

Messung der direkten CP-Verletzung mit dem NA48-Detektor

Analyse der Daten
aus den Jahren 1998 und 1999
ohne Ereigniswichtung

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik der
Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

MICHAEL EPPARD
geboren in Mainz

Mainz 2002

Tag der mündlichen Prüfung: 06. Dezember 2002

Inhaltsverzeichnis

Motivation und Zusammenfassung	5
Summary	7
1 Einleitung	9
1.1 Symmetrien und Erhaltungssätze	9
1.2 Das Standardmodell	10
1.3 CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen	10
1.4 CP-Verletzung im Standardmodell	13
1.5 Das Modell der superschwachen Wechselwirkung	15
1.6 Theoretische Vorhersagen für $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ im Standardmodell	15
2 Das NA48-Experiment	19
2.1 Das Strahlsystem	19
2.2 Das Zerfallsvolumen	20
2.3 Der NA48-Detektor	20
2.3.1 Der Tagging-Detektor	22
2.3.2 Der K_S -Antizähler	23
2.3.3 Die Strahlmonitore	24
2.3.4 Die K_L -Antizähler	25
2.3.5 Das Magnetspektrometer	25
2.3.6 Das Hodoskop für geladene Teilchen	26
2.3.7 Das elektromagnetische Kalorimeter	26
2.3.8 Das Hodoskop für neutrale Zerfälle	28
2.3.9 Das Hadronkalorimeter	29
2.3.10 Die Myon-Antizähler	30
2.4 Triggersystem und Datenerfassung	30
2.4.1 Der Trigger für $\pi^+\pi^-$ -Zerfälle	30
2.4.2 Der Trigger für $\pi^0\pi^0$ -Zerfälle	32
2.4.3 Die Datenerfassung	33
3 Die Analyse	35
3.1 Die Analyse im Überblick	35
3.1.1 Der Verzicht auf die Ereigniswichtung	35

3.1.2	Die Mittelung der Analysebins	36
3.2	Die Ereignisrekonstruktion	37
3.2.1	Die Rekonstruktion der Zerfälle in geladene Teilchen	38
3.2.2	Die Rekonstruktion der Zerfälle in neutrale Teilchen	39
3.3	Die Ereignisselektion	40
3.3.1	Gemeinsame Selektionskriterien	40
3.3.2	Die Selektion der $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignisse	42
3.3.3	Die Selektion der $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse	46
3.4	Die Zuordnung der selektierten Ereignisse zu K_L - und K_S -Zerfällen	48
3.5	Die rohen Ereigniszahlen	49
4	Die Korrekturen auf das Doppelverhältnis	51
4.1	Korrekturen aufgrund des Tagging-Systems	51
4.1.1	Tagging-Ineffizienz α_{SL}	51
4.1.2	Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen α_{LS}	53
4.2	Akzeptanzkorrektur	55
4.2.1	Systematische Untersuchungen zur Akzeptanzkorrektur	57
4.3	Korrekturen aufgrund der Triggerineffizienzen	59
4.3.1	Ineffizienz des neutralen Triggers	60
4.3.2	Ineffizienz des Triggers E_{tot}	61
4.3.3	Ineffizienz des geladenen Triggers	62
4.4	Korrektur aufgrund des Untergrunds zu $K \rightarrow \pi^+\pi^-$	63
4.5	Korrektur aufgrund des Untergrunds zu $K \rightarrow \pi^0\pi^0$	68
4.6	Korrektur aufgrund der Streuung am Kollimator	70
4.7	Korrekturen aufgrund der Zerfallsregion	71
4.7.1	AKS-Ineffizienz	71
4.7.2	Die Kalibration des LKr	72
4.7.3	Die Kalibration des Spektrometers	75
4.8	Korrektur aufgrund der K^0 - \bar{K}^0 -Mischung	76
4.9	Korrektur aufgrund zufälliger Aktivität	76
5	Das Ergebnis und Diskussion	79
A	Die Masseneigenzustände der Kaonen	83
B	Die Transversalimpulsvariable p'_t	87
C	Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo Simulation	89
D	Extrapolation des geladenen Untergrunds	99
	Abbildungsverzeichnis	107
	Tabellenverzeichnis	109

Motivation und Zusammenfassung

Die Existenz der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen ist ein beispielhaftes Kapitel für erfolgreiche Präzisionsexperimente in der Hochenergiephysik. In diesem Jahr wird dieses Kapitel (zumindest in Europa) abgeschlossen werden. Nach der Entdeckung der CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen im Jahr 1964, kam es zu einer ersten Generation von Experimenten in Europa und den USA, die die Existenz der direkten CP-Verletzung untersuchten. Schon die Veröffentlichung der ersten Resultate in den Jahren 1988 und 1989 zeigten eine Diskrepanz der beiden Experimente NA31 (CERN) und E731 (Fermilab). Die Frage nach der Existenz der direkten CP-Verletzung blieb offen und wurde an eine zweite Runde von Experimenten weitergegeben.

Zu dieser Runde gehört das Experiment NA48 am CERN, dessen Ziel die Messung des Parameters $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ der direkten CP-Verletzung mit einer Genauigkeit von 2×10^{-4} ist. Experimentell zugänglich ist das Doppelverhältnis R :

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon).$$

NA48 verwendet eine Wichtung der K_L -Ereignisse zur Reduzierung der Sensitivität auf die Detektorakzeptanz. KTev, das konkurrierende Experiment am Fermilab (USA), verzichtet auf diese Ereigniswichtung. Zur Kontrolle der bisherigen Standardanalyse beschloss NA48, eine Analyse ohne Ereigniswichtung durchzuführen. Das Ergebnis dieser ungewichteten Analyse wird in dieser Arbeit vorgestellt. KTev hat sich im Gegenzug dazu entschlossen, eine gewichtete Analyse ihrer Daten vorzunehmen.

Durch Verzicht auf die Ereigniswichtung kann der statistische Anteil des Gesamtfehlers deutlich verringert werden. Da der limitierende Kanal der Zerfall des langlebigen Kaons in zwei neutrale Pionen ist, ist die Verwendung der vollen Anzahl der K_L -Zerfälle ein lohnendes Ziel. Im Laufe dieser Arbeit stellte sich heraus, dass der systematische Fehler der Akzeptanzkorrektur diesen Gewinn wieder aufhebt.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit habe ich an den Datennahmen der Jahre 1999, 2000 und 2001 teilgenommen. In allen drei Jahren war ich verantwortlich für Alignierung, Kalibration und Auslese des Tagging-Detektors [Epp00]. Im Jahr 2000 und 2002 trug ich als Run-Koordinator des Experiments die Gesamtverantwortung für sechs Wochen der Datennahme.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einer theoretischen Einleitung zum Standardmodell und zur CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen und zeigt einige theoretische Vorhersagen für $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$. Das zweite Kapitel beschreibt den NA48-Detektor, mit dem die für diese Analyse relevanten Daten aufgenommen wurden. Im folgenden dritten Kapitel werden die Analyse der Daten erläutert und die „rohen“ Ereigniszahlen vorgestellt. Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit den Korrekturen auf das Doppelverhältnis R . Das abschließende Kapitel zeigt das Ergebnis dieser Arbeit und vergleicht es mit bisherigen Resultaten.

Das Ergebnis der Arbeit für die Daten aus den Jahren 1998 und 1999 ohne Ereigniswichtung lautet

$$\boxed{\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (17,91 \pm 4,41 \text{ (syst.)} \pm 1,36 \text{ (stat.)}) \times 10^{-4}.}$$

Damit ist eindeutig die Existenz der direkten CP-Verletzung bestätigt. Dieses Ergebnis ist kompatibel mit dem veröffentlichten Ergebnis von NA48 [Lai01]. Somit ist der Test der bisherigen Analysestrategie bei NA48 erfolgreich durchgeführt worden.

Summary

After the discovery of CP violation in the neutral kaon system in 1964, a first round of experiments in Europe and the USA were developed to proof the existence of *direct* CP violation. However, the results of NA31 (CERN) and E731 (Fermilab), published in 1998 and 1999, were not compatible. The question of direct CP violation was still open and handed over to a second generation of experiments.

NA48 is one of these new experiments with the aim to measure the parameter of direct CP violation $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ with a precision of 2×10^{-4} . A measurable observable is the double ratio R which is related to the ratio ε'/ε :

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon).$$

To reduce the effect of detector acceptances NA48 applies a weighting to each K_L event, a method not being used by KTev, the competitor at Fermilab (USA). To check the standard NA48 analysis method the collaboration decided to carry out an analysis without event weighting. The result of the unweighted analysis is presented in this thesis. In return KTev has decided to perform a weighted analysis.

By using the full amount of events the statistical part of the total error can be reduced by 20% since the statistically limiting channel is the decay of the long-lived kaon into two neutral pions. Unfortunately the systematic error of the acceptance correction cancels this gain.

The result of this analysis, using the unweighted data of 1998 and 1999 is

$$\boxed{\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (17,91 \pm 4,41 (\text{syst.}) \pm 1,36 (\text{stat.})) \times 10^{-4}.}$$

This result confirms the existence of direct CP violation. The superweak model, postulated by Wolfenstein in 1964, can be excluded. The result is compatible with the published result of NA48 [Lai01]. As a result, the test of the NA48 standard analysis is successful.

1 Einleitung

1.1 Symmetrien und Erhaltungssätze

Symmetrien spielen in der Physik eine tragende Rolle. Emmy Noether bewies 1912, dass jedem Erhaltungssatz eine Symmetrie, d.h. die Invarianz der Naturgesetze gegenüber gewissen Transformationen, zugeordnet werden kann. So führt zum Beispiel die Invarianz der physikalischen Gesetze unter Raum- bzw. Zeittranslation direkt zu Impuls- bzw. Energieerhaltung.

Zusätzlich zu den kontinuierlichen Symmetrien der klassischen Physik existieren in der Quantenmechanik auch diskrete Symmetrien:

- Ladungskonjugation C (Austausch von Teilchen und Antiteilchen),
- Paritätstransformation P (Invertierung der Raumkoordinaten),
- Zeitumkehr T (Invertierung der Zeitkoordinaten).

Zu jeder dieser Symmetrien existieren quantenmechanische Operatoren: \mathcal{C} , \mathcal{P} und \mathcal{T} . Das CPT-Theorem von Lüders und Pauli ([Lüd57], [Pau55]) besagt, dass alle lokalen Feldtheorien invariant sein müssen unter der kombinierten Anwendung von C , P und T . Es basiert auf recht allgemeinen Annahmen und gilt als eine der fundamentalen Grundlagen der Teilchenphysik. Aus der CPT-Invarianz folgt unter anderem die Gleichheit von Masse und Lebensdauer sowie Betrag der elektrischen Ladung und des magnetischen Moments für Teilchen und Antiteilchen. Bislang wurde noch keine Verletzung der CPT-Symmetrie beobachtet.

Bis 1956 war kein Prozess bekannt, der die einzelnen Symmetrien C , P oder T verletzt hätte. Doch 1956 schlugen Lee und Yang vor, die Degeneration der „ Θ/τ -Mesonen¹“ als Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung zu erklären [Lee56]. Diese theoretische Vorhersage wurde 1957 von Wu et al. im β -Zerfall von ^{60}Co experimentell bestätigt [Wu57]. Die Annahme, dass die kombinierte Symmetrie CP und damit auch T , erhalten ist, wurde 1964 von Christenson et al. widerlegt, die die CP -Verletzung im System der neutralen Kaonen nachwiesen [Chr64].

¹Heute wissen wir, dass beide Mesonen (Θ^+, τ^+) unterschiedlichen Zerfallskanälen des K^+ -Mesons entsprechen.

1.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt alle bekannten Phänomene der Teilchenphysik in einer geschlossenen Theorie. Demnach besteht Materie aus Leptonen und Quarks mit Spin $\frac{1}{2} \hbar$, die in drei Generationen von Fermiondoublets angeordnet werden können (siehe Tabelle 1.1). Die Fermionen

Generation	1	2	3
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
Leptonen	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Tabelle 1.1: Die Fermiondoublets des Standardmodells.

wechselwirken über den Austausch von Vektorbosonen miteinander, wobei zu jeder fundamentalen Wechselwirkung mindestens ein Eichboson gehört (siehe Tabelle 1.2). Die elektromagnetische Kraft wirkt zwischen geladenen Teilchen, die

Wechselwirkung	Vektorboson	Masse [GeV/c ²]	Spin[\hbar]
stark	Gluon	0	1
elektromagnetisch	Photon	0	1
schwach	W ⁺ , W ⁻	80,3	1
	Z ⁰	91,2	1

Tabelle 1.2: Die fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells.

starke Kraft zwischen farbigen Quarks. Die schwache Kraft koppelt an Leptonen und an Mischungszustände von Quarks. Diese Mischungszustände setzen sich aus den Eigenzuständen der starken Kraft zusammen, deren Anteile durch eine Transformationsmatrix, der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, definiert werden [Kob73], [Hag02].

1.3 CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen

Die neutralen Kaonen K^0 und \bar{K}^0 gehören dem Oktett der pseudoskalaren Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$) an und sind Eigenzustände der starken Wechselwirkung (siehe Tabelle 1.3). Da unter der starken Wechselwirkung die Strangeness erhalten bleibt, kann ein s-Quark nur zusammen mit einem \bar{s} -Quark erzeugt werden. Eine

Kaon	Quarkinhalt	Strangeness	I_3
K^0	$d\bar{s}$	+1	$-\frac{1}{2}$
\bar{K}^0	$\bar{d}s$	-1	$+\frac{1}{2}$

Tabelle 1.3: Die Eigenschaften der neutralen Kaonen. I_3 bezeichnet die dritte Komponente des Isospins.

solche „assozierte“ Produktion von Kaonen geschieht z.B. in folgenden Prozessen:

$$\begin{aligned}\pi^- p &\rightarrow \Lambda K^0, \\ \pi^+ p &\rightarrow p \bar{K}^0 K^+, \\ \pi^+ p &\rightarrow \Sigma^+ K^0 \pi^+.\end{aligned}$$

Da die Kaonen die leichtesten Teilchen mit Strangeness sind, können sie nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Dies ist der Grund für die lange Lebensdauer der Kaonen. K^0 und \bar{K}^0 sind keine CP-Eigenzustände. Es gilt mit der üblichen Phasenkonvention:

$$\text{CP}|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle.$$

CP-Eigenzustände lassen sich jedoch als Linearkombinationen von K^0 und \bar{K}^0 bilden:

$$\begin{aligned}|K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit} \quad \text{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle, \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit} \quad \text{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle.\end{aligned}$$

Weiterhin gilt:

$$\begin{aligned}\text{CP}|\pi\pi\rangle &= +|\pi\pi\rangle, \\ \text{CP}|\pi\pi\pi\rangle &= -|\pi\pi\pi\rangle.\end{aligned}$$

Unter CP-Erhaltung darf das K_1 also nur in zwei Pionen und das K_2 nur in drei Pionen zerfallen. Aufgrund des kleineren Phasenraums für Dreikörperzerfälle ist die mittlere Lebensdauer des K_1 ($\tau \sim 10^{-10}$ s) etwa 600-mal kürzer als die des K_2 .

Mit der Entdeckung des CP-verletzenden Zerfalls $K_L \rightarrow 2\pi$ durch Christenson et al. musste das Modell modifiziert werden [Chr64]. Die physikalisch beobachtbaren Teilchen K_L (L für *long*²) und K_S (S für *short*) sind nicht identisch mit den CP-Eigenzuständen K_2 und K_1 .

²Im folgenden Text werden alle englischen Begriffe kursiv in Klammer eingeführt.

Um CP-verletzend zerfallen zu können, müssen sie eine kleine Beimischung des jeweils anderen CP-Eigenzustands enthalten:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (|K_1\rangle + \varepsilon|K_2\rangle),$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} (|K_2\rangle + \varepsilon|K_1\rangle).$$

Diese Form der CP-Verletzung wird indirekte CP-Verletzung genannt. Folgende Verzweungsverhältnisse wurden gemessen [Hag02]:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) = (9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4},$$

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) = (2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}.$$

Die Mischung der Zustände K^0 und \bar{K}^0 zu den Masseneigenzuständen K_L und K_S kommt durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung in zweiter Ordnung zustande. Diese ($\Delta S=2$)-Übergänge werden im Standardmodell durch die Boxgraphen in Abbildung 1.1 dargestellt.

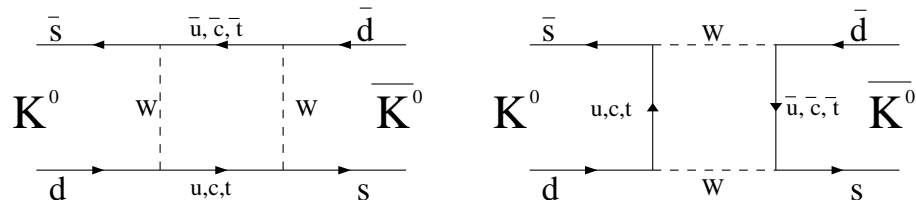


Abbildung 1.1: Boxgraphen zum ($\Delta S=2$)-Übergang $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$.

Mit dem Standardmodell verträglich ist auch die Möglichkeit der direkten CP-Verletzung, die durch den komplexen Parameter ε' beschrieben wird. Er gibt die Stärke der direkten CP-Verletzung an und wird wie folgt definiert:

$$\varepsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im} \left(\frac{A_2}{A_0} \right) e^{i\Phi} \quad \text{mit} \quad \Phi = \frac{\pi}{2} + \delta_2 - \delta_0.$$

Mit A_0 und A_2 werden die Übergangsamplituden in die Zwei-Pion-Endzustände mit Isospin $I = 0$ bzw. $I = 2$ bezeichnet. Die dazugehörigen Phasen der starken Wechselwirkung δ_0 und δ_2 können experimentell aus der $\pi\pi$ -Streuung bestimmt werden:

$$A_0 e^{i\delta_0} = \langle \pi\pi, I = 0 | H_W | K^0 \rangle$$

$$A_2 e^{i\delta_2} = \langle \pi\pi, I = 2 | H_W | K^0 \rangle.$$

Hier bezeichnet H_W den Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung. Die Amplituden der Zerfälle der neutralen Kaonen in geladene und neutrale Pionen können damit folgendermaßen dargestellt werden:

$$A(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = \sqrt{\frac{2}{3}}A_0e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}}A_2e^{i\delta_2},$$

$$A(K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \sqrt{\frac{2}{3}}A_0e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{1}{3}}A_2e^{i\delta_2}.$$

Für die Messung von ε' werden die Verhältnisse η_{+-} und η_{00} der Amplituden der Zerfälle in geladene und neutrale Pionen benötigt:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}.$$

Unter der Annahme, dass ε und ε' kleine Zahlen sind, lassen sich die folgenden Beziehungen finden:

$$\eta_{+-} \approx \varepsilon + \frac{\varepsilon'}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}} \approx \varepsilon + \varepsilon'$$

$$\eta_{00} \approx \varepsilon - \frac{2\varepsilon'}{1 - \sqrt{\omega}} \approx \varepsilon - 2\varepsilon'$$

mit $\omega = \frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \approx \frac{1}{22}$.

Die letzte Beziehung ist experimentell gefunden worden und wird als ($\Delta I = \frac{1}{2}$)-Regel bezeichnet. Die Messung der direkten CP-Verletzung im System der neutralen Kaonen wird über das Doppelverhältnis R vorgenommen:

$$R = \frac{|\eta_{00}|^2}{|\eta_{+-}|^2} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 Re(\varepsilon'/\varepsilon).$$

1.4 CP-Verletzung im Standardmodell

Die CP-Verletzung manifestiert sich im Standardmodell durch eine komplexe Phase in der CKM-Matrix. Diese unitäre Matrix transformiert die Quark-Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ($\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$) in die Masseneigenzustände der starken Kraft (d, s, b).

$$\begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

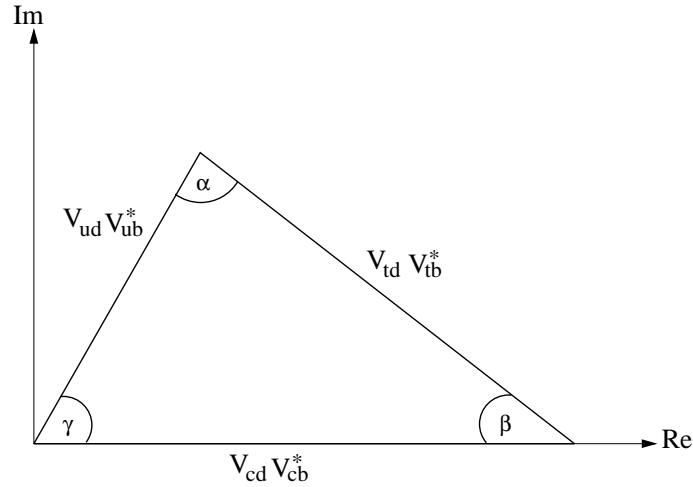


Abbildung 1.2: Das Unitaritätsdreieck.

Im Allgemeinen hat eine komplexe $n \times n$ -Matrix $2n^2$ Parameter. Die Unitarität der CKM-Matrix reduziert diese auf n^2 freie Parameter. Jedes Quarkfeld kann umdefiniert werden in z.B.

$$u \rightarrow u' \equiv e^{i\psi_u} u.$$

Da eine Änderung aller Quarkfelder um die gleiche Größe keinen Einfluß auf die CKM-Matrix hat, gibt es $(2n-1)$ beliebige Phasen. Die Zahl der freien Parameter ist somit auf $(n-1)^2$ geschrumpft, wovon $\frac{1}{2}n(n-1)$ die reellen Euler-Winkel darstellen. Die verbliebenen $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ Phasen reduzieren sich im Standardmodell mit drei Quark-Generationen ($n=3$) auf eine physikalische Phase. Diese Phase ist die Quelle der CP-Verletzung. Falls es eine messbare Größe der CKM-Matrix gibt, die invariant ist unter Phasentransformation der Quarks und einen Imaginärteil besitzt, dann manifestiert sich in dieser Größe die CP-Verletzung.

Eine solche messbare Größe ist ein Quartett aus CKM-Matrixelementen $Q_{\alpha a \beta b} = V_{\alpha a} V_{\beta b} V_{\alpha b}^* V_{\beta a}^*$, wobei α und β up-artige Quarks und a und b down-artige Quarks so darstellen, dass $\alpha \neq \beta$ und $a \neq b$. Jedes dieser Quartetts ist unabhängig von Quarkphasen, da jede relevante Phase zweimal auftaucht. CP-Verletzung taucht dann im Imaginärteil eines beliebigen Quartetts auf, z.B.

$$\mathcal{J} = \text{Im}(Q_{udcb}) = \text{Im}(V_{ud} V_{cb} V_{ub}^* V_{cd}^*).$$

Die Variable \mathcal{J} wird Jarlskog-Parameter genannt und ist (bis auf das Vorzeichen) für alle Quartetts gleich [Jar85]. In der Standard-Parametrisierung der CKM-Matrix [Hag02] ergibt sich

$$\mathcal{J} = s_1^2 s_2 s_3 c_1 c_2 c_3 \sin \delta,$$

wobei $s_i = \sin \theta_i$ und $c_i = \cos \theta_i$ für die $i=1,2,3$ Quark-Generationen und δ die Phase bezeichnen.

Eine typische Repräsentation dieser CP-Verletzung sind die sogenannten Unitaritäts-Dreiecke. Man benützt dazu die sechs Orthogonalitätsrelationen:

$$\begin{aligned}
 V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0 \\
 V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0 \\
 V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* &= 0 \\
 V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* &= 0 \\
 V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* &= 0 \\
 V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* &= 0
 \end{aligned}$$

Diese Gleichungen können als Dreiecke in der komplexen Ebene interpretiert werden. Am häufigsten benützt wird das Dreieck aus der zweiten Gleichung, da dessen Seiten ähnlich lang sind (siehe Abb. 1.2). Die Fläche des Dreiecks ist $|\mathcal{J}|/2$ und entspricht der Größe der CP-Verletzung.

1.5 Das Modell der superschwachen Wechselwirkung

Im Standardmodell wird CP von der schwachen Wechselwirkung verletzt, während C und P von der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung erhalten werden. Im Gegensatz dazu wird im Modell der superschwachen Wechselwirkung CP von der schwachen Kraft erhalten (C und P aber verletzt). Eine neue Kraft, die superschwache Kraft, wurde von Wolfenstein 1964 postuliert [Wol64]. Diese superschwache Kraft existiert nur in der Mischung von neutralen Kaonen. Sie trägt nur zu den nicht-diagonalen Elementen der Massenmatrix (siehe Anhang A) bei. Die CP-Verletzung wird hier nur durch Zustandsmischung hervorgerufen, d.h. in diesem Modell existiert keine direkte CP-Verletzung ($\varepsilon' = 0$).

1.6 Theoretische Vorhersagen für $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ im Standardmodell

Innerhalb des Standardmodells werden Beiträge zu $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ durch Pinguin-Graphen dominiert (siehe Abbildung 1.3). Es gibt zwei Arten dieser ($\Delta S=1$)-Übergänge: „Gluonische Pinguine“, die zur Amplitude der Zerfälle in ($I=0$)-Endzustände beitragen und „elektroschwache Pinguine“, die zu ($I=2$)-Amplituden beitragen. Beide Pinguingraphen überlagern sich destruktiv und heben sich weitgehend auf, was in einem kleinen Wert für $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ resultiert. Dies stellt eine gehörige Schwierigkeit in der theoretischen Berechnung von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ dar.

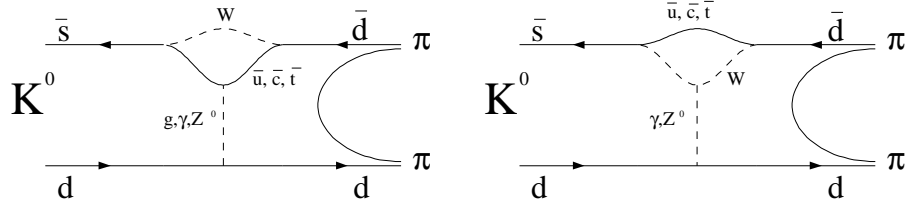


Abbildung 1.3: Pinguingraphen zur direkten CP-Verletzung.

Ein Ansatz zur Berechnung ist die Separierung der kurzreichweitigen von den langreichweitigen Beiträgen zu dem effektiven Hamiltonian für $\Delta S=1$. Erstere lassen sich perturbativ behandeln, während letztere nicht-perturbativ sind. Aktuelle theoretische Abschätzungen für $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ sind durch Unsicherheiten in den hadronischen Matrixelementen limitiert, die in den langreichweitigen Beiträgen eine Rolle spielen.

Einige aktuelle theoretische Vorhersagen sind in Abbildung 1.4 gezeigt. Eine Zusammenfassung und Diskussion findet sich in [Ber00] und [Ciu01].

- Die „München-Gruppe“ [Bos00] versucht einen phänomenologischen Ansatz durch Verwendung möglichst vieler experimenteller Resultate. Die verbleibenden Matrixelemente werden unter Benutzung von $1/N_C$ als Erweiterungsparameter in chiraler Störungstheorie bestimmt³. Die Ergebnisse in Abbildung 1.4 sind für zwei Schemata gezeigt: Das t’Hooft-Veltman-Schema (HV)(links) und rechts das Naiv-Dimensionale-Regularisierungsschema (NDR).
- „Die Dortmund-Gruppe“ [Ham01] benutzt ebenfalls eine $1/N_C$ -Erweiterung, in HV- (links) und NDR-Darstellung (rechts). Die Ergebnisse im dunklen Bereich benutzen die Zentralwerte der Next-to-Leading-Order (NLO) chiralen Kopplung unter Variation der kurzreichweitigen Parameter.
- „Die Dubna-Gruppe“ [Bel99] benutzt auch eine $1/N_C$ -Erweiterung innerhalb der erweiterten-Nambu-Jona-Lasinio-Theorie (ENJL [Nam61] [Nam61b]). Die Ergebnisse im dunklen Bereich benutzen die Zentralwerte der NLO chiralen Kopplung unter Variation der kurzreichweitigen Parameter.
- „Die Rom-Gruppe“ [Ciu00] benutzt zur Bestimmung der Parameter QCD auf dem Gitter. Auch hier ist die HV- (links) und die NDR-Darstellung gezeigt.
- Die „Taipeh-Gruppe“ [Che00] benutzt eine „verallgemeinerte Faktorisierung“, d.h. die hadronischen Matrixelemente werden durch einige a priori

³Hierbei wird die Anzahl der Farben $N_C = 3$ als „groß“ angenommen.

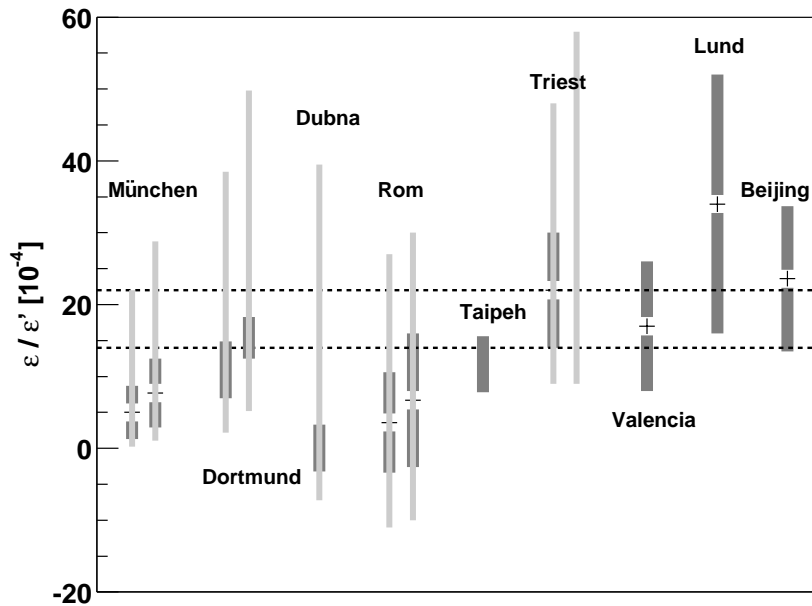


Abbildung 1.4: Theoretische Vorhersagen für ε'/ε verschiedener Gruppen. Die horizontalen Linien stellen den aktuellen Weltmittelwert $(18 \pm 4) \times 10^{-4}$ dar [Hag02]. Die hellgrau unterlegten Fehlerbalken geben die Variation beim Scannen des Parameterbereichs der Eingangsgrößen an. Weitere Erläuterungen sind im Text zu finden.

Annahmen parametrisiert. Um die nicht-faktorisierten Elemente zu bestimmen werden experimentelle Daten benutzt.

- „Die Triest-Gruppe“ bestimmt die hadronischen Matrixelemente mit einem chiralen Quarkmodell unter Verwendung der $(\Delta I = \frac{1}{2})$ -Regel und expandiert anschließend in chiraler Störungsrechnung. Die beiden gezeigten Resultate stammen von unabhängigen Analysen. Links wurde der experimentelle Wert für ε für die Rechnung verwendet [Ber01], während rechts ε berechnet wurde [Fab00].
- „Die Valencia-Gruppe“ [Pal01] benutzt eine $1/N_C$ -Erweiterung unter besonderer Berücksichtigung von Endzustandswechselwirkungen (FSI).
- Die „Lund-Gruppe“ [Bij00] verwendet NJL- und ENJL-Darstellungen für eine $1/N_C$ -Erweiterung.

- Wu (Beijing, [Wu01]) bestimmt die hadronischen Matrixelemente mit einer Kombination aus $1/N_C$ -Erweiterung und einem chiralen Quarkmodell.

2 Das NA48-Experiment

Das Experiment NA48 befindet sich am europäischen Labor für Teilchenphysik (CERN) in Genf. Es ist das 48. genehmigte Experiment in der North Area des SPS (Super-Proton-Synchrotron). Ziel des Experiments ist die Bestimmung des Parameters $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ mit einer Genauigkeit von 2×10^{-4} .

Als Nachfolger des Experiments NA31 an gleicher Stelle verfügt es sowohl über Verbesserungen im grundlegenden Aufbau wie auch in der Technik der einzelnen Detektorkomponenten. Als wichtigstes Prinzip ist die gleichzeitige Messung aller vier Zerfallskanäle der K_S - und K_L -Mesonen in zwei Pionen verwirklicht. Zu diesem Zweck werden zwei Targets benutzt, die mit ihrem unterschiedlichen Abstand vom Detektor den Lebensdauern von K_S und K_L Rechnung tragen. Die Unterscheidung von K_L - und K_S -Zerfällen in zwei Pionen wird mit Hilfe einer Flugzeitmessung durchgeführt. Die geladenen Zerfallsprodukte werden in einem hochpräzisen Magnetspektrometer nachgewiesen, die neutralen Teilchen in einem Flüssig-Krypton-Kalorimeter. Die angestrebte Genauigkeit verlangt neben einer genauen Kenntnis der systematischen Effekte auch die Messung einer großen Zahl von Kaonzerfällen, um den Anteil des statistischen Fehlers möglichst klein zu halten. Ein effizientes Triggersystem und ein DAQ¹-System mit hohem Durchsatz machen die hohe Rate an aufgenommenen Kaonzerfällen erst möglich. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten von NA48 vorgestellt.

