

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Eine Studie zur Produktion und Bose-Einstein-Korrelation neutraler Kaonen in hadronischen Z^0 -Zerfällen mit dem OPAL-Detektor

von
Jochen Schwiening

Abstract:

The production of neutral kaons in e^+e^- annihilation at centre-of-mass energies in the region of the Z^0 mass and their Bose-Einstein correlations are investigated with the OPAL detector at LEP. A total of about $1.26 \cdot 10^6$ Z^0 hadronic decay events are used in the analysis. The production rate of K^0 mesons is found to be $1.99 \pm 0.01 \pm 0.04$ per hadronic event. Both the rate and the differential cross section for K^0 production are compared to the predictions of Monte Carlo generators and previous measurements of the K^0 and K^\pm cross sections in Z^0 decays. Bose-Einstein correlations in $K_S^0 K_S^0$ pairs are measured through the quantity Q , the four momentum difference of the pair. A threshold enhancement is observed in $K_S^0 K_S^0$ pairs originating from a mixed sample of $K^0 \bar{K}^0$ and $K^0 K^0$ ($\bar{K}^0 \bar{K}^0$) pairs. The strength of the effect and the radius of the emitting source are measured to be $\lambda = 1.14 \pm 0.23 \pm 0.25$ and $R_0 = (0.76 \pm 0.10 \pm 0.11)$ fm respectively.

Post address:
Nussallee 12
D-53115 Bonn
W-Germany



BONN-IR-95-13
Bonn University
May 1995
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Eine Studie zur Produktion und Bose-Einstein-Korrelation
neutraler Kaonen in hadronischen Z^0 -Zerfällen
mit dem OPAL-Detektor**

von
Jochen Schwiening

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 4. Mai 1995

Referent: Prof. Dr. B. Nellen

Korreferent: Prof. Dr. E. Hilger

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Das Standardmodell	5
2.2	Der Fragmentationsprozeß	8
2.2.1	Das String-Modell – JETSET	9
2.2.2	Das Cluster-Modell – HERWIG	9
2.3	Bose-Einstein-Korrelationen	10
2.3.1	Das $K_S^0 K_S^0$ -System	14
2.3.2	Simulation von Bose-Einstein-Korrelationen	15
3	Das Experiment	18
3.1	Der LEP-Speicherring	18
3.2	Der OPAL-Detektor	18
3.3	Detektorsimulation	23
4	Selektion der Daten	25
4.1	Selektion hadronischer Z^0 -Zerfälle	25
4.2	K_S^0 -Selektion	26
5	K^0-Produktion	37
5.1	Signal-Untergrund-Trennung	37
5.2	Die K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit	43
5.3	Studium systematischer Fehler	48
5.4	Resultate	56
5.5	Vergleich mit vorherigen Messungen zur K^0 -Produktion	61
5.6	Vergleich mit der K^\pm -Produktion in Z^0 -Zerfällen	65

6	$K_S^0 K_S^0$-Bose-Einstein-Korrelationen	68
6.1	Die $K_S^0 K_S^0$ -Datenmenge	68
6.2	Die $K_S^0 K_S^0$ -Referenzmenge	71
6.2.1	Referenzmenge aus den OPAL-Daten	71
6.2.2	Referenzmenge aus Monte-Carlo-Simulationen	74
6.3	Resultate	77
6.4	Studium systematischer Fehler	82
6.5	Vergleich mit vorherigen Messungen zu Bose-Einstein-Korrelationen	87
6.6	Ein erster Blick auf $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Bose-Einstein-Korrelationen	91
7	Zusammenfassung und Ausblick	93

Kapitel 1

Einleitung

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP am Europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN hat im August 1989 seinen Betrieb aufgenommen. Seitdem konnten mit jedem der vier LEP-Experimente etwa 4.25 Millionen Z^0 -Zerfälle nachgewiesen werden. Das Hauptziel der Analysen dieser Daten ist die genaue Untersuchung der Eigenschaften des Z^0 -Bosons und die Überprüfung des Standardmodells. Die großen Ereigniszahlen und die hohe Energie bieten darüberhinaus hervorragende Voraussetzungen zur Untersuchung vieler anderer Fragestellungen der Teilchenphysik. Beispiele dafür sind die Messung der Eigenschaften des τ -Leptons und der schweren Quarks, das Studium der Quantenchromodynamik sowie die Suche nach neuen Teilchen.

Ein weiteres dieser Themen, das auch im Zentrum der vorliegenden Arbeit steht, ist die Untersuchung der Fragmentation der in den Z^0 -Zerfällen produzierten Quarks. Der Fragmentationsprozeß, der Übergang von den Quarks und abgestrahlten Gluonen zu den Hadronen, kann zur Zeit noch nicht theoretisch beschrieben werden. Zur seiner Beschreibung existieren deshalb nur phänomenologische Ansätze, die in Monte-Carlo-Programmen implementiert sind. Durch den Vergleich der Simulationsrechnungen mit den gemessenen Daten können die freien Parameter der Programme bestimmt und damit Aufschlüsse über den Fragmentationsprozeß gewonnen werden. Wichtig ist dafür die möglichst genaue Messung von Wirkungsquerschnitten und Korrelationen vieler verschiedener Hadronen im Endzustand. Die neutralen seltsamen Teilchen bilden eine besonders geeignete Sonde für Fragmentationsstudien. Sie werden in Z^0 -Zerfällen häufig produziert (etwa 2 $K^0(\bar{K}^0)$ und 0.4 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ pro Ereignis) und können aufgrund ihrer leicht zu erkennenden Zerfallstopologie mit hoher Reinheit und Nachweiswahrscheinlichkeit über fast den gesamten Energiebereich nachgewiesen werden. Dies ermöglicht auch das Studium der korrelierten Produktion von zwei oder mehr seltsamen Hadronen. So lassen sich durch die Messung der Bose-Einstein-Korrelationen im $K_S^0 K_S^0$ -System Eigenschaften des Fragmentationsvolumens direkt bestimmen.

Die Untersuchung der Produktion seltsamer Teilchen ist ein Schwerpunkt der Arbeit der Bonner Gruppe in der OPAL-Kollaboration. Seit 1990 wurden die Produktion und Korrelation der K-Mesonen und Λ -Baryonen in mehreren Diplom- und Doktorarbeiten untersucht [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Die Ergebnisse zur Produktion neutraler Kaonen wurden darüberhinaus in drei OPAL-Publikationen veröffentlicht [7, 8, 9].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Messung des Wirkungsquerschnitts für K^0 -Produktion und Bose-Einstein-Korrelationen im $K_S^0 K_S^0$ -System. Sie wurde in Ref [9] veröffentlicht. Dazu werden etwa $1.26 \cdot 10^6$ hadronische Z^0 -Zerfälle analysiert, die mit dem OPAL-Detektor in den Jahren 1990–1992 gemessen wurden. Dieser Datensatz ist der bislang am besten verstandene OPAL-Datensatz mit der höchsten Qualität der Daten-Kalibrierung.

Das folgende Kapitel führt in die theoretischen Grundlagen der Analyse, die Modelle für den Fragmentationsprozeß und die Bose-Einstein-Korrelationen ein. Ein Schwerpunkt ist die Diskussion der „Bose-Einstein-artigen“ Korrelationen in Paaren von $K^0\bar{K}^0$ -Mesonen. Danach werden in Kap. 3 der OPAL-Detektor vorgestellt und in Kap. 4 die Selektion der K_S^0 -Zerfälle beschrieben. Daran schließt sich die Diskussion der Resultate an. Kap. 5 enthält die Messung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts für K^0 -Produktion. Die Ergebnisse werden dort mit anderen publizierten Resultaten zur K^0 - und K^\pm -Produktion in Z^0 -Zerfällen und den Vorhersagen der Fragmentationsmodelle verglichen. In Kap. 6 wird die Messung der $K_S^0K_S^0$ Bose-Einstein-Korrelationen diskutiert. An den Vergleich der Resultate mit früheren Publikationen schließt sich ein erster Blick auf $K_S^0K_S^0K_S^0$ -Korrelationen an. Den Abschluß bildet eine Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der Analyse vorgestellt werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Diskussion der Fragmentationsmodelle und der Bose-Einstein-Korrelationen. Das Standardmodell hingegen soll nur kurz angesprochen werden; für eine detaillierte Darstellung sei auf Ref. [10, 11] verwiesen.

2.1 Das Standardmodell

Eines der Hauptziele der Physik dieses Jahrhunderts ist es, alle physikalischen Phänomene des Mikrokosmos mit Hilfe einer gemeinsamen Theorie zu beschreiben. Dem Ziel der Vereinheitlichung ist man in den letzten 25 Jahren durch die Entwicklung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik [12] einen großen Schritt nähergekommen. Die Messungen der LEP-Experimente haben bislang alle Vorhersagen des Standardmodells bestätigt, teilweise mit einer relativen Genauigkeit von bis zu 10^{-5} . Von den vier bekannten Wechselwirkungen beschreibt das Standardmodell die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung durch einen Satz von Quantenfeldtheorien, die auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz beruhen. Es faßt dabei die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammen. Im Rahmen des Standardmodells besteht die Materie aus Fermionen (Leptonen und Quarks). Die Kräfte zwischen den Fermionen, deren Stärken durch die fundamentalen Kopplungskonstanten gegeben sind, werden durch den Austausch von Eichbosonen (γ , W^\pm , Z^0 und Gluonen) vermittelt. Die Eichbosonen und die fundamentalen Fermionen des Standardmodells sind in Tab. 2.1 und 2.2 aufgelistet. Die Massen aller Teilchen werden im Standardmodell durch den Prozeß der spontanen Symmetriebrechung, den Higgs-Mechanismus [13], erzeugt.

Eichboson	Masse [GeV]	Ladung [e]	Wechselwirkung
Gluon	0	0	stark
Photon	0	0	elektroschwach
Z^0	91.1888 ± 0.0044 [14]	0	
W^\pm	$80.32 \pm 0.06 \pm 0.01$ [14]	± 1	

Tabelle 2.1: Die Eichbosonen im Standardmodell.

Fermion	Generation			Ladung [e]	Wechselwirkung
Leptonen	e	μ	τ	-1	elektroschwach
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	elektroschwach
Quarks	u	c	t	$\frac{2}{3}$	stark, elektroschwach
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	stark, elektroschwach

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Fermionen im Standardmodell.

Nicht vom Standardmodell beschrieben wird hingegen die Gravitation. Deren Einbindung in eine Quantenfeldtheorie, und damit die Entwicklung einer gemeinsamen Theorie aller bekannten fundamentalen Wechselwirkungen, stellt eine der größten Herausforderungen der modernen theoretischen Physik dar.

Im Standardmodell sind die fundamentalen Fermionen in Generationen aufgeteilt, die jeweils 2 Leptonen und 2 Quarks (sowie deren Antiteilchen) enthalten. Die einzelnen Generationen unterscheiden sich untereinander durch die Masse der beteiligten Teilchen. Obwohl im Rahmen des Standardmodells die Anzahl der Generationen nicht festgelegt ist, können alle bisher nachgewiesenen Fermionen in 3 Generationen untergebracht werden. Geht man davon aus, daß die Neutrinos masselos oder zumindest leichter als $m_{Z^0}/2$ sind, so haben die LEP-Experimente gezeigt, daß es auch keine weiteren als die bekannten fundamentalen Fermionen gibt. Aus der Messung der unsichtbaren Breite des Z^0 konnte die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen zu $N_\nu = 2.988 \pm 0.023$ [14] bestimmt werden.

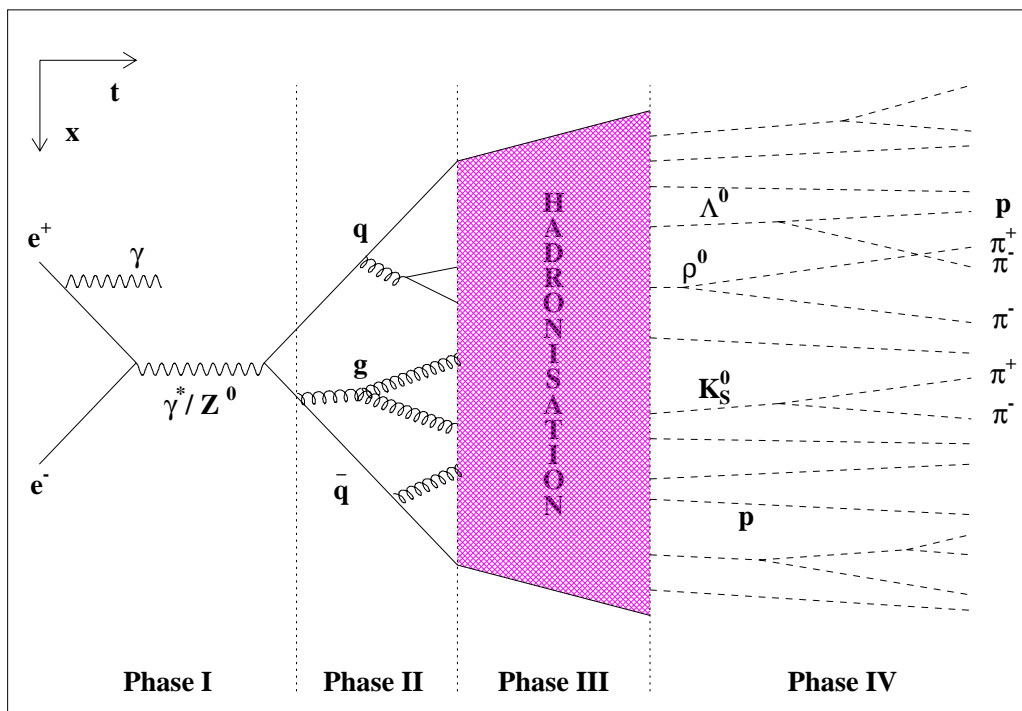


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung eines hadronischen Z^0 -Zerfalls.

Abbildung 2.2: Der Wirkungsquerschnitt für e^+e^- -Annihilation als Funktion der Schwerpunktsenergie. Eingezeichnet sind der hadronische, müonische und 2-Photon-Wirkungsquerschnitt [15].

3. Phase III

In diesem Bereich bilden sich aus den farbgeladenen Partonen die farbneutralen Hadronen.

4. Phase IV

Die Hadronen zerfallen in die im Detektor beobachtbaren Teilchen.

Für die Produktion neutraler Kaonen sind besonders die beiden Phasen II und III von Interesse. Sie werden zusammen als Fragmentationsprozeß bezeichnet.

2.2 Der Fragmentationsprozeß

Die Phase II kann, solange die starke Kopplungskonstante α_s ausreichend klein ist, störungstheoretisch im Standardmodell durch die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), berechnet werden. α_s hängt vom Viererimpulsübertrag q^2 der beteiligten Partonen ab ¹. In führender Ordnung gilt:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)} ; \quad (2.1)$$

N_f ist die Anzahl der aktiven Quarkflavours (5 bei LEP) und Λ_{QCD} der QCD-Skalenparameter. Im Grenzfall von $q^2 \rightarrow \infty$ wird $\alpha_s = 0$ (asymptotische Freiheit). Mit abnehmender Energie steigt α_s , so daß störungstheoretische Rechnungen nicht mehr konvergieren. Für die Einbindung der Rechnungen in Fragmentationsmodelle existieren zwei Hauptansätze:

- Matrixelement-Modell

In diesem Ansatz werden alle QCD-Prozesse durch Summation der beteiligten Feynman-Graphen exakt berechnet. Diese äußerst komplizierten Rechnungen sind bislang bis zur zweiten Ordnung in α_s durchgeführt worden. Damit ist die Produktion von maximal 4 Partonen am Ende von Phase II möglich. In hadronischen Z^0 -Zerfällen sind aber auch Ereignisse mit mehr als 4 Jets im Endzustand beobachtet worden, die man sich nur durch höhere Partonmultiplizitäten erklären kann.

- Partonschauer-Modell

Die drei möglichen Prozesse ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$) werden näherungsweise in der „leading logarithm approximation“ (LLA) berechnet. In dieser Näherung werden nur die führenden Terme der Störungsreihe berücksichtigt. Abwandlungen dieser Näherung verwenden einige Korrekturen für die nicht berücksichtigten Terme und sind unter den Kürzeln MLLA (M für modified) und NLLA (N für next-to-) bekannt [11]. Die Wahrscheinlichkeit für jeden einzelnen Prozeß ist durch die Altarelli-Parisi Gleichungen [17] gegeben. Die Entwicklung der Partonen bricht dann bei einem Abschneideparameter Q_0 (typischer Wert $Q_0 \approx 1$ GeV) ab. Mit diesem Modell kann eine beliebige Anzahl von Partonen (bei Z^0 -Energien im Mittel etwa 10) erzeugt werden.

In der Phase III, der Hadronisierung, ist α_s groß, und die Prozesse sind deshalb nicht mehr störungstheoretisch erfaßbar. Es kommen deshalb QCD-motivierte phänomenologische Modelle zum Einsatz. Die beiden erfolgreichsten Modelle sind das String-Modell und das Cluster-Modell, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird. Beide wurden bei Schwerpunktsenergien von 10 - 40 GeV entwickelt und intensiv getestet [18]. Sie sind in Monte-Carlo-Programmen implementiert, deren freie Parameter von allen LEP-Experimenten individuell an ihre Daten angepaßt wurden. Details dieser Prozedur für das OPAL-Experiment sind in Ref. [19] zu finden. Im weiteren bezieht sich die vorliegende Studie immer auf die dort angepaßten Versionen von JETSET (String-Modell) in der Version 7.3 [20] und HERWIG (Cluster-Modell) in der Version 5.6 [21].

¹Im Bereich der Z^0 -Energie ist $\alpha_s = 0.120 \pm 0.006$ [16].

2.2.1 Das String-Modell – JETSET

Dieser Ansatz basiert auf der Annahme, daß das Potential zwischen den Quarks proportional zu ihrem Abstand und durch das Farbfeld gegeben ist. Zwischen den auseinanderfliegenden Quarks baut sich dann eine Farbflußröhre auf, deren Energie ständig ansteigt. Dieses Objekt ist selbst farbneutral und ein-dimensional und wird als String bezeichnet. Überschreitet die Feldenergie einen Grenzwert, so wird ein Quark-Antiquarkpaar erzeugt - der String bricht auf (siehe Abb. 2.3). Die Hadronisierung ist dann so zu verstehen, daß der String sukzessive unter der Berücksichtigung der Erhaltungsgrößen in viele farbneutrale Bruckstücke aufbricht, die als Hadronen interpretiert werden.

Das Monte-Carlo-Programm JETSET benutzt in Phase II das Partonschauer-Modell und in Phase III das String-Modell. Es zeichnet sich durch viele freie Parameter ($\mathcal{O}(200)$) aus, die eine sehr gute Anpassung an die gemessenen Daten ermöglichen, die Vorhersagekraft des Modells jedoch begrenzen. Im JETSET-Programm ist die Simulation von Bose-Einstein-Korrelationen möglich (siehe Abschnitt 2.3.2).

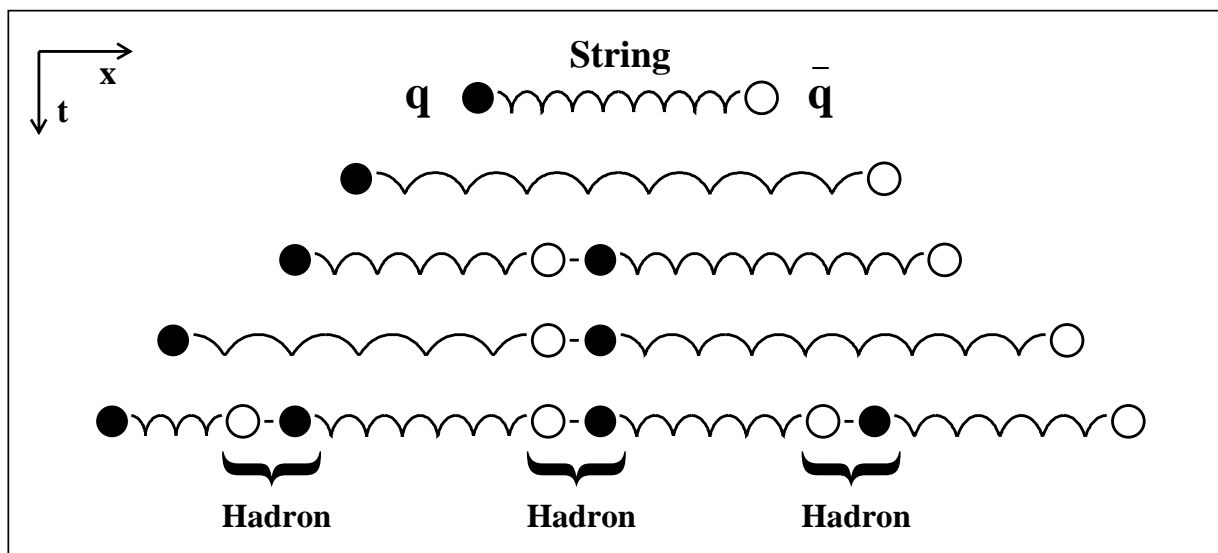


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Stringfragmentation im JETSET-Modell.

2.2.2 Das Cluster-Modell – HERWIG

In diesem Ansatz werden die am Ende der Phase II verbliebenen Gluonen in Quark-Antiquarkpaare aufgespaltet (siehe Abb. 2.4). Benachbarte $q\bar{q}$ -Paare werden dann zu farbneutralen Einheiten, den Clustern, angeordnet. Sie zerfallen isotrop in ein oder mehrere Hadronen oder, wenn ihre Masse größer als die erlaubte Maximalmasse ist, in zwei weitere Cluster.

Das HERWIG-Programm verwendet das Partonschauer-Modell in Phase II und das Cluster-Modell in Phase III. Die Anzahl der freien Parameter des Programms ist deutlich kleiner als in JETSET ($\mathcal{O}(10)$). Eine Simulation der Bose-Einstein-Korrelationen ist nicht möglich.

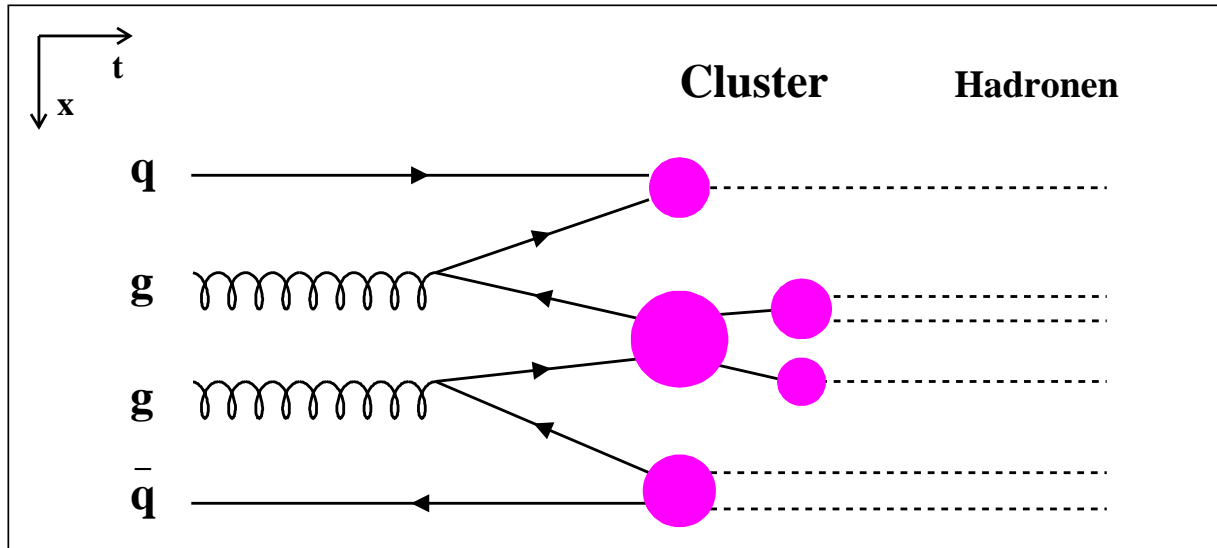


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Clusterfragmentation im HERWIG-Modell.

2.3 Bose-Einstein-Korrelationen

Im Rahmen der Quantentheorie werden Teilchen mathematisch durch Wellenfunktionen beschrieben. Ihre Wechselwirkung ist durch das Quadrat der Summe der am Prozeß beteiligten Wellenfunktionen gegeben. Für ein Zwei-Teilchen-System ist die Gesamtwellenfunktion unter der Vertauschung der beiden Teilchen entweder symmetrisch oder antisymmetrisch. Die symmetrisch permutierenden Teilchen, die Bosonen, gehorchen der Bose-Einstein-Statistik. Für sie resultiert die Symmetrisierung der Gesamtwellenfunktion in einem Interferenzterm, der die Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei Bosonen mit ähnlichen Viererimpulsen produziert werden, erhöht. Dieser Effekt wird als Bose-Einstein-Korrelation (BEC) bezeichnet. Im Gegensatz dazu ist der Interferenzterm des Quadrats einer antisymmetrischen Gesamtwellenfunktion entsprechend dem Pauli-Prinzip destruktiv.

Bose-Einstein-Korrelationen sind in der Teilchenphysik seit 1959 bekannt, als Goldhaber et al. beobachteten, daß Paare identischer Pionen in $p\bar{p}$ -Annihilationen mit kleinerem Öffnungswinkel produziert werden als $\pi^+\pi^-$ -Paare [22]. Seit dieser Studie wurden BEC für verschiedene Teilchensysteme ($\pi^\pm\pi^\pm$, $\pi^0\pi^0$, $K^\pm K^\pm$, $K_S^0 K_S^0$) in unterschiedlichen Reaktionen über einen weiten Energiebereich untersucht [23]. Zur Erklärung der BEC existieren zur Zeit zwei Hauptansätze, die im folgenden vorgestellt werden sollen².

Semiklassischer Ansatz

Abbildung 2.5 zeigt schematisch ein Volumen, aus dem identische Bosonen B emittiert werden. Diese Bosonquelle kann z.B. mit dem Fragmentationsbereich in hadronischen Z^0 -Zerfällen identifiziert werden. Die Quelle ist durch ihren Radius R_0 und ihre Dichteverteilung $\rho(r)$ charakterisiert. Zwei von der Quelle an den Orten r_1 und r_2 produzierte Bosonen werden mit ihren Viererimpulsen p_1 und p_2 rekonstruiert. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für ein solches Ereignis ist

$$A(p_1, p_2) \propto (e^{-ip_1 r_1} e^{-ip_2 r_2} + e^{-ip_1 r_2} e^{-ip_2 r_1}) . \quad (2.2)$$

²Siehe Ref. [24, 25, 26] für Übersichtsartikel zum Stand der Forschung zu Bose-Einstein-Korrelationen.

Der zweite Term entsteht aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden möglichen zum Nachweis führenden Prozesse, die die Symmetrisierung erfordert. Die Wahrscheinlichkeit für das Ereignis ist dann proportional zu dem Quadrat des Integrals über alle möglichen Produktionsorte:

$$P(p_1, p_2) \propto \int |A(p_1, p_2)|^2 \rho(r_1)\rho(r_2) d^4r_1 d^4r_2 \quad (2.3)$$

$$\propto 1 + |\tilde{\rho}(Q)|^2 =: C(Q) \quad , \quad (2.4)$$

falls die Produktionsamplituden $A(p_1, p_2)$ sowohl unabhängig von r als auch unkorreliert sind. $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2$ ist die Viererimpulsdifferenz der beiden Bosonen³ und $\tilde{\rho}(Q)$ ist die Fourier-transformierte der Dichteverteilung der Quelle. $C(Q)$, die Korrelationsfunktion, enthält somit Informationen über die Raum-Zeit-Struktur der Bosonquelle.

Für nicht-identische Bosonen fällt, da keine Symmetrisierung notwendig ist, der Interferenzterm in Gleichung 2.2 weg und man erhält $C_0(Q) \equiv 1$. Damit gibt $C(Q)$ das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Paares identischer Bosonen mit Viererimpulsdifferenz Q mit und ohne Bose-Einstein-Symmetrisierung an. Für $Q = 0$ ergibt sich $C(Q = 0) = 2$, während für große Werte von Q der Fourierterm verschwindet und $C(Q) \rightarrow 1$ ist.

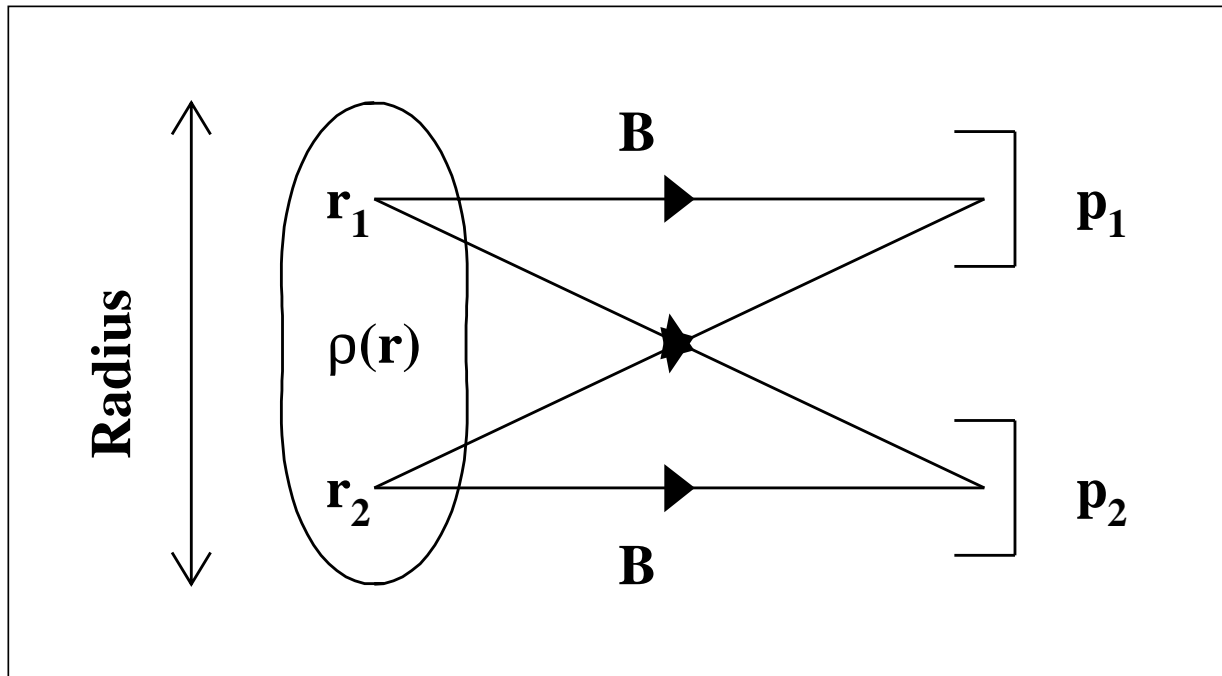


Abbildung 2.5: Die zwei ununterscheidbaren Prozesse, die zum Nachweis eines Paares identischer Bosonen B mit Viererimpulsen p_1 und p_2 führen.

Farbfeld (String)-Ansatz

Im Rahmen des String-Modells existiert eine andere Interpretation der BEC, die auch im Lund Monte-Carlo-Programm implementiert ist [27].

Abbildung 2.6a zeigt die Raum-Zeit-Struktur der Produktion und anschließenden Fragmentation eines Quark-Antiquark-Paares in der e^+e^- -Vernichtung. Der vom primären $q\bar{q}$ -Paar aufgespannte

³In der Diskussion wird im weiteren nur die Q -Variable verwendet, die auch in allen Datenanalysen bei LEP benutzt wurde. Frühere BEC-Studien benutzten teilweise andere Variablen, wie die in Ref. [28] vorgeschlagenen q_t, q_0 -Variablen, die eine zweidimensionale Untersuchung der Bosonquelle ermöglichen. Diese Variablen sind jedoch nicht lorentzinvariant und werden deshalb in der e^+e^- -Vernichtung bei hohen Energien kaum verwendet.

Farbstring bricht in der Fragmentation in weitere $q\bar{q}$ -Paare auf. Im String-Bild bestimmt die Lage der Stellen, an denen der String aufbricht, die Impulse der Teilchen: ihre Energie ist proportional zum Abstand zwischen den Produktionspunkten der Quarks, und ihr Impuls ist proportional zur Differenz der Produktionszeiten. Das Matrixelement für den Zerfall des Farbstrings ist

$$\mathcal{M}_0 \propto e^{i\xi A} , \quad (2.5)$$

wobei ξ die komplexe Stringspannung ist und A die vom String bedeckte Raum-Zeit-Fläche. Die Vertauschung zweier Bosonen entspricht der Änderung der Reihenfolge ihrer Produktion im String und resultiert in einer Veränderung der vom Farbstring bedeckten Fläche um ΔA (siehe Abb. 2.6b). Das symmetrisierte Matrixelement ist dann

$$\mathcal{M}_s \propto \left(e^{i\xi A} + e^{i\xi(A+\Delta A)} \right) . \quad (2.6)$$

Die resultierende Interferenz ist konstruktiv, wenn ΔA nicht zu groß wird, was für ähnliche Teilchenimpulse, und damit kleine Q , gegeben ist. Rechnungen, die auf diesem Modell basieren [24], ergeben für die Korrelationsfunktion $C(Q)$ einen Anstieg für $Q^2 < (0.4 \text{ GeV})^2$ bis zum Wert $C(Q=0) = 2$ wie beim semiklassischen Ansatz.

Abschließend sollen noch einige Größen definiert werden, die im weiteren Verwendung finden.

- Experimentell wird die Korrelationsfunktion als Verhältnis der beobachteten Q -Verteilung für identische Bosonen zu einer Q -Verteilung ohne BEC, die man aus einer sogenannten Referenzmenge erhält, studiert:

$$C(Q) = \frac{N^{\text{Daten}}(Q)}{N^{\text{Referenz}}(Q)} .$$

- Nimmt man eine gaußförmige Dichteverteilung der Bosonquelle an, so läßt sich die Korrelationsfunktion umschreiben zu

$$C(Q) = 1 + |\tilde{\rho}(Q)|^2 = 1 + e^{-Q^2 R^2} .$$

- R steht mit dem Radius der Bosonquelle R_0 über $R_0 = \hbar c R$ in Beziehung.
- Gleichung 2.4 gilt nur für vollständig inkohärente Emission der Bosonen. Existiert eine Kohärenz in der Bosonproduktion, so reduziert sich die Überhöhung der Korrelationsfunktion um einen Faktor λ , den Grad der Inkohärenz der Quelle. $\lambda = 1$ entspricht einer vollständig inkohärenten Quelle, $\lambda = 0$ der kompletten Kohärenz. Im Bild des String-Ansatzes existiert keine Inkohärenz-Interpretation mehr für den λ -Parameter, während der Wert des R_0 -Parameters weiterhin als Maß für die Größe des Produktionsvolumen interpretiert wird.
- Langreichweitige Korrelationen in den Daten, wie z.B. Energieerhaltung oder Flavourkompensation, führen zu einem Anstieg von $C(Q)$ für größere Werte von Q . Deshalb beschreibt man experimentell die Korrelationsfunktion durch

$$C(Q) = N(1 + \lambda e^{-Q^2 R^2})(1 + \delta \cdot Q) . \quad (2.7)$$

N ist hier ein Normierungsfaktor, und δ beschreibt die langreichweitigen Korrelationen.

- Die Viererimpulsdifferenz läßt sich für identische Bosonen umschreiben zu

$$Q^2 = M^2 - 4m^2 ,$$

wobei M die invariante Zweiteilchenmasse ist und m die Ruhemasse des Bosons.

Die BEC-Parameter, λ und R_0 , können dann experimentell durch Anpassung von Gleichung 2.7 an die gemessene Korrelationsfunktion bestimmt werden.

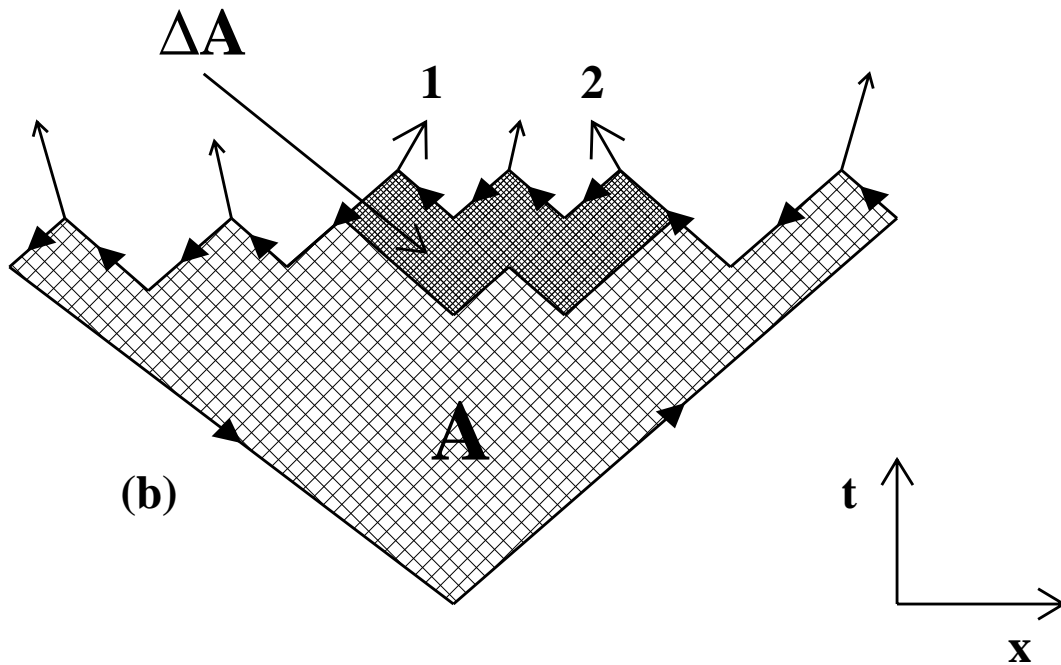
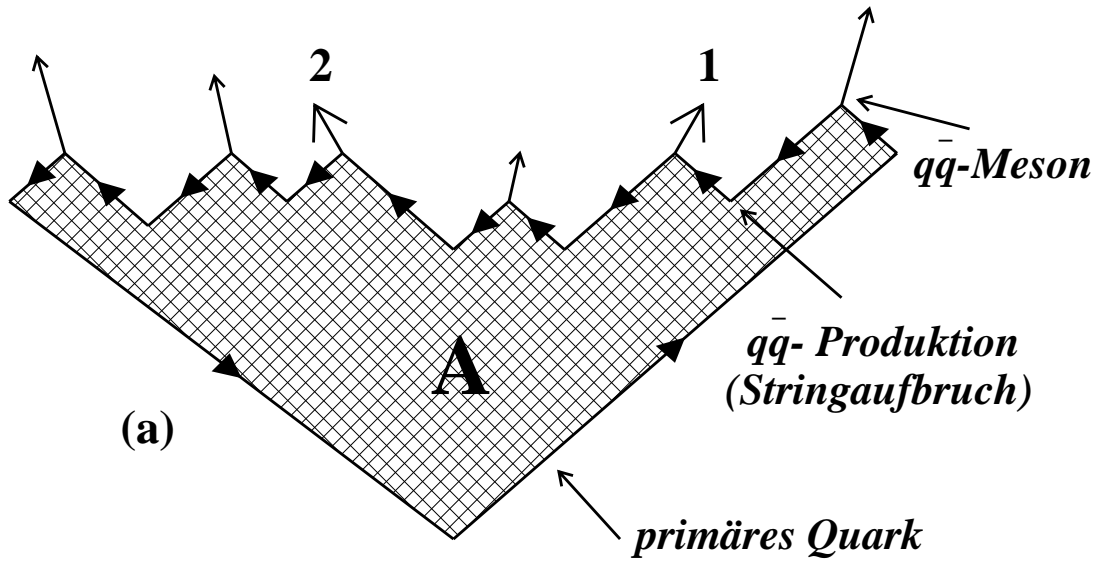


Abbildung 2.6: Die Raum-Zeit-Struktur für die Quark-Fragmentation im Lund-String-Modell. Der vom Farbfeld überstrichene Raum-Zeit-Bereich ist in (a) als A bezeichnet. Die Vertauschung zweier identischer Bosonen (1 und 2) resultiert in der Zunahme ΔA des überdeckten Raum-Zeit-Bereichs (b) und damit der Produktionsamplituden.

2.3.1 Das $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -System

In den BEC-Studien geladener Kaonen oder Pionen ist die Selektion identischer Bosonen durch die Forderung nach gleichem Ladungsvorzeichen erfüllt. Im Fall der $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -BEC-Studie hingegen können die $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Paare in der starken Wechselwirkung sowohl als Paar identischer Bosonen ($K^0 \bar{K}^0$ oder $\bar{K}^0 \bar{K}^0$) als auch als Boson-Antiboson $K^0 \bar{K}^0$ -Paar erzeugt worden sein. Die erste Studie der BEC im $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -System in Ref. [29] verwendete einen reinen $K^0 \bar{K}^0$ -Datensatz aus dem Annihilationsprozeß $p\bar{p} \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$. Eine Abschätzung, die auf Monte-Carlo-Simulationen beruht, ergibt, daß etwa 2/3 (3/4 für $Q < 1$ GeV) der OPAL $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Datenmenge aus den Zerfällen der nicht-identischen $K^0 \bar{K}^0$ -Paare herrührt und nur der kleinere Teil der $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -Paare von identischen Bosonpaaren abstammt. Bei der Herleitung der Erwartung für BEC im $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -System werden im folgenden die beiden Fälle separat diskutiert, wobei die Effekte der CP-Verletzung vernachlässigt werden⁴.

1. $K^0 \bar{K}^0$ - und $\bar{K}^0 \bar{K}^0$ -Zerfälle

Es handelt sich hier um Paare identischer Teilchen, die die BEC in allen Kombinationen der Zerfallsprodukte zeigen sollten. Im besonderen sollte der BEC-Effekt auch im $K_S^0 \bar{K}_S^0$ -System auftreten.

2. $K^0 \bar{K}^0$ -Zerfälle

Das spinlose $K^0 \bar{K}^0$ -System ist ein Eigenzustand des Ladungskonjugations-Operators, C. Die Eigenwerte sind $(-1)^\ell$, wobei ℓ der Bahndrehimpuls des Paares ist. Falls nicht äußere Zwangsbedingungen den Gesamtzustandsraum einschränken, ist die Dichte ρ des $K^0 \bar{K}^0$ -Zustands mit dem Eigenwert C = +1 gleich der des Zustands mit dem Eigenwert C = -1:

$$\langle K^0 \bar{K}_{C=+1}^0 | \rho | K^0 \bar{K}_{C=+1}^0 \rangle = \langle K^0 \bar{K}_{C=-1}^0 | \rho | K^0 \bar{K}_{C=-1}^0 \rangle = 1/2 \quad (2.8)$$

$$\langle K^0 \bar{K}_{C=\pm 1}^0 | \rho | K^0 \bar{K}_{C=\mp 1}^0 \rangle = 0 \quad (2.9)$$

Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für einen bestimmten Eigenwert C des Ladungskonjugations-Operators ist

$$|K^0; \bar{K}^0\rangle_{C=\pm 1} = \frac{1}{\sqrt{2}} |K^0(\vec{p}); \bar{K}^0(-\vec{p})\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{2}} |\bar{K}^0(\vec{p}); K^0(-\vec{p})\rangle, \quad (2.10)$$

wobei \vec{p} der Dreierimpuls im $K^0 \bar{K}^0$ -Schwerpunktssystem ist. Im Grenzfall $Q = 0$, wo der BEC-Effekt maximal ist, gilt $\vec{p} = 0$ und Gleichung 2.10 wird zu

$$|K^0; \bar{K}^0\rangle_{C=\pm 1} = \frac{1}{\sqrt{2}} |K^0(0); \bar{K}^0(0)\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{2}} |\bar{K}^0(0); K^0(0)\rangle. \quad (2.11)$$

Das bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeitsamplitude bei $Q = 0$ für den C = -1 Zustand (ungerade ℓ -Werte) Null ist, während sie für C = +1 (gerade ℓ -Werte) maximal ist. Dividiert man die Wahrscheinlichkeitsamplitude für C = +1 durch die Wahrscheinlichkeitsamplitude für beliebige C-Eigenwerte, so beobachtet man eine Überhöhung für $Q = 0$, die als „Bose-Einstein-artige“ Korrelation bezeichnet wird. Es sei hier bemerkt, daß diese Herleitung bislang für alle spinlosen Boson-Antiboson-Paare gilt. Eine BE-artige Korrelation wird also auch im $K^+ K^-$ - und $\pi^+ \pi^-$ -System erwartet, wenn man die Zustände mit C = +1 (gerade Werte des Bahndrehimpulses) selektiert.

⁴Die Darstellung hier folgt der Diskussion der BEC in spinlosen Boson-Antiboson-Systemen in Ref. [30], die auf Überlegungen in Ref. [31] beruht.

Das $K^0\bar{K}^0$ -System unterscheidet sich von anderen Boson-Antiboson-Paaren durch die Einfachheit, mit der es möglich ist, den Anteil der Wahrscheinlichkeitsamplitude mit $C = +1$ bzw. den mit $C = -1$ zu projizieren. Die K^0 - und \bar{K}^0 -Mesonen sind Linearkombinationen von zwei CP-Eigenzuständen, K_S^0 mit $CP=+1$ und K_L^0 mit $CP=-1$ (siehe Kap. 4.2). Der Eigenwert C des $K^0\bar{K}^0$ -Systems wird somit dadurch festgelegt, ob das $K^0\bar{K}^0$ -Paar durch seine Zerfälle in K_S^0 oder K_L^0 rekonstruiert wird. Das bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, ein $K_S^0K_S^0$ -Paar oder ein $K_L^0K_L^0$ -Paar ($C = +1$) zu beobachten, für Q gegen Null anwächst, während sie für $K_S^0K_L^0$ -Paare ($C = -1$) verschwindet. Da in der vorliegenden Studie nur $K_S^0K_S^0$ -Paare studiert werden, die den $C = +1$ -Zustand projizieren, wird eine BE-artige Schwellenüberhöhung erwartet. In einer inklusiven Analyse aller Zerfallsmodi des $K^0\bar{K}^0$ -Systems würde nach Gleichung 2.10 hingegen kein BE-artiger Effekt erwartet, was auch nicht überrascht, da das $K^0\bar{K}^0$ -Paar ein System nicht-identischer Bosonen ist und keine BEC zeigen darf. In Abb. 2.7 ist noch einmal das erwartete Q -Verhalten zusammengefaßt. Durch die Formulierung in Abhängigkeit von ℓ -Zuständen, statt CP-Zuständen, ergibt sich eine universelle Korrelationsfunktion für alle spinlosen Bosonen. Das System identischer Bosonen ist als Sonderfall bereits enthalten, da hierfür nur gerade ℓ -Werte erlaubt sind.

