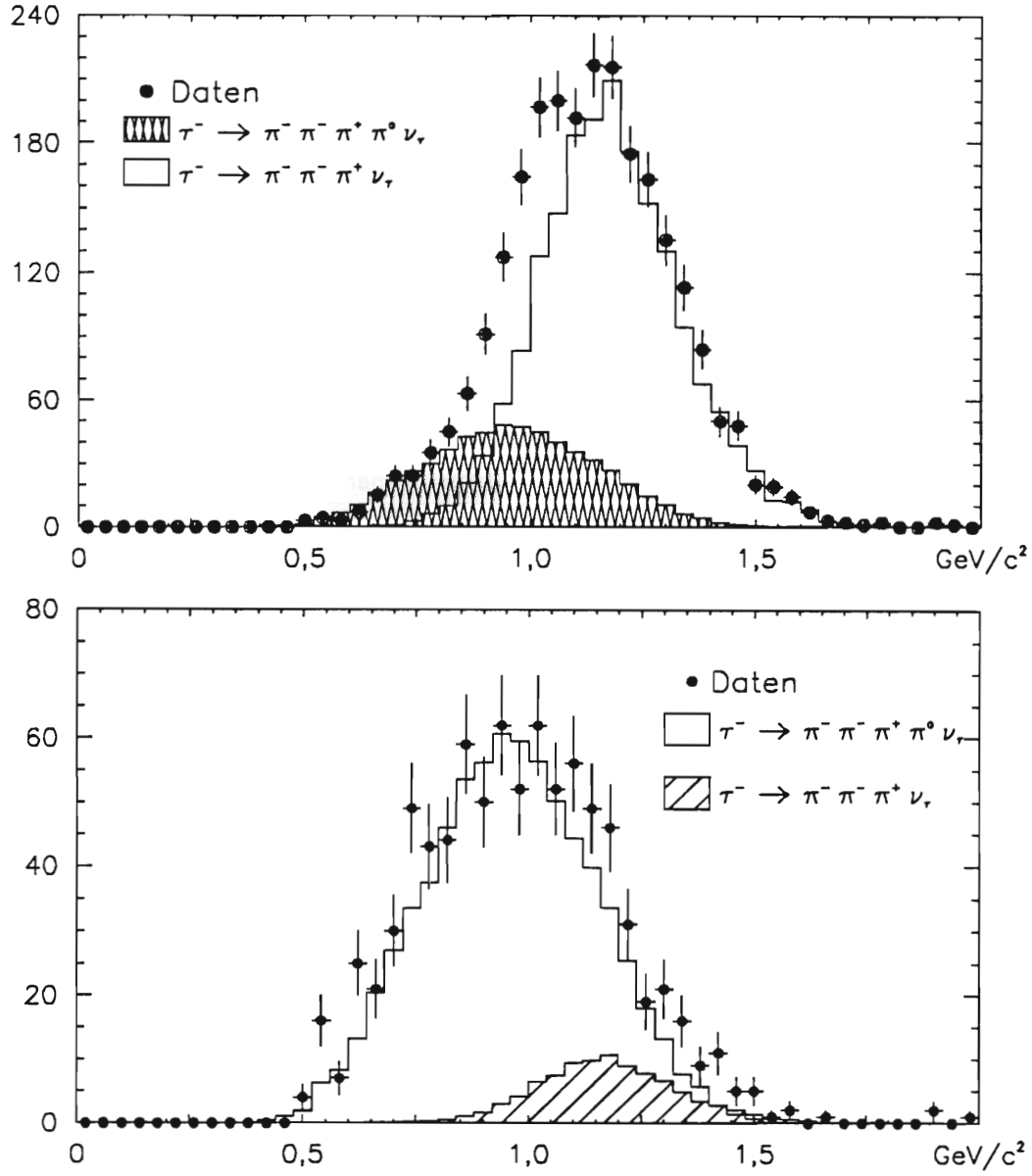

Abbildung 6.3: *Anpassung der $3\pi^\pm$-Massenverteilungen von simulierten $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ -Ereignissen (letztere verschoben um 50 MeV/c^2) an die Daten zur Bestimmung der π^o-Akzeptanz. Oben: $3\pi^\pm$-Massenverteilung von Ereignissen ohne rekonstruiertes π^o , unten: Massenverteilung von Ereignissen mit rekonstruiertem π^o .*