2.1 Das Strahlsystem

Das SPS ist ein ringförmiger Beschleuniger mit einem Umfang von 6,3 km. Für NA48 und andere Experimente mit feststehendem Target beschleunigt das SPS Protonen auf eine maximale Energie von 450 GeV. Die Protonen werden den Experimenten alle 14,4 Sekunden in einem 2,5 Sekunden langen Puls (*Burst*) zur Verfügung gestellt.

Die Erzeugung von Kaonen für NA48 geschieht durch Beschuss zweier Kupfer-Beryllium-Targets mit den Protonen des SPS. In Prozessen der starken Wechselwirkung werden K^0 - und \bar{K}^0 -Mesonen und damit K_S - und K_L -Mesonen erzeugt. Pro Burst treffen $1,5 \times 10^{12}$ Protonen unter einem Winkel von 2,4 mrad auf das

¹Datennahme (*Data Acquisition*)

erste Target (K_L -Target). Um einen möglichst reinen K_L -Strahl zu erhalten, befindet sich dieses Target 120 m von der Zerfallsregion entfernt (siehe auch Abbildung 2.1). Dies entspricht 20 K_S -Lebensdauern bei einer mittleren Kaonenergie von 100 GeV. Nach Zurücklegen dieser Strecke sind demnach nahezu alle kurzlebigen Kaonen zerfallen, und es bleiben nur die langlebigen Kaonen im Strahl zurück. Hinter dem K_L -Target befindet sich ein Magnetsystem, das die verbleibenden Protonen und alle anderen geladenen Teilchen aus der K_L -Strahllinie lenkt. Die Protonen treffen auf einen gekrümmten Silizium-Kristall, der einen Bruchteil ($\sim 5 \times 10^{-5}$) von ihnen wieder parallel zum K_L -Strahl lenkt [Dob96]. Die restlichen Protonen durchlaufen den Kristall geradlinig und treffen auf einen Absorber. Die Verwendung des Kristalls ermöglicht eine Ablenkung des Protonenstrahls von 9,6 mrad bei nur 6 cm Länge des Kristalls, was einem Magneten mit einem integrierten Magnetfeld von 14,4 Tm entspricht. Die vom Kristall ausgekoppelten Protonen werden durch den Tagging-Detektor (siehe Abschnitt 2.3.1) geführt und durch Magneten auf die K_L -Strahlachse zurückgebracht. Sie treffen anschließend unter einem Winkel von 4,2 mrad auf das zweite Target (K_S -Target), das sich 72 mm über der K_L -Strahlachse befindet. Die auch hier erzeugten langlebigen Kaonen zerfallen nur zu 0,39 % in der anschließenden Zerfallsregion. Der hier entstehende Kaonstrahl wird durch Kollimatoren unter einem sehr kleinen Winkel von 0,6 mrad in Bezug auf die K_L -Strahllinie in Richtung des Detektors geführt. Man kann daher die von K_L - und K_S -Target stammenden Strahlen als nahezu kollinear bezeichnen. Beide Strahlen sind so ausgerichtet, dass sie sich im Detektor treffen.

2.2 Das Zerfallsvolumen

Der Beginn des Zerfallsvolumens befindet sich 126 m strahlabwärts des K_L -Targets. Es besteht aus einem 88 m langen, zylindrischen Stahltank, der auf einen Druck von $< 10^{-3}$ mbar evakuiert wurde, um Vielfachstreuung der Teilchen zu verhindern. Er ist an seinem Ende mit einem 800 μm dicken Kevlarfenster gegen den folgenden Heliumtank abgeschlossen. In der Mitte des Kevlarfensters beginnt eine evakuierte Strahlröhre, welche die bis dahin noch nicht zerfallenen Kaonen und andere neutrale Teilchen (Neutronen, Photonen etc.) aufnimmt. Sie führt durch alle Detektoren hindurch und endet an einem Absorber.

2.3 Der NA48-Detektor

Ein wichtiges Prinzip des Experiments ist die Verwendung des gleichen Detektors für alle Zerfallskanäle. Damit sich im Doppelverhältnis R alle Effekte erster Ordnung herauskürzen, müssen diese auf ein Minimum beschränkt werden. Der wichtigste dieser Effekte ist Untergrund, der hauptsächlich aus CP-

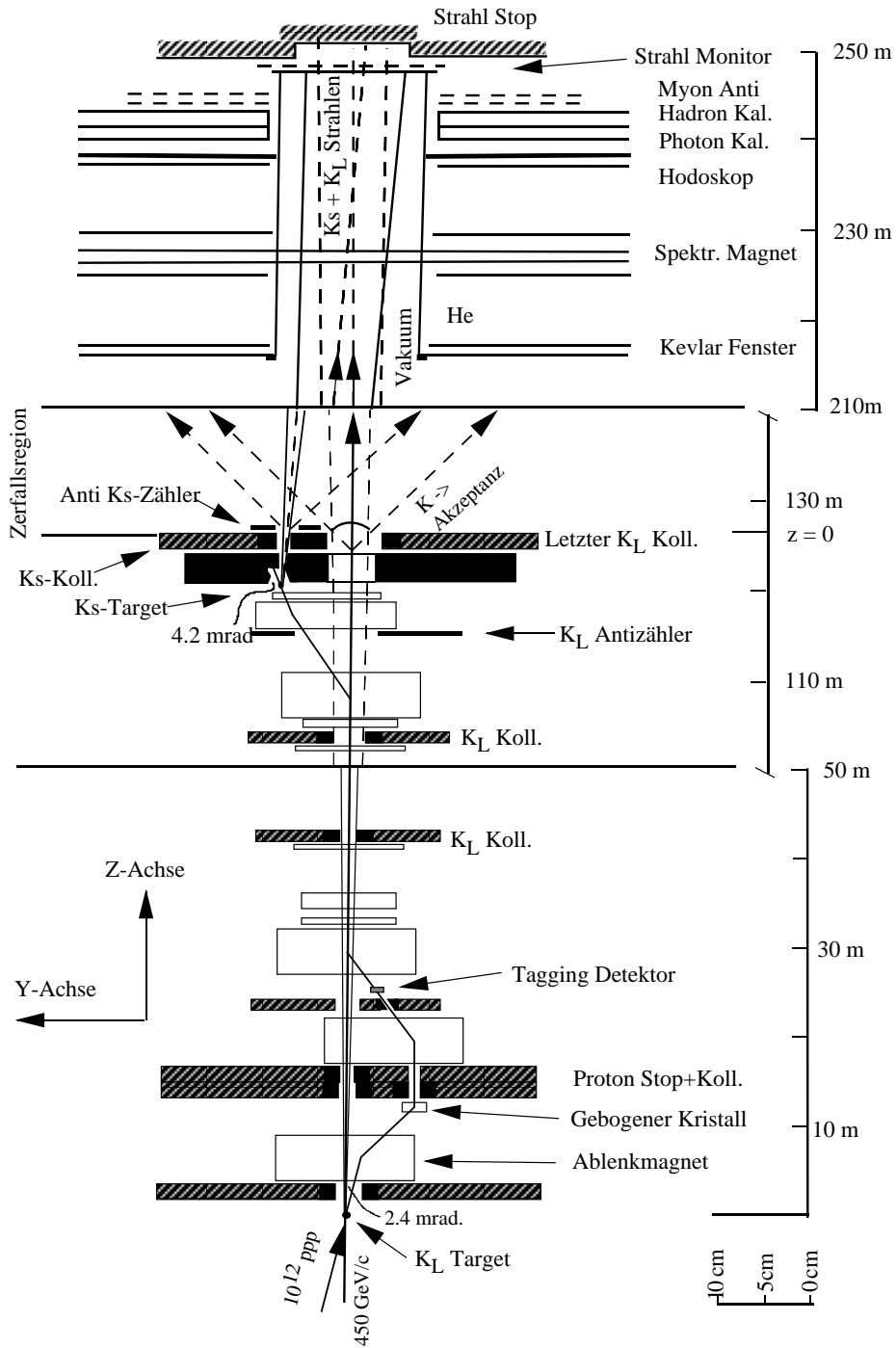


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des NA48-Strahlsystems [Bil02].

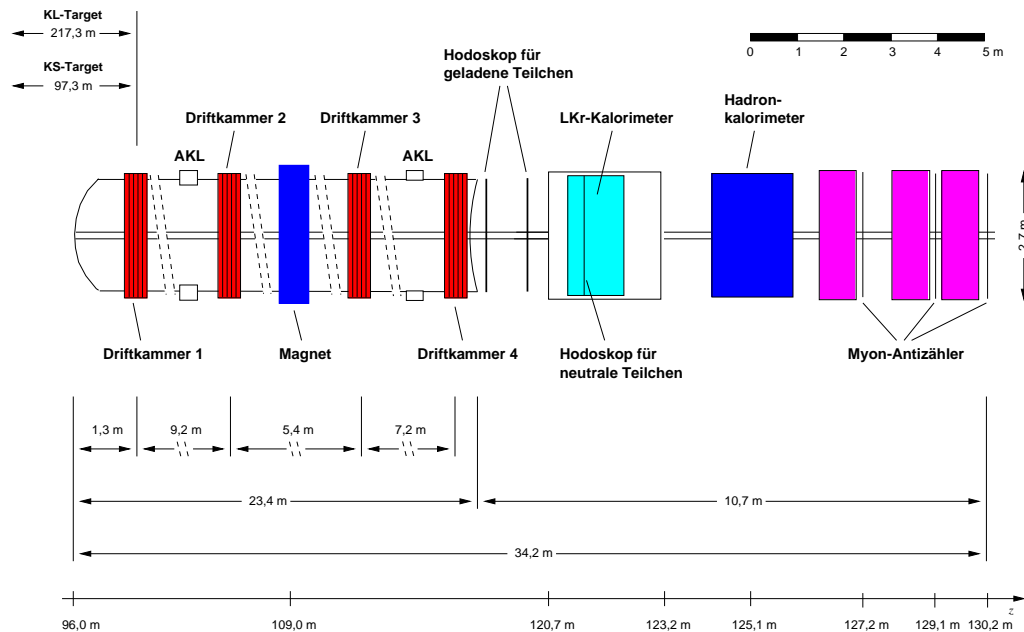


Abbildung 2.2: Der NA48-Detektor [Bil02].

erhaltenden Dreikörperzerfällen des K_L -Mesons besteht. Zur Unterdrückung dieser Zerfälle dienen hochauflösende Detektoren. Eine gute Raum-, Energie- und Impulsauflösung verhilft zu einem guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Eine exzellente Zeitauflösung ist ebenfalls wichtig, da die Unterscheidung von K_L - und K_S -Zerfällen durch Flugzeitmessung geschieht.

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des Gesamtdetektors, der im Folgenden beschrieben wird.

2.3.1 Der Tagging-Detektor

Die Aufgabe des Tagging-Detektors ist die Zuordnung von im Hauptdetektor nachgewiesenen Zerfallsprodukten zu einem K_S - oder K_L -Meson [Ebe97]. Er befindet sich in dem Protonenstrahl zwischen Biegekristall und K_S -Target. Die Durchflugzeit jedes Protons wird gemessen und in Koinzidenz gesetzt mit der im Hauptdetektor bestimmten Zeit des Zerfalls. Weist der Tagging-Detektor ein Proton innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls um diese Ereigniszeit nach, wird dieses Ereignis als K_S -Zerfall klassifiziert. Alle anderen Ereignisse werden als K_L -Zerfälle gezählt (siehe Kapitel 3.4).

Der Tagging-Detektor (siehe Abbildung 2.3) hat eine Länge von 30 cm und besteht aus kohlefaserverstärktem Kunststoff. Der Protonenstrahl, der im Bereich des Detektors einen Querschnitt von $2 \times 6 \text{ mm}^2$ hat, wird durch leiterartig angeordnete Szintillatoren vollständig abgedeckt. Die Dicke der einzelnen Folien ist

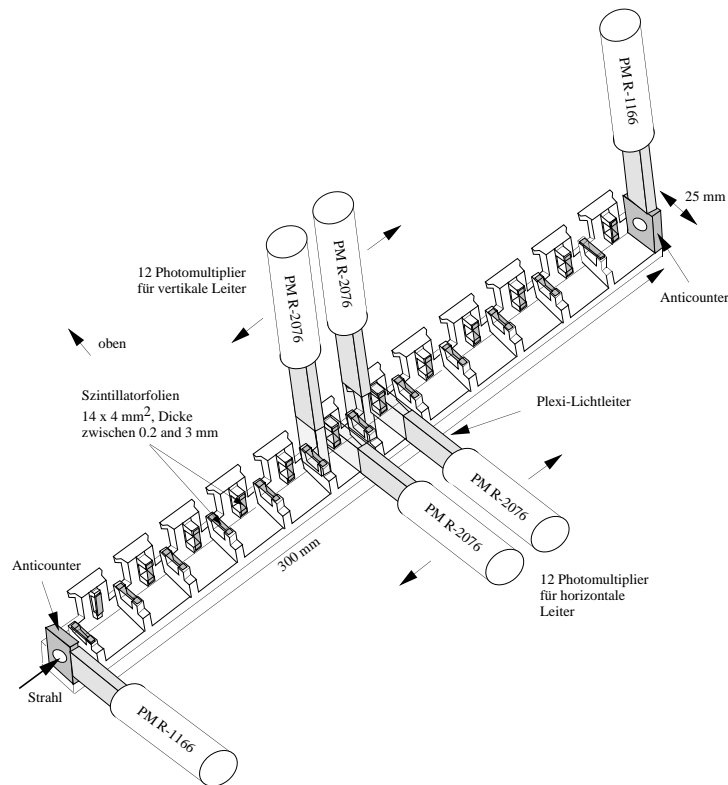


Abbildung 2.3: Der Tagging-Detektor [Bil02].

der gaußförmigen Verteilung der Strahlintensität angepasst. Die Szintillatorfolien sind abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtet. Aufeinander folgende Folien gleicher Ausrichtung haben jeweils einen Überlapp von $50 \mu\text{m}$. Auf diese Weise wird die Durchflugzeit eines Protons mindestens von zwei Folien gemessen, um Ineffizienzen zu reduzieren. Die Szintillatoren sind durch eine Kombination von Luft- und Plexiglaslichtleitern mit Photoervielfachern verbunden. Deren Signale werden durch Flash-ADCs (schnelle Analog-Digital-Konverter) mit einer Abtastfrequenz von 960 MHz und einer Auflösung von 8 Bit digitalisiert [Ber98]. Die erreichte Doppelpulstrennung ist besser als 5 ns. Die Zeitauflösung zwischen einzelnen Szintillatorzählern des Tagging-Detektors beträgt $(182 \pm 33) \text{ ps}$ [Ebe97]. Die Ineffizienz des gesamten Tagging-Systems wurde im Rahmen dieser Analyse zu $1,6 \times 10^{-4}$ bestimmt.

2.3.2 Der K_S -Antizähler

Der K_S -Antizähler (AKS) verwirft alle Zerfälle strahlaufrwärts und definiert somit den Anfang des Zerfallsvolumens für K_S -Zerfälle. Der AKS wird auch zur Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet (siehe Kapitel 4.7.2).

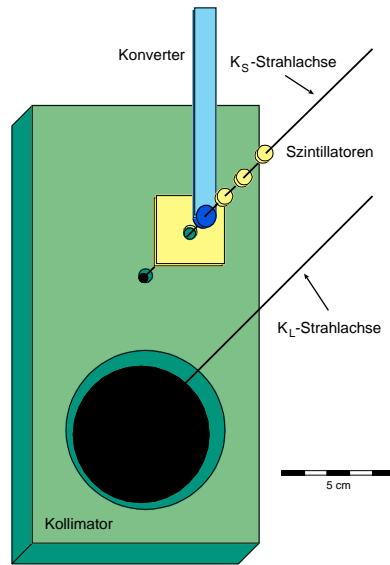


Abbildung 2.4: Der K_S -Antizähler [Bil02].

Der AKS befindet sich direkt hinter dem letzten Kollimator im K_S -Strahl und besteht aus vier Szintillatorzählern und einem Konverter (siehe Abbildung 2.4) [Moo96]. Der erste Szintillator hat ein 3 mm großes Loch, durch das der K_S -Strahl passieren kann. Die anderen drei Zähler sind Scheiben mit 8 mm Durchmesser, wobei der mittlere Zähler die AKS-Position für Zerfälle in geladene Endprodukte definiert und die anderen zwei für Effizienzmessungen verwendet werden.

Hinter dem ersten Szintillator befindet sich ein 2,96 mm dicker Wolfram-Iridium-Kristall, der Photonen konvertiert und damit für die folgenden Szintillatoren sichtbar macht. Die Kristallachsen sind zur Flugrichtung der Photonen ausgerichtet, was in einer Erhöhung der Effizienz für Paarproduktion resultiert, ohne die Wahrscheinlichkeit für Vielfachstreuung für Kaonen zu erhöhen. Die Photonen sehen eine Strahlungslänge von $1,79 X_0$, gegenüber $0,98 X_0$ für amorphes Iridium gleicher Dicke. Der Konverter markiert somit die AKS-Position für Zerfälle in neutrale Endprodukte.

2.3.3 Die Strahlmonitore

Es existieren mehrere Strahlmonitore, die die Intensität der beiden Kaonstrahlen messen und helfen, das K_S/K_L -Verhältnis konstant zu halten:

- Monitore für die primären Protonen vor dem ersten Target. Sie bestehen aus Aluminium- und Titanfolien, auf denen durch den Strahl Ladung induziert wird.
- K_S -Monitor am zweiten Target, der eine Rate proportional zur Anzahl der

das Target treffenden Protonen misst. Er besteht aus vier Plastiksintillatoren, die mit Photovervielfachern ausgelesen werden.

- K_L -Strahlmonitor vor dem Strahlstopp. Er überwacht die Intensität der Kaonstrahlen und dient zur Erzeugung eines zufälligen Triggersignals, das proportional zur K_L -Strahlintensität ist. Er besteht aus einer Matrix aus szintillierenden Fasern, deren quadratischer Querschnitt 1 mm^2 beträgt. Der Zähler deckt das gesamte Strahlrohr ab ($18\text{ cm} \times 18\text{ cm}$); die aktive Fläche beträgt lediglich 7 % seiner Gesamtfläche, um die hohe Strahlintensität zu verkraften.

2.3.4 Die K_L -Antizähler

Die K_L -Antizähler (AKL) detektieren Photonen aus K_L -Zerfällen, die den sensitiven Bereich des Detektors verlassen. Die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ stellen einen bedeutenden Untergrund zu den ~ 200 -mal selteneren Zweipionzerfällen dar. Verlassen zwei Photonen das Zerfallsvolumen vor ihrem Nachweis, so könnten die verbleibenden Zerfallsprodukte einen „guten“ Zerfall vortäuschen.

Um den Vakuum- bzw. Heliumtank sind insgesamt sieben AKL-Ringe angeordnet, die einen weiten Winkelbereich außerhalb des eigentlichen Detektors abdecken. Sie bestehen aus zwei Lagen von Plastiksintillatoren, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Vor jeder Lage befinden sich 35 mm Stahl zur Konversion der Photonen aus dem π^0 -Zerfall. Die Effizienz dieses Antizählersystems wurde zu 97 % bei einer Zeitauflösung von besser als 2 ns bestimmt [Tor96].

2.3.5 Das Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer dient zur Messung von Vertex und Impuls der geladenen Zerfallsprodukte. Es besteht aus vier Driftkammern und einem Dipolmagneten zwischen der zweiten und dritten Kammer. Die ersten beiden Kammern werden zur Bestimmung des Zerfallsvertex benutzt. Der Magnet mit einem integrierten Magnetfeld von 0,83 Tm bewirkt eine Änderung des Transversalimpulses von 265 MeV/c. Die resultierende Spurkrümmung wird von den letzten beiden Kammern gemessen und daraus der Impuls der Teilchen ermittelt.

Die Driftkammern haben einen oktogonalen Grundriss und besitzen eine Fläche von $4,5\text{ m}^2$ [Bed95], [Aug98]. Jede Kammer besteht aus acht Drahtebenen, die zwei um 45° gegeneinander gedrehte Koordinatensysteme (*Views*) bilden. Dies erlaubt die zweifelsfreie Rekonstruktion von Spuren und minimiert den Einfluß von Ineffizienzen einzelner Drähte durch redundante Information. Das Material der Drähte und die Gasfüllung der Driftkammern entspricht insgesamt $0,4 X_0$ pro Kammer.

Die Kenntnis der Dimensionen und der Uniformität spielt bei Driftkammern solcher Größe eine wichtige Rolle. Die Positionierung der Drähte ist auf 0,1 mm/m genau bekannt. Die mittlere Effizienz pro Drahtebene wurde zu $>99\%$ gemessen mit einer radialen Genauigkeit von 0,2 % [Lai01].

Eine kurze Driftzeit von 100 ns ermöglicht dem Detektor einer hohen Ereignisrate Stand zu halten. Die Spuren werden mit einer Genauigkeit von 100 μm pro Ebene vermessen. Die Impulsauflösung wurde mit Elektronen in speziellen Datennahmen zu $\sigma(p)/p = 0,5\% \oplus 0,009 p [\text{GeV}/c]\%$ bestimmt. Die Auflösung der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse beträgt 2,5 MeV/c^2 [Lai01].

2.3.6 Das Hodoskop für geladene Teilchen

Das Hodoskop bestimmt die Ereigniszeit von Zerfällen mit geladenen Teilchen. Diese Zeit wird zusammen mit der Zeitinformation aus dem Tagging-Detektor zur K_S/K_L -Unterscheidung verwendet.

Das Hodoskop (Abbildung 2.5) besteht aus zwei oktagonförmigen Ebenen mit jeweils 64 Streifen Plastiksintillator, die um 90° gegeneinander verdreht sind. Jede Ebene ist in vier Quadranten, bestehend aus jeweils 16 Szintillatorstreifen, unterteilt. Die Szintillatorstreifen sind 20 mm dick und variieren in der Breite von 65 mm (am Strahlrohr) bis 99 mm (außen), um der höheren Zählrate in Strahlrohrnähe gerecht zu werden. Die Szintillatoren werden auf einer Seite von Photomultipliern ausgelesen.

Das Hodoskop ist wichtiger Bestandteil des Pretriggersystems (Abschnitt 2.4.1). Es liefert unter anderem den Q_x -Trigger bei zeitgleichem Durchgang von geladenen Teilchen in zwei gegenüberliegenden Quadranten. Diese Information wird zur Selektion von Kandidaten für $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle benutzt.

2.3.7 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient zur Energie- und Ortsmessung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Insbesondere sind dies Photonen aus π^0 -Zerfällen. Das Kalorimeter muss eine sehr gute Orts-, Zeit- und Energieauflösung besitzen, um den Untergrund von $K_L \rightarrow 3\pi^0$ unterdrücken zu können.

Bei dem Kalorimeter handelt es sich um ein homogenes Flüssig-Krypton-Kalorimeter (LKr) [Bar93]. Es hat die Form eines Oktagon mit einem Durchmesser von 240 cm und einer Tiefe von 125 cm. Dies entspricht 27 Strahlungslängen in Krypton ($X_0 = 4,76 \text{ cm}$), so dass elektromagnetische Schauer mit einer Gesamtenergie bis zu 100 GeV vollständig im Kalorimeter enthalten sind. Das aktive Volumen von 10 m^3 flüssigem Krypton wird durch in Strahlrichtung gespannte Kupfer-Beryllium-Streifen (40 $\mu\text{m} \times 18 \text{ mm} \times 125 \text{ cm}$) in $2 \times 2 \text{ cm}^2$ große Auslesezellen unterteilt (siehe auch Abbildung 2.6). Die Elektrodenstreifen werden durch

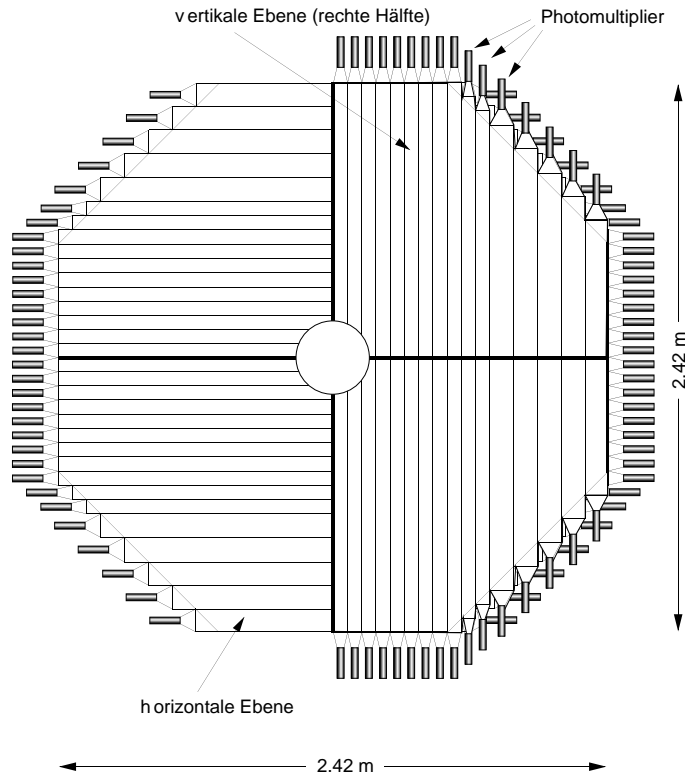


Abbildung 2.5: Das Hodoskop für geladene Teilchen [Bil02].

fünf Schlitzmasken aus glasfaserverstärktem Kunstharz in einem ± 48 mrad Zickzack geführt. Dies erhöht die mechanische Stabilität und reduziert die Abhängigkeit der Energieauflösung vom Auftreffpunkt.

Die Signale der 13 500 Auslezellen werden noch im Kalorimeter vorverstärkt und dann nach außen zu den *CPDs*² geführt [Hal98],[Cer96],[Cha96]. Dies sind speziell entwickelte Flash-ADCs mit 10 Bit Auslesetiefe und 40 MHz Taktrate, die über einen dynamischen Verstärkungsbereich von 2 Bit (\cong vier Verstärkungsstufen) verfügen. Ein wichtiger Teil der LKr-Auslese ist der *Data Concentrator*, der dafür sorgt, daß nur die Daten von Zellen, die einen Schauer registriert haben, weiterverarbeitet werden. Das Kalorimeter wurde bei 3 kV Hochspannung betrieben. Etwa 0,3 % der Zellen waren defekt und wurden von der Analyse ausgeschlossen.

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde bestimmt zu [Lai01]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3,2 \pm 0,2)\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(9 \pm 1)\%}{E} \oplus (0,42 \pm 0,05)\%, \quad (E \text{ in GeV}).$$

Die Ortsauflösung ist besser als 1 mm in beiden Projektionen senkrecht zur

²Calorimeter Pipelined Digitizer

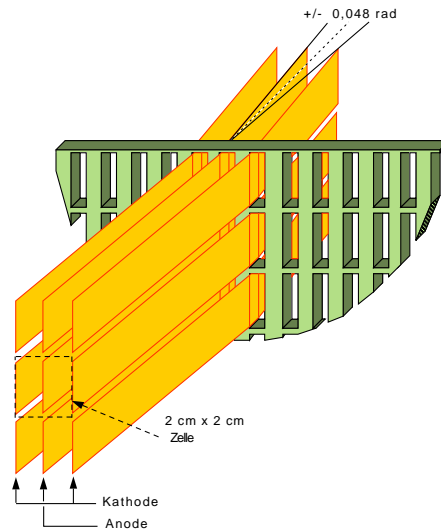


Abbildung 2.6: Ansicht einer Auslesezelle des elektromagnetischen Kalorimeters [Bil02].

Strahlrichtung für Photonenergien größer als 25 GeV. Das Kalorimeter ermittelt die Ereigniszeit für neutrale Zerfälle mit einer Genauigkeit von 220 ps und wird zusammen mit dem Tagging-Detektor zur Unterscheidung von K_S - und K_L -Zerfällen benutzt.

2.3.8 Das Hodoskop für neutrale Zerfälle

Die Aufgabe des Hodoskops für neutrale Zerfälle ist die genaue Messung der Durchgangszeit von Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter [Kal95]. Diese Information wird als Kontrolle der Zeitinformation aus dem LKr benutzt. Weiterhin liefert das Hodoskop einen Kontrolltrigger zur Bestimmung der Ineffizienz des neutralen Triggers (siehe Kapitel 4.3.1).

Es befindet sich im elektromagnetischen Kalorimeter an der zweiten Schlitzmaske (nach etwa neun Strahlungslängen) im Schauermaximum. Das Hodoskop besteht aus 1 mm dicken szintillierenden Plastikfibern, die zu insgesamt 504 Bündeln zusammengefasst sind und von 32 Photomultipliern ausgelesen werden.

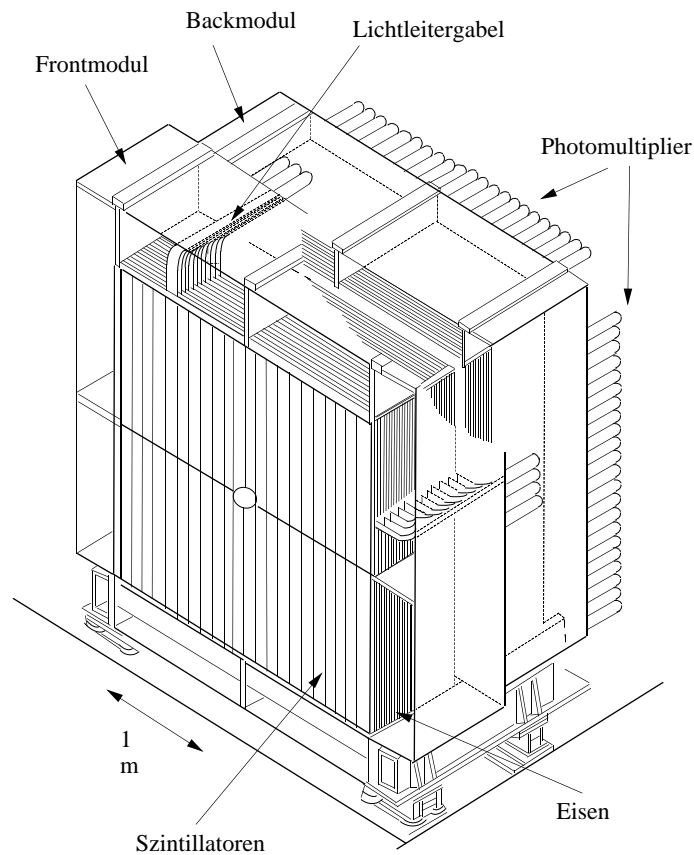


Abbildung 2.7: Das Hadronkalorimeter [Bil02].

2.3.9 Das Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter misst die Energie von geladenen Pionen, die nicht vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter aufgeschauert sind [Dav94]. Es stellt zusammen mit dem Flüssig-Krypton-Kalorimeter eine schnelle Information über die Energiesumme eines Zerfalls zur Verfügung, die zu Triggerzwecken verwendet wird.

Das Hadronkalorimeter (Abbildung 2.7) ist ein Eisen-Szintillator-Samplingkalorimeter. Es besteht aus zwei getrennten Modulen (*Front* und *Back*), die in Quadranten aufgeteilt sind. Jedes Modul enthält 24 Eisenplatten von je 25 mm Dicke. Dazwischen sind Szintillatorstreifen, abwechselnd horizontal und vertikal orientiert, angebracht. Jeweils 12 hintereinander liegende Streifen gleicher Orientierung werden über eine Lichtleitergabel zusammengefasst und von einem Photomultiplier ausgelesen. Bei vier Halbebenen pro Modul ergeben sich insgesamt 176 Auslesekanäle. Die Gesamtmaße des Hadronkalorimeters betragen $2,7 \text{ m} \times 2,7 \text{ m} \times 1,2 \text{ m}$, was $6,7$ nuklearen Absorptionslängen entspricht.

2.3.10 Die Myon-Antizähler

Die Myon-Antizähler dienen zur Unterdrückung des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ ($K_{\mu 3}$), der mit einem Verzweigungsverhältnis von 27,2 % den zweithäufigsten Zerfallskanal des K_L darstellt.

Der Detektor besteht aus drei Szintillatorebenen, denen jeweils 80 cm Eisen vorausgehen [Moo94]. Die ersten beiden Ebenen werden von jeweils 11 Streifen Plastiksintillator gebildet, die 25 cm breit und 1 cm dick sind. Die Streifen der ersten Ebene sind horizontal, die der zweiten vertikal angeordnet. Die dritte Ebene besteht aus nur sechs breiteren Streifen und dient der Effizienzmessung des gesamten Myon-Veto-Systems. Alle 28 Szintillatoren werden beidseitig von Photomultipliern ausgelesen. Ein koinzidentes Signal in den ersten beiden Ebenen wird als Myondurchgang interpretiert und liefert zusammen mit Informationen aus den Driftkammern und dem Hodoskop für geladene Teilchen den Myon-Trigger.