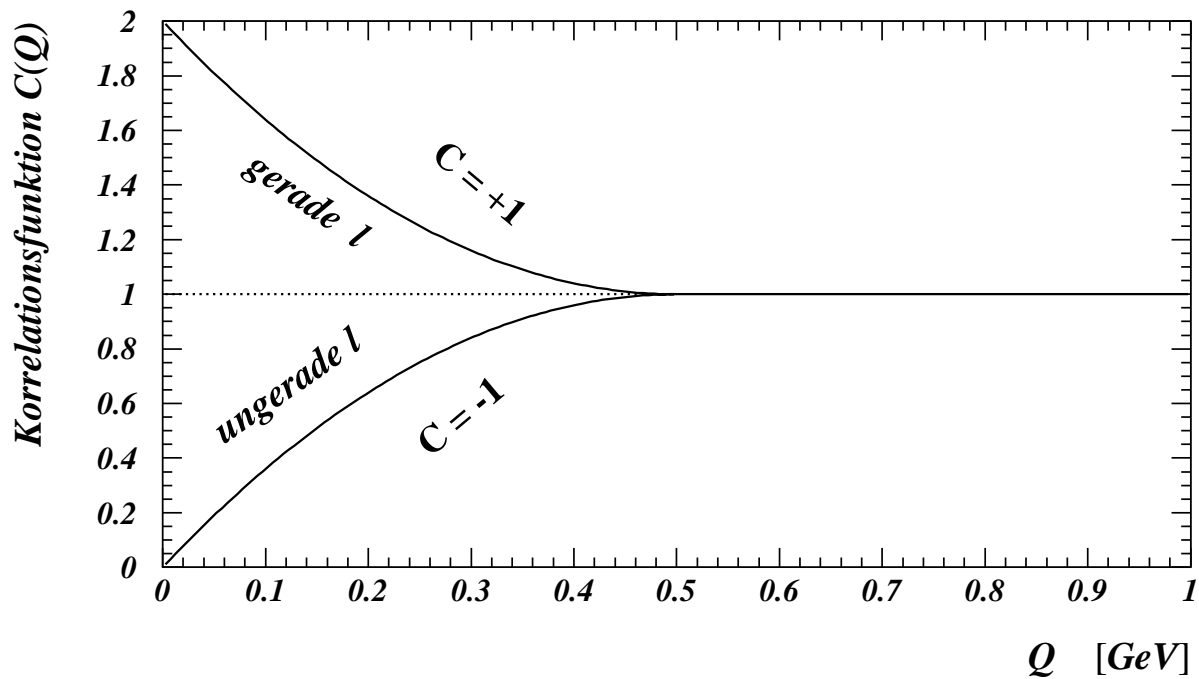


Abbildung 2.7: Eine schematische Darstellung der Abhängigkeit der Korrelationsfunktion $C(Q)$ von Q für Systeme identischer spinloser Bosonen (gerade ℓ) und für spinlose Boson-Antiboson-Systeme [30].

Es ist also zu erwarten, daß $K_S^0K_S^0$ -Paare Bose-Einstein-Korrelationen oder Bose-Einstein-artige Korrelationen zeigen, unabhängig davon, ob sie von identischen K^0K^0 ($\bar{K}^0\bar{K}^0$)-Paaren oder vom $K^0\bar{K}^0$ Boson-Antiboson-System abstammen.

2.3.2 Simulation von Bose-Einstein-Korrelationen

Ein erster Ansatz, BEC in einerhalb eines Fragmentationsmodells zu simulieren, ist im JETSET Monte-Carlo-Programm seit der Version 7.1 enthalten [20]. Diese Option ist in der Voreinstellung der Parameter abgeschaltet. Statt den Farbstring-Ansatz (siehe Kap. 2.3) zu implementieren, wird ein phänomenologischer Algorithmus verwendet, der wie folgt arbeitet [32, 33]:

Ein $q\bar{q}$ -Paar wird erzeugt, dessen Fragmentation identisch mit dem Prozeß ohne BEC, einschließlich des Zerfalls kurzlebiger Teilchen, wie etwa dem $\rho(770)$, abläuft. Für jedes Paar identischer Bosonen wird dann die Viererimpulsdifferenz Q_{ij} berechnet:

$$Q_{ij} = \sqrt{(p_i + p_j)^2 - 4m^2} , \quad (2.12)$$

wobei $p_{i,j}$ die Viererimpulse sind und m die Masse der Bosonen. Dann wird eine Verschiebung der Viererimpulsdifferenz berechnet, so daß für unbegrenzte Statistik das Verhältnis der verschobenen Viererimpulsdifferenz Q'_{ij} zu Q_{ij} gerade gleich der gewählten Parametrisierung der Korrelationsfunktion $C(Q)$ ist. Wenn die inklusive Verteilung der Q_{ij} -Werte nahe der Schwelle durch den Phasenraum mit $d^3p/E \propto Q^2 dQ/\sqrt{Q^2 + 4m^2}$ gegeben ist, dann ist Q'_{ij} die Lösung der Gleichung

$$\int_0^{Q_{ij}} \frac{Q^2 dQ}{\sqrt{Q^2 + 4m^2}} = \int_0^{Q'_{ij}} C_2(Q) \frac{Q^2 dQ}{\sqrt{Q^2 + 4m^2}} . \quad (2.13)$$

Die Verschiebung der Viererimpulse kann in eine Verschiebung der Dreierimpulse übersetzt werden, wenn man als zusätzliche Zwangsbedingung die Erhaltung des Gesamt-Dreierimpulses des Paares im Schwerpunktsystem des Paares verlangt. Da die Verschiebung der Dreierimpulse die Gesamtenergie des Ereignisses leicht reduziert, werden abschließend die Impulse so reskaliert, daß die Gesamtenergie des Ereignisses erhalten bleibt.

Der Benutzer des Programms hat einen Satz von freien Parametern zur Auswahl, mit dem die BEC charakterisiert wird:

- Ein/Aus-Schalter für BEC-Effekte und Wahl der Parametrisierung der Korrelationsfunktion: $C(Q) = 1 + \text{PARJ}(92) \times \exp\left(-\left(Q/\text{PARJ}(93)\right)^{\text{MSTJ}(51)}\right)$
 - BEC abgeschaltet, keine Korrelationsfunktion ($\text{MSTJ}(51) = 0$)
 - exponentielle Korrelationsfunktion ($\text{MSTJ}(51) = 1$)
 - gaußförmige Korrelationsfunktion ($\text{MSTJ}(51) = 2$)
- Der Wert des Inkohärenzparameters λ ist proportional zu $\text{PARJ}(92)$.
- Der Radius der Quelle ist durch die Beziehung $R_0 = \hbar/\text{PARJ}(93)$ gegeben.
- Auswahl der Teilchen, die von der BEC betroffen sind:
 - Nur π^\pm und π^0 ($\text{MSTJ}(52) = 3$)
 - π^\pm , π^0 und K^\pm ($\text{MSTJ}(52) = 5$)
 - π^\pm , π^0 , K^\pm , K_S^0 und K_L^0 ($\text{MSTJ}(52) = 7$)
 - π^\pm , π^0 , K^\pm , K_S^0 , K_L^0 , η und $\eta'(958)$ ($\text{MSTJ}(52) = 9$)
- Teilchen mit einer Halbwertsbreite größer als $\text{PARJ}(91)$ dürfen zerfallen bevor BEC-Effekte berücksichtigt werden.

In Ref. [34] wurde die Simulation der BEC in JETSET mit den OPAL-Daten verglichen. Für $\pi^\pm\pi^\pm$ -Paare konnte gezeigt werden, daß der JETSET-Algorithmus die Daten gut beschreibt, wenn die freien Parameter wie folgt gewählt werden: $\text{MSTJ}(51) = 2$, $\text{MSTJ}(52) = 9$, $\text{PARJ}(91) = 20$ MeV, $\text{PARJ}(92) = 2.5$, $\text{PARJ}(93) = 0.33$ GeV.

Auch für $K_S^0 K_S^0$ -Paare beschreibt die mit diesen Parametern simulierte Korrelationsfunktion die OPAL-Daten gut [8]. Die simulierten Korrelationsfunktionen sind in Abb. 2.8 dargestellt. Man erkennt, daß die

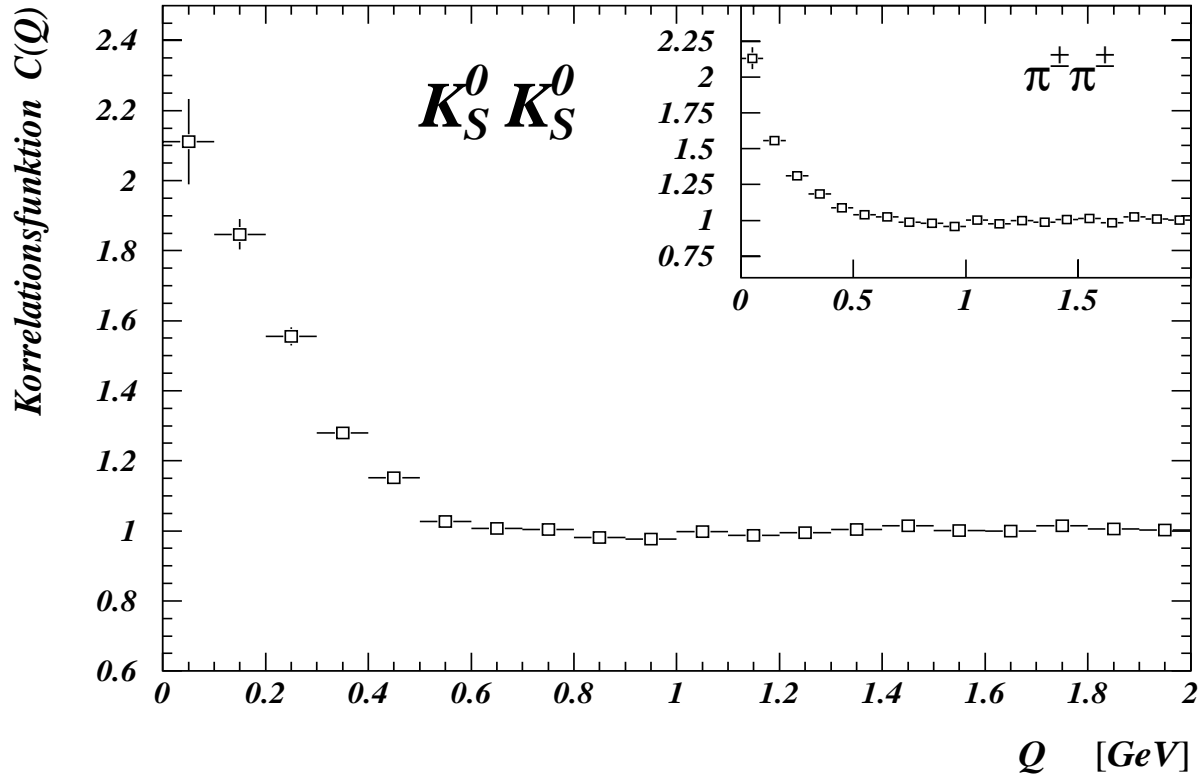


Abbildung 2.8: Die Korrelationsfunktion für $K_S^0 K_S^0$ -Paare für JETSET. Das Insert zeigt die JETSET-Korrelationsfunktion für $\pi^\pm \pi^\pm$ -Paare.

Korrelationsfunktion für $K_S^0 K_S^0$ -Paare identisch mit der für $\pi^\pm \pi^\pm$ -Paare ist, da JETSET eine universelle Korrelationsfunktion für alle Teilchentypen simuliert.

Andererseits wurde in Ref. [35] darauf hingewiesen, daß der BEC-Algorithmus in JETSET die Form der Q -Verteilung für $\pi^+ \pi^-$ -Paare so stark verzerrt, daß sie nicht mehr mit den Daten konsistent ist. Deshalb ist die BEC-Option in der Voreinstellung der Parameter in der Version von JETSET, die bei OPAL-Datenanalysen Verwendung findet, abgeschaltet [19].

Die Tatsache, daß die JETSET-Simulation der BEC nicht in jeder Hinsicht zufriedenstellend ist, sollte nicht allzusehr überraschen, da bereits das JETSET-Manual auf eine solche Möglichkeit hinweist [32]:

„The Bose–Einstein effect is here interpreted almost as a classical force acting on the ‘final state’, rather than as a quantum mechanical phenomenon on the production amplitude. This is not a credo, but just an ansatz to make things manageable. . . . This option should therefore be used with caution, and only as a first approximation to what Bose–Einstein effects can mean.“

Kapitel 3

Das Experiment

Nach einer kurzen Beschreibung des Speicherrings LEP und der Komponenten des OPAL-Detektors wird in diesem Kapitel der OPAL-Zentraldetektor beschrieben.

3.1 Der LEP-Speicherring

Der Elektron-Positron-Speicherring **LEP** (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) ist ein Beschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Der LEP-Ring befindet sich in einem etwa 100 m unter der Erdoberfläche liegenden Tunnel mit einem Umfang von 26.7 km (Abb. 3.1) und beschleunigt in der ersten Ausbaustufe (LEP-I) die Elektronen und Positronen von ihrer Einschussenergie (20 GeV) auf maximal 55 GeV. In den Jahren 1989 bis 1994 arbeitete der LEP-Speicherring bei Schwerpunktsenergien zwischen 88.2 GeV und 94.3 GeV im Bereich des Z^0 -Pols. In den Wechselwirkungszonen befinden sich die vier Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Seit 1989 wies jedes der LEP-Experimente etwa $4.25 \cdot 10^6$ Z^0 -Zerfälle nach, was einer integrierten Luminosität von jeweils etwa 140 pb^{-1} entspricht. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie und der großen Ereigniszahlen hat sich LEP-I als sehr ergiebige Quelle zum Studium verschiedenster physikalischer Fragestellungen erwiesen. Neben den Analysen elektroschwacher Phänomene, wie der Messung der Parameter des Standardmodells, wurden auch viele weitere Fragestellungen untersucht, wie die Suche nach neuen Teilchen, τ -Physik, charm-Physik, B-Physik, $\gamma\gamma$ -Physik, QCD und, wie in der vorliegenden Studie, Fragmentationsmechanismen. Bei der OPAL-Kollaboration resultierten diese Anstrengungen bislang in 133 Veröffentlichungen (Stand April 1995).

Im nächsten Stadium (LEP200), das 1996 beginnen soll, wird die LEP-Maschine mit neuen supraleitenden Resonatoren ausgestattet, die es ermöglichen, Schwerpunktsenergien von bis zu 200 GeV zu erreichen. Damit können die geladenen schwachen Eichbosonen $W^+ W^-$ paarweise erzeugt werden. Die physikalischen Hauptfragestellungen werden die Messung der Masse der W^\pm -Bosonen und der 3-Eichboson-Wechselwirkung sowie die Suche nach dem Higgs-Boson sein.

3.2 Der OPAL-Detektor

Der **OPAL** (**O**mnipurpose **P**urpose **A**pparatus for **L**EP)-Detektor wird von einer internationalen Kollaboration von zur Zeit etwa 320 Physikern, die 33 Instituten aus 10 Ländern angehören, betrieben.

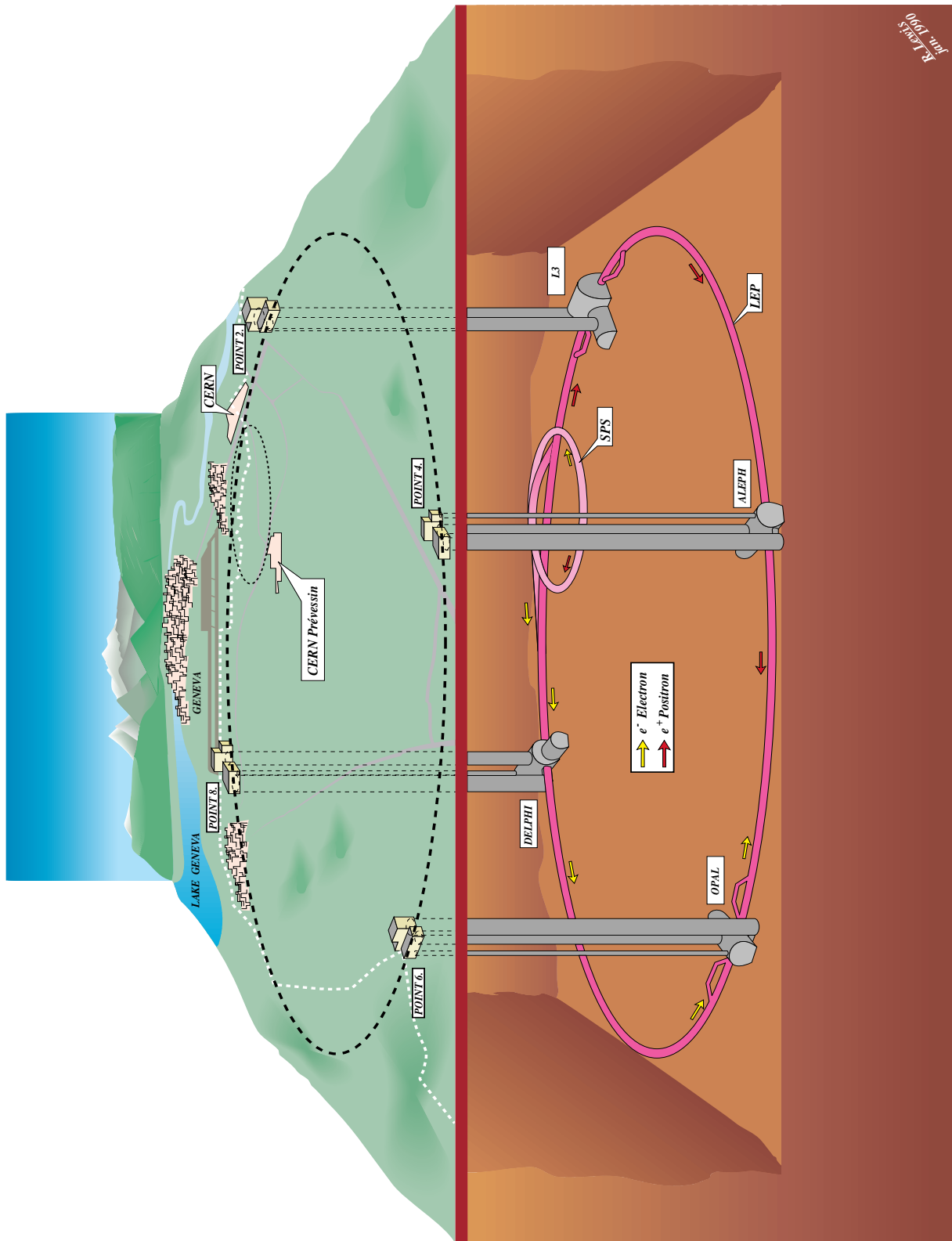


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des LEP-Tunnels.

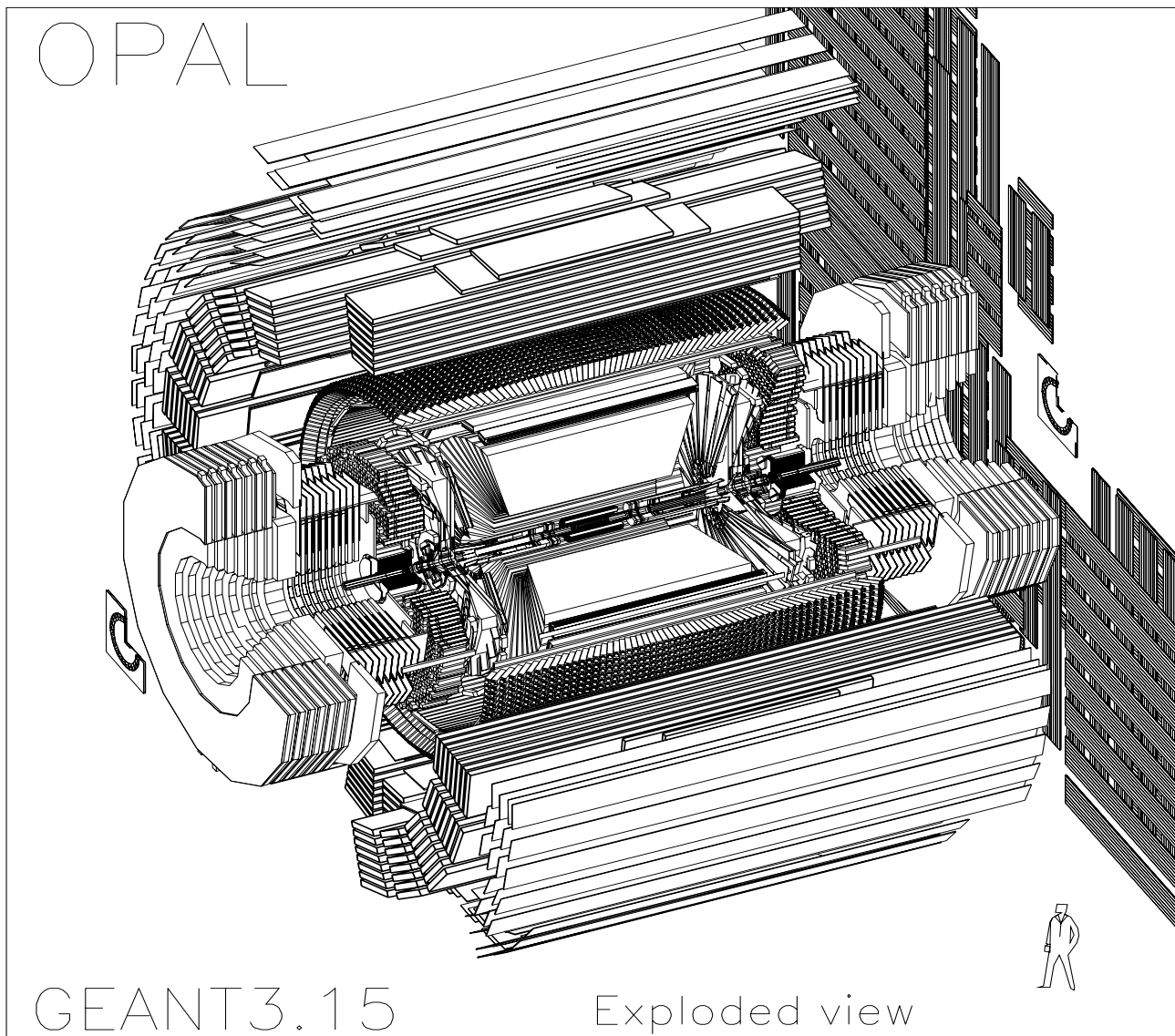


Abbildung 3.2: Der OPAL-Detektor in einer schematischen Ansicht.

Aufbau des Detektors

Der OPAL-Detektor ist als Allzweckdetektor für die Rekonstruktion neutraler und geladener Teilchen über den vollen Raumwinkelbereich ausgelegt. Sein Aufbau ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse (Abb. 3.2 und 3.3). Er überdeckt bei einer Länge von 12 m und einem Durchmesser von 10 m etwa 97% des gesamten Raumwinkels. Sein Gewicht beträgt etwa 3 000 t. Er besteht aus folgenden Komponenten¹:

- Silizium-Mikrovertexdetektor (seit 1991)
Er besteht aus 2 Lagen von einseitigen Siliziumstreifenzählern, die zwischen dem inneren und äußeren Strahlrohr bei Radien von 6.0 und 7.5 cm angebracht sind. Er dient vor allem zur Messung von Zerfällen kurzlebiger Teilchen (z.B. B-Mesonen) und zur Rekonstruktion des Primärvertex.

¹Eine ausführliche Beschreibung des OPAL-Detektors findet sich in Ref. [36].

- Zentraldetektor bestehend aus:

- Vertexkammer
- Jetkammer
- Z-Kammern

Er wird im folgenden Abschnitt ausführlicher beschrieben.

- Spule

Die normalleitende Spule umschließt den Zentraldetektor und sorgt bei einer Leistungsaufnahme von bis zu 5 MW für ein homogenes Magnetfeld von 0.435 T parallel zur Strahlachse.

- Presamplifier

Diese Streamerkammern dienen zum Nachweis elektromagnetischer Schauer in der Spule und verbessern damit die Ortsauflösung des Bleiglas-Kalorimeters.

- Flugzeitähler

Das System zur Identifikation von Teilchen aufgrund ihrer Flugzeit vom primären Wechselwirkungspunkt aus wird auch als schneller Trigger eingesetzt.

- Elektromagnetisches Kalorimeter

Fast 13 000 auf den Wechselwirkungspunkt zeigende Bleiglasblöcke mit einer Dicke von mehr als 20 Strahlungslängen messen mit Hilfe von Photomultipliern das Cherenkovlicht, das die von Elektronen und Photonen beim Durchqueren des Glases erzeugten Schauer abstrahlen.

- Hadron-Kalorimeter

Das Rückführjoch des Magneten wird mittels einer Sandwich-Technik (Eisenplatten und Streamerkammern) als Kalorimeter für stark wechselwirkende Teilchen benutzt.

- Myonkammern

Große Driftkammern umgeben das Hadron-Kalorimeter zum Nachweis von Myonen.

- Vorwärtsdetektor

Er dient zur genauen Messung der Luminosität durch den Nachweis von Elektronen aus der Bhabha-Streuung.

Der OPAL-Zentraldetektor

Da zur Selektion von K_S^0 -Zerfällen in dieser Arbeit ausschließlich Informationen des Zentraldetektors verwendet werden, soll dieser Detektorteil ausführlicher dargestellt werden.

Der OPAL-Zentraldetektor besteht aus drei Driftkammersystemen:

1. Die Vertexkammer ist 1 m lang und hat einen inneren Radius von 8.8 cm und einen äußeren Radius von 23.5 cm. Sie besteht aus zwei Komponenten, die senkrecht zur Strahlachse in jeweils 36 kuchenstückförmige Sektoren unterteilt sind. Im inneren Teil der 36 Sektoren sind jeweils 12 Axialdrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Der äußere Teil der 36 Sektoren enthält jeweils 6 Stereodrähte (4°) zur genaueren Messung der z-Koordinate. Die mittlere Ortsauflösung der Vertexkammer beträgt in der $r\phi$ -Ebene² $55 \mu\text{m}$ und in der z-Richtung $700 \mu\text{m}$ unter Benutzung der Stereodrähte [37].

Die Aufgabe der Vertexkammer liegt in der genauen Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes sowie in der Messung von Sekundärvertices kurzlebiger Teilchen.

²OPAL benutzt ein rechtshändiges Zylinder-Koordinatensystem, bei dem die x-Achse zum Zentrum des LEP-Rings zeigt und die positive z-Achse in Richtung des Elektronen-Strahls liegt. θ ist der Polarwinkel und ϕ der Azimutwinkel.

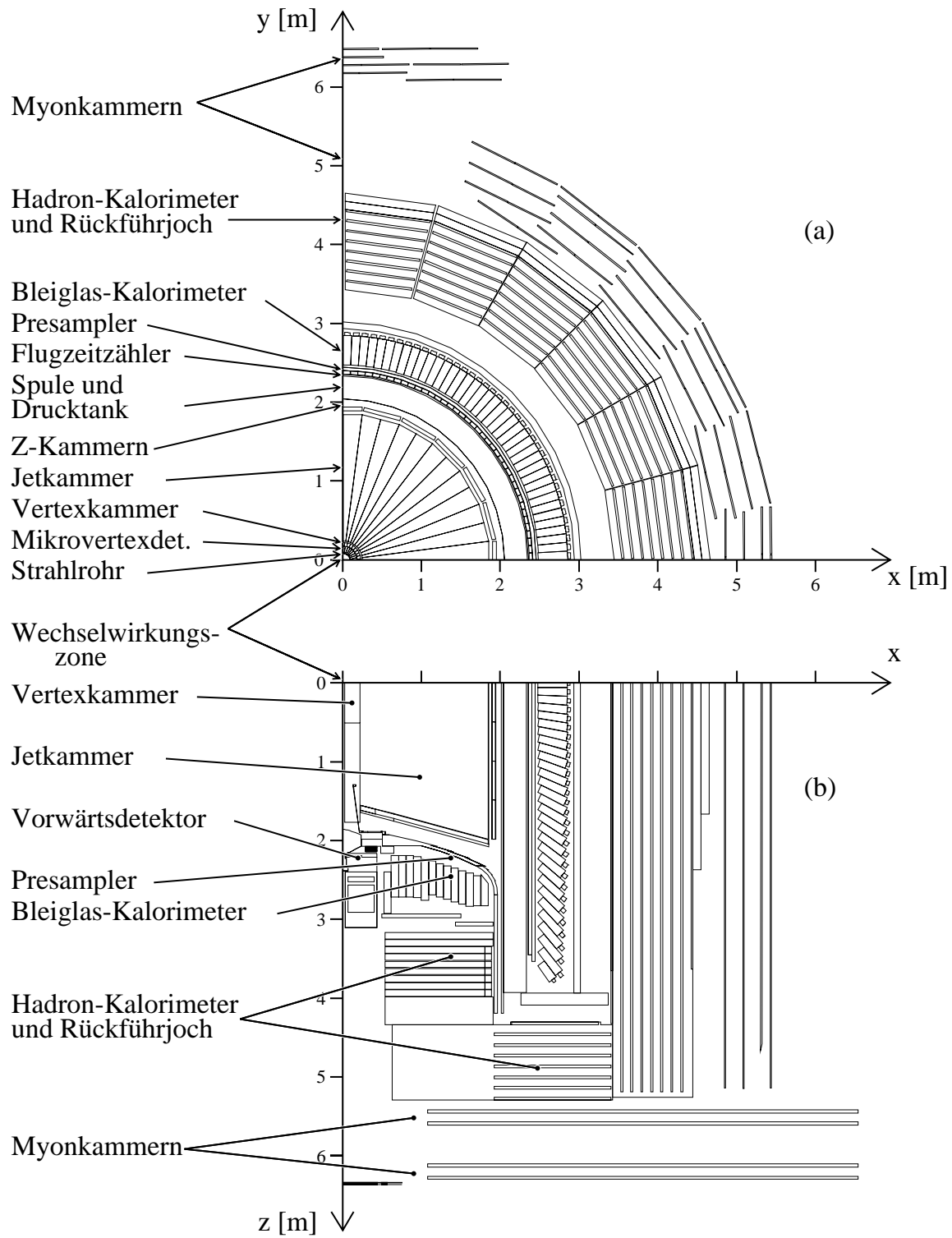


Abbildung 3.3: Ansicht eines Quadranten des OPAL-Detektors senkrecht (a) und parallel (b) zur LEP-Strahlachse.

- Die Jetkammer hat einen inneren Radius von 25 cm und einen Durchmesser von 3.7 m. Sie ist senkrecht zur Strahlachse in 24 Sektoren unterteilt. Jeder Sektor enthält jeweils 159 parallel zur Strahlachse gespannte Signaldrähte. Die Jetkammer wird von konischen Endstücken begrenzt. Die Länge der Kammer und damit der Signaldrähte variiert deshalb zwischen 320 cm im inneren Bereich und 400 cm im äußeren Bereich. Die mittlere Ortsauflösung der Jetkammer beträgt in der $r\phi$ -Ebene $135 \mu\text{m}$ [38]. Die z -Koordinate wird durch Ladungsteilung mit einer Genauigkeit von 6 cm gemessen. Falls die Spur einen sogenannten „CJ-Endpunkt“ [38] besitzt, kann die z -Koordinate um fast eine Größenordnung genauer gemessen werden. Der CJ-Endpunkt benutzt die Information über den Austrittsort der Spur aus dem Endkonus der Jetkammer, um bei bekanntem Radius die z -Information zu gewinnen. Aufgrund der Geometrie der Jetkammer ist diese Methode auf Spuren im Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| > 0.72$ beschränkt.

Mit der großen Anzahl von Signaldrähten ermöglicht die Jetkammer eine genaue Messung von Ort und Impuls geladener Spuren. Auch Spuren, die von weit in der Kammer liegenden Sekundärvertices (z.B. von K_S^0 -Zerfällen) stammen, können deshalb viele Meßpunkte besitzen. Zusätzlich ist die Teilchenidentifikation über die Messung des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ in der Jetkammer mit einem relativen Fehler von etwa 3.5% [38] möglich.

- Die Jetkammer ist von 24 Z-Kammern umgeben. Jede Z-Kammer ist in 8 Sektoren unterteilt, deren jeweils 6 Signaldrähte senkrecht zu den Drähten der Jetkammer gespannt sind. Die Z-Kammern überdecken den Polarwinkelbereich von $|\cos\theta| < 0.72$. Die Ortsauflösung beträgt etwa 1.5 cm in $r\phi$ und $300 \mu\text{m}$ in z [36].

Die Aufgabe der Z-Kammern besteht in der exakten Messung der z -Koordinate am Ende einer Teilchenspur und damit des Polarwinkels θ .

Für Spuren, die in allen drei Driftkammern nachgewiesen werden, beträgt die Impulsauflösung [38]

$$\sigma_{p_t}/p_t \approx \sqrt{0.02^2 + (0.0015 \cdot p_t)^2} , \quad (3.1)$$

wobei p_t die Impulskomponente der Spur senkrecht zur LEP-Strahlachse ist. Der erste Term steht für den Beitrag aus Vielfachstreuung.

3.3 Detektorsimulation

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Detektors und der zur Selektion von K_S^0 -Zerfällen notwendigen Schnitte wird nur ein Teil der K_S^0 durch das Analyseprogramm gefunden. Um von der Anzahl der rekonstruierten K_S^0 auf die wahre Anzahl der pro Ereignis erzeugten K_S^0 zurückschließen zu können, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Dazu werden die durch Monte-Carlo-Programme simulierte Daten mit der gleichen Analyseketten wie die OPAL-Daten untersucht. Aus der Kenntnis der Anzahl der K_S^0 vor und nach allen Schnitten wird dann die Nachweiswahrscheinlichkeit ε berechnet.

Die Simulation multihadronischer Ereignisse geschieht in zwei Stufen durch zwei getrennte Programme: Ereignisgenerator und Detektorsimulation. Die Ereignisgeneratoren wurden bereits in Kap. 2.2 diskutiert. Die OPAL-Detektorsimulation GOPAL [39] beruht auf dem GEANT-Simulationspaket [40]. GOPAL liest die von einem Ereignisgenerator erzeugten Ereignisse ein und verfolgt die meßbaren Teilchen durch den gesamten Detektor. Dazu bietet GOPAL eine detaillierte Simulation des Detektors inklusive der Wechselwirkung der Teilchen mit verschiedenen Detektormaterialien. Das Ergebnis der Simulation sind Daten, die zusätzlich zu allen Informationen, die auch die mit dem OPAL-Detektor gemessenen Daten enthalten, Aussagen über die Geschichte jedes Teilchens liefern. Diese Informationen werden in der vorliegenden Arbeit zur Unterscheidung zwischen K_S^0 -Signal und Untergrund sowie zur

Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet, wobei die Monte-Carlo-Daten den gleichen K_S^0 -Selektionskriterien unterworfen werden wie die OPAL-Daten (siehe Kap. 4.1).

Die vollständige Simulation von multihadronischen Z^0 -Zerfällen ist sehr zeitaufwendig und geschieht für die ganze OPAL-Kollaboration zentral am CERN. Der Analyse standen zur Berechnung der K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit drei vollständig simulierte Datensätze zur Verfügung. Ein Hochstatistik-Datensatz von fast einer Million simulierter Ereignisse, bei denen mit JETSET generierte Daten als Eingabe benutzt wurde, eine kleinere JETSET-Datenmenge von etwa 570 000 Ereignissen, bei dem einige Fragmentationsparameter gegenüber dem Hochstatistik-Datensatz leicht verändert waren, und eine Datenmenge von 450 000 Ereignissen, deren Eingabe HERWIG-Ereignisse war.

Speziell für die vorliegende Arbeit wurden einige Datensätze ohne Detektorsimulation generiert:

- zum Vergleich der Vorhersagen der Simulation für die K^0 -Produktion mit den OPAL-Daten in Kap. 5 jeweils 20 Millionen JETSET- und HERWIG-Monte-Carlo-Ereignisse.
- zur Abschätzung des systematischen Fehlers der $K_S^0 K_S^0$ -BEC-Analyse in Kap. 6.4 66 JETSET-Datensätze von jeweils 1 Million Ereignissen mit unterschiedlichen Fragmentationsparametern.

Kapitel 4

Selektion der Daten

Im folgenden Kapitel soll die in dieser Arbeit angewandte Methode zur Selektion von K_S^0 -Zerfällen dargestellt werden. Dabei wird zwischen Schnitten auf die Spurqualität und Schnitten zur Untergrundreduktion unterschieden. Zu Beginn wird kurz die Selektion der multihadronischen Z^0 -Zerfälle diskutiert.

4.1 Selektion hadronischer Z^0 -Zerfälle

Die Selektion multihadronischer Ereignisse, beruhend auf Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters und der Jetkammer, ist in Ref. [44] im Detail dargestellt.

Ein Kandidat für einen multihadronischen Z^0 -Zerfall muß folgende Anforderungen erfüllen:

- mindestens 7 „Cluster“ im elektromagnetischen Kalorimeter, wobei ein Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter folgendermaßen definiert ist:
 - im Bereich von $|\cos\theta| \leq 0.81$ als mindestens ein Bleiglasblock in dem eine Energie von 100 MeV oder mehr deponiert wurde;
 - im Bereich von $0.83 \leq |\cos\theta| \leq 0.95$ als mindestens zwei benachbarte Bleiglasblöcke in denen insgesamt mindestens 200 MeV Energie deponiert wurden.
- mindestens 4 Spuren in der Jetkammer, wobei für eine Spur in der Jetkammer gefordert wird:
 - mindestens 20 gemessene Spurpunkte;
 - der Minimalabstand der Spur vom Primärvertex beträgt weniger als 2 cm in der $r\phi$ -Ebene und weniger als 40 cm in der z -Richtung;
 - der Impuls der Spur senkrecht zur Strahlachse beträgt mindestens 50 MeV/c;
 - der Radius des ersten gemessenen Spurpunkts in der Jetkammer ist kleiner als 60 cm.
- im Bleiglas-Kalorimeter müssen mindestens 10% der Schwerpunktsenergie deponiert worden sein;
- für die Energiebalance im Ereignis entlang der Strahlachse muß gelten:

$$|\Sigma(E_{\text{clus}} \cdot \cos\theta)| / \Sigma E_{\text{clus}} < 0.65.$$

Dabei wird über alle Cluster summiert und E_{clus} ist jeweils die Energie im Cluster.

Diese Selektion akzeptiert $(98.4 \pm 0.4)\%$ der multihadronischen Ereignisse. Der verbleibende Untergrund, wie $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ und Zwei-Photon-Ereignisse, beträgt weniger als 0.2%.

Die vorliegende Arbeit analysiert geladene Spuren mit Hilfe des Zentraldetektors. Um sicherzustellen, daß jedes Ereignis im empfindlichen Volumen des Zentraldetektors gut rekonstruiert ist, werden hier folgende zusätzliche Selektionskriterien formuliert:

- Die Jetkammer und die Z-Kammern müssen für jedes Ereignis als voll funktionsfähig gemeldet sein.
- Jedes Ereignis muß mindestens 5 geladene Spuren enthalten, für die gilt:
 - Der Transversalimpuls der Spur zur Strahlachse beträgt mindestens 150 MeV/c.
 - Die Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer ist mindestens 40.
 - Der Minimalabstand der Spur in der $r\phi$ -Ebene zum Primärvertex ist kleiner als 5 cm.

Nach diesen Schnitten beruht die weitere Analyse auf 1258 785 Ereignissen, die mit dem OPAL-Detektor in den Jahren 1990 bis 1992 bei einer luminositätsgewichteten mittleren Schwerpunktsenergie von 91.31 GeV nachgewiesen wurden.

4.2 K_S^0 -Selektion

Das K^0 ist das leichteste Meson, das ein Strange-Quark enthält:

$$K^0 = (d\bar{s}) \quad \bar{K}^0 = (s\bar{d}).$$

Da diese Zustände keine CP-Eigenzustände darstellen, existieren die K^0 in der Natur nur als Linearkombinationen (unter Vernachlässigung der CP-Verletzung):

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [(d\bar{s}) + (s\bar{d})] \quad K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [(d\bar{s}) - (s\bar{d})].$$

Diese beiden Teilchen besitzen stark unterschiedliche mittlere Zerfallslängen [41]:

$$c\tau(K_L^0) = 1549 \text{ cm}$$

$$c\tau(K_S^0) = 2.676 \text{ cm}.$$

Damit ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein K^0 mit einem Impuls von 2 GeV/c innerhalb des OPAL-Detektors zerfällt, für K_L^0 etwa 6% und für K_S^0 etwa 100%. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur K_S^0 -Zerfälle untersucht.

Der Nachweis von K_S^0 -Zerfällen ist in zwei Kanälen möglich:

- $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(31.39 \pm 0.28)\%$ [41]. Da ungeladene Pionen zu $(98.80 \pm 0.03)\%$ [41] in zwei Photonen zerfallen, müssen in diesem Kanal zur Impuls- und Massenbestimmung der K_S^0 vier Photonen im Endzustand durch das elektromagnetische Kalorimeter nachgewiesen und korrekt zugeordnet werden.

- $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(68.61 \pm 0.28)\%$ [41]. Zur Impuls- und Massenbestimmung müssen zwei geladene Spuren korrekt rekonstruiert und zugeordnet werden.

Die deutlich bessere Massenauflösung ist der Grund dafür, daß im Rahmen dieser Analyse die K_S^0 ausschließlich über den Zerfall in zwei geladene Pionen nachgewiesen werden. Da Ort und Impuls geladener Spuren von den zentralen Driftkammern des OPAL-Detektors mit hoher Genauigkeit gemessen werden, ist es möglich, zur Untersuchung von K_S^0 -Zerfällen ausschließlich Informationen des OPAL-Zentraldetektors zu verwenden.

Abbildung 4.1 zeigt ein im OPAL-Zentraldetektor rekonstruiertes Ereignis in der $r\phi$ -Ansicht. Es wurden zwei aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammende Spurpaare gefunden, die die im folgenden vorgestellten K_S^0 -Selektionskriterien erfüllen. Die beiden Spurpaare und die von ihnen gebildeten Vertices werden deshalb als K_S^0 -Kandidaten bezeichnet.

Wegen der durch den schwachen Zerfall relativ großen mittleren Zerfallslänge ist der Zerfallsvertex der K_S^0 meist räumlich vom Primärvertex getrennt („ V^0 - Topologie“). Die Suche nach K_S^0 ist damit eine Suche nach Sekundärvertices. Es werden dazu in jedem Ereignis alle geladenen Spuren mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen kombiniert. Für die so gefundenen Vertices wird dann die invariante Masse unter der Annahme berechnet, daß es sich bei den Spuren um Pionen handelt:

$$M_{\pi\pi} = \sqrt{2(M_\pi^2 + E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2)} \quad (4.1)$$

mit	\vec{p}_i	Impulsvektor der i-ten Spur ($i=1,2$)
	$E_i = \sqrt{M_\pi^2 + \vec{p}_i^2}$	Energie der i-ten Spur
	$M_\pi = 139.6 \text{ MeV}$	Ruhemasse des geladenen Pions [41]

Da die Konstruktion der Jetkammer auf eine besonders gute $r\phi$ -Auflösung ausgelegt ist, werden im folgenden die K_S^0 hauptsächlich durch Schnitte auf Größen selektiert, die allein von den Variablen r und ϕ abhängen.

Spurqualitätskriterien

Die Motivation für eine erste Gruppe von Schnitten ist die Auswahl von Spuren hoher Qualität um eine gute Impuls- und Massenauflösung sicherzustellen.

Für den Transversalimpuls der Spur in der $r\phi$ -Ebene p_t soll gelten:

- $p_t \geq 150 \text{ MeV}/c$.

Dieser Schnitt beseitigt vor allem δ -Elektronen und andere sehr niederenergetische, in der Kammer „spiralisierende“ Spuren.

Eine Spur soll mindestens ein Viertel der geometrisch möglichen Spurpunkte (Hits) in der Jetkammer, mindestens aber 20 Spurpunkte besitzen. So wird eine gute Spur- und damit Impulsrekonstruktion sichergestellt:

- $N_{\text{hit}} \geq \max(25\% \cdot N_{\text{hit}}^{\text{max}}, 20)$.

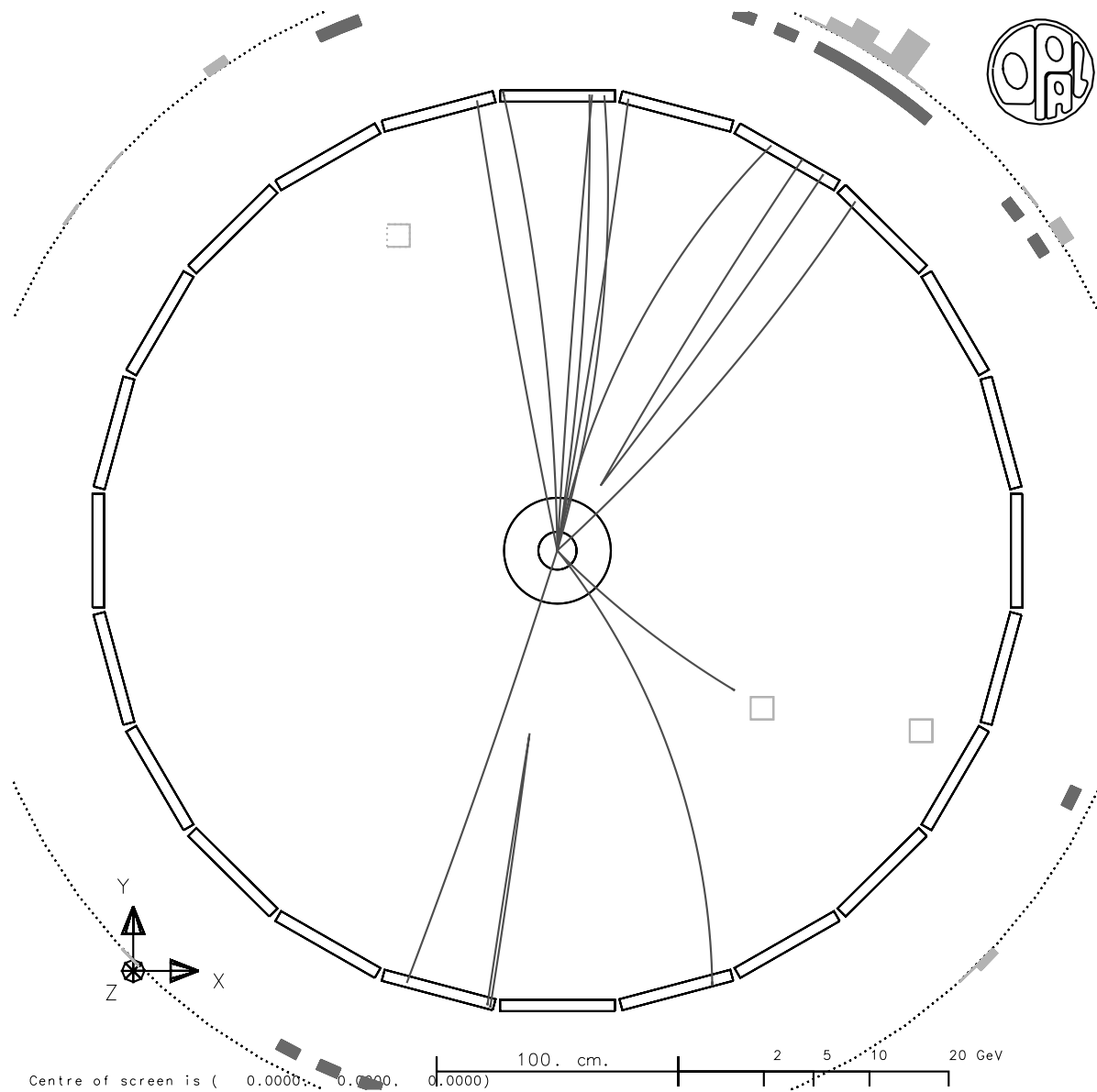


Abbildung 4.1: Ein im OPAL-Zentraldetektor rekonstruiertes Ereignis mit zwei identifizierten K_S^0 -Kandidaten in der $r\phi$ -Ansicht.