6.3 Das Ergebnis der Messung

Mit den beschriebenen Kriterien werden in den Daten 37 Kandidaten für einen Zerfall $\tau^- \to K^o_s\, had^-\pi^o\nu_\tau$ gefunden. Die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$-Systems ist in Abb. 6.4 mit dem aus der Anpassung resultierenden Untergrund dargestellt. Nach Untergrundsubtraktion und K^o_s-Akzeptanzkorrektur (s. Kap. 5) ergeben sich

$$N' = 106 \pm 41 \qquad \text{Kandidaten.}$$

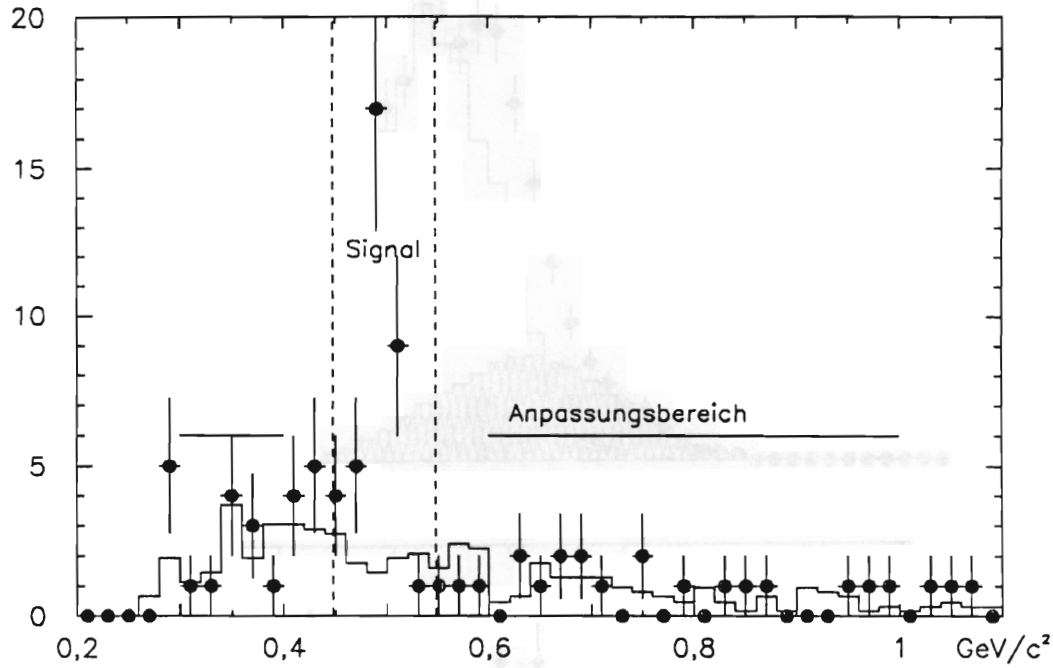

Abbildung 6.4: *Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$-Systems von K_s^o-Kandidaten, in deren Hemisphäre ein π^o rekonstruiert wird. Das Histogramm stellt den angepaßten Untergrund dar (s. Kap.5.1).*

Diese müssen mit der π^o-Akzeptanz und Mißidentifikationswahrscheinlichkeit folgendermaßen korrigiert werden:

$$N^{\pi^o} = \frac{N' - N \cdot \zeta^{\pi^o}}{\varepsilon^{\pi^o} - \zeta^{\pi^o}}$$

wobei: N': Zahl der K_s^o (korrigiert) mit rekonstruiertem π^o
N: Anzahl aller erzeugten K_s^o und
ε^{π^o} und ζ^{π^o}: Akzeptanz und Mißidentifikationswahrscheinlichkeit eines π^o
bedeuten.