2.4 Triggersystem und Datenerfassung

Das Triggersystem muss die Teilchenrate von 500 kHz, die den Detektor erreicht, auf wenige Tausend Ereignisse pro Sekunde reduzieren. Dies soll totzeitfrei und mit minimaler Ineffizienz für K_S - bzw. K_L -Zerfälle in gleicher Weise bewältigt werden. Ein Teil der Bandbreite wird für redundante Triggersignale mit minimaler Verzerrung reserviert zur direkten Bestimmung der Triggereffizienzen.

Die Triggerentscheidungen werden in einem übergeordneten *Trigger Supervisor (TS) System* gesammelt, das die Zeit des akzeptierten Ereignisses aufzeichnet [Arc00]. Diese Ereigniszeit wird durch ein Zeitsignal definiert, das eine 40 MHz Uhr gleichzeitig für alle Detektoren des Experiments zur Verfügung stellt [Jei97]. Die endgültige Triggerentscheidung wird innerhalb von 200 μs nach dem Ereignis vom TS-System als Zeitmarkierung an die Detektoren zurückgeschickt. Die Detektoren speichern für diesen Zeitraum alle Ereignisse in internen elektronischen Puffern. Die Ausleseelektronik (*Readout*) der einzelnen Detektoren wandelt die Zeitmarkierung des TS-Systems in eine Speicheradresse um. Ein ausreichend großes Zeitintervall (100 ns bis 250 ns) um das Ereignis herum wird ausgelesen und an die zentrale Datenerfassung geschickt. Kommt es zu einer Anhäufung von positiven Triggerentscheidungen, so werden die Zeitmarkierungen im TS gespeichert, bis alle Detektoren ihre Speicher ausgelesen haben. Versäumt ein Subsystem die Datenauslese, wird das gesamte Triggersystem blockiert, damit der Datenverlust Zerfälle in geladene wie neutrale Teilchen gleichermaßen betrifft. Abbildung 2.8 zeigt eine Übersicht über das Triggersystem.

2.4.1 Der Trigger für $\pi^+\pi^-$ -Zerfälle

Der Trigger für $\pi^+\pi^-$ -Zerfälle (geladener Trigger) ist in zwei Stufen aufgebaut und ist in Hard- und Software realisiert. Die erste Stufe ist ein Pretrigger-System

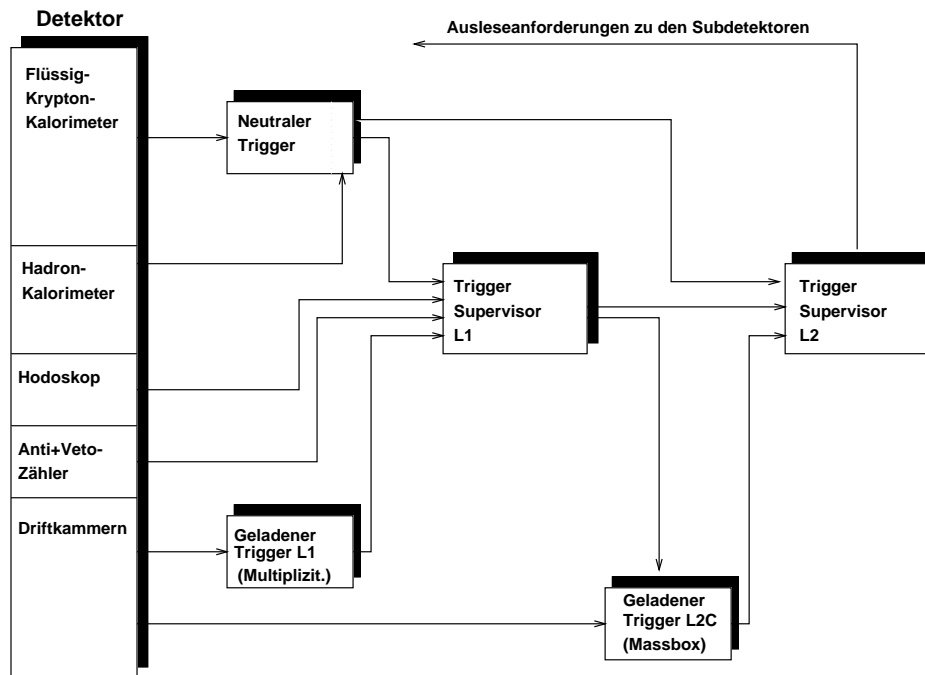


Abbildung 2.8: Das NA48-Triggersystem [Bil02].

und erzeugt die Eingangssignale für die zweite Triggerstufe. Diese rekonstruiert in Echtzeit die Ereignisse und gibt eine Triggerentscheidung für Zerfälle in geladene Teilchen aus [Anv98].

Die erste Stufe des geladenen Triggers

Die erste Stufe (L1C) des geladenen Triggers reduziert die Eingangsrate von ~ 500 kHz auf 100 kHz durch die Koinzidenz von folgenden drei Bedingungen:

1. Ein Teilchendurchgang durch zwei gegenüberliegende Quadranten im Hodoskop für geladene Teilchen (Q_x). Um geometrische Ineffizienzen zu vermeiden, werden die Quadranten mit einem Überlapp von zwei Szintillatorstreifen definiert. Die gemessene Ineffizienz von 0,05 % wird durch die Elektronik und die Szintillatorgeometrie verursacht und ist für K_S - und K_L -Ereignisse gleich groß. Ein Q_x -Signal kann nicht in zwei aufeinander folgenden Zeitintervallen von 25 ns erfolgen, was in einer Totzeit von 0,5 % resultiert. Daher werden die Signale in einem ausreichend großen Zeitfenster aufgezeichnet, um die Totzeit später in der Analyse auch auf die $\pi^0\pi^0$ -Zerfälle anzuwenden.
2. Die Multiplizität in der ersten Driftkammer (*2track*). Es werden mindestens drei getroffene Drähte in mindestens drei Views gefordert. Die Ineffizienz dieses Signals ist kleiner als 10^{-4} .

3. Eine Mindestenergie von 35 GeV (E_{tot}). Dazu werden die gemessenen Energien im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter aufsummiert. Die Ineffizienz dieses Triggers erzeugt eine Korrektur auf das Doppelverhältnis (siehe Kapitel 4.3.2).

Innerhalb von 5 μs wird ein Signal bestehend aus $Q_x \times 2\text{track} \times E_{\text{tot}} + Q_x/D$ zur zweiten Stufe des Triggersystems geschickt. Die Komponente Q_x/D (D für *downscaling*) wird aufgenommen zur Bestimmung der Effizienz des $2\text{track} \times E_{\text{tot}}$ -Signals und der zweiten Triggerstufe.

Die zweite Triggerstufe des geladenen Triggers

Die zweite Stufe des geladenen Triggers (*Massbox*) führt eine schnelle Echtzeitrekonstruktion der möglichen $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignisse durch und reduziert somit die Triggerrate auf ~ 2 kHz. Aus den Daten der Driftkammern 1, 2 und 4 werden Teilchenspuren, Vertizes und Kaonmassen unter der Hypothese eines Kaonzerfalls in zwei geladene Pionen mit Hilfe von schnellen Mikroprozessoren innerhalb von 128 μs berechnet.

Ein Ereignis wird von dieser Triggerstufe akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- Der Abstand zwischen zwei Spuren am Punkt des Zerfallsvertex (CDA) muss kleiner als 5 cm sein.
- Der Öffnungswinkel der rekonstruierten Teilchenspuren muss kleiner als 15 mrad sein.
- Die rekonstruierte Lebensdauer des Kaons muss kleiner als 4,5 K_S -Lebensdauern sein.
- Die invariante Kaonmasse des Zwei-Pion-Systems muss größer als 0,95 Kaonmassen sein.
- Der rekonstruierte Vertex muss sich 1 m vor bzw. 48 m hinter dem K_S -Target befinden.

Sind alle Kriterien erfüllt, sendet die Massbox ein Signal an den Trigger Supervisor der zweiten Stufe (L2TS), der schließlich eine Ausleseanforderung an die einzelnen Detektoren verschickt.

2.4.2 Der Trigger für $\pi^0\pi^0$ -Zerfälle

Der Trigger für $\pi^0\pi^0$ -Zerfälle (neutraler Trigger) verarbeitet alle 25 ns Informationen aus den CPDs des elektromagnetischen Kalorimeters [Bar02]. Die analogen Signale aus 2×8 Zellen in der x- bzw. y-Projektion des Kalorimeters werden

summiert, digitalisiert und durch einen Filter von Untergrundrauschen befreit. Danach werden diese Daten in 64 Spalten und Zeilen aufsummiert, so dass die im Kalorimeter deponierte Energie in zwei Projektionen vorliegt. Aus diesen Daten werden die ersten und zweiten Momente ($M_{1,j}, M_{2,j}$) und die Energiesumme E berechnet:

$$M_{1,j} = \sum E_i x_i, \quad M_{2,j} = \sum E_i x_i^2, \quad E = \sum E_i; \quad j = x, y.$$

Außerdem wird die Anzahl der *Peaks* berechnet. Damit wird eine Zeile oder Spalte bezeichnet, die über einem Schwellenwert liegt und sowohl in der Zeit als auch in Bezug auf ihre beiden Nachbarstreifen ein Pulsmaximum besitzt.

Eine sogenannte *Look-up*-Tabelle konvertiert die Momente in kinematische Variablen, die als Grundlage für eine Triggerentscheidung dienen. Folgende Kriterien müssen erfüllt sein:

- Die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie muss größer als 50 GeV sein.
- Der Energieschwerpunkt $COG = \sqrt{M_{1,x}^2 + M_{1,y}^2} / E$ muss kleiner als 15 cm sein.
- Die rekonstruierte Lebensdauer des Kaons muss kleiner als 4,5 K_S -Lebensdauern sein.
- Es dürfen in beiden Projektionen maximal fünf Peaks innerhalb von 9 ns vorliegen.

2.4.3 Die Datenerfassung

Nach einer positiven Entscheidung des TS werden die Ereignisdaten der Subdetektoren durch die Online PC-Farm ausgelesen. Sie besteht aus insgesamt 24 LINUX-basierten PCs, von denen 12 für die Erfassung der Daten von den einzelnen Detektoren, acht für die Zusammenstellung der Ereignisse und die restlichen vier für das Versenden der Daten zum CERN-Rechenzentrum verantwortlich sind [Pet98], [Wit01]. 1999 wurden alle 14,4 s die Daten eines Bursts von ca. 270 MByte auf der Online PC-Farm verarbeitet.

Am CERN-Rechenzentrum läuft auf einer weiteren PC-Farm ein Software-Filter (Level-3-Filter). Dieser selektiert die Ereignisse und wandelt das Rohdatenformat in ein spezielles Datenformat um, auf dem alle Analysen basieren. Schließlich werden mehrere Datensätze (*Streams*) vom Level-3-Filter erzeugt und entweder auf Band oder Festplatte geschrieben. In beiden Jahren konnten insgesamt 170 TByte an Rohdaten bei mehr als 98 % Effizienz aufgezeichnet werden.

3 Die Analyse

3.1 Die Analyse im Überblick

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick darüber, wie aus den rohen Daten der Detektoren die Größe $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ gewonnen wird. Die Rohdaten werden zunächst dekodiert und rekonstruiert, anschließend werden die Ereignisse selektiert. In der vorliegenden Analyse werden die selektierten Ereignisse in 20 Energiebins von 70 GeV bis 170 GeV Kaonenergie eingeteilt. Über die Binbreite von 5 GeV sind die Energiespektren von K_L und K_S und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für die relevanten Zerfälle hinreichend ähnlich. Das Doppelverhältnis

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}$$

wird also in 20 unabhängigen Messungen bestimmt und gemittelt.

Es ist das Hauptprinzip von NA48, alle vier Zerfallskanäle gleichzeitig zu messen. Dadurch heben sich Unterschiede in den Kaonflüssen, in den Totzeiten und Ineffizienzen der Detektoren in erster Ordnung auf. Um den Parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ mit einer Genauigkeit von 2×10^{-4} bestimmen zu können, müssen aber auch die verbleibenden Effekte höherer Ordnung in Betracht gezogen werden. Diese werden in Form von Korrekturen (A_{corr}) zum gemessenen (rohen) Doppelverhältnis R_{raw} bestimmt. Erst die Größe $R_{\text{true}} = R_{\text{raw}} + A_{\text{corr}} \approx 1 - 6 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ erlaubt die genaue Bestimmung des Parameters der direkten CP-Verletzung. Die Korrekturen A_{corr} müssen also mit ähnlich guter Genauigkeit bekannt sein, wie der statistische Fehler von R_{raw} , um $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ genau bestimmen zu können.

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion und Selektion der Ereignisse vorgestellt. Kapitel 4 beschäftigt sich dann mit den Korrekturen auf R , bevor in Kapitel 5 das Ergebnis vorgestellt und diskutiert wird.

3.1.1 Der Verzicht auf die Ereigniswichtung

In der veröffentlichten Standardanalyse von NA48 wird eine Gewichtung der K_L -Ereignisse vorgenommen, um für K_L - und K_S -Zerfälle eine möglichst identische Akzeptanz im Detektor zu erreichen [Lai01]. Damit sich der Akzeptanzunterschied, verursacht durch die unterschiedliche Lebensdauerverteilung, aufhebt,

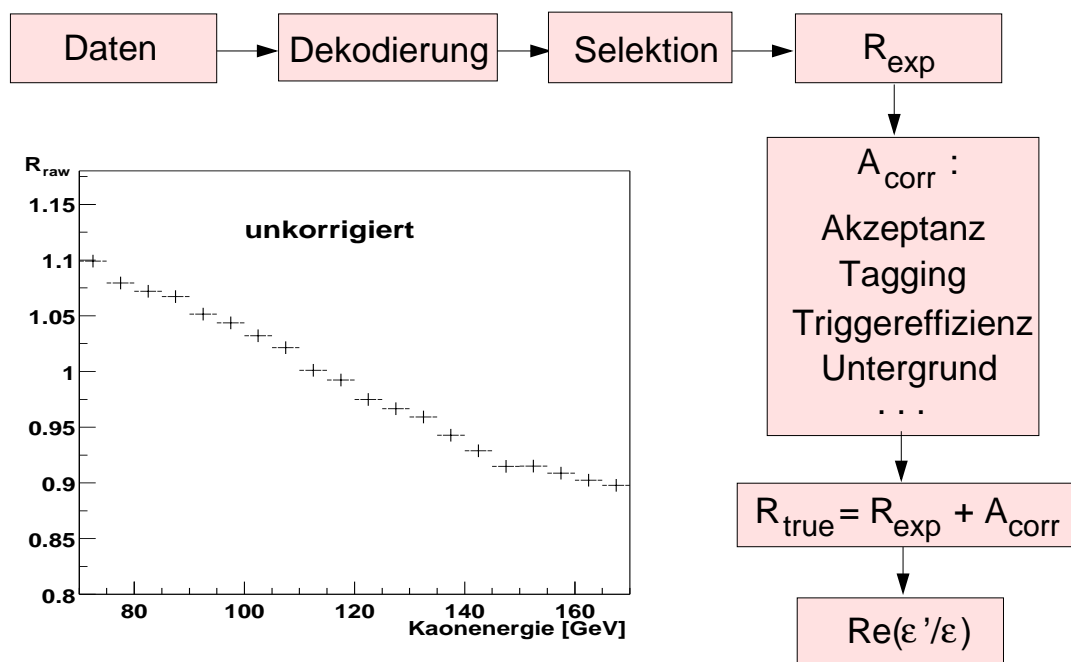


Abbildung 3.1: Die Analyse im Überblick.

wird jeder selektierte K_L -Zerfall mit einer gemessenen Lebensdauer τ mit dem Faktor $w_{K_L} = e^{-(1-\frac{\tau_S}{\tau_L})c\tau}$ gewichtet. Die Variablen τ_S und τ_L bezeichnen die mittleren Lebensdauern von K_S - bzw. K_L -Mesonen. Abbildung 3.2 zeigt die Lebensdauerverteilungen für K_S -, gewichtete K_L - und ungewichtete K_L -Ereignisse. Der Vorteil der Wichtung ist, dass die Akzeptanzkorrektur auf R dadurch die gleiche Größenordnung wie alle anderen Korrekturen besitzt. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, geht ein Großteil der Anzahl der K_L -Zerfälle verloren. Es stehen mit Ereigniswichtung nur 25 % der ursprünglich vorhandenen K_L -Zerfälle für die Analyse zur Verfügung.

Die vorliegende Analyse verzichtet auf die Wichtung der K_L -Ereignisse und nutzt somit die gesamte Zahl der K_L -Zerfälle aus den Jahren 1998 und 1999. Auf der anderen Seite ist die Akzeptanzkorrektur in diesem Fall um eine Größenordnung größer als die anderen Korrekturen. Somit muss der Fehler auf diese Korrektur genau bekannt und möglichst klein sein, um einen vergleichbaren Gesamtfehler für $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ zu gewährleisten. Auf diesen Kernpunkt der Analyse wird in Kapitel 4.2.1 näher eingegangen.

3.1.2 Die Mittelung der Analysebins

Die Verwendung eines gewichteten Mittelwerts der 20 unabhängigen Messungen von R in den unterschiedlichen Energiebins unter Verwendung der Einzelfeh-

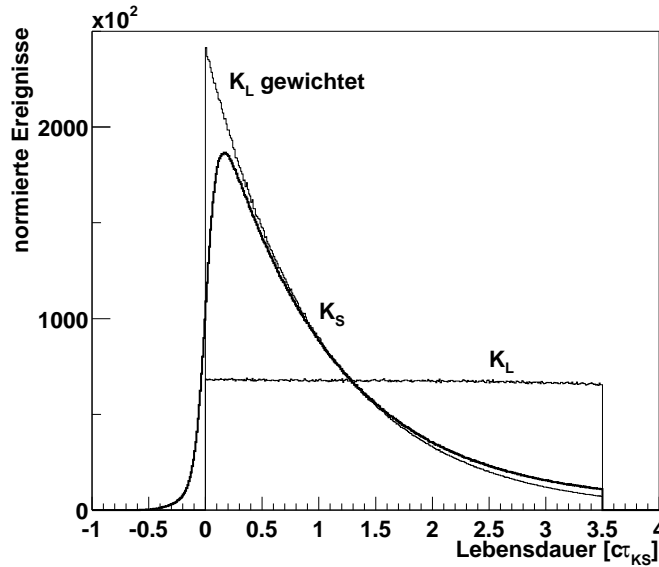


Abbildung 3.2: Lebensdauerverteilung für K_S -, ungewichtete K_L - und gewichtete K_L -Ereignisse.

ler pro Bin verzerrt das Ergebnis. Der Fehler $\sigma_r = r\sqrt{(\sigma_a/a)^2 + (\sigma_b/b)^2}$ auf ein Verhältnis $r = a/b$, wobei σ_i den Fehler der entsprechenden Größe beschreibt, enthält wiederum das Verhältnis r , was das Ergebnis geringfügig zu niedrigem r hin systematisch verschiebt. Eine bessere Schätzfunktion ist der Mittelwert des Logarithmus des Verhältnisses:

$$\sigma_{\log r} = \sqrt{(\sigma_a/a)^2 + (\sigma_b/b)^2}.$$

Immer wenn in der vorliegenden Arbeit ein Mittelwert von R gebildet wird, wird diese logarithmische Schätzfunktion verwendet. Wenn R_i das Doppelverhältnis im i -ten Energiebin bezeichnet und $L_i = \log R_i$, dann ist der gewichtete Mittelwert von L_i :

$$\bar{L} = \frac{\sum_i L_i / \sigma_{L_i}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{L_i}^2}.$$

Für $\bar{R} = e^{\bar{L}}$ berechnet sich der Fehler zu:

$$\sigma_{\bar{R}} = \bar{R} \sigma_{\bar{L}} = \bar{R} \sqrt{\frac{1}{\sum_i 1 / \sigma_{L_i}^2}}.$$

3.2 Die Ereignisrekonstruktion

Die Analyse basiert auf kompletten Datensätzen der Jahre 1998 und 1999. In beiden Jahren wurden zusammen 170 TByte an Rohdaten aufgenommen und auf

Band geschrieben. Diese Daten enthalten alle Informationen zu einem Ereignis, wie z.B. Status und Daten jedes Detektors, Triggerwort und -entscheidung, Zeitsignal und Phase des SPS. Die Größe des Datenvolumens macht die Daten in dieser Form für die Analyse unbrauchbar. Stattdessen wird das physikalische Ereignis, das den Daten zu Grunde liegt, rekonstruiert. Dazu werden die Daten in ein Standardformat dekodiert und für jeden Detektor getrennt rekonstruiert. Wichtig für die vorliegende Analyse sind die Routinen zur Rekonstruktion der Zerfälle in geladene Teilchen, die hauptsächlich Daten des Spektrometers benutzen und der Zerfälle in neutrale Teilchen, die ausschließlich Daten des elektromagnetischen Kalorimeters verwenden. Diese Informationen werden zusammen mit den Daten aus anderen Detektoren zu einem physikalischen Ereignis kombiniert.

Der Level-3-Filter (Kapitel 2.4.3) überführt diese Daten schließlich in das COM-PACT¹-Format [Hay01]. Dieser Schritt erfolgte mehrmals, um die jeweils aktuellsten Daten zur Kalibrierung und Alignierung der Detektoren zu verwenden. Durch einen weiteren Softwarefilter wurden Ereignisse speziell für die Analyse von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ ausgewählt und in das Super-COM-PACT-Format umgewandelt. In diesem letzten Schritt wurden auf einen Teil der rekonstruierten Größen Korrekturen angewendet. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Mik99]. Das Super-COM-PACT-Format ist hinreichend klein (125 GByte), so dass die Prozessierung der Daten mehrmals stattfinden konnte.

3.2.1 Die Rekonstruktion der Zerfälle in geladene Teilchen

Die Rohdaten des Magnetspektrometers enthalten die Nummern der Drähte, für die ein Signal gemessen wurde und die dazugehörige Zeitinformation. Die Aufgabe des Rekonstruktionsprogramms ist es, aus diesen Informationen Spuren und Vertizes zu rekonstruieren.

Zunächst werden nur anhand der Position getroffener Drähte einer Driftkammer Raumpunkte rekonstruiert. Raumpunkte aus den ersten beiden Driftkammern (DCH1 und DCH2), die sich in einem Abstand von 10 cm bis 110 cm von der Mitte der Kammer befinden, werden zu Spursegmenten kombiniert. Die Spursegmente werden mit Raumpunkten in der letzten Driftkammer (DCH4) verknüpft, falls diese auf einer extrapolierten Linie in der vertikalen Projektion liegen. In einem zweiten Schritt werden die Driftzeiten benutzt, um aus den Spursegmenten ein bis zwei mögliche Spurkandidaten auszuwählen. Die Driftzeiten werden um Drahtlängen und Zeitoffsets korrigiert, die aus speziellen Datennahmen mit Myon- und K_L -Strahlen ohne magnetisches Feld bestimmt wurden. Aus den Spurkandidaten wird die Spur mit dem besten χ^2 ausgewählt.

Mit Hilfe der Spuren kann der Impuls und die Ladung des dazugehörenden Teilchens aus der Ablenkung durch den Magneten bestimmt werden. Die Spuren können in beide Richtungen extrapoliert werden, um die Flugbahn des Teilchens

¹Compact Optimized Program for Accessing Countless Terabytes

durch Zerfallsvolumen und Detektor zu bestimmen. Der Durchgang des Teilchens durch das Hodoskop für geladene Teilchen liefert eine genauere Zeitinformation als die Driftkammern. Spuren entgegengesetzter Ladung können gepaart und zurückextrapoliert werden, um einen Zerfallsvertex zu bestimmen. Ist der Zerfallsvertex bekannt, können unter Pionhypothese Masse, Energie (aus dem Öffnungswinkel der Spuren) und transversaler Impuls des zerfallenen Kaons berechnet werden.

3.2.2 Die Rekonstruktion der Zerfälle in neutrale Teilchen

Die Rohdaten des elektromagnetischen Kalorimeters enthalten die Pulshöhen und dazugehörigen Zellennummern. Das Rekonstruktionsprogramm muss die ausgelesenen Zellen zu Gruppen (*Clustern*) gruppieren, die zu einem Schauer gehören und die Energie des Schauers bestimmen. Zeit und Höhe eines Pulses werden mit Digitalfiltern gemessen. Eine erste Kalibration der Energiemessung wird mit genau bekannten elektronischen Pulsen während der gesamten Datennahme vorgenommen. Eine weitere Kalibration erfolgt durch Vergleich von Energie und Impuls (gemessen mit dem Spektrometer) von Elektronen aus K_{e3} -Zerfällen ($K_L \rightarrow \pi e \nu$). Eine genauere Interkalibration erfolgt mit π^0 -Zerfällen aus speziellen Kalibrationsdaten [Lai01].

Die Grundlinie der Pulse wird kontinuierlich überwacht und korrigiert, falls es durch Temperatureffekte zu einer Abweichung gekommen ist. Eine Anhäufung (*Pile-Up*) von Signalen innerhalb von $3 \mu\text{s}$ führt ebenfalls zu einer Verschiebung der Grundlinie. Dazu werden unmittelbar vor dem Ereignis ADC-Werte gespeichert und mit dem durchschnittlichen Wert der Grundlinie verglichen. Weicht der gespeicherte Wert signifikant vom Durchschnittswert ab, so wird statt des Durchschnittswerts der zuletzt gespeicherte Wert genommen. Dieses Verfahren minimiert den Einfluss des Rauschens auf die Pulshöhenmessung.

Die einzelnen Zellen werden anhand der Zeit- und Ortsinformation zu elektromagnetischen Schauern zusammengefasst. Die Summe der Energien der Zellen in einem Radius von 11 cm um den Schauerschwerpunkt ergibt die Gesamtenergie des Schauers. Der Energieschwerpunkt aus den 3×3 zentralen Zellen des Schauers dient zur Ortsbestimmung. Daten, die bei der Abtastung (*Scan*) des Kalorimeters mit Elektronstrahlen aufgezeichnet wurden, werden als Korrektur zur Energie- und Ortsmessung in Abhängigkeit vom Abstand des Auftreffpunkts zur Elektrode verwendet. Mit rekonstruierten Elektronspuren aus der K_{e3} -Datennahme wird die transversale Ausdehnung des Kalorimeters überprüft und damit die Clusterposition in der Größenordnung von $200 \mu\text{m}$ korrigiert. Die Position der Cluster im Schauermaximum wird neu berechnet, um eventuelle Abweichungen der Projektivität des Kalorimeters zu messen. Die erwartete Schauertiefe wird durch Vergleich von rekonstruierten mit extrapolierten Elektronschauern aus K_{e3} -Daten abgeschätzt und mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen (MC) in Photonschauer umgerechnet.

Überlappende Schauer werden mit erwarteten Schauerformen aus einer auf GEANT² basierenden MC-Simulation separiert. Die Qualität der Schauerformen werden mittels Elektron-Scans getestet und die rekonstruierten Schauer mit Hilfe dieser Daten korrigiert. Energieverluste am Rand des Kalorimeters werden ebenfalls mit Hilfe von MC-Simulationen und Elektron-Scans berücksichtigt. Raumladungen, die sich während des Spills akkumulieren sorgen für eine Verminderung der gemessenen Energien von durchschnittlich $1,5 \times 10^{-4}$ und werden mit K_{e3} -Daten korrigiert [Pal99]. Der mittlere Energieverlust der Photonen im Material strahlaufwärts des Kalorimeters wurde mit einer GEANT-MC zu 15 MeV bestimmt. Alle Schauerenergien werden um diesen Wert erhöht.

3.3 Die Ereigniselektion

3.3.1 Gemeinsame Selektionskriterien

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Kriterien werden auf alle Ereignisse angewendet, ohne zwischen Zerfällen in geladene (geladene Ereignisse) und neutrale Teilchen (neutrale Ereignisse) zu unterscheiden. Sie lassen sich in drei Kategorien einteilen: Qualität der Daten, Symmetrisierung der Zerfallskanäle, Zerfallsvolumen.

Qualität der Daten

Ereignisse mit Fehlern in der Dekodierung des LKr oder des Spektrometers, sowie Ereignisse, für die das Rekonstruktionsprogramm nicht aufgerufen oder fehlerhaft beendet wurde, werden verworfen und in dieser Analyse nicht berücksichtigt. Ebenso verworfen werden Bursts, in denen die Subdetektorexperten ein fehlerhaftes Verhalten ihres Detektors erkannten oder Triggerraten und Zeitmarkierungen ein pathologisches Verhalten zeigten.

Symmetrisierung der Zerfallskanäle

Ineffizienzen und Totzeiten des geladenen Triggers beeinflussen geladene aber nicht neutrale Ereignisse. Um eine möglichst symmetrische Ereignisauswahl zu erhalten, wird in der Analyse ein entsprechender Schnitt angewendet.

Eine solche Ineffizienz ist ein Überlauf (*Overflow*) im Auslesesystem (*Readout*) der Driftkammern. Der Readout kann nicht mehr als sieben Treffer (*Hits*) in einer Ebene einer Driftkammer innerhalb von 100 ns verarbeiten. Kommt es zu mehr Hits, wird der Readout-Puffer gelöscht und die Zeit des Overflows gespeichert. Der dadurch verursachte Datenverlust betrifft die Rekonstruktion und die Triggereffizienz der geladenen Ereignisse.

²Detector Description and Simulation Tool [GEA94]

Overflows werden zum einen durch Schauer verursacht, die von Elektronen oder Photonen stammen, die mit dem Material nahe der Strahlröhre wechselwirken. Zum anderen bewirken δ -Strahlen aus der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit dem Gas in den Driftkammern Overflows. Gelegentlich kommen sie auch durch rauschende Verstärker mit niedriger Ausleseschwelle zustande.

Zur Symmetrisierung dieser Effekte werden alle Ereignisse mit einem Overflow innerhalb eines Zeitfensters von ± 312 ns verworfen. Dieses Zeitintervall ist größer als die Summe der maximalen Driftzeit und der Resetzeit des Auslesesystems. Durch diesen Schnitt werden zwar 25 % der neutralen Ereignisse entfernt, aber er reduziert die Sensitivität auf K_S/K_L -Intensitätsschwankungen um eine Größenordnung.

Ist die Massbox durch eine hohe Teilchenrate oder Ereignisse mit komplizierter Signatur nicht mehr in der Lage, eine Triggerentscheidung innerhalb der erforderlichen Zeitspanne von $100 \mu s$ zu treffen, wird ein Totzeitsignal an den Trigger-Supervisor (Kapitel 2.4) geschickt, welches die Versendung weiterer Ereignisse zur Bearbeitung an die Massbox verhindert. Auch hier werden alle Ereignisse (geladen und neutral) verworfen, die ein solches Massbox-Totzeitsignal besitzen.

Folgt einem Auslesefenster von 25 ns (*Timeslice*) mit Q_x -Trigger ein weiteres Timeslice mit Q_x , dann ist dieser Trigger ineffizient. Es werden daher alle Ereignisse mit vorausgegangenem Q_x -Trigger verworfen.

Zerfallsvolumen

Die restlichen gemeinsamen Schnitte stellen sicher, dass die Ereignisse aus dem definierten Zerfallsvolumen stammen. Kaonen mit einer Energie außerhalb von 70-170 GeV werden verworfen. Ebenso werden Kaonen mit einer Lebensdauer größer als 3,5 Lebensdauern des K_S (τ_s) verworfen. Die Lebensdauer wird wie folgt berechnet:

$$c\tau = \frac{z_{vertex} m_{K^0}}{E_{Kaon} c\tau_s}.$$

Dabei bezeichnen m_{K^0} , E_{Kaon} die Masse bzw. Energie des neutralen Kaons und z_{vertex} die z-Komponente des rekonstruierten Vertex.

Der radiale Energieschwerpunkt COG (*Center Of Gravity*) eines Ereignisses bezeichnet die extrapolierte Position des ursprünglichen Teilchens am LKr, falls es nicht zerfallen wäre. Sie wird berechnet zu

$$COG = \frac{\sqrt{(\sum_i E_i x_i)^2 + (\sum_i E_i y_i)^2}}{\sum_i E_i},$$

wobei E_i die Energie des i-ten Zerfallsprodukts, und x_i , y_i deren transversale Positionen am LKr sind. Es wird gefordert, dass alle Ereignisse einen $COG \leq 10$ cm haben. Dies definiert einen Kegel innerhalb dessen die Kaontrajektorien enthalten sind. Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung des radialen Energieschwerpunkts für

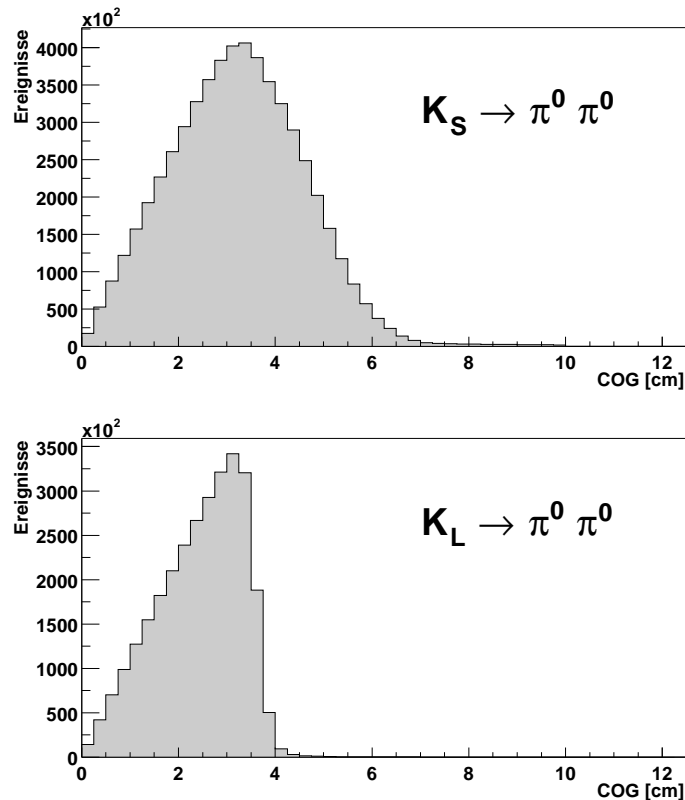


Abbildung 3.3: COG-Verteilung für neutrale Ereignisse.