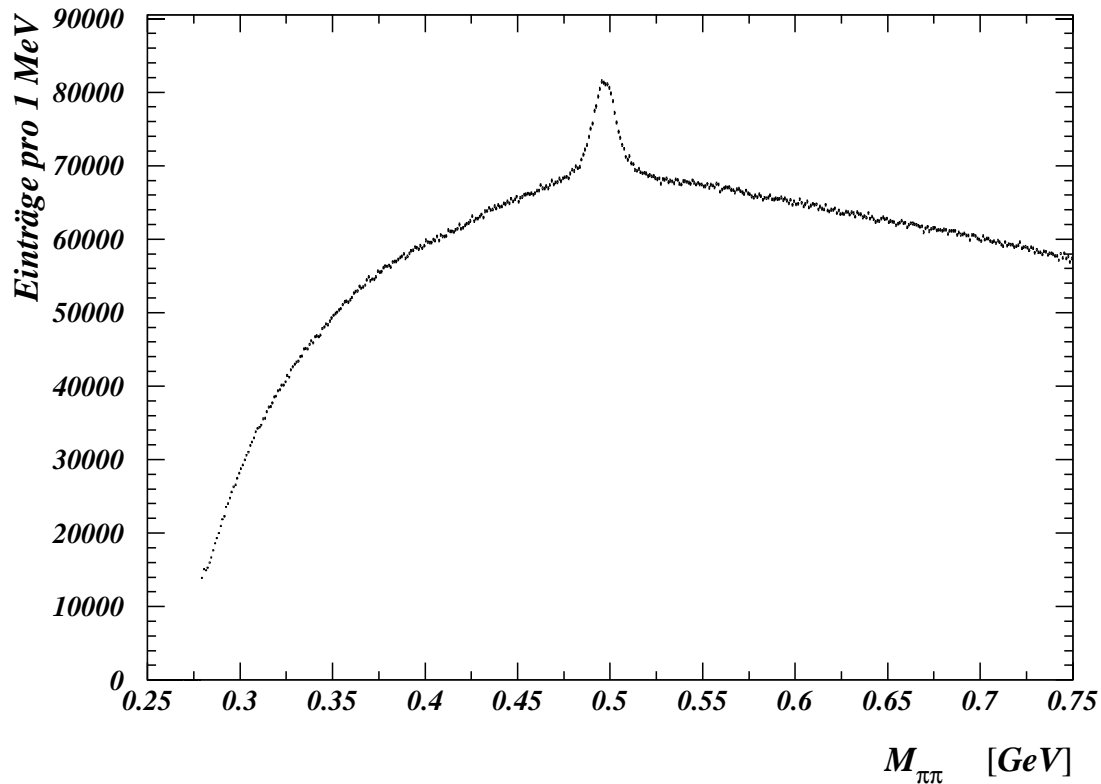


Abbildung 4.2: *Dipion-Massenspektrum nach Spurqualitätschnitten in den OPAL-Daten.*

Die Anzahl der möglichen Spurpunkte $N_{\text{hit}}^{\text{max}}$ ist abhängig vom Polarwinkel θ der Spur und liegt im Bereich von 12 bis 159.

Die Spur muß entweder mindestens 4 Spurpunkte in den Z-Kammern oder einen rekonstruierten CJ-Endpunkt besitzen:

- $N_{\text{hit}}^{\text{CZ}} \geq 4$ oder CJ-Endpunkt existent.

So wird die Auflösung in der Rekonstruktion des Polarwinkels, und damit die Impulsauflösung verbessert. Diese Anforderung korrigiert im besonderen auch die systematische Verzerrung der z-Koordinate durch den OPAL-Zentraldetektor, die schon frühere Analysen der Produktion seltsamer Teilchen bei OPAL erschwerte [1, 2, 3]. Diese Verzerrung, die auf das nicht ausreichend kompensierte Übersprechen (Crosstalk) zwischen den Drähten der Jetkammer zurückzuführen ist, beeinflusst die Bestimmung der z-Koordinate durch Ladungsteilung und wird durch die Messung der z-Koordinate mit Hilfe der Z-Kammern bzw. des CJ-Endpunktes aufgehoben.

Bereits das ohne weitere Schnitte erstellte Massenspektrum (Abb. 4.2) zeigt bei etwa 500 MeV ein K_S^0 -Signal. Der hohe kombinatorische Untergrund aufgrund der mittleren geladenen Multiplizität von etwa 21 Spuren pro multihadronischem Ereignis [19] macht eine genauere Analyse mit diesem Signal schwierig. Es sind daher besondere Schnitte zur K_S^0 -Selektion vorzunehmen.

Untergrundseparation

Eine zweite Gruppe von Schnitten dient zur Trennung der K_S^0 -Zerfälle vom kombinatorischen Untergrund aufgrund der „ V^0 - Topologie“.

Um die Wirkung der Schnitte zu untersuchen, wird die in den Monte-Carlo-Daten vorhandene Information über den Ursprung eines Teilchens benutzt. So kann für jede einzelne Spurkombination entschieden werden, ob sie zum K_S^0 -Signal oder zum Untergrund zu zählen ist. Ein Vertex soll „echter K_S^0 -Zerfall“ heißen, wenn beide Spuren vom Zerfall desselben K_S^0 stammen. Analog sind die Begriffe „echter Λ -Zerfall“ und „echte γ -Konversion“ definiert.

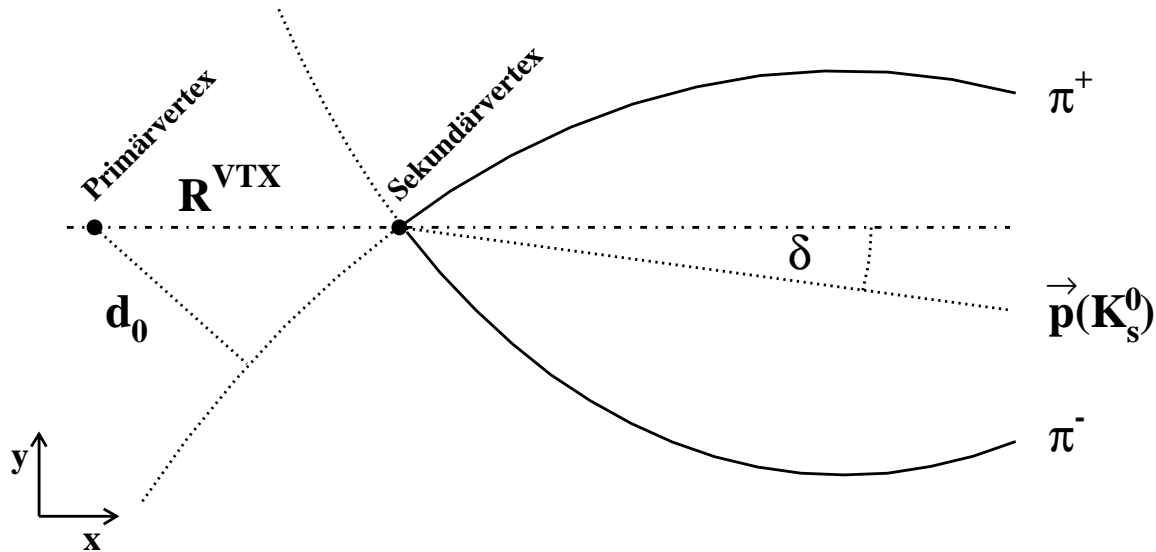


Abbildung 4.3: Skizze eines K_S^0 -Zerfalls in der $r\phi$ -Ansicht.

Spuren, die nicht vom Zerfall eines „stabilen“ Teilchens (K_S^0, Λ, \dots) stammen, schneiden sich hauptsächlich in der Nähe des Primärvertex. Mit einem Schnitt auf den Abstand R^{VTX} des Sekundärvertex vom Wechselwirkungspunkt (siehe Abb. 4.3) lassen sich deshalb die K_S^0 aufgrund ihrer großen mittleren Zerfallslänge von $c\tau = 2.675$ cm (siehe Abb. 4.4a,b) gegenüber dem kombinatorischen Untergrund anreichern:

- $R^{VTX} \geq 1$ cm .

Der mittlere Abstand $\langle R^{VTX} \rangle$ vom Wechselwirkungspunkt liegt im Bereich von 5 - 10 cm. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein K_S^0 mit einem Impuls von 2 GeV/c dieses Kriterium erfüllt, etwa 91%. Die durch Kreisbögen beschriebenen Teilchenspuren haben im Allgemeinen zwei Schnittpunkte in der $r\phi$ -Ebene. Erfüllen bei einer Spurkombination beide Schnittpunkte alle Selektionskriterien, so wird die Kombination mit dem kleineren Radius R^{VTX} gewählt.

Für den Zerfall eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden K_S^0 müssen Flug- und Impulsrichtung übereinstimmen. Deshalb wird verlangt, daß der rekonstruierte Impuls des K_S^0 -Kandidaten in der $r\phi$ -Projektion innerhalb eines Winkels δ auf den Primärvertex zeigt (siehe Abb. 4.4c,d):

- $\delta \leq 2^\circ$.

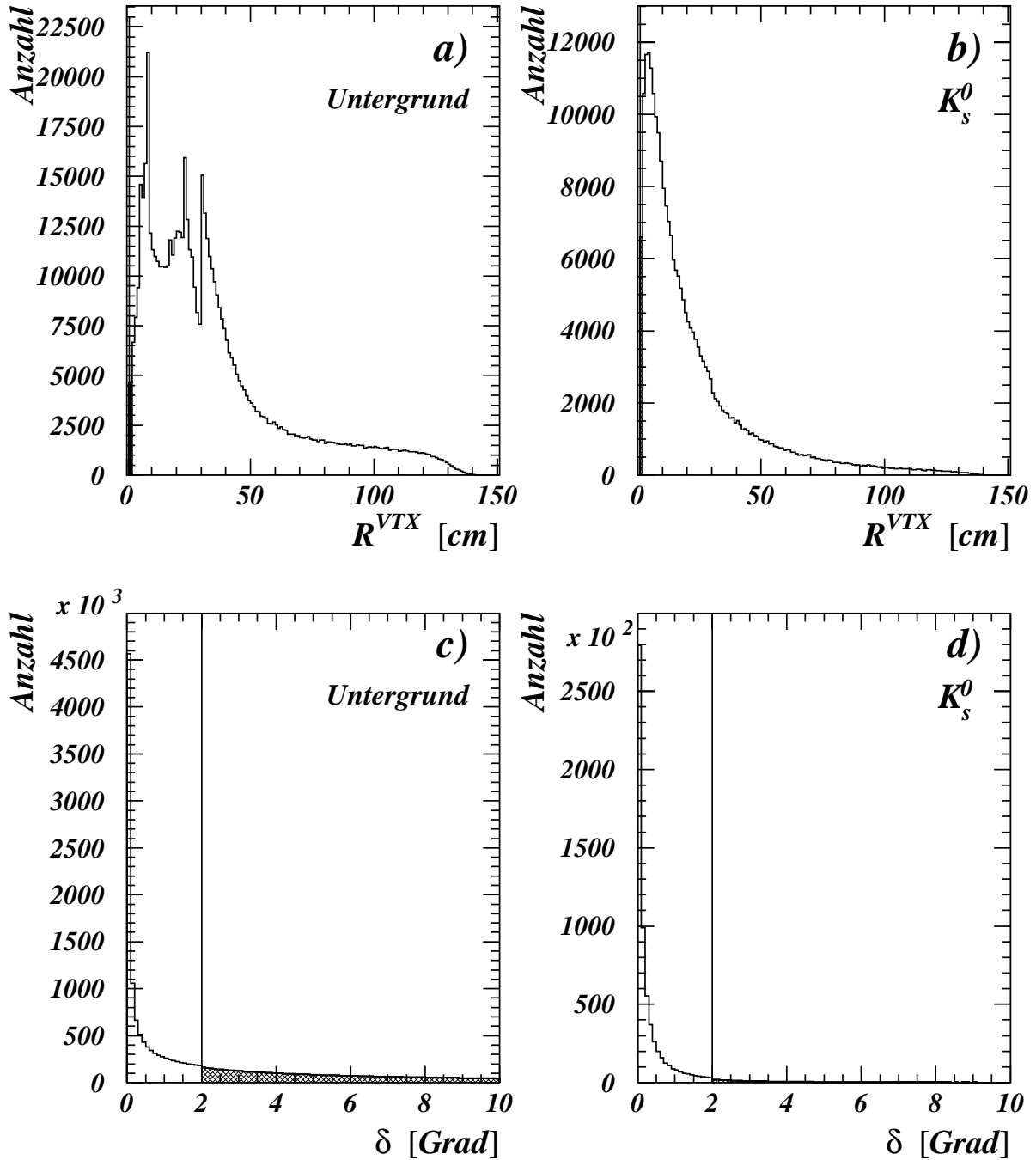


Abbildung 4.4: Die Schnittverteilungen in simulierten Daten. Abstand R^{VTX} Primärvertex – Sekundärvertex für Untergrund (a) und echte K_s^0 (b). Winkel δ zwischen rekonstruiertem Impuls und Flugrichtung für Untergrund (c) und echte K_s^0 (d). Der Schnitt ist als Linie eingezeichnet, die verworfene Region schraffiert dargestellt.

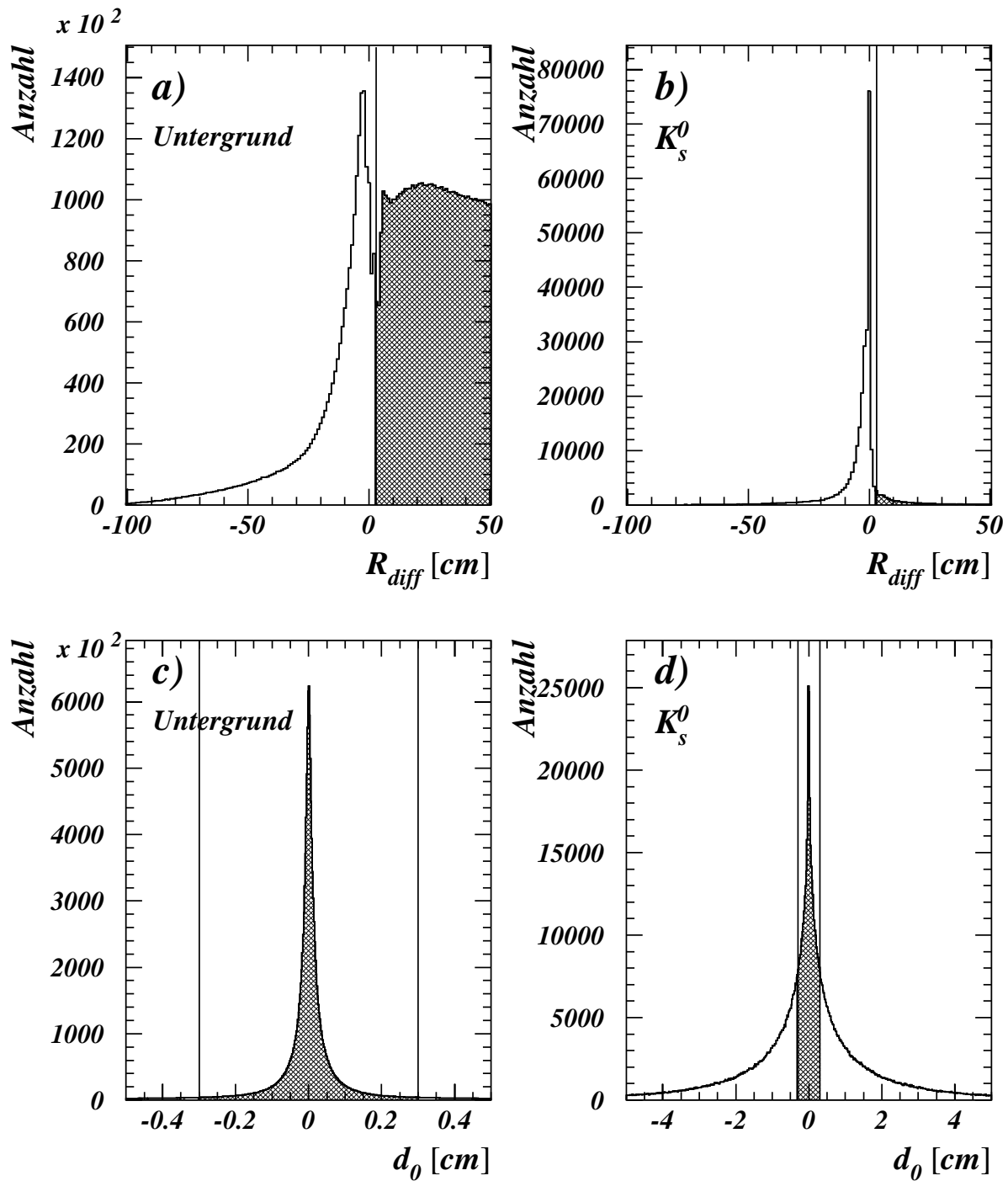


Abbildung 4.5: Die Schnittverteilungen in simulierten Daten. Abstand erster gemessener Spurpunkt – Sekundärvertex R_{DIFF} für Untergrund (a) und echte K_s^0 (b). Minimalabstand der Spur vom Primärvertex d_0 für Untergrund (c) und echte K_s^0 (d), für die die x -Achse um den Faktor 10 gestaucht wurde. Der Schnitt ist als Linie eingezeichnet, die verworfene Region schraffiert dargestellt.

Findet der Zerfall in der Jetkammer statt, so sollten bei einem echten K_S^0 -Zerfall beide Spuren zwischen Primär- und Sekundärvertex keine Spurpunkte besitzen. Bei rekonstruierten Spuren trifft dies aufgrund möglicher Probleme bei der Spurerkennung nicht immer zu. Daher darf bei Zerfällen im aktiven Volumen der Jetkammer der erste gemessene Spurpunkt auf jeder Spur nicht mehr als 3 cm vor dem Sekundärvertex liegen:

- $R_{DIFF} \leq 3$ cm.

Findet der Zerfall vor der Jetkammer statt, so kann nicht auf R_{DIFF} geschnitten werden. Aufgrund des großen mittleren Abstands $\langle R^{VTX} \rangle$ des Zerfallsvertex vom primären Wechselwirkungspunkt ist der Minimalabstand d_0 einer Spur in $r\phi$ vom Primärvertex (vergleiche Abb. 4.3) für eine aus einem K_S^0 -Zerfall stammende Spur meist größer als für den kombinatorischen Untergrund, der von Spuren gebildet wird, die sich vorwiegend in der Nähe des Wechselwirkungspunktes schneiden. Deshalb ist für Sekundärvertices, die vor der Jetkammer liegen, d_0 eine geeignete Größe zur Selektion von Spuren aus K_S^0 -Zerfällen:

- $|d_0| \geq 0.3$ cm .

Die R_{DIFF} - und d_0 -Schnitte sind die wichtigsten Schnitte zur Untergrundreduktion (siehe Abb. 4.5).

Für die Spurkombinationen, die die bisher beschriebenen Selektionskriterien erfüllen, werden zur Verbesserung der Massenauflösung die Spurparameter neu berechnet. Dabei wird verlangt, daß die Spuren sich auch in der sz -Projektion bei dem Radius schneiden, der durch den Schnittpunkt in der $r\phi$ -Ebene festgelegt ist.

Die bisherigen Kriterien werden auch von einigen im Detektor konvertierten Photonen $\gamma \rightarrow e^+e^-$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$)-Zerfällen erfüllt. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird ein Schnitt auf die invariante Zweiteilchenmasse gemacht, unter einer „uminterpretierenden“ Annahme:

- $m_{e^+e^-} \geq 100$ MeV
Elektron-Positron-Massenhypothese.
- $m_{p\pi} \geq 1125$ MeV
Proton-Pion-Massenhypothese, bei der angenommen wird, daß die Spur mit dem größeren Impuls das Proton ist.

Diese Schnitte trennen K_S^0 - von γ - und Λ -Zerfällen sehr effektiv (siehe Abb. 4.6).

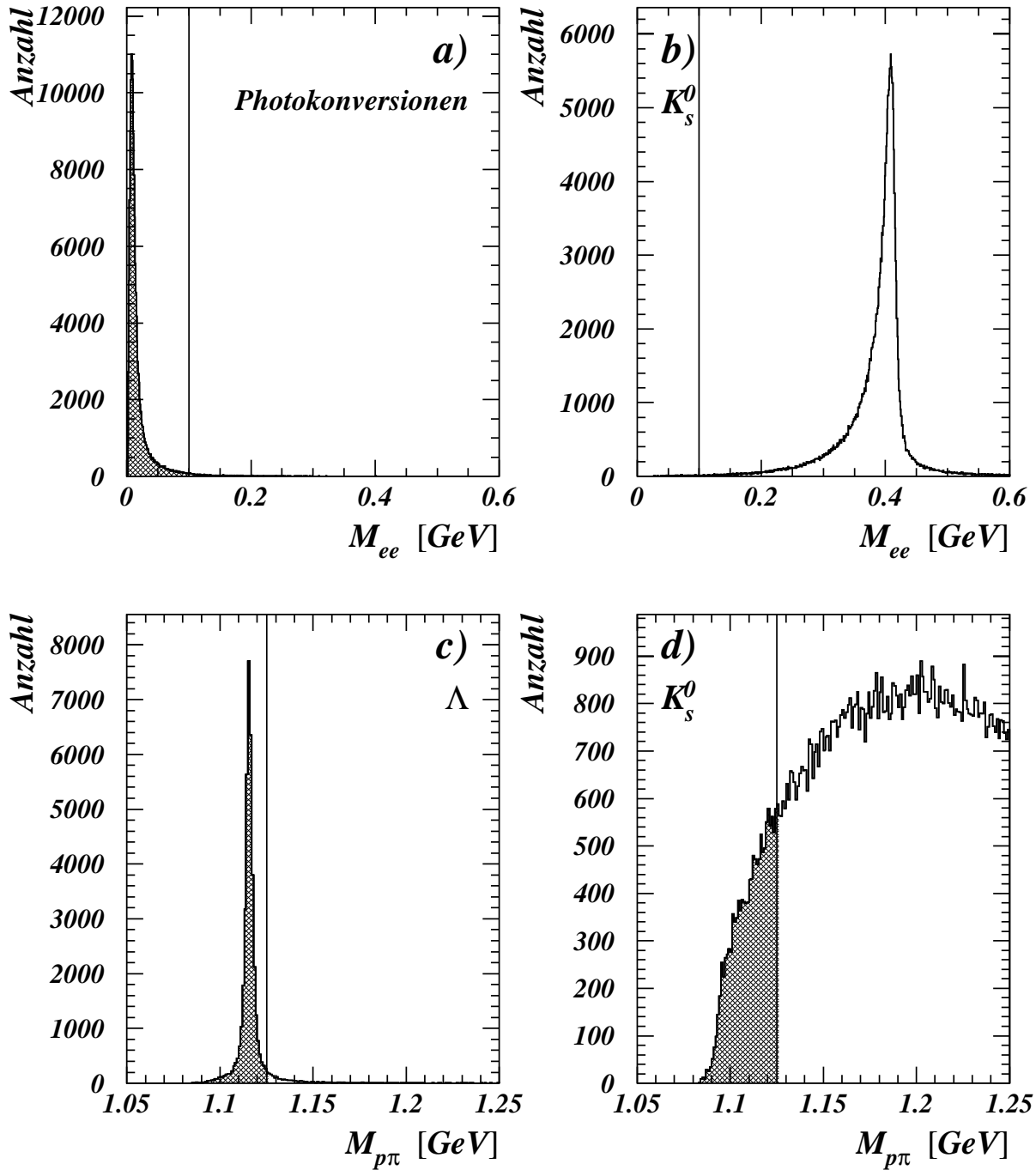


Abbildung 4.6: Die Schnittverteilungen in simulierten Daten. Invariante Masse unter e^+e^- -Hypothese für echte γ -Konversionen (a) und echte K_S^0 (b). Invariante Masse unter $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$)-Hypothese für echte Λ (c) und echte K_S^0 (d). Der Schnitt ist als Linie eingezeichnet, die verworfene Region schraffiert dargestellt.

p_t	\geq	150 MeV/c	
N_{hit}	\geq	$25\% \cdot N_{hit}^{\max}$	
R^{VTX}	\geq	1 cm	
δ	\leq	2°	
R_{DIFF}	\leq	10 cm	(falls Zerfall in Jetkammer)
$ d_0 $	\geq	0.3 cm	(falls Zerfall vor Jetkammer)
$m_{e^+e^-}$	\geq	100 MeV	
$m_{p\pi}$	\geq	1125 MeV	

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der benutzten Schnitte.

Mit allen diesen in Tabelle 4.1 zusammengestellten Schnitten erhält man das in Abb. 4.7 dargestellte Dipion-Massenspektrum. Man erkennt ein klares K_S^0 -Signal über einem flachen Untergrund. Durch Anpassung einer Gaußfunktion an das Signal plus einer Gerade an den Untergrund¹ können die Breite und der Mittelwert des Signals sowie die Anzahl der K_S^0 ermittelt werden. Die resultierende Breite von $\sigma = (7.2 \pm 0.1)$ MeV korrespondiert zur experimentellen Massenauflösung des OPAL-Zentraldetektors. Für die Masse des K_S^0 ergibt sich (497.1 ± 0.1) MeV. Die angegebenen Fehler sind nur statistisch. Der verbleibende Unterschied zum Weltmittelwert von (497.672 ± 0.031) MeV [41] kann mit der Unsicherheit im Mittelwert des OPAL-Magnetfelds und dem Energieverlust im Detektormaterial² erklärt werden. Im selektierten Datensatz sind 182186 ± 521 K_S^0 enthalten. Der Fehler ist der statistische Fehler von Signal und Untergrund.

¹Verwendet wurde hier, wie für alle Anpassungsrechnungen in dieser Arbeit, das Minimierungsprogrammpaket MINUIT aus der CERN-Programmbibliothek [43].

²Die Impulse der Spuren wurden mit Hilfe der in Ref. [42] beschriebenen Methode auf ihren Energieverlust im Detektormaterial korrigiert.

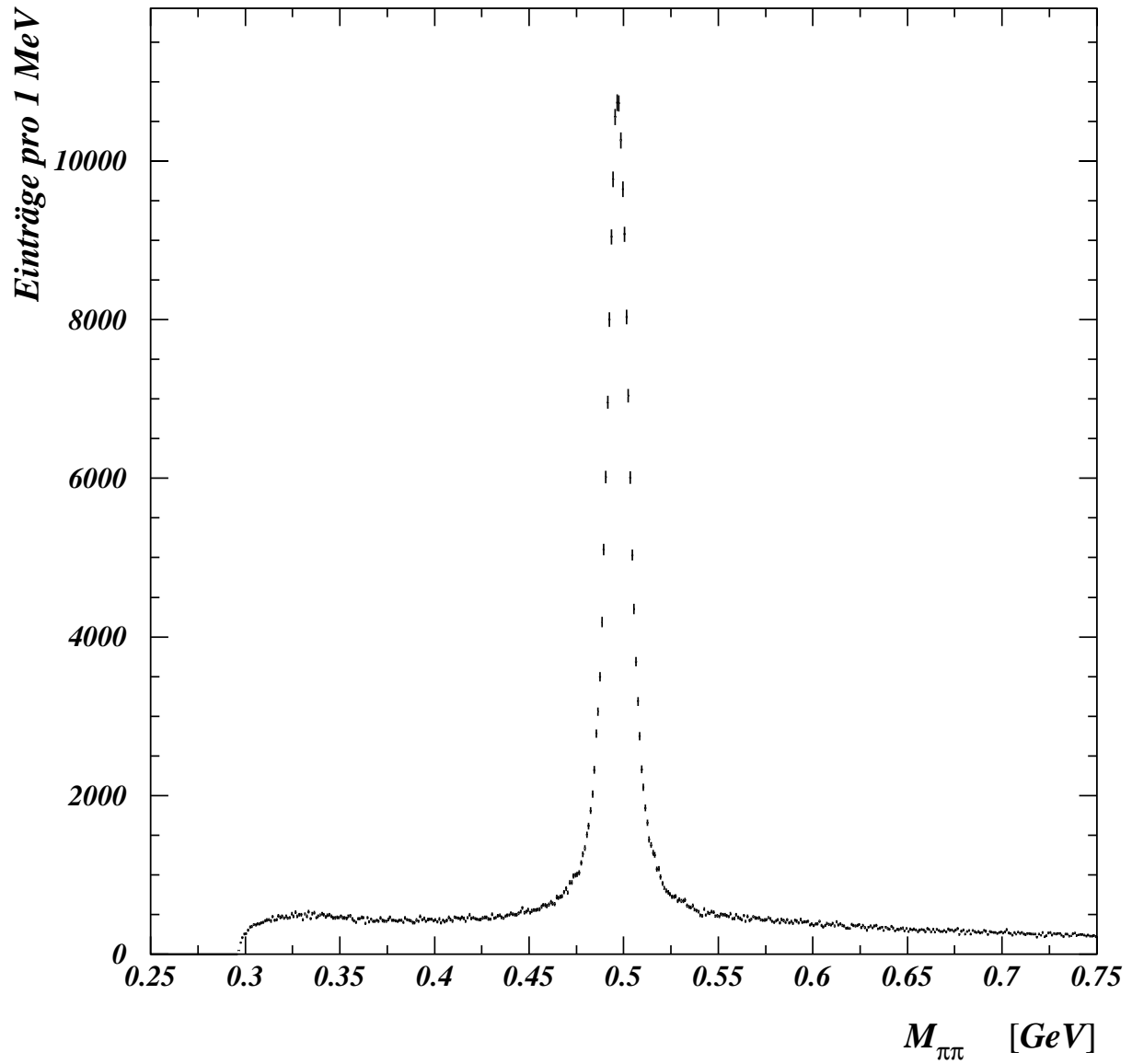


Abbildung 4.7: *Dipion-Massenspektrum nach allen Schnitten in den OPAL-Daten.*

Kapitel 5

K^0 -Produktion

In diesem Kapitel wird die Messung des totalen und differentiellen K^0 -Wirkungsquerschnitts¹ vorgestellt. Die Resultate werden mit den Vorhersagen der Fragmentationsmodelle JETSET und HERWIG sowie früheren Messungen zur K^0 - und K^\pm -Produktion in Z^0 -Zerfällen verglichen. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden in Ref. [9] veröffentlicht.

5.1 Signal-Untergrund-Trennung

Wie in Kap. 4 diskutiert, besteht die Menge der mit den Schnitten selektierten K_S^0 -Kandidaten nicht nur aus echten K_S^0 sondern auch aus Untergrund. Zur Messung des K^0 -Wirkungsquerschnitts muß dieser Untergrund abgetrennt werden. Da nicht nur der totale, sondern auch der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden soll, wird das K_S^0 -Signal in Energiebereiche (Bins) eingeteilt. In Abb. 5.1 - 5.4 ist das Massenspektrum in 20 Bins der skalierten Energie x_E , definiert als $x_E = 2 \cdot E_{K^0}/\sqrt{s}$, im Bereich $0.0114 \leq x_E \leq 0.8$ dargestellt. Analog wurde das K_S^0 -Signal in 27 Bins von $\xi = \ln(1/x_p)$, $x_p = 2 \cdot p/\sqrt{s}$, im Bereich $0.2 \leq \xi \leq 5.6$ eingeteilt. In allen Bins ist ein klares K_S^0 -Signal zu erkennen, das mit zunehmender K_S^0 -Energie breiter wird. Dies ist als Folge der bei größeren Impulsen schlechter werdenden relativen Impulsauflösung der zentralen Driftkammern (siehe Gleichung 3.1) zu verstehen. Außerhalb der angegebenen x_E - und ξ -Bereiche wird kein signifikantes K_S^0 -Signal beobachtet.

Zur Abtrennung des Untergrunds wird eine Fitmethode verwendet, die bei dem flachen Untergrund aufgrund ihrer Einfachheit sehr stabile Resultate über den gesamten Energiebereich liefert. Dabei wird in jedem Bin eine Gerade an das Massenspektrum außerhalb des Signalbereichs angepaßt, der wegen der Abhängigkeit der Breite des Signals vom Impuls energieabhängig gewählt wurde: $0.447 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.547$ für $x_E \leq 0.1$ bzw. $0.397 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.597$ für $x_E > 0.1$. Der Signalbereich wird sehr breit gewählt wegen der nicht-gaußförmigen Ausläufer des K_S^0 -Signals, die für eine Überlagerung mehrerer gaußförmiger Massenspektren, deren Breite mit zunehmendem Impuls steigt, zu erwarten sind [66]. Die bei großen K_S^0 -Energien zunehmende Asymmetrie des K_S^0 -Signals wird auch von der Simulation vorhergesagt. Es ist daher kein systematischer Einfluß der Form des K_S^0 -Signals auf die Untergrundabtrennung zu erwarten.

Die Anzahl der K_S^0 wird durch Auszählen der Einträge des Histogramms im Signalbereich oberhalb der Fitfunktion bestimmt. Die so rekonstruierten Anzahlen sind abhängig von x_E in Tab. 5.1 und abhängig von ξ in Tab. 5.2 aufgelistet.

¹Wenn nicht besonders angegeben, bezieht sich die Angabe eines Teilchens immer auch auf das Antiteilchen.

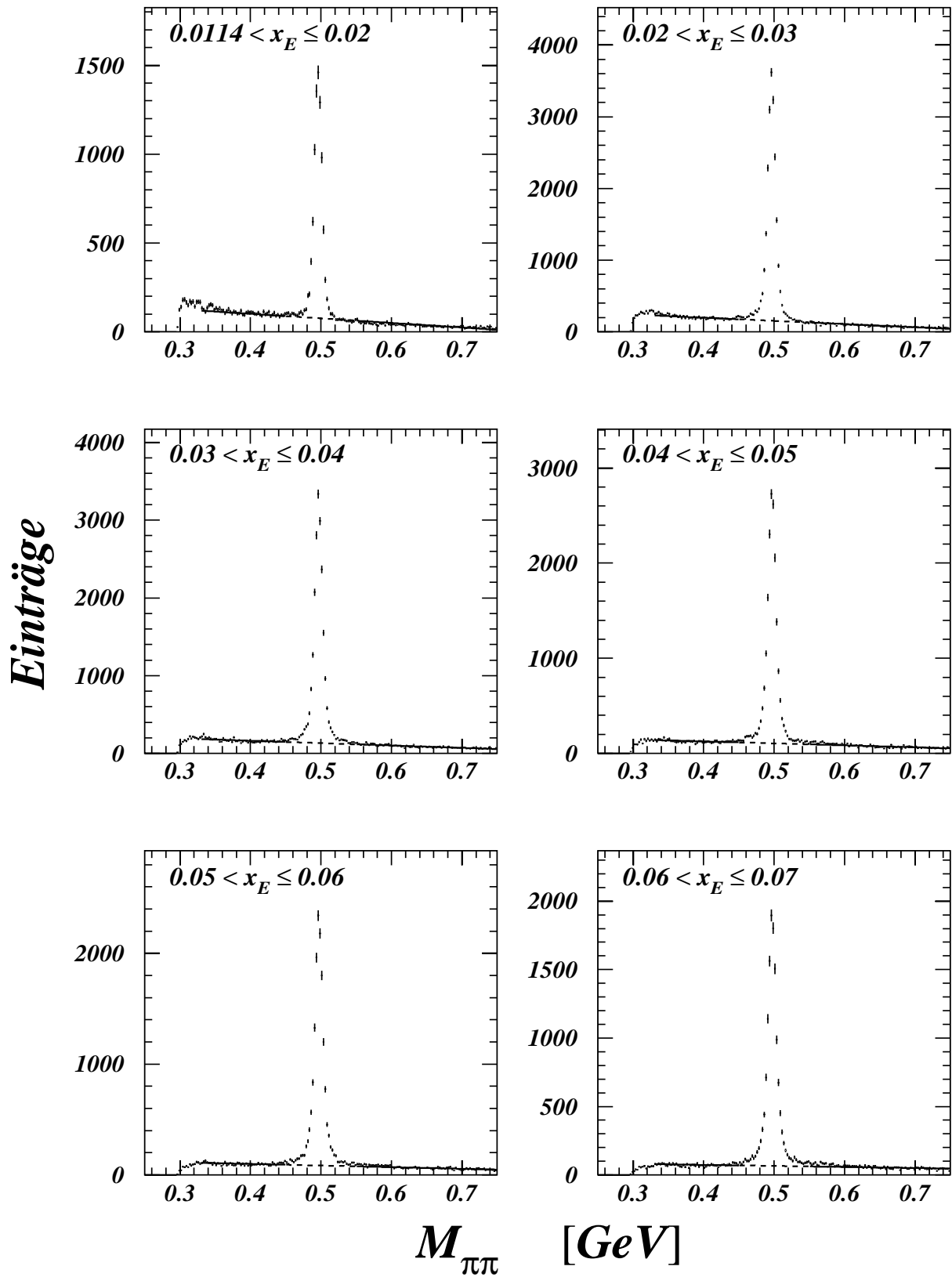


Abbildung 5.1: Das K_S^0 -Signal in Bins von x_E für $0.0114 \leq x_E \leq 0.07$ in den OPAL-Daten. Die Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer Gerade an das Massenspektrum. Im Signalbereich ist die Gerade gestrichelt dargestellt.

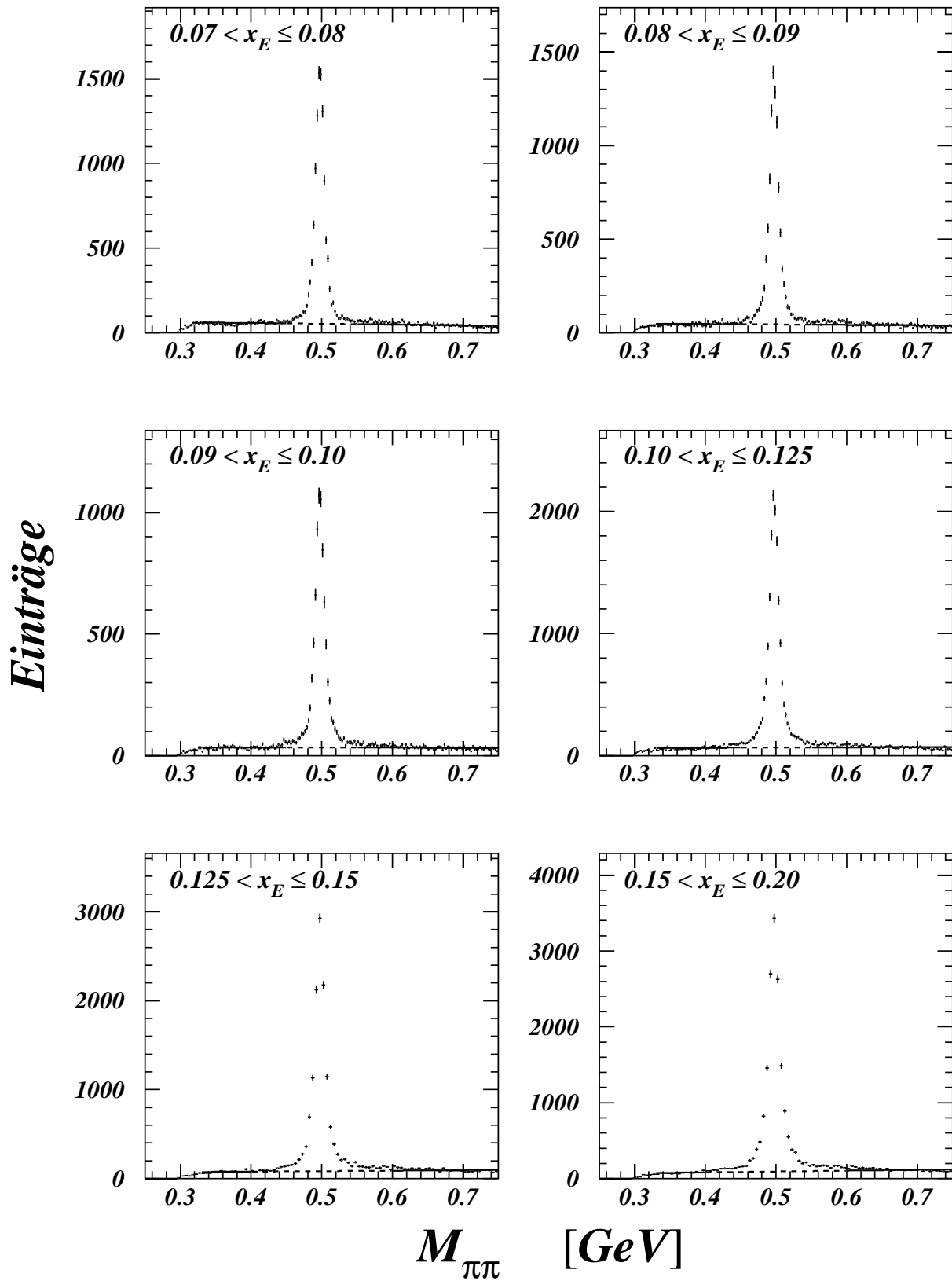


Abbildung 5.2: Das K_S^0 -Signal in Bins von x_E für $0.07 < x_E \leq 0.20$ in den OPAL-Daten. Die Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer Gerade an das Massenspektrum. Im Signalbereich ist die Gerade gestrichelt dargestellt.

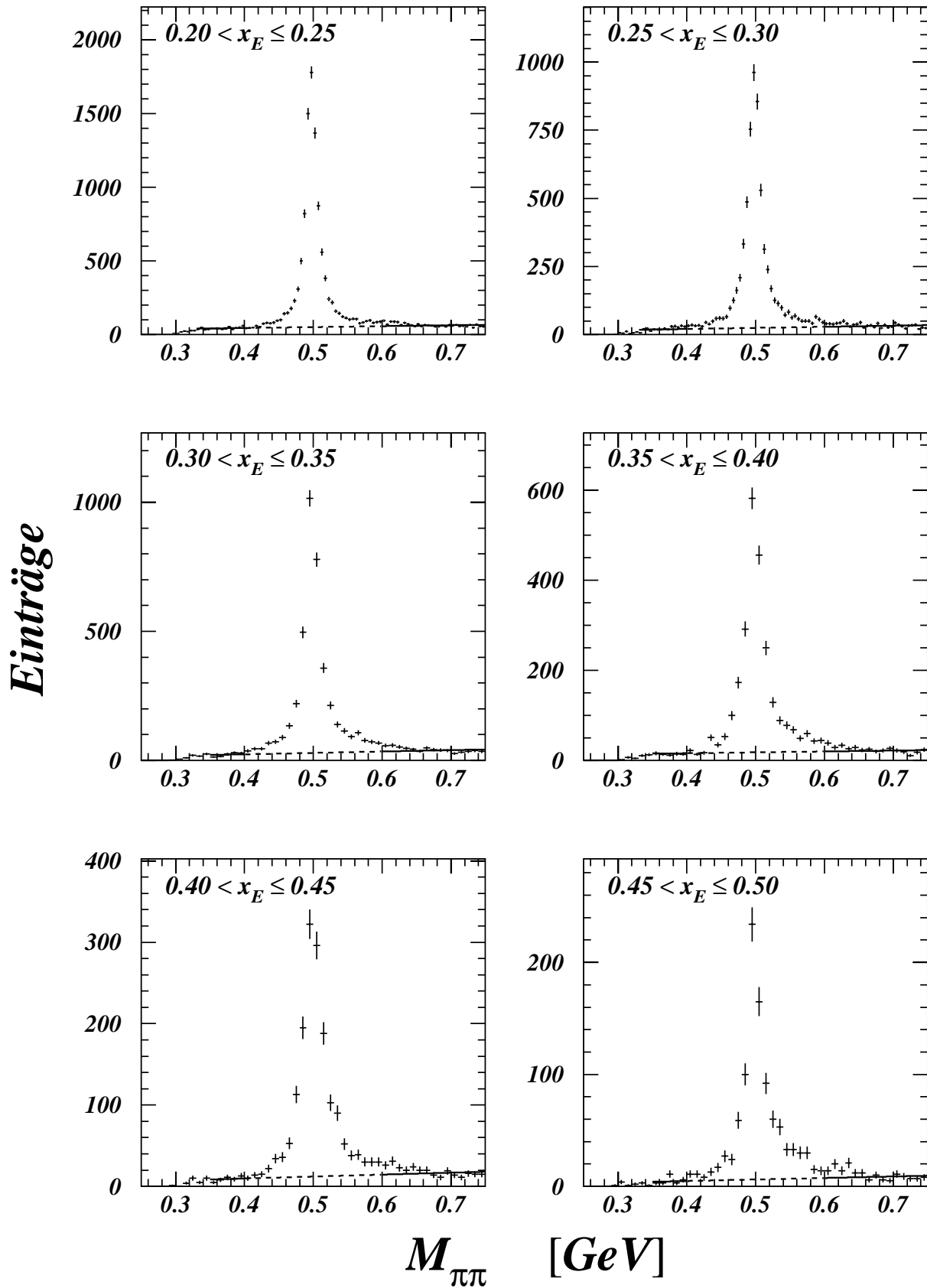


Abbildung 5.3: Das K_S^0 -Signal in Bins von x_E für $0.20 < x_E \leq 0.50$ in den OPAL-Daten. Die Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer Gerade an das Massenspektrum. Im Signalbereich ist die Gerade gestrichelt dargestellt.