Das Verzweigungsverhältnis erhält man wiederum aus

$$\mathrm{V}(\tau^- \to K_s^o\, had^-\pi^o\nu_\tau) = \frac{N^{\pi^o}}{2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \mathrm{V}(K_s^o \to \pi^+\pi^-)}$$

In Tabelle 6.1 sind die verwendeten Werte angegeben. Das so ermittelte Verzweigungsverhältnis ergibt sich zu

$$\boxed{\mathrm{V}(\tau^- \to K_s^o\, had^-\pi^o\nu_\tau) = (\,0,52 \pm 0,22_{\mathrm{Stat}} \pm 0,12_{\mathrm{Sys}}\,)\%}$$

Der statistische Fehler, der sich bei einer impulsunabhängigen K_s^o-Akzeptanzkorrektur ergibt, beträgt 0,15 %.

Größe	Symbol	Wert
Anzahl $\tau^- \to K^o_s\, had^- \pi^o \nu_\tau$ -Kandidaten (unkorrigiert)		37 ± 6
Untergrund aus τ-Zerfällen		$9,3 \pm 1,7$
Untergrund aus $q\bar{q}$-Ereignissen		4 ± 3
Anzahl $\tau^- \to K^o_s\, had^- \pi^o \nu_\tau$ -Kandidaten (K^o_s korrigiert)	N'	106 ± 41
Anzahl erzeugter K^o_s (s. Kap. 5.3)	N	390 ± 77
π^o-Akzeptanz	ε^{π^o}	$(59 \pm 6)\%$
π^o-Mißidentifikation	ζ^{π^o}	$(4,5 \pm 1,3)\%$
Kandidaten (K^o_s und π^o korrigiert)	N^{π^o}	162 ± 78

Tabelle 6.1: *Die zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses verwendeten Größen.*

Eventuelle Beiträge von Zerfällen des Typs $\tau^- \to K^o_s\, had^- \geq 2\pi^o \nu_\tau$ sollten aufgrund ihrer Seltenheit und der Schnitte auf die Energie zusätzlicher Photonen vernachlässigbar sein. In Abb. 6.5 und 6.6 sind die invarianten Massen der verschiedenen Kombinationen abgebildet. Für eine Diskussion des Ergebnisses sei auf Kap. 7 verwiesen.