K_S - und K_L -Zerfälle nach allen Schnitten. Die größere Breite der K_S -Verteilung ist ein Abbild der im Vergleich zum K_L -Strahl höheren Strahldivergenz.

3.3.2 Die Selektion der $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse

Die Signatur der geladenen Ereignisse besteht aus zwei Spuren in den Driftkammern. Die zu diesen Spuren gehörenden Teilchen müssen entgegengesetzte Ladung haben und von einem gemeinsamen Vertex stammen ($CDA < 3$ cm). Voraussetzung für die Selektion der Signalereignisse ist, dass die Ausleseanforderung durch die Massbox ausgelöst wurde. Die Selektion der geladenen und neutralen Zerfälle kann in drei Kategorien eingeteilt werden: technische Selektionskriterien, Detektorakzeptanz und Schnitte gegen Untergrund.

Technische Selektionskriterien

Um $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse von guter Qualität zu selektieren, werden folgende Schnitte angewendet:

- Die Spuren müssen einen Impuls größer als 10 GeV/c haben, um Unsicherheiten durch Vielfachstreuung zu reduzieren.
- Zu den Spuren muss eine rekonstruierte Ereigniszeit des Hodoskops für geladene Teilchen existieren.
- Die rekonstruierte Zeit aus den Teilchenspuren darf nicht mehr als 20 ns von der Ereigniszeit entfernt sein. Dieser Schnitt wird gegen Nachpulse des Q_x -Triggers angewendet.

Detektorakzeptanz

Die Teilchenspuren werden durch den gesamten Detektor extrapoliert um sicherzustellen, dass alle Informationen des Ereignisses verfügbar sind. Die äußeren Randbereiche der Detektoren sowie der Raum in der Nähe des Strahlrohrs sind Zonen, in denen eine niedrigere Nachweiseffizienz bzw. Leckverluste auftreten können. Folgende Schnitte werden angewendet:

- Es wird ein Mindestabstand der rekonstruierten Teilchenspuren von 12 cm zur Mitte der Strahlröhre verlangt.
- Die zum LKr extrapolierte Teilchenspur muss sich innerhalb des sensitiven Bereichs des Kalorimeters befinden:
 - Abstand der Spur zur Mitte des Kalorimeters > 15 cm.
 - Abstand der Spur zu nicht funktionierenden Auslesezellen des Kalorimeters > 2 cm.
- Die zum Myondetektor (MUV) extrapolierte Teilchenspur muss sich innerhalb dessen Akzeptanz befinden. Die zugelassene sensitive Fläche beträgt 270×270 cm² mit einem quadratischen Loch mit einer Seitenlänge von 12,5 cm in der Mitte. Durch diesen Schnitt ist eine hohe Nachweiseffizienz des MUV für $K_{\mu 3}$ -Untergrundzerfälle garantiert.

Schnitte gegen Untergrund

Ein möglicher Untergrundkanal ist der Zerfall $K_L \rightarrow \pi e \nu$ (K_{e3}). Dieser kann durch die Identifizierung des Elektrons wirksam unterdrückt werden. Dazu wird das Verhältnis E/p aus der Energie des zur Spur assoziierten Schauers im LKr und dem Spurimpuls gebildet. Dieser Wert sollte für Elektronen nahe bei eins liegen, da sie ihre Energie vollständig im Kalorimeter deponieren. Das hadronisch wechselwirkende Pion deponiert nur einen Teil seiner Energie im LKr und besitzt daher ein E/p kleiner als eins. Zur Unterdrückung des K_{e3} -Untergrunds wird ein E/p -Verhältnis von kleiner als 0,8 gefordert (Abbildung 3.4).

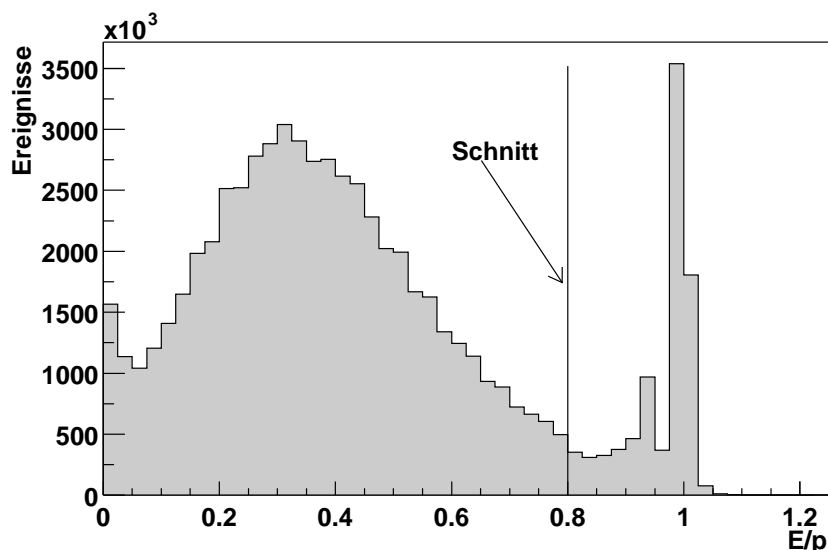


Abbildung 3.4: E/p-Verteilung für geladene K_L -Zerfälle. Die Struktur bei $E/p > 0,9$ verursacht ein Schnitt im Level-3-Filter zur Vorselektion.

Der Untergrundkanal $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ ($K_{\mu 3}$) kann durch Identifizierung des Myons unterdrückt werden. Dazu werden die Teilchenspuren nach dem Magneten zum MUV extrapoliert. Finden sich an dieser Stelle koinzident getroffene Szintillatorstreifen in den ersten beiden Ebenen des Myon-Antizählers, wird die zugehörige Spur als Myonspur identifiziert. Zur Unterdrückung des $K_{\mu 3}$ -Untergrunds wird verlangt, dass es keine Myonspur gibt, die weniger als ± 4 ns von der mit dem Hodoskop ermittelten Spurzeit abweicht.

Neben sauber rekonstruierten Teilchenspuren (*Tracks*) existieren auch sogenannte „Ghost-Tracks“ mit zugeordneten Raumpunkten in den ersten beiden Driftkammern, aber ohne Raumpunkte in der letzten Kammer. Dabei handelt es sich um dicht beieinander liegende Spuren, wobei eine Spur von einem Elektron oder Myon verursacht wird. Um die Korrektur aufgrund des verbleibenden Untergrunds (siehe Kapitel 4.4) nicht zu verzerren, werden alle Ereignisse mit Ghost-Tracks, die eine der beiden obigen Bedingungen erfüllen, ebenfalls verworfen.

Zur Reduzierung des Untergrunds aus dem Lambdazerfall ($\Lambda \rightarrow p\pi$), werden alle Ereignisse verworfen, deren invariante Masse innerhalb von ± 5 MeV/ c^2 zur nominellen Lambdamasse (1,1157 GeV/ c^2 , [Hag02]) liegt. Zur weiteren Unterdrückung wird auf die Asymmetrie der Impulse zweier Teilchenspuren (ASP) geschnitten:

$$ASP < \begin{cases} 0,62 \\ 1,08 - 0,0052 E_K [\text{in GeV}] \end{cases} \quad \text{mit} \quad ASP = \frac{|p_+ - p_-|}{p_+ + p_-}.$$

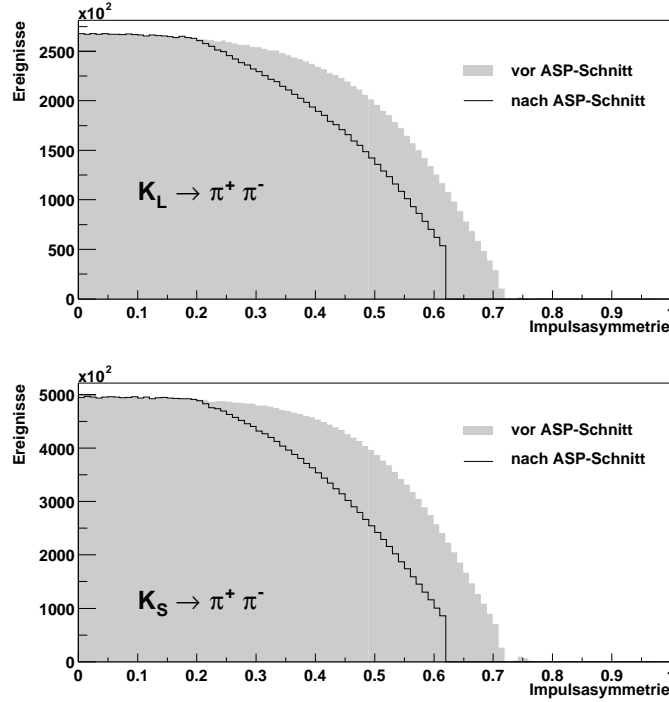


Abbildung 3.5: Die Asymmetrie der Impulse (ASP) für Kaonzerfälle in geladene Pionen.

Hier bezeichnen p_+ und p_- den Betrag des Impulses der Teilchenspuren mit positiver bzw. negativer Ladung. Auf diese Weise wird der verbleibende Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Untergrund verworfen, der aufgrund des Massenunterschieds von Proton und Pion einen hohen ASP-Wert aufweist (Abbildung 3.5). Außerdem wird durch diesen Schnitt die Ausleuchtung des Detektors symmetrisiert.

Um Zerfälle zu verwerfen, bei denen neben den Teilchenspuren ein nicht nachgewiesenes drittes Teilchen existiert, wird ein modifizierter transversaler Impuls p_t' definiert (siehe Anhang B). Signalereignisse müssen die Bedingung $p_t'^2 < 2 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^2$ erfüllen.

Zur weiteren Unterdrückung des Untergrunds und zur Messung der Qualität der Rekonstruktion wird auf die invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse geschnitten. Zur Selektion der Signalereignisse wird ein in Abhängigkeit von der Gesamtenergie der zwei Pionen parametrisierter Schnitt verwendet:

$$|m_{\pi\pi} - m_{K^0}| < 3 \cdot (0,1608 \cdot 10^{-2} + 0,8505 \cdot 10^{-5} \cdot E_{ges}[\text{GeV}])$$

Dieser Schnitt verwirft Ereignisse außerhalb von 3σ der gemessenen Massenauflösung von 2,5 MeV bei 100 GeV Kaonenergie.

3.3.3 Die Selektion der $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignisse

Die Signatur der neutralen Ereignisse besteht aus vier Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter (LKr), die aus dem Zerfall der zwei neutralen Pionen in vier Photonen stammen. Voraussetzung für die Selektion der Signalereignisse ist, dass die Ausleseanforderung durch den neutralen Trigger ausgelöst wurde.

Die unten aufgeführten Selektionskriterien dienen zur Prüfung der Qualität jedes rekonstruierten Clusters im Kalorimeter. Entsprechen mindestens vier Cluster den Selektionskriterien, werden sämtliche Kombinationen von vier Clustern auf die Hypothese eines Kaonzerfalls in zwei neutrale Pionen überprüft. Dazu wird zunächst der Abstand des Zerfallsvertex vom LKr konstruiert, unter der Annahme des Zerfalls eines Kaons, das sich entlang der Strahlachse bewegt hat:

$$d_{vertex} = \frac{\sqrt{\sum_i \sum_{j>i} E_i E_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2}}{m_{Kaon}}. \quad (3.1)$$

Es werden dazu die Energien der Photoncluster $E_{i,j}$ und der Abstand zweier Cluster $(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ verwendet. Die Auflösung in d_{vertex} beträgt etwa 50 cm. Die longitudinale Position des Zerfallsvertex z_{vertex} ist dann gegeben durch $z_{vertex} = z_{LKr} - d_{vertex}$, wobei z_{LKr} die gemessene Position des Kalorimeters darstellt. Die invariante Masse zweier Photonen $m_{\gamma\gamma}$ berechnet sich dann wie folgt:

$$m_{\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}}{d_{vertex}}.$$

Die Selektion guter Photoncluster

Es werden im Folgenden die Kriterien zur Selektion guter Photoncluster im LKr erläutert. Jeder rekonstruierte Cluster wird auf diese Bedingungen überprüft. Am Ende wird festgestellt, ob mindestens vier Cluster sie erfüllen.

Technische Selektionskriterien

Folgende Schritte werden angewendet:

- Es werden nur Cluster mit einer Energie von 3-100 GeV zugelassen. Außerhalb dieses Energieintervalls ist die Linearität des Kalorimeters nicht gut erfüllt.
- Die Clusterzeit muss sich innerhalb des Auslesefensters des LKr-Readouts befinden.
- Die Clusterzeit muss innerhalb von ± 5 ns zur mittleren Zeit einer Kombination aus vier Clustern liegen.

- Ein minimaler Abstand von 10 cm zu allen anderen Clustern wird gefordert. Dies verhindert, dass überlappende Schauer die Energierekonstruktion verfälschen können. Der Molière-Radius von Krypton beträgt 4,7 cm.

Akzeptanz des Kalorimeters

Wie bei den rekonstruierten Spuren muss sichergestellt werden, dass die Photonschauer innerhalb des sensitiven Bereichs des Kalorimeters liegen. Es wird gefordert:

- Abstand des Clusters zur Mitte des Kalorimeters >15 cm.
- Abstand des Clusters zu nicht funktionierenden Auslesezellen des Kalorimeters >2 cm.
- Abstand des Clusters zum Rand des Kalorimeters >11 cm.

Schnitte gegen Untergrund

Eine Vier-Cluster-Kombination wird verworfen, wenn es innerhalb von ± 3 ns zur mittleren Clusterzeit einen zusätzlichen rekonstruierten Schauer mit einer Energie über 1,5 GeV gibt. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse der Art $K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ mit einem nicht nachgewiesenen Photon.

Der Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ hat ein 226fach größeres Verzweungsverhältnis als $K_L \rightarrow 2\pi^0$ und bildet somit den wichtigsten Untergrundkanal. Die Kaonmasse kann nicht als Qualitätsmerkmal rekonstruiert werden, da sie schon zur Bestimmung der Vertexposition verwendet wurde (Gleichung 3.1). Daher wird aus den invarianten Zwei-Photonmassen m_1 und m_2 eine χ^2 -ähnliche Variable R_{Ellipse} konstruiert:

$$R_{\text{Ellipse}} = \left(\frac{\frac{m_1+m_2}{2} - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right)^2 + \left(\frac{\frac{m_1-m_2}{2}}{\sigma_-} \right)^2 .$$

Dabei sind σ_+ und σ_- die gemessenen Auflösungen der Massensumme bzw. -differenz und betragen 0,42 MeV/c² bzw. 0,83 MeV/c². Wegen der Annahme eines Kaonzerfalls sind die Massen der beiden Clusterpaare antikorreliert und Linien mit konstanter Standardabweichung in R_{Ellipse} sind Ellipsen in der $m_1 m_2$ -Ebene (siehe Abbildung 3.6). Da der Untergrund kombinatorischen Charakter hat, ist er flach verteilt in R_{Ellipse} . Die beste Kombination der vier Photoncluster muss die Bedingung $R_{\text{Ellipse}} < 13,5$ erfüllen, was 1,5 Standardabweichungen in R_{Ellipse} entspricht.

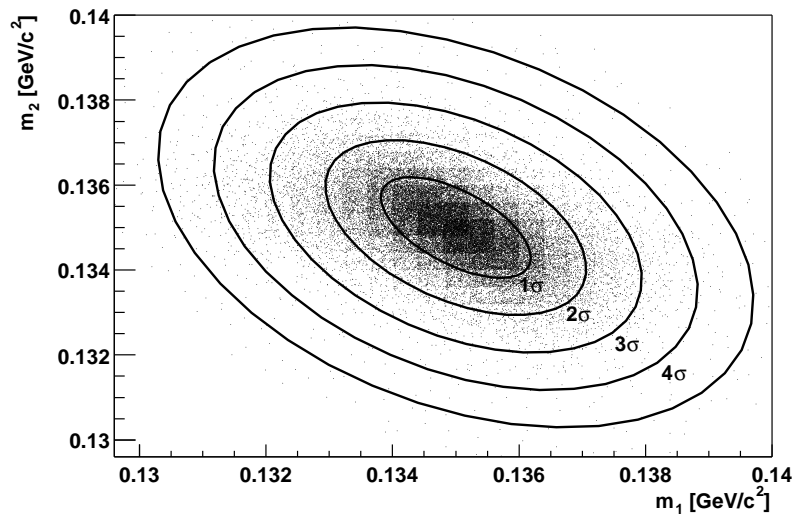


Abbildung 3.6: Verteilung der $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Kandidaten im zweidimensionalen Raum der rekonstruierten $m_{\gamma\gamma}$ -Massen m_1 und m_2 . Die eingezeichneten Konturen entsprechen dem Vielfachen einer Standardabweichung in der Variable R_{Ellipse} .

3.4 Die Zuordnung der selektierten Ereignisse zu K_L - und K_S -Zerfällen

Die Ereignis Selektion anhand der bisher dargestellten Schnitte macht keinen Unterschied zwischen K_L - und K_S -Zerfällen. Für diese Unterscheidung wird die Information des Tagging-Detektors (siehe Kapitel 2.3.1) benutzt, der die Durchgangszeit aller Protonen im K_S -Strahl registriert.

Ein Selektionskriterium aller Zerfälle ist die Rekonstruktion einer Ereigniszeit entweder mit Hilfe des Hodoskops für geladene Zerfälle oder des elektromagnetischen Kalorimeters. Diese Zeit wird mit der Durchgangszeit der Protonen im Tagging-Detektor verglichen. Ereignisse, die abzüglich eines Zeitoffsets innerhalb eines Zeitfensters von ± 2 ns koinzident mit einem Proton im Tagging-Detektor sind, werden als K_S -Zerfälle klassifiziert. Alle anderen Ereignisse werden als K_L -Zerfälle gezählt.

Da der Tagging-Detektor nicht zu 100% effizient arbeitet, ergeben sich Korrekturen auf das Doppelverhältnis R , die in Kapitel 4.1 beschrieben werden.

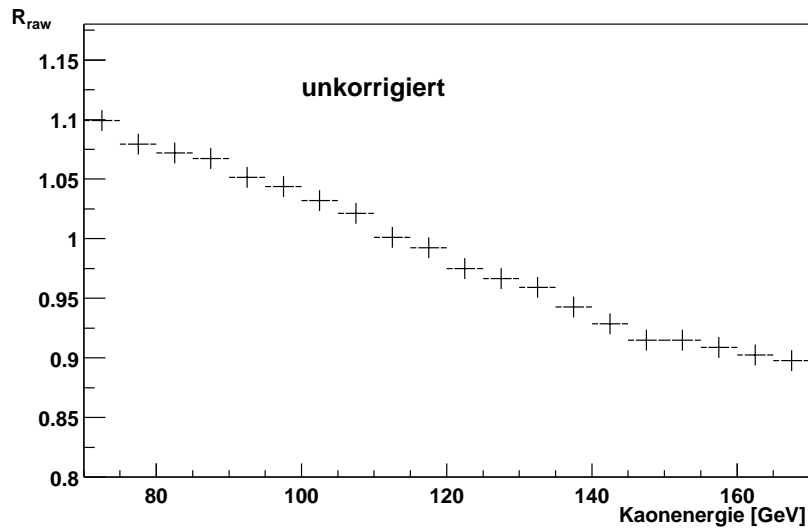


Abbildung 3.7: Das rohe Doppelverhältnis R_{raw} vor allen Korrekturen.

3.5 Die rohen Ereigniszahlen

In Tabelle 3.1 sind die Ereigniszahlen für alle vier Zerfallskanäle nach Rekonstruktion, Selektion und Unterscheidung in K_L - und K_S -Zerfälle aufgeführt.

Zerfallskanal	$K_L \rightarrow$	$K_S \rightarrow$
$\pi^0\pi^0$	2 939 868	5 628 212
$\pi^+\pi^-$	12 742 557	23 577 579

Tabelle 3.1: Rohe Ereigniszahlen vor allen Korrekturen.

In Abbildung 3.1 und 3.7 ist das rohe Doppelverhältnis R_{raw} als Funktion der Energie aufgetragen. Offensichtlich sind die notwendigen Akzeptanzkorrekturen energieabhängig, denn das wahre Doppelverhältnis $R_{\text{true}} = R_{\text{raw}} + A_{\text{corr}}$ sollte energieunabhängig sein. Im folgenden Kapitel werden die Korrekturen A_{corr} vorgestellt, die zu R_{raw} addiert werden müssen, um schließlich R_{true} zu erhalten.

4 Die Korrekturen auf das Doppelverhältnis

Wie Abbildung 3.7 gezeigt hat, reicht es nicht aus, alle vier Zerfallskanäle zu selektieren und daraus R zu berechnen. In diesem Kapitel werden alle Korrekturen auf R behandelt in der Reihenfolge, wie sie auch in der Analyse angewendet werden.

4.1 Korrekturen aufgrund des Tagging-Systems

Ein Ereignis wird als K_S -Zerfall bezeichnet, falls innerhalb von 2 ns eine Koinzidenz der Ereigniszeit mit der Protonzeit im Tagging-Detektor vorliegt. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der Koinzidenzen für K_L - und K_S -Zerfälle in zwei geladene Pionen. In diesem Zerfallskanal kann die Unterscheidung von K_S - und K_L -Zerfällen mit Hilfe der rekonstruierten Vertexposition erfolgen. Abbildung 4.2 zeigt die Separierung der beiden Strahlen in der y-z-Ebene für rekonstruierte $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignisse. Für Kaonzerfälle in neutrale Pionen liegt eine solche Methode zur Identifizierung des Mutterteilchens nicht vor, daher wird für alle vier Zerfallskanäle ausschließlich das Tagging zur Unterscheidung von K_S - und K_L -Zerfällen benutzt.

Es gibt zwei Effekte, die eine Korrektur auf R aufgrund des Tagging notwendig machen; dies sind:

- die Ineffizienz des Tagging-Systems und
- die Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen.

4.1.1 Tagging-Ineffizienz α_{SL}

Die Ineffizienz des Tagging-Systems, die mit dem Parameter α_{SL} bezeichnet wird, bewirkt, dass ein K_S - als K_L -Zerfall gezählt wird. In Abbildung 4.1 entspricht dies den K_S -Zerfällen außerhalb des Zeitfensters von ± 2 ns. Für Zerfälle in geladene Pionen kann man die Ineffizienz direkt bestimmen; sie beträgt $1,6 \times 10^{-4}$. Obwohl der Tagging-Detektor a priori nicht zwischen geladenen und neutralen Endprodukten unterscheiden kann, ist ein Unterschied in den entsprechenden Ineffizienzen ($\Delta\alpha_{SL} = \alpha_{SL}^{00} - \alpha_{SL}^{+-}$) möglich, da die Ereigniszeiten von unterschiedlichen

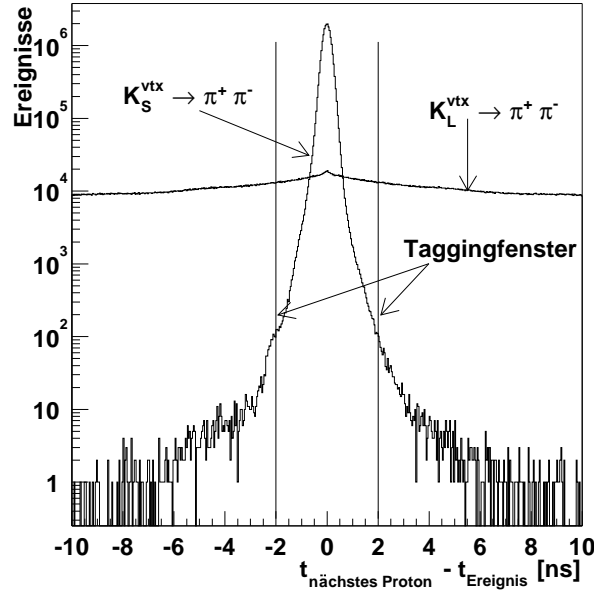


Abbildung 4.1: Zeitdifferenz zwischen nächster Protonzeit im Tagging-Detektor und Ereigniszeit für vertexidentifizierte K_S - und K_L -Zerfälle.

Detektoren bestimmt werden. Da das Doppelverhältnis R sensitiv auf mögliche Unterschiede in der Ineffizienz ist ($R_{\text{true}} \sim R \cdot 2,8 \cdot \Delta\alpha_{SL}$) [Dos01], ist eine genaue Bestimmung von $\Delta\alpha_{SL}$ erforderlich. Dies kann auf mehrere Arten geschehen:

- Analyse der Zerfälle $K \rightarrow \pi^0 \pi^0_{\text{Dalitz}} \rightarrow \gamma\gamma e^+ e^- \gamma$ und $K \rightarrow \pi^0 \pi^0, K_L \rightarrow 3\pi^0$ mit Konversion eines Photons. Hierbei wird eine Ereigniszeit sowohl aus der Spurinformaton als auch aus der Kalorimeterinformation berechnet.
- Analyse der Daten aus K_S -Datennahme mit blockiertem K_L -Strahl. Hierbei müssen alle Zerfälle vom K_S -Target stammen und α_{SL}^{00} kann direkt gemessen werden.

Mit beiden Methoden wurde ein Unterschied in der Tagging-Ineffizienz von

$$\Delta\alpha_{SL} = (0,0 \pm 0,5) \times 10^{-4}$$

gemessen [Dos01]. Durch dieses Ergebnis wird R zwar nicht verändert, aber der Fehler auf R wird leicht erhöht:

$$\Delta R_{\Delta\alpha_{SL}} = (0,0 \pm 1,4) \times 10^{-4}.$$

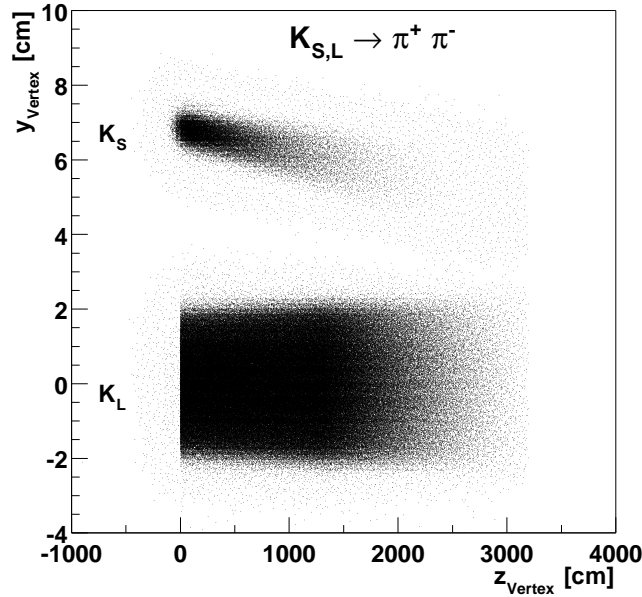


Abbildung 4.2: Vertexverteilung für rekonstruierte $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse. Es ist eine klare Separierung der beiden Kaonstrahlen aufgrund der unterschiedlichen y-Positionen der beiden Targets zu erkennen.

4.1.2 Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen α_{LS}

Die Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen, die mit dem Parameter α_{LS} bezeichnet wird, beruht auf zufälligen Koinzidenzen im Tagging-Detektor. Dieser Effekt ist daher nur von der Rate der Protonen im Detektor und von der Breite des gewählten Zeitfensters für die Koinzidenz abhängig. Aber auch hier werden verschiedene Detektoren zur Ermittlung der Ereigniszeit verwendet und die Selektionseffizienz von geladenen und neutralen Ereignissen hängt in unterschiedlicher Weise von der Strahlintensität ab. Dies kann zu einem Unterschied in der Fehlidentifizierung $\Delta\alpha_{LS} = \alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-}$ führen. Da die gemessene Fehlidentifizierung im Zerfall in geladene Pionen $\alpha_{LS}^{+-} = 10,6\%$ beträgt, kann der Effekt auf R groß werden ($R_{true} \sim R \cdot 2,0 \cdot \Delta\alpha_{LS}$) [Dos01].

Zur Bestimmung von α_{LS}^{00} werden Informationen aus den Seitenbändern der Tagging-Zeitverteilung verwendet. Abbildung 4.3 zeigt die Zeitverteilung für alle Protonen im Tagging-Detektor für $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Ereignisse. Es sind keine Protonen im zentralen Zeitfenster enthalten, da die Zuordnung der Ereignisse zu K_S oder K_L durch den Tagging-Detektor erfolgte. Es ist eine 100 MHz-Struktur zu erkennen, die von der Beschleunigung der Protonen im SPS herrührt. Daraus ergibt sich die Wahl der Zeitfenster mit 4 ns Breite abseits des zentralen Fensters, in denen

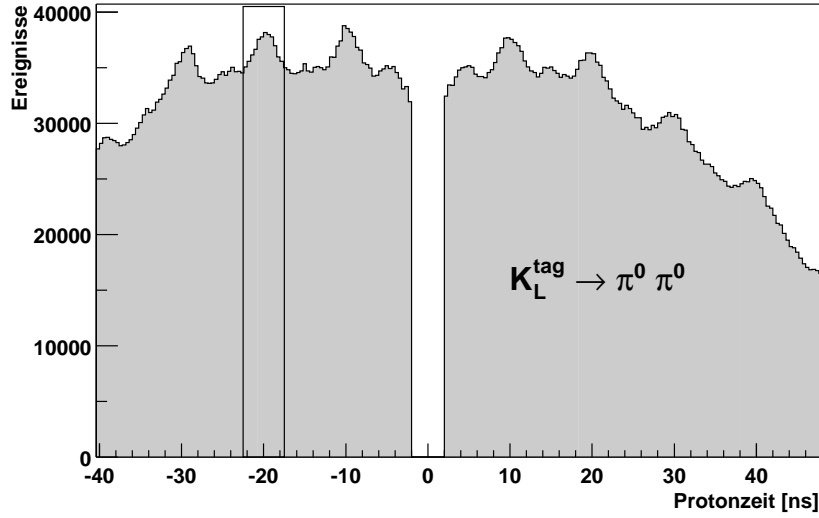


Abbildung 4.3: Zeitverteilung aller Protonen für neutrale Kaonzerfälle, die der Tagging-Detektor als K_L bestimmt (*tag*) hat. Die 100 MHz-Struktur wird durch die Beschleunigung der Protonen im SPS verursacht.

die Wahrscheinlichkeit β_{tag} , dass ein Proton im Tagging-Detektor gesehen wird, bestimmt werden kann. In Abbildung 4.3 ist exemplarisch ein Zeitfenster bei -20 ns eingezeichnet. Durch Mittelung über mehrere Seitenfenster werden die gesuchten Wahrscheinlichkeiten β_{tag}^{00} und β_{tag}^{+-} ermittelt. Diese hängen mit der Dilutiondifferenz über folgende Beziehung zusammen:

$$\Delta\alpha_{LS} = (\beta_{tag}^{00} + W^{00}) - (\beta_{tag}^{+-} + W^{+-}).$$

Der Parameter W trägt der Tatsache Rechnung, dass β_{tag} aus dem Anteil an K_L -Zerfällen ohne zufällige Koinzidenz im zentralen Fenster bestimmt wird. Für diese Ereignisse ist die Protonrate in allen Fenstern etwas niedriger. Die Größen β_{tag}^{00} und β_{tag}^{+-} können aus Abbildung 4.3 bzw. der entsprechenden Verteilung für Zerfälle in geladene Pionen bestimmt werden. Es folgt

$$\Delta\beta_{tag} = \beta_{tag}^{00} - \beta_{tag}^{+-} = (5,9 \pm 0,8) \times 10^{-4}.$$

Mit dem Ergebnis aus [Dos01] für $\Delta W = W^{00} - W^{+-} = (0,8 \pm 1,3) \times 10^{-4}$ wurde ein Unterschied in der Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen bestimmt:

$$\Delta\alpha_{LS} = (6,7 \pm 1,5) \times 10^{-4}.$$

Der nicht verschwindende Wert für $\Delta\alpha_{LS}$ bestätigt die Vermutung, dass die Bedingungen zur Selektion von neutralen und geladenen Zerfallskanälen nicht gleich

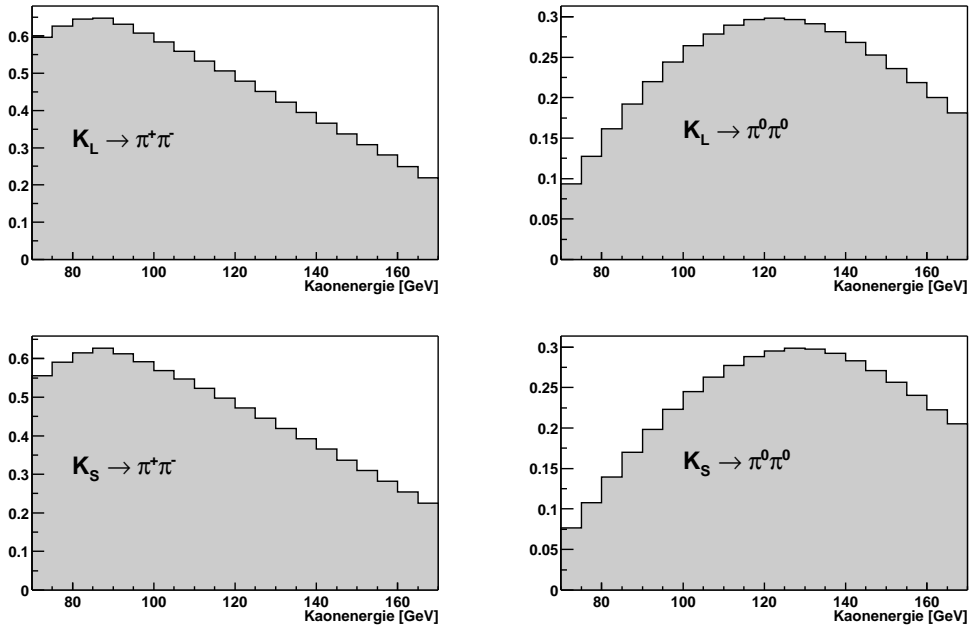


Abbildung 4.4: Die Akzeptanzen für alle vier Signalkanäle als Funktion der Kaonenergie.

waren, obwohl Totzeiten der Trigger und Overflows in den Driftkammern jeweils auf beide Zerfallsmoden angewendet wurden. Als Ursache findet sich die höhere Sensitivität auf zufällige Ereignisse in Triggerbedingung und Rekonstruktion für $\pi^+\pi^-$ - im Vergleich zu $\pi^0\pi^0$ -Ereignissen [Lai01].