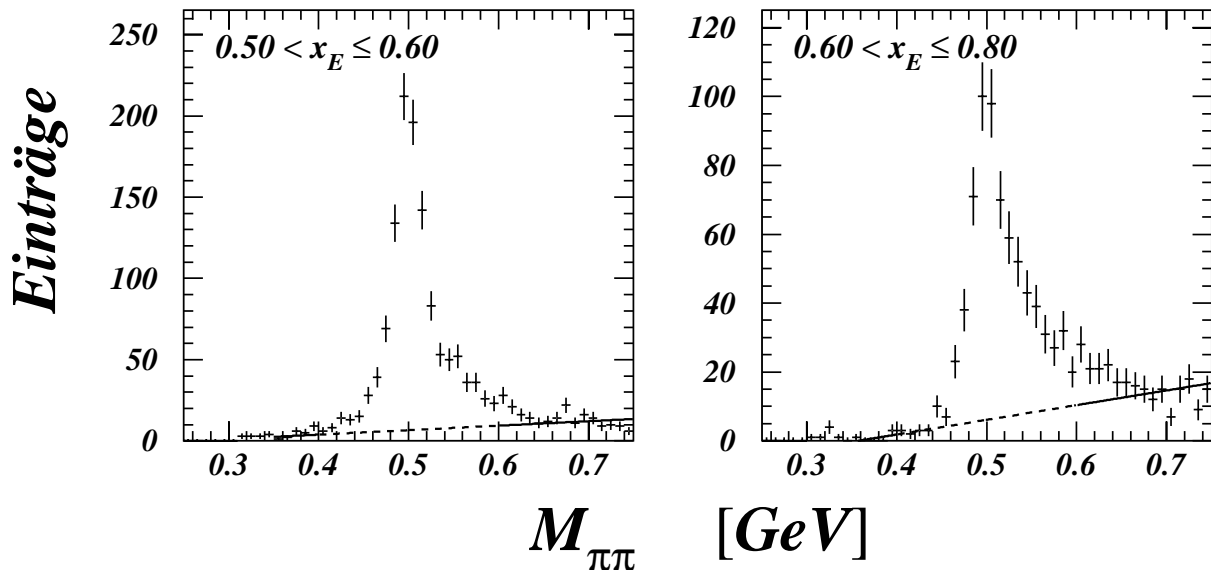


Abbildung 5.4: Das K_S^0 -Signal in Bins von x_E für $0.50 < x_E \leq 0.80$ in den OPAL-Daten. Die Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer Geraden an das Massenspektrum. Im Signalbereich ist die Gerade gestrichelt dargestellt.

x_E	Anzahl der K_S^0	x_E	Anzahl der K_S^0
0.0114 - 0.02	8031 \pm 31	0.125 - 0.15	12625 \pm 139
0.02 - 0.03	20641 \pm 181	0.15 - 0.20	16328 \pm 154
0.03 - 0.04	20145 \pm 175	0.20 - 0.25	9403 \pm 116
0.04 - 0.05	17282 \pm 160	0.25 - 0.30	5830 \pm 88
0.05 - 0.06	14942 \pm 147	0.30 - 0.35	3653 \pm 69
0.06 - 0.07	12675 \pm 133	0.35 - 0.40	2243 \pm 54
0.07 - 0.08	10786 \pm 122	0.40 - 0.45	1467 \pm 44
0.08 - 0.09	9723 \pm 115	0.45 - 0.50	905 \pm 33
0.09 - 0.10	7971 \pm 103	0.50 - 0.60	1103 \pm 36
0.10 - 0.125	16047 \pm 146	0.60 - 0.80	608 \pm 29

Tabelle 5.1: Die Anzahl der in den OPAL-Daten rekonstruierten K_S^0 -Zerfälle abhängig von x_E . Der Fehler setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler von Signal und Untergrund.

ξ	Anzahl der K_S^0	ξ	Anzahl der K_S^0
0.2 - 0.4	282 \pm 20	3.0 - 3.2	15491 \pm 170
0.4 - 0.6	792 \pm 31	3.2 - 3.4	13973 \pm 166
0.6 - 0.8	1570 \pm 44	3.4 - 3.6	11969 \pm 156
0.8 - 1.0	2735 \pm 60	3.6 - 3.8	9699 \pm 144
1.0 - 1.2	4482 \pm 76	3.8 - 4.0	7325 \pm 128
1.2 - 1.4	6427 \pm 92	4.0 - 4.2	4870 \pm 107
1.4 - 1.6	8276 \pm 108	4.2 - 4.4	2892 \pm 85
1.6 - 1.8	10745 \pm 124	4.4 - 4.6	1431 \pm 62
1.8 - 2.0	12733 \pm 137	4.6 - 4.8	595 \pm 41
2.0 - 2.2	14654 \pm 150	4.8 - 5.0	300 \pm 26
2.2 - 2.4	15900 \pm 159	5.0 - 5.2	153 \pm 14
2.4 - 2.6	16809 \pm 167	5.2 - 5.4	58 \pm 8
2.6 - 2.8	16775 \pm 170	5.4 - 5.6	27 \pm 6
2.8 - 3.0	16298 \pm 173		

Tabelle 5.2: Die Anzahl der in den OPAL-Daten rekonstruierten K_S^0 -Zerfälle abhängig von ξ . Der Fehler setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler von Signal und Untergrund.

5.2 Die K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit

Um aus der energieabhängigen Anzahl der rekonstruierten K_S^0 die Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, muß das erhaltene Signal auf die Verluste durch die Detektorakzeptanz und die K_S^0 -Selektionsschnitte korrigiert werden. Zu diesem Zweck wird aus dem Monte-Carlo-Datensatz eine differentielle Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet, definiert als:

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{N_{\text{rekonstruiert}}^{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}}{N_{\text{generiert}}^{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}}. \quad (5.1)$$

Dazu wurde die etwa eine Million vollständig simulierter Ereignisse, bei denen JETSET die Eingabe bildete (siehe Kap. 3.3), verwendet. Wenn nicht besonders gekennzeichnet, bezeichnet der Begriff "Simulation" im weiteren diese Datenmenge. Dieser Hochstatistik-Datensatz wurde zur Vermeidung zusätzlicher systematischer Unsicherheiten, die aus den unterschiedlichen Fragmentationsparametern resultieren könnten, nicht mit dem kleineren JETSET-Datensatz kombiniert.

Damit die OPAL-Daten durch die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert werden können, ist zu verifizieren, daß alle wichtigen Größen, im besonderen die, auf die zur K_S^0 -Selektion geschnitten wird, gut simuliert sind. In Abb. 5.5 und 5.6 werden deshalb die Schnittverteilungen in den OPAL-Daten mit der Simulation verglichen. Es ist eine im Allgemeinen sehr gute Übereinstimmung zu erkennen. Abbildung 5.5c zeigt, daß die Simulation die d_0 -Auflösung leicht überschätzt. Auch bei den Spurkombinations-Schnittverteilungen ist in Abb. 5.6b,c eine leichte Überschätzung der Auflösung zu erkennen. Die Spitzen in der R^{VTX} -Verteilung in Abb. 5.6a sind auf hadronische Wechselwirkungen am inneren und äußeren Strahlrohr ($R^{\text{VTX}} \approx 5$ cm und $R^{\text{VTX}} \approx 8$ cm) und am Kohlefaserrohr zwischen Vertexkammer und Jetkammer ($R^{\text{VTX}} \approx 24$ cm) zurückzuführen. Man sieht, daß in der Simulation die Rate der hadronischen Wechselwirkungen nicht völlig korrekt simuliert ist. Die Auswirkung der geringfügigen Unterschiede in den Verteilungen auf die Resultate wird in Abschnitt 5.3 diskutiert.

Ein bekannter Mangel der Detektorsimulation (siehe Ref. [2]) ist die leichte Überschätzung der Wahrscheinlichkeit für die Assoziation der in der Jetkammer rekonstruierten Spur zu den Z-Kammern und zu den CJ-Endpunkten, die zu einer etwas zu hohen Nachweiswahrscheinlichkeit führt. Dieser Mangel ist in Abb. 5.7a zu erkennen, wo die Assoziationswahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses der Spur für OPAL-Daten und Simulation dargestellt ist. Für sehr kleine Impulse ($p < 350$ MeV/c) ist die Assoziationswahrscheinlichkeit in den OPAL-Daten bis zu 2% höher als in der Simulation, während sich das Verhältnis für höhere Impulse umkehrt. Die Korrektur für diesen Mangel kann aus den Daten berechnet werden. Dazu wird das Verhältnis der Assoziationswahrscheinlichkeiten der OPAL-Daten zur Simulation ρ gebildet. Ein in den simulierten Daten rekonstruiertes K_S^0 mit den Impulsen der Tochterteilchen p_1, p_2 erhält dann das Gewicht $\eta = 1/(\rho(p_1) \cdot \rho(p_2))$. Der Wert dieser Gewichte liegt nahe bei 1 und ist in Abb. 5.8 dargestellt.

Die so korrigierte K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit wird im weiteren als ε bezeichnet. Sie ist in Abb. 5.9 dargestellt und erreicht ein Maximum von etwa 27% bei $x_E \approx 0.1$. Für große x_E ist sie durch den Schnitt auf 25% der möglichen Jetkammer-Spurpunkte begrenzt, der nicht von denjenigen K_S^0 erfüllt werden kann, die sehr weit von der Strahlachse entfernt zerfallen. Bei kleinen x_E sind die Verluste vor allem auf die Schnitte auf den Transversalimpuls der Zerfallsprodukte und den Radius des Sekundärvertex zurückzuführen. Die mittlere K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt etwa 21%.

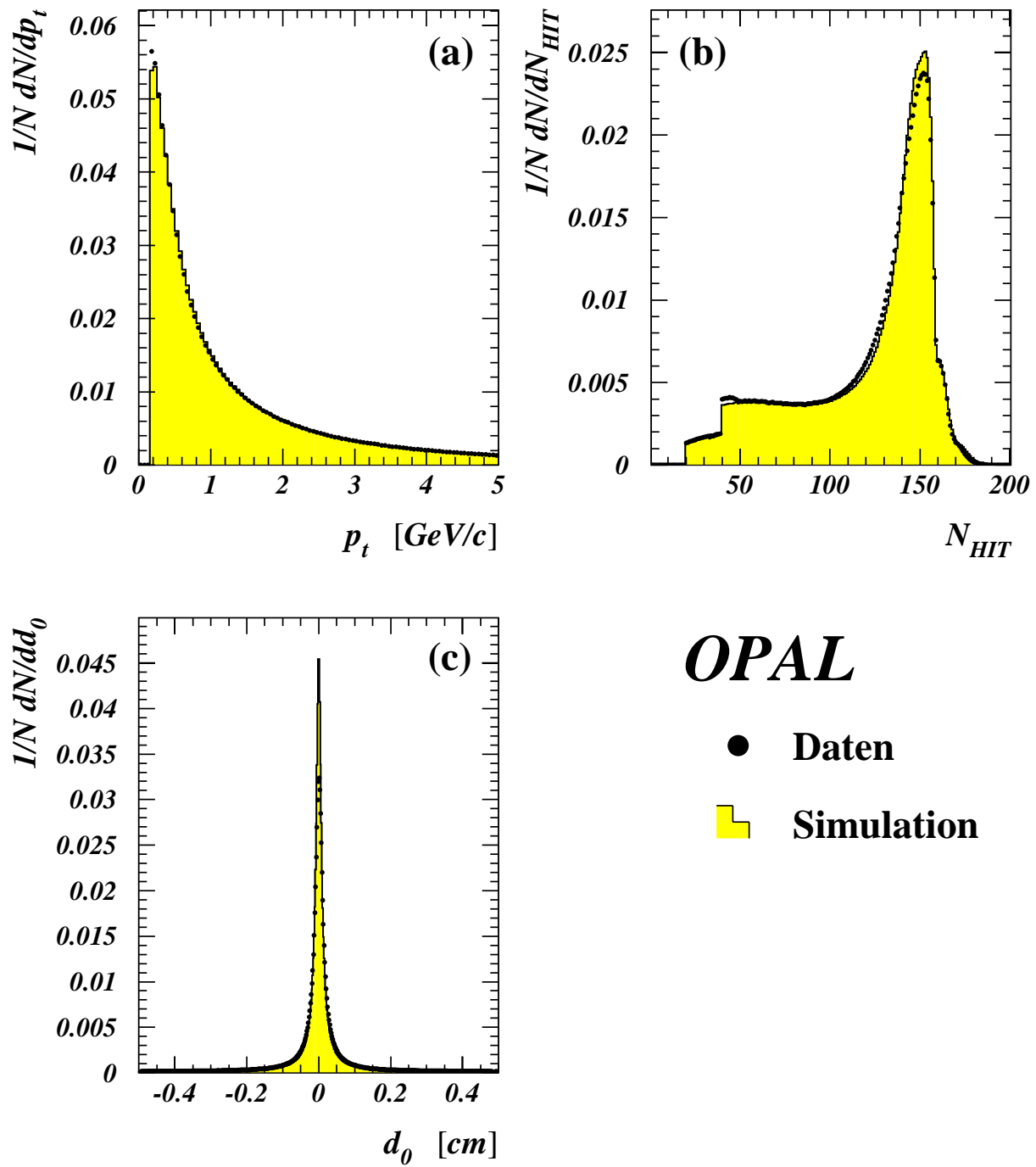


Abbildung 5.5: Vergleich der Spur-Schnittverteilungen für K_S^0 -Kandidaten in den OPAL-Daten und der Simulation.

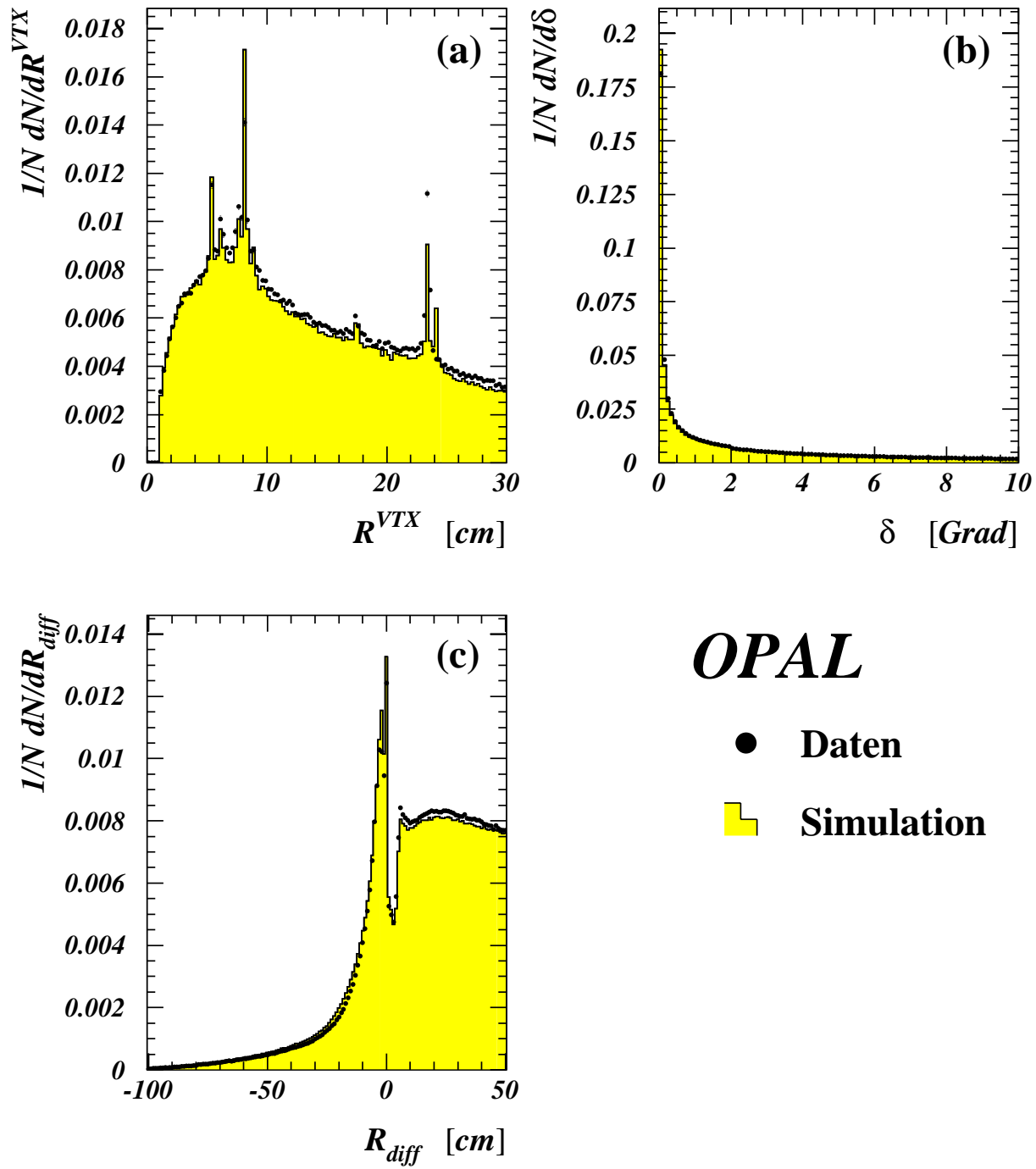


Abbildung 5.6: Vergleich der Spurkombinations-Schnittverteilungen für K_S^0 -Kandidaten in den OPAL-Daten und der Simulation.

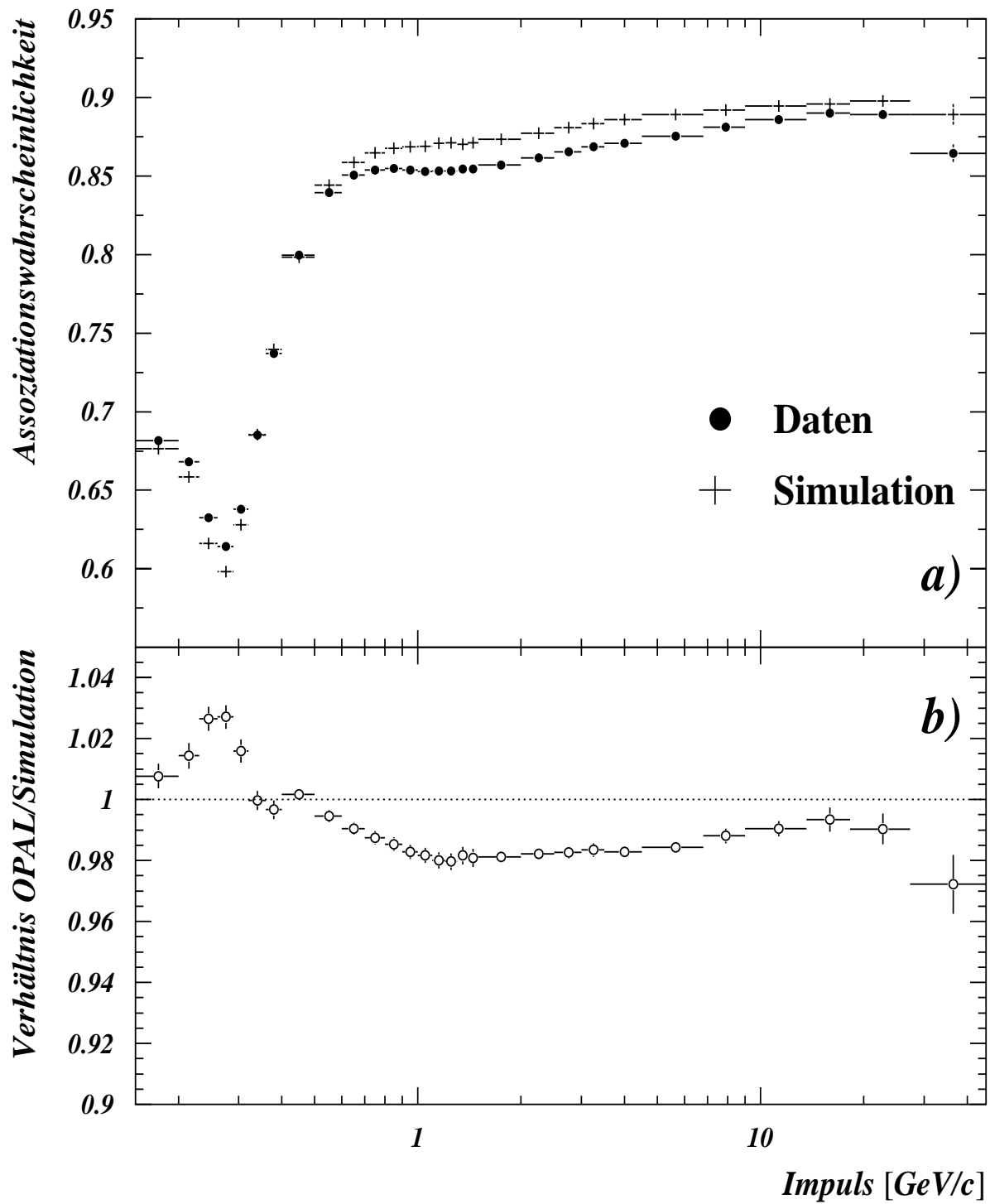


Abbildung 5.7: Die Assoziationswahrscheinlichkeiten von Spuren zu den Z-Kammern und zu den CJ-Endpunkten in OPAL-Daten und in der Simulation (a) und das Verhältnis beider Datensätze (b) als Funktion des Impulses der Spur.

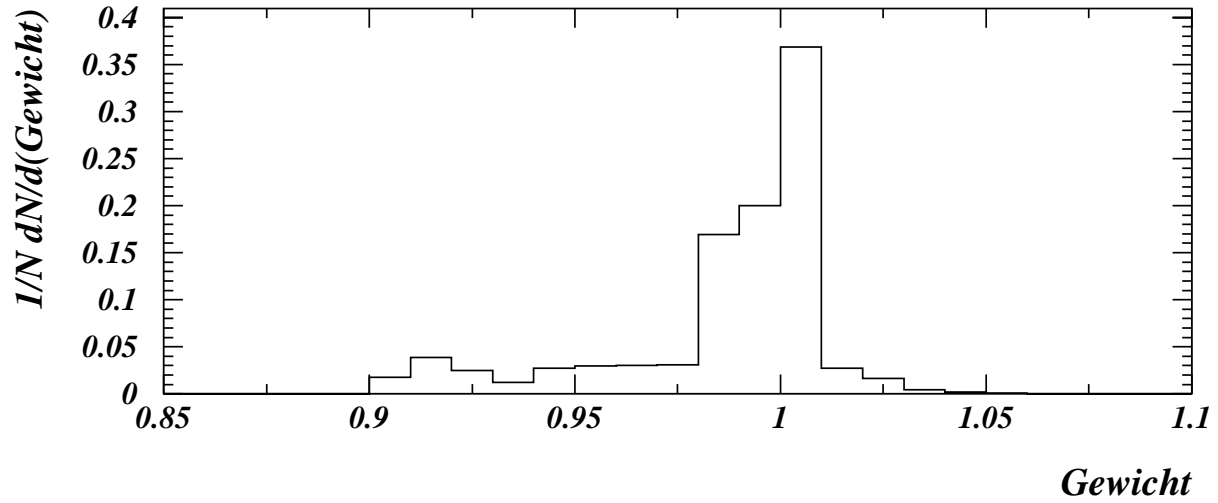


Abbildung 5.8: Die benutzten Gewichte der in den simulierten Daten rekonstruierten K_S^0 (siehe Text).

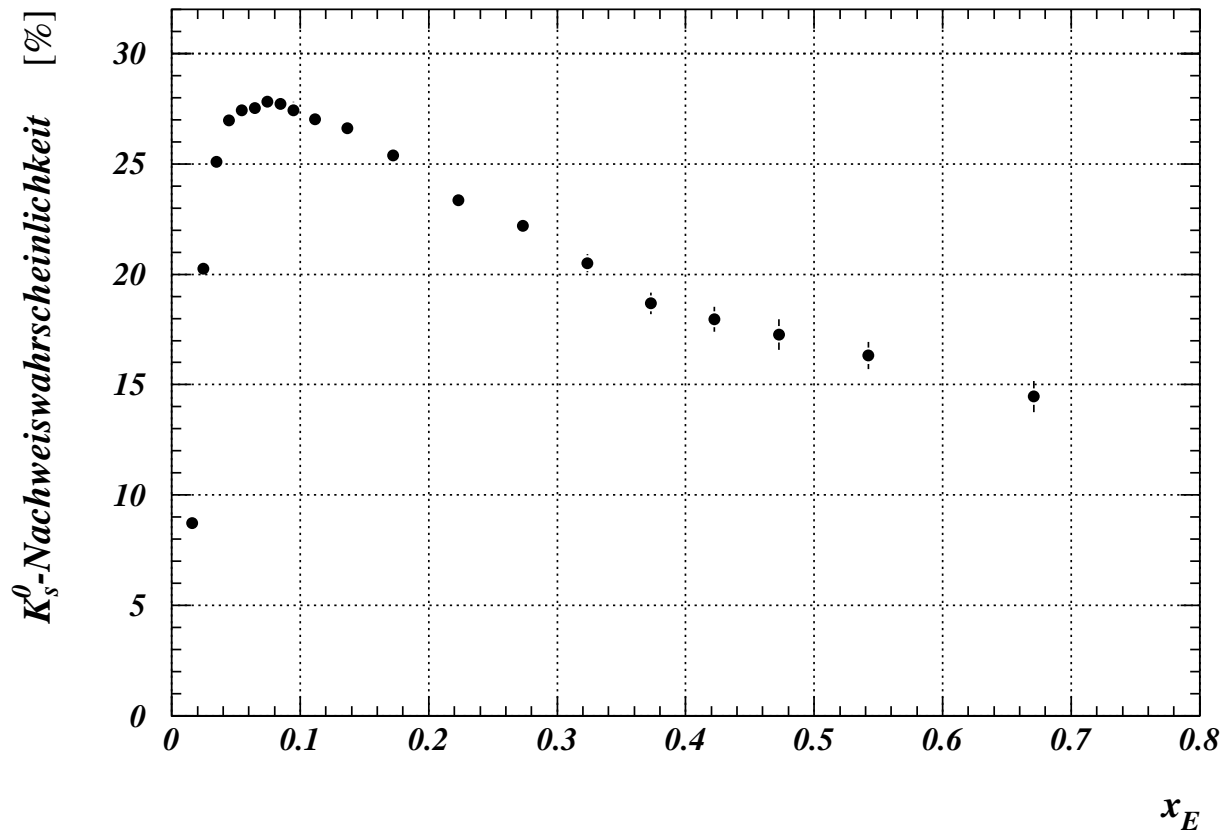


Abbildung 5.9: Die K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von x_E .

5.3 Studium systematischer Fehler

Bei der Messung des Wirkungsquerschnitts gibt es eine Reihe potentieller Quellen systematischer Unsicherheiten. Eine sorgfältige Diskussion der Systematik ist im Falle der Bestimmung der K^0 -Rate von besonderer Bedeutung, da aufgrund der großen Datenmenge (ca. 180 000 identifizierte K_S^0) der statistische Fehler sehr klein ($\mathcal{O}(0.3\%)$) ist.

In der Diskussion der systematischen Fehler soll zwischen dem Fehler der totalen Rate Δ^{Rate} und dem Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts Δ^{diff} , der im weiteren auch als „Bin-zu-Bin“-Fehler bezeichnet wird, unterschieden werden. Letzterer Fehler beschreibt die systematische Unsicherheit in der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts und erlaubt innerhalb des Fehlers jede Veränderung der Form des Spektrums bei der die totale K^0 -Rate unverändert bleibt. Als Beiträge zum systematischen Fehler werden folgende Quellen betrachtet:

1. Signal-Untergrund-Trennung.

Eine mögliche Ursache systematischer Fehler ergibt sich, wenn die in Abschnitt 5.1 beschriebene Zählmethode nicht in jedem Bin die Anzahl der echten K_S^0 rekonstruiert. Die mögliche Differenz kann nur mit Hilfe der simulierten Daten untersucht werden. Die Methode zur Abschätzung von Δ^{Rate} und Δ^{diff} basiert auf dem Studium der relativen differentiellen Abweichungen und soll für die Zählmethode exemplarisch diskutiert werden. Das Verfahren entspricht der Bildung von Mittelwert und Summe der quadratischen Abweichungen (RMS) des Verhältnisses bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Fehler und der Population in jedem Energiebin. Das x_E -abhängige Verhältnis der K^0 -Spektrums (echte K_S^0 -Anzahl / rekonstruierte K_S^0 -Anzahl) ist für die Simulation in Abb. 5.10a dargestellt. Man erkennt eine systematische Abweichung vor allem im Bereich kleiner x_E . Die 20 Werte für das Verhältnis in jedem einzelnen x_E -Bin können nun als Mittelwerte und Breiten von 20 Gaußfunktionen verstanden werden. Die Höhen der Gaußfunktionen werden so gewählt, daß die Fläche unter der Funktion der K^0 -Rate im jeweiligen x_E -Bin entspricht. Im nächsten Schritt werden die 20 Gaußfunktionen aufsummiert und an die resultierende Verteilung (siehe Abb. 5.10b) wieder eine Gaußfunktion angepaßt. Die Abweichung des Mittelwerts \bar{x} von 1.0 entspricht der Unsicherheit der K^0 -Rate in %. Die Breite σ_1 der Verteilung ist ein Maß für die Streuung der Werte des K^0 -Spektrums, die noch von den statistischen Fluktuationen beeinflusst wird. Um diese zu entfalten, wird die Prozedur noch einmal für das Verhältnis des K^0 -Spektrums zu sich selbst (rekonstruierte K_S^0 -Anzahl / rekonstruierte K_S^0 -Anzahl) wiederholt. Die so erhaltene Breite σ_2 reflektiert die statistische Auflösung der Datenmenge. Der systematische Bin-zu-Bin-Fehler ergibt sich dann zu $\Delta^{\text{diff}} = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}$.

Auf diese Weise ergibt sich ein systematischer Fehler der Zählmethode von 1.3% auf die K^0 -Rate und 1.6% auf die Form des Spektrums.

Eine Alternativmethode zur Berechnung des Untergrunds unter dem K_S^0 -Signal ist das sogenannte Seitenband-Verfahren. Es werden zwei Bänder mit der halben Breite des Signalbereichs links und rechts vom K_S^0 -Signal gewählt. Ein Beispiel ist für ein x_E -Bin in Abb. 5.11 gezeigt. Liegen die Bänder hinreichend weit vom K_S^0 -Peak entfernt und ist der Untergrund annähernd linear, so entspricht die Zahl der Einträge in den beiden Seitenbändern der Anzahl der Untergrundeignisse unter dem K_S^0 -Signal. Die Simulation zeigt, daß diese Methode genauso erfolgreich ist wie die Zählmethode. Der Unterschied der Resultate, dargestellt in Abb. 5.12, stellt somit eine systematische Unsicherheit dar. Aus dem Verhältnis der beiden Methoden Seitenband/Fit ergibt sich $\Delta^{\text{Rate}} = 1.7\%$ und $\Delta^{\text{diff}} = 2.0\%$.

Der Seitenband-Ansatz, der eine lineare Untergrundform voraussetzt, ist mit der Zählmethode, bei der eine Gerade an den Untergrund angepaßt wird, stark korreliert. Als Gesamtfehler der Signal-Untergrund-Trennung wird deshalb konservativ die größere der beiden Abweichungen angegeben: $\Delta^{\text{Rate}} = 1.7\%$ und $\Delta^{\text{diff}} = 2.0\%$.

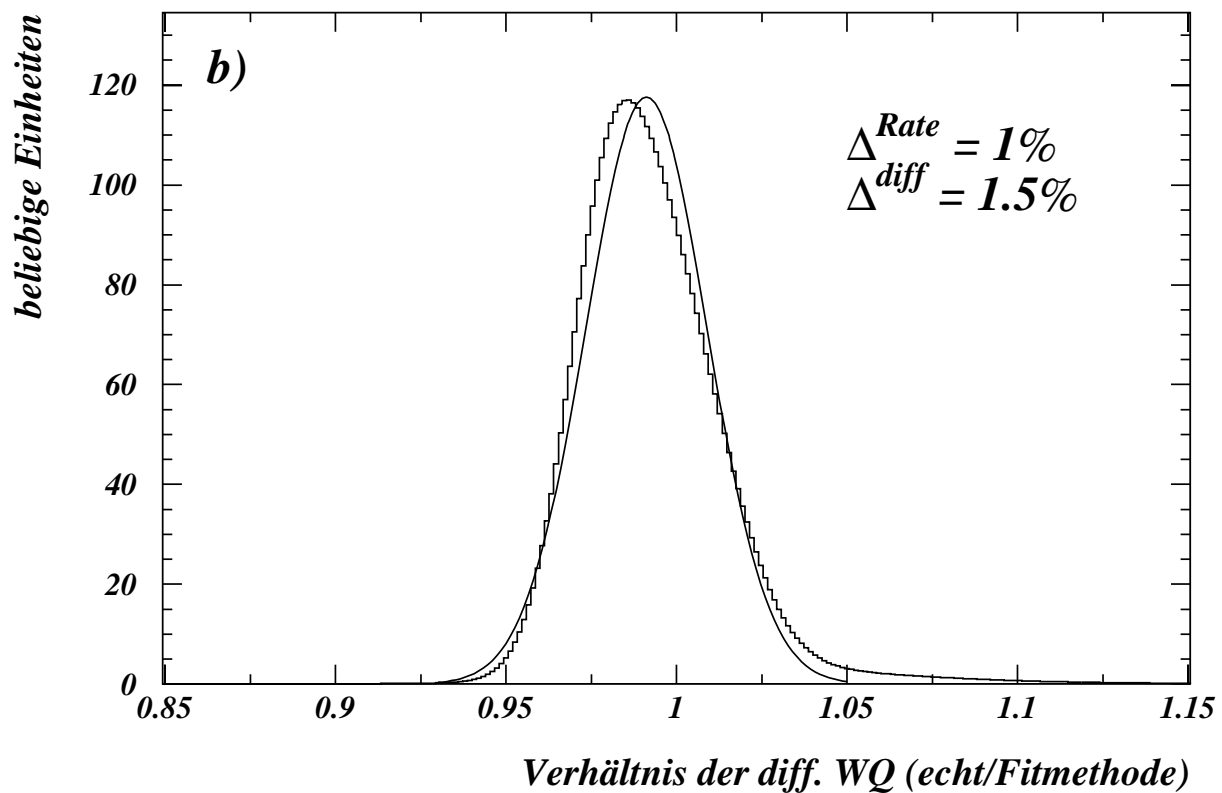
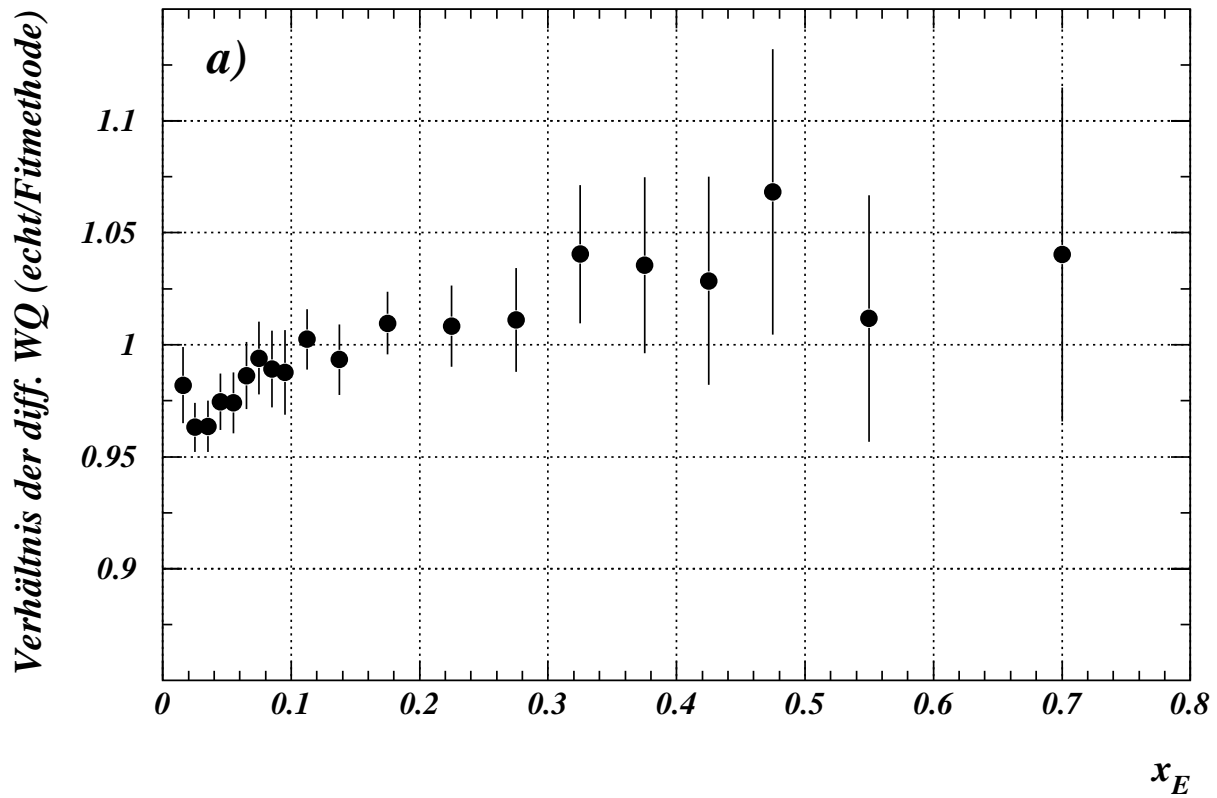


Abbildung 5.10: a) Relative Abweichung der mit der Zählmethode rekonstruierten Anzahl der K_S^0 von der echten Anzahl als Funktion von x_E aus simulierten Daten. b) Summe der durch das Verhältnis der echten zur rekonstruierten Anzahl der K_S^0 definierten Gaußfunktionen (siehe Text).

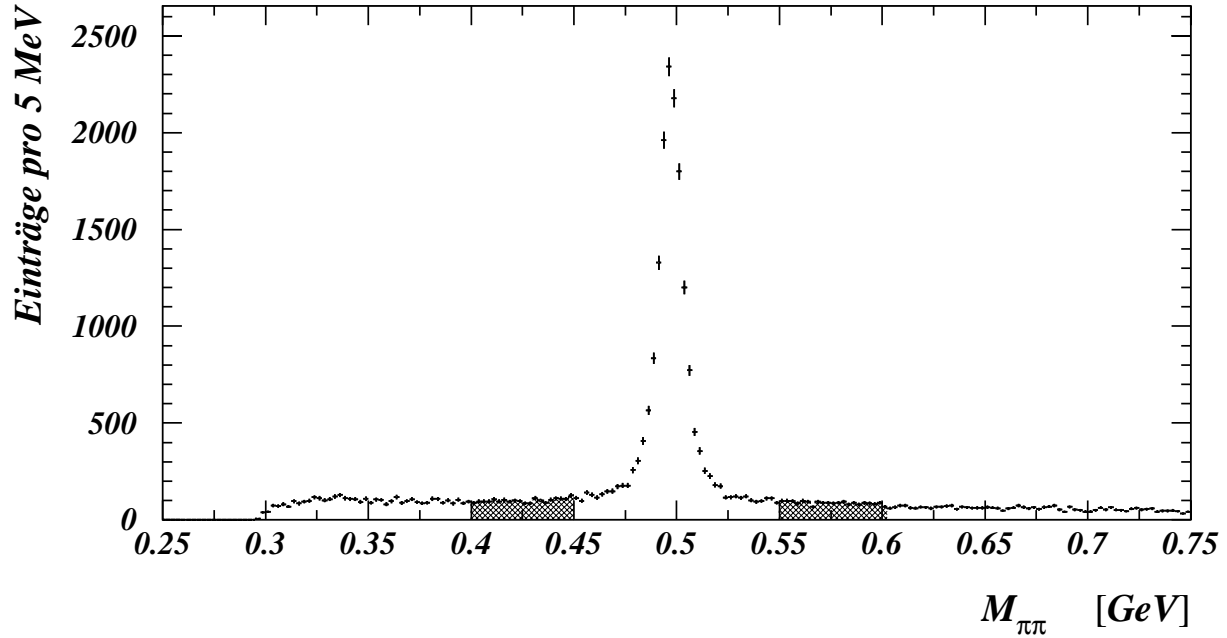


Abbildung 5.11: Beispiel für die Anwendung der Seitenbandmethode zur Untergrundabschätzung für das x_E -Bin $0.05 < x_E \leq 0.06$ in den OPAL-Daten. Die Seitenbänder sind schraffiert dargestellt.

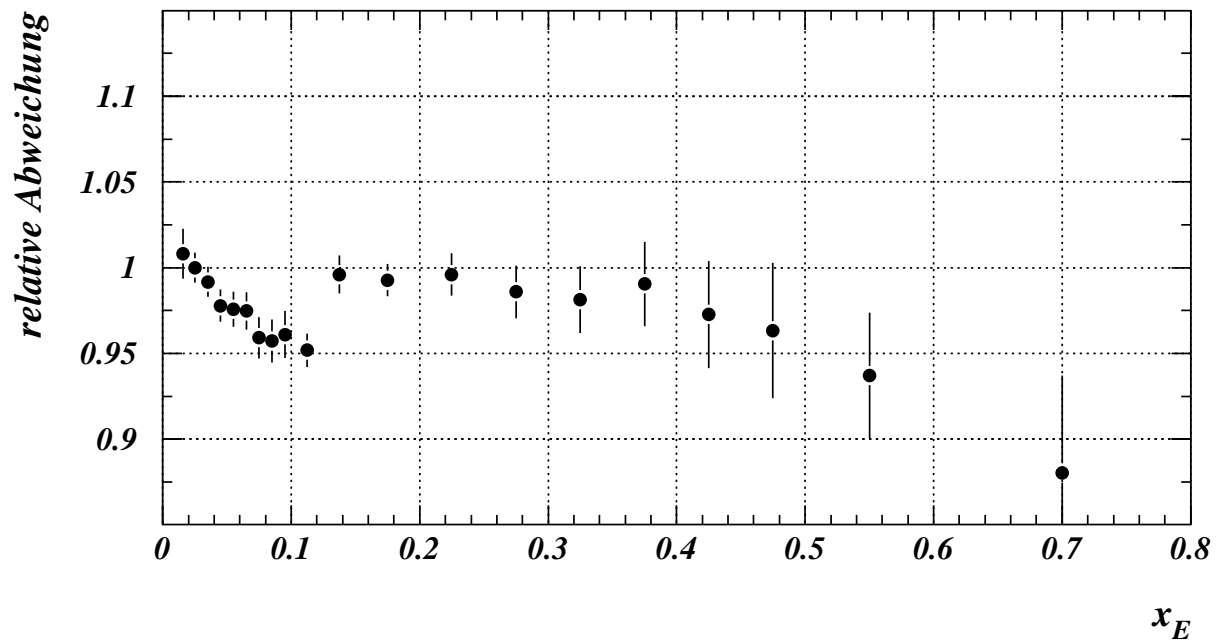


Abbildung 5.12: Auswirkung der Anwendung der Seitenbandmethode zur Untergrundabschätzung auf die x_E -Verteilung in den OPAL-Daten.

Schließlich wurden auch noch der Fitbereich, Lage und Breite der Seitenbänder und der Signalebereich variiert. Für keine dieser Variationen wurde eine Evidenz für einen Beitrag zum systematischen Fehler gefunden.

2. Korrektur der Assoziationswahrscheinlichkeiten.

In Abschnitt 5.2 wurden die Unterschiede zwischen Daten und Simulation in der Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Spur Z-Kammerhits oder einen CJ-Endpunkt besitzt, impulsabhängig diskutiert. Die Differenzen zeigen aber auch eine deutliche Abhängigkeit vom Polarwinkel θ der Spur. Führt man die Korrektur auf die Unterschiede in der Ansprechwahrscheinlichkeit nicht abhängig vom Impuls sondern abhängig von $\cos\theta$ durch, so zeigt das Verhältnis der Spektren den in Abb. 5.13 gezeigten Verlauf. Während die Rate unverändert bleibt, ergibt sich ein Bin-zu-Bin-Fehler von 2%.

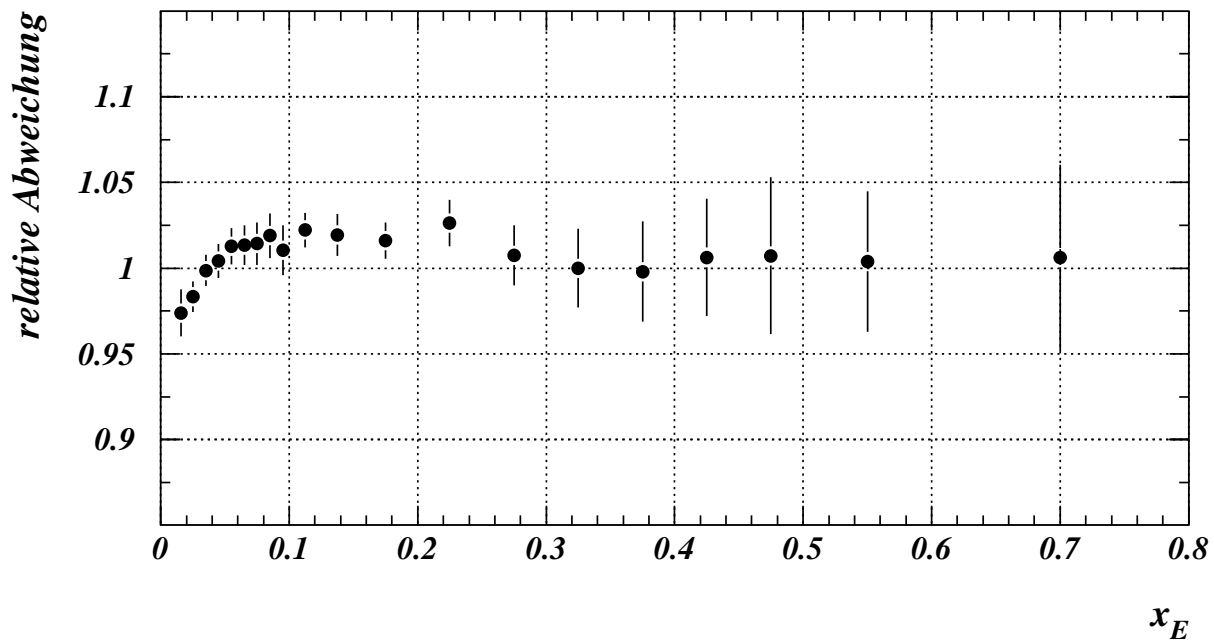


Abbildung 5.13: Auswirkung der Polarwinkel-abhängigen Korrektur der Z-Kammer-Ansprechwahrscheinlichkeit auf die x_E -Verteilung in den OPAL-Daten.

3. Unterschiede in den Schnittverteilungen.

In Abb. 5.5 und 5.6 wurden die Schnittverteilungen in den OPAL-Daten mit der Simulation verglichen. Bereits geringfügige Differenzen in diesen Größen können die Anzahl der durch diesen Schnitt verworfenen K_S^0 , und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit, beeinflussen. Die wichtigsten Schnitte zur K_S^0 -Selektion sind die auf d_0 , δ und R_{diff} . Sie haben den stärksten Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden diese Schnitte über einen weiten Bereich variiert. Für jede Variation wurde das unter 1) beschriebene Verfahren wiederholt.