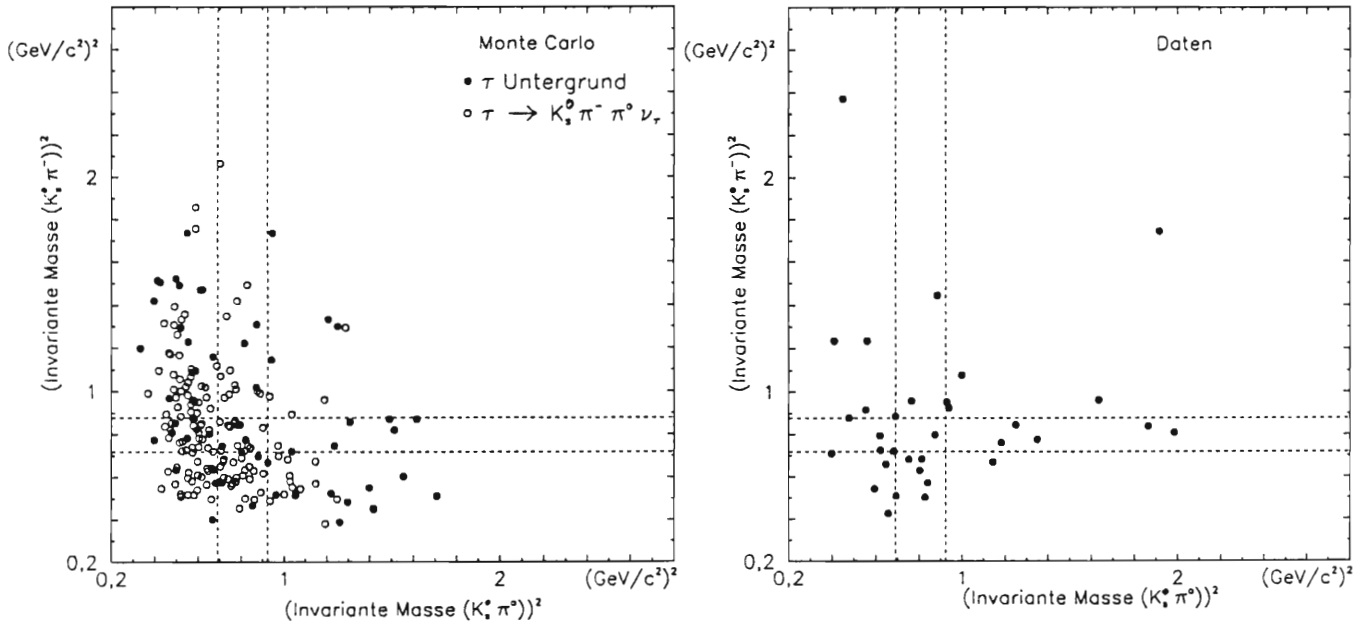

Abbildung 6.5: *Quadrat der invarianten Massen ($K^o_s\pi^-$) gegen ($K^o_s\pi^o$) (Dalitz-Plot). Die gestrichelten Linien entsprechen den natürlichen Breiten plus Massenauflösung ($1\,\sigma$). Links: simulierte Ereignisse für nicht-resonante $\tau^- \to K^o_s\, \pi^- \pi^o \nu_\tau$ -Zerfälle und τ-Untergrund, rechts: Datenereignisse. Vier Ereignisse liegen außerhalb des gezeigten Bereiches bei höheren ($K^o_s\pi^o$)-Massen.*

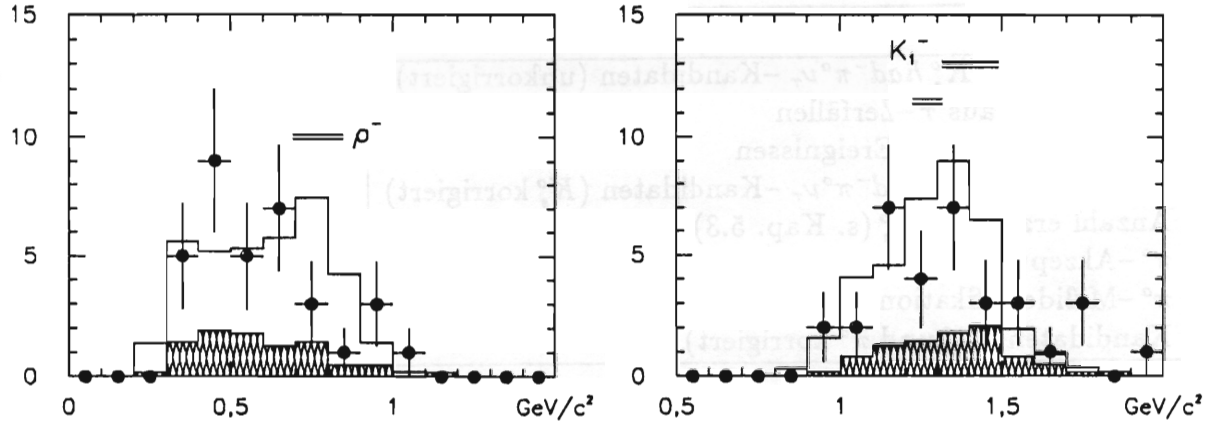

Abbildung 6.6: *Links: Invariante Masse des $(\pi^-\pi^o)$–Systems, rechts: Invariante Masse des $(K_s^o\,\pi^-\pi^o)$–Systems. Punkte: Daten, Histogramm: simulierte Ereignisse $\tau^- \to K_s^o\,\pi^-\pi^o\nu_\tau$ (nicht–resonant), schraffiert: Untergrund aus anderen τ–Zerfällen. Die natürlichen Breiten der ρ– und K_1–Resonanzen sind aus den waagrechten Strichen zu ersehen.*