Benutzt man $\Delta\alpha_{LS}$ und berechnet R neu, so ergibt sich eine Korrektur von

$$\Delta R_{\Delta\alpha_{LS}} = (12,4 \pm 1,3) \times 10^{-4}.$$

4.2 Akzeptanzkorrektur

Zur Berechnung der Akzeptanzkorrektur werden Ereignisse verwendet, die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation (NMC) erzeugt wurden. NMC simuliert die K^0 -Strahlen und Detektor-Aperturen [Schö96]. Die Simulation des K_L -Strahls beinhaltet die K_S -Komponente und den K^0 - \bar{K}^0 -Asymmetrie-Faktor. Die NMC-Simulation enthält die Kaonstreuung und die Wechselwirkung der Neutronen am K_S -Kollimator und am K_S -Antizähler durch Parametrisierung eines energieabhängigen K_S -Strahl-Halos, der sehr gut durch die experimentell bestimmten COG-Verteilungen in beiden Zerfallsmoden dargestellt wird. Zur Simulation des elektromagnetischen Kalorimeters wird eine auf GEANT basierende Schauerbibliothek mit $1,7 \times 10^5$ Schauern benutzt, die in 36 Energiebins von 2 GeV bis

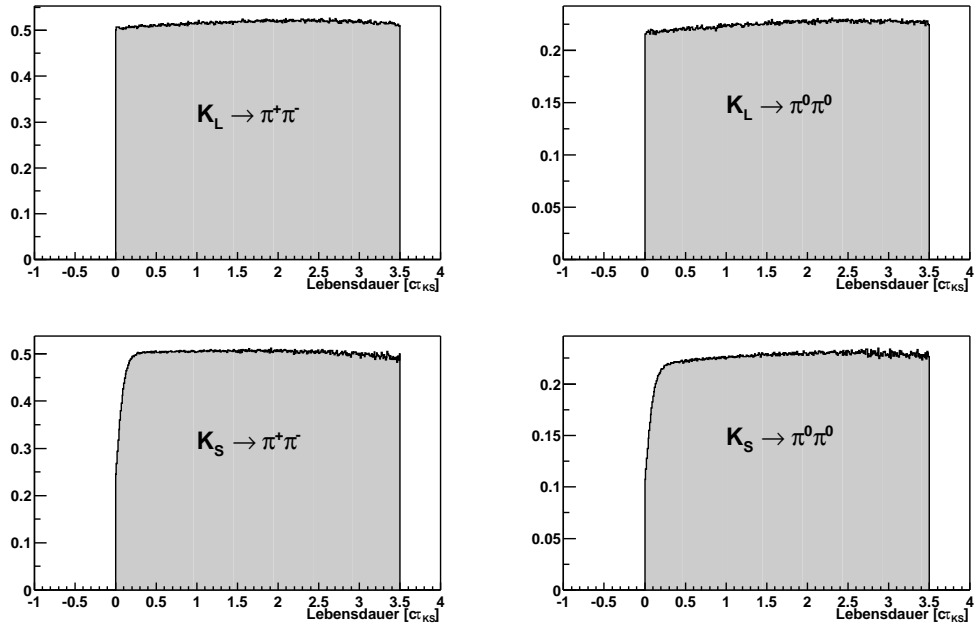


Abbildung 4.5: Die Akzeptanzen für alle vier Signal-kanäle als Funktion der Lebensdauer.

101 GeV Schauerenergie erzeugt wurden, um eine gute Auflösung und Linearität zu garantieren. Durch hadronische Photoproduktion erzeugte nicht-gaußische Ausläufer in der Energieverteilung wurden in der Simulation zur Photonenergie addiert, ebenso wie das gemessene elektronische Rauschen und andere bekannte nichtlineare Abweichungen.

Es wurden für alle vier Zerfallskanäle jeweils 3×10^8 Ereignisse generiert. Diese Ereignisse wurden den gleichen Selektionskriterien wie den Daten unterworfen. Nach allen Schnitten blieben bis zu 6mal mehr simulierte Ereignisse als Daten übrig. Die Generation der NMC-Ereignisse wurde in Abschnitte eingeteilt, die den Perioden während der Datennahme entsprechen, in denen sich die Polarisierung des Magnetfelds im Spektrometer, die Strahlposition, tote Auslesezellen im LKr oder Probleme in den Driftkammern gezeigt haben bzw. geändert wurden. Aus der Anzahl der akzeptierten NMC-Ereignisse nach der Selektion N^i wird der Korrekturfaktor

$$c_{acc}^i = \frac{N^i(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{N^i(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \cdot \frac{N^i(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N^i(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$$

berechnet. Dieser Korrekturfaktor wird für jedes Energiebin ermittelt und an das entsprechende Doppelverhältnis R^i multipliziert. Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen die Akzeptanzen in den vier Zerfallskanälen als Funktion der Kaonenergie bzw. Kaonlebensdauer. Abbildung 4.6 zeigt c_{acc}^i für 20 Bins der Kaonenergie. Die

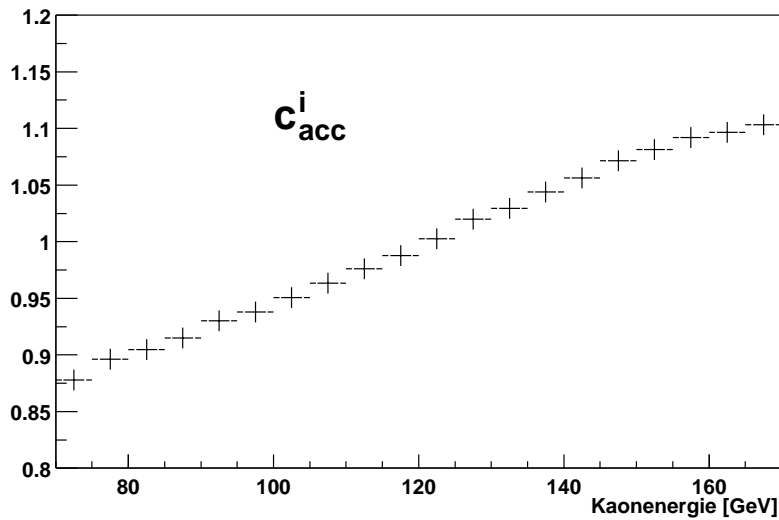


Abbildung 4.6: Die Akzeptanzkorrektur pro Energiebin.

Akzeptanzkorrektur steigt mit zunehmender Kaonenergie und begründet somit das Doppelverhältnis R als Funktion der Energie. Wird R nach Akzeptanzkorrektur neu berechnet, ergibt sich für die Korrektur:

$$\Delta R_{acc} = (-145,4 \pm 2,5(stat.)) \times 10^{-4}.$$

4.2.1 Systematische Untersuchungen zur Akzeptanzkorrektur

Da die Akzeptanzkorrektur um den Faktor 10 größer ist als alle anderen Korrekturen auf R , bedarf es besonderer Sorgfalt bei der Bestimmung des systematischen Fehlers. Die Akzeptanz trägt vor allem der Geometrie des Detektors und dessen Antwort auf ein physikalisches Ereignis Rechnung. Daher ist es wichtig, dass die simulierten Ereignisse den Detektor auf die gleiche Weise ausleuchten, wie die realen Ereignisse. Für geladene Ereignisse betrifft dies insbesondere die Illumination der Driftkammern, für neutrale Ereignisse ist dies die Ausleuchtung des LKr. In Anhang C sind die entsprechenden Vergleiche zwischen NMC und Daten gezeigt. Daraus lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Die Illumination des Detektors ist gut wiedergegeben.
- Das Verhältnis Daten/NMC als Funktion der Kaonenergie ist nahezu konstant in allen vier Zerfallskanälen. Eine Abweichung von bis zu 3 % in den niedrigen Energiebins ist nicht relevant, da diese Analyse in 20 Energiebins durchgeführt wird und die K_S - bzw. K_L -Spektren ähnlich sind.

Es wurden folgende weitere systematische Tests durchgeführt, die in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind. Die Schnitte wurden soweit variiert bis die Übereinstimmung von Daten und NMC nicht mehr vorhanden war.

- Der maximale radiale Energieschwerpunkt (COG) wurde von 10 cm auf 7 cm bzw. 12 cm verschoben.
- Der minimale radiale Abstand einer zum LKr extrapolierten Teilchenspur von der Detektormitte wurde von 15 cm auf 18 cm verschoben.
- Der minimale radiale Abstand einer rekonstruierten Teilchenspur von der Strahlrohrmitte wurde von 12 cm auf 18 cm verschoben.
- Der minimale Abstand eines Clusters von der Kalorimetermitte wurde von 15 cm auf 18 cm verschoben.
- Der Schnitt auf die Impulsasymmetrie wurde geändert ($ASP < 0,2$).
- Der Schnitt auf die Impulsasymmetrie wurde weggelassen.
- Es wurden nur „Cowboy-Ereignisse“ zur Berechnung von R zugelassen. Dabei handelt es sich um geladene Ereignisse, deren Spuren durch den Magneten zueinander gebogen werden („O-Beine“).
- Es wurden nur „Sailor-Ereignisse“ zur Berechnung von R zugelassen. Dabei handelt es sich um geladene Ereignisse, deren Spuren durch den Magneten auseinander gebogen werden.

Variation	$\Delta R [10^{-4}]$	stat. Fehler
COG < 7 cm	+ 2,6	$\pm 8,2$
COG < 12 cm	- 0,6	$\pm 8,1$
min. radiale Spurposition am LKr > 18 cm	- 4,0	$\pm 8,3$
min. radiale Spurposition an DCHs > 18 cm	- 0,5	$\pm 9,4$
min. radiale Clusterposition > 18 cm	+ 23,3	$\pm 8,5$
ASP-Schnitt < 0,2	+ 1,1	$\pm 9,1$
kein ASP-Schnitt	- 4,4	$\pm 8,3$
nur Cowboys	+ 12,5	$\pm 13,0$
nur Sailors	- 10,4	$\pm 11,1$

Tabelle 4.1: Systematische Untersuchungen zur Akzeptanzkorrektur.

Alle diese Variationen beeinflussen die Akzeptanz des Detektors. Sie wurden sowohl für die Daten, als auch für die NMC-Ereignisse verändert und R jeweils neu

berechnet. Wie aus Tabelle 4.1 zu entnehmen ist, hat die Änderung des Schnitts auf die minimale radiale Clusterposition den größten Effekt auf R . Abbildung C.6 in Anhang C zeigt einen Daten-NMC-Vergleich in dieser Größe. Es sind deutliche Abweichungen zwischen Daten und der NMC-Simulation zu erkennen. Auch aus Analysen seltener Kaonzerfällen ist bekannt, dass die laterale Ausbreitung der Schauer im LKr vom NMC nicht genau beschrieben wird. Diese Größe spielt eine entscheidende Rolle beim Schnitt auf die minimale radiale Clusterposition. Hier ergibt sich ein Verbesserungsbedarf in der NMC-Simulation. Es ergibt sich eine Akzeptanzkorrektur von

$$\Delta R_{acc} = (-145,4 \pm 2,5_{stat} \pm 23,4_{syst}) \times 10^{-4}.$$

Der Fehler auf die Korrektur lässt sich im Rahmen dieser Arbeit nicht minimieren. Dazu wird eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation benötigt, die nicht nur die Geometrie und die Eigenschaften eines jeden Detektors genau simuliert, sondern auch die zeitabhängigen Effekte, die während der Datennahme aufgetreten sind, berücksichtigt. Auch die Vorgänge im elektromagnetischen Kalorimeter werden im NMC nicht hinreichend genau beschrieben, wie oben erläutert. Auch hier würde eine bessere Simulation den Gesamtfehler auf die Akzeptanzkorrektur verringern.

4.3 Korrekturen aufgrund der Triggerineffizienzen

Unterschiedliche Triggereffizienzen für K_L - und K_S -Zerfälle verzerren die gezählten Ereigniszahlen und verfälschen R . Daher wurde für jeden Trigger der im Verdacht stand ineffizient zu sein, ein unverzerrter (*minimum bias*) Kontrolltrigger verwendet, mit dem ein unabhängiger Datensatz aufgenommen wurde. Der zu untersuchende Trigger wird als ineffizient bezeichnet, falls er ein Ereignis verwirft, das durch den Kontrolltrigger akzeptiert wurde. Die Ineffizienz wird in jedem Energiebin separat bestimmt und die Differenz zwischen K_S - und K_L -Ereignissen gebildet. Die entsprechende Korrektur auf R wird ebenfalls binweise angewendet. Tabelle 4.2 fasst die Triggereffizienzen und die Korrekturen auf R zusammen. In

Trigger	Triggereffizienz			$\Delta R [10^{-4}]$
	K_S [%]	K_L [%]	$K_S - K_L [10^{-4}]$	
NUT	$99,930 \pm 0,001$	$99,874 \pm 0,002$	$5,6 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$
E_{tot}	$99,527 \pm 0,002$	$99,518 \pm 0,002$	$0,9 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,2$
MBX	$98,38 \pm 0,02$	$98,33 \pm 0,03$	$4,4 \pm 3,5$	$-6,2 \pm 3,7$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung aller Triggereffizienzen und der entsprechenden Korrekturen auf R .

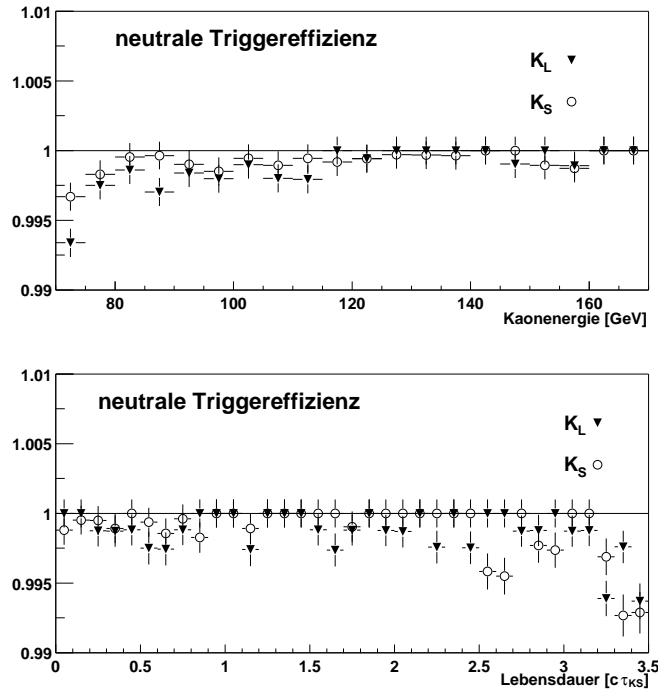


Abbildung 4.7: Die Effizienz des neutralen Triggers für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie (oben) bzw. der Lebensdauer (unten).

den folgenden Abschnitten werden die relevanten Trigger im Detail behandelt. Die Gesamtkorrektur auf R aufgrund der Triggerineffizienzen beläuft sich auf:

$$\Delta R_{Trigger} = (0, 2 \pm 3, 7) \times 10^{-4}.$$

4.3.1 Ineffizienz des neutralen Triggers

Der neutrale Trigger (NUT) ist sehr effizient und im Prinzip K_S - K_L -symmetrisch. Er enthält jedoch einen Schnitt auf die Lebensdauer bei 4,5 K_S -Lebensdauern und seine Ineffizienz lappt in die hohen Lebensdauerbereiche hinein. Daher ist es notwendig, nach Unterschieden zwischen K_L - und K_S -Ereignissen zu suchen.

Als Kontrolltrigger wird das Signal des neutralen Hodoskops benutzt. Abbildung 4.7 zeigt die Effizienz des NUT für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie und der rekonstruierten Lebensdauer. Die Differenz ist signifikant, was zu einer Korrektur auf R führt, jedoch mit kleinem Fehler.

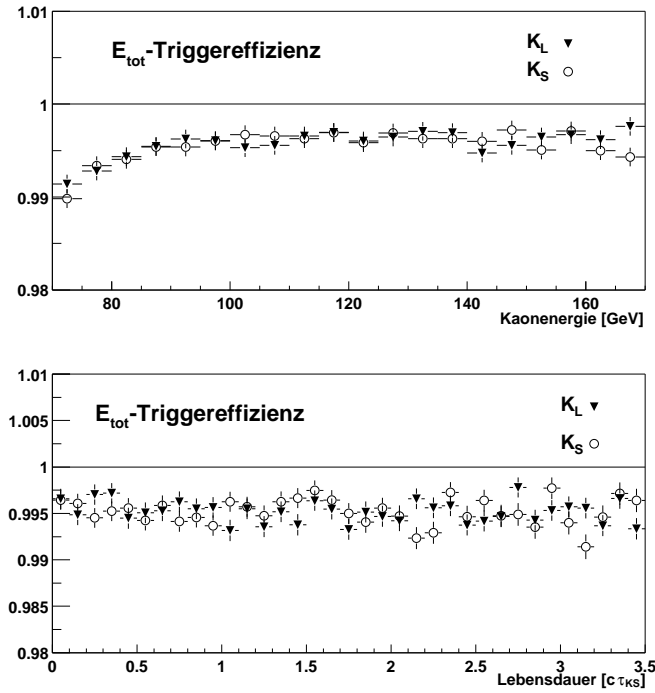


Abbildung 4.8: Die Effizienz des E_{tot} -Triggers für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie (oben) bzw. der Lebensdauer (unten).

4.3.2 Ineffizienz des Triggers E_{tot}

Die meisten Trigger der ersten geladenen Triggerstufe L1C bedürfen keiner Korrektur auf R . Die Ineffizienz des Q_x -Triggers wird durch Elektronik und die Geometrie der Szintillatoren bewirkt und ist daher K_S - K_L -symmetrisch. Der Multiplizitätstrigger $2track$ ist zu 99,99% effizient, so dass eine Asymmetrie in K_S - K_L das Doppelverhältnis nicht beeinflusst. Der Trigger auf die totale Energie E_{tot} hingegen basiert auf Informationen aus dem hadronischen Kalorimeter, das eine schlechte Zeit- und Energieauflösung hat. Es kann also Ineffizienzen geben, falls das E_{tot} -Signal nicht gleichzeitig mit Q_x und $2track$ erfüllt ist. Es ist nicht klar, ob eine solche Ineffizienz K_S - K_L -symmetrisch ist.

Der Kontrolltrigger ist in diesem Fall die Q_x/D -Bedingung (D für *downscaling*), die für einen Bruchteil D der Ereignisse aufgezeichnet wurde. Abbildung 4.8 zeigt die Effizienz des ETOT-Triggers für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie und der rekonstruierten Lebensdauer.

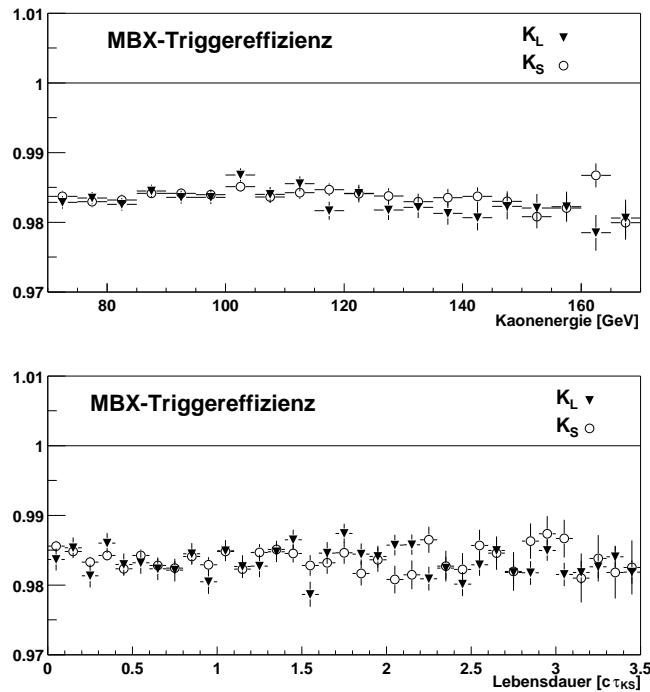


Abbildung 4.9: Die Effizienz des MBX-Triggers für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie (oben) bzw. der Lebensdauer (unten).

4.3.3 Ineffizienz des geladenen Triggers

Die Massbox (MBX) liefert ihre Triggerentscheidung mit Hilfe der Informationen der Drähte der einzelnen Driftkammern. Da die beiden Kaonstrahlen am Spektrometer (insbesondere an der ersten Driftkammer) noch deutlich separiert sind, werden K_S - und K_L -Zerfallsprodukte von unterschiedlichen Drähten gemessen. Da es auch auf Drahtebene Ineffizienzen gibt, liegt hier eine Ursache für Unterschiede zwischen K_S und K_L .

Der Kontrolltrigger ist hier ein zusätzlicher ($2track \times E_{tot}$)-Trigger, der Ereignisse unabhängig von der Massbox-Entscheidung aufgenommen hat. Abbildung 4.9 zeigt die Effizienz des MBX-Triggers für K_L - und K_S -Ereignisse als Funktion der Kaonenergie und der rekonstruierten Lebensdauer. Hier ist ein deutlicher Unterschied zwischen K_L - und K_S -Ereignissen zu erkennen, was zu einer größeren Korrektur auf R führt.

4.4 Korrektur aufgrund des Untergrunds zu $K \rightarrow \pi^+\pi^-$

Die Selektion der geladenen Zerfälle (siehe Kapitel 3.3.2) verwirft bereits den größten Teil des Untergrunds. So werden $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ - und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ -Zerfälle durch den Schnitt auf die Λ -Masse und den ASP-Schnitt verworfen, während $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ -Zerfälle durch den Schnitt auf die Kaonmasse nicht gezählt werden. Trotzdem verbleibt ein signifikanter Untergrund aus den beiden wichtigsten Untergrundkanälen K_{e3} und $K_{\mu3}$. In beiden Fällen wird das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen, so dass die primäre Ereignissignatur im Detektor identisch mit der des Signalkanals ist. Der fehlende Impuls, den das Neutrino trägt, schlägt sich in der Variablen p_t' nieder (siehe Anhang B). Zur Bestimmung des nach allen Schnitten verbliebenen Untergrunds werden in einer Kontrollregion in der $p_t'^2$ - $m_{\pi\pi}$ -Ebene die relativen Anteile von K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Zerfällen ermittelt und zur Signalregion extrapoliert.

Abbildung 4.10 zeigt die Verteilungen für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ - und $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle in der Ebene der rekonstruierten Kaonmasse und des modifizierten transversalen Impulses. Die Signalregion befindet sich bei niedrigen $p_t'^2$ -Werten ($< 2 \times 10^{-4}(\text{GeV}/c)^2$) und einem energieabhängigen Massenbereich um die Kaonmasse ($\pm 0,0025 \text{ GeV}/c^2$ um $0,497 \text{ GeV}/c^2$ bei typischen Energien von 100 GeV). Die Unterscheidung in K_L - und K_S -Zerfälle geschieht mit Hilfe der Vertexposition. Die K_L -Verteilung enthält den Untergrund aus den semileptonischen Zerfallskanälen. Die K_S -Verteilung hingegen ist untergrundfrei und zeigt daher, wie die wahre K_L -Verteilung aussehen sollte.

Die Selektion von K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Zerfällen

Zur Selektion der Untergrundereignisse werden alle entsprechenden Schnitte im Signalkanal invertiert. K_{e3} -Ereignisse müssen die Bedingung erfüllen, dass genau eines der Teilchen durch ein E/p -Verhältnis von $>0,95$ als Elektron identifiziert wird und keines der beiden Teilchen ein Signal in den Myonzählern besitzt. Ereignisse werden dem $K_{\mu3}$ -Datensatz zugeordnet, wenn eines der Teilchen in den Myonzählern als Myon identifiziert wird und beide Teilchen ein $E/p < 0,8$ haben. Bis auf das Weglassen der Schnitte auf $p_t'^2$ und die invariante Pion-Pion-Masse durchlaufen die Untergrundereignisse die gleichen Schnitte wie der Signalkanal. Diese Datensätze werden auch mit $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignissen bevölkert, die ein zufälliges Myon in den Myonzählern oder ein hohes E/p -Verhältnis besitzen. Dieser Anteil wird durch Vergleich mit dem entsprechenden K_S -Datensatz abgeschätzt und auf das K_S - K_L -Verhältnis in der Signalregion normiert. Die Untergrundereignisse werden dann entsprechend der normierten K_S -Verteilung korrigiert. Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung der so selektierten Untergrundereignisse in der $p_t'^2$ - $m_{\pi\pi}$ -Ebene. Die unterschiedliche Population ergibt sich aus dem Massenunterschied von Elektron und Myon und dem entsprechenden Unterschied im Phasenraum.

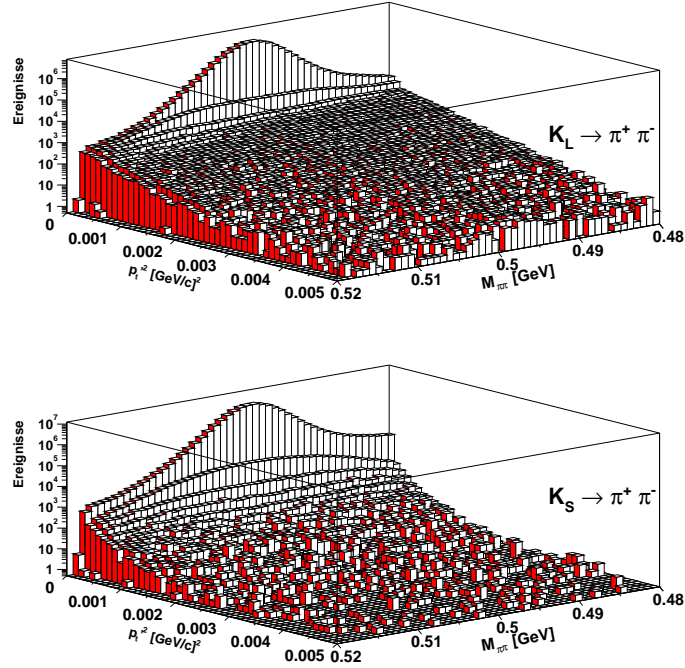


Abbildung 4.10: K_L - (oben) und K_S -Ereignisse (unten) in der $p_t'^2$ - $m_{\pi\pi}$ -Ebene. Die Signalereignisse befinden sich alle in den ersten zwei $p_t'^2$ -Bins. Die untere Verteilung wird zur Normierung benutzt (siehe Text).

Die Wahl der Kontrollregionen

Zur Abschätzung der Anteile der K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Zerfälle in der Signalregion ist es wichtig, dass die Kontrollregionen keinen anderen Untergrund enthalten, der die Extrapolation verzerren könnte. Die Kontrollregionen sollten also nicht in der Nähe von niedrigen $p_t'^2$ liegen, wo es einen Anteil von $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ -Zerfällen gibt. Sie sollten ebenfalls abseits der Kaonmasse liegen, in deren Nähe es zu Untergrund durch am Kollimator gestreute Kaonen kommt (siehe Kapitel 4.6). Abbildung 4.12 zeigt schematisch die Lage der Kontrollregionen in der $p_t'^2$ - $m_{\pi\pi}$ -Ebene. Kontrollregion 1 ist von K_{e3} -Zerfällen dominiert, während die zweite Kontrollregion zu gleichen Teilen K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Zerfälle beinhaltet. Tabelle 4.3 fasst die Definition von Signal- und Kontrollregionen zusammen.

Bestimmung des Untergrunds

In Anhang D wird erläutert, wie der Anteil des Untergrunds in der Signalregion anhand des bekannten totalen Untergrunds in den Kontrollregionen für $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse und den Verteilungen für K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Ereignisse ermit-

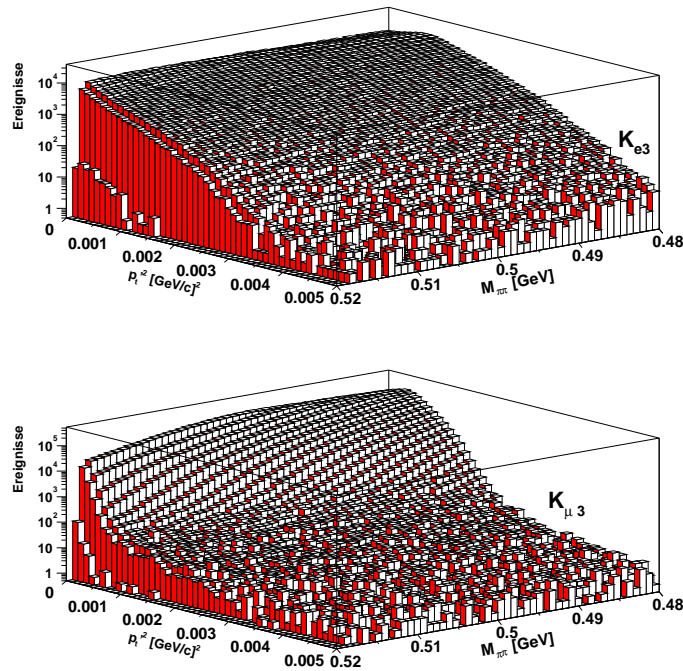


Abbildung 4.11: K_{e3} - (oben) und $K_{\mu3}$ -Ereignisse (unten) in der p_t^2 - $m_{\pi\pi}$ -Ebene. Die unterschiedliche Verteilung ergibt sich durch Phasenraumunterschiede aufgrund der Massendifferenz von Elektron und Myon.

telt wird. Abbildung 4.13 zeigt den totalen Untergrund und die jeweiligen Anteile in jedem Energiebin. Über den gesamten Energiebereich ergibt sich:

$$\text{Anteil } K_{e3} = (12,1 \pm 0,1) \times 10^{-4},$$

$$\text{Anteil } K_{\mu3} = (6,9 \pm 0,1) \times 10^{-4}.$$

Die Korrektur auf R ergibt sich durch Subtraktion des Untergrundanteils von der $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Statistik in jedem Energiebin. Die Korrektur beträgt:

$$\Delta R_{K_{e3}+K_{\mu3}} = (17,7 \pm 3,5) \times 10^{-4}.$$

Der systematische Fehler der Untergrundkorrektur

Zur Untersuchung der Systematik im geladenen Untergrund wurden die Definitionen der Kontrollregionen für die Datensätze variiert und die Auswirkungen auf die Untergrundanteile bestimmt. Tabelle 4.4 fasst die Variation der Kontrollregionen und deren Auswirkungen auf die Untergrundanteile zusammen.

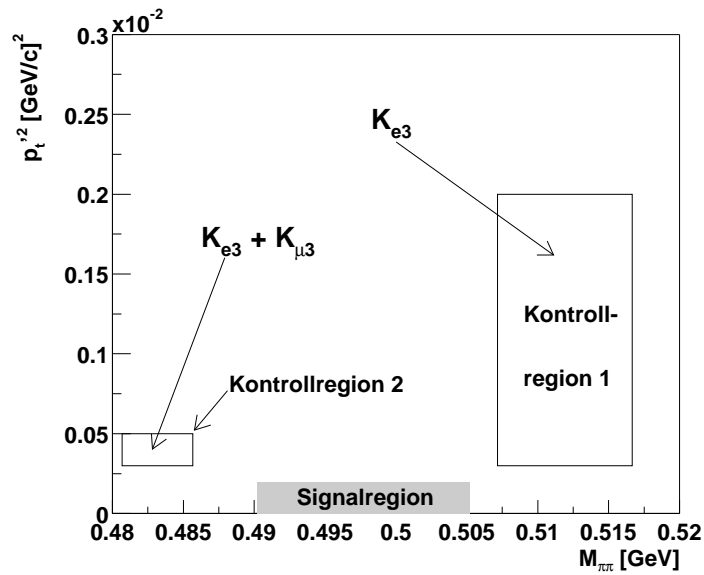


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Signal- und Kontrollregionen in der p_t^2 - $m_{\pi\pi}$ -Ebene zur Abschätzung des geladenen Untergrunds.

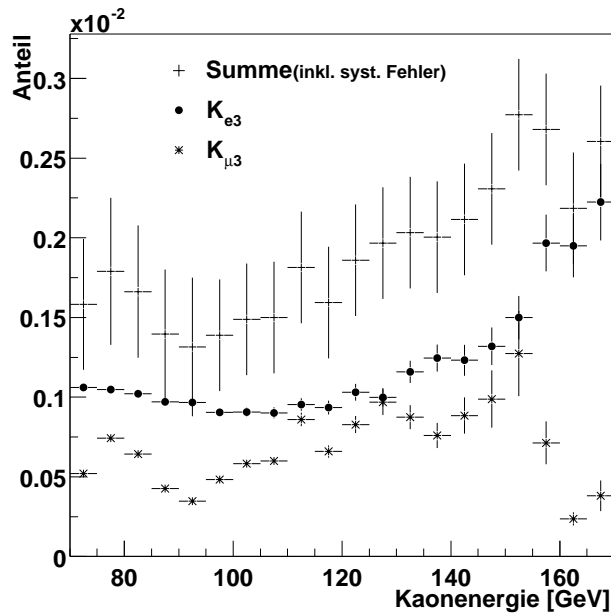


Abbildung 4.13: Totaler Untergrund zu den K_L -Zerfällen in zwei geladene Pionen als Funktion der Kaonenergie. Die Fehlerbalken der Summe beinhalten den systematischen Fehler.

Region	$m_{\pi\pi}$ [GeV/c ²]	$p_t'^2$ [10^{-4} (GeV/c) ²]
Signal	$< 3\sigma$	< 2
Kontroll 1	$0,50717 < m_{\pi\pi} < 0,51667$	$3 < p_t'^2 < 20$
Kontroll 2	$0,48067 < m_{\pi\pi} < 0,48567$	$3 < p_t'^2 < 5$

Tabelle 4.3: Definition der Signal- und Kontrollregionen.

Region	$m_{\pi\pi}$ [GeV/c ²]	$p_t'^2$ [10^{-4} (GeV/c) ²]	ΔR [10^{-4}]
Kontroll 1	$0,50717 < m_{\pi\pi} < 0,51667$	$3 < p_t'^2 < 20$	0 (Standard)
Kontroll 2	$0,48067 < m_{\pi\pi} < 0,48567$	$3 < p_t'^2 < 5$	0 (Standard)
Kontroll 1	Standard	$10 < p_t'^2 < 20$	-3,05
Kontroll 1	Standard	$0 < p_t'^2 < 20$	0,56
Kontroll 1	$0,50267 < m_{\pi\pi} < 0,51667$	Standard	0,25
Kontroll 1	$0,50767 < m_{\pi\pi} < 0,51667$	Standard	0,03
Kontroll 2	Standard	$2 < p_t'^2 < 5$	-2,28
Kontroll 2	Standard	$3 < p_t'^2 < 8$	3,53
Kontroll 2	$0,47767 < m_{\pi\pi} < 0,48617$	Standard	0,55
Kontroll 2	$0,48017 < m_{\pi\pi} < 0,49317$	Standard	-1,87

Tabelle 4.4: Systematische Untersuchungen zum geladenen Untergrund.

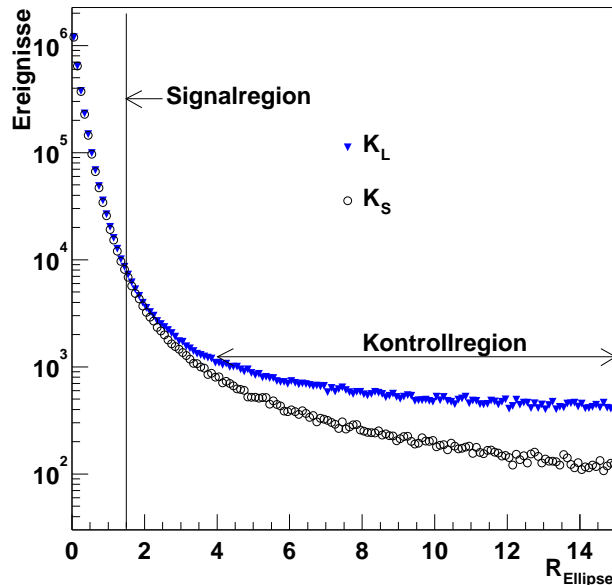


Abbildung 4.14: Verteilung der Variablen $\sigma(R_{\text{Ellipse}})$ für K_S - bzw. K_L -Zerfälle in zwei neutrale Pionen

4.5 Korrektur aufgrund des Untergrunds zu $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Der einzig relevante Untergrund zu den Zerfällen $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ist der Zerfall des K_L -Mesons in drei neutrale Pionen. Der Schnitt auf zusätzliche Cluster innerhalb von ± 3 ns und auf die Variable R_{Ellipse} (siehe Abschnitt 3.3.3) verwirft einen Großteil dieses Untergrunds. Der verbleibende Rest besteht aus Ereignissen mit überlappenden Photonschauern oder zwei im LKr nicht nachgewiesenen Photonen. Zur Bestimmung des verbleibenden Untergrunds wird eine Kontrollregion in der $\sigma(R_{\text{Ellipse}})$ -Verteilung definiert (siehe Abb. 4.14).

Die Kontrollregion befindet sich im Bereich $4 < \sigma(R_{\text{Ellipse}}) < 15$, während die Signalregion durch $\sigma(R_{\text{Ellipse}}) < 1,5$ definiert wird. Die selektierten K_S -Ereignisse in der Kontrollregion sind fast ausschließlich $\pi^0 \pi^0$ -Ereignisse, deren Energie und Ort mit dem LKr bestimmt wurden und außerhalb der Gaußverteilung liegen. Dies kann durch Zerfälle mit Photonkonversion oder durch hadronische Photoproduktion im elektromagnetischen Kalorimeter verursacht werden. Eine NMC-Simulation mit diesen beiden Effekten gibt die $\sigma(R_{\text{Ellipse}})$ -Verteilung für K_S -Ereignisse gut wieder [Una00]. Beide Verteilungen in Abbildung 4.14 sind auf die Fehlidentifizierung von K_L -Zerfällen durch Tagging korrigiert. Die K_S -Verteilung ist auf das erste Bin der K_L -Verteilung normiert. Der Überschuss an

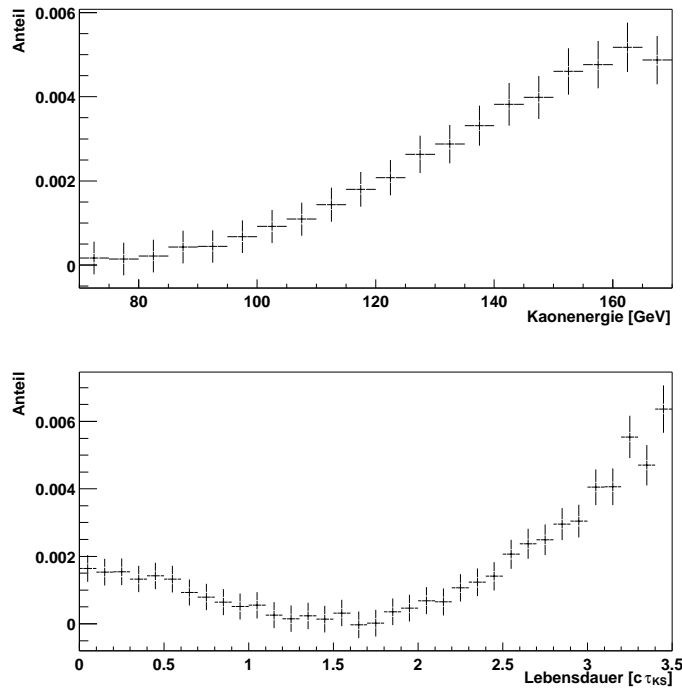


Abbildung 4.15: Untergrundverteilung zu den K_L -Zerfällen in zwei neutrale Pionen als Funktion der Kaonenergie (oben) bzw. Lebensdauer (unten).

K_L -Ereignissen in der Kontrollregion wird als $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Untergrund identifiziert. Aufgrund des kombinatorischen Ursprungs sind diese Ereignisse in der m_1 - m_2 -Ebene flach verteilt, so dass lediglich die mittlere Anzahl von Untergrundeignissen pro Bin ermittelt werden muss. Der so ermittelte Untergrund wird mit einem Extrapolationsfaktor von $1,2 \pm 0,2$ multipliziert, der die unterschiedliche Untergrundrate in Signal- und Kontrollregion berücksichtigt. Der Faktor wurde aus der Analyse von NMC-Daten des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ermittelt [Kek99].

Abbildung 4.15 zeigt den Untergrund als Funktion der Kaonenergie bzw. Lebensdauer. Der meiste Untergrund ist bei hohen Energien und Lebensdauern festzustellen. Dies wird verursacht durch hochenergetische $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle, die trotz des Austritts zweier Photonen aus der Nachweisregion des Detektors noch innerhalb des Zerfallsvolumens bei hohen Lebensdauern rekonstruiert werden. Der Effekt auf R durch den Untergrund zu $K \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Zerfällen beträgt:

$$\Delta R_{3\pi^0} = (-16,6 \pm 3,8) \times 10^{-4}.$$

Der Fehler der Korrektur wird durch Variation des R_{Ellipse} -Schnittes ermittelt. Außerdem beinhaltet er den statistischen Fehler durch die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion und den Fehler des NMC-Faktors.

4.6 Korrektur aufgrund der Streuung am Kollimator

Beide Kaonstrahlen sind von Teilchen umgeben (*Halo*), die durch Streuung an den Kollimatoren entstanden sind. Da die Kollimatoren sich nahe an der Zerfallsregion befinden, kann sich der Strahl-Halo durch $K_S \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle manifestieren.

Bei der Demontage des letzten Kollimators im K_L -Strahl im Jahre 2002 wurde ein 1 mm dicker Aluminiumring von 52 mm Länge und einem Durchmesser von 52 mm gefunden. Er befand sich seit 1995 irrtümlich in der K_L -Strahllinie. An diesem Ring wurden Neutronen gestreut und dabei K_S produziert [Dob02]. Der anschließende Zerfall der K_S erfolgt mit einer hohen Wahrscheinlichkeit innerhalb des Zerfallsvolumens, was zu einer Verzerrung der K_L -Ereigniszahlen führen kann.

Eine Unterdrückung dieser gestreuten Kaonzerfälle erhält man durch einen Schnitt auf den radialen Energieschwerpunkt COG (siehe Abschnitt 3.3.1). Für die geladenen Zerfälle werden die beiden Spuren vor dem Magneten zum LKr extrapoliert und die Auftreffpunkte mit den Spurimpulsen gewichtet. Abbildung 4.16 zeigt die COG-Verteilungen für K_S - und K_L -Ereignisse. Der Schnitt auf die Variable p_t^2 (siehe Abschnitt 3.3.2) verwirft Ereignisse mit hohem transversalem Impuls (*High-PT*), wird aber nur bei den Ereignissen mit geladenen Zerfallsprodukten angewendet. Dieser Schnitt ist sehr ähnlich zu dem COG-Schnitt, jedoch für die K_L -Ereignisse härter und erzeugt so eine Asymmetrie in K_S - und K_L -Zerfällen. Daher fehlen geladene K_L -Ereignisse bei hohen COG-Werten in Abbildung 4.16.

Zur Berechnung der Korrektur werden $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignisse mit invertiertem p_t^2 -Schnitt verwendet. Die gestreuten Ereignisse werden über die invariante $m_{\pi\pi}$ -Masse identifiziert. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass gestreute Ereignisse mit 30 % höherer Wahrscheinlichkeit von einem zusätzlichen Schauer im LKr begleitet werden. Bei der Untergrundbestimmung wird daher auch gefordert, dass keine zusätzlichen Schauer innerhalb von ± 3 ns vorhanden sind. Abbildung 4.17 (oben) zeigt die Massenverteilung für Ereignisse, die von dem Schnitt auf $p_t^2 < 2 \times 10^{-4}(\text{GeV}/c)^2$ verworfen werden. Es ist ein flachverteilter Untergrund und eine Erhöhung um die Kaonmasse zu erkennen. Der Untergrund wird linear und die gestreuten Ereignisse mit einer energieabhängigen Gaußverteilung angefitet. Der so bestimmte Anteil der High-PT-Ereignisse wird von der $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Statistik in jedem Energiebin abgezogen (siehe Abbildung 4.17 unten). Der Effekt auf R durch den Untergrund durch High-PT-Ereignisse beträgt:

$$\Delta R_{High-PT} = (-3, 3 \pm 2, 1) \times 10^{-4}.$$

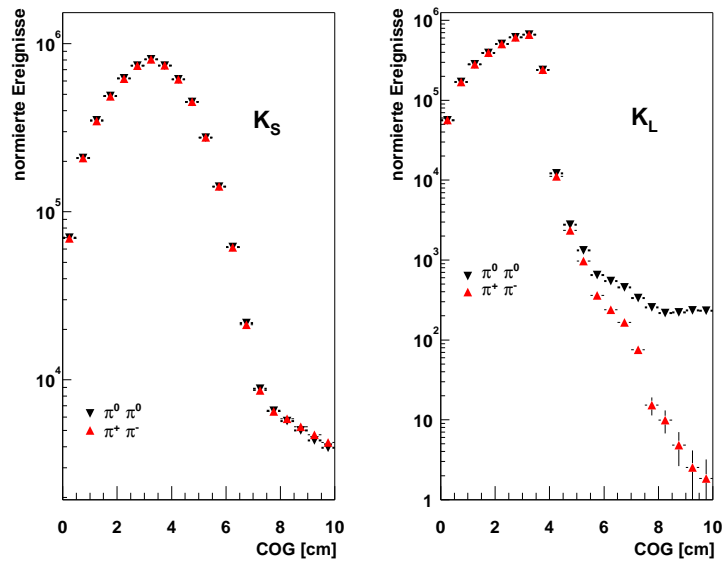


Abbildung 4.16: Radiale COG-Verteilung für K_S - (links) und K_L -Zerfälle (rechts). Der Überschuss an neutralen K_L -Ereignissen bei hohen COG ist durch den Schnitt auf $p_t'^2$ für die geladenen Ereignisse verursacht.

4.7 Korrekturen aufgrund der Zerfallsregion

Unterschiede in den Kaonverteilungen kürzen sich im Doppelverhältnis R nur heraus, falls die Grenzen des Bereichs in dem die Zerfälle gezählt werden für geladene und neutrale Ereignisse gleich sind. In diesem Abschnitt werden die drei zur Bestimmung des Zerfallsvolumens relevanten Detektoren untersucht: Der K_S -Antizähler (AKS), das elektromagnetischen Kalorimeter (LKr) und das Magnet-spektrometer.

4.7.1 AKS-Ineffizienz

Für K_S -Ereignisse definiert das Fehlen eines AKS-Signals den Beginn der Zerfallsregion. Außerdem definiert die Position des AKS-Zählers den Anfang der Lebensdauer-messung und den Beginn des K_L -Zerfallsvolumens. Wie in Abschnitt 2.3.2 erläutert wurde, unterscheiden sich die AKS-Positionen für geladene und neutrale Zerfälle um 21 mm (Abstand Zähler-Konverter). Dieser Unterschied in den Definitionen der Zerfallsregionen für beide Zerfallsmoden ist in der Monte-Carlo-Simulation enthalten.

Ein Unterschied in den Ineffizienzen des AKS für geladene bzw. neutrale Zerfälle, bedingt durch die Ineffizienz des Zählers und der nachfolgenden Elektro-

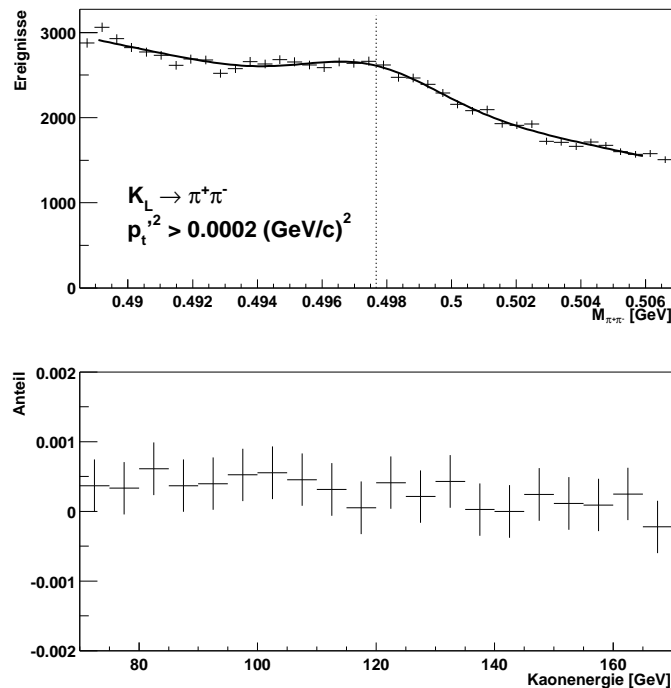


Abbildung 4.17: Massenverteilung der selektierten K_L -Ereignisse mit hohem transversalen Impuls (oben) und der daraus ermittelte Untergrundanteil als Funktion der Kaonenergie (unten). Die gestrichelte Linie in der oberen Abbildung zeigt die Kaonenergie.

nik, kann den Nachweis von $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfällen beeinflussen. Der gemessene Unterschied in den Ineffizienzen von $1,0 \times 10^{-4}$ führt zu einer Korrektur auf R von

$$\Delta R_{AKS} = (1,1 \pm 0,4) \times 10^{-4} \quad [\text{Lai01}].$$

4.7.2 Die Kalibration des LKr

Die neutrale Energieskala

Die Energieskala für Zerfälle in neutrale Pionen (neutrale Energieskala) ist über Gleichung 3.1 mit der Längenskala verbunden. Durch Vergleich der rekonstruierten AKS-Position in $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -Ereignissen mit der Position des AKS-Konverters, wie sie in der Monte-Carlo-Simulation rekonstruiert wird (Abbildung 4.18), wird die neutrale Energieskala festgelegt. Die Energieskala wird so justiert, dass der Fit an die Verteilung die tatsächliche AKS-Position wiedergibt. Der verwendete Fit ist eine Faltung aus Exponentialfunktion (Kaonzerfall) mit

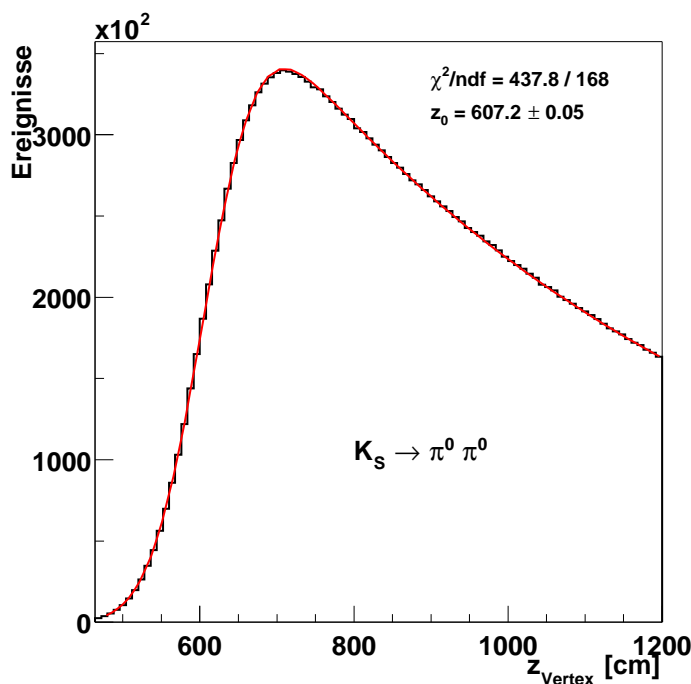


Abbildung 4.18: Verteilung der rekonstruierten z -Vertexposition für neutrale K_S -Ereignisse aus Monte-Carlo-Daten (NMC). Im NMC wird die wahre AKS-Position von $z_{\text{Vertex}} = 607,2$ cm exakt reproduziert. Der eingezeichnete Fit ist eine Faltung aus Exponential- und Gaußfunktion.

scharfem Rand (AKS) und einer Gaußfunktion (Auflösung des Detektors). Der Fit zur Festlegung der Energieskala wird in jedem Energiebin durchgeführt. Die Wahl der Kaonenergie und des Zerfallsvolumens minimiert die Sensitivität des Doppelverhältnisses auf die neutrale Energieskala. An den Grenzen des Energiebereichs zwischen 70 GeV und 170 GeV Kaonenergie kürzen sich die Verluste und Gewinne an Zerfällen im Falle einer Verschiebung der Energieskala heraus.

Die Zahl der K_L -Zerfälle ist praktisch unabhängig von der Längenskala, da die Akzeptanz fast keine Abhängigkeit von der Zerfallsposition zeigt (siehe auch Abbildung 4.5). Für K_S -Zerfälle wird der Beginn des Zerfallsvolumens von dem AKS-Zähler definiert. Das Ende des Zerfallsvolumens befindet sich 3,5 K_S -Lebensdauern strahlabwärts des AKS. Eine Verschiebung von 3,5 cm in diesem Schnitt, entsprechend der Genauigkeit des Fits, führt zu einer Ungenauigkeit in der neutralen Energieskala von $\pm 3 \times 10^{-4}$. Die neutrale Energieskala wurde entsprechend variiert und R neu berechnet. Der Effekt auf R beträgt $\Delta R = (0 \pm 1,5) \times 10^{-4}$.

Linearität des LKr

Ein weiterer systematischer Fehler auf R beruht auf der Nichtlinearität der Detektorantwort auf elektromagnetische Schauer. Zur Bestimmung der Nichtlinearität wurde die Energiemessung wie folgt parametrisiert:

$$\Delta E = \alpha + \beta E^2 + \gamma r E,$$

wobei E die rekonstruierte Energie eines Schauers und r den radialen Abstand des Schauers von der Mitte des Kalorimeters darstellt. Der Parameter α beschreibt den Energieverlust der Teilchen vor dem Eintritt in das aktive Medium des Kalorimeters, β parametrisiert die Nichtlinearität und γ steht für die Abhängigkeit der Energiemessung vom Ort des Schauers. Obere Grenzen für die Parameter α , β und γ wurden durch die Analyse von K_{e3} -Zerfällen, $K \rightarrow 2\pi^0$, $3\pi^0$ - und $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen aus speziellen Datennahmen mit π^- -Strahlen ermittelt [Una01]. Durch Modifikation der rekonstruierten Energien in der NMC-Simulation wird die Sensitivität auf R bestimmt. Tabelle 4.5 fasst die Untersuchungen zusammen.

	Variation	$\Delta R [10^{-4}]$
Energieskala	$\pm 3 \times 10^{-4}$	1,5
Energieverlust (α)	± 10 MeV	3,6
Nichtlinearität (β)	$\pm 0,2 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$	5,1
Nichtuniformität	$\pm 0,1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	4,1
Non-Gaussian Tails		1,6
Andere		3,4
Total		8,5

Tabelle 4.5: Systematische Untersuchungen zur Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters. Die letzte Zeile bezieht sich auf Untersuchungen in [Lai01], die auch hier verwendet wurden.

Für drei Promille der Photonen kommt es zur hadronischen Photoproduktion im Kalorimeter, die nicht-gaußische Ausläufer (*Non-Gaussian Tails*) in der Energieverteilung der Cluster bewirken. Mit Hilfe von Daten mit Elektronen und π^0 -Zerfällen werden Abweichungen in der Energiebestimmung von der Gaußverteilung parametrisiert und in die NMC-Simulation implementiert.

Unter „Andere“ sind in Tabelle 4.5 zusätzliche Unsicherheiten zur Schauertiefe, der Energieverteilung für überlappende Schauer und der transversalen Ausdehnung des Kalorimeters zusammengefasst, die auch in dieser Analyse berücksichtigt werden [Lai01].

Der Gesamteffekt auf R aufgrund der neutralen Kalibration beträgt

$$\Delta R_{E(\pi^0\pi^0)} = (0 \pm 8,5) \times 10^{-4}.$$

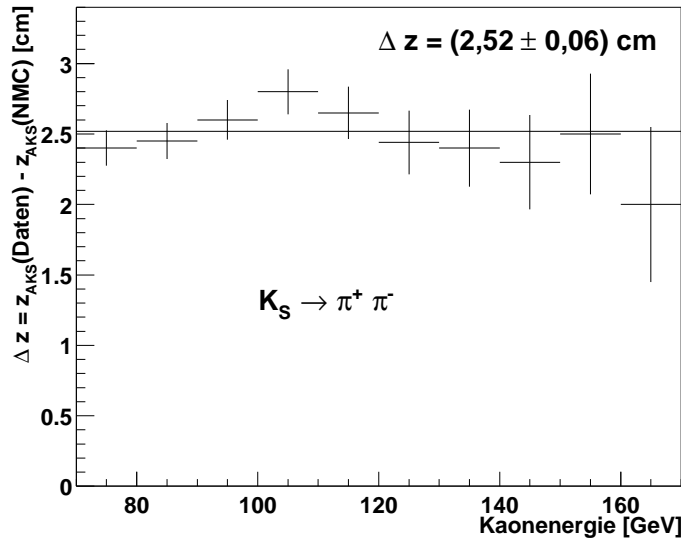


Abbildung 4.19: Differenz der rekonstruierten AKS-Antizählerposition aus Daten und Monte-Carlo (NMC) als Funktion der Kaonenergie für $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse.

4.7.3 Die Kalibration des Spektrometers

Im geladenen Zerfallsmodus bestimmt die Kenntnis der relativen Geometrie von der ersten und zweiten Driftkammer die Längenskala und somit die Energiemessung. Wie im neutralen Zerfallsmodus, kann die geladene Längenskala durch Anpassen der AKS-Antizähler-Position in der z -Vertexverteilung der $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Ereignisse überprüft werden. Dies wird zur Kontrolle der Linearität in einzelnen Energieintervallen durchgeführt (siehe Abbildung 4.19). Es ergibt sich eine Differenz zwischen Daten und NMC von $\Delta z = (2,52 \pm 0,06)$ cm. Dies entspricht einer Verschiebung des Abstands zwischen der ersten und zweiten Driftkammer von 2 mm oder einer Unsicherheit der transversalen Ausdehnung der beiden Kammern von $20 \mu\text{m}$. Beide Unsicherheiten können aufgrund des Fehlers bei der Alignierung nicht ausgeschlossen werden. Eine Verschiebung der geladenen Längenskala um 2,5 cm ergibt eine Korrektur auf R von

$$\Delta R_{E(\pi^+ \pi^-)} = (2 \pm 2) \times 10^{-4}.$$

4.8 Korrektur aufgrund der K^0 - \bar{K}^0 -Mischung

Aufgrund der K^0 - \bar{K}^0 -Mischung bei der Kaonproduktion kommt es zur Interferenz von K_L und K_S . Diese Interferenz wird bei der Standardanalyse durch die Wichtung der K_L -Ereignisse berücksichtigt. In der vorliegenden Analyse kann die Interferenz eine Verzerrung der K_S -Ereigniszahlen zur Folge haben. Daher wurde durch Vergleich der Analyse mit gewichteten Ereigniszahlen der Einfluß der K_L -Interferenz auf R ermittelt. Er beträgt

$$\Delta R_{K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0} = (-1,3 \pm 0,6) \times 10^{-4}.$$

4.9 Korrektur aufgrund zufälliger Aktivität

Zufällige Aktivität im Detektor kann die Identifizierung von guten $K \rightarrow \pi\pi$ -Zerfällen beeinträchtigen. Zufällige Ereignisse (*Accidentals*) stammen hauptsächlich von dem intensiven K_L -Strahl und von den Neutronen und Myonen, die ihn begleiten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Accidentals ist unterschiedlich für geladene und neutrale Zerfälle, da zufällige Aktivität verschiedene Detektorteile auf unterschiedliche Weise beeinflusst.

Zur Untersuchung des Einflusses der Accidentals auf R wurden während der Datennahme zufällig getriggerte Ereignisse aufgenommen, deren Rate proportional zur Strahlintensität war. Die Daten wurden dann mit der Detektorantwort auf Accidentals überlagert (*Overlay*). Auf diese Weise wurde ein „überlagertes Ereignis“ konstruiert mit verdoppelter zufälliger Rate und verdoppeltem Rauschen im Detektor.

Die überlagerten Ereignisse werden den gleichen Selektionskriterien wie die physikalischen Daten unterworfen. Es kann zum Verlust des überlagerten Ereignisses kommen, falls das zufällige Ereignis ein gutes Ereignis gelöscht hat (durch einen Schnitt auf zufällige Aktivität) oder die Veränderung im Detektor (z.B. Rauschen) lässt das gute Ereignis außerhalb des Zerfallsvolumens wandern. Es kann aber auch zu einem Gewinn eines überlagerten Ereignisses kommen, falls ein vorher verworfenes Ereignis in das Zerfallsvolumen gewandert ist. Schließlich kann das überlagerte Ereignis auch lediglich eine Wanderung innerhalb der Analysebins bewirken.

Die bloße Verdoppelung von Rauschen im Detektor kann zu einer Überschätzung der Verluste führen, falls Rauschen nahe (aber unter) der Nachweisschwelle verdoppelt wird. Daher wurde die Überlagerung von Ereignissen mit überlagertem Monte-Carlo (OMC) überprüft. Dabei werden rauschfreie NMC-Ereignisse überlagert und somit das Detektorrauschen und zufällige Aktivität simuliert. Diese Methode wiederum wurde mit doppelt überlagertem Monte-Carlo (DOMC) getestet. Dabei simuliert OMC die Daten und DOMC die überlagerten Daten. Wie Tabelle 4.6 zeigt, stimmen die drei überlagerten Datensätze gut überein.

rein. Der Effekt auf R durch zufällige Aktivität lässt sich konservativ mit Hilfe der Overlay-Methode abschätzen zu $\Delta R = \pm 3 \times 10^{-4}$ [Lai01].

Verluste-Gewinne	OMC	DOMC	überlagerte Daten
$\pi^0\pi^0$	0,8 %	1,5 %	1,4 %
$\pi^+\pi^-$	1,8 %	2,5 %	2,8 %
$\pi^0\pi^0 - \pi^+\pi^-$	1,0 %	1,1 %	1,4 %

Tabelle 4.6: Verluste abzüglich Gewinne durch zufällige Aktivität im Detektor gemessen mit überlagerten Ereignissen [Lai01].

Variationen in der Strahlintensität können das Doppelverhältnis nicht beeinflussen, da alle vier Kanäle gleichzeitig gemessen werden. Zeitliche Veränderungen des K_S/K_L -Verhältnisses, die einhergehen mit einer Veränderung im Verhältnis der geladenen zu den neutralen selektierten Zerfällen (z.B. durch eine veränderte Nachweiswahrscheinlichkeit), können R allerdings verzerren. Die Schwankungen in der K_S/K_L -Intensität betrug 9 % in 1998 und 1999, während das $\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$ -Verhältnis um 1-2 % variierte [Len01]. Durch Wichtung der K_S -Ereignisse mit einem Faktor aus der K_S/K_L -Intensitätsüberwachung wird diesem Effekt Rechnung getragen. Der Effekt auf das Doppelverhältnis ist $\Delta R \leq 3 \times 10^{-4}$. Der gesamte systematische Fehler aufgrund von zufälliger Aktivität und Intensitätsschwankungen auf R beträgt

$$\Delta R_{Accidentals} = \pm 4,4 \times 10^{-4}.$$

5 Das Ergebnis und Diskussion

In Kapitel 3.5 wurden die Ereigniszahlen ohne Korrekturen und das daraus ermittelte rohe Doppelverhältnis R_{raw} gezeigt. Das anschließende Kapitel 4 befasste sich mit allen Korrekturen A_{corr}^i , mittels derer neue Ereigniszahlen bestimmt werden, um das wahre Doppelverhältnis R_{true} zu ermitteln. Tabelle 5.1 fasst alle Korrekturen zusammen.

Korrektur	$\Delta R [10^{-4}]$
Tagging	$12,4 \pm 1,9$
Akzeptanz	$-145,4 \pm 23,5$
Triggereffizienzen	$0,2 \pm 3,7$
Untergrund zu $K \rightarrow \pi^+\pi^-$	$17,7 \pm 3,5$
Untergrund zu $K \rightarrow \pi^0\pi^0$	$-16,6 \pm 3,8$
Streuung am Kollimator	$-3,3 \pm 2,1$
AKS-Ineffizienz	$1,1 \pm 0,4$
Kalibration des LKr	$0 \pm 8,5$
Kalibration des Spektrometers	2 ± 2
$K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ -Mischung	$-1,3 \pm 0,6$
zufällige Aktivität	$0 \pm 4,4$
Summe	$-133,2 \pm 26,4$

Tabelle 5.1: Systematische Korrekturen auf das Doppelverhältnis R_{raw} .

Zerfallskanal	$K_L \rightarrow$	$K_S \rightarrow$
$\pi^0\pi^0$	3 290 623	5 209 598
$\pi^+\pi^-$	14 252 325	21 925 554

Tabelle 5.2: Ereigniszahlen nach allen Korrekturen für die Jahre 1998 und 1999 (summiert).

In Tabelle 5.2 sind die sich nach allen Korrekturen ergebenden Ereigniszahlen zusammengefasst. Die Abbildung 5.1 zeigt das Doppelverhältnis R_{true} nach allen Korrekturen in 20 Energiebins von 70-170 GeV Kaonenergie. Es ergibt sich daraus durch Mittelung (siehe Abschnitt 3.1.2):

$$R_{\text{true}} = (9892,55 \pm 26,47 \text{ (syst.)} \pm 8,41 \text{ (stat.)}) \times 10^{-4}.$$

Damit berechnet sich der Parameter der direkten CP-Verletzung zu

$$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (17,91 \pm 4,41 \text{ (syst.)} \pm 1,36 \text{ (stat.)}) \times 10^{-4}$$

bzw.

$$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (17,9 \pm 4,6) \times 10^{-4}.$$

Durch Verzicht auf die Wichtung der K_L -Ereignisse ist der statistische Fehler um 20% kleiner als bei der Standardanalyse. Dieses Ergebnis bestätigt die Existenz der direkten CP-Verletzung, da $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ mit vier Standardabweichungen von Null verschieden ist. Das Modell der superschwachen Wechselwirkung (Abschnitt 1.5) kann somit ausgeschlossen werden.

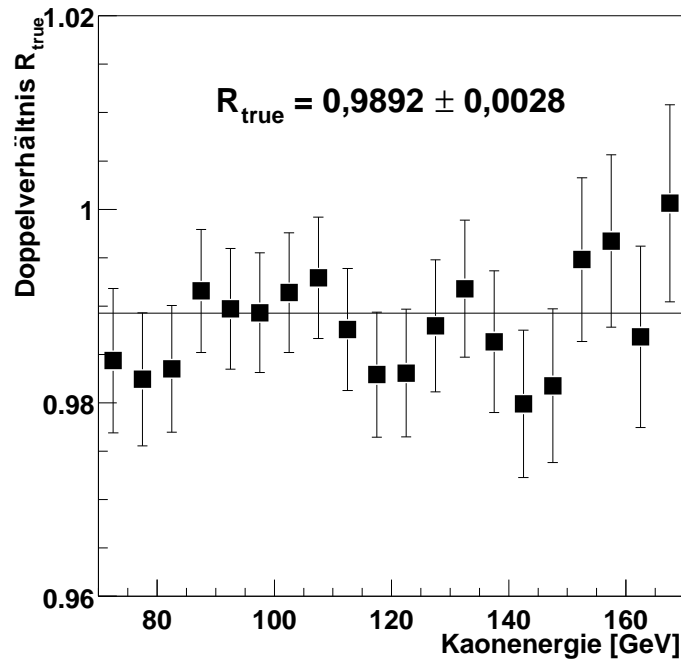


Abbildung 5.1: Doppelverhältnis R_{true} als Funktion der Kaonenergie.

Es war leider im Rahmen dieser Analyse nicht möglich, den systematischen Fehler weiter zu reduzieren. Dazu bedarf es einer genaueren Simulation des Detektors und der Datennahme, um den Fehler auf die Akzeptanzkorrektur zu minimieren. Diese Arbeit hat aber gezeigt, dass eine ungewichtete Analyse bei NA48 möglich ist und die Existenz der direkten CP-Verletzung bestätigt werden kann.

In dieser Analyse ist die Akzeptanzkorrektur 8mal größer als der gefundene Effekt zur CP-Verletzung und 5mal größer als in der gewichteten Analyse. Die Tatsache, dass das Ergebnis dieser Arbeit mit dem der gewichteten Standardanalyse von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (15,0 \pm 2,7) \times 10^{-4}$ [Lai01] kompatibel ist, zeigt, dass die Akzeptanzkorrektur in beiden Analysen verstanden ist. Diese Arbeit stellt somit einen gelungenen Test des bisherigen Analyseverfahrens bei NA48 zur Messung von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ dar.

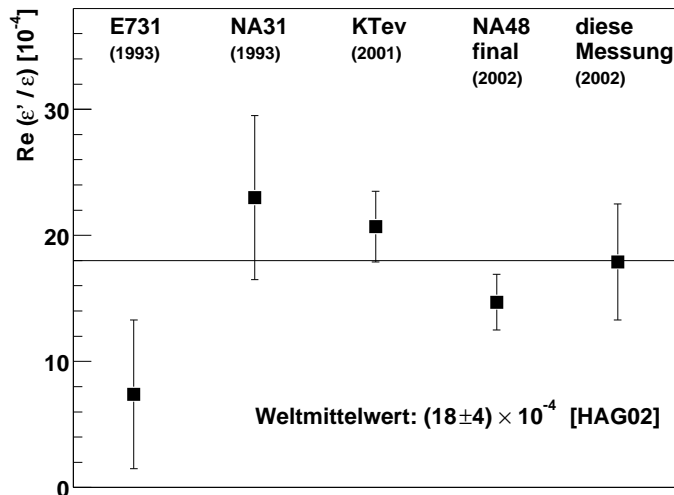


Abbildung 5.2: Experimentelle Resultate der $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ - Messungen.

Abbildung 5.2 vergleicht das Ergebnis dieser Arbeit mit den bisherigen Messungen von $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$. Das NA31-Experiment am CERN fand bereits 1993 eine signifikante Abweichung von Null [Bar93], die Messung des E731-Experiments am Fermilab aber war mit Null verträglich [Gib93]. Die letzte Veröffentlichung vom Fermilab mit $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (20,7 \pm 2,8) \times 10^{-4}$ stimmt besser mit den Ergebnissen vom CERN überein [Gra01]. Auch die Analyse bei KTev¹ wird ohne Ereigniswichtung durchgeführt. Das endgültige Ergebnis von NA48 (NA48 *final*) beinhaltet alle Daten aus den Messungen von 1997 bis 2001 und

¹*Kaons at the Tevatron*

lautet $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (14,7 \pm 2,2) \times 10^{-4}$ [Bat02]. Der aktuelle Weltmittelwert beträgt $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (18 \pm 4) \times 10^{-4}$, wobei der Fehler mit einem Skalierungsfaktor von 1,9 versehen wurde [Hag02]. Das Ergebnis dieser Arbeit fügt sich gut in die existierenden experimentellen Resultate ein.

Vom Fermilab stehen noch die Ergebnisse der gewichteten Analyse, sowie die Analyse der Daten aus dem Jahr 1999 aus. Mit der Veröffentlichung des endgültigen Ergebnisses von NA48 ist die Suche nach der Existenz der direkten CP-Verletzung in Europa zu einem Ende gekommen. Somit schliesst sich ein wichtiges Kapitel der Hochenergiephysik, das geprägt war von einer Reihe von Experimenten mit sehr hoher Präzision und der dazugehörigen Physiker, deren Ausdauer solche Experimente erst möglich machen.

A Die Masseneigenzustände der Kaonen

Die zeitliche Entwicklung eines Systems neutraler Kaonen mit Mischung und Zerfall kann im Allgemeinen beschrieben werden mit

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle + \sum_i c_i(t)|n_i\rangle, \quad (\text{A.1})$$

wobei n_i die Endzustände der K^0 - und \bar{K}^0 -Zerfälle darstellen und t die Zeit im K^0 - \bar{K}^0 -Schwerpunktssystem. Durch Anwendung der Wigner-Weisskopf-Näherung kann (A.1) vereinfacht werden:

1. Das beobachtete System besteht zu Beginn nur aus neutralen Kaonen, d.h. $c_i(0) = 0$ für alle i .
2. Nur das System der Kaonen wird beobachtet, d.h. die Entwicklung von $c_i(t)$ ist nicht relevant.
3. Die Zeit t ist groß im Vergleich zur Skala der starken Wechselwirkung.

Damit kann (A.1) vereinfacht werden zu

$$|\psi(t)\rangle = \psi_1(t)|K^0\rangle + \psi_2(t)|\bar{K}^0\rangle. \quad (\text{A.2})$$

Der Zustandsvektor $|\psi(t)\rangle$ kann als Lösung der Gleichung

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H_{eff} |\psi(t)\rangle \quad (\text{A.3})$$

angesehen werden, wobei H_{eff} den effektiven Hamiltonian darstellt. Er kann als Summe zweier hermitescher Matrizen ausgedrückt werden

$$H_{eff} = M - \frac{i}{2} \Gamma, \quad (\text{A.4})$$

wobei M und Γ die Massen- bzw. Zerfallsmatrix bezeichnen. Gleichung A.3 hat dann Lösungen der Form

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = e^{-i(mt - \frac{i}{2}\gamma t)} |\psi(t)\rangle \quad (\text{A.5})$$

und kann geschrieben werden als

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Durch das CPT-Theorem gilt $M_{11} = M_{22}$ und $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Wegen der Hermitizität von M und Γ sind also die Diagonalelemente real und die nichtdiagonalen Elemente ihre jeweils komplex konjugierten:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Um die komplexen Masseneigenwerte μ zu bestimmen, werden die charakteristischen Polynome für Gleichung A.7 benutzt:

$$\begin{aligned} \det |\mu I - (M - \frac{i}{2}\Gamma)| &= 0 \\ \left(\mu - (M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11}) \right)^2 &= (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*) \\ \mu &= (M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11}) \pm \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Die Eigenvektoren zu μ sind

$$\frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix}, \quad \text{so dass} \quad \frac{p}{q} = \sqrt{\frac{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}. \quad (\text{A.9})$$

Dadurch ergibt sich für die Masseneigenzustände

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{A.10})$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle). \quad (\text{A.11})$$

Da die CP-Symmetrie sehr gut bekannt ist ($|p/q| \sim 1$), ist es bequemer, die Masseneigenzustände als Funktion eines Asymmetrie-Parameters zu beschreiben:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\bar{\varepsilon}|^2)}} \left((1 + \bar{\varepsilon})|K^0\rangle + (1 - \bar{\varepsilon})|\bar{K}^0\rangle \right) \quad (\text{A.12})$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\bar{\varepsilon}|^2)}} \left((1 + \bar{\varepsilon})|K^0\rangle - (1 - \bar{\varepsilon})|\bar{K}^0\rangle \right) \quad (\text{A.13})$$

mit

$$\bar{\varepsilon} \equiv \frac{p - q}{p + q}. \quad (\text{A.14})$$

Die Bedingung für die Eigenvektoren kann mit (A.9) umgeschrieben werden zu

$$\frac{1 + \bar{\varepsilon}}{1 - \bar{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}. \quad (\text{A.15})$$

Ausgedrückt als Matrixelement zu H_{eff} (Gleichung A.7) ist dies:

$$\left(\frac{1 + \bar{\varepsilon}}{1 - \bar{\varepsilon}}\right)^2 = \frac{\langle \bar{K}^0 | H_{eff} | K^0 \rangle}{\langle K^0 | H_{eff} | \bar{K}^0 \rangle}. \quad (\text{A.16})$$

Somit kann $\bar{\varepsilon}$ benutzt werden, um die Beschreibung der Asymmetrie in der K^0 - \bar{K}^0 -Mischung zu parametrisieren.

B Die Transversalimpulsvariable p'_t

Unter der Annahme, dass das Kaon vom Target stammt, bezeichnet p_t die transversale Komponente des rekonstruierten Gesamtkreonimpulses p_K in Bezug auf die Kaonflugrichtung (siehe Abbildung B.1). Durch den großen Abstand der beiden Targets ergibt sich eine unterschiedliche Gewichtung für K_L - und K_S -Zerfälle in dieser Variablen. Ausserdem ist p_t sehr sensitiv auf die Unsicherheit in der Targetposition.

Zur Vermeidung dieser Probleme wird ein modifizierter transversaler Impuls p'_t definiert. Dazu wird nicht mehr die Kaonflugrichtung, sondern die Verbindungslinie TA zwischen Target und Auftreffpunkt der extrapolierten Kaonspur an der ersten Driftkammer benutzt. p'_t bezeichnet die Impulskomponente, die senkrecht auf dieser Linie steht. Zwischen p_t und p'_t besteht die Beziehung

$$p'_t = \frac{TV}{TA} p_t,$$

wobei TV die Distanz zwischen Target und Zerfallsvertex bezeichnet. Aus Abbildung B.2 wird deutlich, dass p'_t kaum mehr sensitiv auf die Targetposition ist. Die Unsicherheit in dieser Variablen wird dominiert durch die Vertexauflösung, die für K_S - und K_L -Strahlen fast gleich ist.

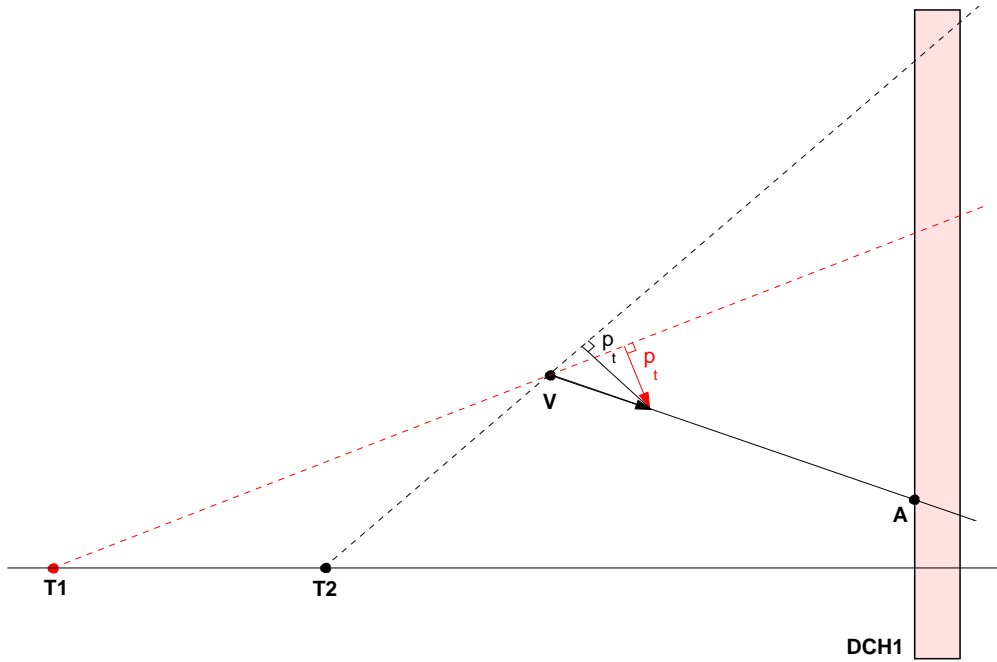


Abbildung B.1: Definition des transversalen Impulses p_t .

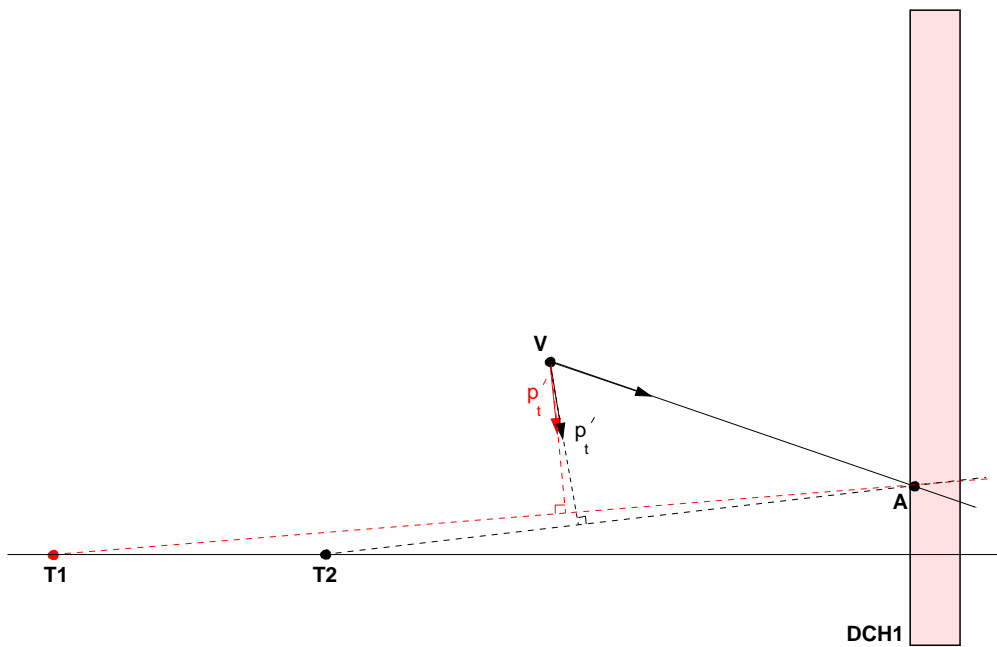


Abbildung B.2: Definition des modifizierten transversalen Impulses p'_t .

C Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation NMC, die in dieser Analyse benutzt wurde, spielt eine wichtige Rolle in mehreren Korrekturen auf R . Daher ist es entscheidend zu überprüfen, ob die simulierten Ereignisse die Daten hinreichend genau wiedergeben. Dieses Kapitel zeigt einige Vergleiche der Daten mit dem NMC, die sich wie folgt aufteilen. Alle Histogramme zeigen normierte Ereignisse.

- Abbildungen C.1 bis C.4 zeigen den Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation für einige geometrische Größen für Ereignisse der Art $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$. Bestehende Unterschiede von Daten und NMC bei den Spurkoordinaten in den Driftkammern sind auf Ineffizienzen einzelner Drähte zurückzuführen, die im NMC nicht berücksichtigt werden.
- Abbildungen C.5 und C.6 zeigen den Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation für einige geometrische Größen für Ereignisse der Art $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$. Abbildung C.6 unten zeigt noch einmal die Verteilung der radialen Clusterposition für Daten und NMC in der Nähe des Strahlrohrs. Die Simulation beschreibt die Daten nicht genau, was die Hauptursache für die Größe des systematischen Fehlers auf die Akzeptanzkorrektur ist (siehe auch Kapitel 4.2.1).
- Abbildung C.7 zeigt den Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation für die rekonstruierte Kaonenergie für alle vier Zerfallskanäle. Abbildung C.8 zeigt das Verhältnis von Daten zu NMC in 20 Bins der rekonstruierten Kaonenergie. Es ist eine Abweichung von bis zu 3% in niedrigen Energiebins bei K_S -Ereignissen zu erkennen.

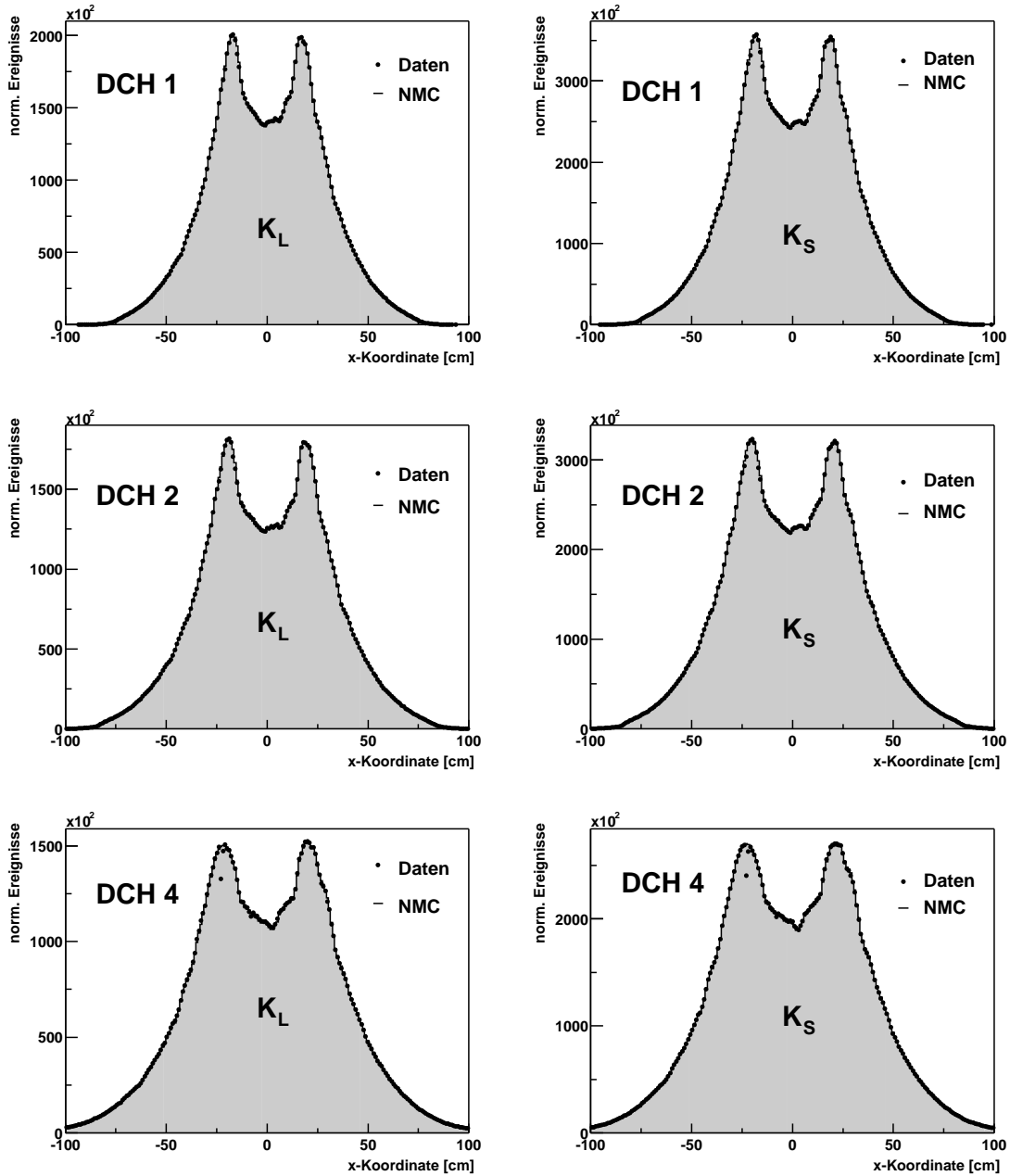


Abbildung C.1: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der x-Koordinate der Spur mit negativer Ladung in den drei Driftkammern für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in geladene Pionen. Die Abweichung der Daten vom NMC in der vierten Driftkammer (DCH 4) kommt von Ineffizienzen einzelner Drähte.

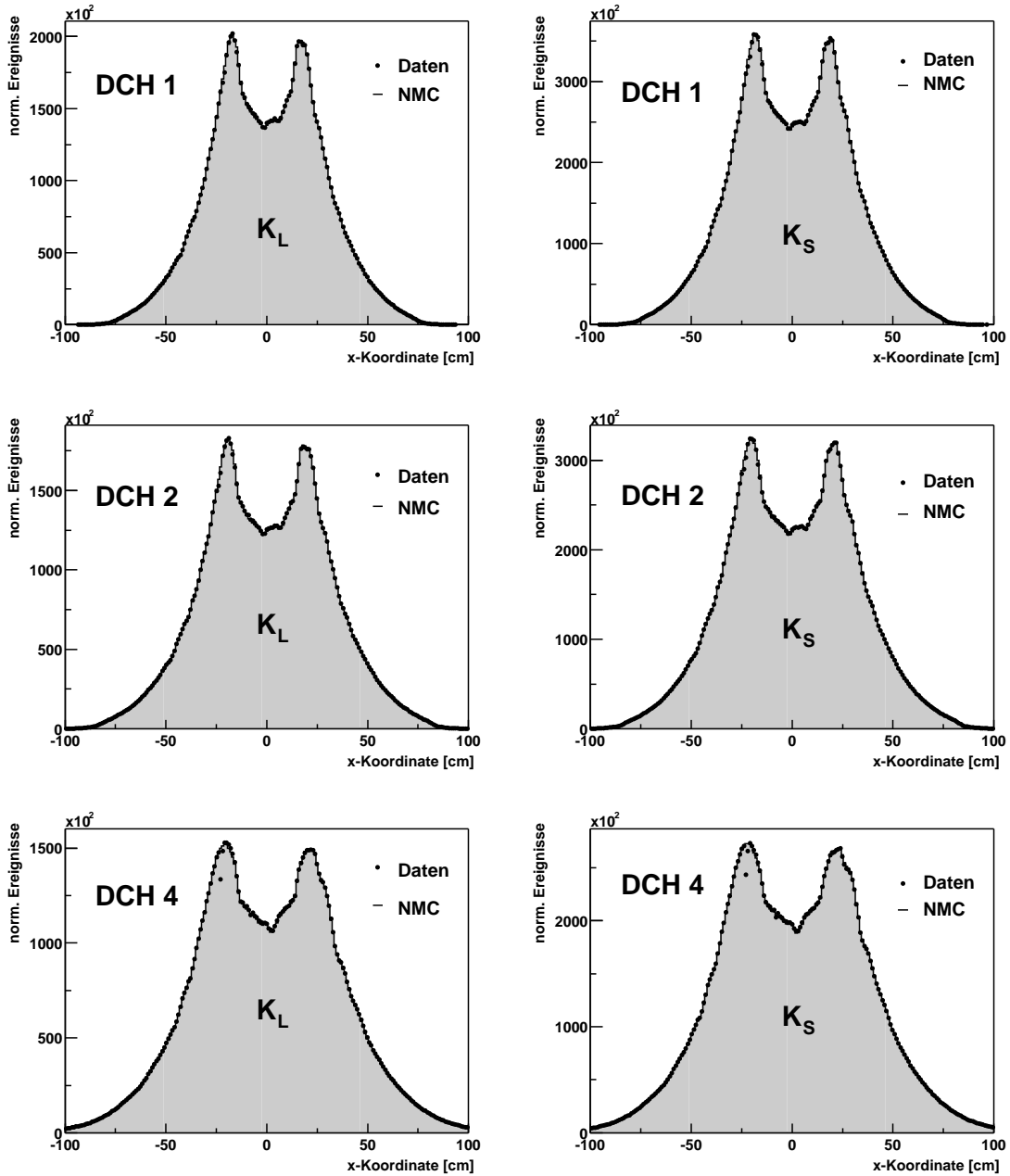


Abbildung C.2: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der x-Koordinate der Spur mit positiver Ladung in den drei Driftkammern für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in geladene Pionen. Die Abweichung der Daten vom NMC in der vierten Driftkammer (DCH 4) kommt von Ineffizienzen einzelner Drähte.

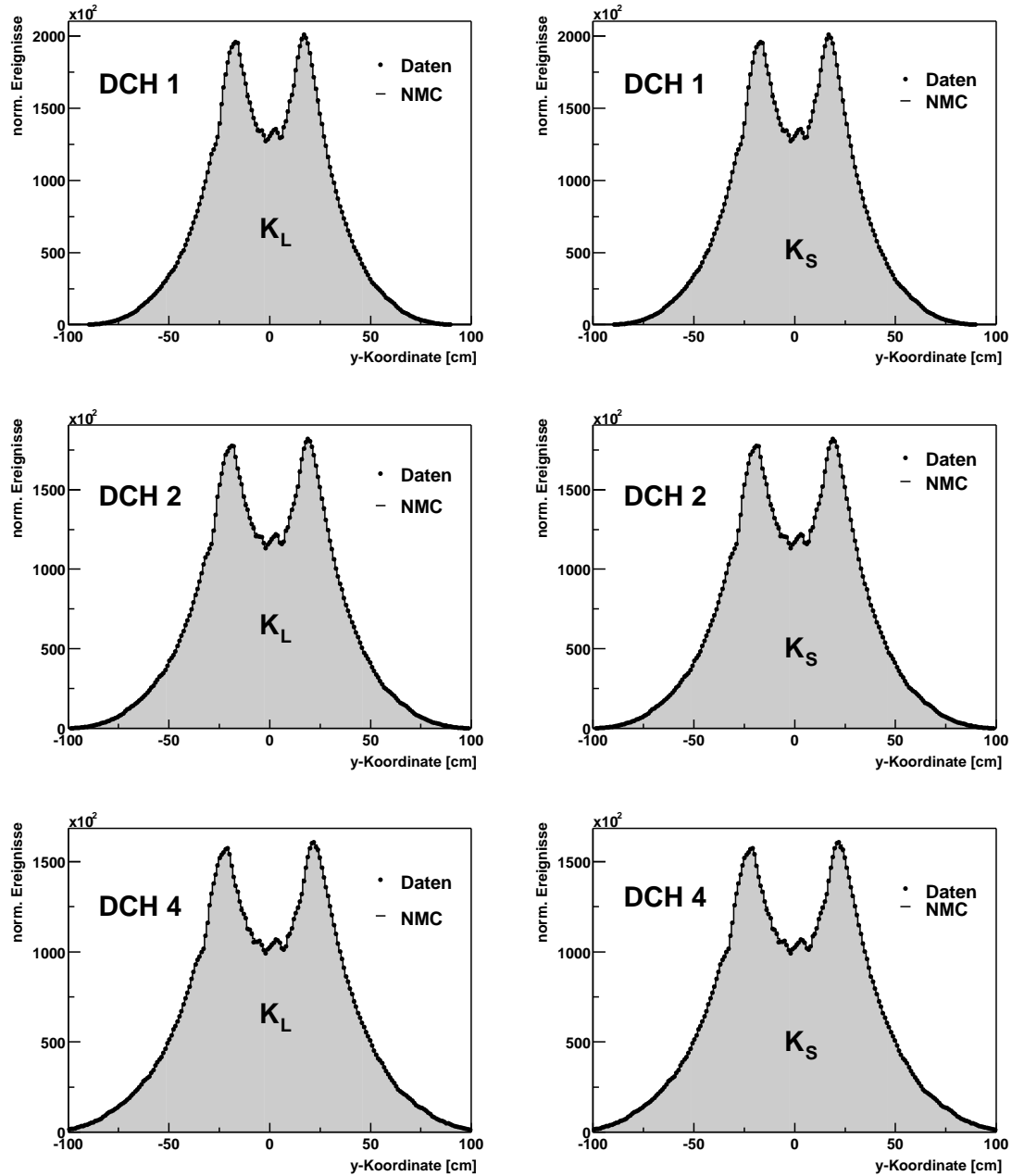


Abbildung C.3: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der y-Koordinate der Spur mit negativer Ladung in den drei Driftkammern für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in geladene Pionen.

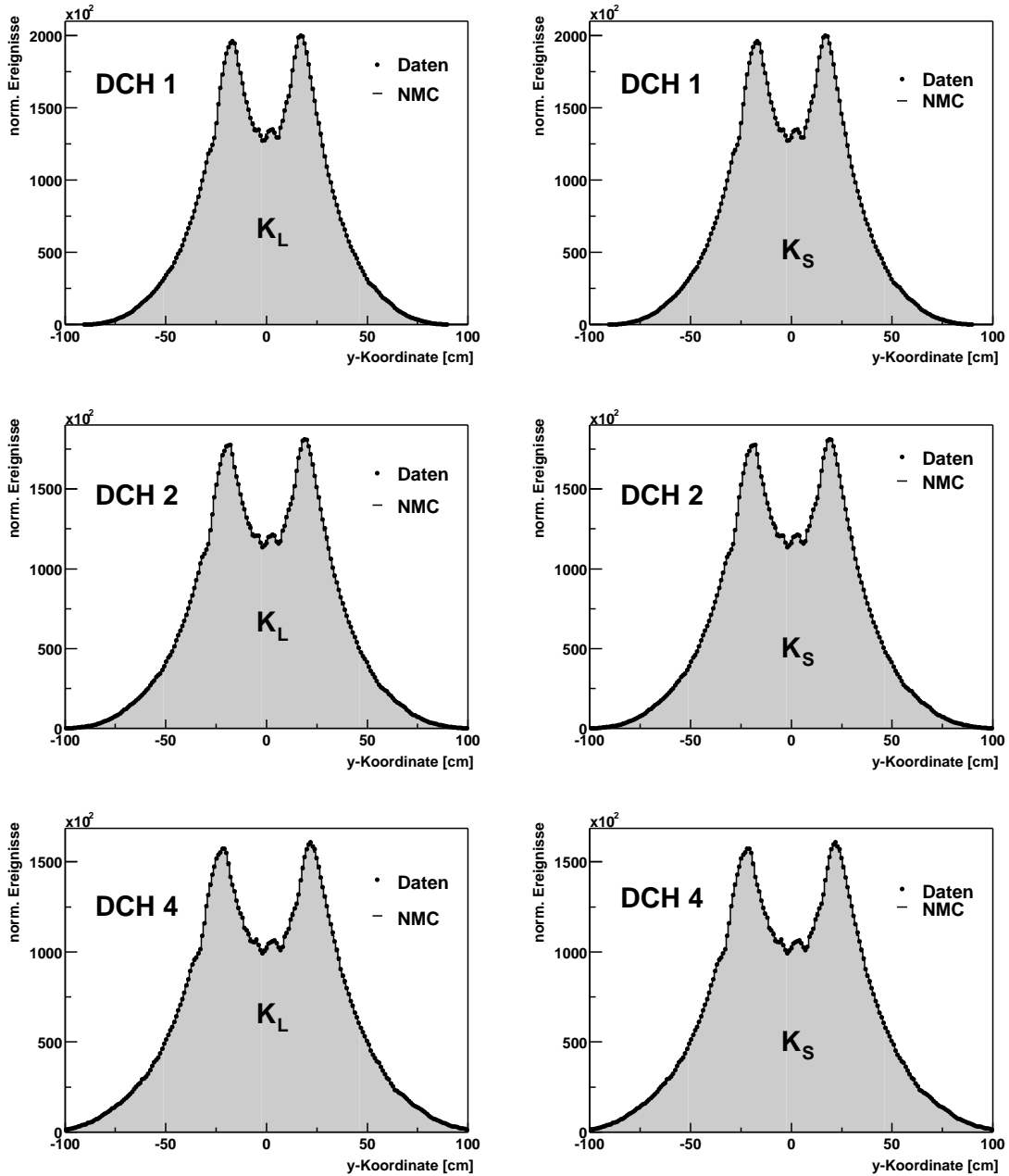


Abbildung C.4: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der y-Koordinate der Spur mit positiver Ladung in den drei Driftkammern für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in geladene Pionen.

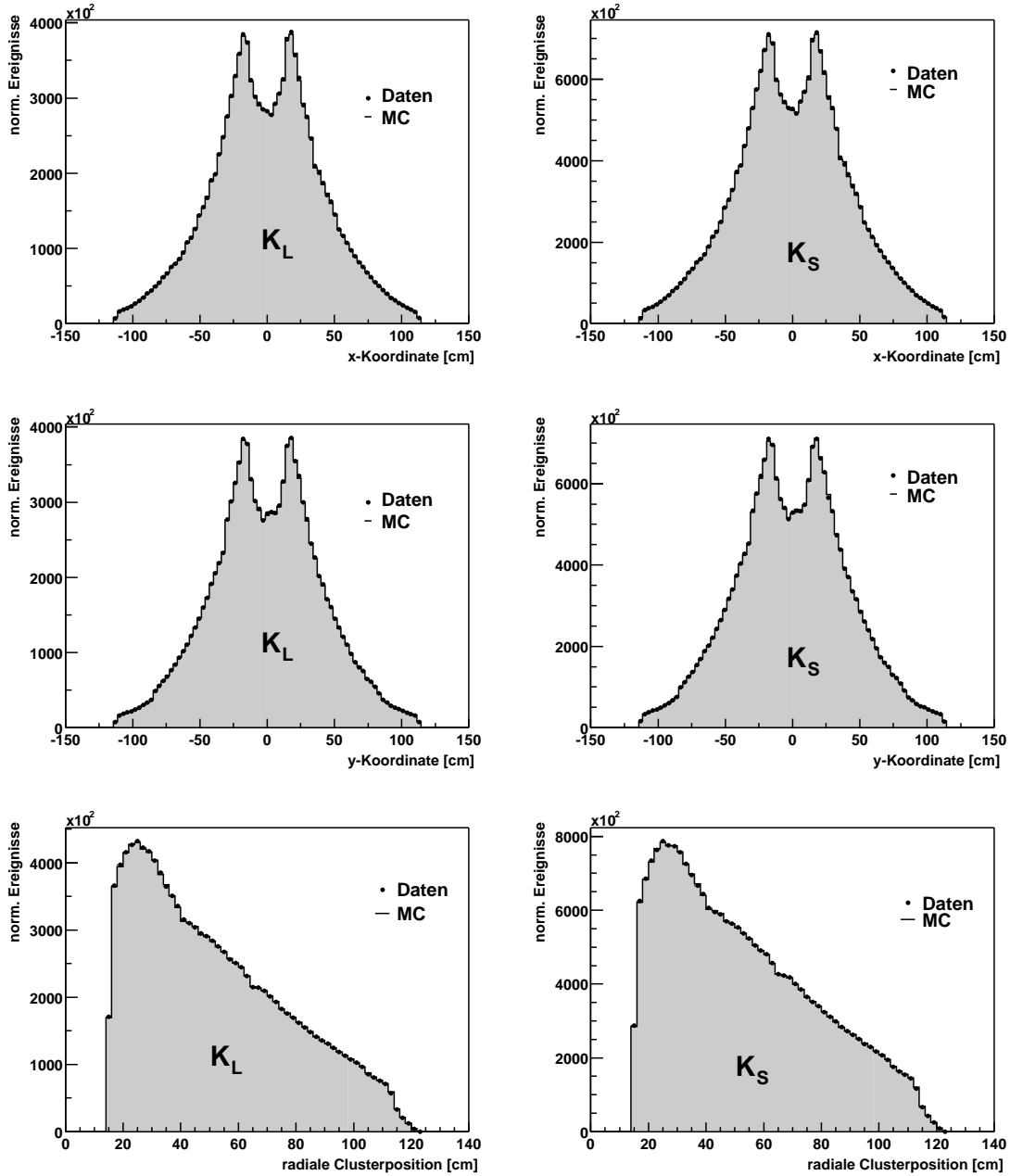


Abbildung C.5: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der x-, bzw. y-Koordinate der rekonstruierten Schauer für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in neutrale Pionen. Unten ist der Vergleich für die radiale Position der Schauer gezeigt.

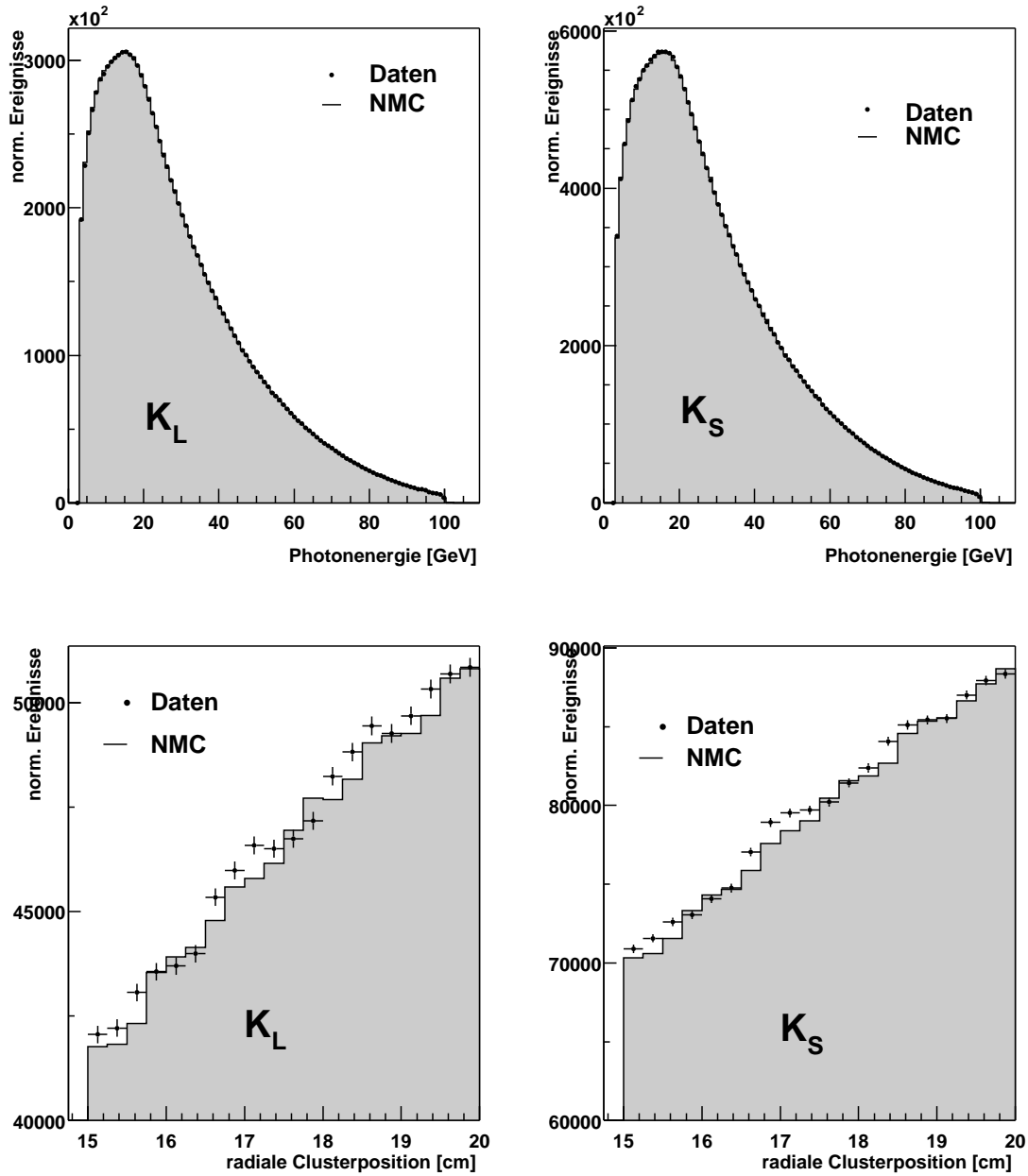


Abbildung C.6: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) in der Energie der rekonstruierten Schauer für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in neutrale Pionen. Die beiden Abbildungen unten zeigen den Vergleich von Daten und NMC für die radiale Clusterposition für K_L - (links) und K_S -Zerfälle (rechts) im Bereich von 15 cm bis 20 cm.

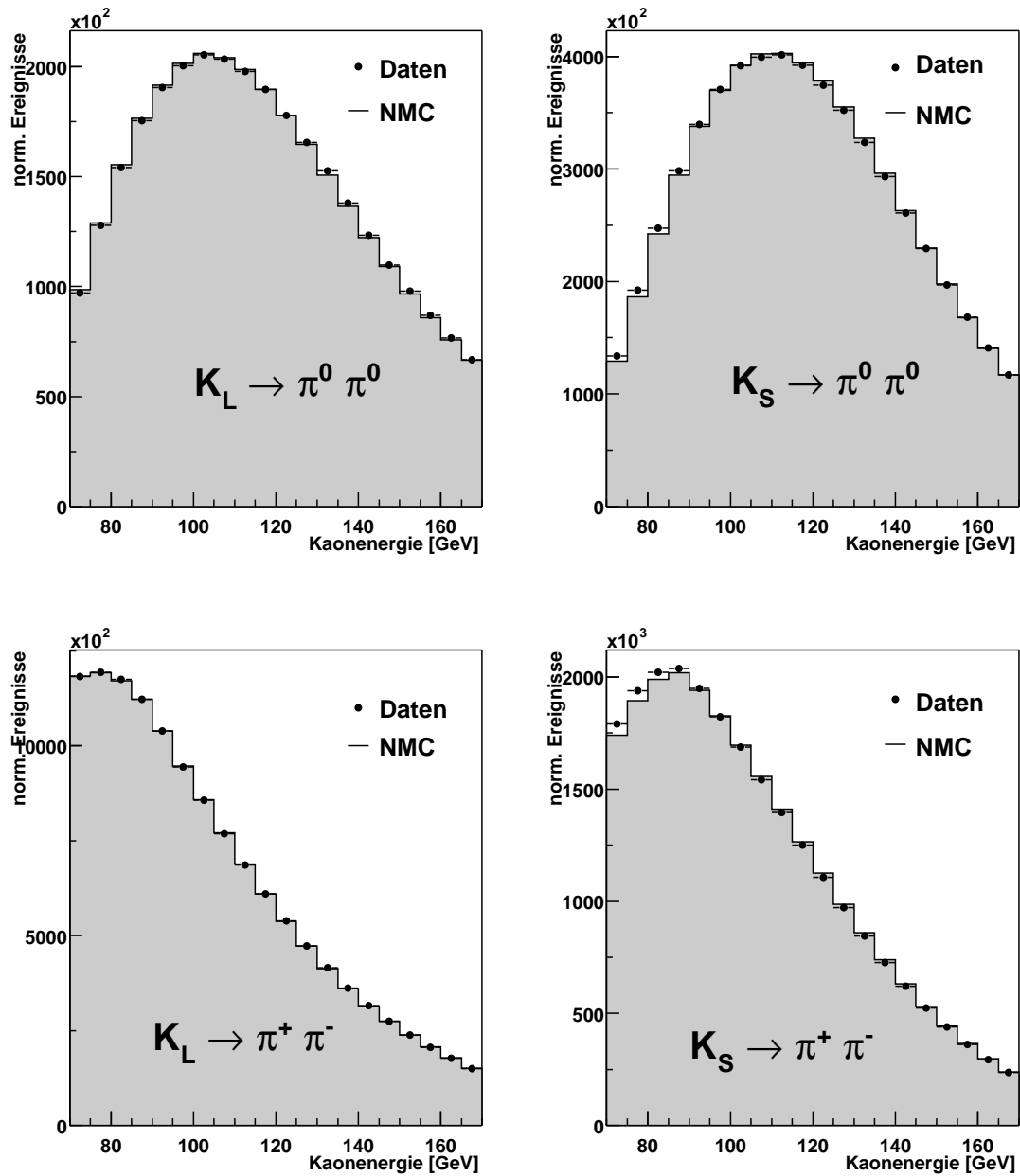


Abbildung C.7: Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo-Simulation (NMC) für die rekonstruierte Kaonenergie für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in neutrale (oben) bzw. geladene Pionen (unten).

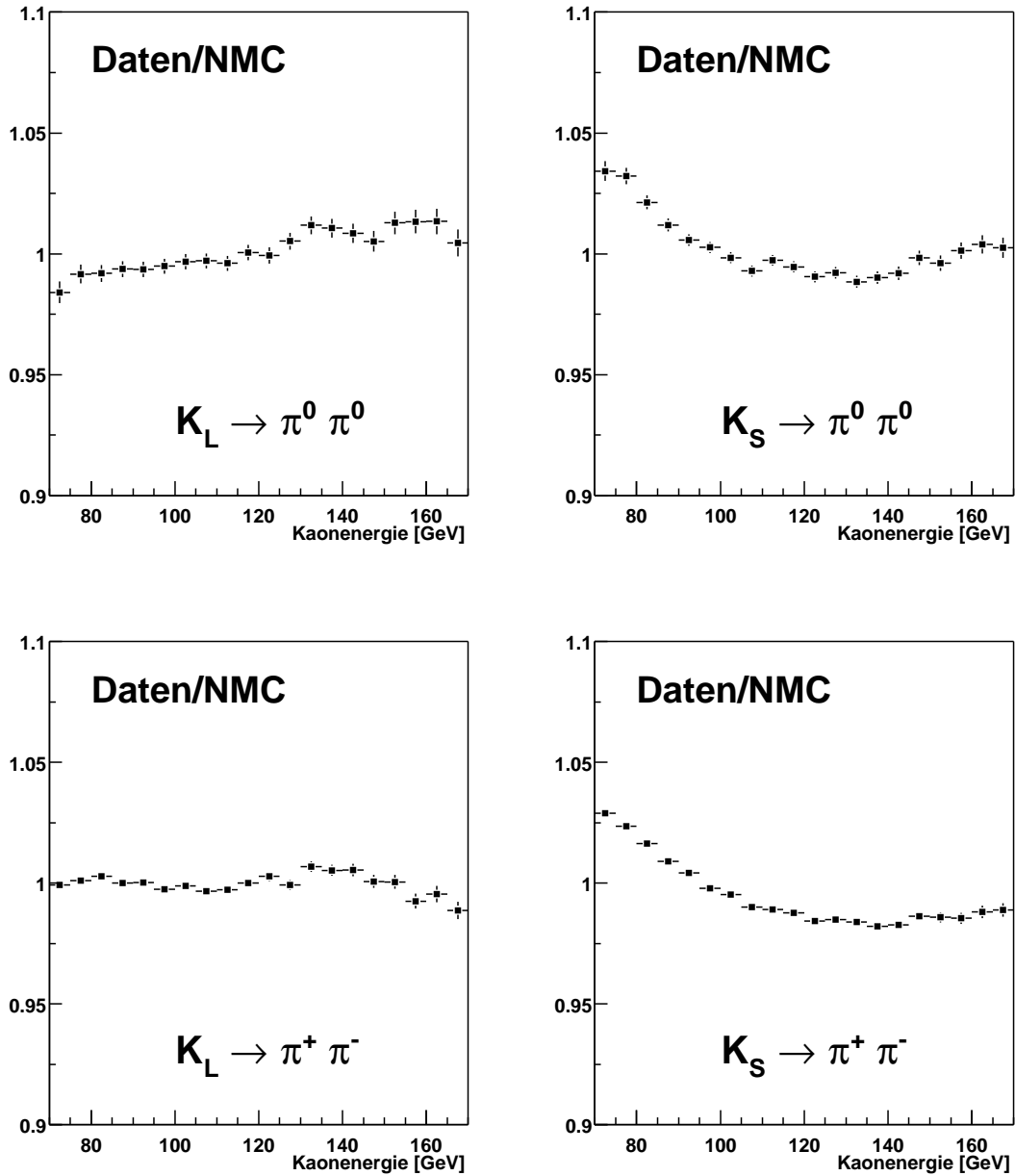


Abbildung C.8: Das Verhältnis Daten/Monte-Carlo-Simulation (NMC) für die Kaonenergie für K_L - (links) bzw. K_S -Zerfälle (rechts) in neutrale (oben) bzw. geladene Pionen (unten).

D Extrapolation des geladenen Untergrunds

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie die unbekannt Anteile von K_{e3} - und $K_{\mu3}$ -Zerfällen an den $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignissen in der Signalregion aus den bekannten Populationen von K_{e3} und $K_{\mu3}$ in den Kontrollregionen bestimmt werden können.

Bezeichnen L , E und M die Datensätze für $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, K_{e3} und $K_{\mu3}$ und seien e , μ die unbekannte Zahl von K_{e3} - bzw. $K_{\mu3}$ -Zerfällen im Datensatz L , dann kann man die Verteilung von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignissen in den beiden Kontrollregionen 1 und 2 schreiben als

$$L_1 = e_1 + \mu_1 \quad (\text{D.1})$$

$$L_2 = e_2 + \mu_2. \quad (\text{D.2})$$

D.h. die Kontrollregionen sind (per definitionem) nur von K_{e3} und $K_{\mu3}$ bevölkert. Gesucht sind e_S und μ_S (S für *Signal*) als Funktion der bekannten Größen.

Unter der Annahme, dass das Verwerfen und die Selektion der Untergrundkanäle unabhängig von $p_t'^2$ und $m_{\pi\pi}$ sind, kann man schreiben:

$$\frac{e_S}{e_S + E_S + X_S^e} = \frac{e_1}{e_1 + E_1 + X_1^e} = \frac{e_2}{e_2 + E_2 + X_2^e} \quad (\text{D.3})$$

Hier bezeichnen X^e die Anzahl an K_{e3} -Ereignissen, die weder im $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Datensatz (e) noch im K_{e3} -Datensatz (E) akzeptiert wurden. Daraus folgt

$$\frac{e_S}{E_S} = \frac{e_1}{E_1} = \frac{e_2}{E_2}. \quad (\text{D.4})$$

Es ergibt sich eine komplett symmetrische Gleichung für $K_{\mu3}$:

$$\frac{\mu_S}{M_S} = \frac{\mu_1}{M_1} = \frac{\mu_2}{M_2}. \quad (\text{D.5})$$

Gleichungen D.4 und D.5 können in D.1 und D.2 eingesetzt werden und man erhält e_S und μ_S als Funktion der bekannten Größen:

$$e_S = E_S \frac{M_2 L_1 - M_1 L_2}{E_2 M_1 - E_1 M_2} \quad (\text{D.6})$$

$$\mu_S = M_S \frac{E_2 L_1 - E_1 L_2}{E_2 M_1 - E_1 M_2}. \quad (\text{D.7})$$

Gleichungen D.6 und D.7 wurden benutzt um den Untergrundanteil in der Signalregion zu bestimmen (siehe Kapitel 4.4).

Literaturverzeichnis

- [Anv98] S. Anvar et al., *The charged trigger system of NA48 at CERN*, Nucl. Instr. Meth. **A 419**, 686 (1998).
- [Arc00] R. Arcidiacono et al., *The Trigger Supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS*, Nucl. Instr. Meth. **A 443**, 20 (2000).
- [Aug98] I. Augustin et al., *The drift chamber electronics and readout for the NA48 experiment at the CERN SPS*, Nucl. Instr. Meth. **A 403**, 472 (1998).
- [Bar93] G. D. Barr et al., *A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system*, Phys. Lett. **B 317**, 233 (1993).
- [Bar93] G. D. Barr et al., *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure*, Nucl. Instr. Meth. **A 370**, 413 (1993).
- [Bar02] G. D. Barr et al., *The trigger for $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ decays of the NA48 experiment at CERN*, Nucl. Instr. Meth. **A 485**, 676 (2002).
- [Bat02] J. R. Batley et al., *A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions*, Phys. Lett. **B 544**, 97 (2002).
- [Bed95] D. Bédérède et al., *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*, Nucl. Instr. Meth. **A 367**, 88 (1995).
- [Bel99] A. A. Bel'kov et al., *Phenomenological analysis of ε'/ε within an effective chiral Lagrangian approach at $\mathcal{O}(p^6)$* , hep-ph/9907335 (1999).
- [Ber98] H. Bergauer et al., *The tagging detector of the CP-violating experiment NA48 at CERN*, Nucl. Instr. Meth., **A 419**, 623 (1998).
- [Ber00] S. Bertolini et al., *Theory of the CP-violating parameter ε'/ε* , Rev. Mod. Phys., **72**, 65 (2000).

- [Ber01] S. Bertolini et al., *An updated analysis of ε'/ε in the standard model with hadronic matrix elements from chiral quark model*, Phys. Rev., **D 63**, 056009 (2001).
- [Bij00] J. Bijnens und J. Prades, *$\varepsilon'_K/\varepsilon_K$ in the chiral limit*, JHEP, **06**, 35 (2000).
- [Bil02] Allgemeiner Fundus an NA48-Bildern in Mainz. Diese Bilder sind im Computernetzwerk der ETAP-Arbeitsgruppe im Verzeichnis /home/users/na48sw/pictures/ zu finden.
- [Bos00] S. Bosch et al., *Standard model confronting new results for ε'/ε* , Nucl. Phys., **B 565**, 3 (2000).
- [Cer96] C. Cerri in A. Antonelli et al. (Eds), Proc. VI Int. Conf. on Calorimetry in HEP, Frascati Physics Serie 6, 841 (1996).
- [Cha96] G. Martin-Chassard et al. in A. Antonelli et al. (Eds), Proc. VI Int. Conf. on Calorimetry in HEP, Frascati Physics Serie 6, 799 (1996).
- [Che00] H. Y. Cheng, *Factorization approach for the $\Delta I=1/2$ rule and ε'/ε in Kaon Decays*, Chin. J. Phys. **38**, 1044 (2000).
- [Chr64] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [Dav94] M. Davi, *Erster Test des Hadronkalorimeters für das Experiment NA48 am CERN*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Mainz (1994).
- [Ciu00] M. Ciuchini et al., *Combined analysis of the unitarity triangle and CP violation in the Standard Model*, Nucl. Phys. **B 573**, 201 (2000).
- [Ciu01] M. Ciuchini, *Theoretical status of ε'/ε* , Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **99B**, 27 (2001).
- [Dob96] N. Doble, L. Gatignon and P. Grafström, *A novel application of bent crystal channeling to the production of simultaneous particle beams*, Nucl. Instr. Meth. **B 119**, 181 (1996).
- [Dob02] N. Doble, *A Post-Mortem on Hi-Pt Events in ε'/ε* , Präsentation NA48-Meeting, (Mai 2002).
- [Dos01] R.S. Dosanjh, *A Measurement of Direct CP Violation with the NA48 Experiment*, Doktorarbeit zur Veröffentlichung vorgesehen, University of Cambridge (2001).
- [Ebe97] C. Ebersberger, *The Proton Tagging System for a Neutral Kaon Decay Experiment*, Dissertation, Shaker Verlag, Aachen, (1997).

-
- [Epp00] M. Eppard, *Tagging inefficiency and dilution in 1999 data*, NA48-Note 00-2, (2000).
- [Fab00] M. Fabbrichesi, *Estimating ε'/ε in the standard model independent of $Im \lambda_t$* , Phys. Rev. **D 62**, 097902 (2000).
- [GEA94] *GEANT Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup, **W5013**, (1994).
- [Gib93] L. K. Gibbons et al., *Measurement of the CP violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$* , Phys. Rev. Lett. **70**, 1203 (1993).
- [Gra01] J.A. Graham, *Measurements of the direct CP-violating parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ and the kaon sector parameters δm , τ_S and Φ_{+-}* , Dissertation, University of Chicago, (2001).
- [Hag02] K. Hagiwara et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D 66**, 010001 (2002).
- [Hal98] B. Hallgren et al., *The NA48 LKr calorimeter digitizer electronics chain*, Nucl. Instr. Meth. **A 419**, 680 (1998).
- [Ham01] T. Hambye und P.H. Soldan, *$1/N_C$ and ε'/ε* , Nucl. Phys. Proc. Suppl. **96**, 323 (2001).
- [Hay01] B. Hay et al., *Compact 5.2 User Guide*, (2001).
- [Jar85] C. Jarlskog, *Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP nonconservation*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).
- [Jei97] M. Jeitler et al., *The clock and control signal distribution system for the NA48 experiment*, Nucl. Instr. Meth., **A 400**, 101 (1997).
- [Kal95] A. Kalter, *Bau eines Hodoskops aus szintillierenden Fibern für das NA48-Experiment und Messungen mit einem Prototypen*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Mainz (1995).
- [Kek99] V. Kekelidze, *Data '98*, Präsentation NA48-Meeting, (Oktober 1999).
- [Kob73] M. Kobayashi and K. Maskawa, *CP violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [Lai01] A. Lai et al., *A precise measurement of the direct CP violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$* , Eur. Phys. J. **C 22**, 231 (2001).
- [Lee56] T.D. Lee and C.N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).

- [Len01] M. Lenti, *Intensity weighting using the K_S over K_L ratio in 98 and 99 data*, NA48-Note 01-10, (2001).
- [Lüd57] G. Lüders, *Proof of the TCP Theorem*. Ann. Phys. **2** (1957).
- [Mik99] I. Mikulec und I. Wingerter-Seez, *1997 and 1998 epsilon'/epsilon compact filters run at CERN*, NA48-Note 99-24, (1999).
- [Moo94] R. Moore, R. DeWolf and T.O. White, *Description of the mu-veto counters*, NA48-Note 94-01, (1994).
- [Moo96] R. Moore et al., *Measurement of pair-production by high energy photons in an aligned tungsten crystal*, Nucl. Instr. Meth., **B 119**, 149 (1996).
- [Nam61] Y. Nambu und G. Jona-Lasinio, *Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. I*, Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
- [Nam61b] Y. Nambu und G. Jona-Lasinio, *Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. II*, Phys. Rev. **124**, 246 (1961).
- [Pal99] S. Palestini et al., *Space charge ionization detectors and the NA48 electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A 421**, 75 (1999).
- [Pal01] E. Pallante et al., *The Standard Model Prediction for ϵ'/ϵ* , hep-ph/0105011, (2001).
- [Pau55] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*, Oxford, Pergamon 2. Auflage, 1955.
- [Pet98] A. J. Peters, *Aufbau und Installation einer PC-Farm zur Datennahme mit dem NA48-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Physik, Mainz (1998).
- [Schö96] V. Schönharting, *NMC User's Guide*, NA48-Note 96-17 (1996).
- [Tor96] NA48 Torino Group, *Na48 Anticounters: Design, Construction, Installation and 93-94 test beam*, NA48-Note 96-3, (1996).
- [Una00] G. Unal, *Tail effect on neutral background*, Präsentation NA48-Meeting, (November 2000).
- [Una01] G. Unal, *Summary of neutral reconstruction uncertainties on R for 1998-1999 data*, NA48-Note 01-07, (2001).

- [Wit01] M. Wittgen, *The NA48 on-line PC farm*, Nucl. Instr. Meth. **A461**, 478 (2001).
- [Wol64] L. Wolfenstein, *Violation of CP invariance and the possibility of very weak interactions*, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
- [Wu57] C.S. Wu et al., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [Wu01] Y. L. Wu, *New prediction for the direct CP-violation parameter ε'/ε and the $\Delta I = 1/2$ rule*, Phys. Rev., **D 64**, (2001).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Boxgraphen zum ($\Delta S=2$)-Übergang $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$	12
1.2	Das Unitaritätsdreieck	14
1.3	Pinguingraphen zur direkten CP-Verletzung	16
1.4	Theoretische Vorhersagen für ε'/ε	17
2.1	Schematische Darstellung des NA48-Strahlensystems	21
2.2	Der NA48-Detektor	22
2.3	Der Tagging-Detektor	23
2.4	Der K_S -Antizähler	24
2.5	Das Hodoskop für geladene Teilchen	27
2.6	Auslesezone des elektromagnetischen Kalorimeters	28
2.7	Das Hadronkalorimeter	29
2.8	Das NA48-Triggersystem	31
3.1	Die Analyse im Überblick	36
3.2	Lebensdauerverteilung für K_S -, und K_L -Ereignisse	37
3.3	COG-Verteilung für neutrale Ereignisse	42
3.4	E/p-Verteilung für geladene K_L -Zerfälle	44
3.5	Asymmetrie der Impulse für geladene Kaonzerfälle	45
3.6	Verteilung der $m_{\gamma\gamma}$ -Massen für neutrale K_S -Ereignisse	48
3.7	Das rohe Doppelverhältnis R_{raw}	49
4.1	Taggingzeitverteilung für geladene Kaonzerfälle	52
4.2	Vertexverteilung für rekonstruierte $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Ereignisse	53
4.3	Zeitverteilung der Protonen für neutrale K_L -Ereignisse	54
4.4	Akzeptanzen als Funktion der Kaonenergie	55
4.5	Akzeptanzen als Funktion der Lebensdauer	56
4.6	Die Akzeptanzkorrektur pro Energiebin	57
4.7	Effizienz des neutralen Triggers	60
4.8	Effizienz des E_{tot} -Triggers	61
4.9	Effizienz des MBX-Triggers	62
4.10	K_L - und K_S -Ereignisse in der p_t^2 - $m_{\pi\pi}$ -Ebene	64
4.11	K_{e3} - und $K_{\mu 3}$ -Ereignisse in der p_t^2 - $m_{\pi\pi}$ -Ebene	65
4.12	Darstellung der Signal- und Kontrollregionen	66

4.13	Geladener Untergrund als Funktion der Kaonenergie	66
4.14	$\sigma(R_{\text{Ellipse}})$ -Verteilung für neutrale Ereignisse	68
4.15	Neutraler Untergrund vs. Kaonenergie bzw. Lebensdauer	69
4.16	Radiale COG-Verteilung für K_S - und K_L -Zerfälle	71
4.17	Verteilung der Ereignisse mit hohem transversalen Impuls	72
4.18	z_{Vertex} -Verteilung für neutrale K_S -Ereignisse (NMC)	73
4.19	Differenz der AKS-Position für Daten und NMC	75
5.1	Doppelverhältnis R_{true} als Funktion der Kaonenergie	80
5.2	Experimentelle Resultate der $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ -Messungen	81
B.1	Definition des transversalen Impulses p_t	88
B.2	Definition des modifizierten transversalen Impulses p'_t	88
C.1	Daten-NMC-Vergleich: x-Koordinate der negativen Spur	90
C.2	Daten-NMC-Vergleich: x-Koordinate der positiven Spur	91
C.3	Daten-NMC-Vergleich: y-Koordinate der negativen Spur	92
C.4	Daten-NMC-Vergleich: y-Koordinate der positiven Spur	93
C.5	Daten-NMC-Vergleich: Position der rekonstruierten Schauer im LKr	94
C.6	Daten-NMC-Vergleich: Energie der rekonstruierten Schauer im LKr	95
C.7	Daten-NMC-Vergleich: Kaonenergie	96
C.8	Verhältnis Daten/NMC für die Kaonenergie	97

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermiondoublets des Standardmodells	10
1.2	Die fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells	10
1.3	Die Eigenschaften der neutralen Kaonen	11
3.1	Rohe Ereigniszahlen vor allen Korrekturen	49
4.1	Systematische Untersuchungen zur Akzeptanzkorrektur	58
4.2	Triggereffizienzen und Korrekturen auf R	59
4.3	Definition der Signal- und Kontrollregionen	67
4.4	Systematische Untersuchungen zum geladenen Untergrund	67
4.5	Systematische Untersuchungen zur Kalibration des LKr	74
4.6	Verluste und Gewinne durch zufällige Aktivität im Detektor	77
5.1	Systematische Korrekturen auf das Doppelverhältnis R_{raw}	79
5.2	Ereigniszahlen für 1998 und 1999	79