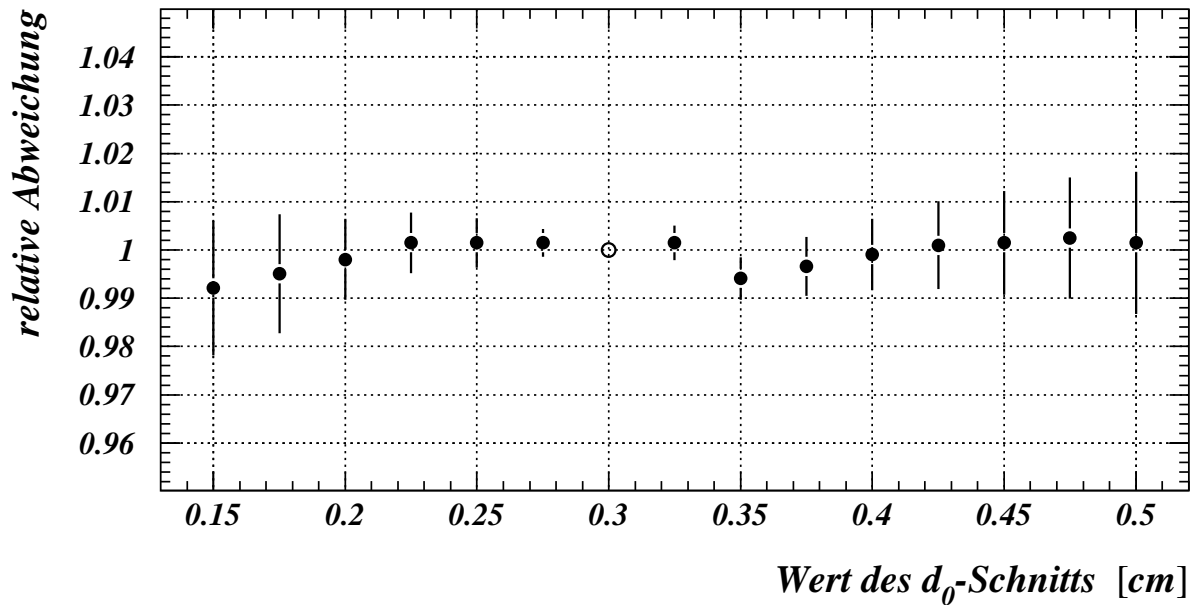


Abbildung 5.14: Auswirkung der Variation des d_0 -Schnitts auf die K^0 -Rate in den OPAL-Daten. Das offene Symbol zeigt den Normalwert des Schnitts, die geschlossenen Symbole zeigen das Resultat der Variation, die Abweichungen der Rate und die Streuungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

(a) d_0 [Schnitt: 0.3 cm, Variation: 0.1 – 0.5 cm]

In Abb. 5.14 ist das Resultat der Variation dieses Schnitts, die Abweichungen der Rate und die Streuungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts, gegen den Wert des d_0 -Schnitts aufgetragen. Es ist kein systematischer Effekt zu erkennen. Da die d_0 -Verteilung für echte K_S^0 , wie in Kap. 4.2 diskutiert, sehr viel breiter ist als für den Untergrund, ist es auch nicht überraschend, daß die geringfügige Überschätzung der Auflösung in der Simulation keinen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit hat.

(b) δ [Schnitt: 2° , Variation $1 - 5^\circ$]

Abbildung 5.15 zeigt eine deutliche Abhängigkeit der Rate und Streuung vom gewählten δ -Schnitt. Durch die Überschätzung der δ -Auflösung in der Simulation wird die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Werten des δ -Schnitts zu groß simuliert und damit eine zu kleine K^0 -Rate rekonstruiert. Bei größeren Schnitt-Werten wird durch die Selektion mehr Untergrund akzeptiert. Dieser verteilt sich im Massenspektrum weniger flach. Die Zählmethode, in der an das Spektrum außerhalb des Signalbereichs eine Gerade anpaßt wird, ist für diese Untergrundform weniger geeignet. Sie unterschätzt den Untergrund im Signalbereich und zählt zunehmend mehr misidentifizierten Untergrund zum Signal. Im Gegensatz dazu wird $N_{\text{rekonstruiert}}^{K_S^0}$ in der Simulation durch einfaches Auszählen der echten K_S^0 bestimmt und ist somit unabhängig von der Untergrundform. Daher führt die Zählmethode zu einer zu hohen K^0 -Rate in den Daten. Die resultierenden Fehler betragen $\Delta^{\text{Rate}} = 0.8\%$ und $\Delta^{\text{diff}} = 2.8\%$.

(c) R_{diff} [Schnitt: 3 cm, Variation 1 – 10 cm]

Auch für diesen Schnitt ist in Abb. 5.16 ein, wenn auch schwächerer, systematischer Effekt zu erkennen. Für große Werte des R_{diff} -Schnitts findet die Selektion in einem Bereich statt, in dem, wie in Abb. 5.6c zu sehen, die Daten stets über der Simulation liegen. Entsprechend werden die Verluste durch diesen Schnitt zunehmend von der Simulation unterschätzt und

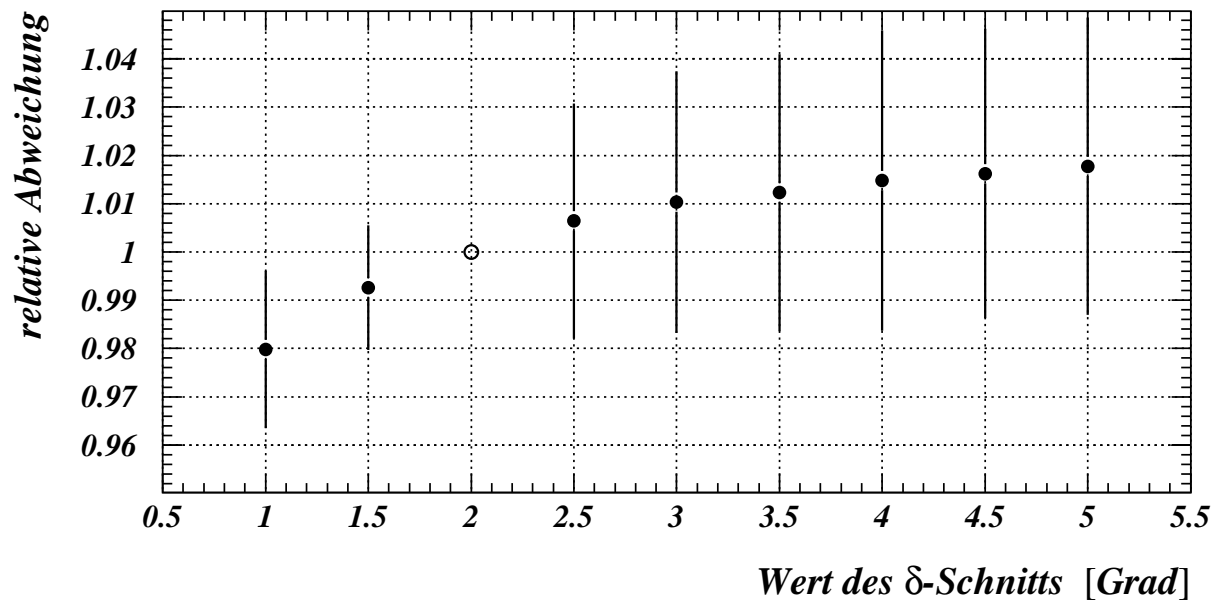


Abbildung 5.15: Auswirkung der Variation des δ -Schnitts auf die K^0 -Rate in den OPAL-Daten. Das offene Symbol zeigt den Normalwert des Schnitts, die geschlossenen Symbole zeigen das Resultat der Variation, die Abweichungen der Rate und die Streuungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

damit eine zu kleine K^0 -Rate in den Daten gefunden. Die Abweichungen äußern sich als 0.5% Fehler der Rate und als 0.9% Bin-zu-Bin-Fehler.

Durch quadratische Addition ergibt sich der Gesamtfehler aus den Mängeln in der Detektorsimulation zu $\Delta^{\text{Rate}} = 0.9\%$ und $\Delta^{\text{diff}} = 2.9\%$.

4. Statistischer Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die endliche Statistik des simulierten Datensatzes verursacht einen statistischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit, der als systematische Unsicherheit der Resultate berücksichtigt wird. Während die resultierende Unsicherheit in der K^0 -Rate nur 0.2% beträgt, schlägt sich die Tatsache, daß die simulierte Datenmenge kleiner als der untersuchte OPAL-Datensatz ist, als x_E -abhängiger Bin-zu-Bin-Fehler von 0.8 - 4.9% nieder. Somit ist für $x_E > 0.3$ der statistische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit der dominante Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

5. Wahl des Fragmentationsmodells.

Im Grenzfall der perfekten Beschreibung der Daten durch die Simulation sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit unabhängig vom gewählten Fragmentationsmodell sein. In der Wirklichkeit jedoch können Unterschiede zwischen den Generatorvorhersagen zu Abweichungen in den berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten führen. Wird z.B. die Teilchendichte innerhalb der Jets von einem Generator überschätzt, so ist in der Simulation die Suche nach aufgelösten Sekundärvertices erschwert und die resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit zu niedrig. Um diese Unsicherheit abzuschätzen, werden Datensätze benötigt, die mit verschiedenen Fragmentationsmodellen (JETSET, HERWIG, ARIADNE [45], ...) bei voller Detektorsimulation generiert wurden. Wie in Kap. 3.3 dargestellt, stand der vorliegenden Studie nur ein vollständig simulierter Datensatz in ausreichender Statistik zur Verfügung. Bei ihm wurde JETSET als Eingabe benutzt. Der deutlich kleinere vollständig simulierte HERWIG-Datensatz von nur etwa 400000 Ereignissen kann allenfalls zu einer groben Abschätzung des zu erwartenden Fehlers dienen. Das Verhältnis der

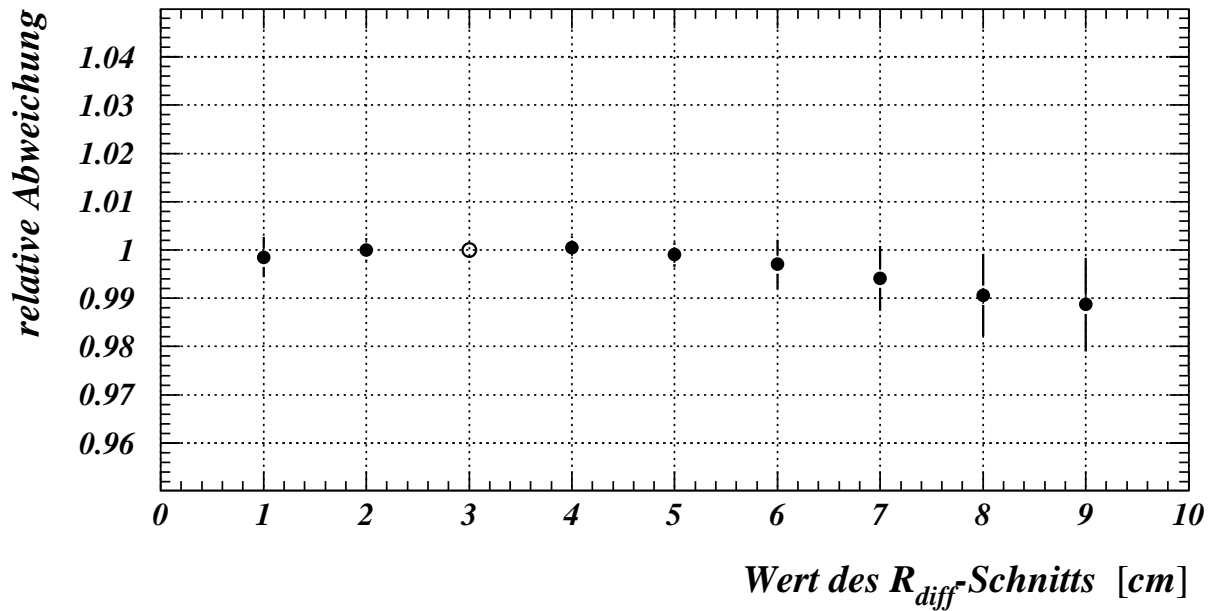


Abbildung 5.16: Auswirkung der Variation des R_{diff} -Schnitts auf die K^0 -Rate in den OPAL-Daten. Das offene Symbol zeigt den Normalwert des Schnitts, die geschlossenen Symbole zeigen das Resultat der Variation, die Abweichungen der Rate und die Streuungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Nachweiswahrscheinlichkeiten, die mit HERWIG und JETSET berechnet wurden, ist in Abb. 5.17 dargestellt. Es zeigt innerhalb der Fehler keine x_E -Abhängigkeit. Der Mittelwert hingegen ist in HERWIG um 3% niedriger als in JETSET. Diese Studie zeigt in Abschnitt 5.4, daß der von HERWIG vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt deutlich zu weich ist. Das führt zu einer Überschätzung der Verluste durch die Schnitte auf den Transversalimpuls der Zerfallsprodukte und den Radius des Sekundärvertex. Darüberhinaus zeigten bereits frühere Studien zu Energieflußdichten in Jets [46] und zur korrelierten Produktion von seltsamen Teilchen [8, 47], daß HERWIG im Gegensatz zu JETSET nicht in der Lage ist, die OPAL-Daten ausreichend gut zu beschreiben. Aus diesen Gründen kann die beobachtete Abweichung von 3% nicht als systematischer Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit angesehen werden. Somit kann die systematische Unsicherheit aufgrund der Wahl des Fragmentationsmodells nicht sinnvoll abgeschätzt werden und ist im letztendlich zitierten systematischen Fehler nicht enthalten.

6. Extrapolation in den unbeobachteten Bereich.

Zur Berechnung der totalen K^0 -Rate muß der differentielle Wirkungsquerschnitt integriert und mit Hilfe des JETSET-Generators in den der Analyse nicht zugänglichen kinematischen Bereich ($x_E < 0.0114$ und $x_E > 0.8$) extrapoliert werden. Die Vorhersagen von JETSET und HERWIG für den Anteil der im unbeobachteten Bereich erzeugten K^0 unterscheiden sich auf Generatorebene relativ um 10%. Da die Korrektur selbst nur 0.4% beträgt, ergibt sich $\Delta^{\text{Rate}} = 0.04\%$.

Die verschiedenen Fehlerquellen werden als voneinander unabhängig betrachtet und deshalb die Fehlerbeiträge, die noch einmal in Tab. 5.3 aufgelistet sind, quadratisch addiert. Der Gesamtfehler ergibt sich zu $\Delta^{\text{Rate}} = 2\%$ und $\Delta^{\text{diff}} = 4.1\%$. Der x_E -abhängige Bin-zu-Bin-Fehler von 0.8 - 4.9% aufgrund des statistischen Fehlers der Nachweiswahrscheinlichkeit ist darin noch nicht enthalten und muß zu Δ^{diff} addiert werden.

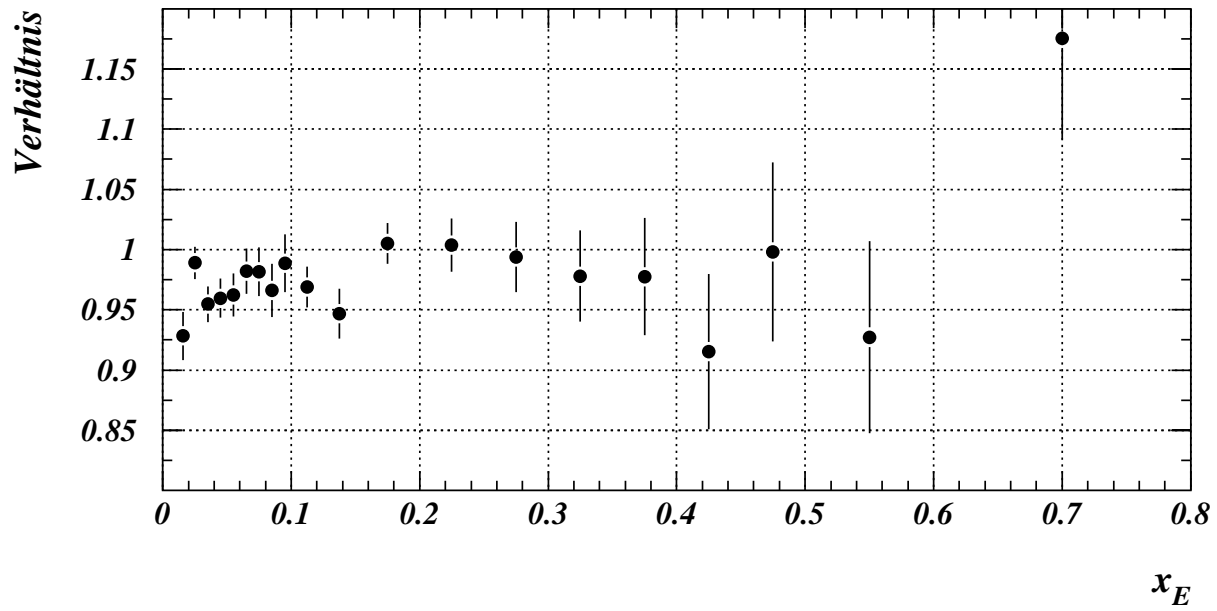


Abbildung 5.17: Verhältnis der mit HERWIG und JETSET berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten abhängig von x_E .

Fehlerquelle	Fehler der K^0 -Rate	Bin-zu-Bin-Fehler
Signal-Untergrund-Trennung	$\pm 1.7\%$	$\pm 2.0\%$
Assoziationswahrscheinlichkeiten	$\pm 0.0\%$	$\pm 2.0\%$
Mängel der Detektorsimulation	$\pm 0.9\%$	$\pm 2.9\%$
Statistischer Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit	$\pm 0.2\%$	$\pm (0.8 - 4.9)\%$
Extrapolation	$\pm 0.04\%$	—
Gesamtfehler der K^0 -Rate	$\pm 2.0\%$	

Tabelle 5.3: Systematische Fehler des K^0 -Wirkungsquerschnitts.

5.4 Resultate

Nach der Korrektur der energieabhängigen K_S^0 -Verteilungen (Tab. 5.1 und 5.2) durch die K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit können der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Zusätzlich sind die resultierenden differentielle Verteilungen auf die K_S^0 -Produktion im nicht beobachteten $\pi^0\pi^0$ -Kanal, die K_L^0 -Produktion und die Binbreiten zu korrigieren. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann als

$$\frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma}{dx_E} = \frac{1}{N_{\text{had}}} \frac{dN_{K^0}}{dx_E} ,$$

wobei σ_{had} für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt und N_{had} für die Anzahl der analysierten hadronischen Z^0 -Zerfälle steht (siehe Tab. 5.4 und Abb. 5.18). Durch Integration des Spektrums erhält man dann die K^0 -Rate, die noch auf den Anteil der K^0 -Produktion im unbeobachteten Bereich ($x_E < 0.0114$ und $x_E > 0.8$) zu korrigieren ist. Mit Hilfe des JETSET-Generators wird diese Korrektur zu 0.4% abgeschätzt.

Damit ergibt sich die totale K^0 -Rate² zu $1.990 \pm 0.006 \pm 0.040 K^0$ pro hadronischem Z^0 -Zerfall. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehler mit der vorherigen OPAL-Messung [7] von $2.10 \pm 0.02 \pm 0.14 K^0$ überein, die nur auf den 1990er Daten beruhte. Der Trend zu einer etwas niedrigeren K^0 -Rate wurde in den 1991er OPAL-Daten bereits in Ref. [1] beobachtet, wo eine Rate von $2.00 \pm 0.01 \pm 0.10 K^0$ pro hadronischem Z^0 -Zerfall gefunden wurde.

x_E	x_{lw}	$(1/\sigma_{\text{had}}) d\sigma/dx_E$	x_E	x_{lw}	$(1/\sigma_{\text{had}}) d\sigma/dx_E$
0.0114 - 0.02	0.014	25.4 \pm 0.4 \pm 1.1	0.125 - 0.15	0.136	4.43 \pm 0.05 \pm 0.19
0.02 - 0.03	0.025	24.3 \pm 0.2 \pm 1.0	0.15 - 0.20	0.172	3.06 \pm 0.03 \pm 0.13
0.03 - 0.04	0.035	19.1 \pm 0.2 \pm 0.8	0.20 - 0.25	0.223	1.92 \pm 0.02 \pm 0.08
0.04 - 0.05	0.045	15.3 \pm 0.1 \pm 0.6	0.25 - 0.30	0.273	1.25 \pm 0.019 \pm 0.055
0.05 - 0.06	0.055	13.0 \pm 0.13 \pm 0.54	0.30 - 0.35	0.323	0.849 \pm 0.016 \pm 0.039
0.06 - 0.07	0.065	11.0 \pm 0.12 \pm 0.46	0.35 - 0.40	0.373	0.572 \pm 0.014 \pm 0.028
0.07 - 0.08	0.075	9.24 \pm 0.11 \pm 0.39	0.40 - 0.45	0.424	0.389 \pm 0.012 \pm 0.020
0.08 - 0.09	0.085	8.36 \pm 0.10 \pm 0.36	0.45 - 0.50	0.474	0.250 \pm 0.009 \pm 0.014
0.09 - 0.10	0.095	6.92 \pm 0.09 \pm 0.30	0.50 - 0.60	0.549	0.161 \pm 0.005 \pm 0.009
0.10 - 0.125	0.111	5.66 \pm 0.05 \pm 0.24	0.60 - 0.80	0.689	0.050 \pm 0.002 \pm 0.003

Tabelle 5.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für K^0 -Produktion als Funktion von x_E . Die angegebenen Fehler geben den kombinierten statistischen und systematischen Bin-zu-Bin-Fehler wieder. Der Fehler der totalen K^0 -Rate von 2% ist als Normierungsfehler zu addieren. Die Position der Datenpunkte in jedem x_E -Bin, x_{lw} , wurde entsprechend der in Ref. [53] beschriebenen Prozedur berechnet.

Die Rate und der differentielle Wirkungsquerschnitt sind in Tab. 5.5 und Abb. 5.18 mit den Vorhersagen der JETSET- und HERWIG-Generatoren verglichen. JETSET überschätzt die K^0 -Produktion leicht mit einer Rate von 2.13, während die HERWIG Vorhersage von 2.34 K^0 deutlich über der Messung liegt.

²Wenn in dieser Studie zwei Fehler angegeben sind, ist immer der erste Fehler statistisch und der zweite systematisch.

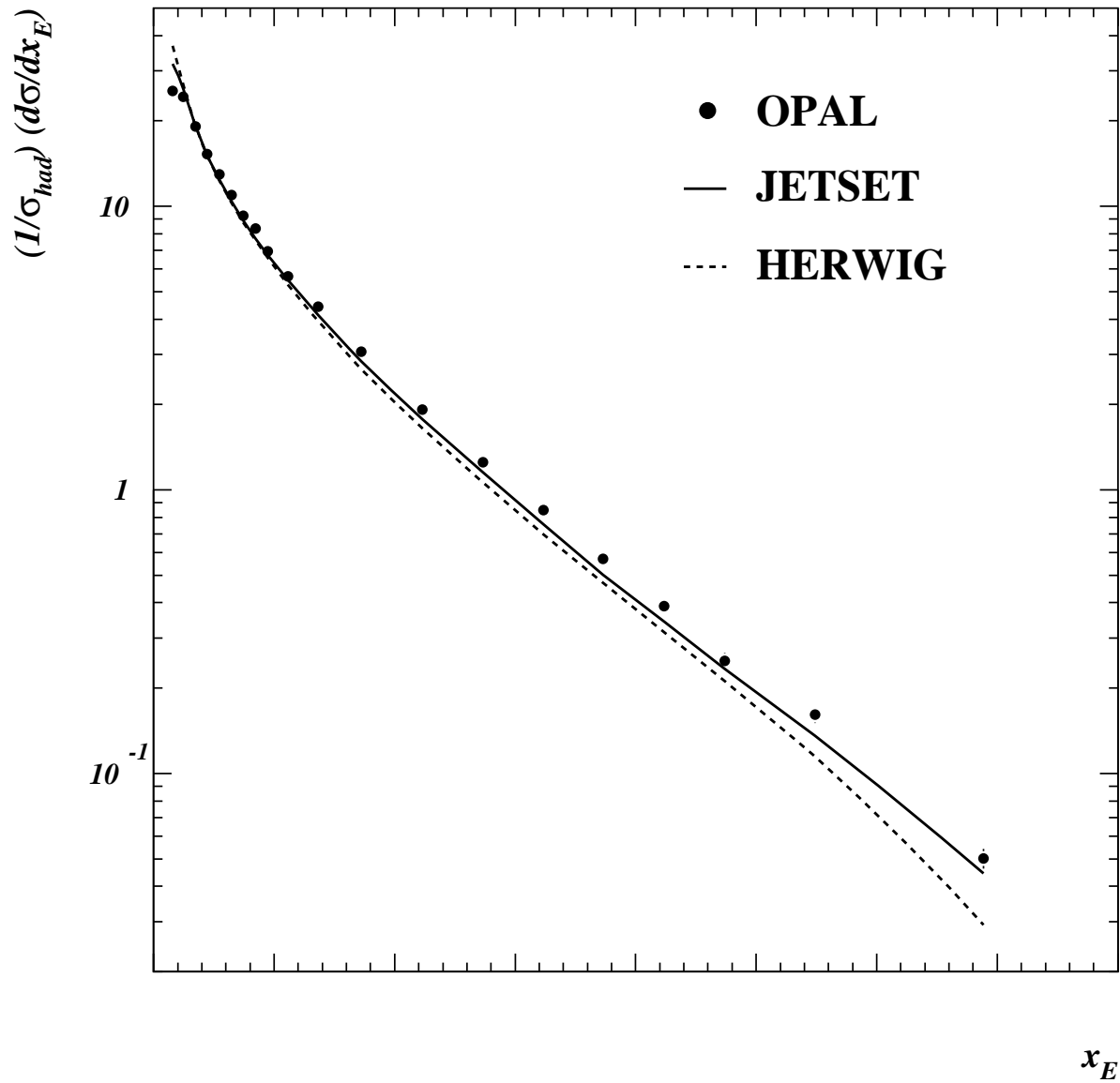


Abbildung 5.18: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für K^0 -Produktion als Funktion der skalierten Energie x_E . Die K^0 -Raten der Generatoren wurden auf die gemessene Rate normiert. Die Fehlerbalken geben den kombinierten statistischen und systematischen Bin-zu-Bin-Fehler der Meßpunkte an. Der Fehler der K^0 -Rate von 2% ist als Normierungsfehler zu addieren.

	OPAL	JETSET	HERWIG
K^0 -Rate	1.99 ± 0.04	2.13	2.34
ξ_{\max}	2.71 ± 0.04	2.82 ± 0.01	2.82 ± 0.01

Tabelle 5.5: Die totale K^0 -Rate und das Maximum der ξ -Verteilung für die Messung und die Simulation. Statistische und systematische Fehler wurden für die Rate quadratisch addiert, während für ξ_{\max} nur der Fehler des Fits angegeben ist.

Ein Vergleich der Form des x_E -Spektrums ist in Abb. 5.18 gezeigt, wobei die K^0 -Raten der Generatoren auf die gemessene Rate normiert wurden. Es ist zu erkennen, daß das von den Generatoren vorhergesagte Spektrum zu weich ist, in HERWIG noch deutlicher als in JETSET. Diese Beobachtung wird in Abb. 5.19 deutlicher. Hier ist die Differenz zwischen den Generatorvorhersagen und der Messung in Einheiten des kombinierten statistischen und Bin-zu-Bin systematischen Fehlers der Datenpunkte in jedem Bin aufgetragen. Quadriert man diese Werte und summiert über alle Bins, so ergibt sich ein χ^2 für den Daten - Fragmentationsmodell Vergleich. Es ergibt sich $\chi^2(\text{OPAL} - \text{JETSET}) = 73$ und $\chi^2(\text{OPAL} - \text{HERWIG}) = 238$ für jeweils 19 Freiheitsgrade.



Abbildung 5.19: Differenz zwischen der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Generatorvorhersage in Einheiten des Fehlers der Meßpunkte.

Diese große Diskrepanz ist, zumindest zum Teil, darauf zurückzuführen, daß die freien Parameter der Fragmentationsmodelle bei OPAL nur an globale Ereignisvariablen [19] und nicht an die gemessenen Teilchenraten und -spektren angepaßt wurden. Somit ist das Resultat der Simulation auch vom Anpassungsprozeß abhängig, was in Tab. 5.7 zu erkennen ist. Die Vorhersagen der Generatoren unterscheiden sich für die verschiedenen LEP-Experimente, die unterschiedliche Anpassungsverfahren verwenden, deutlich und sind teilweise in sehr guter Übereinstimmung mit der jeweiligen Messung. So

läßt sich die K^0 -Rate in JETSET in exakte Übereinstimmung mit der Messung bringen, wenn nur ein Parameter, die Unterdrückung der s -Quark-Produktion aus dem See, von seinem voreingestellten Wert (0.30) auf 0.267 gesenkt wird. Die Diskrepanz in der Form des Energiespektrums wird dadurch jedoch kaum beeinflußt. Wünschenswert ist vielmehr ein Ansatz der Prozedur, der die ganze Vielfalt der gemessenen Teilchenraten und -spektren in Z^0 -Zerfällen bei der Anpassung der freien Parameter der JETSET- und HERWIG-Modelle nutzt. Ein erster Versuch in dieser Richtung bei OPAL [48] verbesserte die Übereinstimmung von JETSET mit den gemessenen Daten deutlich, wobei durch die Berücksichtigung der Messung des differentiellen K^0 -Wirkungsquerschnitts auch das K^0 -Energiespektrum besser beschrieben werden konnte.

ξ	$(1/\sigma_{\text{had}}) d\sigma/d\xi$	ξ	$(1/\sigma_{\text{had}}) d\sigma/d\xi$
0.2 - 0.4	$0.025 \pm 0.002 \pm 0.001$	3.0 - 3.2	$0.667 \pm 0.007 \pm 0.036$
0.4 - 0.6	$0.061 \pm 0.002 \pm 0.003$	3.2 - 3.4	$0.645 \pm 0.008 \pm 0.034$
0.6 - 0.8	$0.111 \pm 0.003 \pm 0.006$	3.4 - 3.6	$0.574 \pm 0.008 \pm 0.031$
0.8 - 1.0	$0.177 \pm 0.004 \pm 0.010$	3.6 - 3.8	$0.517 \pm 0.008 \pm 0.027$
1.0 - 1.2	$0.267 \pm 0.005 \pm 0.014$	3.8 - 4.0	$0.459 \pm 0.008 \pm 0.024$
1.2 - 1.4	$0.346 \pm 0.005 \pm 0.018$	4.0 - 4.2	$0.356 \pm 0.008 \pm 0.019$
1.4 - 1.6	$0.421 \pm 0.006 \pm 0.022$	4.2 - 4.4	$0.291 \pm 0.009 \pm 0.015$
1.6 - 1.8	$0.510 \pm 0.006 \pm 0.027$	4.4 - 4.6	$0.194 \pm 0.008 \pm 0.011$
1.8 - 2.0	$0.576 \pm 0.006 \pm 0.031$	4.6 - 4.8	$0.128 \pm 0.009 \pm 0.007$
2.0 - 2.2	$0.628 \pm 0.006 \pm 0.034$	4.8 - 5.0	$0.094 \pm 0.008 \pm 0.005$
2.2 - 2.4	$0.679 \pm 0.007 \pm 0.036$	5.0 - 5.2	$0.090 \pm 0.009 \pm 0.005$
2.4 - 2.6	$0.702 \pm 0.007 \pm 0.037$	5.2 - 5.4	$0.040 \pm 0.006 \pm 0.002$
2.6 - 2.8	$0.710 \pm 0.007 \pm 0.038$	5.4 - 5.6	$0.034 \pm 0.008 \pm 0.002$
2.8 - 3.0	$0.696 \pm 0.007 \pm 0.037$		

Tabelle 5.6: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für K^0 -Produktion als Funktion von ξ . Die angegebenen Fehler geben den kombinierten statistischen und systematischen Bin-zu-Bin-Fehler wieder. Der Fehler der K^0 -Rate von 2% ist als Normierungsfehler zu addieren.

Die Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts abhängig von $\ln(1/x_p)$, siehe in Tab. 5.6 und Abb. 5.20, ist im weiteren von besonderem Interesse. Sie hebt im Vergleich zum x_E -Spektrum die kleinen und mittleren K^0 -Energien hervor und ist wegen der linearen Skala und der äquidistanten Bins auch besonders geeignet für den Vergleich verschiedener Datensätze. Darüberhinaus existieren für die Form des ξ -Spektrums und die Position des Maximums der Verteilung ξ_{max} QCD Rechnungen im Rahmen der „Modified Leading Log Approximation“ (MLLA) [49]. Unter der Annahme der lokalen Parton-Hadron-Dualität (LPHD) [50] kann damit direkt auf das Gluon-Energiespektrum geschlossen werden. Der analytische QCD-Ausdruck für das ξ -Spektrum, das „Limited Spectrum“ [51], ist jedoch kompliziert in der Anpassung an die gemessene Verteilung und gilt streng nur für leichte Teilchen (Pionen).

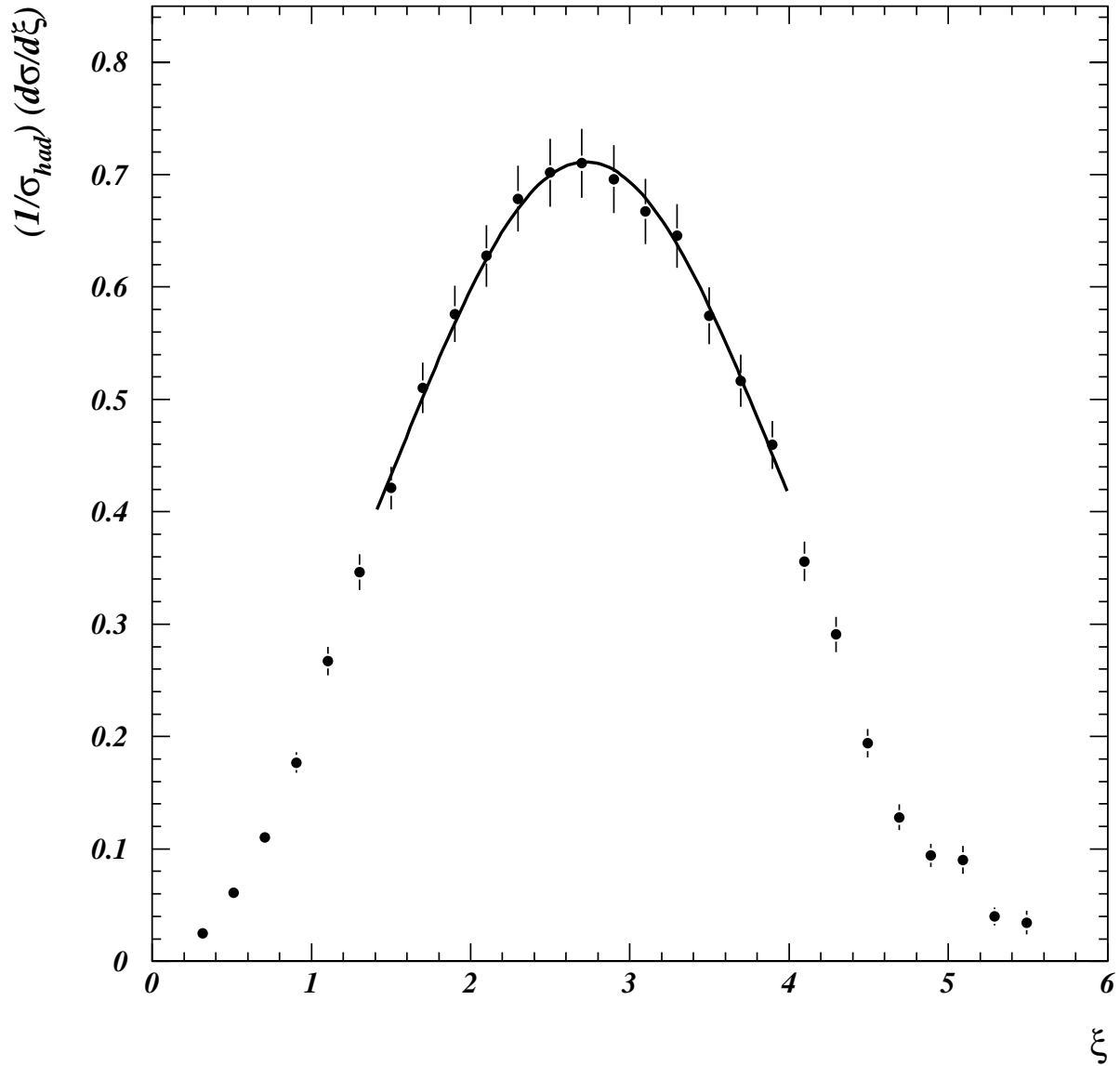


Abbildung 5.20: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für K^0 -Produktion als Funktion von $\xi = \ln(1/x_p)$. Die Fehlerbalken geben den kombinierten statistischen und systematischen Bin-zu-Bin-Fehler der Meßpunkte an. Der Fehler der K^0 -Rate von 2% ist als Normierungsfehler zu addieren. Die eingezeichnete Funktion zeigt das Resultat eines Gaußfits an die Verteilung.

Die Position des Maximums läßt sich aber auch durch die Anpassung einer einfachen Gaußfunktion an das Spektrum im Bereich des Maximums, motiviert in Ref. [52], bestimmen. Ein Gaußfit an das gemessene ξ -Spektrum im Bereich $|\xi - \xi_{\max}| < 1.2$ liefert einen Wert von $\xi_{\max} = 2.71 \pm 0.04$. Dieser Wert ist niedriger als das in Ref. [7] publizierte OPAL-Resultat für die 1990er Daten, $\xi_{\max} = 2.91 \pm 0.04$, welches durch den Fit des „Limited Spectrum“-Ausdrucks gewonnen wurde. Paßt man stattdessen eine Gaußfunktion an die damals publizierte Daten an, so ergibt sich $\xi_{\max} = 2.82 \pm 0.06$, in Übereinstimmung mit dem neuen Wert. Alle angegebenen Fehler sind nur statistisch.

Die hier vorgestellten Resultate werden im folgenden mit den anderen publizierten Messungen zur K^0 - und K^\pm -Produktion in Z^0 -Zerfällen verglichen.

5.5 Vergleich mit vorherigen Messungen zur K^0 -Produktion

Die publizierten Messungen zur K^0 -Produktion in Z^0 -Zerfällen sind in Tab. 5.7 zusammengefaßt. Es ist zu erkennen, daß alle Messungen konsistente Resultate liefern. Die aktuellen Messungen der K^0 -Rate bei den 5 Experimenten werden noch einmal in Abb. 5.21 miteinander verglichen. Der Mittelwert aus den aktuellen Messungen $\bar{N}(K^0)$ wurde unter der Annahme, daß die systematischen Fehler voneinander unabhängig sind, berechnet (siehe z.B. Ref. [54]). Er ergibt sich zu $2.010 \pm 0.026 K^0$ pro hadronischem Z^0 -Zerfall. Die Messungen stimmen innerhalb der Fehler mit diesem Mittelwert überein, das χ^2 der Abweichungen beträgt 2.1 für 4 Freiheitsgrade.

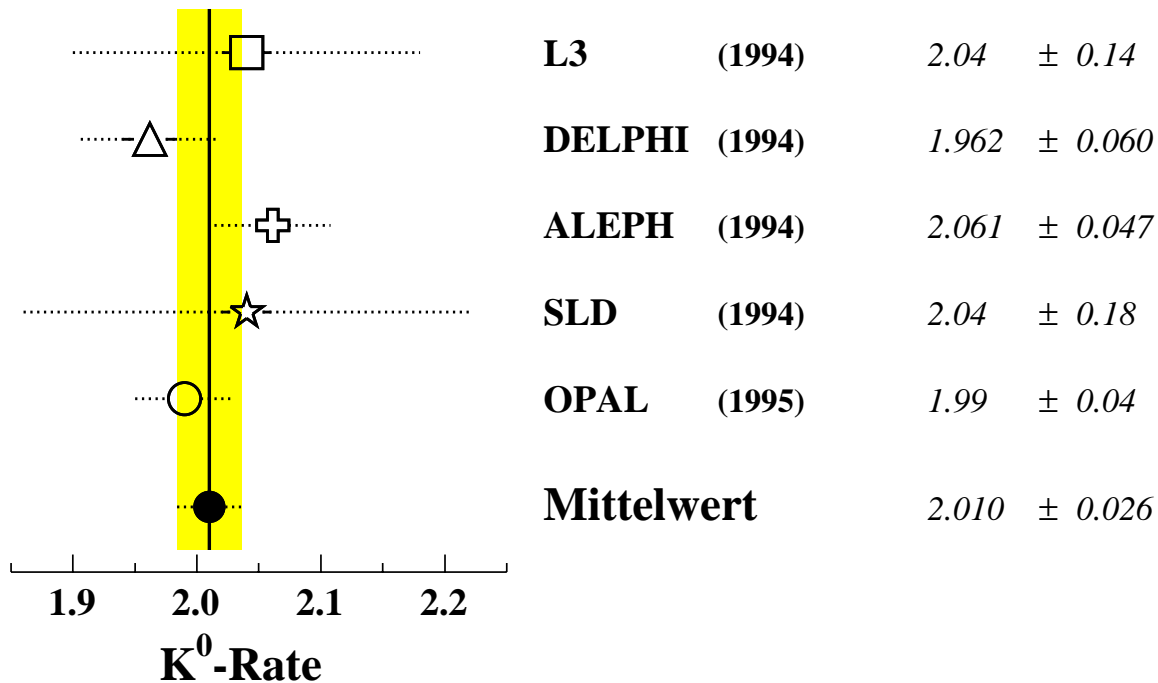


Abbildung 5.21: Vergleich der in Z^0 -Zerfällen gemessenen K^0 -Raten [7, 56, 57, 58, 59, 60]. Angegeben ist jeweils das Jahr der Publikation. Die statistischen und systematischen Fehler wurden quadratisch addiert.

Die differentiellen K^0 -Wirkungsquerschnitte der LEP-Experimente sind in Abb. 5.22 miteinander verglichen. Die DELPHI-Messung zeigt im Bereich des Maximums geringfügige Abweichungen vom Verlauf der anderen Experimente, während die hier vorgestellte OPAL-Messung für große ξ -Werte

niedrigere Werte als die anderen Experimente aufweist. Insgesamt kann man aber von einer guten Übereinstimmung der Messungen sprechen.

Schließlich sind in Tab. 5.7 noch die Messungen des Maximums der ξ -Verteilung aufgelistet. Beim Vergleich ist zu berücksichtigen, daß die Experimente unterschiedliche Methoden zur Ermittlung von ξ_{\max} verwendet haben. So benutzen Ref. [7, 57] das „Limited Spectrum“, Ref. [56, 59] eine Gaußfunktion mit höheren Momenten und die anderen Messungen einen einfachen Gaußfit. Die Fits des „Limited Spectrum“-Ausdrucks ergeben, wie zuvor anhand der beiden OPAL-Resultate zu erkennen, immer einen höheren Wert von ξ_{\max} , während die verschiedenen Gaußanpassungen übereinstimmende Resultate liefern.

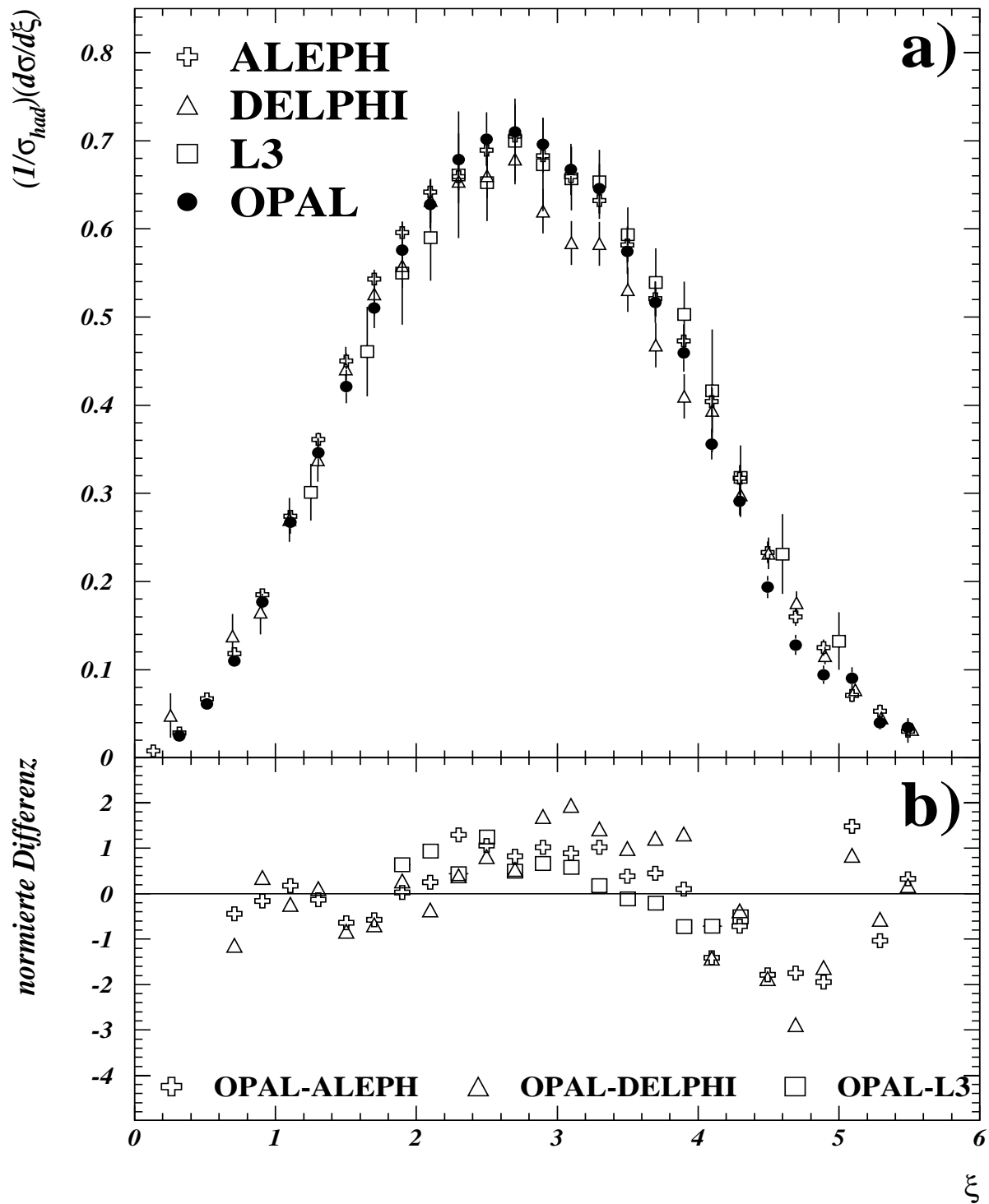


Abbildung 5.22: a) Die von OPAL gemessene ξ -Verteilung verglichen mit den Messungen der anderen LEP-Experimente [57, 58, 59]. b) Die Bin-zu-Bin-Differenz zwischen dem OPAL-Resultat und der Messung der anderen LEP-Experimente in Einheiten der kombinierten statistischen und systematischen Fehler der jeweiligen Datenpunkte. Die Raten der anderen LEP-Experimente wurden vor der Bildung der Differenz auf das OPAL Resultat normiert.