Kapitel 7

Diskussion und Zusammenfassung

Diskussion der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurden die inklusiven Verzweigungsverhältnisse

$$\begin{aligned} V(\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) &= (1,25 \pm 0,22_{Stat} \pm 0,14_{Sys})\,\% \qquad V(I) \\ V(\tau^- \to K_s^o\, had^- \pi^o \nu_\tau) &= (0,52 \pm 0,22_{Stat} \pm 0,12_{Sys})\,\% \qquad V(II) \end{aligned}$$

bestimmt. V(I) ist im Rahmen der Fehler verträglich mit der theoretischen Erwartung von ca. $(0,6 - 1,0)\%$. Das Verzweigungsverhältnis V(I) wurde von der HRS–Kollaboration 1988 zu $V(\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) = (0,64 \pm 0,15)\%$ [22] bestimmt. Das hier vorgestellte Ergebnis liegt um 2 Standardabweichungen über dieser Messung.
Für V(II) erwartet man unter einfachen Annahmen ca. $(0,04 - 0,2)\%$, so daß das hier präsentierte Ergebnis etwas höher liegt, aber nicht signifikant abweicht. Dieses Verzweigungsverhältnis wurde erstmals experimentell bestimmt. In beiden Messungen dominiert der statistische Fehler.

Um einen Eindruck zu gewinnen, aus welchen Quellen die $\tau^- \to K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$– und $\tau^- \to K_s^o\, had^- \pi^o \nu_\tau$–Ereignisse stammen, sind in Abb. 5.6, 6.5 und 6.6 die invarianten Massen der Teilchen im Endzustand dargestellt, wobei hier angenommen wird, es handele sich bei dem geladenen Hadron um ein π^-.
Das Spektrum der $K_s^o \pi^-$–Masse (s. Abb. 5.6, Ereignisse mit und ohne rekonstruiertes π^o) scheint von der $K^{*-}(892)$–Resonanz dominiert zu sein. Schreibt man alle Zerfälle diesem Kanal zu, so ergibt sich ein Verzweigungverhältnis von $V(\tau^- \to K^{*-} X^o \nu_\tau) = (3,75 \pm 0,78)\%$ im Widerspruch zum Weltmittelwert ($(1,43 \pm 0,17)\%$ [7]). Das Verzweigungsverhältnis $V(\tau^- \to K^{*-} \nu_\tau)$ läßt sich – wiederum unter der Pion–Hypothese für das geladene Hadron und unter Vernachlässigung möglicher $\tau^- \to K_s^o \pi^- \geq 2\pi^o \nu_\tau$–Zerfälle – aus der Differenz von V(I) und V(II) zu $(2,2 \pm 0,8)\%$

bestimmen (die Fehler sind fast vollständig korreliert). Dies stimmt innerhalb des Fehlers mit der theoretischen Erwartung überein.

Nimmt man an, es handele sich bei dem Endzustand $(K_s^o had^- \pi^o)$ um $(K_s^o \pi^- \pi^o)$, so sollte dieser erwartungsgemäß über die K_1-Resonanzen entstehen. Trägt hauptsächlich die $K_1(1270)$-Resonanz bei, so sollte in etwa $(50 - 60)\,\%$ der Fälle eine ρ^--Zwischenresonanz beobachtbar sein (s. Kap. 2). Dies kann nach Abb. 6.6 jedoch ausgeschlossen werden. Die $K_1(1400)$-Resonanz zerfällt vollständig in $(K^*\pi)$, ebenso wie ein Teil von $K_1(1270)$. Für den Endzustand $(K_s^o \pi^- \pi^o)$ sollten $\overline{K}^{*o}$ und K^{*-} mit gleicher Häufigkeit auftreten. In Abb. 6.5 sind die Quadrate der invarianten Massen des $(K_s^o \pi^-)$ bzw. $(K_s^o \pi^o)$-Systems gegeneinander aufgetragen. Im Vergleich zur Verteilung, die man für nicht-resonante Zerfälle erwartet, sind die $\overline{K}^{*o}$ bzw. K^{*-} Bänder stark bevölkert. Von den 37 Kandidatenereignissen befinden sich 25 in den 1,5 σ Bändern (natürliche Breite des K^* und 1,5 σ Massenauflösung), von den $9,3 \pm 1,7$ Untergrundereignissen aus anderen τ-Zerfällen erwartet man etwa 4,3 innerhalb dieses Bereiches. Dies ist mit einer vollständigen Erzeugung über K^*-Zwischenresonanzen verträglich. Die Verteilungen sprechen daher für einen größeren Beitrag des $K_1(1400)$ gegenüber $K_1(1270)$. Aus der Verteilung der invarianten Masse des $(K_s^o \pi^- \pi^o)$-Systems lassen sich aufgrund der mangelnden Statistik keine Schlußfolgerungen ziehen. Diese Interpretationen lassen jedoch mögliche Beiträge der Endzustände $(K_s^o K^-(\pi^o))$ außer Betracht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die hier bestimmten Verzweigungsverhältnisse um $1-2$ Standardabweichungen höher als vorherige Messungen und theoretische Erwartungen liegen. Mit größerer Statistik wird sich zeigen, ob es sich um eine Fluktuation handelt.
Weitere Untersuchungen sind notwendig, um die primären Zerfallsprodukte des τ-Leptons zu identifizieren. Eine genaue Bestimmung der primären Verzweigungsverhältnisse würde direkte Tests der verwendeten Modelle – wie die Beschreibung der Zerfälle über Resonanzen und das Modell der asymptotischen Flavour-Symmetrie – ermöglichen.