Experiment	Datensatz		K ⁰ -Rate				ξ_{\max}
	N _{Z⁰}	Jahr	Messung	JETSET	HERWIG		
SLD \diamond [55]	500	1990	1.54 ± 0.28	2.2	2.5	—	
OPAL [7]	144 000	1990	2.10 ± 0.02 ± 0.14	2.16	2.07	2.91 ± 0.04	
DELPHI [56]	90 000	1990	2.12 ± 0.05 ± 0.04	—	—	2.62 ± 0.11	
OPAL \diamond [1]	333 000	1991	2.00 ± 0.01 ± 0.10	2.16	2.06	—	
L3 [57]	929 000	1991 - 1992	2.04 ± 0.02 ± 0.14	2.16	2.18	2.89 ± 0.05	
ALEPH [58]	988 000	1991 - 1992	2.061 ± 0.047	2.11	2.24	2.67 ± 0.05	
DELPHI [59]	973 000	1991 - 1992	1.962 ± 0.022 ± 0.056	1.965	—	2.57 ± 0.08	
SLD [60]	50 000	1993	2.04 ± 0.18	—	—	2.65 ± 0.24	
OPAL	1 259 000	1990 - 1992	1.99 ± 0.01 ± 0.04	2.13	2.34	2.71 ± 0.04	

Tabelle 5.7: Zusammenfassung von gemessenen K⁰-Raten und ξ_{\max} in hadronischen Z⁰-Zerfällen. Der Eintrag „Datensatz“ bezeichnet die Anzahl der untersuchten Z⁰-Ereignisse und den Zeitraum der Datennahme. Angegeben sind auch die Vorhersagen der JETSET und HERWIG Monte-Carlo-Programme, die von jedem Experiment individuell an die Daten angepasst wurden. Das \diamond -Symbol kennzeichnet Resultate, die im Rahmen von Dissertationen gewonnen und nicht in einer Zeitschrift veröffentlicht wurden.

5.6 Vergleich mit der K^\pm -Produktion in Z^0 -Zerfällen

Geladene und neutrale Kaonen sind pseudoskalare Mesonen mit $J^P=0^-$ und somit Isospin-Partner. Die Annahme von Isospinsymmetrie hat sich beim Vergleich ihrer Produktionsraten bei niedrigeren Energien als sehr erfolgreich erwiesen. So wurden in der e^+e^- -Annihilation bei $\sqrt{s} \approx 10$ GeV (0.90 ± 0.03) K^\pm und (0.91 ± 0.05) K^0 pro Ereignis gemessen [41]. Bei $\sqrt{s} \approx 29 - 35$ GeV fand man Raten von (1.48 ± 0.09) K^\pm und (1.48 ± 0.05) K^0 [41].

Eine gewisse Asymmetrie in den K^\pm - und K^0 -Raten wird aufgrund der leicht unterschiedlichen Massen der beiden seltsamen Mesonen erwartet. So zerfällt das $\phi(1020)$ wegen des leicht unterschiedlichen Phasenraums zu (49.1 ± 0.9)% in K^+K^- und nur zu (34.3 ± 0.7)% in $K_S^0K_L^0$ [41]. Da bei den niedrigeren Energien die Produktionsrate für $\phi(1020)$ -Mesonen weniger als 0.1 pro Ereignis betrug, steht dies aber in keinem Widerspruch zu der Beobachtung.

In Z^0 -Zerfällen wurde nicht nur die K^0 -Rate von allen LEP-Experimenten in guter Übereinstimmung gemessen, sondern auch die K^\pm -Rate von OPAL [61] und DELPHI [62] bestimmt. ALEPH publizierte nur den differentiellen und nicht den totalen Wirkungsquerschnitt [63], was die Schwierigkeit bei der Messung der K^\pm -Wirkungsquerschnitte verdeutlicht: die drei Experimente identifizieren die K^\pm entweder über den Energieverlust in ihren zentralen Spurkammern oder mit Hilfe von Cherenkov-Detektoren. Beiden Methoden ist nur ein begrenzter kinematischer Bereich zugänglich. So wird nur etwa 50 - 75% des Energiespektrums gemessen, das dann mit Hilfe von Interpolations- und Extrapolationsfunktionen zur totalen Rate integriert wird.

Experiment	K^\pm -Rate	K^0 -Rate	Differenz $\Delta(K^\pm - K^0)$
OPAL [61, 9] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.42 ± 0.13	1.99 ± 0.04	0.43 ± 0.14
JETSET [19] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.26	2.13	0.13
HERWIG [19] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.47	2.34	0.13
DELPHI [59, 62] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.26 ± 0.18	1.962 ± 0.06	0.30 ± 0.18
JETSET [59, 62] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.29	2.20	0.09
HERWIG [59, 62] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	2.27	2.08	0.19
ALEPH [58, 63] ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$)	—	2.061 ± 0.047	—
DELPHI [64] ($Z^0 \rightarrow b\bar{b}$)	2.74 ± 0.50	2.16 ± 0.12	0.58 ± 0.51
JETSET [64] ($Z^0 \rightarrow b\bar{b}$)	2.66	2.48	0.18
HERWIG [64] ($Z^0 \rightarrow b\bar{b}$)	3.16	2.80	0.36

Tabelle 5.8: Der totale Wirkungsquerschnitt für geladene und neutrale Kaonen in Z^0 -Zerfällen. Statistische und systematische Fehler wurden quadratisch addiert. Die Vorhersagen der JETSET und HERWIG Monte-Carlo-Programme, die von jedem Experiment individuell an die Daten angepaßt wurden, sind auch angegeben.

In Tab. 5.8 sind die Experimente mit publizierten Messungen zur K^\pm - und K^0 -Produktion verglichen. Es fällt auf, daß die Differenz von K^\pm -Rate und K^0 -Rate, $\Delta(K^\pm - K^0)$, sowohl bei OPAL als auch bei DELPHI konsistent größer als Null ist. OPAL mißt $\Delta(K^\pm - K^0) = 0.43 \pm 0.13$ und DELPHI

findet $\Delta(K^\pm - K^0) = 0.30 \pm 0.18$. Kombiniert man die beiden Messungen, deren systematische Fehler weitgehend unabhängig sind, so erhält man $\Delta(K^\pm - K^0) = 0.38 \pm 0.11$.

Die erwartete Differenz aufgrund von Zerfällen ähnlich dem des $\phi(1020)$ -Mesons, kann mit Hilfe der Monte-Carlo-Generatoren abgeschätzt werden. JETSET und HERWIG sagen beide $\Delta(K^\pm - K^0) = 0.13$ voraus³. Dies bestätigt die erwartete Ratendifferenz von etwa 0.12 – 0.16, die sich bei einer Durchsicht der Verzweungsverhältnisse in Ref. [41] und der gemessenen Teilchenraten in Z^0 -Zerfällen [65] ergibt. Den Hauptbeitrag zu der Asymmetrie liefern dabei die Zerfälle der B- und D-Mesonen. Diese Beobachtung legt nahe, daß der Unterschied zwischen der erwarteten und der gemessenen Ratendifferenz durch bei Simulation und Abschätzung nicht berücksichtigte Zerfälle schwerer Hadronen begründet ist. Dies würde auch den mit Null verträglichen Wert von $\Delta(K^\pm - K^0)$ bei niedrigeren Energien erklären, bei denen charm- und bottom-Produktion weniger wahrscheinlich ist. Unterstützt wird diese Hypothese noch von einer neuen Messung der DELPHI-Kollaboration zur Produktion von K^\pm und K^0 in selektierten $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen [64]. Sie legt, bei großen systematischen Unsicherheiten der K^\pm -Analyse, eine erhöhte Ratendifferenz in $b\bar{b}$ -Ereignissen nahe. Die große Differenz wird auch bei dieser DELPHI-Studie wieder nur zum Teil von ihren Monte-Carlo-Generatoren vorhergesagt.

Schließlich ist auch ein Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts für K^\pm und K^0 bei OPAL möglich. Abb. 5.23 zeigt die ξ -Verteilungen, wobei in Abb. 5.23b die K^\pm -Rate auf die K^0 -Rate normiert wurde, um den Vergleich der Form der Verteilungen zu erleichtern. Obwohl der Vergleich wegen der unterschiedlichen kinematischen Bereiche, die den beiden Analysen zur Verfügung stehen, schwierig ist, kann man von einer guten Übereinstimmung der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts sprechen.

³Alle Teilchenzerfälle werden bei der OPAL-Version von HERWIG mit Hilfe der LUEXEC-Routine aus JETSET realisiert. Resultate, die ausschließlich auf Teilchenzerfällen basieren, sind deshalb in HERWIG und JETSET identisch.

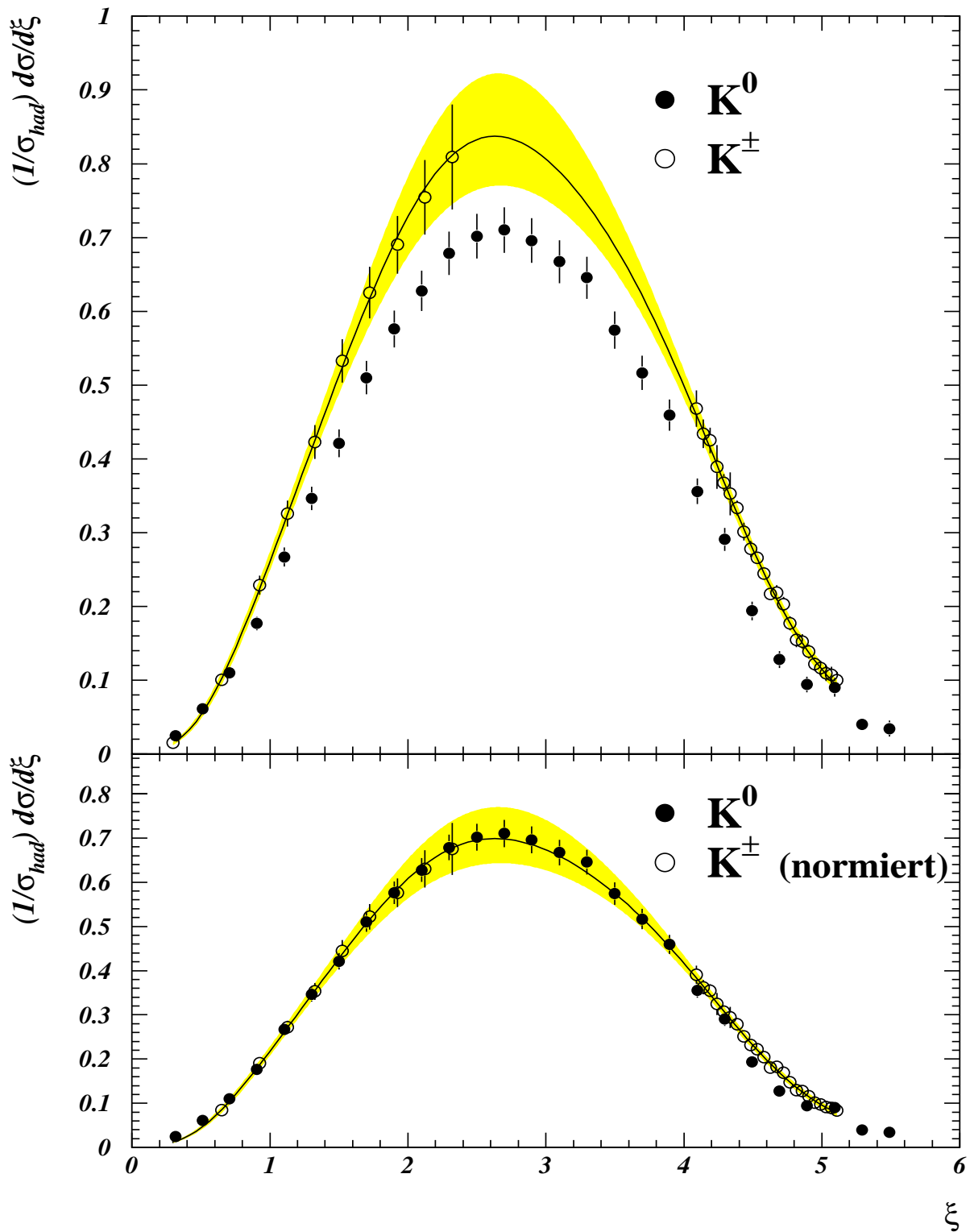


Abbildung 5.23: a) Die gemessenen OPAL ξ -Verteilungen für geladene [61] und neutrale Kaonen. Die Fehlerbalken geben den kombinierten statistischen und systematischen Bin-zu-Bin-Fehler der Meßpunkte an. Der Fehler der totalen K^0 -Rate von 2% ist für die neutralen Kaonen als Normierungsfehler zu addieren. Die Funktion und der schattierte Bereich geben die Interpolationsfunktion der Analyse der geladenen Kaonen mit ihrer Standardabweichung an. b) Wie a), wobei zu Vergleichszwecken die K^\pm -Rate auf die K^0 -Rate normiert wurde.

Kapitel 6

$K_S^0 K_S^0$ -Bose-Einstein-Korrelationen

In diesem Kapitel soll die Messung der Bose-Einstein-Korrelationen (BEC) im $K_S^0 K_S^0$ -System diskutiert werden. Dazu wird zuerst die K_S^0 -Paarmenge in den OPAL-Daten vorgestellt. Die Wahl der Referenzmenge, die für $K_S^0 K_S^0$ -BEC besonders schwierig ist, wird anschließend begründet. Die Resultate und ihre systematischen Unsicherheiten werden diskutiert und mit vorherigen Messungen der BEC neutraler und geladener Kaonen verglichen. Abschließend wird ein erster Blick auf $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Korrelationen gewagt. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden, mit Ausnahme der $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Korrelationen, in Ref. [9] veröffentlicht.

6.1 Die $K_S^0 K_S^0$ -Datenmenge

In Kap. 4 wurde das invariante Massenspektrum der K_S^0 -Kandidaten, das aus echten K_S^0 -Zerfällen und Untergrund besteht, gezeigt. Bei der Messung des K^0 -Wirkungsquerschnitts wurden Signal und Untergrund durch statistische Methoden getrennt. Das ist bei der Bildung von Paaren von K_S^0 -Kandidaten nicht mehr möglich. Abbildung 6.1 zeigt für Ereignisse, in denen mindestens zwei K_S^0 -Kandidaten gefunden wurden, die invarianten Dipion-Massen der K_S^0 -Kandidaten eines Ereignisses gegeneinander aufgetragen. Um hauptsächlich echte K_S^0 -Paare zu selektieren, wird ein Schnitt auf die Masse des K_S^0 -Kandidaten eingeführt. Die Masse soll innerhalb von 25 MeV der mittleren rekonstruierten K_S^0 -Masse von 497.1 MeV (siehe Kap. 4.2) entsprechen:

$$0.4721 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.5221 \text{ GeV} .$$

Nach diesem Schnitt besteht die OPAL-Datenmenge aus 18 767 Paaren von K_S^0 -Kandidaten, die im weiteren als K_S^0 -Paare bezeichnet werden, in 16 166 Ereignissen. Es gibt 14 868 Ereignisse mit 2 K_S^0 , 1 216 Ereignisse mit 3 K_S^0 und 82 Ereignisse mit 4 oder mehr K_S^0 . Kombinationen von K_S^0 , bei denen zwei Kandidaten eine Spur gemeinsam haben, werden verworfen.

Die Effizienz des Schnitts auf $M_{\pi\pi}$ zur K_S^0 -Kandidatenselektion wird mit Hilfe der Simulation zu etwa 92% berechnet. Für ein exakt gaußförmiges Signal wäre bei einer Breite von $\sigma = (7.2 \pm 0.1) \text{ MeV}$ eine Effizienz des $M_{\pi\pi}$ -Schnitts von 99.95% zu erwarten. Die Abweichung ist in den nicht-gaußförmigen Ausläufern des K_S^0 - Signals (siehe Kap. 5.1) zu suchen. Die Reinheit der Datenmenge kann aus den Daten selbst durch die in Kap. 5.1 beschriebene Fitmethode gemessen werden. Sie beträgt $(89.0 \pm 0.7)\%$ für die K_S^0 -Datenmenge. Durch Quadrierung erhält man den Wert für die Reinheit des $K_S^0 K_S^0$ -Datensatzes zu $(79 \pm 1)\%$.

In Abb. 6.2 ist das Dikaon-Massenspektrum M_{KK} für die 18 767 K_S^0 -Paare in den OPAL-Daten gezeigt. Man sieht, daß die Verteilung von der Phasenraumgrenze bei 995.34 MeV zu einem Maximum

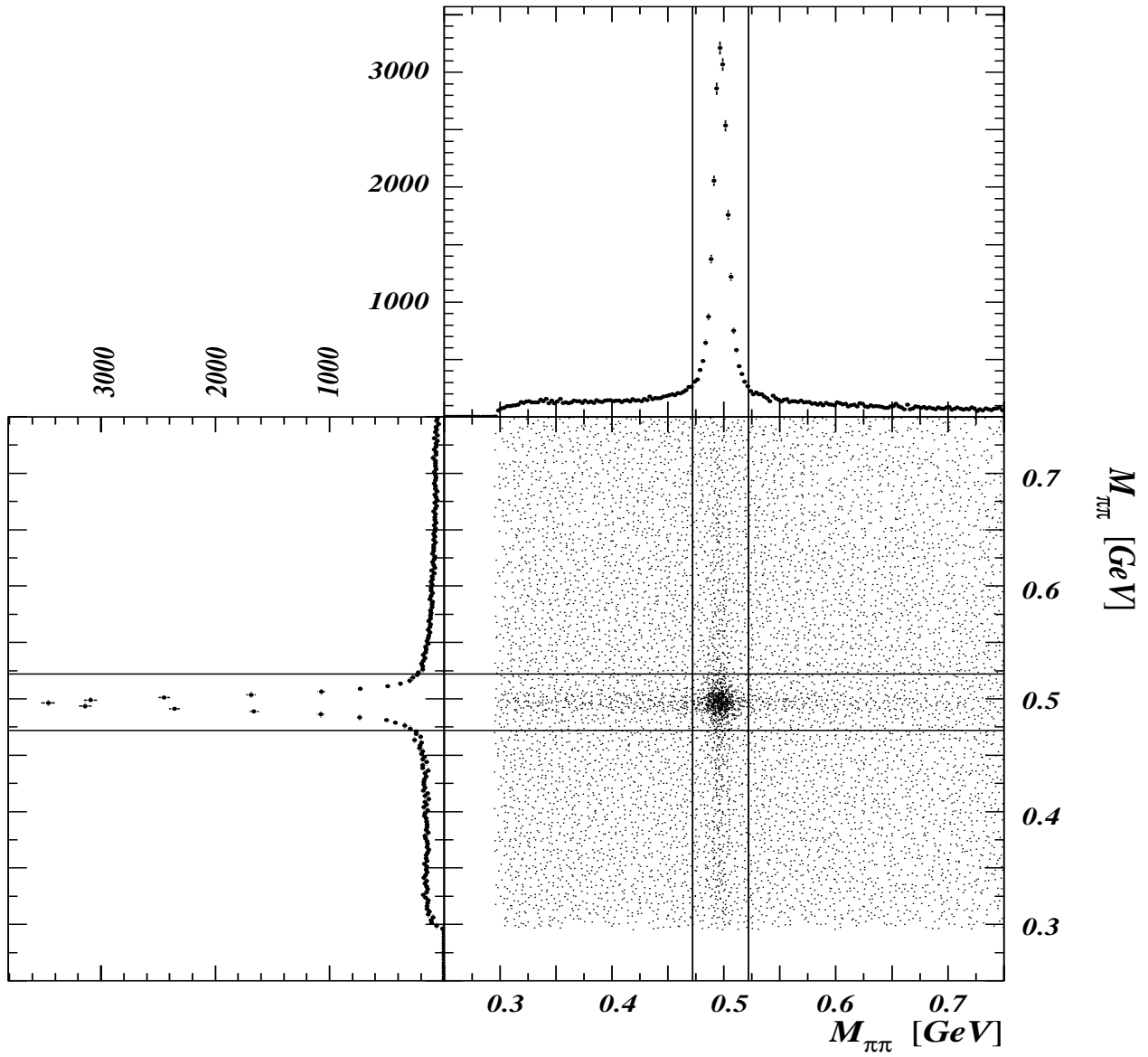


Abbildung 6.1: Invariante Dipion-Massen aller K_S^0 -Paarkombinationen vor dem Schnitt auf $M_{\pi\pi}$ in den OPAL-Daten. Der Schnitt auf $0.4721 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.5221$ GeV ist durch die Linien angedeutet.

bei etwa 1.1 GeV ansteigt und danach im wesentlichen monoton abfällt. Man beobachtet eine statistisch nicht signifikante Ansammlung von Einträgen in den Bereichen $M_{KK} \approx 1.5$ GeV und $M_{KK} \approx 1.7$ GeV. Bei diesen Massen werden K_S^0 -Paare aus den Zerfällen der $J^{PC} = 2^{++}$ Tensormesonen $f_2'(1525)$ und $f_J(1710)$ erwartet. Die beiden leichten Überhöhungen im Massenspektrum sind konsistent mit den aus den Simulationsrechnungen abgeleiteten Erwartungen für die Beiträge dieser Tensormesonen. Die leichten Überhöhungen im Massenspektrum bei $M_{KK} \approx 2.1$ GeV sind als statistische Fluktuationen zu betrachten. Dort sind keine K_S^0 -Paare aus Zerfällen bekannter Hadronen zu erwarten [41]. Der Abbildung ist nicht zu entnehmen, ob Zerfälle der unterhalb der $K_S^0 K_S^0$ -Phasenraumgrenze liegenden $f_0(980)$ - und $a_0(980)$ -Mesonen zum Massenspektrum beitragen. Die Bedeutung dieser beiden skalaren Mesonen für die BEC-Analyse wird noch in Kap. 6.4 zu diskutieren sein.

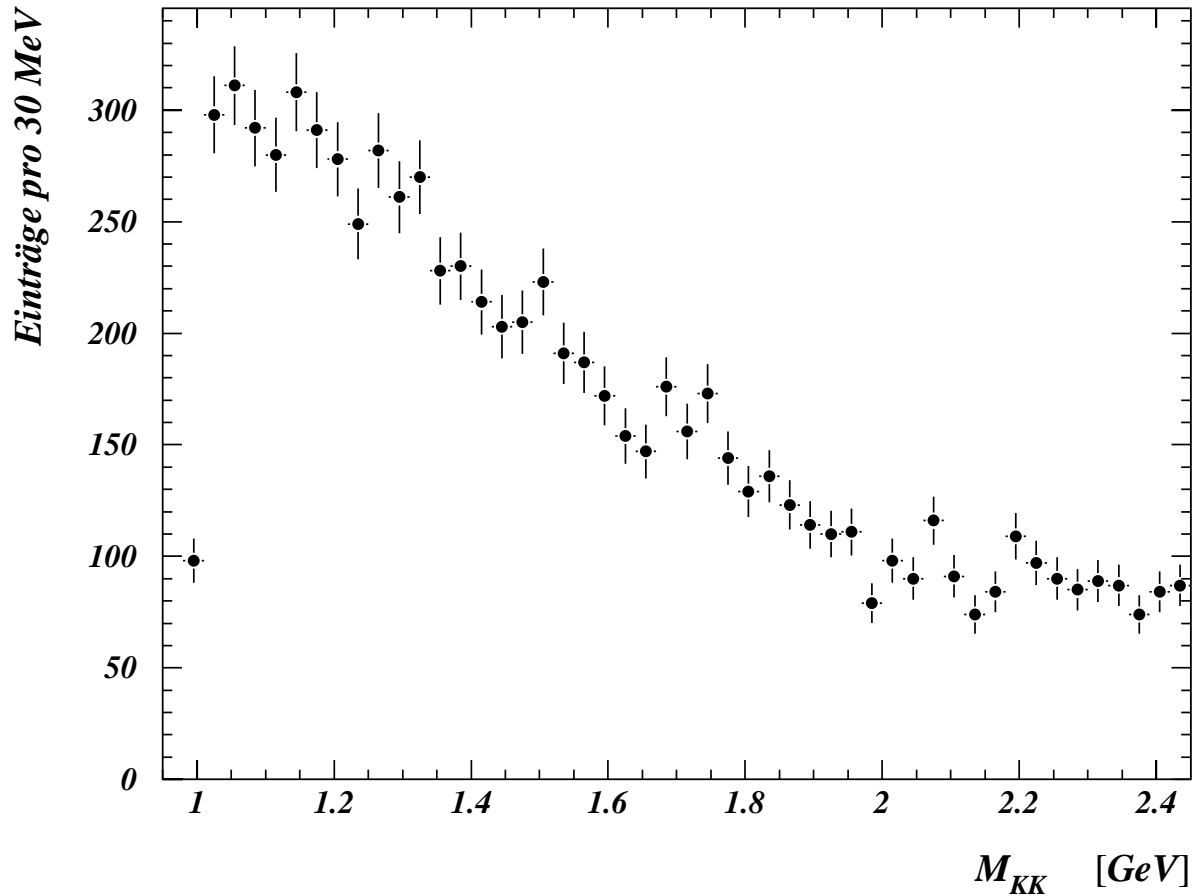


Abbildung 6.2: Das invariante $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum in den OPAL-Daten.

6.2 Die $K_S^0 K_S^0$ -Referenzmenge

Die ideale Referenzmenge muß mit der OPAL $K_S^0 K_S^0$ -Datenmenge in allen ihren Eigenschaften - bis auf die BEC - identisch sein. So ein idealer Datensatz existiert für das $K_S^0 K_S^0$ -System, zumindest im Prinzip, tatsächlich. Wie in Kap. 2.3.1 diskutiert, zeigt die Summe aller von $K^0 \bar{K}^0$ -Paaren abstammenden K_S^0, K_L^0 -Kombinationen ($K_S^0 K_S^0 + 2 \cdot K_S^0 K_L^0 + K_L^0 K_L^0$) keine BEC oder BEC-artigen Korrelationen, ist unabhängig von der Viererimpulsdifferenz Q und entspricht in ihren Produktionseigenschaften exakt dem K_S^0 -Paar-Datensatz. Leider ist der Nachweis von K_L^0 -Zerfällen, bzw. die Rekonstruktion von K_L^0 -Paaren, im OPAL-Detektor aufgrund der großen Zerfallslänge der K_L^0 -Mesonen ($c\tau \approx 1550$ cm) praktisch unmöglich¹. Die ideale Referenzmenge ist somit nicht rekonstruierbar. Die Wahl der Referenzmenge und der Grad ihrer Abweichung vom Ideal beeinflussen unmittelbar die Resultate der BEC-Analyse, da die Korrelationsfunktion als Verhältnis der gemessenen Q -Verteilung zu der Q -Verteilung aus der Referenzmenge berechnet wird. Die zwei möglichen Ansätze zur Wahl der Referenzverteilung, aus den gemessenen Daten und aus der Simulation, sollen deshalb im folgenden ausführlich diskutiert werden.

6.2.1 Referenzmenge aus den OPAL-Daten

Wählt man die Referenzverteilung aus den OPAL-Daten selbst, so muß die Wirkung der existierenden BEC aufgehoben werden. Die klassische Referenzverteilung in den BEC-Studien geladener Mesonen $M^\pm M^\pm$ sind die Kombinationen mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen $M^+ M^-$. Durch die Wahl eines Teilchen-Antiteilchen-Systems ist garantiert, daß keine BEC in der Referenzmenge existieren². Diese Wahl ist nicht nur bei der Analyse neutraler Kaonen unmöglich, sondern nach dem heutigen Kenntnisstand für Paare geladener Mesonen sogar bedenklich. Zum einen leidet der $M^+ M^-$ -Datensatz meist unter der Präsenz von Resonanzen, die z.B. mit Hilfe der Simulationen durch Bildung des Doppelverhältnisses $(M^\pm M^\pm / M^+ M^-)_{\text{Daten}} / (M^\pm M^\pm / M^+ M^-)_{\text{Simulation}}$, korrigiert werden müssen. Die Korrektur auf die unterschiedliche elektromagnetische Endzustandswechselwirkung der $M^\pm M^\pm$ und $M^+ M^-$ -Paare, die Coulomb-Korrektur durch den sogenannten Gamow-Faktor, wird zur Zeit sehr kontrovers diskutiert [68] und führt zu großen systematischen Unsicherheiten. Darüberhinaus existieren in der $M^+ M^-$ -Referenzmenge Reflektionen der $M^\pm M^\pm$ -BEC („residual Bose-Einstein correlations“ [69, 70]), die zu einer Verzerrung der Q -Verteilung führen.

Auf zwei Ansätze zur Bestimmung der Referenzmenge aus den gemessenen Daten, die Ereignismischung und das Seitenbandverfahren, wird im folgenden eingegangen.

Ereignismischung

Bei dieser Wahl der Referenzmenge werden die BEC aufgehoben, indem die Q -Verteilung für Teilchen aus zeitlich aufeinanderfolgenden Ereignissen berechnet wird. Für zwei Ereignisse A und B, in denen zwei K_S^0 rekonstruiert wurden $K_{S,I}^0$ und $K_{S,II}^0$, werden die Ereignisse zuerst in der $r\phi$ -Ebene so rotiert, daß die Impulse der beiden höherenergetischen K_S^0 parallel liegen. Dies geschieht, um der Jet-Topologie in den OPAL-Ereignissen Rechnung zu tragen. Dann ergeben sich zwei Werte von Q für die Referenzverteilung: $Q_1 = Q(K_{S,I}^0, K_{S,II}^0)$ und $Q_2 = Q(K_{S,II}^0, K_{S,I}^0)$. Da jedes Ereignis mit mindestens zwei K_S^0 mit jedem anderen solchen Ereignis kombiniert werden darf, kann mit der Ereignismischung eine praktisch unbegrenzte Statistik erreicht werden.

¹In Zukunft wird es bei einigen geplanten Experimenten, so z.B. dem KLOE-Detektor am DAΦNE-Beschleuniger am INFN Frascati, möglich sein, K_S^0 und K_L^0 -Paare mit etwa gleich großer Nachweiswahrscheinlichkeit zu rekonstruieren [67] und somit diese ideale Referenzmenge für $K_S^0 K_S^0$ -BEC und, was noch spannender erscheint, $K_S^0 K_L^0$ -BEC zu nutzen.

²Im Prinzip kann auch im spinlosen $M^+ M^-$ -System eine BEC-artige Korrelation, wie in Kap. 2.3.1 erläutert, existieren. Da dafür aber der $C=+1$ -Eigenzustand selektiert werden muß, kann der Effekt vernachlässigt werden.

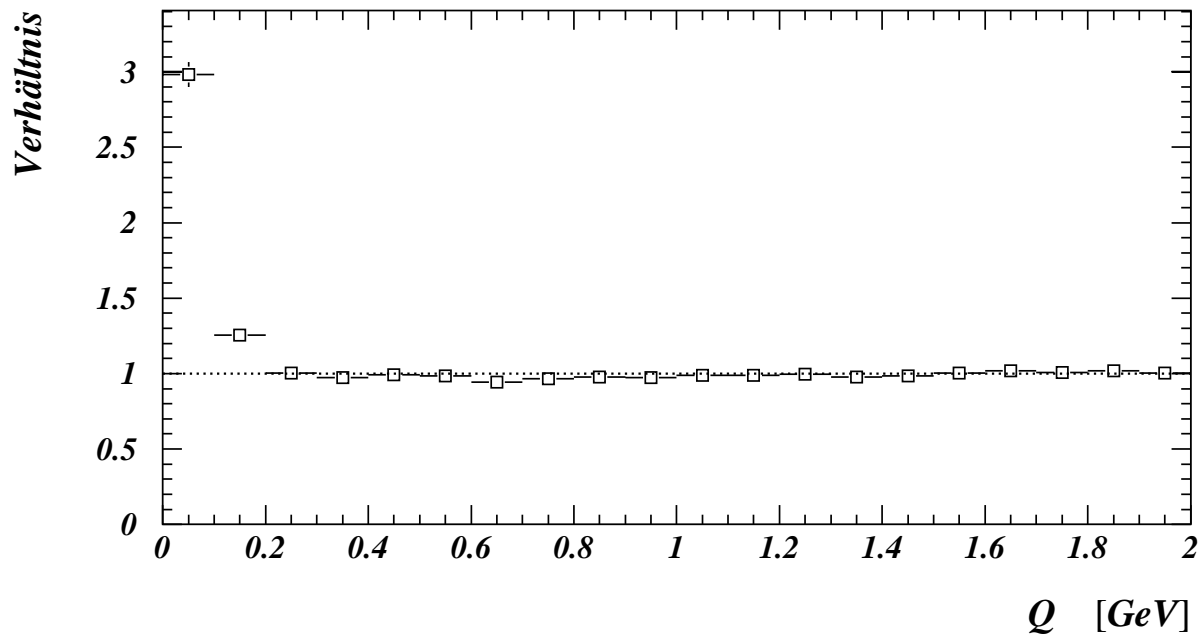


Abbildung 6.3: Das Verhältnis der normalen Q -Verteilung zu der Q -Verteilung nach Ereignismischung in simulierten Daten ohne BEC (JETSET). Die Verteilungen wurden vor der Division auf die gleiche Fläche normiert.

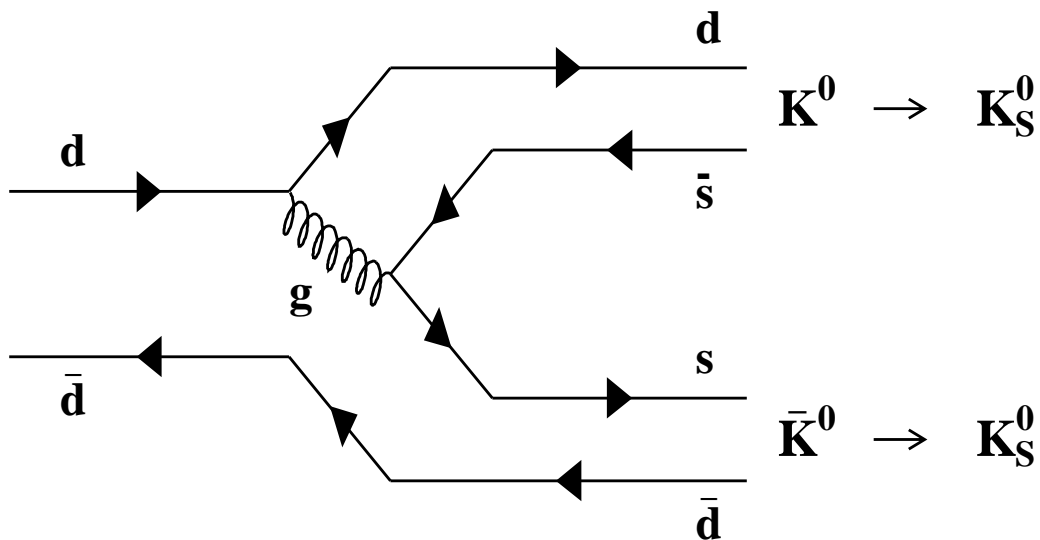


Abbildung 6.4: Eines der möglichen Diagramme für die Produktion von $K_S^0 K_S^0$ -Paaren in der Fragmentation.

Die so gewonnene Referenzverteilung kann mit Hilfe der Simulation auf ihre Tauglichkeit überprüft werden. Dazu wird der vollständig simulierte JETSET-Datensatz, bei dem die BEC in der Simulation abgeschaltet waren, verwendet. Abbildung 6.3 zeigt das Verhältnis der normalen Q -Verteilung zur Q -Verteilung nach Ereignismischung. Für eine geeignete Referenzverteilung sollte das Verhältnis konstant 1.0 betragen. Man erkennt jedoch eine deutliche Überhöhung für $Q < 0.2$.

Die Ursache hierfür liegt darin, daß die Ereignismischung nicht nur die BEC aufhebt, sondern jede Korrelation zwischen den Teilchen zerstört. In der Produktion von K_S^0 -Paaren spielen jedoch kinematische Korrelationen aufgrund von Prozessen, wie dem in Abb. 6.4 dargestellten, eine große Rolle. $K_S^0 K_S^0$, die so entstehen und ein $s\bar{s}$ -Paar teilen, besitzen eine starke kinematische Korrelation bei kleinen Werten der Viererimpulsdifferenz, die durch die Ereignismischung aufgehoben wird. Damit ist dieser Ansatz nicht für die $K_S^0 K_S^0$ -BEC-Analyse geeignet.

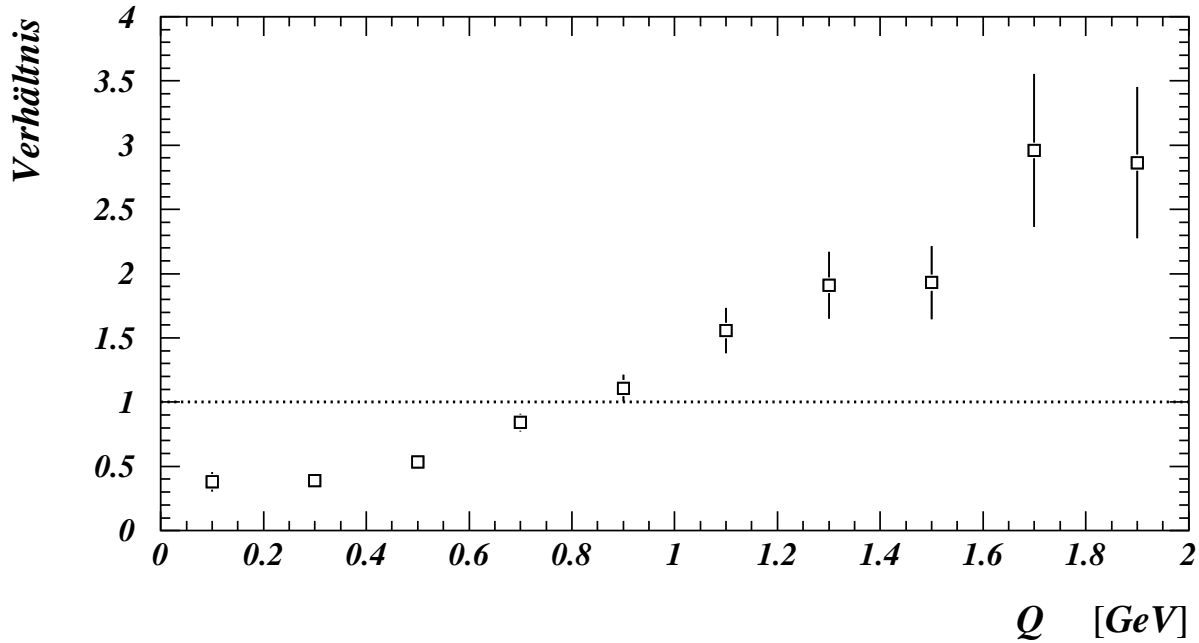


Abbildung 6.5: Das Verhältnis der normalen Q -Verteilung zu der Q -Verteilung für das Seitenbandverfahren in simulierten Daten ohne BEC (JETSET). Die Verteilungen wurden vor der Division auf die gleiche Fläche normiert.

Seitenband-Methode

Eine Seitenband-Methode wurde bereits in Kap. 5 erfolgreich zur Abschätzung des Untergrunds unter dem K_S^0 -Signal, sowie in Ref. [47] zur Analyse der korrelierten Produktion von Λ -Paaren, eingesetzt. Die BEC werden aufgehoben, indem man die Viererimpulsdifferenz zwischen K_S^0 -Kandidaten bildet, die zum kombinatorischen Untergrund gehören, also keine neutralen Kaonen sind. Man selektiert dazu K_S^0 -Kandidaten aus zwei Seitenbändern unterhalb und oberhalb des Signalfensters (siehe Kap. 5.1), die sich an das Signalfenster anschließen. Die Breite der Seitenbänder wird zur halben Breite des Signalfensters gewählt.

Wieder wird, wie im vorhergehenden Abschnitt, die Tauglichkeit der Methode an der Simulation überprüft. Abbildung 6.5 zeigt das Verhältnis der normalen Q -Verteilung zu der Q -Verteilung für das

Seitenbandverfahren. Man sieht, daß die Verteilung nicht mit 1.0 verträglich ist. Dies liegt daran, daß zwei Spurkombinationen, die nicht aus dem Zerfall eines K_S^0 stammen, sich kinematisch sehr ähnlich sein müssen, um beide im Massenspektrum in einem der Seitenbänder rekonstruiert zu werden. Durch die Wahl des Seitenbandverfahrens selektiert man somit kinematisch stark korrelierte zufällige Kombinationen von Spuren, die in ihrem Produktionsmechanismus der $K_S^0 K_S^0$ -Menge nicht ähneln. Damit ist auch dieses Verfahren zur Bildung einer Referenzverteilung nicht geeignet.

6.2.2 Referenzmenge aus Monte-Carlo-Simulationen

Nachdem die beiden Versuche, die Referenzmenge direkt aus den Daten zu gewinnen, fehlgeschlagen sind, muß die Referenzverteilung aus den simulierten Daten bestimmt werden. Dazu stehen zwei vollständig simulierte Datenmengen zur Verfügung, die sich im Fragmentationsmodell (JETSET und HERWIG) unterscheiden und beide keine BEC enthalten.

JETSET

Der Analyse stehen zwei vollständig simulierte JETSET-Datensätze zur Verfügung (siehe Kap. 3.3). Sie unterscheiden sich leicht in der Voreinstellung einiger Parameter, die die Partonfragmentation regeln. Die beiden Datensätze werden addiert und bestehen aus 1.5 Millionen Ereignissen, die etwa 24 000 K_S^0 -Paare in etwa 20 000 Ereignissen enthalten.

In Kap. 5 wurde gezeigt, daß die Detektorsimulation die OPAL-Daten gut beschreibt. Um den JETSET-Datensatz als Referenzverteilung benutzen zu können, ist zu verifizieren, daß diejenigen Eigenschaften der K_S^0 -Paare, die kaum oder gar nicht auf die BEC-Effekte empfindlich sind, gut beschrieben werden. Abbildung 6.6 zeigt zwei Beispiele für den Vergleich der OPAL-Daten mit der Simulation: den Raumwinkel zwischen den beiden K_S^0 und die Summe der Impulsbeträge der K_S^0 . Die Übereinstimmung ist sehr gut, sogar, wie in Abb. 6.6b zu sehen, für K_S^0 -Paare mit kleinen Viererimpulsdifferenzen, für die die BEC besonders bedeutungsvoll sind.

Der vollständig simulierte JETSET-Datensatz stellt somit eine geeignete Referenzmenge für die Analyse dar. Die Bedeutung der Differenz in den Parametern der beiden JETSET-Datensätze sowie der Tatsache, daß in der OPAL-Version von JETSET weder die Tensormesonen, noch die skalaren $f_0(980)$ und $a_0(980)$ Mesonen enthalten sind, wird in Abschnitt 6.4 diskutiert.

HERWIG

Im vollständig simulierten HERWIG-Datensatz von 450 000 Ereignissen werden durch die Selektionskriterien etwa 9 000 Ereignisse mit 11 000 K_S^0 -Paaren gefunden. Für diesen Datensatz, ohne BEC, zeigen sich in allen K_S^0 -Paarverteilungen, von denen zwei Beispiele in Abb. 6.7 gezeigt sind, große Unterschiede zu den OPAL-Daten. HERWIG scheidet damit als mögliche Referenzmenge aus.

In Abb. 6.8 wird die Q -Verteilung für echte K_S^0 -Paare in HERWIG mit der JETSET-Vorhersage in jeweils 2 Millionen speziell generierten Ereignissen (ohne Detektorsimulation) verglichen. Es ist zu erkennen, daß die K_S^0 -Paare in HERWIG stärker korreliert produziert werden als in JETSET. Das überrascht aber nicht, da, wie in Kap. 5.3 diskutiert, bereits frühere Studien zeigten, daß HERWIG weder die Teilchenkorrelationen in Jets [46] noch die korrelierte Produktion von Λ -Baryonen [47] korrekt beschreibt. In beiden Analysen war die von HERWIG vorhergesagte Korrelation zu stark und nicht konsistent mit den OPAL-Daten. Die HERWIG – JETSET-Abweichungen in der Q -Verteilung dürfen somit auch nicht zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Resultate herangezogen werden.

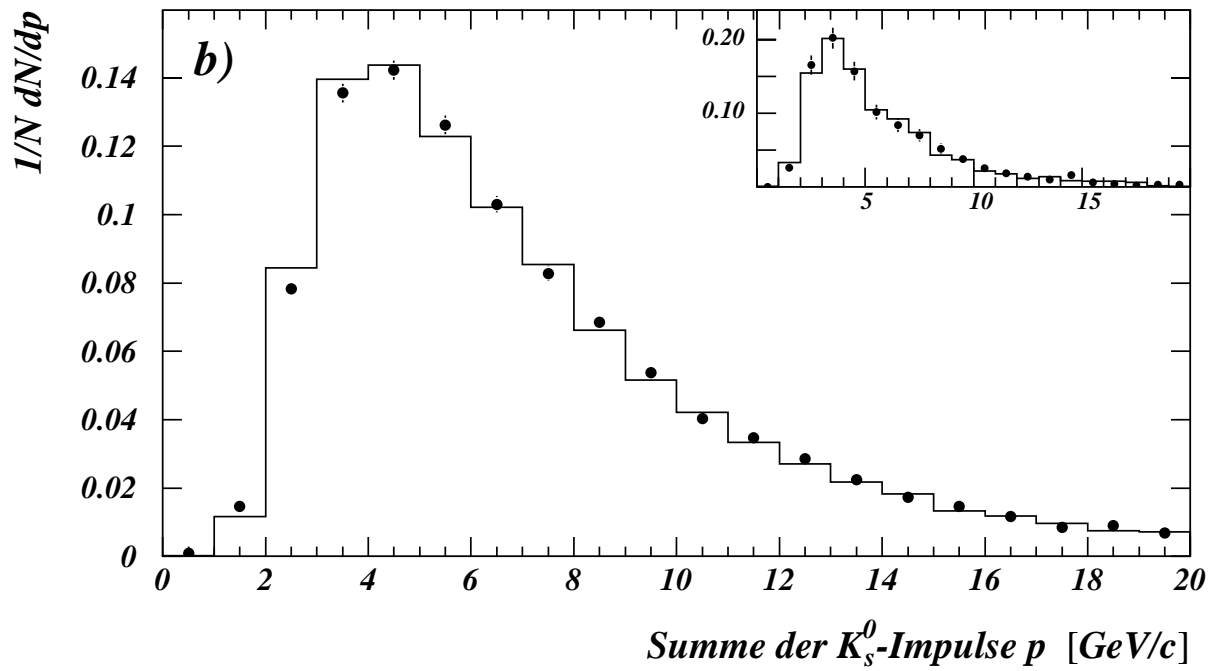
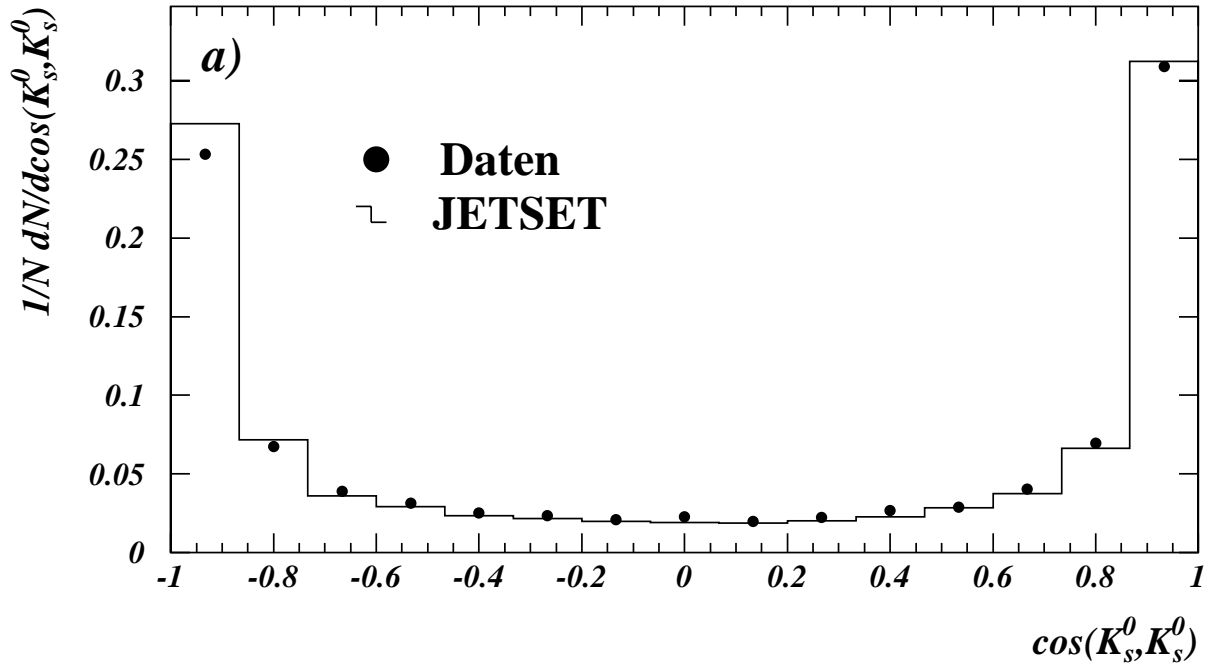


Abbildung 6.6: Vergleich von K_S^0 -Paarverteilungen in OPAL-Daten und simulierten Daten ohne BEC (JETSET): der Winkel zwischen den beiden K_S^0 (a) und die Summe der Impulsbeträge der K_S^0 (b). Das Insert in (b) zeigt die Impulssumme für K_S^0 -Paare mit $Q < 1.1$ GeV, der Region, in der BEC am stärksten sind. Die statistischen Fehler der Simulation sind etwa genauso groß wie die der Datenpunkte.