Zusammenfassung

Anhand der Daten, die in den Jahren 1990 und 1991 mit dem ALEPH–Detektor aufgenommen wurden und einer integrierten Luminosität von 20 pb^{-1} entsprechen, wurden inklusive Zerfälle von τ–Leptonen in K_s^o untersucht. Das K_s^o wurde hierbei über seinen Zerfall $K_s^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ identifiziert, indem nach einem Sekundärvertex gesucht wurde. Nach Anwenden aller Selektionskriterien wurden 133 Kandidaten für einen Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau$ gefunden (K_s^o mit einem geladenen Hadron und beliebigen neutralen Teilchen). Den weitaus größten Teil des Untergrundes bilden $\tau^- \rightarrow (3had)^- \nu_\tau$–Zerfälle mit vorgetäuschten Sekundärvertices. Die Größe dieses Untergrundes wurde anhand der Verteilung der invarianten Massen der K_s^o–Kandidaten außerhalb des akzeptierten Bereiches bestimmt. Untergrund von echten K_s^o, die nicht aus τ–Zerfällen stammen, wurde durch Untersuchungen geeigneter Verteilungen abgeschätzt. Die Korrektur der Kandidaten auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion, bestimmt mit Hilfe von simulierten Ereignissen, wurde impulsabhängig durchgeführt, um vom Erzeugungsmechanismus unabhängig zu sein. Sämtliche Selektionsschritte wurden auf systematische Effekte hin überprüft. Es ergab sich ein inklusives Verzweigungsverhältnis von

$$\mathrm{V}(\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- X^o \nu_\tau) = (\, 1,25 \;\pm\; 0,22_{\mathrm{Stat}} \;\pm\; 0,14_{\mathrm{Sys}}\,)\,\%$$

In einem zweiten Schritt wurde unter den Kandidatenereignissen nach solchen mit einem zusätzlichen π^o gesucht. Dies resultierte in 37 Ereignissen. Die π^o–Nachweiswahrscheinlichkeit wurde durch statistische Separation der Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^o\nu_\tau$ mittels der $(3\pi^\pm)$–Massenverteilung bestimmt. Für das Verzweigungsverhältnis ergab sich

$$\mathrm{V}(\tau^- \rightarrow K_s^o\, had^- \pi^o \nu_\tau) = (\, 0,52 \;\pm\; 0,22_{\mathrm{Stat}} \;\pm\; 0,12_{\mathrm{Sys}}\,)\,\%$$

Mögliche Quellen der Endzustände wurden betrachtet, wobei das geladene Hadron als π^- angenommen wurde. Den Hauptbeitrag zum Endzustand $(K_s^o\, \pi^- X^o)$ scheint die K^{*-}–Resonanz zu bilden. Ebenso zeigt der überwiegende Teil der $(K_s^o\, \pi^-\pi^o)$–Ereignisse K^*–Zwischenresonanzen (K^{*-} und $\overline{K}^{*o}$). Unter der Annahme einer Produktion über die K_1–Resonanzen deutet dies auf eine verstärkte Population des $K_1(1400)$ gegenüber $K_1(1270)$ hin.