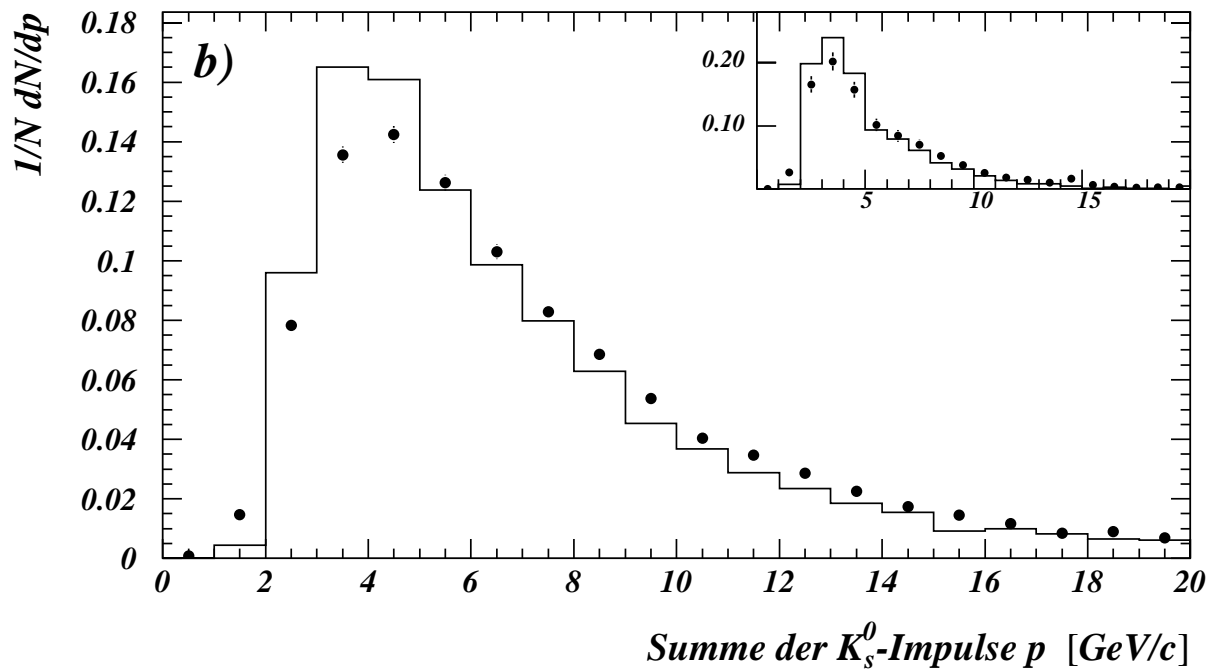
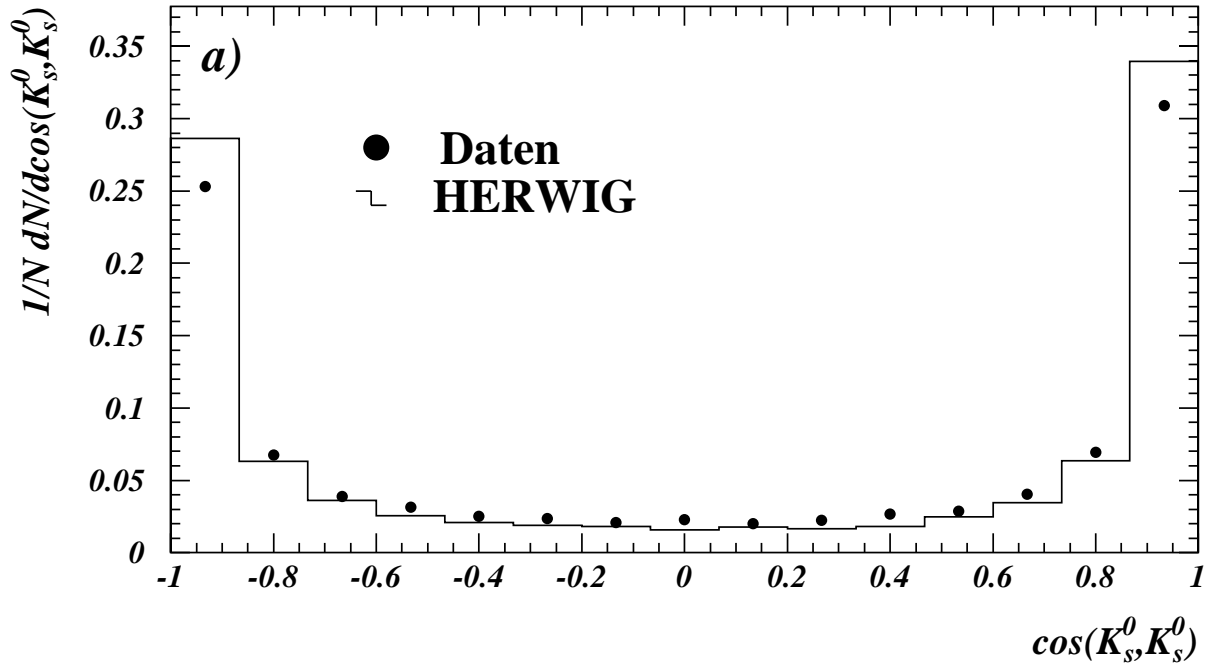


Abbildung 6.7: Vergleich von K_S^0 -Paarverteilungen in OPAL-Daten und simulierten Daten (HERWIG): der Winkel zwischen den beiden K_S^0 (a) und die Summe der Impulsbeträge der K_S^0 (b). Das Insert in (b) zeigt die Impulssumme für K_S^0 -Paare mit $Q < 1.1$ GeV, der Region, in der BEC am stärksten sind. Die statistischen Fehler der Simulation sind etwa genauso groß wie die der Datenpunkte.

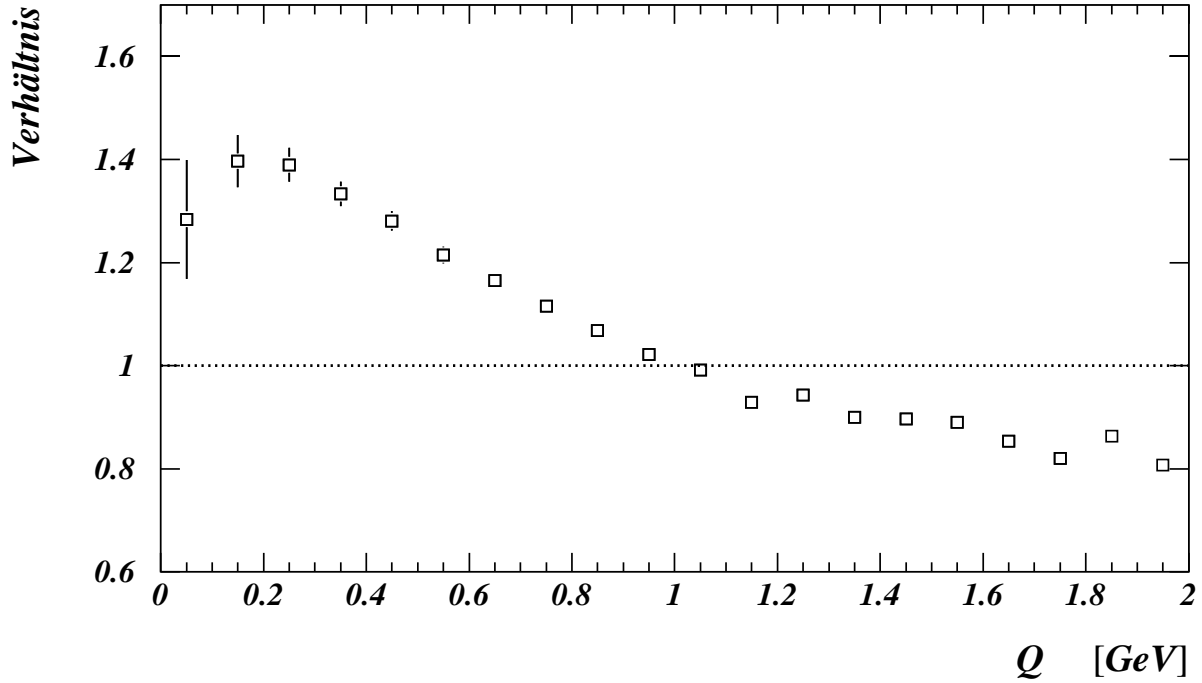


Abbildung 6.8: *Das Verhältnis der Q -Verteilungen in simulierten Daten ohne Detektorsimulation: HERWIG dividiert durch JETSET. Die Verteilungen wurden vor der Division auf die gleiche Fläche normiert.*

6.3 Resultate

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, ist die einzig mögliche Wahl der Referenzmenge in der $K_S^0 K_S^0$ -BEC-Analyse der vollständig simulierte JETSET-Datensatz (der im weiteren als „Simulation“ bezeichnet wird). In Abb. 6.9 sind die Q -Verteilungen der OPAL-Daten und der Simulation verglichen. Man erkennt schon hier eine Überhöhung der Daten gegenüber der Referenzmenge bei kleinen Werten von Q , wie sie für BEC erwartet wird. Bevor die Korrelationsfunktion gebildet werden kann, muß eine geeignete Binbreite bestimmt werden. Sie ist so zu wählen, daß möglichst viele Meßpunkte mit nicht zu großen relativen statistischen Fehlern für die Anpassungsfunktion existieren, Auflösungseffekte aber noch vernachlässigt werden dürfen. Dazu zeigt Abb. 6.10 die aus der Simulation bestimmte Q -Auflösung. Mittelt man über alle Q -Bereiche, so ergibt sich eine relative Q -Auflösung, definiert als $Q^{(\text{generiert-rekonstruiert})}/Q^{\text{generiert}}$ von 1.3%. Die Verschmierung in Q , $Q^{(\text{generiert-rekonstruiert})}$, beträgt im Bereich kleiner Q -Werte etwa 15 MeV. Es ist zu erwarten, daß die Simulation die Q -Auflösung in den OPAL-Daten leicht überschätzt (wie in Kap. 5.2 für die d_0 - und δ -Auflösung zu sehen war). Die Breite der Bins wird deshalb zu 100 MeV gewählt, wobei aufgrund der dann großen statistischen Fehler die Binbreite für $Q < 0.4$ GeV verdoppelt wird.

Um die Korrelationsfunktion zu erhalten, wurde die Q -Verteilung in der Simulation im Bereich $0.6 \leq Q \leq 2$ GeV, außerhalb des Einflßbereichs der BEC, auf die Q -Verteilung in den Daten normiert. Die Korrelationsfunktion ergibt sich dann als

$$C(Q) = \frac{N^{\text{OPAL}}(Q)}{N^{\text{Simulation}}(Q)} . \quad (6.1)$$

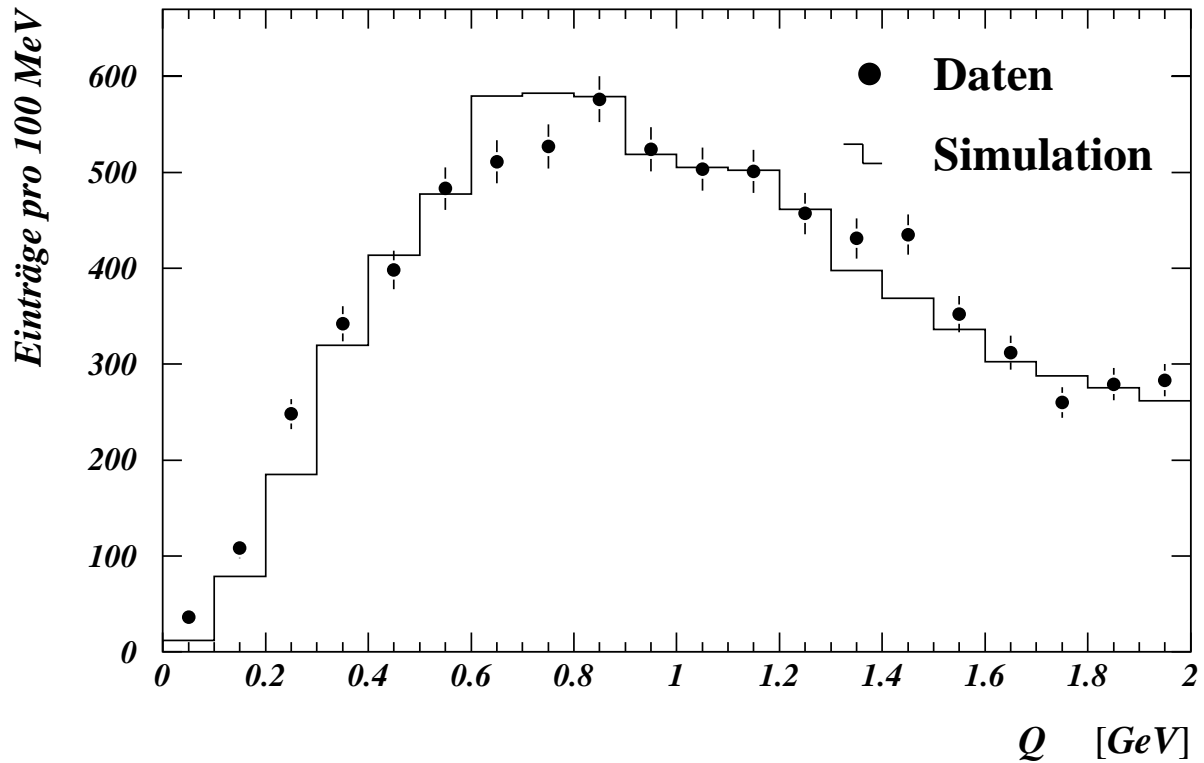


Abbildung 6.9: Die Q -Verteilungen in den OPAL-Daten und simulierten Daten ohne BEC (JETSET). Die Fläche unter der Monte-Carlo-Verteilung wurde im Bereich $0.6 \leq Q \leq 2 \text{ GeV}$ auf die OPAL-Daten normiert. Der statistische Fehler der Simulation ist etwa genauso groß wie der der Datenpunkte.

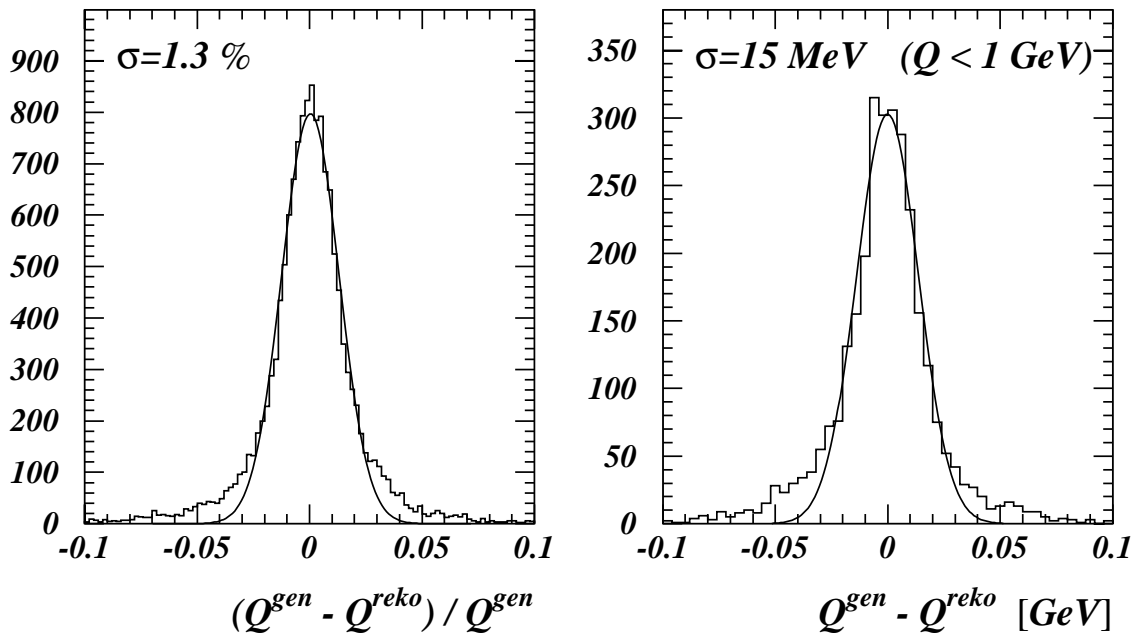


Abbildung 6.10: Die Q -Auflösung in den simulierten Daten ohne BEC (JETSET). Die relative Q -Auflösung $Q^{(\text{generiert}-\text{rekonstruiert})}/Q^{\text{generiert}}$ für den gesamten Datensatz (a) und $Q^{(\text{generiert}-\text{rekonstruiert})}$ für $Q < 1 \text{ GeV}$ (b). Die eingezeichneten Funktionen sind das Resultat der Anpassung von Gaußfunktionen an die Verteilungen.

Q [GeV]	Korrelationsfunktion $C(Q)$	Q [GeV]	Korrelationsfunktion $C(Q)$
0.0 – 0.2	1.59 ± 0.19	1.1 – 1.2	1.02 ± 0.06
0.2 – 0.4	1.18 ± 0.06	1.2 – 1.3	0.97 ± 0.06
0.4 – 0.5	0.93 ± 0.06	1.3 – 1.4	1.13 ± 0.07
0.5 – 0.6	1.03 ± 0.06	1.4 – 1.5	1.10 ± 0.07
0.6 – 0.7	0.89 ± 0.05	1.5 – 1.6	1.00 ± 0.07
0.7 – 0.8	0.89 ± 0.05	1.6 – 1.7	1.03 ± 0.07
0.8 – 0.9	1.00 ± 0.05	1.7 – 1.8	0.93 ± 0.07
0.9 – 1.0	1.05 ± 0.06	1.8 – 1.9	0.94 ± 0.07
1.0 – 1.1	1.01 ± 0.06	1.9 – 2.0	1.09 ± 0.08

Tabelle 6.1: Die gemessene Korrelationsfunktion $C(Q)$ im Bereich $0 \leq Q \leq 2$ GeV. Die Fehler geben die kombinierte statistische Unsicherheit der gemessenen und der simulierten Datensätze an.

Das Resultat ist in Tab. 6.1 und Abb. 6.11 dargestellt. Man erkennt, daß $C(Q)$ für $Q > 0.5$ GeV im Rahmen der Fehler konsistent mit 1 ist und der Zentralwert dabei mit Q leicht ansteigt. Für kleine Werte von Q steigt $C(Q)$ an und erreicht ein Maximum von etwa 1.6 bei $Q \approx 0.1$. Dieses Verhalten entspricht den in BEC Studien gemessenen Korrelationsfunktionen und der in Kap. 2.3.1 diskutierten Erwartung für BEC im $K_S^0 K_S^0$ -System. Auch die Vorhersage der BEC-Simulation im JETSET-Generator für die $K_S^0 K_S^0$ -BEC (siehe Abb. 2.8) wird qualitativ durch die Messung bestätigt.

Um aus der Schwellenüberhöhung die BEC-Parameter zu extrahieren, wird an die gemessene Korrelationsfunktion folgende Funktion angepaßt:

$$C(Q) = N(1 + f(Q)\lambda e^{-Q^2 R^2})(1 + \delta \cdot Q) . \quad (6.2)$$

Der einzige Unterschied zu der bereits in Kap. 2.3 diskutierten Funktion (Gleichung 2.7) besteht in dem $f(Q)$ -Term. Er wird zur Korrektur des Untergrundes aus Nicht- $K_S^0 K_S^0$ -Paaren und dessen möglicher Q -Abhängigkeit eingeführt. Wie in Abb. 6.12 gezeigt, ist der Untergrund praktisch unabhängig von Q . Deshalb wird $f(Q)$ als konstant angesetzt und entspricht der Reinheit der $K_S^0 K_S^0$ -Datenmenge: $f(Q) = 0.79$.

Als Referenzfit wurde eine Anpassung mit 3 freien Parametern λ , R_0 und δ gewählt. Die Normierung N wurde in diesem Fit durch die Anforderung, daß die Fläche unter der Funktion gleich der Fläche unter den Datenpunkten ist, festgelegt. Es ergibt sich folgendes Resultat der Anpassung:

$$\lambda = 1.14 \pm 0.23 \quad R_0 = (0.76 \pm 0.10) \text{ fm} \quad \delta = (0.10 \pm 0.05) \text{ GeV}^{-1} .$$

Die angegebenen Fehler sind nur statistisch. Der Zentralwert von λ ist größer als die physikalisch sinnvolle obere Grenze von 1, liegt aber innerhalb seines statistischen Fehlers im physikalisch sinnvollen Bereich. Der Wert von δ ist im Referenzfit um zwei Standardabweichungen von Null verschieden. Das deutet auf die Existenz von langreichweitigen Korrelationen in den OPAL-Daten, wie Energieerhaltung und Strangeness-Kompensation, hin.

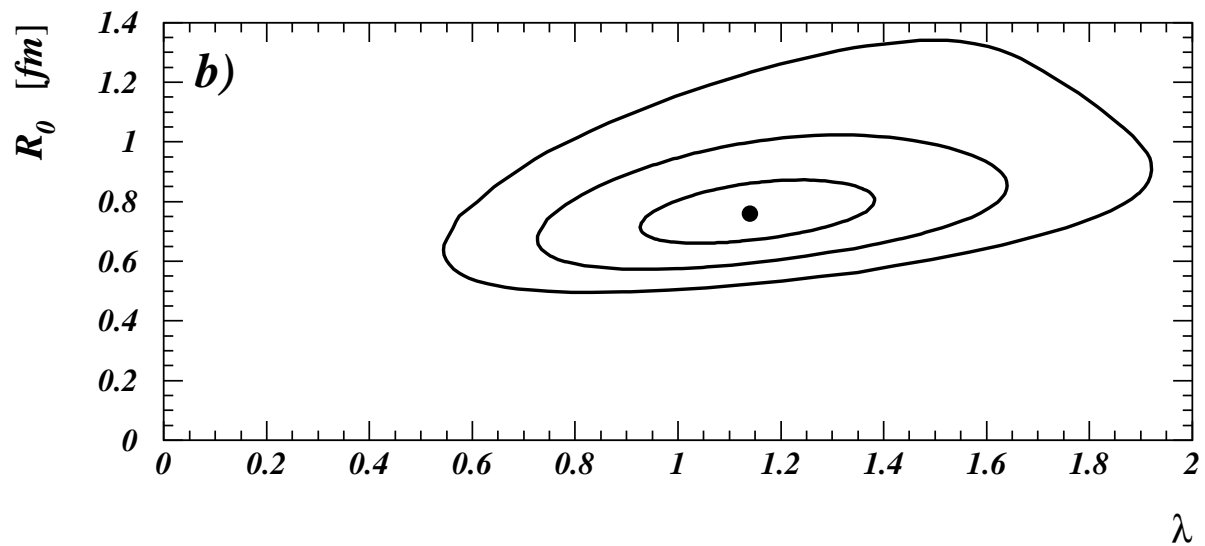
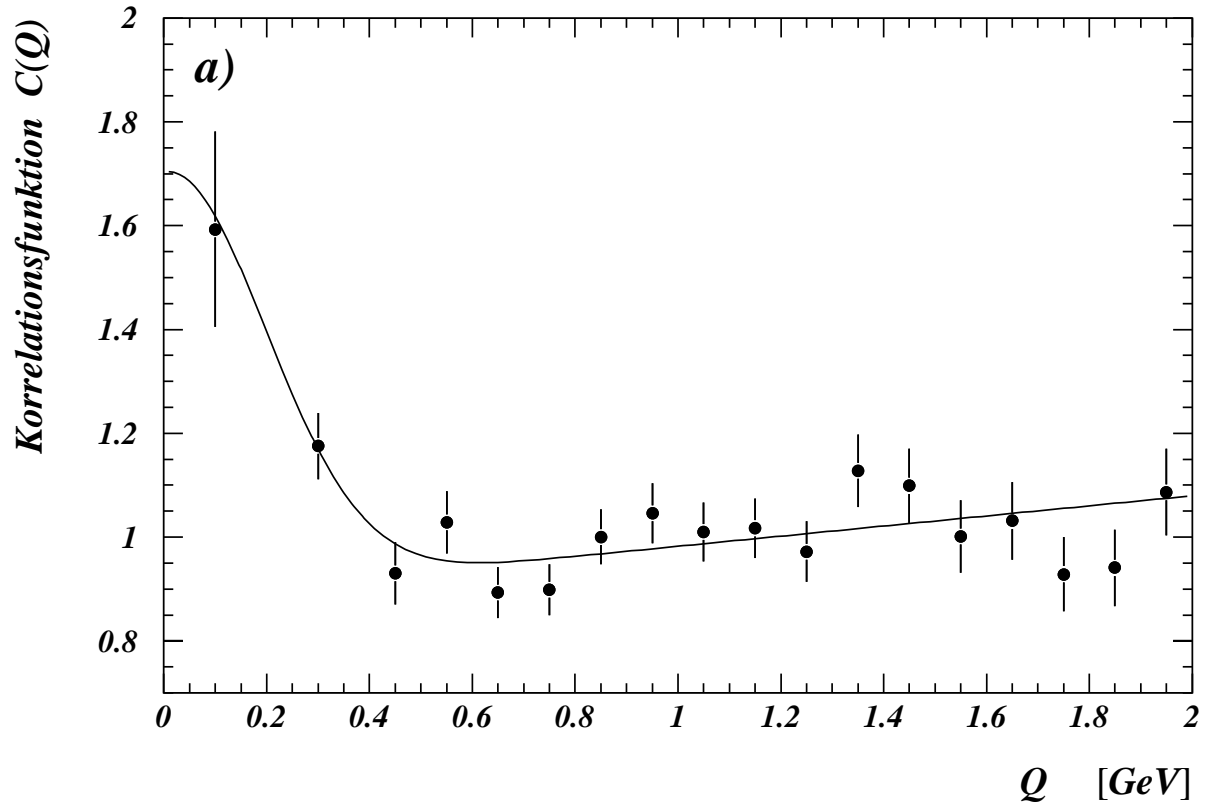


Abbildung 6.11: a) Die gemessene Korrelationsfunktion $C(Q)$. Die Linie zeigt den Referenzfit an die Daten. b) λ gegen R_0 . Der Punkt zeigt unseren besten Wert. Die Konturen zeigen die erlaubten Bereiche innerhalb von ein, zwei und drei statistischen Standardabweichungen von λ und R_0 (entsprechend den Confidence Levels von 39%, 86%, und 99%).

Der Referenzfit ist in Abb. 6.11a dargestellt. Die Werte von λ und R_0 sind stark korreliert, wie man in Abb. 6.11b sieht und der Korrelationsmatrix von λ , R_0 und δ des Referenzfits entnimmt:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 1.000 & 0.438 & 0.255 \\ 0.438 & 1.000 & -0.456 \\ 0.255 & -0.456 & 1.000 \end{pmatrix} .$$

Zum Vergleich wurde die Anpassung mit vier freien Parametern (λ , R_0 , δ , N) und schließlich mit zwei freien Parametern, λ und R_0 , wobei δ auf den Wert 0.0 fixiert wurde, wiederholt. Tab. 6.2 zeigt, daß alle drei Anpassungen konsistente Werte für λ und R_0 bei akzeptablen Werten von χ^2 pro Freiheitsgrad liefern.

Fittyp	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	λ	R_0 [fm]	δ [GeV $^{-1}$]	N
Referenzfit (λ , R_0 , δ)	17.1/15	1.14 ± 0.23	0.76 ± 0.10	0.10 ± 0.05	—
4-Parameterfit (λ , R_0 , δ , N)	17.1/14	1.19 ± 0.34	0.76 ± 0.11	0.08 ± 0.05	0.93 ± 0.07
2-Parameterfit (λ , R_0)	20.5/16	1.05 ± 0.22	0.84 ± 0.11	0.00	—

Tabelle 6.2: *Resultat der χ^2 -Fits an die gemessene Korrelationsfunktion. Die angegebenen Fehler sind statistisch.*

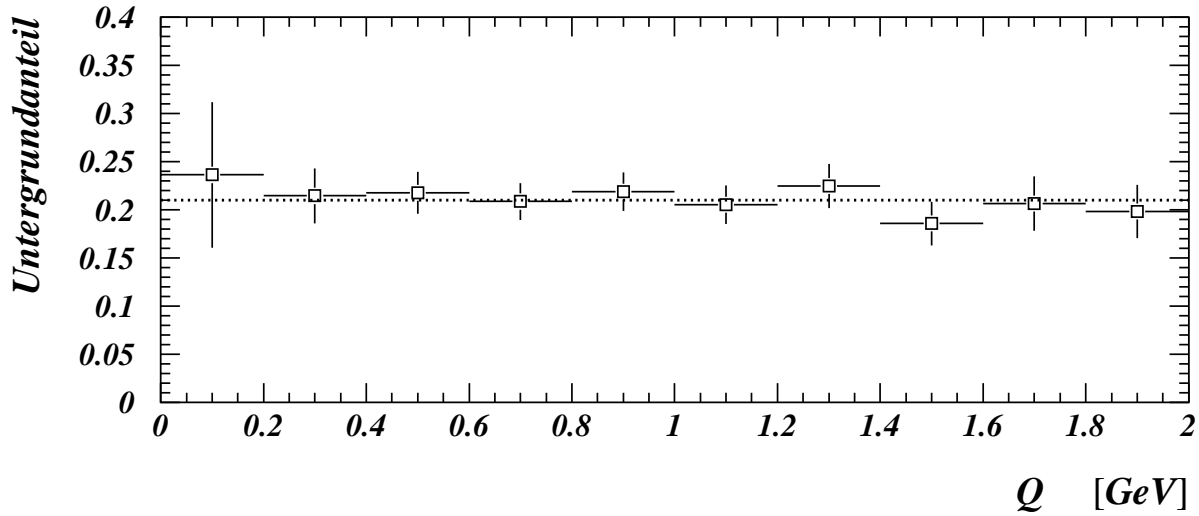


Abbildung 6.12: *Der Untergrund im $K_S^0 K_S^0$ -Datensatz als Funktion von Q in den simulierten Daten ohne BEC (JETSET). Die gestrichelte Linie gibt den Mittelwert von 21% Untergrund an.*

6.4 Studium systematischer Fehler

Die Quellen für systematische Unsicherheiten in dieser Analyse lassen sich in drei Kategorien einteilen: die K_S^0 -Paarselektion, der Fit und die Wahl der Referenzmenge. Für jede der folgenden Variationen wurde die Analyse wiederholt und an die resultierenden Korrelationsfunktionen der 3-Parameterfit angepaßt. Das Resultat der Fits, die Unsicherheit der Parameter λ und R_0 , ist in Tab. 6.3 und 6.4 zusammengefaßt.

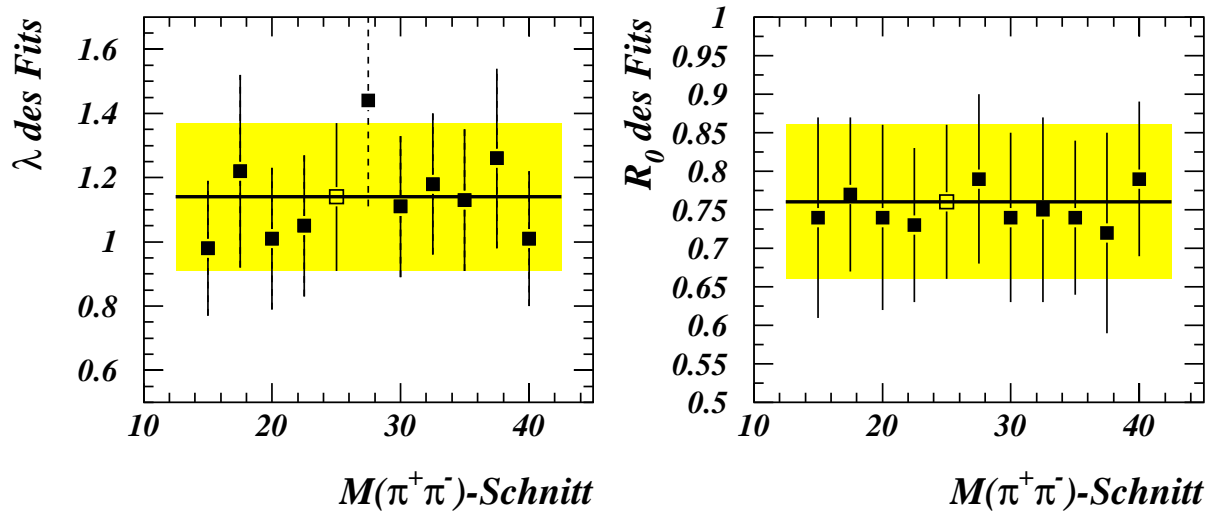


Abbildung 6.13: Einfluß der Variation des Schnittes auf die rekonstruierte K_S^0 -Masse auf die Fitparameter. Die Linie und der schattierte Bereich geben das Resultat des Referenzfits und seinen statistischen Fehler an. Das offene Symbol zeigt den Normalwert des Schnitts, die geschlossenen Symbole zeigen die Resultate der Variation.

1. K_S^0 -Paarselektion

Der Schnitt auf $M_{\pi\pi}$, die rekonstruierte Dipionmasse, wurde in 2.5 MeV Schritten im Bereich $15 \text{ MeV} \leq M_{\pi\pi}\text{-Schnitt} \leq 40 \text{ MeV}$ variiert³. Das Resultat der 10 Fits ist in Abb. 6.13 dargestellt. Es ist keine numerische Evidenz für einem systematischen Effekt zu erkennen. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit wurde konservativ das RMS der Abweichungen zum Referenzfit bestimmt (Zeile [a] in Tab. 6.3). Der λ -Wert für den $M_{\pi\pi}$ -Schnitt von 27.5 MeV wurde dabei nicht benutzt, da seine Abweichung von über 3 Standardabweichungen statistisch nicht mit den erwarteten Abweichungen bei 10 Variationen verträglich ist. Er ist in Abb. 6.13 durch einen gestrichelten Fehlerbalken kenntlich gemacht.

Um den Einfluß der Spurselektion auf das Resultat abzuschätzen, wurde die Selektion auf Spuren mit assoziierten Spurpunkten in den Z-Kammern, und damit einem Polarwinkel von $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$, beschränkt (Zeile [b]).

2. Fitbedingungen

Zur Abschätzung der Abhängigkeit des Resultats von den Randbedingungen des Fits wurde

³Für jeden Wert von $M_{\pi\pi}$ -Schnitt wurde die Reinheit des $K_S^0 K_S^0$ -Datensatzes, und damit der Wert von $f(Q)$ des 3-Parameterfits, neu bestimmt.

wie folgt vorgegangen: zuerst wurden die Binbreiten um $\pm 50\%$ variiert (Zeile [c]). Dann wurde, um den Q -Bereich auszuschließen, in dem die Zerfälle der Tensormesonen beitragen können, der Bereich $1.1 \leq Q \leq 1.6$ GeV aus dem Fitbereich ausgeschlossen (Zeile [d]). So kann der mögliche Einfluß der Tensormesonen-Zerfälle abgeschätzt werden. Schließlich wurde, statt einer Konstanten, die lineare Funktion $f(Q)=0.76+0.03\cdot Q$ verwendet (Zeile [e]). Diese Werte ergaben sich aus der Anpassung einer Geraden an die Q -abhängige Reinheit der Simulation (analog zu Abb. 6.12). Die innerhalb einer Standardabweichung erlaubte maximale Steigung wurde gewählt.

Fitbedingung	$\Delta\lambda$	ΔR_0 [fm]
[a] K_S^0 -Massenschnitt	± 0.09	± 0.03
[b] modifizierte Spurselektion	± 0.10	± 0.07
[c] Variation der Binbreiten	± 0.02	± 0.01
[d] Q -Bereich: 0 bis 1.1 und 1.6 bis 2 GeV	± 0.05	± 0.00
[e] $f(Q)=0.76 + 0.03\cdot Q$	± 0.04	± 0.00
Gesamtfehler	± 0.15	± 0.08

Tabelle 6.3: Die systematischen Fehler der BEC-Analyse aufgrund von Veränderungen der Selektionskriterien und der Fitbedingungen.

Addiert man die einzelnen Beiträge aus Tab. 6.3 quadratisch, so ergibt sich $\Delta\lambda = 0.15$ und $\Delta R_0 = 0.08$ fm.

3. Referenzmenge

Bei allen BEC-Analysen liegt eine bedeutende Quelle systematischer Unsicherheiten in der Wahl der Referenzverteilung. Frühere Studien der BEC in geladenen Mesonen schätzten den systematischen Fehler meist durch den Vergleich mehrerer akzeptabler Referenzmengen ab. Die vorliegende Studie ist jedoch auf nur eine mögliche Referenzverteilung beschränkt. Um trotzdem den Fehler zu bestimmen, wurde die JETSET-Referenzverteilung innerhalb des erlaubten Bereichs modifiziert. Dieser Bereich ist durch die Genauigkeit gegeben, mit der die freien Parameter des Monte-Carlo-Programms festgelegt sind. Die 6 wichtigsten der Parameter, die die Impulsverteilung der Hadronen beeinflussen, wurden variiert.

Für 4 dieser Parameter wurden in Ref. [19] bei der Anpassung des JETSET-Generators an globale OPAL-Ereignisvariablen der Zentralwert und Fehler bestimmt:

- Λ_{QCD} , der QCD Skalenparameter: $\Lambda_{QCD} = 0.29_{-0.01}^{+0.02}$ GeV.
- Q_0 , die minimale Virtualität bis zu der sich Partonen entwickeln: $Q_0 = 1.0_{-0.3}^{+0.8}$ GeV.
- a , der Parameter der Lund-symmetrischen Fragmentationsfunktion, der das longitudinale Impulsspektrum der Hadronen bestimmt: $a = 0.18_{-0.05}^{+0.12}$. Der zweite freie Parameter der Fragmentationsfunktion, b , ist mit a stark korreliert und wird deshalb nicht variiert.
- σ_q , die Breite des transversalen Impulsspektrums der Hadronen: $\sigma_q = 0.37_{-0.05}^{+0.03}$ GeV.

Zwei weitere Parameter und ihre Fehler sind für die Produktion seltsamer Mesonen besonders wichtig:

- $(\frac{V}{V+P})_S$, das Verhältnis von Vektormesonen zu Vektor- plus Pseudoskalar-Mesonen für seltene Hadronen. Die HRS-Kollaboration bestimmte den Wert dieses Parameters zu $(\frac{V}{V+P})_S = 0.6 \pm 0.08$ [71]. Eine OPAL-Analyse der Produktion von K^{*0} -Mesonen lieferte den unteren Grenzwert von $(\frac{V}{V+P})_S = 0.43$ [35].
- γ_s/γ_u , die Unterdrückung der s-Quark-Produktion aus dem See. Der voreingestellte Wert von $\gamma_s/\gamma_u=0.30$ wurde bis zum Minimalwert von $\gamma_s/\gamma_u=0.245$, der ebenfalls aus der Analyse der Produktion von K^{*0} -Mesonen [35] stammt, variiert.

Innerhalb der so definierten Grenzen wurden die JETSET-Parameter einzeln variiert. Da es wegen des großen Rechenaufwands unmöglich war, für die Fehlerstudie Ereignisse mit voller Detektorsimulation für verschiedene Werte der Fragmentationsparameter in ausreichender Anzahl zu generieren, wurde wie folgt vorgegangen: zuerst wurden für jeden Wert der Parametervariation 1 Million JETSET-Ereignisse ohne Detektorsimulation erzeugt. Die resultierende Q -Verteilung wurde dann durch die JETSET-Verteilung mit den voreingestellten Standardwerten dividiert. Das ergab einen Satz von Q -abhängigen Gewichten, mit denen die JETSET-Referenzverteilung mit voller Detektorsimulation modifiziert wurde. Das Resultat der 3-Parameterfits ist in Abb. 6.14 und 6.15 dargestellt. Obwohl für keine Parametervariation eine signifikante systematische Abweichung zu erkennen ist, wird der Fehler konservativ durch das RMS der Abweichungen vom Referenzfit abgeschätzt (siehe Tab. 6.4). Dabei werden diejenigen Werte von λ und R_0 , die nicht mit mindestens 95% Confidence Level der jeweiligen Variation mit dem Resultat des Referenzfits verträglich sind, nicht zur Berechnung des RMS verwendet. Sie sind in Abb. 6.14 und 6.15 durch gestrichelte Fehlerbalken kenntlich gemacht. Dies ist bei der kleinen Anzahl von Variationen der JETSET-Parameter (jeweils 9 bis 12) notwendig, weil extreme statistische Fluktuationen sonst zu einer Überschätzung der Unsicherheit führen.

Dieser Fehler beinhaltet auch den Fehler, der durch die Kombination der beiden JETSET-Datensätze mit leicht unterschiedlicher Voreinstellung der Fragmentationsparameter entsteht, da die Unterschiede klein gegen die in diesem Abschnitt durchgeführten Variationen sind. Der Gesamtfehler aufgrund der Wahl der Referenzmenge beträgt damit $\Delta\lambda = 0.20$ und $\Delta R_0 = 0.07$ fm.

JETSET-Parametervariation	$\Delta\lambda$	ΔR_0 [fm]
$0.28 \leq \Lambda_{QCD} \leq 0.31$ GeV	± 0.06	± 0.03
$0.70 \leq Q_0 \leq 1.80$ GeV	± 0.09	± 0.03
$0.13 \leq a \leq 0.30$	± 0.09	± 0.03
$0.32 \leq \sigma_q \leq 0.40$ GeV	± 0.07	± 0.03
$0.43 \leq (\frac{V}{V+P})_S \leq 0.68$	± 0.10	± 0.03
$0.245 \leq \gamma_s/\gamma_u \leq 0.30$	± 0.07	± 0.04
Gesamtfehler	± 0.20	± 0.07

Tabelle 6.4: Die systematischen Fehler der BEC-Analyse aufgrund von Veränderungen der freien Parameter der JETSET-Referenzmenge, die die Fragmentation regulieren.

Addiert man die systematischen Fehler von Selektion, Fit und Wahl der Referenzmenge quadratisch, so ergibt sich das Endresultat für die Parameter der BEC im $K_S^0 K_S^0$ -System in den OPAL-Daten:

$$\lambda = 1.14 \pm 0.23 \pm 0.25 \quad \text{und} \quad R_0 = (0.76 \pm 0.10 \pm 0.11) \text{ fm.}$$

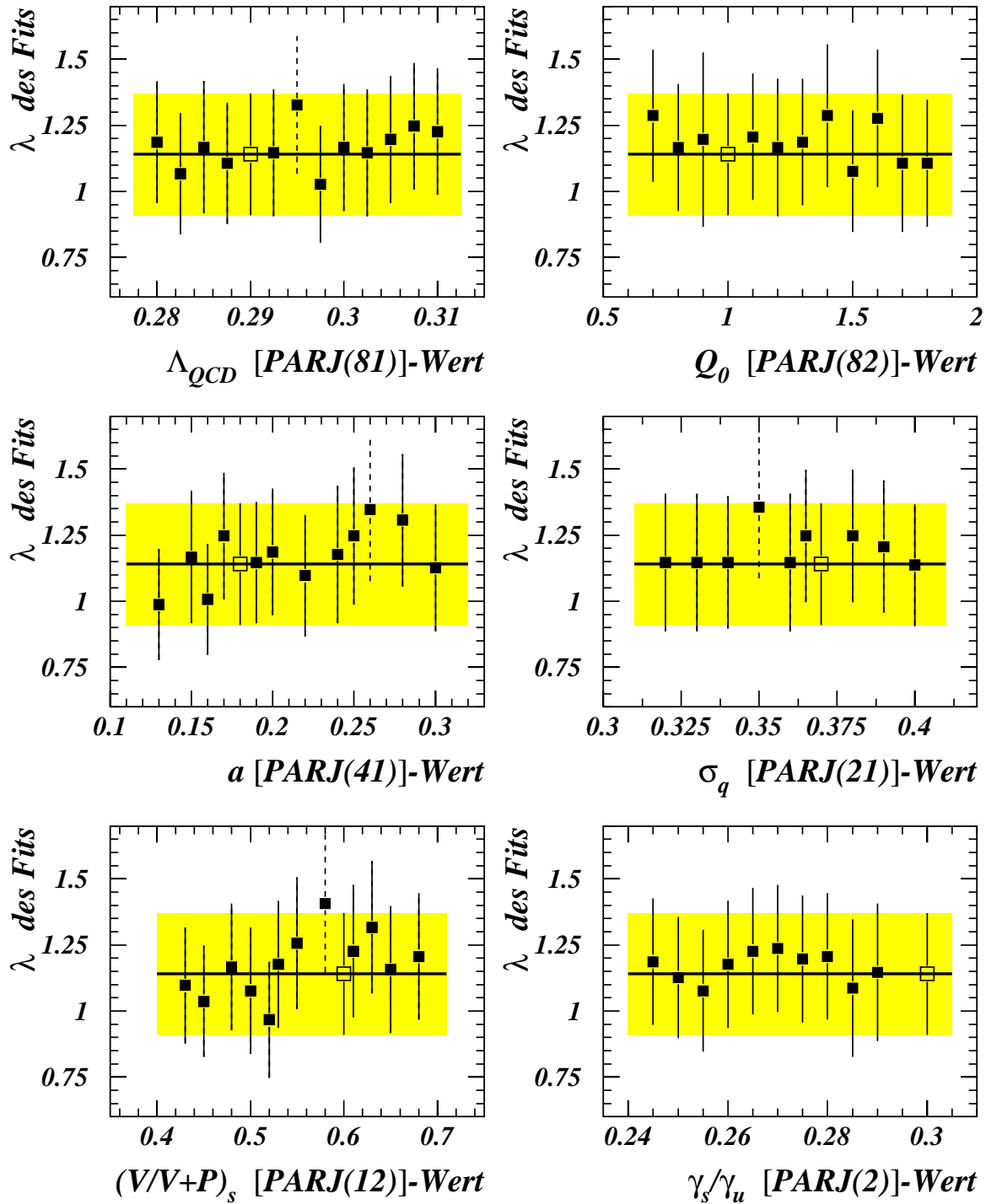


Abbildung 6.14: Einfluß der Variation der JETSET-Fragmentationsparameter auf den λ -Wert des Fits. Die Linie und der schattierte Bereich geben das Resultat des Referenzfits und seinen statistischen Fehler an. Das offene Symbol zeigt den voreingestellten Wert des Parameters, die geschlossenen Symbole zeigen die Resultate der Variation. Die bei der Berechnung des RMS nicht verwendeten Werte sind durch gestrichelten Fehlerbalken gekennzeichnet.

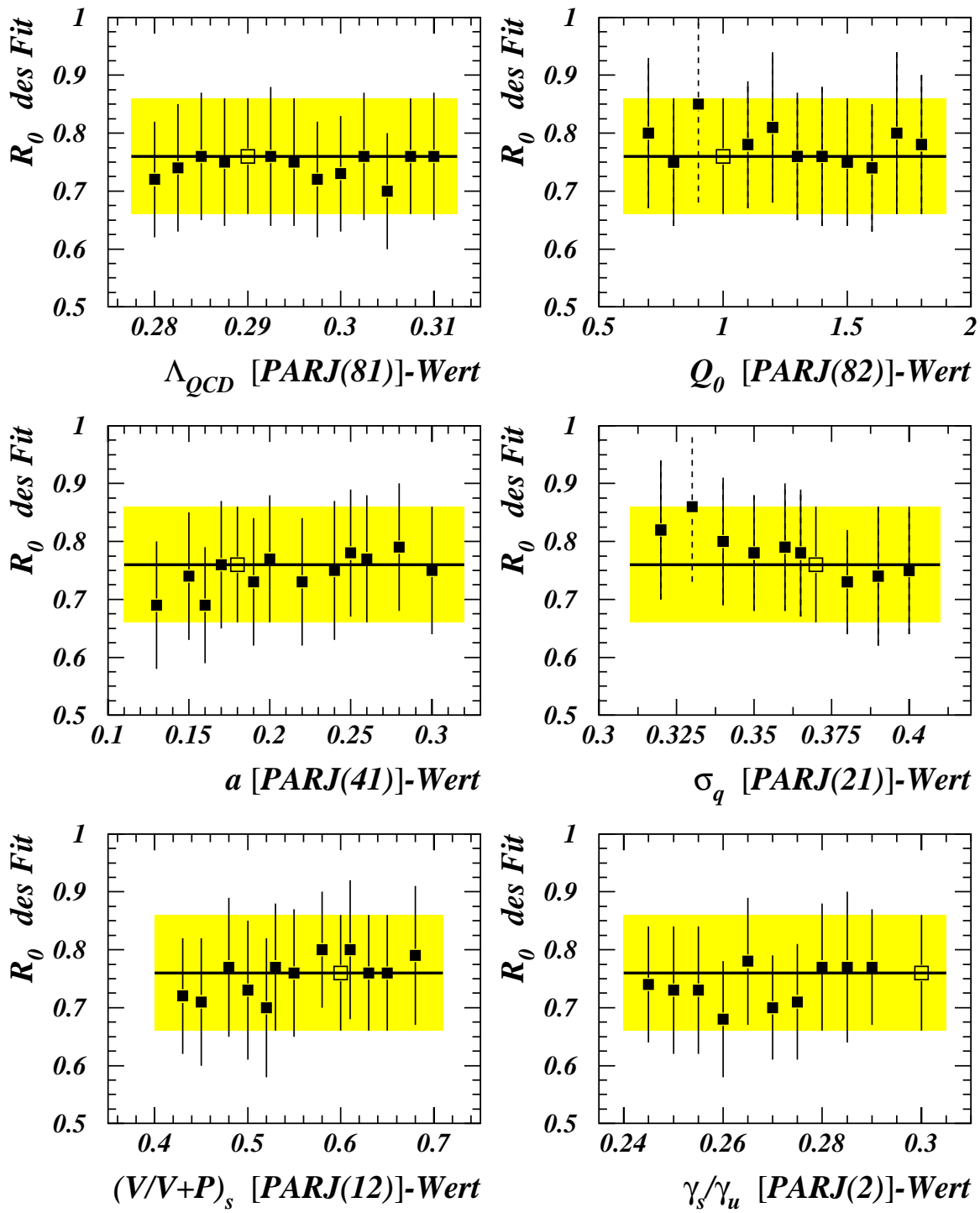


Abbildung 6.15: Einfluß der Variation der JETSET-Fragmentationsparameter auf den R_0 -Wert des Fits. Die Linie und der schattierte Bereich geben das Resultat des Referenzfits und seinen statistischen Fehler an. Das offene Symbol zeigt den voreingestellten Wert des Parameters, die geschlossenen Symbole zeigen die Resultate der Variation. Die bei der Berechnung des RMS nicht verwendeten Werte sind durch gestrichelten Fehlerbalken gekennzeichnet.

6.5 Vergleich mit vorherigen Messungen zu Bose-Einstein-Korrelationen

In Tab. 6.5 sind die publizierten Messungen der BEC-Parameter im System neutraler und geladener Kaonen⁴ zusammengefaßt. Zu Vergleichszwecken sind auch die Resultate der LEP-Experimente für die BEC im Pionsystem aufgeführt. Bevor die Resultate verglichen werden können, sind einige Vorbemerkungen zu machen:

1. Die Resultate für die BEC-Parameter sind von der Parametrisierung der Korrelationsfunktion abhängig. Ref. [23] zeigt, daß die q_t, q_0 -Variablen von Kopylov und Podgoretskii [28] in den Studien von $\pi^\pm\pi^\pm$ -Paaren größere R_0 -Werte liefern als die Goldhaber-Variable Q . In der Tat sind die R_0 -Werte der $K^\pm K^\pm$ -Studien höher als das OPAL-Resultat. Der in Ref. [29] bestimmte Wert von R_0 in $K_S^0 K_S^0$ -Paaren ist konsistent mit der OPAL-Messung. In jener Analyse wurde aber kein Wert für λ bestimmt.
2. In hadronischen Reaktionen ist der Wert von λ generell niedriger als in e^+e^- -Annihilationen [23].
3. Ein Vergleich der λ - und R_0 -Werte ist dadurch erschwert, daß die Experimente teilweise nicht auf den Untergrund in ihrer Datenmenge korrigierten. Darüberhinaus wurden in den BEC-Studien geladener Hadronen sehr unterschiedliche Ansätze für die Coulomb-Korrektur verfolgt.
4. In Ref. [29, 74, 75] ist kein systematischer Fehler bestimmt worden. In Tab. 6.5 sind für diese Experimente deshalb nur die statistischen Fehler angegeben.
5. Neuere Studien der BEC [76, 77] korrigierten ihre Datenmengen auf die Beiträge von Zerfällen der charm- und bottom-Quarks. In Ref. [69] wurde darauf hingewiesen, daß Zerfälle langlebiger Teilchen, wie D- und B-Hadronen, den Wert von λ in $\pi^\pm\pi^\pm$ -BEC deutlich verringern. Da jedoch die Statistik für eine Flavour-Separation aus den Daten nicht ausreicht, verlassen sich Ref. [76, 77] auf die Simulation und bestimmen mit Hilfe des JETSET-Generators Korrekturfaktoren für die gemessene Korrelationsfunktion. Da dieser Ansatz sehr stark modellabhängig ist, wurde er in der vorliegenden Analyse nicht benutzt.
6. Die Zerfälle der skalaren $f_0(980)$ und $a_0(980)$ -Mesonen, die unterhalb der Schwelle für $K_S^0 K_S^0$ -Produktion liegen, können im Prinzip zum Dikaon-Massenspektrum beitragen. Die beiden Resonanzen sind durch ihre Zerfälle in $\pi\pi$ und $\eta\pi$ etabliert. Die DELPHI- und ALEPH-Kollaborationen benutzen in ihren Analysen [58, 77] ein spezielles Monte-Carlo-Modell, um den Beitrag des $f_0(980)$ abzuziehen. Diese Korrektur reduzierte in den $K_S^0 K_S^0$ -BEC-Studien in Ref. [58, 77] den Wert des λ -Parameters um 20-30%.

Eine Korrektur auf die Zerfälle der skalaren Mesonen erfordert die genaue Kenntnis mehrerer Eingabegrößen:

- die Produktionsrate in Z^0 -Zerfällen.
DELPHI mißt die $f_0(980)$ -Rate durch Rekonstruktion des Kanals $f_0(980) \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu 0.10 ± 0.04 für $x_E(f_0(980)) > 0.1$ [78]. Das $a_0(980)$ wurde in Z^0 -Zerfällen noch nicht beobachtet.
- die Breite der Resonanz.
In Ref. [41] wird der Weltmittelwert für die Breite der beiden skalaren Mesonen mit $\Gamma(f_0(980)) = 40$ bis 400 MeV und $\Gamma(a_0(980)) = 50$ bis 300 MeV angegeben.

⁴Die Resultate für $K^\pm K^\pm$ -BEC in Schwerionen-Experimenten [72, 73] sind nicht aufgeführt. Die Resultate sind denen der $\pi^\pm\pi^\pm$ -Studien in Schwerionen-Experimenten sehr ähnlich. Dort steigt der gemessene Radius R_0 mit der relativen Atommasse des Projektils proportional zu $A_{\text{Projektil}}^{1/3}$ (siehe Ref. [25]).

Messung	Reaktion	\sqrt{s} [GeV]	Observable	λ	R_0 [fm]	N(KK)
$K^\pm K^\pm$	pp, $\bar{p}p, \alpha\alpha$	53 - 126	q_t, q_0	0.58 ± 0.31	2.4 ± 0.9	5 241
$K^\pm K^\pm$	pp	27.4	q_t, q_0	0.57 ± 0.26	1.87 ± 0.33	7 076
$K_S^0 K_S^0$	$\bar{p}p$	2.0	q_t, q_0	—	0.9 ± 0.2	1 403
$K_S^0 K_S^0$	e^+e^-	91	Q	$1.12 \pm 0.33 \pm 0.29$	$0.72 \pm 0.17 \pm 0.19$	5 989
$K_S^0 K_S^0$	e^+e^-	91	Q	$1.13 \pm 0.54 \pm 0.23$	$0.90 \pm 0.19 \pm 0.10$	12 408
$K_S^0 K_S^0$	e^+e^-	91	Q	$0.96 \pm 0.21 \pm 0.40$	$0.65 \pm 0.07 \pm 0.15$	—
$K_S^0 K_S^0$	e^+e^-	91	Q	$1.14 \pm 0.23 \pm 0.25$	$0.76 \pm 0.10 \pm 0.11$	14 868
$\pi^\pm \pi^\pm$	e^+e^-	91	Q	$1.08 \pm 0.05 \pm 0.14$	$0.93 \pm 0.02 \pm 0.15$	—
$\pi^\pm \pi^\pm$	e^+e^-	91	Q	$0.51 \pm 0.04 \pm 0.11$	$0.65 \pm 0.04 \pm 0.16$	—
$\pi^\pm \pi^\pm$	e^+e^-	91	Q	$1.06 \pm 0.05 \pm 0.16$	$0.49 \pm 0.01 \pm 0.05$	—
$\pi^0 \pi^0$	e^+e^-	91	Q	$0.37 \pm 0.03 \pm 0.12$	$0.40 \pm 0.03 \pm 0.13$	—

Tabelle 6.5: Resultate von BEC-Studien geladener und neutraler Kaonen sowie die BEC-Resultate für Pionen bei LEP. N(KK) bezeichnet die Anzahl der Ereignisse mit mindestens 2 rekonstruierten Kaonen (falls angegeben).

- das Verzweigungsverhältnis in $K\bar{K}$.
Ref. [41] gibt den Weltmittelwert hierfür mit $\text{BR}(f_0(980) \rightarrow K\bar{K}) = (21.9 \pm 2.3)\%$ an. Die Analysen, auf denen diese Zahl beruht, studierten alle das $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum und interpretierten die gesamte Schwellenüberhöhung als Resultat der $f_0(980)$ -Zerfälle. Keine dieser Studien berücksichtigte den erwarteten Beitrag der BEC.
Für das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(a_0(980) \rightarrow K\bar{K})$ wird kein Wert angegeben; es ist als „seen“ verzeichnet.
- ein Modell für die Form der Resonanz oberhalb der K_S^0 - K_S^0 -Schwelle.
Die Analysen in Ref. [58, 77] benutzen einen „coupled channel“-Ansatz [79, 80], dessen Resultat kritisch von der verwendeten Resonanzbreite abhängt⁵.

Keine der für eine sinnvolle Korrektur notwendigen Informationen ist somit hinreichend gut bekannt, wie überhaupt die Interpretation der beiden skalaren Mesonen unklar ist. Da sie nach heutigem Stand der Untersuchungen keinen Platz im $J^{PC} = 0^{++}$ -Nonett finden, werden sie als Glueball- oder $q\bar{q}q\bar{q}$ -Kandidaten und sogar als $K\bar{K}$ -Moleküle interpretiert [41, 82].

In der ersten OPAL Analyse [8] und der vorliegenden Studie wurde aus all diesen Gründen kein Versuch gemacht, das Resultat auf mögliche Beiträge der $f_0(980)$ und $a_0(980)$ -Mesonen zu korrigieren. Bemühungen, aus dem von OPAL gemessenen K^+K^- -Massenspektrum [35] die Beiträge der $f_0(980)$ und $a_0(980)$ -Zerfälle abzuschätzen, scheitern an der begrenzten Sensitivität dieser Methode, da das Massenspektrum an der K^+K^- -Schwelle von $\phi(1020)$ -Zerfällen dominiert wird.

Im Rahmen der oben gemachten Einschränkungen sind die Resultate der vorliegenden Studie konsistent mit den anderen Messungen der BEC in Kaonpaaren. Im besonderen stimmen die Messungen der $K_S^0 K_S^0$ -BEC bei LEP sehr gut überein.

In Abb. 6.16 sind die Resultate der BEC-Studien in Z^0 -Zerfällen miteinander verglichen. In der zweidimensionalen Darstellung von λ gegen R_0 zeigen die Konturen die erlaubten Bereiche innerhalb von ein, zwei und drei statistischen Standardabweichungen von λ und R_0 des OPAL-Referenzfits (entsprechend den Confidence Levels von 39%, 86%, und 99%).

Obwohl die Resultate nicht alle innerhalb ihrer Fehler übereinstimmen, kann man doch von einem Gesamtbild ohne große Diskrepanzen sprechen. Die Werte legen eine inkohärente Bosonquelle nahe, deren Radius etwa 0.75 fm beträgt. Für die „Bose-Einstein-artigen“ Korrelationen im $K_S^0 K_S^0$ -System liegen die Werte der BEC-Parameter im Bereich der Resultate der Studien der „klassischen“ BEC im Pionsystem.

⁵Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der $f_0(980)$ -Korrektur in Ref. [58, 77] waren in Ref. [81] als Weltmittelwerte für die Resonanzbreiten die Werte $\Gamma(f_0(980)) = 47 \pm 9$ MeV und $\Gamma(a_0(980)) = 57 \pm 11$ MeV angegeben anstelle der auf Seite 87 angegebenen neueren Werte [41].

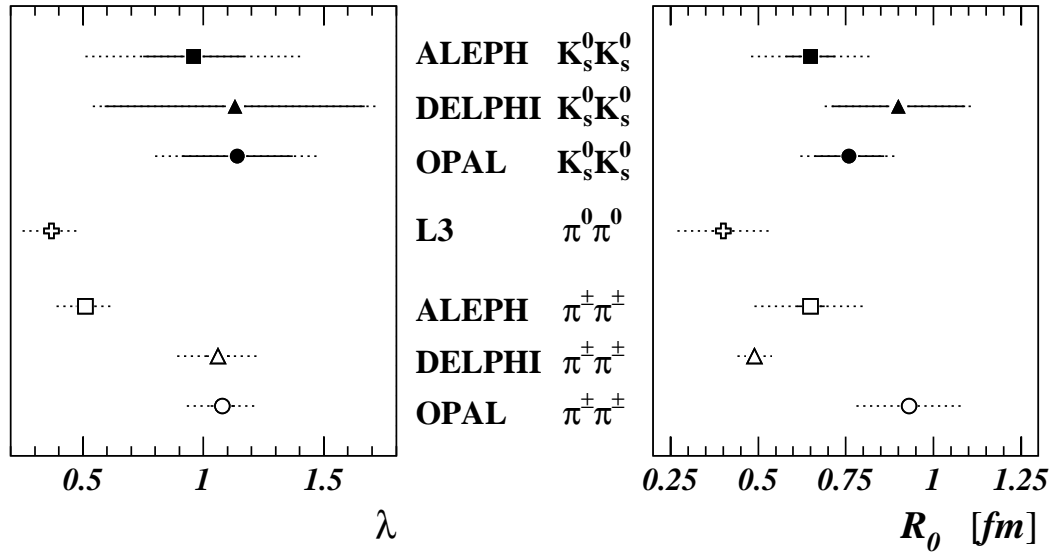
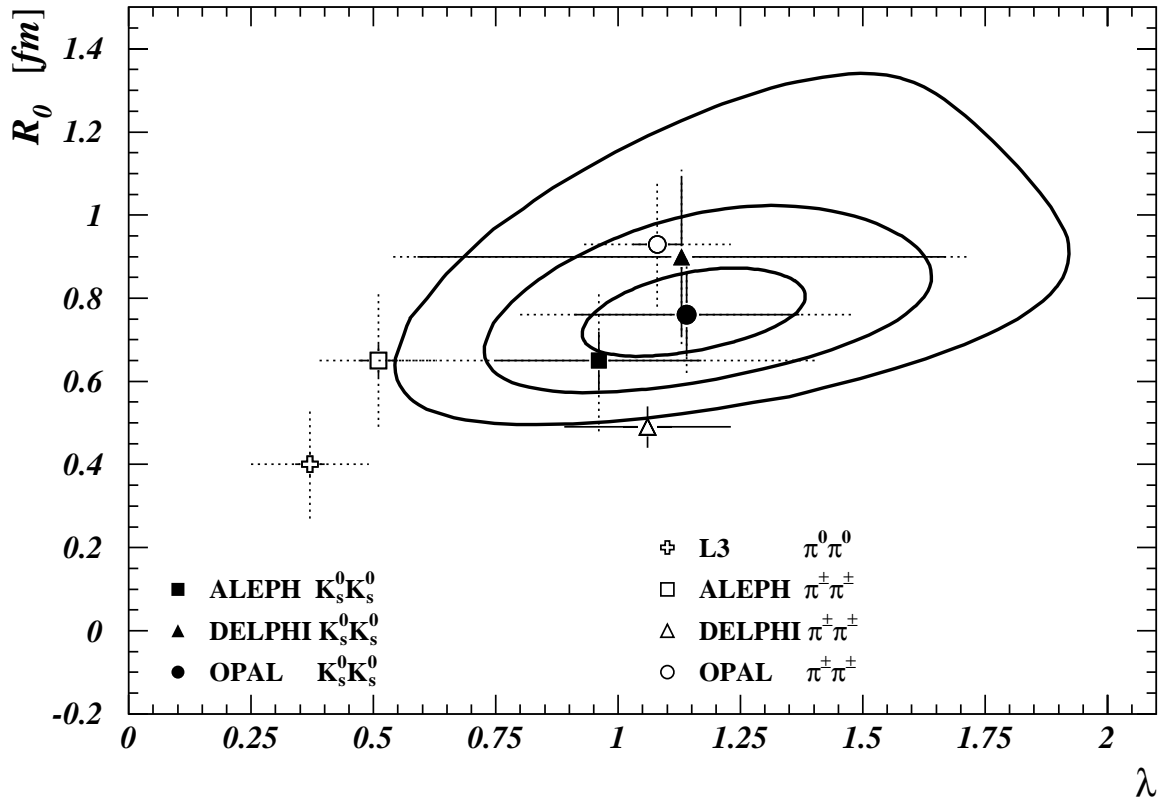


Abbildung 6.16: Vergleich der publizierten BEC-Studien bei LEP [9, 34, 58, 76, 77, 83, 84]. Oben ist λ gegen R_0 dargestellt. Die Konturen zeigen die erlaubten Bereiche innerhalb von ein, zwei und drei statistischen Standardabweichungen von λ und R_0 von unserem besten Wert (entsprechend den Confidence Levels von 39%, 86%, und 99%). Die durchgezogenen Fehlerbalken zeigen statistische Fehler, die durchbrochenen Fehlerbalken geben die quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler an. Vor einem Vergleich sind die Unterschiede in den Analysetechniken zu berücksichtigen (siehe Text).

6.6 Ein erster Blick auf $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Bose-Einstein-Korrelationen

In den vergangenen Jahren wurden erstmalig BEC zwischen mehr als zwei identischen Bosonen - ausschließlich im $\pi^\pm \pi^\pm$ -System - gemessen [23]. Die Analysen erstrecken sich inzwischen bis zur fünften Ordnung. Die Observable war meist eine verallgemeinerte Goldhaber-Variable. Sie schreibt sich allgemein für ein n-Teilchen-System als:

$$Q_n^2 = M_n^2 - (n \cdot m_i)^2, \quad (6.3)$$

wobei M_n^2 die invariante n-Teilchen Masse ist und m_i die Ruhemasse eines einzelnen Teilchens. Der erwartete Wert der Korrelationsfunktion $C(Q_n)$ an der Schwelle beträgt dann $C_n(Q_n = 0) = n!$ für eine untergrundfreie Datenmenge mit $\lambda=1$.

Das erklärt, warum eine Beobachtung der BEC im $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -System besonders interessant wäre. Für den Fall „reiner“ BEC, wenn also keine Zerfälle zur Schwellenüberhöhung beitragen, steigt die Korrelationsfunktion für $\lambda=1$ bis auf $C_3(Q_3 = 0) = 3! = 6$ an. Falls hingegen die $f_0(980)$ und/oder die $a_0(980)$ -Mesonen zum Massenspektrum spürbar beitragen, so muß der Wert von $C_3(Q_3 = 0)$ deutlich niedriger liegen [30].

Gleichung 6.3 läßt sich für das $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -System umformen zu:

$$Q_3 = \sqrt{Q_{1,2}^2 + Q_{1,3}^2 + Q_{2,3}^2}, \quad (6.4)$$

$$Q_{i,j} = \sqrt{M_{K_S^0, i K_S^0, j}^2 - 4 \cdot m_{K_S^0}^2}. \quad (6.5)$$

Die OPAL-Datenmenge besteht aus 1298 Ereignissen mit mindestens 3 K_S^0 -Kandidaten, für die die Q_3 -Verteilung in Abb. 6.17 gezeigt ist. Im Bereich $Q < 1$ GeV, der für die BEC-Analyse wichtig ist, befinden sich nur 12 Einträge. Es existiert keine $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Kombination mit einem Q_3 -Wert kleiner als 0.4 GeV. Es ist somit unmöglich, die Analyse der Daten mit der vorliegenden Statistik weiterzuführen und die BEC-Parameter zu messen. Es wäre dazu mindestens eine 10 - 20-fach größere $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Datenmenge nötig.

Zukünftige Analysen der kombinierten OPAL-Daten der Jahre 1990 – 1995 werden mit etwa 5 Millionen hadronischen Z^0 -Zerfällen arbeiten können. Es wäre auch bei dieser Statistik noch zwingend notwendig, daß die Effizienz der K_S^0 -Suche verbessert wird. Ein erster Schritt in diese Richtung konnte durch den Einsatz eines neuronalen Netzes zur K_S^0 -Identifikation in Ref. [6] gemacht werden. Eine relative Verbesserung der K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit um 50% bei etwa gleicher Reinheit der Identifikation scheint für den neuronalen Ansatz möglich. Zusammen mit der größeren Z^0 -Datenmenge würde dies bereits zu einer mindestens 13-fachen Zunahme des $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Datensatzes führen, die eine Analyse der $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -BEC bei OPAL interessant machen könnte.

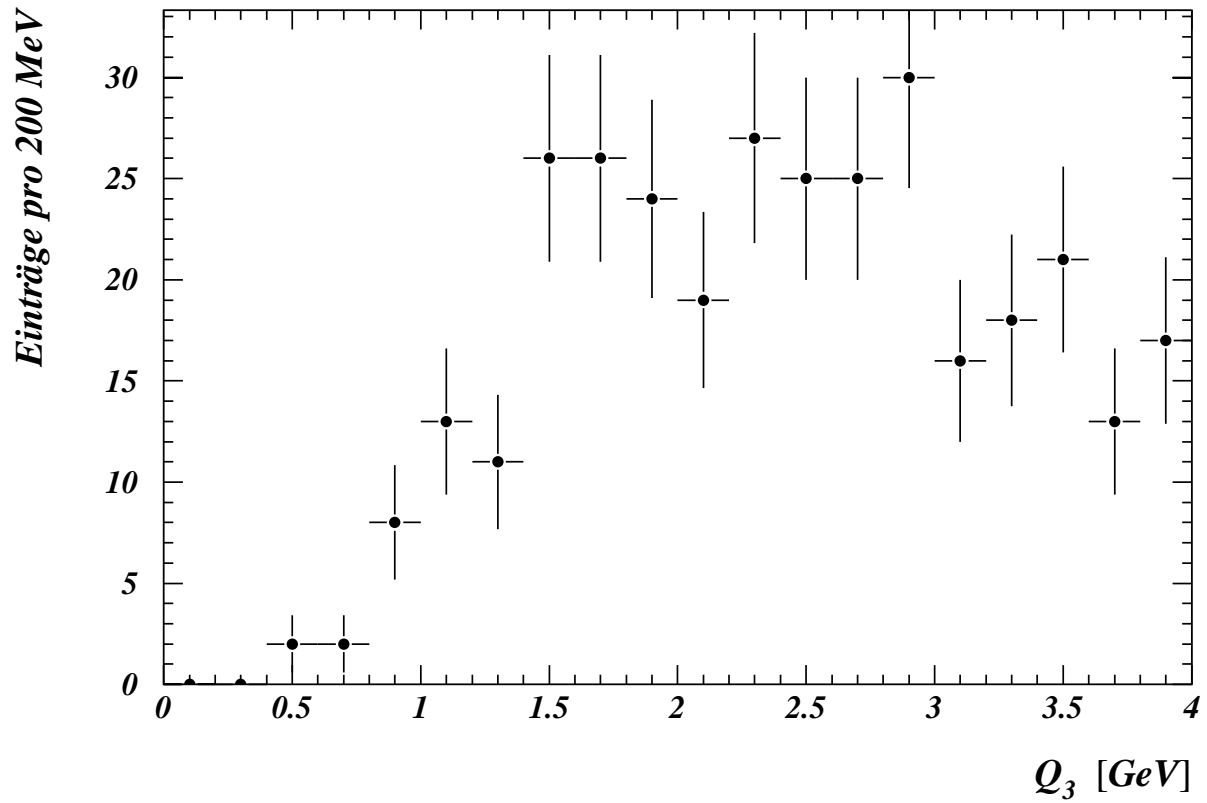


Abbildung 6.17: Die Q_3 -Verteilung für die 1151 $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Kombinationen in den OPAL-Daten.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit untersucht die Produktion neutraler Kaonen in hadronischen Z^0 -Zerfällen. Dazu wurde in 1.26 Millionen Ereignissen, die mit dem OPAL-Detektor in den Jahren 1990-1992 aufgezeichnet wurden, der K^0 -Wirkungsquerschnitt und, erstmalig in e^+e^- -Annihilationen, die $K_S^0 K_S^0$ Bose-Einstein-Korrelationen gemessen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden in Ref. [9] veröffentlicht.

Die K^0 -Mesonen wurden im Zerfallskanal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ durch die Suche nach im OPAL-Zentraldetektor aufgelösten Sekundärvertices rekonstruiert. So konnten etwa 182 000 K_S^0 -Zerfälle identifiziert werden. Das Signal wurde zur Messung der Wirkungsquerschnitte in Energiebins eingeteilt und mit einer aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert. Die totale Rate ergibt sich zu

$$1.990 \pm 0.006 \pm 0.040 \quad K^0(\bar{K}^0) \text{ pro Ereignis}$$

in guter Übereinstimmung mit der ersten publizierten OPAL-Analyse bei um einen Faktor 2-3 kleineren Fehlern. Der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt sind in guter Übereinstimmung mit den publizierten Messungen der anderen LEP- und SLC-Experimente. Beide Fragmentationsmodelle, JETSET und HERWIG, deren freie Parameter in Ref. [19] an die globalen Ereignisvariablen angepaßt wurden, überschätzen die K^0 -Rate und sagen ein deutlich zu weiches K^0 -Energiespektrum voraus. Eine erneute Anpassung der freien Parameter der Modelle, bei der im besondern auch die gemessenen Teilchenraten und -spektren berücksichtigt werden, ist notwendig, um die Modelle in Übereinstimmung mit den Daten zu bringen.

Der Vergleich mit der Produktion geladener Kaonen in Z^0 -Zerfällen zeigt eine gute Übereinstimmung der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die Differenz der Produktionsraten ist mit $\Delta(K^\pm - K^0) = 0.43 \pm 0.13$ pro Ereignis hingegen deutlich größer als aufgrund von Isospinsymmetrie und bekannten K^\pm / K^0 -Zerfallsasymmetrien erwartet. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte in den Zerfallsasymmetrien bislang noch nicht von den LEP-Experimenten beobachteter B-Hadronen liegen. Einen ersten Schritt zur Überprüfung dieser Annahme machte die DELPHI-Kollaboration in ihrer Studie der Kaon-Produktion in selektierten $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen [64]. Wegen der großen systematischen Unsicherheiten der K^\pm -Analyse konnte dort noch keine signifikante Aussage gemacht werden. Ein anderer Ansatz könnte die Messung der K^\pm - und K^0 -Raten in $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ Ereignissen sein. Aufgrund der großen Massen der schweren Quarks sollten die in Gluonjets produzierten Kaonen praktisch nie von B-Hadronen abstammen und die Ratendifferenz deshalb sehr klein sein. Eine solche Analyse hat in der OPAL-Kollaboration bereits begonnen [85].

Bose-Einstein-Korrelationen (BEC) im $K_S^0 K_S^0$ -System wurden durch die Observable Q , die Viererimpulsdifferenz der K_S^0 -Mesonen, untersucht. Dazu wurden im OPAL-Datensatz etwa 16 000 Ereignisse mit mindestens zwei identifizierten K_S^0 -Zerfällen selektiert. Die Referenzmenge bildeten Monte-Carlo-Simulationen, in denen keine BEC existierten. Unter der Annahme einer gaußförmigen Dichteverteilung der Bosonquelle liefert ein Fit an die gemessene Korrelationsfunktion:

$$\lambda = 1.14 \pm 0.23 \pm 0.25 \quad \text{und} \quad R_0 = (0.76 \pm 0.10 \pm 0.11) \text{ fm} ,$$

wobei λ der Inkohärenzparameter und R_0 der Radius der Quelle ist. Der Vergleich mit den anderen Messungen der BEC im Kaonsystem und im Pionsystem ist wegen der Unterschiede in den Analysetechniken schwierig. Es zeigt sich aber bei allen Einschränkungen ein recht einheitliches Bild der BEC und der Bose-Einstein-artigen Korrelationen, die eine inkohärente Bosonquelle mit einem Radius von etwa 0.75 fm bevorzugen.

Die Zerfälle der skalaren $f_0(980)$ - und $a_0(980)$ -Mesonen können im Prinzip zum $K_S^0 K_S^0$ -Datensatz beitragen. Ihr Anteil kann zur Zeit nicht abgeschätzt werden, da nicht genügend Informationen über die Mesonen und ihre Zerfallscharakteristiken vorliegen. Ein möglicher Ansatz zur Abtrennung der $f_0(980)$ - und $a_0(980)$ -Beiträge könnte in Zukunft durch eine Partialwellenanalyse des $K_S^0 K_S^0$ -Systems erreicht werden. Die skalaren Mesonen dürfen als s -Wellen-Resonanzen nur im ($\ell=1$)-Anteil sichtbar sein. Im Modell vom Lipkin [31] sind BEC hingegen auch dann möglich, wenn der s -Wellen-Anteil konstant und unabhängig von Q ist. Eine andere Möglichkeit zur Abschätzung des $f_0(980)$ - und $a_0(980)$ -Anteils ist das Studium der $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ -Korrelationen. In der vorliegenden Arbeit reicht die vorhandene Statistik von etwa 1 300 Ereignissen mit mindestens drei identifizierten K_S^0 -Zerfällen jedoch nicht für eine Untersuchung der 3- K_S^0 -BEC aus. Wie auch die Partialwellenanalyse erfordert dieser Ansatz sehr viel größere Mengen von gemessenen und simulierten Daten als zur Zeit vorliegen. Möglicherweise wird durch die Kombination der OPAL-Daten der Jahre 1990-1995, bei gleichzeitiger Verbesserung der K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit, eine Untersuchung dieser Fragestellungen bereits in der nahen Zukunft realisierbar.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Maringer,
„Untersuchung der K^0 - und $K^{*\pm}$ -Produktion in e^+e^- -Reaktionen auf dem Z^0 -Pol“, Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-92-17 (1992).
- [2] U. Maur,
„Eine Studie zur Produktion von Lambda-Baryonen und der korrelierten Erzeugung seltsamer Teilchen mit dem OPAL-Detektor im Bereich des Z^0 -Pols“, Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-94-06 (1994).
- [3] J. Schwiening,
„Untersuchung zur K_S^0 -Produktion mit dem OPAL-Detektor: Vergleich von OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-91-42 (1991).
- [4] N. Tesch,
„Bestimmung der Impulsverteilungen geladener Hadronen aus Z^0 - Zerfällen mittels dE/dx - Messungen in der Jetkammer des OPAL- Detektors“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-91-69 (1991);
R. Bartoldus,
„Bestimmung der K_S^0 -Produktion aus Z^0 -Zerfällen mit dem OPAL Detektor: Vergrößerung des Akzeptanzbereichs durch Anwendung der Endpunkt-Methode“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-93-05 (1992);
J. Köhler,
„ $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Korrelationen in multihadronischen Z^0 -Zerfällen“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IB-95-12 (1995);
E. v. Törne,
„ $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Korrelationen in 2- und 3-Jet-Ereignissen“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IB-95-03 (1995).
- [5] B. Stockhausen,
„Untersuchungen zur Bestimmung der Λ -Produktion in Quark- und Gluonjets“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-93-58 (1993);
A. Lehrach,
„Messung der K_S^0 -Produktion in Quark- und Gluonjets mit dem OPAL-Detektor im Bereich der Z^0 -Resonanz“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IB-94-29 (1994).
- [6] M. Pfeiffer,
„Untersuchungen zum Einsatz neuronaler Netze zur Rekonstruktion von K_S^0 -Zerfällen im OPAL-Detektor“, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IB-95-04 (1995).
- [7] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Phys. Lett. **B264** (1991) 467.
- [8] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Phys. Lett. **B298** (1993) 456.

- [9] OPAL Collaboration, R. Akers et al., CERN-PPE/95-24, wird veröffentlicht in *Z. Phys.* **C**.
- [10] Für eine detaillierte Diskussion des Standardmodells siehe z.B.
O. Nachtmann, „Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte“, Vieweg, 1986.
- [11] R. Kleiss et al., „Z Physics at LEP 1“, CERN/89-08.
- [12] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, in „Elementary Particle Theory“, ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969), p. 367;
S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285.
- [13] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132;
F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321;
G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585.
- [14] The LEP Electroweak Working Group and The LEP Collaborations : ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, CERN-PPE/94-187 (25. November 1994).
- [15] S. Bethke, „Hadronic physics in electron - positron annihilation“, Heidelberg Preprint, HD-PY-93-07 (1993).
- [16] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., *Z. Phys.* **C59** (1993) 456.
- [17] L.V. Gribov und L.N. Lipanov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438;
G. Altarelli und G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B 126** (1977) 298.
- [18] Für eine Zusammenfassung der Studien zur Produktion seltsamer Teilchen in e^+e^- -Vernichtungen bei niedrigeren Energien siehe z.B.
CELLO Collaboration, H. Behrend et al., *Z. Phys.* **C 46** (1990) 397,
und die Referenzen darin.
- [19] OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al., *Z. Phys.* **C47** (1990) 505.
- [20] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.* **43** (1987) 367.
- [21] G. Marchesini and B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 461;
G. Marchesini, B.R. Webber et al., *Comp. Phys. Comm.* **67** (1992) 465.
- [22] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 181;
G. Goldhaber et al., *Phys. Rev.* **120** (1960) 300.
- [23] Für eine aktuelle Zusammenfassung von BEC-Resultaten siehe z.B.
E. A. De Wolf, „Bose-Einstein Correlations and Generating Functions“,
wird veröffentlicht in den Proceedings of the XXIV International Symposium on Multiparticle Dynamics, Eds. A. Giovannini, S. Lupia and R. Ugoccioni, World Scientific, Singapore.
- [24] W. Hofmann,
„A Fresh Look at Bose-Einstein Correlations“, LBL 23108 (1987).
- [25] W.A. Zajc, in „Hadronic Multiparticle Production“, P. Carruthers ed., World Scientific (1988) 235.

- [26] S. Haywood,
„Where are we going with Bose-Einstein: a minireview“, Rutherford Appleton Laboratory Preprint, RAL-94-074 (1994).
- [27] X. Artru, Phys. Rep. **97** (1983) 1;
B. Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 33;
B. Andersson und W. Hofmann, Phys. Lett. **169 B** (1986) 364;
X. Artru und M.G. Bowler, Z. Phys. **C37** (1988) 293.
- [28] G.I. Kopylov and M.I. Podgoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **18** (1974) 336.
- [29] A.M. Cooper et al., Nucl. Phys. **B139** (1978) 45.
- [30] G. Alexander, Frascati Preprint LNF-93-001(P) (1993);
G. Alexander, Tel-Aviv University Preprint TAUP-2133-94, wird veröffentlicht in den Proceedings der Int. Conf. on „Bose and the 20th Century Physics“, Calcutta, Indien, Januar 1994.
- [31] H. Lipkin, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3700;
H. Lipkin, Phys. Lett. **B219** (1989) 474;
H. Lipkin, Argonne report ANL-HEP-PR-88-66 (1988).
- [32] T. Sjöstrand, „High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4“, CERN-TH-7112-93.
- [33] L. Lönnblad und T. Sjöstrand, „Bose-Einstein Effects and the W Mass Determination“, CERN-TH/95-17, wird veröffentlicht in Phys. Lett.
- [34] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Phys. Lett. **B267** (1991) 143.
- [35] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Z. Phys. **C56** (1992) 521.
- [36] OPAL Collaboration, K. Ahmed et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 305** (1991) 275.
- [37] J.R. Carter et al. Nucl. Inst. Meth. **A286** (1990) 99.
- [38] O. Biebel et al., Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 169.
- [39] J. Allison et al., Nucl. Instr. and Meth. **A317** (1992) 47.
- [40] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (June 1993).
- [41] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D50** (1994) part I.
- [42] R.J. Hemingway und J. Schwiening,
„Energy Loss Correction for Charged Hadrons in OPAL“,
OPAL Technical Note TN218, 4. März 1994 (nicht veröffentlicht).
- [43] CERN Computer Centre Program Library; Manual; CERN (1989).
- [44] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z. Phys. **C52**(1991) 175.
- [45] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.
- [46] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Phys. Lett. **B276** (1992) 547.
- [47] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Phys. Lett. **B305** (1993) 415.

- [48] R.J. Hemingway,
„An OPAL tune of JETSET7.4 using Z^0 data“,
OPAL Technical Note TN279, 20. Feb. 1995 (nicht veröffentlicht).
- [49] Y.I. Azimov, Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, *Z. Phys. C* **27** (1985) 65.
- [50] D. Amati and G. Veneziano, *Phys. Lett. B* **83** (1979) 87;
Y.I. Azimov et al., *Phys. Lett. B* **165** (1985) 147.
- [51] V.A. Khoze, Y.L. Dokshitzer and S.I. Troyan, Lund Preprint LU TP 90-12 (1990).
- [52] Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 1481;
Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, *Z. Phys. C* **55** (1992) 107.
- [53] G. D. Lafferty and T. R. Wyatt,
„Where to Stick Your Data Points: The Treatment of Measurements Within Wide Bins“, *Nucl. Instr. and Meth. A* **355** (1995) 541.
- [54] R.J. Barlow,
„Statistics: a guide to the use of statistical methods in physical sciences“, John Wiley & Sons, 1989.
- [55] C.S. Fordham,
„Neutral Kaon and Lambda production in electron-positron annihilation at 29 GeV and the Z boson resonance“, Dissertation, SLAC, SLAC-Report-374 (1990)
- [56] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Phys. Lett. B* **275** (1992) 231.
- [57] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., *Phys. Lett. B* **328** (1994) 223.
- [58] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Z. Phys. C* **64** (1994) 361.
- [59] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Z. Phys. C* **65** (1995) 587.
- [60] SLD Collaboration, K.G. Baird, et al., SLAC Preprint SLAC-PUB-6601 (1994).
- [61] OPAL Collaboration, R. Akers et al., *Z. Phys. C* **63** (1994) 181.
- [62] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., CERN-PPE/95-28, wird veröffentlicht in *Nucl. Phys. B*.
- [63] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., CERN-PPE/94-201, wird veröffentlicht in *Z. Phys. C*.
- [64] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., *Phys. Lett. B* **347** (1995) 447.
- [65] R.J. Hemingway,
„Inclusive Particle Production in Z^0 Decays“, Proc. of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, U.K., Juli 1994.
- [66] W.T. Eadie et al.,
„Statistical Methods in Experimental Physics“, North Holland, 1971.
- [67] KLOE Collaboration, A. Aloisio, et al.,
„The KLOE detector: technical proposal“, Frascati Preprint LNF-93-002-IR (1993).
- [68] M.G. Bowler,
„Coulomb corrections to Bose-Einstein correlations have been greatly exaggerated“, *Phys. Lett. B* **270** (1991) 69.

- [69] I. Juričić,
„Bose-Einstein Correlations in e^+e^- Collisions“, Dissertation, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, LBL-24493 (1987).
- [70] G.D. Lafferty, Z. Phys. **C60** (1993) 659.
- [71] W. Hofmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Phys. **38** (1988) 279.
- [72] Y. Akiba et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1057.
- [73] H. Beker et al., Z. Phys. **C64** (1994) 209.
- [74] T. Åkesson et al., Phys. Lett. **B155** (1985) 128.
- [75] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. **C54** (1992) 21.
- [76] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z. Phys. **C63** (1994) 17.
- [77] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. **B323** (1994) 242.
- [78] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. **B298** (1993) 236.
- [79] S.M. Flatte, Phys. Lett. **63B** (1976) 224.
- [80] WA76 Collaboration, T.A. Armstrong, et al., Z. Phys. **C51** (1991) 351.
- [81] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D45** (1992) part II.
- [82] Für einen aktuellen Überblick über den Stand der Diskussionen um das $f_0(980)$ siehe z.B.
D. Morgan und M.R. Pennington, Phys. Lett. **B258** (1991) 444;
B.S. Zou und D.V. Bugg, Phys. Rev. **D48** (1993) 3948.
- [83] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Z. Phys. **C54** (1992) 75.
- [84] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., Konferenzbeitrag (Nummer gls0632) XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, U.K., Juli 1994.
- [85] K. Coböken, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Bonn;
B. Stockhausen, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.

Danksagung

Nach fast $5\frac{1}{2}$ Jahren in der Bonner Gruppe in der OPAL-Kollaboration möchte ich diese Gelegenheit nutzen, um mich bei den Diplomanden und Doktoranden - ob Hardis, Softis, Taus, Inklusis oder XYZis - den Post-Docs und Professoren für die erfolgreiche Zusammenarbeit, tatkräftige Hilfe und so manche harte Squash-Partie zu bedanken¹.

Im besonderen danke ich:

- meinem Doktorvater Professor Dr. B. Nellen für die Anregung zum Thema und sein stetes Interesse an der Analyse. Ich bin dankbar für die etwas „längere Leine“, an der ich arbeiten durfte, und daß er immer ein offenes Ohr für Fragen hatte, wenn ich seine Hilfe brauchte.
- Professor Dr. G. Alexander für die Idee, daß Bose-Einstein-Korrelationen im $K_3^0 K_5^0$ -System interessant sein könnten und seine Hilfe beim Verständnis der BEC-Theorie und Datenanalyse. Es war eine Freude und ein Privileg, mir bei unseren Treffen in Bonn, Genf und Tel-Aviv ein paar Tricks abgucken zu dürfen.
- Dr. R.J. Hemingway, Dr. R.D. Heuer und Dr. G.D. Lafferty für Diskussionen, Kritik und neue Ideen bei der BEC-Analyse.
- den Professoren Fischer, Nellen und Wermes für die hervorragenden Arbeitsbedingungen in Bonn, die eine solche Analyse 750 km vom Experiment entfernt erst möglich machten und die Gelegenheit zu Reisen zum CERN und zu Konferenzen.
- meinen Mit-Inklusis für viele Diskussionen, bei denen ich eine Menge gelernt habe.
- Dr. O. Biebel für seine unbegrenzte Hilfsbereitschaft.
- den Diplom-Physikern M. Geerts und B. Stockhausen für das Probelesen der Arbeit, die Verbesserungsvorschläge und ihren Beistand in meinem (aussichtslosen) Kampf mit der deutschen Rechtschreibung.

Ich danke meinen *Fründen* der Bonner Studententage für ihre Freundschaft und die legendären Tequilla-Bönnsch-Billard-und-Bläck-Fööss-Veranstaltungen², ohne die das alles viel weniger Spaß gemacht hätte.

Von ganzem Herzen danke ich meinem Wertherbrucher Familienclan, ohne die das alles³ nicht möglich gewesen wäre.

Ein besonderer Dank geht an meine Eltern für die Unterstützung (finanziell *und* moralisch), ihr grenzenloses Vertrauen und Hilfe in allen Lebenslagen, sowie die gelegentlichen Tritte⁴ in den xxx, ohne die das alles schon vor über 20 Jahren zu Ende gewesen wäre.

¹bei allen bis auf einen natürlich. . .

²„Hänsjen klein, voll wie en . . .“

³„Für Musik“ . . .

⁴„Courage gepackt !“