Literaturverzeichnis

[1] UA1–Kollaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. B122 (1983) 103, Phys. Lett. B126 (1983) 398

[2] UA2–Kollaboration, M. Banner et al., Phys. Lett. B122 (1983) 476, Phys. Lett. B129 (1983) 130

[3] 'The LEP collaborations', Phys. Lett. B276 (1992) 247

[4] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B231 (1989) 519
DELPHI-Kollaboration, P. Aarnio et al., Phys. Lett. B231 (1989) 539
L3-Kollaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B231 (1989) 509
OPAL-Kollaboration, M. Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B231 (1989) 530

[5] M. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489

[6] B. C. Barish und R.Stroynowski, Phys. Rep. 157 (1988) 1

[7] Particle Data Group, Phys. Rev. D45 (1992) 1

[8] Y. S. Tsai, Phys. Rev. D4 (1971) 2821

[9] F. J. Gilman und S. H. Rhie, Phys. Rev. D31 (1985) 1066

[10] R. P. Feynman und M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193

[11] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 507

[12] T. Das, V. S. Mathur und S. Okubo, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 761

[13] S. Matsuda und S. Oneda, Phys. Rev. 171 (1968) 1743

[14] J. H. Kühn und A. Santamaria, Z. Phys. C48 (1990) 445

[15] C. Kiesling "τ Physics" in *High Energy Electron-Positron Physics* herausgegeben von A. Ali und P. Söding

[16] ARGUS–Kollaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. B185 (1987) 223

[17] CLEO–Kollaboration, M. Goldberg et al., Phys. Lett. B251 (1990) 223

[18] TPC/2γ–Kollaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. D35 (1987) 1553

[19] ARGUS–Kollaboration, H. Albrecht et al., Z. Phys. C41 (1988) 1

[20] DELCO–Kollaboration, G. B. Mills et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 624

[21] TPC/2γ–Kollaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 751

[22] HRS–Kollaboration, R. Tschirhart et al., Phys. Lett. B205 (1988) 407

[23] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121
"The $\aleph$ Handbook 1989", W.Blum (Editor), ALEPH 89-77, NOTE 89-03

[24] W. B. Atwood et al., Nucl. Instr. and Meth. A306 (1991) 446

[25] ALEPH Interne Note, ALEPH 92–124
Beitrag zur *XXVI. International Conference on High Energy Physics,* Dallas 1992

[26] S. Jadach und Z. Was, Comput. Phys. Commun. 36 (1985) 191

[27] J. Knobloch und P. Norton (Herausgeber) *Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH,* Version 3

[28] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B244 (1990) 551

[29] B. Rensch, Dissertation, Universität Heidelberg, September 1992, HD–IHEP 92–09

[30] ARGUS–Kollaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. B260 (1991) 259

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben, meinen herzlichen Dank aussprechen.

Herrn Prof. Dr. K. Tittel danke ich für die Aufnahme am Institut für Hochenergiephysik und die Möglichkeit, am ALEPH–Experiment teilzunehmen.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. C. Geweniger für die gute Betreuung und viele anregende und hilfreiche Gespräche bedanken.

Herrn Dr. A. Stahl gilt mein herzlicher Dank für zahlreiche kleine und große Hilfestellungen, Anregungen und Ermunterungen, die mir sehr geholfen haben.

Der τ–Gruppe der ALEPH–Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme und viele gute Hinweise.

Bei allen Mitarbeitern des Instituts für Hochenergiephysik bedanke ich mich für die angenehme und motivierende Arbeitsatmosphäre.

Herrn Prof. Dr. E. E. Kluge sei für seine stete Hilfsbereitschaft und Ansprechbarkeit gedankt.

Ein Dankeschön an Herrn Dr. Y. Maumary und Herrn L. Vörg für ihre Unterstützung bei technischen Problemen.

Für viele aufschlußreiche Diskussionen und das nette Arbeitsklima danke ich Dr. M. Wunsch, Dr. B. Brandl, Dr. N. Kurz, Dr. S. Werner, B. Rensch und meinen Mitdiplomanden Tanja, Ursula, Christian, Gerrit, Holger, Joachim und Paul.

Schließlich möchte ich mich herzlich bei meiner Familie für ihre liebevolle Unterstützung bedanken. Meiner Mutter danke ich für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts.