



CERN-THESIS-2002-068

Messung des Verzweigungsverhältnisses des seltenen Zerfalls

$$K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

mit dem NA48-Detektor

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

Andreas Hirstius
geboren in Schwerin

Mainz 2002

Tag der mündlichen Prüfung: 25. November 2002

The best scientist is open to experience and begins with romance – the idea that anything is possible.

Ray Bradbury

Zusammenfassung

Die Daten, die im Jahr 2000 mit dem NA48-Detektor aufgenommen wurden, werden in dieser Arbeit dazu verwendet, das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ zu bestimmen. Zur Reduktion der Unsicherheit auf diese Messung wurde ausserdem das Verhältnis der Zerfallsbreiten der Zerfälle $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$: $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ gemessen.

Für das Verzweigungsverhältnis von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ existiert eine eindeutige und endliche Vorhersage in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ der Chiralen Störungstheorie (χ PT) von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)(\mathcal{O}(p^4)) = (2,1 \pm 0,1) \times 10^{-6}$. Alle bisherigen Messungen befanden sich in guter Übereinstimmung mit dieser Vorhersage.

Die Ergebnisse der für diese Arbeit durchgeführten Analyse lauten:

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}}) \times 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.72 \pm 0.08$$

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{\text{(stat)}} \pm 0,02_{\text{(sys)}}) \times 10^{-3}$$

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,02_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}} \pm 0.08_{\text{(ext)}}) \times 10^{-4}$$

Der Fehler auf $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ konnte um einen Faktor vier gegenüber früheren Messungen reduziert werden. Das daraus mit Hilfe von $\text{BR}(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ berechnete Verzweigungsverhältnis von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ist nur um einen Faktor 1,7 genauer als frühere Ergebnisse, da die Unsicherheit auf $\text{BR}(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ vergleichsweise groß ist.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ wurde mit einem Fehler von weniger als 3 % gemessen und ist damit um einen Faktor 7 genauer als vorherige Messungen. So konnte auch erstmals gezeigt werden, dass die Vorhersage der χ PT in Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ nicht ausreicht, um die Messung zu beschreiben.

Summary

The data collected in the year 2000 with the NA48 detector is used in this work to measure the branching ratio of the decay $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. In order to reduce the uncertainty of this measurement the ratio of the partial decay widths of the decays $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ and $K_L \rightarrow 3\pi^0$: $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ was measured in addition. There exists a finite and unambiguous prediction of the branching ratio of the decay $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ in order $\mathcal{O}(p^4)$ of chiral perturbation theory (χ PT) of:
 $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)(\mathcal{O}(p^4)) = (2,1 \pm 0,1) \times 10^{-6}$.

All previous measurements are in good agreement with this prediction.

The results of the analysis done for this work are the following:

$$BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{(stat)} \pm 0,04_{(sys)}) \times 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.72 \pm 0.08$$

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{(stat)} \pm 0,02_{(sys)}) \times 10^{-3}$$

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,02_{(stat)} \pm 0,04_{(sys)} \pm 0.08_{(ext)}) \times 10^{-4}$$

The uncertainty of $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ is reduced by a factor of 4 compared to previous measurements. Using the $BR(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ a branching ration for $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ is also calculated. Due to the uncertainty of $BR(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ the calculated $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ is only a factor of 1,7 more precise than the current best value.

The branching ratio of the decay $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ is measured with an uncertainty of less than 3 %. Compared to the previous best measurement the uncertainty is reduced by a factor of about 7. It is shown for the first time that the prediction of χ PT in order $\mathcal{O}(p^4)$ is not sufficient to describe the measurement.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.2	Das System der neutralen Kaonen	4
2.3	Die Quantenchromodynamik (QCD)	6
2.4	Die chirale Störungstheorie (χ PT)	7
2.5	Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$	10
2.5.1	Verbindung zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	12
3	Das NA48-Experiment	15
3.1	Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)	16
3.2	Die Strahlführung	16
3.3	Die Detektoren	19
3.3.1	Das elektromagnetische Kalorimeter (LKr)	19
3.3.2	Das Hodoskop für neutrale Teilchen	24
3.3.3	Das Hadron-Kalorimeter (HAC)	25
3.3.4	Das Hodoskop für geladene Teilchen	26
4	Trigger- und Datenerfassungssystem	29
4.1	Der Zeitstandard des Experiments	30
4.2	Die Level-1-und Level-2-Trigger	31
4.3	Die Online-PC-Farm	32
4.4	Der Level-3-Trigger und das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (CDR)	33
4.5	Die verwendeten Datenformate	33
4.5.1	Das Rohdaten-Format <i>RAW</i>	33
4.5.2	Das <i>COmPACT</i> -Datenformat	34
4.5.3	Das <i>SuperCOmPACT</i> -Datenformat	34

5	Ereignisrekonstruktion	37
5.1	Rekonstruktion der Kalorimeterdaten	37
5.2	Berechnung kinematischer Größen	41
5.2.1	Gesamtenergie	41
5.2.2	Energieschwerpunkt (<i>Centre Of Gravity, COG</i>)	41
5.2.3	Zerfallsvertex des Kaons (z_{vertex})	42
5.2.4	χ^2 für $2\pi^0$ - und $3\pi^0$ -Zerfälle	43
6	Datenanalyse – Grundlagen	45
6.1	Allgemeine Anmerkungen	45
6.2	Die Berechnung von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$	46
6.3	Die Ereignisauswahl	48
6.3.1	Vorselektion durch die Level-3 Filter	48
6.3.2	Photon-Identifikation und Geometrieschnitte	48
6.3.3	Kaon-Energie-Verteilung ($E_{K_{\text{aon}}}$)	51
6.3.4	Energieschwerpunkt (COG)	51
6.3.5	z_{vertex} -Schnitt	51
6.3.6	χ^2 -Schnitt in der $2\pi^0$ und $3\pi^0$ Selektion (r_{ellipse})	52
6.3.7	Schnitt auf die HAC-Energie	53
6.3.8	Schnitt auf die Schauerbreite	53
6.4	Berücksichtigung von Dalitz-Zerfällen	55
7	Monte-Carlo-Simulation der Zerfälle im Detektor	59
7.1	Simulation der Kaonen	59
7.2	Simulation der Zerfälle	60
7.3	Generierte Zerfälle	61
7.3.1	Die Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	61
7.3.2	Die Zerfälle $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$	62
7.3.3	Die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$	62
7.3.4	Die Zerfälle $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	63
7.3.5	Simulationsparameter	63
7.4	Der Vergleich von Daten mit der Monte-Carlo-Simulation	65
8	Datenanalyse –	
	Messung von $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)}$	73
8.1	Die Ereignisselektion	73
8.2	Die Akzeptanzen	74
8.3	Die Untergrundkanäle	76
8.3.1	Untergrund zu $K_L \rightarrow 3\pi^0$	76

8.3.2	Untergrund zu $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	77
8.4	Berechnung von $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)}$	85
8.5	Systematische Unsicherheiten	87
8.5.1	Fit mit der Maximum-Likelihood-Fit-Methode	87
8.5.2	Variation des Schnittes auf die Schauerbreite	87
8.5.3	Variation des minimalen E_γ -Schnittes	88
8.5.4	Stabilität des Ergebnisses	88
8.5.5	Variation des r_{ellipse} -Schnittes	90
8.5.6	Abschätzung des Untergrunds	90
8.5.7	Zusammenfassung der systematischen Fehler	90
8.6	Ergebnis der Messung	91

9 Datenanalyse –

	Messung von $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$	93
9.1	Die Ereignisselektion	93
9.2	Die Akzeptanzen	97
9.3	Untergrundkanäle der Zerfälle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$	99
9.3.1	Der Untergrund zum Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$	99
9.3.2	Der Untergrund zum Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$	102
9.4	Untergrundkanäle zum Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$	102
9.4.1	Der Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	102
9.4.2	Die Zerfälle $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	102
9.4.3	Untergrund von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfällen	103
9.4.4	Weitere Untergrundquellen	108
9.5	Berechnung von $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$	116
9.6	Systematische Unsicherheiten	118
9.6.1	Fit mit der Maximum-Likelihood-Fit-Methode	118
9.6.2	Variation des Schnittes auf die Schauerbreite	118
9.6.3	Stabilität des Ergebnisses	119
9.6.4	Variation des minimalen E_γ -Schnitts	120
9.6.5	Variation des r_{ellipse} -Schnittes	120
9.6.6	Abschätzung des Untergrunds	121
9.6.7	Zusammenfassung der systematischen Fehler	122
9.7	Ergebnis der Messung	123

10 Zusammenfassung und Ausblick

125

A	Der Level-3-Trigger und das CDR-System	127
A.1	Der Level-3-Trigger	127
A.1.1	Das Kernprogramm	128
A.1.2	Die <i>ACTION</i>	129
A.1.3	Die <i>FILTER</i>	129
A.2	Das CDR-System	142
B	Die Maximum-Likelihood-Fit-Methode	151
	Abbildungsverzeichnis	158
	Tabellenverzeichnis	160
	Literaturverzeichnis	161

Kapitel 1

Hell, there are no rules here! We're trying to accomplish something.

Thomas A. Edison

Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist eine genaue Messung des Verzweigungsverhältnisses des seltenen Kaonzerfalls $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. Dieser Zerfall ist von besonderem Interesse, da er einer von zwei Zerfällen ist, für den aus der Theorie eine eindeutige und endliche Vorhersage für das Verzweigungsverhältnis berechnet werden kann. Diese Vorhersage in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ der Chiralen Störungstheorie (χ PT) lautet:

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)_{\mathcal{O}(p^4)} = (2, 1 \pm 0, 1) \times 10^{-6}$$

Alle bisherigen Messungen

$$\text{NA31/95 [Bar95]} : \text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2, 4 \pm 0, 9) \times 10^{-6}$$

$$\text{NA48/99 [Lai00]} : \text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2, 58 \pm 0, 44) \times 10^{-6}$$

hatten eine relativ große Unsicherheit und waren mit der Vorhersage in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ verträglich.

Durch eine genaue Messung des Verzweigungsverhältnisses ließe sich nun bestimmen, ob die Vorhersage der Chiralen Störungstheorie in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ ausreicht, um die Daten zu beschreiben oder ob höhere Ordnungen berücksichtigt werden müssen. Beim Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, der gewisse Ähnlichkeiten zum Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ besitzt, unterscheiden sich beispielsweise die Vorhersage in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ und das gemessene Verzweigungsverhältnis um etwa einen Faktor zwei. Die genaue Messung des Verzweigungsverhältnisses stellt somit einen sehr guten Test höherer Ordnungen der Chiralen Störungstheorie dar.

Mit den Daten, die vom NA48-Experiment im Jahr 2000 aufgenommen wurden, bestand nun erstmals die Möglichkeit das Verzweigungsverhältnis von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ so genau zu messen, dass der Einfluss höherer Ordnungen untersucht werden kann.

Im folgenden Kapitel wird nach einer kurzen Einführung in die Chirale Störungstheorie der theoretische Hintergrund zum Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ vorgestellt.

Es folgt in den Kapiteln 3 und 4 eine Beschreibung des NA48-Detektors und des Trigger- und Datennahmesystems.

Kapitel 5 beschäftigt sich ausführlich mit der Rekonstruktion der Daten und der Berechnung der verwendeten Größen.

Bei der Messung des Verzweigungsverhältnisses ist es wichtig die Akzeptanz des Detektors zu kennen und den Einfluss von Untergrundzerfällen zu bestimmen. Unter Akzeptanz versteht man den Anteil der $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle bei denen die beiden Photonen den Detektor erreichen und der Zerfall richtig rekonstruiert wird. Als Untergrundzerfälle werden Zerfälle bezeichnet, die im Detektor die gleiche Signatur aufweisen wie der gesuchte Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. Für die Bestimmung der Akzeptanz und des Einflusses von Untergrundzerfällen werden die entsprechenden Zerfälle simuliert und die Reaktion der Detektoren möglichst wirklichkeitsnah wiedergegeben. Dies wird in Kapitel 7 beschrieben.

Wie am Anfang des Kapitels 6 dargestellt wird, erhält man durch den Untergrund aus $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen eine erhebliche systematische Unsicherheit auf die Messung des Verzweigungsverhältnisses von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. Dieser Untergrund ist im Detektor ununterscheidbar vom Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und muss daher berechnet werden. Die Benutzung der vorhandenen Tabellenwerte führt zu einem relativ großen systematischen Fehler. Aus diesem Grund wurde eine Messung des Verhältnisses der Zerfallsbreiten von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ($\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$) vorgenommen. Daher werden in Kapitel 6 auch die für die Messung des Verzweigungsverhältnisses von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und die Messung von $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ verwendeten Selektionskriterien vorgestellt.

Die eigentliche Messung von $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ wird dann in Kapitel 8 detailliert beschrieben.

In dem darauf folgenden Kapitel 9 wird dann die Messung des Verzweigungsverhältnisses von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ vorgestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in den Jahren 2000 und 2001 die dritte Triggerstufe (Level-3-Trigger) und das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (CDR) des NA48-Experimentes betreut. Dabei wurden beide Systeme während der Datennahme überwacht und auf verbesserte Stabilität und erhöhten Datendurchsatz optimiert. Eine ausführliche Beschreibung beider Systeme findet sich im Anhang.

Kapitel 2

*Though this be madness, yet
there is method in't.*

William Shakespeare

Theorie

2.1 Das Standardmodell

Nach unserem gegenwärtigen Wissensstand können vier fundamentale Kräfte in der Natur unterschieden werden: 2.1 zusammengefasst.

	Reichweite	Kopplungsstärke	Austauschteilchen
Starke Kraft	$10^{-15} - 10^{-16} \text{ m}$	$\sim 10^{-1}$	Gluon
Elektromagnetismus	∞	$\sim 10^{-2}$	Photon
Schwache Kraft	$10^{-18} - 10^{-19} \text{ m}$	$\sim 10^{-2}$	$W^{\pm}, Z^0$
Gravitation	∞	$\sim 10^{-39}$	Graviton

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Kräfte der Natur.

Mit der Einführung einer $SU(2)$ -Symmetrie mit lokaler Eichinvarianz, dem Beispiel der $U(1)$ -Symmetrie der QED folgend, wurde die Schwache Kraft renormierbar, d.h. die Divergenzen können renormiert werden und verschwinden somit. Das Prinzip der spontanen Symmetriebrechung, wie es von Higgs und Kibble [Higgs64-67] vorgeschlagen wurde, führt die Massen der Teilchen ein, wobei die lokale Eichinvarianz beibehalten wird.

Auf diesen Ideen aufbauend, haben Glashow, Salam und Weinberg [GSW61-72] das sogenannte Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung entwickelt. Die starke Kraft wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, die eine $SU(3)$ -Gruppenstruktur besitzt. Ihr unterliegen nur die Quarks und die Austauschteilchen (Gluonen) selbst und die Wirkung beschränkt sich auf sehr kleine Entfernungen.

Die Quarks können nicht als einzelne eigenständige Teilchen existieren, da sie eine Farbladung tragen und beobachtbare Teilchen immer farbneutral („weiß“) sein müssen. Dies wird erreicht, indem mehrere Quarks gebundene Zustände eingehen.

Hierbei bezeichnet man die gebundenen Zustände mit zwei Quarks als *Mesonen* und die gebundenen Zustände von drei Quarks als *Baryonen*.

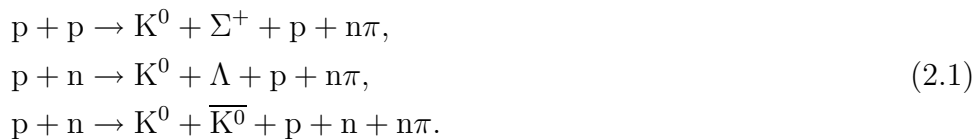
Das Standardmodell erfüllt als Quantenfeldtheorie das CPT-Theorem das von Pauli [Pau55] und Lüders [Lue57] aufgestellt wurde. Dieses besagt, dass alle kausalen und lokalen Feldtheorien unter Anwendung der aller drei Transformationen der Ladungskonjugation (C), der Parität (P) und der Zeitumkehr (T) in beliebiger Reihenfolge invariant sein müssen. Über die Brechung bzw. Verletzung einzelner Symmetrien oder Kombinationen zweier Symmetrien wird keine Aussage getroffen. Im Jahre 1956 postulierten Lee und Yang [Lee56], dass die Paritätssymmetrie (P) in der Schwachen Wechselwirkung verletzt ist. Wu et al. konnten dies noch im gleichen Jahr experimentell nachweisen [Wu57]. Christenson, Cronin, Fitch und Turlay zeigten 1964, dass auch die kombinierte Symmetrie CP nicht immer erhalten ist, indem sie erstmals den Zerfall des langlebigen neutralen Kaons in zwei geladene Pionen beobachteten [Chr64].

2.2 Das System der neutralen Kaonen

Kaonen gehören zum Oktett der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$). Die neutralen Kaonen K^0 und $\bar{K}^0$ mit dem Quarkinhalt $(\bar{s}, d)$ bzw. $(s, \bar{d})$ sind die leichtesten Teilchen mit nicht verschwindender *Strangeness*. Die *Strangeness* S ist durch das Vorhandensein eines s -(*strange*)-Quark definiert ($S(s) = -1$; $S(\bar{s}) = 1$).

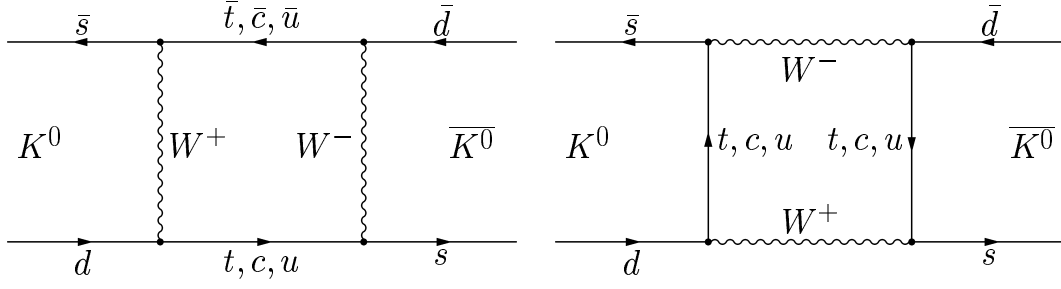
Aufgrund ihres Quarkinhalts können die Kaonen ausschließlich über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Insbesondere ist keine direkte elektromagnetische Wechselwirkung zwischen $\bar{s}, d$ bzw. $s, \bar{d}$ möglich.

Die Erzeugung von Kaonen geschieht bei NA48 in hadronischen Kollisionen unter Erhaltung der *Strangeness*, z.B. durch die Reaktionen:



Die Masseneigenzustände K^0 und $\bar{K}^0$ sind keine CP-Eigenzustände, da die CP-Transformation den Zustand $|K^0\rangle$ in den Zustand $|\bar{K}^0\rangle$ überführt und umgekehrt. Unter Zuhilfenahme der Phasenkonvention $CP|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle$ können durch Linearkombinationen aus K^0 und $\bar{K}^0$ die CP-Eigenzustände konstruiert werden [Kle76]:

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right), \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right). \end{aligned} \tag{2.2}$$

Abbildung 2.1: Die Boxgraphen zur $K^0 - \bar{K}^0$ - Mischung

Es gilt dann:

$$\text{CP } |K_1\rangle = +|K_1\rangle, \quad \text{CP } |K_2\rangle = -|K_2\rangle.$$

Bei einem Zerfall unter CP-Erhaltung haben das K_1 und das K_2 unterschiedliche Zerfallsprodukte. Während das K_1 bevorzugt in Zustände mit zwei Pionen zerfällt ($\text{CP}|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle$), kann das K_2 nur Endzustände mit $\text{CP}=-1$ zerfallen (Dreipionenzustände und semileptonische Zustände). Aufgrund des wesentlich kleineren Phasenraums eines Dreipionenzustandes verglichen mit einem Zweipionenzustand hat das K_2 eine etwa 580-mal größere Lebensdauer als das K_1 .

Experimentell wurde jedoch von Christenson, Cronin, Fitch und Turlay [Chr64] entdeckt, dass ein langlebiges Kaon auch in zwei Pionen zerfallen kann. Damit war erwiesen, dass die experimentell beobachteten Zustände nicht mit den CP-Eigenzuständen identisch sein können, sondern eine kleine Beimischung des jeweils anderen CP-Eigenzustandes enthalten muss. Diese gemischten Zustände bezeichnet man nun mit K_S und K_L , wobei die Indizes ‘L’ und ‘S’ für ‘long’ und ‘short’ stehen und den langlebigen ($\tau_{K_L} \sim 5 \times 10^{-8} \text{ s}$) bzw. den kurzlebigen ($\tau_{K_S} \sim 9 \times 10^{-11} \text{ s}$) Zustand bezeichnen.

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_1\rangle + \epsilon |K_2\rangle), \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (\epsilon |K_1\rangle + |K_2\rangle). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Der komplexe Parameter ϵ gibt dabei den Grad dieser Beimischung an und wurde bestimmt zu [PDG02]:

$$|\epsilon| = (2.282 \pm 0.017) \times 10^{-3} \quad (2.4)$$

Die auf dieser Mischung der Zustände beruhende CP-Verletzung bezeichnet man als indirekte CP-Verletzung. Sie kommt durch Prozesse zweiter Ordnung der

schwachen Wechselwirkung zustande, bei denen ein K^0 in ein $\bar{K}^0$ bzw. ein $\bar{K}^0$ in ein K^0 umgewandelt werden kann.

Im Standardmodell werden diese Übergänge bei denen sich die *Strangeness* um 2 ändert ($\Delta S = 2$) durch Boxgraphen (Abb. 2.1) dargestellt.

2.3 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Die Wechselwirkungen zwischen Quarks und Gluonen werden im Standardmodell durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Da es sich bei der QCD wie auch bei der Theorie zur Schwachen Wechselwirkung um eine nichtabelsche Eichtheorie handelt, tragen die Austauschteilchen der Wechselwirkung, in diesem Fall die Gluonen, selbst eine Art Ladung (die Farbladung) und können daher miteinander wechselwirken. Die Beschreibung der QCD erfolgt mit Hilfe der Lagrangedichte [HaMa]

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D^\mu - m_f) q_f - \frac{1}{2} \text{Tr}(G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}) \quad (2.5)$$

mit den Quarkfeldern q_f , der Quarkmassenmatrix $M = \text{diag}[m_u, m_d, m_s, m_c, m_t, m_b]$ und dem (Farb-)Feld-Tensor $G_{\mu\nu}$. Man beachte, dass für jeden Quarkflavour das Quarkfeld ein 3-komponentiger Farbspinor ist. Wenn g die Kopplungskonstante ist und λ^a ($a = 1, \dots, 8$) die Gell-Mann-Matrizen sind, lautet die kovariante Ableitung:

$$iD_\mu = i\partial_\mu - gG_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}. \quad (2.6)$$

Der Farb-Feldtensor ist wie folgt definiert:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g[G_\mu^a, G_\nu^a] \quad (2.7)$$

Hierbei sind die G_μ die Gluonfelder. Der letzte Term ($g[G_\mu^a, G_\nu^a]$) ergibt sich aus der nichtabelschen Struktur der QCD und spiegelt die Gluonselbstwechselwirkung wider.

Verglichen mit der einfachsten Quantenfeldtheorie des Standardmodells, der QED, sind die wichtigsten Unterschiede der QCD:

- Die Eichbosonen tragen in der QCD ebenfalls eine Ladung. Dadurch sind neben „normalen“ Quark-Gluon-Vertizes auch Vertizes zwischen drei oder vier Gluonen möglich. Dies verleiht der Theorie ihren höchst nichtlinearen Charakter.

- Die Kopplungskonstante der QED (α_{QED}) hat bei niedrigen Impulsüberträgen einen Wert von etwa $\frac{1}{137}$ und wird mit steigenden Impulsüberträgen größer [Acc00, Hir99]. In der QCD dagegen ist die Kopplungskonstante (α_s) bei niedrigen Impulsüberträgen von der Größenordnung 1 und wird mit größer werdenden Impulsüberträgen kleiner (asymptotische Freiheit). Dieser Umstand macht eine störungstheoretische Behandlung der QCD bei kleinen Impulsüberträgen unmöglich.

2.4 Die chirale Störungstheorie (χ PT)

Wegen der oben angeführten Probleme der QCD bei niedrigen Energien eignen sich effektive hadronische Zustände wesentlich besser für die Beschreibung der Nieder-Energie-QCD. Wenn man zu sehr niedrigen Energien geht, die unterhalb der ρ -Masse liegen, wird die Beschreibung des hadronischen Spektrums auf das Oktett der leichten pseudoskalaren Mesonen (π , K , η) reduziert. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen können mit Hilfe globaler Symmetrien beschrieben werden.

Die chirale Störungstheorie (*Chiral Perturbation Theory*, χ PT) [CHPT] bietet nun die Möglichkeit, hadronische Matrixelemente für Nieder-Energie-Prozesse ($E \ll \Lambda_\chi \simeq 1 \text{ GeV}$) zu berechnen. Eine der wichtigsten Annahmen der χ PT sind die verschwindenden Quarkmassen im chiralen Limes ($m_u, m_d, m_s = 0$). In diesem Fall ist die Lagrangedichte der starken Wechselwirkung symmetrisch bezüglich der chiralen Gruppe $SU(N_f)_L \otimes SU(N_f)_R$. Da hier u, d und s Quarks betrachtet werden, ist $N_f = 3$. Es wird weiterhin angenommen, dass der Grundzustand diese Symmetrie spontan bricht: $SU(N_f)_L \otimes SU(N_f)_R \rightarrow SU(N_f)_V$. Durch diese spontane Symmetriebrechung erhält man nun $N_f^2 - 1 = 8$ masselose Goldstone-Bosonen, welche mit den pseudoskalaren Mesonen identifiziert werden können. Unter Benutzung der Kopplungskonstante g , der Quarkströme q , der Gluonfelder G_μ^a , der (4×4) -Dirac Matrizen γ^μ , der Gell-Mann-Matrizen λ_a und des Gluonfeldstärketensors $G_{\mu\nu}^a$ ist die Lagrangedichte der QCD dann gegeben durch:

$$\mathcal{L}_{u,d,s}^{QCD} = \sum_{q=u,d,s} \bar{q} i \gamma^\mu (\delta_\mu + i g \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a) q - \frac{1}{2} \text{Tr}(G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}) \quad (2.8)$$

Die Mesonen besitzen allerdings eine nicht verschwindende Masse und daher muss explizit eine Massenmatrix eingeführt werden, welche die Quarkmassen enthält. Dieser zusätzliche Massenterm wird in der symmetrischen Lagrangedichte der QCD als Störterm behandelt.

Wenn man unter diesen Voraussetzungen die QCD-Wechselwirkungen der pseudoskalaren Mesonen mittels der Goldstone-Boson-Felder beschreiben will, benötigt

man die allgemeinste Lagrangedichte, die invariant unter $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ ist und addiert die Massenterme, die sich linear unter $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ transformieren und diese Symmetrie explizit brechen. Die Lagrangedichte, die auf diese Weise gebildet wurde, ist dann invariant unter chiralen, Eich- und Lorentztransformationen und enthält unendlich viele Terme. Werden nun diese Terme nach ihrer Ordnung in $\mathcal{O}[(p/\Lambda_\chi)^n]$ geordnet, so erhält man eine Störungsreihe. Mit einer endlichen Anzahl von Termen aus dieser Störungsreihe ist es nun möglich eine (fast) beliebige Genauigkeit für einen Prozess mit $p < \Lambda_\chi$ zu erreichen, sofern die dabei auftretenden effektiven Kopplungsparameter experimentell bestimmbar sind.

Die Lagrangedichte ist somit eine Entwicklung in den Massen der pseudoskalaren Mesonen m_M und in den Impulsen p . Diese zwei Entwicklungen lassen sich zusammenfassen, wenn die Massen der pseudoskalaren Mesonen auf die Quarkmassen m_q zurückgeführt werden. Das Quadrat der Massen der pseudoskalaren Mesonen ist linear in der Quarkmassen, wenn das Quark-Kondensat im chiralen Limit nicht verschwindet. Unter der Annahme, dass der lineare Term den dominanten Beitrag zu den Meson-Massen liefert, erhält man die Standard-Entwicklung der Chiralen Störungstheorie in p^2 [Eck96].

Die effektive Lagrangedichte kann dann als die Summe der Lagrangedichten der einzelnen Ordnungen $\mathcal{O}(p^{2,4,6,\dots})$ der Störungsreihe geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_6 + \dots \quad (2.9)$$

In der niedrigsten Ordnung $\mathcal{O}(p^2)$ lautet die Lagrangedichte $\mathcal{L}_2$:

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1}{4} f_\pi^2 \text{Tr}(\delta_\mu U \delta^\mu U^\dagger) + v \text{Tr}(MU - MU^\dagger) \quad (2.10)$$

Dabei handelt es sich bei f_π um die Pion-Zerfallskonstante. Diese ist definiert durch

$$i f_\pi q_\mu = \sqrt{2} \langle 0 | A_\mu^a(0) | \pi^0 \rangle \quad (2.11)$$

und wurde gemessen zu $f_\pi = (130,7 \pm 0,1 \pm 0,36) \text{ MeV}$ [PDG02]. Die Kopplungskonstante v ist über die Quark-, Kaon- und Pionmassen direkt mit f_π korreliert:

$$v = \frac{f_\pi^2 m_{\pi^0}^2}{2(m_u + m_d)} = \frac{f_\pi^2 m_{K^+}^2}{2(m_u + m_s)} = \frac{f_\pi^2 m_{K^0}^2}{2(m_d + m_s)} \quad (2.12)$$

U ist eine spezielle unitäre (3×3) -Matrix, welche die pseudoskalaren Mesonen beschreibt [Eck95]:

$$U(x) = \exp \left(\frac{i}{f_\pi} \phi(x) \right) \quad (2.13)$$

Dabei bezeichnet $\phi(x)$ die Goldstone-Felder, welche die pseudoskalaren Mesonen definieren.

Mit Hilfe der Gell-Mann-Matrizen, λ_a ($a = 1, \dots, 8$), erhält man für das Oktett der pseudoskalaren Felder:

$$\phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_a \lambda_a \phi^a(x) = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{-\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & \frac{-2\eta}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Um schwache nicht-leptonische Wechselwirkungen mit $\Delta S = 1$, wie z.B. den Kaon-Zerfall, innerhalb der χ PT zu beschreiben, muss die effektive Lagrange-dichte um einen schwachen Beitrag erweitert werden. Dieser zusätzliche Beitrag wird ebenfalls als Störung behandelt.

Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung kann in zwei Teile aufgespalten werden. Zum Einen gibt es Anteile des Oktetts und zum Anderen Anteile des 27-pletts. Innerhalb des Oktetts erhält man $\Delta I = 1/2$ Übergänge, die gegenüber dem Anteil des 27-pletts hervorgehoben sind. Innerhalb des 27-pletts können sowohl $\Delta I = 1/2$ als auch $\Delta I = 3/2$ Übergänge stattfinden. Wenn man sich auf den CP-erhaltenden Anteil beschränkt ($CP U = U^*$), erhält man folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Oktett} &= \frac{f_\pi^2}{4} C_8 \text{Tr}(\lambda_6 \delta_\mu U \delta^\mu U) \\ \mathcal{L}_{27\text{-plett}} &= \frac{f_\pi^2}{4} \{ C_{27}^{1/2} (L_\mu^{13} L_{21}^\mu + 4 L_\mu^{23} L_{11}^\mu + 5 L_\mu^{33} L_{22}^\mu) \\ &\quad + C_{27}^{3/2} (L_\mu^{13} L_{21}^\mu + L_\mu^{23} L_{11}^\mu - L_\mu^{33} L_{22}^\mu) \} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dabei ist $L_\mu = iU\delta_\mu U^\dagger$. Die dimensionslosen Kopplungskonstanten C_8 und C_{27} sind folgendermaßen definiert:

$$C_8 = 4f_\pi^2 \frac{G_f}{\sqrt{2}} s_1 c_1 c_3 g_8 \quad (2.16)$$

$$C_{27}^{(1/2);(3/2)} = 4f_\pi^2 \frac{G_f}{\sqrt{2}} s_1 c_1 c_3 g_{27}^{(1/2);(3/2)} \quad (2.17)$$

wobei $s_i(c_i)$ der Sinus (Cosinus) des i-ten Cabibbo Winkels ist.

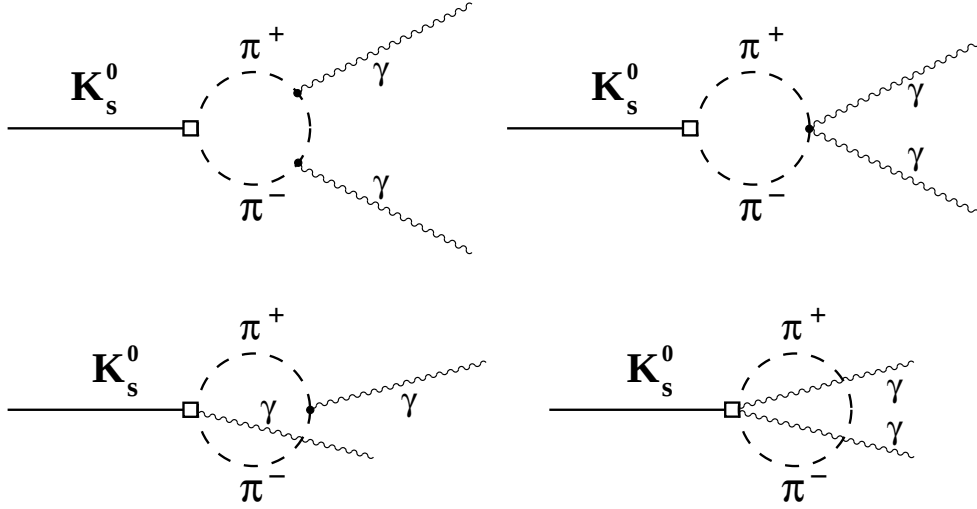


Abbildung 2.2: Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ auf Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$). Die Vierecke stellen einen schwachen Vertex dar und die Kreise einen Elektromagnetischen Vertex.

C_8 und C_{27} haben folgende Werte:

$$|C_8| \simeq 9 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}, \quad \frac{C_{27}}{C_8} \simeq \frac{1}{18} \quad (2.18)$$

Die Kopplung an das Photon erhält man durch den Übergang zur kovarianten Ableitung:

$$\delta_\mu \rightarrow D_\mu = \delta_\mu + ieA_\mu \hat{Q} \quad (2.19)$$

Der Ladungsoperator $\hat{Q}$ wirkt folgendermaßen auf U :

$$\hat{Q}U = [Q, U], \quad Q = \frac{2}{3} \left(\lambda_3 + \frac{\lambda_8}{\sqrt{3}} \right) \quad (2.20)$$

2.5 Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$

Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ kann nicht auf Born-Niveau ($\mathcal{O}(p^2)$) stattfinden, da das K_S neutral ist und aufgrund des Quarkinhalts nicht direkt elektromagnetisch in ein $\gamma\gamma$ -Paar zerfallen kann. Erst auf Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$) kann das K_S in den $\gamma\gamma$ -Endzustand zerfallen.

Wie in Abbildung 2.2 dargestellt ist, erfolgt dieser Zerfall über einen $\pi^+\pi^-$ -Zwischenzustand, von dem die Photonen abgestrahlt werden.

Die Zerfallsamplitude kann geschrieben werden als [Goi87]:

$$A(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = \varepsilon_1^\mu \varepsilon_2^\nu T_{\mu\nu}(q_1, q_2) i, \quad (2.21)$$

mit den Polarisationsvektoren der Photonen ε_i und ihren Impulsen q_i . Eichinvarianz, Bose-Symmetrie und der Umstand, dass die Photonen im CP-positiven Zustand sind, liefern die allgemeinste Form für das Matrixelement $T_{\mu\nu}$

$$T_{\mu\nu} = \gamma f(s^2)(q_{1\nu} q_{2\mu} - q_1 \cdot q_2 g_{\mu\nu}) \quad (2.22)$$

mit $p = q_1 + q_2$. Die Konstante γ , die sich aus der χ PT ergibt, und der Formfaktor $f(p^2)$ haben folgende Gestalt [Goi87, Kam94]:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\alpha_{em}}{4\pi} \frac{1}{f_\pi^2} (C_8 + C_{27}^{1/2} + C_{27}^{3/2}) \\ f(s) &= 2 \frac{m_\pi^2 - s}{s} \left[1 + \frac{m_\pi^2}{s} \left(-\pi^2 + \left(\log \frac{x_-(m_\pi)}{x_+(m_\pi)} \right)^2 + 2i\pi \log \frac{x_-(m_\pi)}{x_+(m_\pi)} \right) \right] \\ &\quad - 2 \frac{m_K^2 - s}{s} \left[1 + \frac{m_\pi^2}{s} \left(-\pi^2 + \left(\log \frac{x_-(m_K)}{x_+(m_K)} \right)^2 + 2i\pi \log \frac{x_-(m_K)}{x_+(m_K)} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit $x_\pm(m) = 1/2(1 \pm \sqrt{1 - 4m^2/s})$.

Wie man sehen kann, sind die Beiträge der Pionen und Kaonen, jeder für sich genommen, endlich. Da beim Kaonzerfall $s = m_K^2$ gilt und die Amplitude der Schleife proportional zu $m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2$ ist, entkoppelt die Kaonschleife vollständig ($m_{K^+} \simeq m_{K^0}$) und die Amplitude berechnet sich ausschließlich aus der Pionschleife. Es ist ebenfalls sehr gut zu sehen, dass im Limit gleicher Pion- und Kaon-Massen ($m_\pi = m_K$) die Amplitude verschwindet.

Die Zerfallsbreite von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ kann nun wie folgt geschrieben werden [Dam94]:

$$\Gamma(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{(C_8 + \frac{2}{3}C_{27})^2 (m_K^2 - m_\pi^2)^2 \alpha_{em}^2 f_\pi^2}{32 \pi^3 m_K} \quad (2.24)$$

$$\cdot \left| 1 + \frac{m_\pi^2}{m_K^2} \left(\log \frac{1 - \sqrt{1 - 4 \frac{m_\pi^2}{m_K^2}}}{1 + \sqrt{1 - 4 \frac{m_\pi^2}{m_K^2}}} + i\pi \right) \right|^2 \quad (2.25)$$

Die damit berechnete Zerfallsbreite ist:

$$\Gamma(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = 1.5 \times 10^{-11} \text{ eV} \quad (2.26)$$

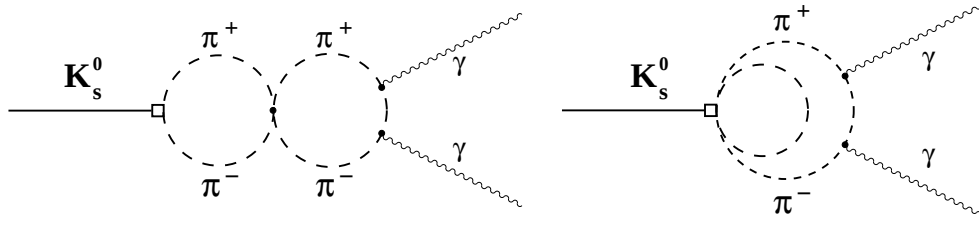


Abbildung 2.3: Beispiele für Zweischleifengraphen ($\mathcal{O}(p^6)$)

Mit Hilfe der Relation

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \gamma\gamma)\tau_{K_S}}{\hbar}, \quad (2.27)$$

erhält man somit eine eindeutige Vorhersage auf dem Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$) für das Verzweungsverhältnis $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ [Col01, Dam94]:

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = 2.1 \cdot 10^{-6} \quad (2.28)$$

Der Fehler auf diese Rechnung wird mit $< 5\%$ angegeben und ergibt sich aus den Unsicherheiten der Parameter die für die Berechnung benutzt wurden. Die möglichen Beiträge höherer Ordnungen wurden bei der Angabe des Fehlers für die Vorhersage der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ nicht berücksichtigt.

Die Korrekturen der nächsthöheren Ordnung ($\mathcal{O}(p^6)$) können aber zu

$$\mathcal{O}(p^6) \hat{=} \frac{m_K^2}{(4\pi f_\pi)^2} \simeq 20\% \quad (2.29)$$

begrenzt werden [Goi87, Dam94]. Eine genauere Bestimmung des Anteils der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ ist nicht möglich, da bei der Berechnung effektive Kopplungsparameter auftreten, die nicht bestimmbar sind. Für eine Abschätzung des Verzweungsverhältnisses in der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ wird daher der Zentralwert der $\mathcal{O}(p^4)$ Rechnung mit einem wesentlich größeren Fehler angegeben.

Es ist zu beachten, dass in Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ keine Beiträge des Austauschs von Vektor-Mesonen existieren.

Beispiele für Graphen der $\mathcal{O}(p^6)$ sind in Abbildung 2.3 zu sehen.

2.5.1 Verbindung zum Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$

Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ weisen einige Gemeinsamkeiten auf. So liefert die $\mathcal{O}(p^4)$ -Rechnung in der χ PT ebenfalls eine endliche Vorhersage für das Verzweungsverhältnis $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma)$. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, verläuft der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$, wie auch der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, über einen

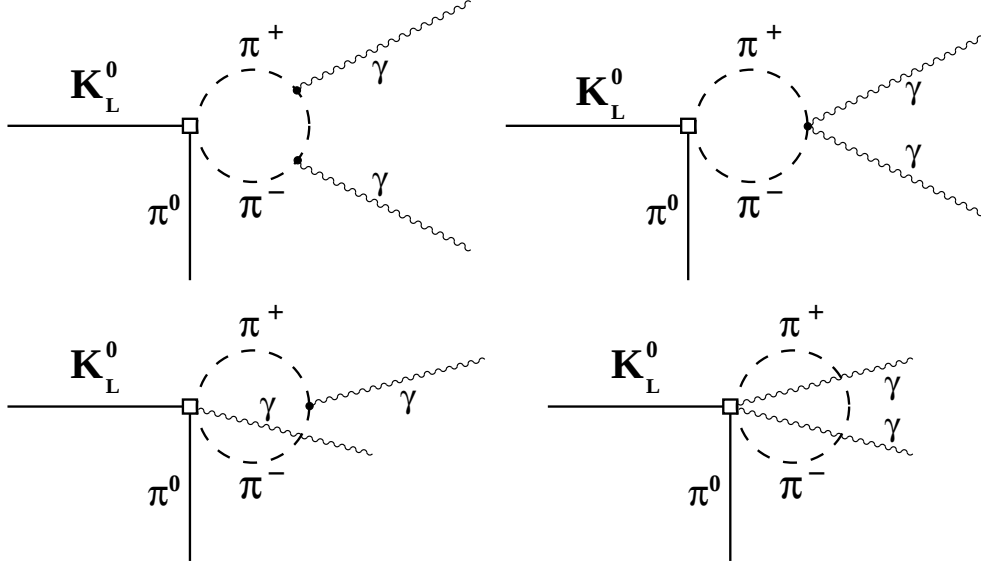


Abbildung 2.4: Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ auf Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$).

$\pi^+ \pi^-$ -Zwischenzustand, von dessen schwachem Vertex ein zusätzliches π^0 abgestrahlt wird.

Wie sich aber herausstellte, unterscheidet sich die Vorhersage des Verzweigungsverhältnisses in $\mathcal{O}(p^4)$ χ PT [Kam94]

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = 0,68 \times 10^{-6} \quad (2.30)$$

erheblich von den experimentell gemessenen Werten:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = \begin{cases} (1,36 \pm 0,05) \times 10^{-6} & \text{NA48 [LaB02]} \\ (1,68 \pm 0,11) \times 10^{-6} & \text{KTeV [AlA99]} \end{cases} \quad (2.31)$$

Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse stimmen allerdings nicht gut überein. Die vorhergesagte Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse ($m_{\gamma\gamma}$) stimmt ebenfalls nicht mit der gemessenen Verteilung überein.

In der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ können das Verzweigungsverhältnis und die $m_{\gamma\gamma}$ -Verteilung reproduziert werden, wenn Beiträge von drei verschiedenen Prozessen berücksichtigt werden. Den größten Anteil erhält man durch den *Vector Meson Dominance* (VMD) Mechanismus. Dessen Beitrag wird mit Hilfe des Parameters a_V beschrie-

ben wird. Die Größe dieses Parameters wurde zu

$$a_V = \begin{cases} -0,46 \pm 0,05 & \text{NA48 [LaB02]} \\ -0,72 \pm 0,08 & \text{KTeV [AlA99]} \end{cases} \quad (2.32)$$

gemessen. Auch hier stimmen die beiden Messungen nicht gut überein.

Einen Beitrag in der Größenordnung von 30 % der $\mathcal{O}(p^4)$ -Vorhersage liefern Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ zu $A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-)$.

Der verbliebene Beitrag des Austauschs von Nicht-Vektor-Mesonen wird vernachlässigt. Dieser Beitrag hat aber eine Verbindung zum Austausch von Nicht-Vektor-Mesonen in $\mathcal{O}(p^6)$ des Zerfalls $K_S \rightarrow \gamma\gamma$.

Mit einer Messung des Anteils der $\mathcal{O}(p^6)$ am Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ kann somit eine Aussage über den Anteil des Austauschs von Nicht-Vektor-Mesonen in $\mathcal{O}(p^6)$ des Zerfalls $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ getroffen werden.

Kapitel 3

We don't think - we measure.

S.C.C. Ting

Das NA48-Experiment

Das NA48-Experiment ist ein sogenanntes „*fixed target*“-Experiment und befindet sich am SPS-Speicherring des Europäischen Zentrums für Elementarteilchenphysik CERN in Genf. Das Experiment wurde mit dem Ziel gebaut, den Parameter der direkten CP-Verletzung ($\Re(\epsilon'/\epsilon)$) mit einer Genauigkeit von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ zu messen. Dies geschieht über die simultane Messung der $\pi^0\pi^0$ - und $\pi^+\pi^-$ -Zerfallskanäle des K_S und des K_L . Zusätzlich können mit dem NA48-Experiment Hyperon- und seltene Kaon-Zerfälle untersucht werden.

In diesem Kapitel werden die Strahlführung, die Geometrie des Experiments und die Detektorkomponenten vorgestellt. Das nächste Kapitel beschäftigt sich dann mit dem Trigger- und dem Datenerfassungssystem. All diese Komponenten des Experiments sind dafür optimiert, die insgesamt vier Zerfallskanäle für die (ϵ'/ϵ) -Messung unter möglichst identischen Bedingungen simultan messen zu können. Dadurch kürzen sich systematische Unsicherheiten bei der Bildung des Doppelverhältnisses in erster Ordnung heraus. Dies bietet auch für die Messung seltener Kaonzerfälle sehr gute Voraussetzungen. Die Basis dieser Arbeit bilden Daten, die im Jahr 2000 genommen wurden.

Ende des Jahres 1999 implodierte die Strahlröhre innerhalb des Experiments und zerstörte wichtige Teile des Detektors, darunter alle Driftkammern. Daher waren im Jahr 2000 keine Driftkammern vorhanden und es konnten nur neutrale Zerfälle aufgezeichnet werden.

Die gesamte im Jahr 2000 zur Verfügung stehende Strahlzeit wurde in mehrere Datennahmeperioden aufgeteilt:

- nur- K_L -Datennahme
- η -Datennahme
- Hoch-Intensitäts- K_S -Datennahme

Im Folgenden werden die Detektorkomponenten beschrieben, die im Jahr 2000 zur Verfügung standen und für diese Arbeit von Wichtigkeit sind.

3.1 Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)

Das Super-Proton-Synchrotron (SPS) am CERN ist ein ringförmiger Beschleuniger mit 6,3 km Umfang.

Es liefert an das NA48-Experiment einen quasikontinuierlichen Protonstrahl. Dies bedeutet, dass in einem Abstand von 14.4 s ein Protonstrahl nahezu konstanter Intensität für 2.4 s (3.2 s)¹ zur Verfügung gestellt wird. Ein derartiger Protonpuls wird mit „*Burst*, (*Spill*)“ bezeichnet. Dieser quasikontinuierliche Protonstrahl wird vom SPS mit der Methode der langsamen Extraktion produziert [SPS72]. Die Protonen werden dazu in mehreren *Bunchen* von einigen 10^{12} Protonen zusammengefasst und auf die erforderliche Strahlenergie beschleunigt. Nach der Beschleunigung werden einige Maschinenparameter gezielt verändert, so dass sich diese *Bunche* auseinanderziehen (*Debunching*). Dabei ändert sich die Impulsverteilung der Protonen soweit, bis die Toleranz der Beschleunigungskavitäten erreicht ist. Mit der Änderung weiterer Maschinenparameter wird danach der Transversalimpuls der Protonen langsam erhöht. An den entsprechenden Stellen werden dann die Protonen, die einen bestimmten Transversalimpuls überschreiten von sogenannten *Septa* aus der Strahlröhre des SPS zu den Experimenten extrahiert. Da nach dem *Debunching* nicht alle Protonen den gleichen Transversalimpuls besitzen, werden die Protonen zeitlich versetzt extrahiert. Man hat damit also erreicht, dass die Protonen langsam aus dem SPS extrahiert werden.

3.2 Die Strahlführung

Die Strahlführungen der beiden Datennahmeperioden, der sogenannten „nur K_L-Datennahme“² am Anfang des Jahres und der sogenannten „Hoch-Intensitäts-K_S-Datennahme“³ am Ende des Jahres sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

Der erste Teil der Datennahme diente systematischen Studien für die Messung der CP-Verletzung. Hierbei entsprach die Strahlführung weitestgehend derjenigen, die für die „normale“ ϵ'/ϵ -Datennahme genutzt wurde.

Während dieser Datennahme trifft der Protonstrahl vom SPS mit einer Intensität von etwa $1.5 \cdot 10^{12}$ Protonen pro Puls auf ein Beryllium-Target, das sogenannte K_L-Target. Dort entstehen durch starke Wechselwirkungen K⁰ und $\bar{K}^0$, welche dann zu K_L und K_S kombinieren (Gleichungen 2.3 (Seite 4), 2.4 (Seite 5)). Da der

¹In der zweiten Jahreshälfte

²Im Folgenden als K_L-Datennahme abgekürzt

³Im Folgenden als HIK_S-Datennahme abgekürzt

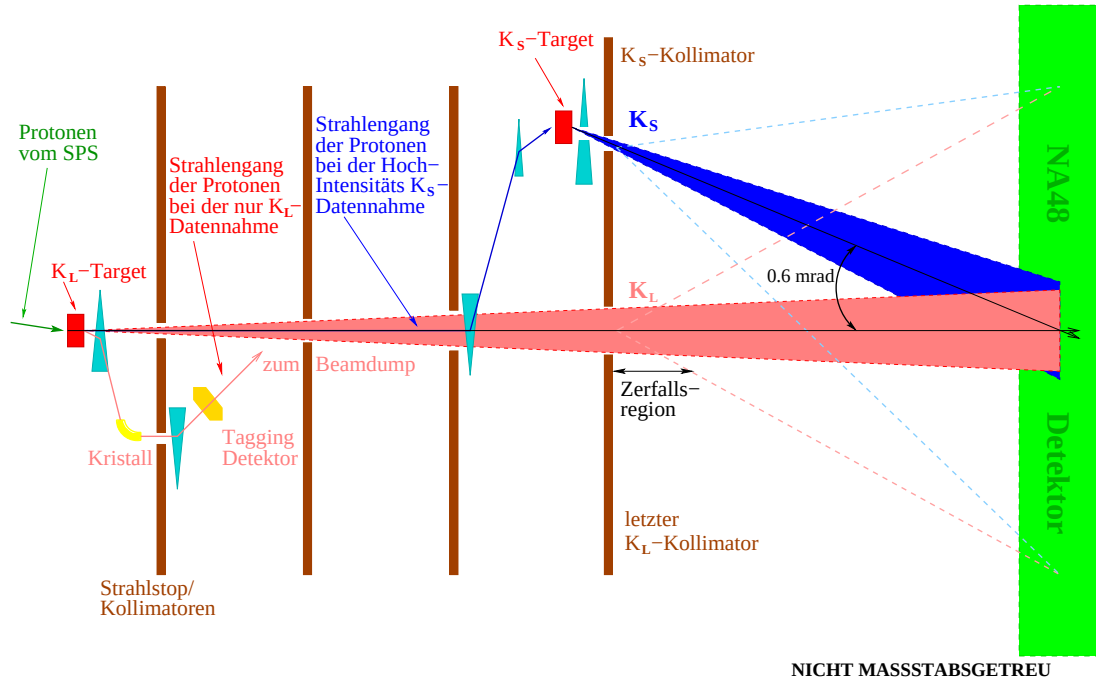


Abbildung 3.1: Die Strahlführung innerhalb des Experiments. Es sind die beiden Konfigurationen für die K_L -Datennahme und die HIK_S -Datennahme gleichzeitig dargestellt.

Abstand zum eigentlichen Zerfallsvolumen weit über 100 m beträgt, zerfallen alle K_S bis dorthin, denn ihre Lebensdauer ist um einen Faktor von etwa 580 kleiner als die Lebensdauer der K_L . Somit erhält man einen reinen K_L -Strahl, daher auch der Name K_L -Target. Am Target entstandene geladene Teilchen und Protonen, die nicht wechselgewirkt haben, werden durch Magneten aus dem Strahl der neutralen Teilchen herausgeführt. Die Protonen treffen dann auf einen gebogenen Silizium-Einkristall. Ein kleiner Bruchteil der Protonen folgt den Kristallstrukturen und wird weiterverwendet. Die Vorteile, die sich daraus ergeben, dass anstatt eines Magneten ein Kristall verwendet wird, sind im Folgenden aufgelistet:

- Der Proton-Strahl wird um einen Faktor von $5 \cdot 10^{-5}$ abgeschwächt, ohne dass die Strahlqualität darunter leidet.
- Der Kristall senkt den Untergrund durch Myonen um eine Größenordnung gegenüber einem Magneten.
- Ein Magnet müsste 5 m lang sein, um den Strahl genauso abzulenken. Der Kristall ist nur 60 mm lang.

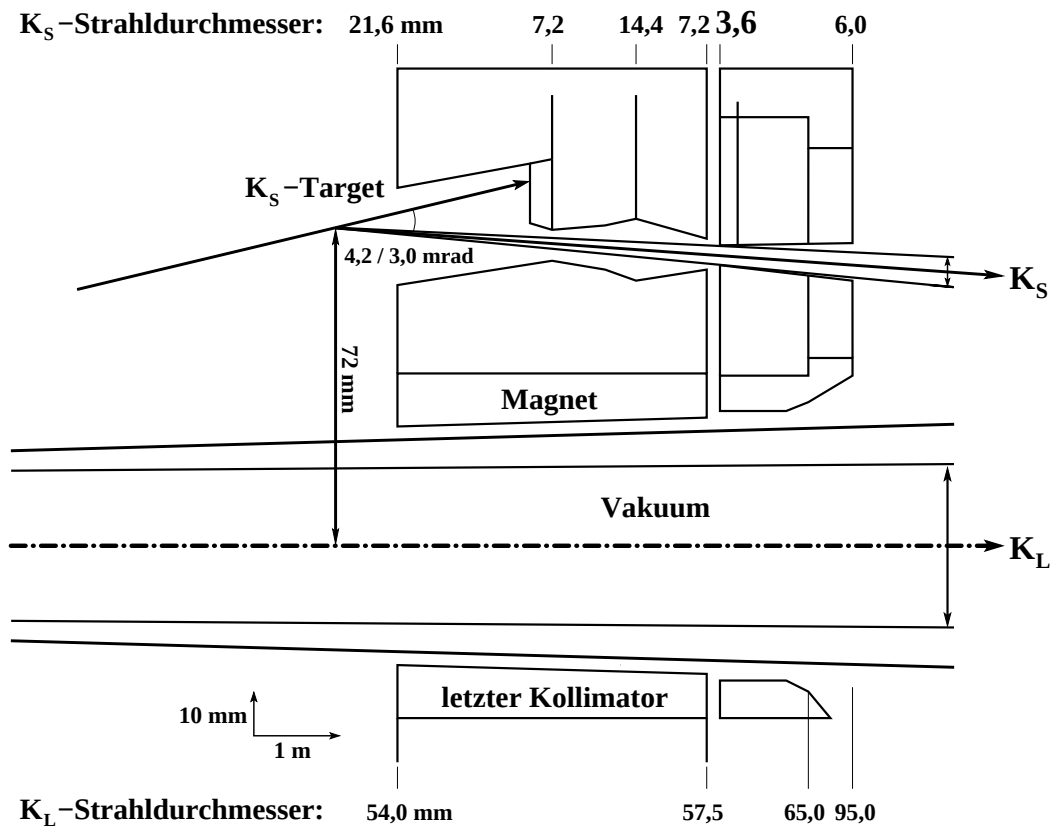


Abbildung 3.2: Die strahldefinierenden Kollimatoren der K_L - und K_S - Strahlen

- Der Kristall definiert die Emittanz des Protonstrahls in horizontaler und vertikaler Richtung.

Den Kristall verlassen etwa $3 \cdot 10^7$ Protonen pro Puls. Diese Protonen durchqueren dann den sogenannten Tagging-Detektor. Im Gegensatz zu einer normalen ϵ'/ϵ -Datennahme werden die Protonen danach so abgelenkt, dass sie das Experiment verlassen haben und nicht auf das K_S -Target geleitet.

Des Weiteren war der Spektrometermagnet (Abb. 3.3) eingeschaltet. Dabei handelt es sich um einen Dipolmagneten, der eine magnetische Flussdichte von $B_y = 0.3712$ T senkrecht zur Strahlachse erzeugt.

Die HIK_S -Datennahme diente ausschließlich der Untersuchung seltener (neutral) K_S -Zerfälle. Es werden etwa 300-mal mehr Protonen als während einer ϵ'/ϵ -Datennahme ($1 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Puls) direkt auf das K_S -Target gelenkt. Daher auch der Name HIK_S -Datennahme. Das K_S -Target besteht wie das K_L -Target aus Beryllium. Es hat einen Durchmesser von 2 mm und eine Länge von 400 mm.

Die Protonen treffen mit einer Energie von 400 GeV unter einem Winkel von 3,0 mrad auf das K_S -Target. Hinter dem K_S -Target befindet sich ein mit Wolframlegierungen gefüllter Magnet, in dem die Protonen, die nicht wechselgewirkt haben, aufgefangen werden (Abb. 3.2).

Dem Magneten schließt sich der letzte Kollimator an. Dieser ist 1,2 m lang und hat einen strahldefinierenden Durchmesser von 3,6 mm. Hinter dem letzten Kollimator (Abb. 3.2) beginnt die Zerfallsregion, welche im Jahr 2000 aus einem evakuierten Stahltank (die sogenannte „*blue tube*“) bestand, der sich bis unmittelbar vor die ersten Detektorkomponenten erstreckte.

Am Target werden wie beim K_L -Target sowohl K_S als auch K_L erzeugt. Da die gewählte effektive Zerfallsregion recht kurz gewählt wird (< 2 K_S -Lebensdauern), zerfallen dort bereits etwa $1 - e^{-2} = 86\%$ der K_S , aber nur $1 - e^{-2/580} = 0,3\%$ der K_L . Somit sind die Bezeichnungen K_S -Strahl und -Target durchaus gerechtfertigt. Allerdings bedeutet dies, dass immer auch eine, eigentlich ungewollte, Beimischung von K_L -Zerfällen im K_S -Strahl vorhanden ist.

In der HIK_S-Datennahmeperiode war der Spektrometermagnet abgeschaltet.

3.3 Die Detektoren

In den nun folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Komponenten des NA48-Detektors beschrieben. Abbildung 3.3 zeigt eine Ansicht der Detektorsysteme senkrecht zur Strahlachse. Wegen der fehlenden Driftkammern war der komplette Heliumtank evakuiert. Damit befand sich zwischen Target und Detektor ausschließlich Vakuum. Dadurch war die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen in ein Elektron-Positron-Paar sehr gering.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen beruhen fast ausschließlich auf Daten, die mit dem Flüssig-Krypton-Kalorimeter (LKr) genommen wurden. Daten des Hadron-Kalorimeters (HAC) und des Hodoskops für geladene Teilchen sind zur Unterdrückung von Untergrund herangezogen worden.

Nicht benutzt wurden Daten der Photon-Antizähler, des Myon-Vetosystems und des Tagging-Detektors.

3.3.1 Das elektromagnetische Kalorimeter (LKr)

Das elektromagnetische Kalorimeter (*Liquid Krypton Calorimeter*, LKr) stellte im Jahr 2000 den bei Weitem wichtigsten Detektor dar.

Für die e'/e -Messung ist es besonders wichtig, den $2\pi^0$ -Endzustand vom etwa 200-mal häufigeren $3\pi^0$ -Endzustand des K_L zu trennen. Um dies erreichen zu können, ist es nötig, die Energie, den Ort und die Zeit eines elektromagnetisch

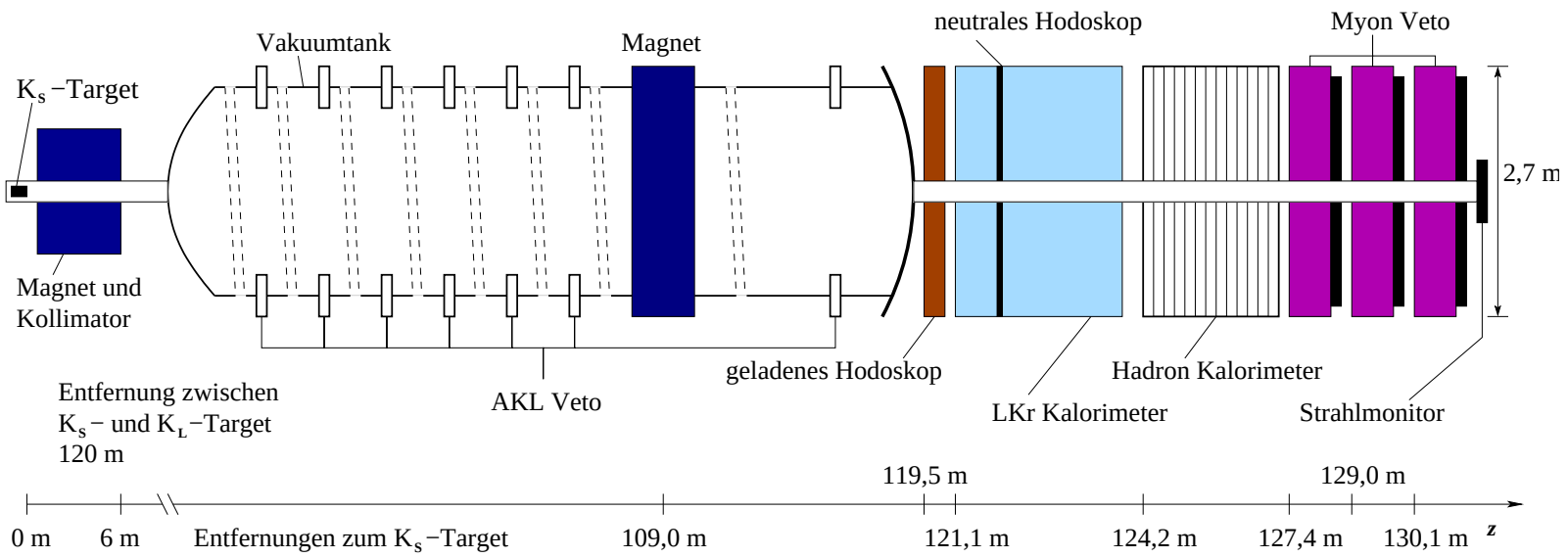


Abbildung 3.3: Schnitt durch den NA48 Detektor des Jahres 2000

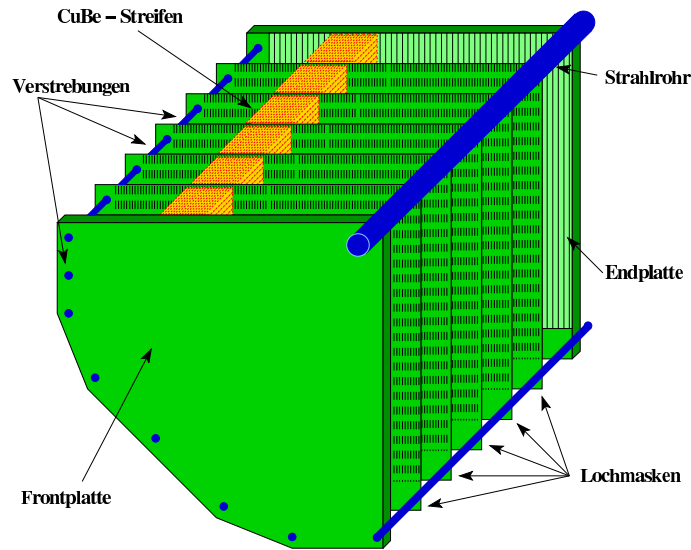


Abbildung 3.4: Ansicht eines Quadranten des LKr-Kalorimeters, der teilweise mit den Elektroden bestückt ist.

wechselwirkenden Teilchens sehr genau zu messen. Insgesamt lassen sich mehrere Grundanforderungen an ein elektromagnetisches Kalorimeter für die ϵ'/ϵ - Messung definieren.

- Die aktive Detektorfläche darf nicht kleiner sein als bei den anderen Subdetektoren.
- Die Länge des Kalorimeters sollte mindestens 25 Strahlungslängen betragen, damit sichergestellt ist, dass möglichst wenig Leckverluste bei elektromagnetischen Schauern auftreten.
- Das Kalorimeter muss eine sehr gute Energieauflösung haben. Sie sollte besser sein als $4\%/\sqrt{E}$.
- Die Ortsauflösung des Kalorimeters und die intrinsische Schauerbreite des Detektormaterials (Molière-Radius) sollten so gewählt sein, dass eine Separation von Schauern bis zu einem Abstand von 4 cm möglich ist.
- Die Zeitauflösung zwischen dem Tagging-Detektor und dem Kalorimeter muss gut genug sein, damit die K_S - K_L -Unterscheidung effizient genug ist. Sie sollte daher in der Größenordnung der Zeitauflösung des Hodoskops für geladene Teilchen liegen: 500 ps.
- Der Detektor sollte innerhalb des gewünschten Energiebereichs einen weitestgehend linearen Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und Detek-

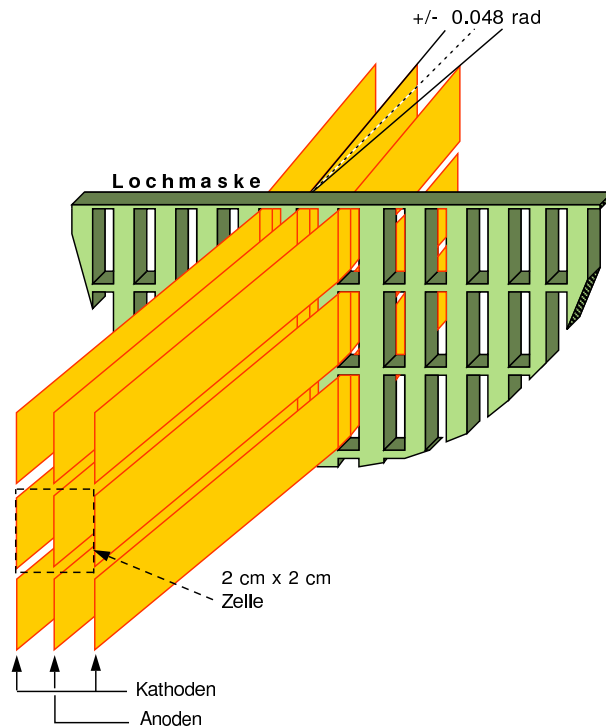


Abbildung 3.5: Zwei Kathodenstreifen und ein Auslesestreifen auf positivem Potential bilden eine Kalorimeterzelle. Zu sehen sind drei CuBe - Streifen, sowie die Lochmaske

torsignal besitzen, um eine spätere Anpassungsrechnung weitestgehend zu vermeiden, die dann zu einer systematischen Unsicherheit führt.

All diese Anforderungen können mit schnellen Kristall-Kalorimetern oder Kalorimetern mit flüssigen Edelgasen erfüllt werden. Bei NA48 entschied man sich für den Bau eines homogenen Kalorimeters mit flüssigem Krypton, welches gleichzeitig als sensitives Detektormaterial und als Absorbermaterial dient.

Flüssiges Krypton eignet sich deshalb besonders gut, da es eine recht kleine Strahlungslänge von 4,76 cm und einen besonders kleinen Molière-Radius von 4,7 cm besitzt. Aus diesem Grund kann das Kalorimeter auch relativ kompakt gehalten werden. Es hat eine Tiefe von insgesamt nur 125 cm, was aber dennoch etwa 26 Strahlungslängen X_0 entspricht. Das aktive Gesamtvolumen beträgt etwa 7 m^3 und es muss ständig auf einer Temperatur von 121 K gehalten werden. Die sensitive transversale Fläche hat die Form eines Oktagons und in der Mitte eine Aussparung für das Strahlrohr, so dass der sensitive Bereich ab einem Radius von etwa 9 cm beginnt. Die Gesamtfläche hat eine Größe von etwa $5,6 \text{ m}^2$.

Das aktive Volumen wird in Strahlrichtung von einer 5 cm dicken Front- bzw.

Energieauflösung	$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{3,2\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{9,0\%}{E}\right)^2 + (0,42\%)^2}$
Ortsauflösung	$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{5,3\text{ mm}}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0,3\text{ mm})^2}$
Zeitauflösung	$\sigma_{t_\gamma} < 300\text{ ps}$
$\pi^0\pi^0$ -Massenauflösung	$\sigma_{m_{\pi^0\pi^0}} = 2,1\text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.1: Experimentell bestimmte Parameter des LKr-Kalorimeters [Lai02]

Endplatte aus glasfaserverstärktem Kunststoff begrenzt (Abb. 3.4). Es ist durch 127 cm lange und 1,8 cm hohe Streifen einer Kupfer-Beryllium-Legierung in 13212 Auslesezellen (Abb. 3.5) unterteilt. Um zu verhindern, dass sich ein Teilchen zufällig nur innerhalb eines Streifen bewegt, ohne im Krypton aufzuschauern, sind diese Streifen nicht exakt parallel zum Strahl ausgerichtet, sondern haben einen Zick-Zack-förmigen Verlauf mit einem Winkel von $\pm 48\text{ mrad}$ zur Strahlrichtung. Dieser Verlauf wird dadurch erreicht, dass die Elektroden alle 21 cm durch eine Lochmaske aus 5 mm dicken glasfaserverstärktem Kunststoff führt. Dies dient gleichzeitig zur Definition der ausgelesenen Kalorimeterzellen.

Auf der Höhe der Frontplatte haben die Zellen eine Größe von $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ und weiten sich unter einem Winkel von 10 mrad nach hinten hin auf. Eine Auslese-zelle erstreckt sich somit über die gesamte Länge des Kalorimeters. Sie besteht aus einer zentralen Ausleseelektrode mit Driftstrecken auf beiden Seiten, die von den Kathodenstreifen definiert sind (Abb. 3.5). Die angelegte Hochspannung beträgt 3 kV. Jede dieser Zellen wird an der Rückseite des Kalorimeters über einen Vorverstärker ausgelesen. Diese Art der Auslese hat mehrere Vorteile:

- Die Ambiguitäten der Signalzuordnung, wie sie bei projektiver Auslese vorkommen, entfallen.
- Die Schauerzeit ist gut definiert, da sich der Schauer mit ähnlicher Geschwindigkeit ausbreitet wie das Signal in den Elektroden.

Die Signale gelangen von den Vorverstärkern zu 40-MHz-FADCs⁴, welche im Folgenden die Bezeichnung CPD (Calorimeter Pipelined Digitiser) tragen, und werden dort digitalisiert. Ein CPD-Board enthält 32 analoge CPDAS-Karten (CPD Analog Sub-card) mit jeweils zwei Kanälen. Jeder dieser Kanäle besteht aus einem

⁴FADC steht für Flash Analog to Digital Converter

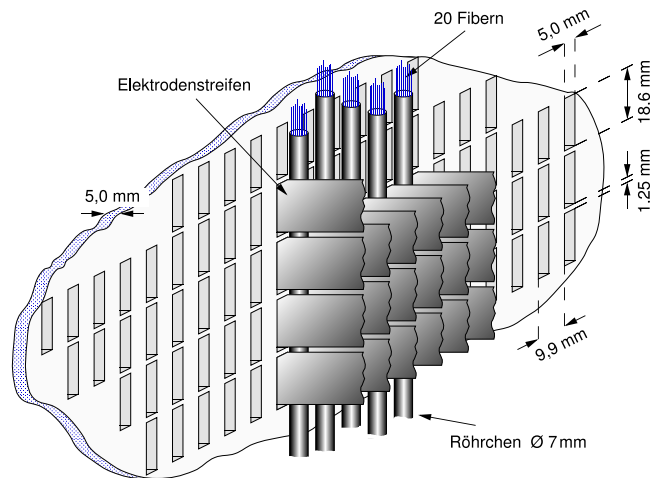


Abbildung 3.6: Teilansicht der 2. Lochmaske des LKr-Kalorimeters mit den Faserbündeln des neutralen Hodoskops

Bessel-Filter und einem nachfolgenden umschaltbaren vierstufigen Verstärker. Die Ausleseelektronik hat eine Tiefe von 10 bit, welche durch den Verstärker um weitere 2 bit erhöht wird. Nach der Digitalisierung werden die Daten in einen $204,8 \mu\text{s}$ tiefen Ringpuffer geschrieben. Sobald eine Ausleseanforderung vorliegt, liest der *Data Concentrator* die Daten aus dem Ringpuffer. Der *Data Concentrator* ist ein elektronisches System zur Nullunterdrückung.

Die Kalibration des Kalorimeters erfolgt auf elektronischem Wege. Dazu ist jeder Vorverstärker mit einem Pulser verbunden, welcher acht verschiedene wohldefinierte Ladungsmengen in den Vorverstärker einspeist. Die Steuerung des Pulsers erfolgt über den Trigger.

Die experimentell bestimmten Auflösungen des Kalorimeters sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.3.2 Das Hodoskop für neutrale Teilchen

Das Hodoskop für neutrale Teilchen (*Neutral HODodoscope, NHOD*) hat die Aufgabe, eine sehr gute Messung der Durchgangszeit elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, speziell von Photonen, für Triggerzwecke zur Verfügung zu stellen. Um dies tun zu können, wird das Detektormaterial des LKr-Kalorimeters benutzt, um elektromagnetische Schauer zu erzeugen, deren geladene Komponente dann das Signal des Hodoskops erzeugt. Dazu befindet sich das Hodoskop innerhalb des LKr-Kalorimeters. Es besteht aus 1 mm dicken szintillierenden

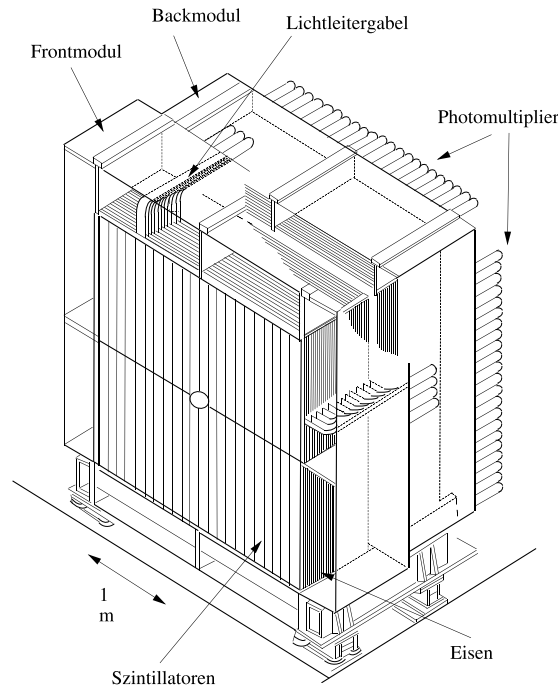


Abbildung 3.7: Das Hadron-Kalorimeter

Fasern, die zu 504 Bündeln zusammengefasst sind. Die Bündel zu je 20 Fasern werden durch ein glasfaserverstärktes Kunststoffröhrchen mit 7 mm Durchmesser geführt. Die Röhrchen sind senkrecht zur Strahlrichtung auf Höhe des Schauersmaximums ($9,5$ Strahlungslängen) an der zweiten Lochmaske des LKr befestigt (Abb. 3.6).

Die Auslese der 504 Fasern erfolgt über 32 Photomultiplier, die im Inneren des LKr-Kalorimeters an dessen Frontplatte befestigt sind. Die Ausleseelektronik entspricht derjenigen, die beim Hodoskop für geladene Teilchen benutzt wird (Abschn. 3.3.4).

3.3.3 Das Hadron-Kalorimeter (HAC)

Das Hadron-Kalorimeter (*HAdron Calorimeter, HAC*) ist ein Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter. Es dient der Messung der Energie hadronisch wechselwirkender Teilchen, wie z.B. Protonen, Neutronen oder geladener Pionen. Zusammen mit der Energiemessung im LKr-Kalorimeter erhält man somit eine recht gute Messung der Gesamtenergie eines Zerfalls mit hadronischem Anteil.

Das HAC hat mit einer Gesamtlänge von 1,2 m eine nukleare Absorptionslänge von $6,7 \lambda_0$. Es ist in zwei Module, das Front- und das Backmodul, mit je 88 Auslesekanälen aufgeteilt. Jedes Modul enthält 24 Eisenplatten von 25 mm Dicke.

Zwischen je zwei Eisenplatten sind Szintillatorstreifen abwechselnd in horizontaler und vertikaler Ausrichtung angebracht. Insgesamt 22 Szintillatorstreifen decken dabei eine Halbebene ab. Die Szintillatorstreifen haben eine Breite von 11,9 cm, eine Dicke von 4,5 mm und sind 130 cm lang. Die vier zentralen Streifen sind dabei etwas schmaler (10,8 cm) und haben eine Aussparung für das Strahlrohr. Hintereinanderliegende Szintillatorstreifen gleicher Ausrichtung werden mit Hilfe von Plexiglas-Lichtleitern zu einem Auslesekanal zusammengefasst. Die Auslese selbst geschieht, wie beim LKr-Kalorimeter, mit Hilfe von CPD-Modulen. Um die schnelle Pulsform der Photomultiplier in die langsamere Pulsform umzuwandeln, die von den CPDs verarbeitet werden kann, werden spezielle Pulsformer benutzt. Da keine Elektronik für die Nullunterdrückung existiert, muss diese Aufgabe von der Auslesesoftware übernommen werden.

Die Energieauflösung wurde während der Strahlzeit 1995 bestimmt, da zu diesem Zeitpunkt das LKr-Kalorimeter noch nicht installiert war, so dass sich sowohl hadronische als auch elektromagnetische Schauer nur im HAC bilden konnten [Wil95].

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_E}{E} &= \frac{69\%}{\sqrt{E}} && \text{für hadronische Schauer} \\ \frac{\sigma_E}{E} &= \frac{23\%}{\sqrt{E}} && \text{für elektromagnetische Schauer} \end{aligned}$$

3.3.4 Das Hodoskop für geladene Teilchen

Der Haupteinsatzzweck des Hodoskops für geladene Teilchen (*Charged HODoscope*, *CHOD*) besteht darin, die Ereigniszeiten von Zerfällen mit geladenen Zerfallsprodukten in der Nähe der Hauptdetektoren zu messen. Zusammen mit dem Tagging-Detektor ist es Teil des Systems zur Identifizierung und Unterscheidung von K_S - und K_L -Zerfällen. Um die erforderliche Zeitauflösung von 500 ps innerhalb des Systems Tagger / Hodoskop zu erreichen, muss die Zeitauflösung des Hodoskops besser als 300 ps sein.

Die verwendeten Plastikszintillatorstreifen haben eine Dicke von 2 cm und die Breite variiert von 6,5 cm im zentralen Bereich bis zu 9,9 cm in den äußeren Bereichen. Jeweils 64 Szintillatorstreifen sind zu einer oktagonförmigen Ebene zusammengefasst. Eine Ebene ist vertikal, die andere Ebene horizontal ausgerichtet und jede Ebene ist noch einmal in vier Quadranten zu je 16 Szintillatorstreifen unterteilt. Die beiden Ebenen sind dabei in einem Abstand von 80 cm aufgebaut, um Teilchen, welche vom LKr-Kalorimeter zurückgestreut werden, identifizieren zu können.

Die Szintillatorstreifen werden einseitig über Photomultiplier ausgelesen. Um die sehr gute Zeitauflösung zu erreichen, werden die Signale durch speziell entwickelte 10bit-FTDCs⁵ digitalisiert. Diese tragen die Bezeichnung PMB (Pipelined Memory Board).

⁵Flash Time to Digital Converter

Kapitel 4

*How do you know it was a success?
You don't know!*

Trigger- und Datenerfassungssystem

S.C.C. Ting

Aus früheren Messungen ist bekannt, dass das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ in der Größenordnung von wenigen 10^{-6} liegt. Um ein so kleines Verzweigungsverhältnis mit hoher Präzision messen zu können, ist eine große Anzahl von Ereignissen in diesem Zerfallskanal notwendig.

Da auch alle anderen im NA48-Experiment untersuchten Zerfallskanäle von einer großen Ereigniszahl profitieren, ist das Trigger- und Datenerfassungssystem darauf ausgelegt, eine sehr hohe Ereignisrate verarbeiten zu können. Das Triggersystem hat die Aufgabe, frühzeitig interessante Ereignisse zu erkennen. Dem Datenerfassungssystem fällt die Aufgabe zu, die Daten dieser Ereignisse aus den einzelnen Subdetektoren auszulesen und für die weitere Verarbeitung aufzubereiten. Es ist in einem weiteren Schritt für den Transfer der Daten ins Rechenzentrum verantwortlich und sorgt dafür, dass die Daten schließlich auf Band geschrieben werden.

Das Online-Triggersystem (Triggerstufen 1 und 2) steuert die Auslese der verschiedenen Subdetektoren. Die Hauptaufgabe dieses Triggersystems besteht darin, Kandidaten für die gewünschten Zerfallskanäle möglichst frühzeitig zu erkennen. Gleichzeitig sollen Ereignisse, die nicht in diese Ereignisklassen fallen, so effektiv wie möglich unterdrückt werden.

Die (gewünschte) hohe Rate an Kaonzerfällen führt zu einer Reihe von zwingenden Anforderungen an das Triggersystem:

- Das System muss eine Eingangstriggerrate von ca. 1 MHz verarbeiten können
- und darf dabei nur eine minimale Totzeit aufweisen.
- Die Ausleseanforderungen an die einzelnen Subdetektoren müssen mit einer Rate von etwa 10 kHz ausgesandt werden können.

- Somit muss eine Entscheidung des Triggers innerhalb von $100\ \mu\text{s}$ erfolgen können.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, besitzt NA48 ein asynchron arbeitendes zweistufiges Online-Triggersystem (Abb. 4.1).

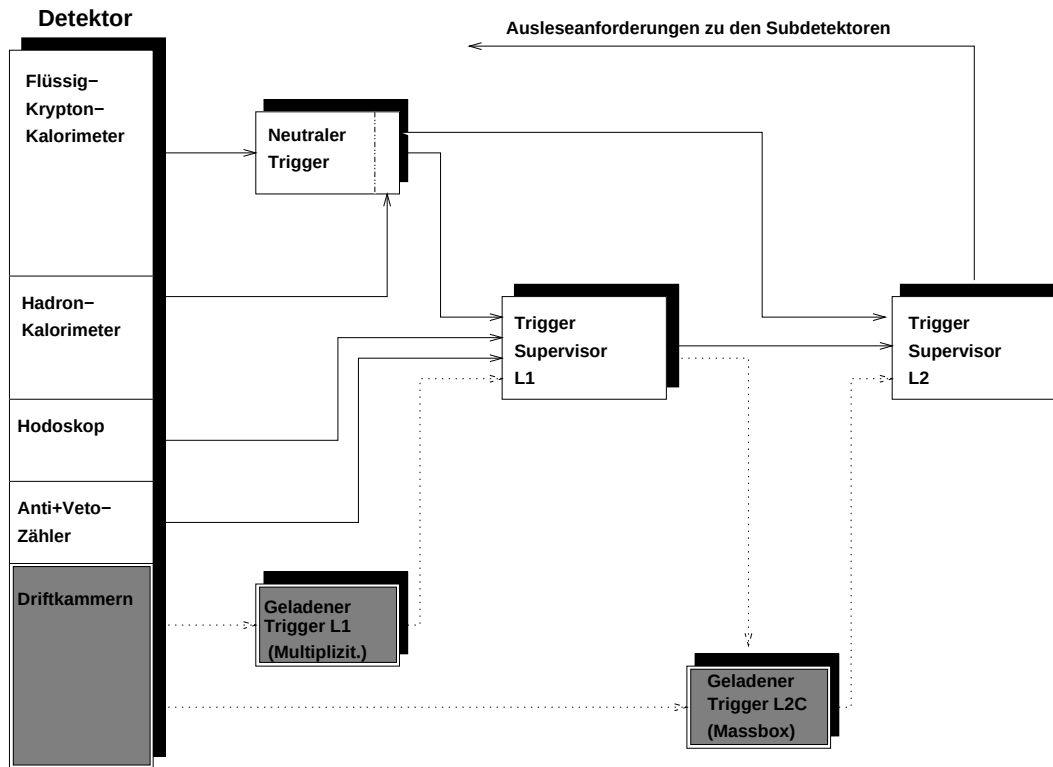


Abbildung 4.1: Übersicht des NA48-Online-Triggersystems. Die grau unterlegten Teile wurden im Jahr 2000 nicht benutzt, da sie auf Informationen aus den Driftkammern aufbauen.

4.1 Der Zeitstandard des Experiments

Der Zeitstandard des Experiments wird von einem 960 MHz-Frequenzgenerator (*Clock*) geliefert [Jei95]. Die Elektronik des Frequenzgenerators befindet sich in der Nähe des Taggers, da dessen Auslese mit einer Abtastfrequenz von 960 MHz erfolgt. Aus diesem 960 MHz-Signal wird durch Skalieren ein 80 MHz-Signal erzeugt. Auf dieses Signal werden die Kontrollsignale des SPS, die den Beginn und das Ende der Strahlextraktion kennzeichnen, aufkodiert. Die Frequenz wird dafür für drei bzw. eine Periode von den 80 MHz auf 40 MHz heruntergeschaltet. In

speziellen Modulen an den einzelnen Subdetektoren wird aus dieser 80 MHz-*Clock* eine 40 MHz-*Clock* generiert, die den allgemeinen Zeitstandard der Subdetektoren definiert.

Da das Trigger- und Datenerfassungssystem asynchron ausgelegt ist, wird eine Möglichkeit zur Identifizierung der einzelnen Ereignisse benötigt. Um dies zu erreichen, erhält jedes Ereignis eine Zeitmarkierung (*Timestamp*). Diese *Timestamp* ist als die Anzahl der Zyklen der globalen 40 MHz-*Clock* seit Beginn des Strahlungspulses definiert ($1 \text{ Zeiteinheit} \hat{=} 25 \text{ ns}$). Mit Hilfe der *Timestamp* können dann die Informationen der einzelnen Subdetektoren einander zugeordnet werden.

4.2 Die Level-1-und Level-2-Trigger

Im Jahr 2000 arbeitete wegen der fehlenden Driftkammern lediglich der Trigger für neutrale Teilchen (*Neutral Trigger, NUT*). Da die Unterscheidung zwischen Level-1- und Level-2-Triggersystem im überwiegenden Teil für geladene Zerfälle gilt, werden die beiden Trigger hier gemeinsam beschrieben.

Die Triggerentscheidung des neutralen Triggers basiert auf der Analyse von Energiedepositionen in LKr-Kalorimeter. Die Energie der Kalorimeterzellen wird in zwei Schritten aufsummiert, um am Ende je 64 Streifen in horizontaler und vertikaler Richtung zu erhalten. Im ersten Schritt wird die analoge Summe der Signale einer sogenannten Superzelle (2×8 Zellen in horizontaler und 8×2 Zellen in vertikaler Projektion) gebildet. Danach wird das Signal digitalisiert, es wird kalibriert (*Pedestal*-Subtraktion) und es erfolgt eine Nullunterdrückung. In der zweiten Stufe kann der neutrale Trigger folgende Variablen berechnen und in die Entscheidungsfindung mit einbeziehen:

- Energiesummen in horizontaler und vertikaler Projektion (Peaks),
- totale Energiedeposition E_{tot} ,
- Energieschwerpunkt im Kalorimeter (sog. *centre of gravity (COG)*),
- Zerfallsvertex (zusammen mit der Kaonenergie kann der Zerfallszeitpunkt (in K_S -Lebensdauern) berechnet werden),
- Anzahl der Photonen und deren Ankunftszeiten.

Totzeiten werden durch ein vollständig auf Ringpuffern beruhendes Design extrem klein gehalten („*totzeitfrei*“). Damit ist der Trigger für neutrale Teilchen in der Lage, eine Entscheidung innerhalb von 25 ns zu treffen.

Bei der Messung der Triggereffizienz des neutralen Triggers wurde festgestellt, dass Perioden mit sehr großer Ineffizienz existieren. Nachdem diese aus der Analyse entfernt wurden, konnte die Triggereffizienz des neutralen Triggers zu $(99,8 \pm 0,1) \%$ bestimmt werden.

Ein weiteres Triggersignal für neutrale Zerfälle wird vom Hodoskop für neutrale Teilchen geliefert. Diese Signale werden direkt zum Triggern benutzt. Aufgrund der hohen Rate wurden die Signale mit einem Faktor 100 unterdrückt.

Triggersignale kamen weiterhin vom Myon-Vetosystem, dem HAC, dem Hodoskop für geladene Teilchen und den Photon-Antizählern. Ein Trigger, der auf der Kombination der ersten drei Systemen beruhte („Myon Trigger“), wurde benutzt, um Daten für die Kalibration des HAC-Kalorimeters zu sammeln.

Während der K_L -Datennahme wurden ebenfalls Kontrolltrigger aufgenommen, welche ein Signal des neutralen Triggers forderten, aber kein Signal im neutralen Hodoskop und in den Photon-Antizählern.

Alle Triggerentscheidungen werden dem Triggersupervisor (TS) mitgeteilt und dieser sendet nach $120\text{--}180 \mu\text{s}$ die Ausleseanforderung an die Read-out-Controller der Subdetektoren. Dazu überträgt er ein 32-Bit Wort, die *Timestamp*. Sowohl die Timestamp als auch ein 16-Bit Wort, das die Triggerinformationen enthält, werden in den Daten gespeichert.

Sollte eines der Subsysteme die Triggeranforderung in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht bearbeiten können, wird das gesamte Triggersystem blockiert (*XOFF*-Bedingung). Dies war während der ϵ'/ϵ -Datennahme nötig, um symmetrische Verluste der geladenen und neutralen Kanäle zu erzeugen.

4.3 Die Online-PC-Farm

Die Online-PC-Farm besteht aus 25 PCs (PentiumII-Prozessoren). 11 dieser PCs dienen als Subdetektor-PCs und empfangen die Daten der einzelnen Subdetektoren über ein spezielles Interface (DT16-to-Slink-PCI-Karte). Die maximale Übertragungsrate der Daten beträgt hierbei 32 MB/s. Nach einer Überprüfung des Datenformats werden die Daten weiter an die *Event Building*-PCs verteilt. Auf diesen PCs werden die einzelnen Datenblöcke der Subdetektoren zu einem Ereignis-Datenblock zusammengefügt. Des Weiteren werden die Daten der einzelnen Subdetektoren untereinander auf Konsistenz und Integrität überprüft. Danach werden die Daten auf der lokalen Festplatte zwischengespeichert. Je nach Zustand der Verbindung ins Rechenzentrum erfolgt dann die Datenübertragung dorthin so schnell wie möglich.

4.4 Der Level-3-Trigger und das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (CDR)

In diesem Abschnitt wird auf diese Systeme nur kurz eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung des Level-3-Triggers und des Zentralen Datenaufzeichnungssystems (CDR) findet sich in Anhang A (Seite 127).

Der Level-3-Trigger ist ein reiner Software-Trigger und dient zur weiteren Filterung und Datenreduktion. Er ist zudem in der Lage, dedizierte Ausgabedatenströme in verschiedenen Ausgabeformaten zu erzeugen. Im Jahr 2000 wurden vier (fünf in der HIK_S-Datennahme) Ausgabeströme geschrieben.

Das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (*Central Data Recording, CDR*) nimmt die Daten von der Online-PC-Farm entgegen und speichert sie auf Festplatten. Von dort werden die Daten an die einzelnen Level-3-Trigger-Programme verteilt, die auf der Offline-PC-Farm im CERN-Rechenzentrum laufen. Das CDR-System ist weiterhin dafür zuständig, dass die Rohdaten und die Level-3-Ausgabeströme auf Band geschrieben werden.

Während der HIK_S-Datennahme wurden die Rohdaten erstmals nicht auf Band geschrieben. Dies stellte besondere Ansprüche an den Level-3-Trigger und die Kalibrationen, da kein Reprozessieren der Rohdaten mehr möglich war, wie es für ϵ'/ϵ Datennahmen üblich ist, um die Daten zu Kalibrieren.

Im Jahr 2000 betrug die maximal erreichte Datenrate innerhalb eines Zeitraums von 5 Minuten 33 MB/s und war durch die Bandbreite der Subdetektoren und der Online-PC-Farm limitiert. Die im Durchschnitt verarbeitete Datenmenge betrug während der HIK_S-Datennahme etwa 1,5 TB pro Tag.

In Tabelle 4.1 findet sich eine kurze Aufstellung der im Jahr 2000 genommen Datenmengen.

4.5 Die verwendeten Datenformate

4.5.1 Das Rohdaten-Format *RAW*

Im *RAW*-Datenformat liegen alle Informationen der Subdetektoren vor. Allerdings enthält dieses Format keinerlei rekonstruierte Größen. Da die Daten nicht komprimiert sind, benötigt dieses Datenformat sehr viel Platz.

	K _L -Datennahme	HIK _S -Datennahme
Anzahl der <i>Bursts</i>	107741	184307
Anzahl der <i>Trigger</i>	1.449.040.914	3.251.485.621
Volumen der Rohdaten	~22 TB	~42 TB
# sel. Ereign. im goldcmp Datenstrom	499.643.310	397.268.380
Volumen des goldcmp Datenstroms	586,36 GB	368,90 GB
# sel. Ereign. im goldraw Datenstrom	325.727.703	375.636.003
Volumen des goldraw Datenstroms	6.262,84 GB	6.443,23 GB

Tabelle 4.1: Die im Jahr 2000 während der K_L-Datennahme und der HIK_S-Datennahme genommenen Datenmengen.

4.5.2 Das *COmPACT*-Datenformat

Das *COmPACT*¹-Datenformat enthält nur noch ausgewählte Informationen von den Subdetektoren und eine Vielzahl von rekonstruierten Größen. Daten in diesem Format können direkt für eine Analyse verwendet werden.

Die Werte werden in C-Strukturen abgelegt und komprimiert gespeichert. Dadurch erhält man ein sehr kompaktes Datenformat. Gegenüber dem *RAW*-Datenformat ist das *COmPACT*-Datenformat um einen Faktor von etwa 5 - 7 kleiner. Die Speicherung von Variablen erfolgt entsprechend ihres Datentyps. Dabei ist zu beachten, dass die Gleitkommawerte nur mit einfacher Genauigkeit als *Float* und nicht mit doppelter Genauigkeit (*Double*) gespeichert werden.

4.5.3 Das *SuperCOmPACT*-Datenformat

Auch die Daten im *COmPACT*-Datenformat benötigen bei der von NA48 genommenen Datenmenge recht viel Speicherplatz. Aus diesem Grund wurde ein weiteres Datenformat entwickelt: *SuperCOmPACT*. Dieses Datenformat wird in fast allen Datenanalysen verwendet und liegt auch dieser Arbeit zugrunde.

Die zusätzliche Reduktion gegenüber dem *COmPACT*-Datenformat wird auf verschiedenen Wegen erreicht. Einerseits wird die Anzahl der gespeicherten Variablen weiter reduziert. Eine weitaus größere Platzersparnis bringt allerdings die zweite Methode. Im *SuperCOmPACT*-Datenformat werden alle Variablen in die *Integer*-Darstellung überführt. Dazu wird eine *Float*-Variable $\text{var}_{\text{float}}$ mit einem Skalierungsfaktor scale multipliziert und dann in eine *Integer*-Variable var_{int} um-

¹C Optimized Programm for Accessing Countless Terabytes

gewandelt (schematisch):

$$\text{var}_{\text{int}} = (\text{Int})(\text{scale} \cdot \text{var}_{\text{float}}) \quad (4.1)$$

Dieser Skalierungsfaktor muss selbstverständlich so gewählt werden, dass die numerische Genauigkeit der abgespeicherten *Integer*-Variable für eine spätere Analyse ausreicht. Da der Skalierungsfaktor nicht beliebig groß gewählt werden kann, ist somit die numerische Genauigkeit der im *SuperCOMPACT*-Datenformat gespeicherten Daten begrenzt. Dieser Effekt kann anschaulich mit einer „Auflösung“ der gespeicherten Variablen beschrieben werden. Bei der Verwendung von Daten im *SuperCOMPACT*-Format muss man darauf achten, dass diese künstliche Auflösung keinen Einfluss auf die Analyse hat.

In dieser Arbeit konnte keinerlei Einfluss der begrenzten numerischen Genauigkeit der verwendeten Variablen auf die Datenanalyse festgestellt werden.

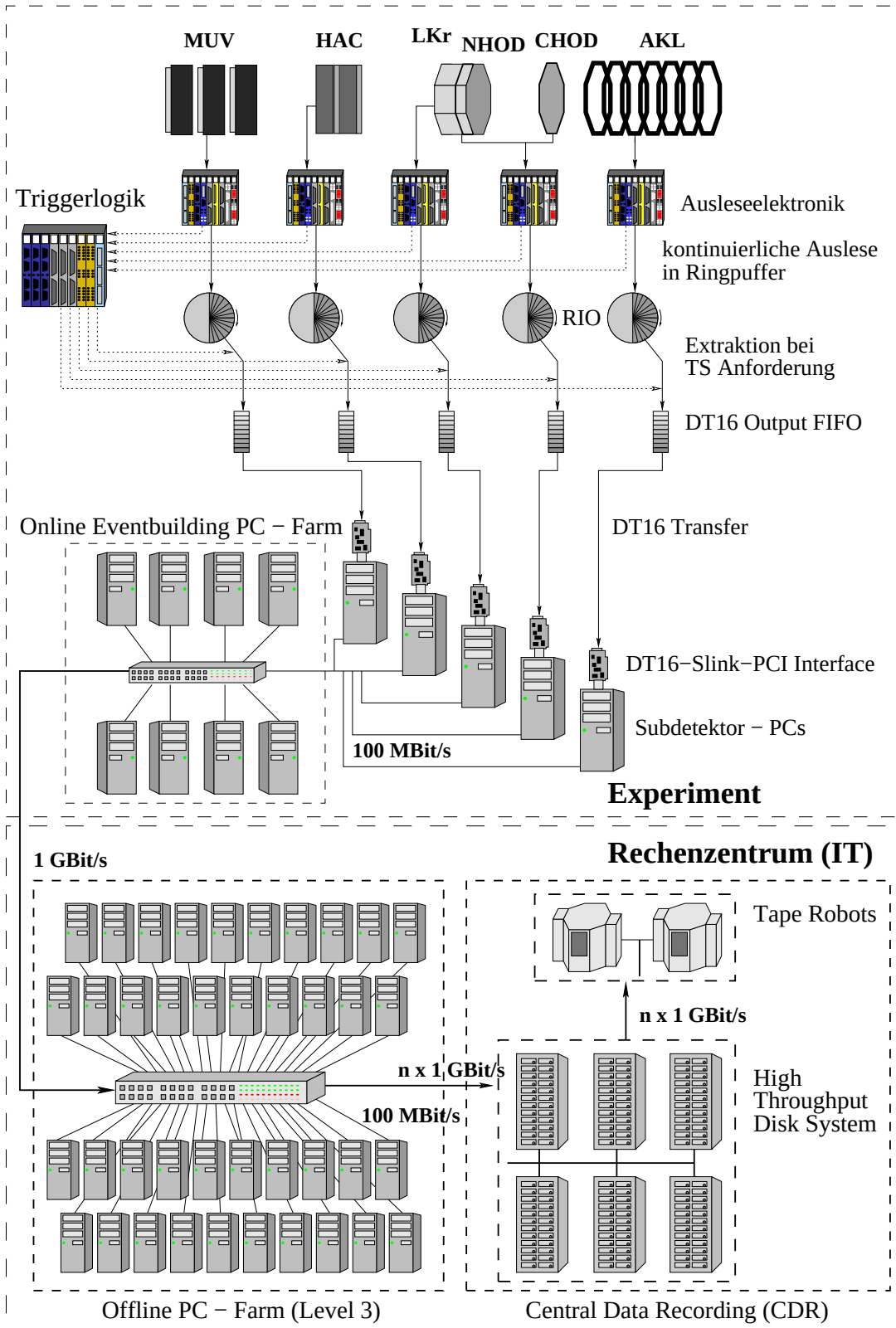


Abbildung 4.2: Der Datenfluss des NA48-Experiments von den Subdetektoren bis zur Speicherung auf Band

Kapitel 5

*Physics is much too
hard for physicists.*

David Hilbert

Ereignisrekonstruktion

Dieses Kapitel beschäftigt sich eingehend mit der Rekonstruktion der Daten des LKr-Kalorimeters und der Berechnung von Größen, die für die Analyse wichtig sind.

5.1 Rekonstruktion der Kalorimeterdaten

Im Folgenden wird die Rekonstruktion der Cluster im LKr-Kalorimeter detailliert beschrieben. Da der Endzustand des untersuchten Zerfalls aus zwei Photonen besteht, besitzen die Informationen des LKr-Kalorimeter eine sehr große Bedeutung für diese Arbeit.

Die einzelnen Schritte der Rekonstruktion werden kurz dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung ist in [Una95, Una98] zu finden.

- Eine Liste mit allen Zellen, die genug Energie besitzen um als Basis für einen Cluster zu dienen, wird erstellt.
- Ein Cluster wird definiert, wenn die Energiedeposition E_{Zelle} in einer dieser Zellen größer ist als die gemittelte Energie der 8 umgebenden Zellen E_{Mittel} und größer ist als die Energie in jeder der 8 umgebenden Zellen E_{Umgebung} .

$$E_{\text{Zelle}} > E_{\text{Umgebung}} \text{ und } E_{\text{Zelle}} > 0.18 + 1.8 E_{\text{Mittel}} \quad (5.1)$$

Wenn eine tote Zelle unter den umgebenden Zellen befindet, werden die Zellen, die die tote Zellen umgeben ebenfalls mit betrachtet um zu verhindern, dass ein Cluster in zwei aufgeteilt wird wenn ein Photon eine tote Zelle getroffen hat.

- Wenn ein Cluster gefunden wurde, werden dessen Position, Energie und Zeit in erster Ordnung abgeschätzt.

Die Position wird durch den Energie-Schwerpunkt in 3×3 Zellen (5×5 wenn sich eine tote Zellen innerhalb der 3×3 Zellen befindet.) definiert.

Die zentrale Zelle liefert die erste Abschätzung für die Energie und die Zeit des Clusters.

- In einem nächsten Schritt wird überprüft welche Zellen zu welchem Cluster beitragen.
 1. Das Zentrum der Zelle muss weniger als 11 cm vom Clusterschwerpunkt entfernt sein.
 2. Die Energie trägt nur innerhalb eines Zeitfenster von 20 ns bei ($\Delta t_{Cluster} < 20 \text{ ns}$).
- Im nächsten Schritt wird die Energie der einzelnen Zellen auf die Cluster verteilt:
 1. Wenn eine Zelle nur zu einem Cluster beiträgt, wird dessen Energie direkt zur Clusterenergie hinzuaddiert.
 2. Sollte eine Zelle mehreren Clustern zugeordnet worden sein, so wird die Energie dieser Zelle entsprechend der Formel

$$E_i = E_{Zelle} \cdot \frac{W_i}{\sum W_j} \quad (5.2)$$

den einzelnen Clustern zugeordnet. Dabei ist W_j die erwartete Energie in dieser Zellen von Cluster j . Diese erwartete Energie wird aus der abgeschätzten Clusterenergie, dem Abstand der Zelle von dem Cluster und einem erwarteten Energieprofil (aus GEANT [GEANT] Monte-Carlo-Simulation) bestimmt.

3. Handelt es sich um eine tote Zelle, so wird das Energieprofil benutzt, um die Energie abzuschätzen, die in dieser Zelle deponiert wurde.
- Nach dieser Prozedur werden alle Energieanteile der einzelnen Zellen, die zu einem Cluster gehören, aufsummiert um eine neue Abschätzung der Clusterenergie zu erhalten.
Auch die Position wird neu berechnet. Der Schwerpunkt wird dabei auf eventuelle Verzerrungen korrigiert.

- Die Berechnung der Clusterenergie wird wiederholt, wenn:
 1. zwei Cluster dichter als 11 cm nebeneinander liegen ODER

2. eine tote Zelle innerhalb von 5×5 Zellen um die Basis-Zelle eines Clusters herum befindet ODER
3. zwei Cluster dichter als 10 cm zusammen liegen und die niedrigste Energie unterhalb von 1.5 GeV liegt. (In diesem Fall wird der Cluster mit der niedrigen Energie entfernt.)

- Es folgen Korrekturen auf die Clusterenergie:

1. Auf Energie-Variationen in y-Richtung innerhalb einer Zelle, die durch Variation des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden entstehen. Es wird folgende Funktion benutzt:

$$E_{\text{corr}} = \frac{E_{\text{SP}}}{1 + \mathcal{A} \cdot y_{\text{lokal}} + \mathcal{B} \cdot y_{\text{lokal}}^2} \quad (5.3)$$

y_{lokal} ist dabei die Position innerhalb der Zelle. Die Koeffizienten $\mathcal{A}$ und $\mathcal{B}$ wurden während der 50 GeV-Elektron-Datennahme im Jahr 1996 bestimmt. Die Differenz zwischen den Extremwerten der Korrektur beträgt $\approx 1,5 \%$.

2. Aufgrund der reduzierten Ladungs-Sammlungs-Effizienz in der Nähe der Anode wird auf Energie-Variationen in x-Richtung korrigiert. Die dafür benutzte Formel lautet:

$$E_{\text{corr}} = \frac{E_{\text{SP}}}{\text{xcorr}} \quad (5.4)$$

xcorr wird dabei berechnet mittels

$$x_{\text{lokal}} < a_6 :$$

$$\text{xcorr} = a_1 + 4a_2 \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x_{\text{lokal}} - a_6}{a_3}\right)}{\left(1 + \exp\left(-\frac{x_{\text{lokal}} - a_6}{a_3}\right)\right)^2}$$

$$x_{\text{lokal}} \geq a_6 :$$

$$\text{xcorr} = a_4 + 4(a_1 + a_2 - a_4) \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x_{\text{lokal}} - a_6}{a_5}\right)}{\left(1 + \exp\left(-\frac{x_{\text{lokal}} - a_6}{a_5}\right)\right)^2}$$

x_{lokal} ist die lokale Position innerhalb der Zelle und die a_i , $i = 1, \dots, 6$ sind Parameter. Diese Korrektur wird nur benutzt, wenn die Korrektur auf den Raumladungseffekt (nächster Punkt) nicht angewandt wird. Die Differenz zwischen den Extremwerten der Korrektur beträgt $\approx 0,5 \%$.

3. Es muss eine Korrektur auf den Raumladungseffekt¹ vorgenommen werden. Dazu wird die vorherige Formel abhängig von der radialen Position des Clusters im Kalorimeter und von der Zeit innerhalb des *Bursts*.

Die radiale Position und die Zeit im *Bursts* werden in Intervalle eingeteilt und die Korrektur wird in diesen Intervallen einzeln bestimmt. Die Cluster, die sich weit außen im Kalorimeter bzw. im ersten Zeit-Intervall befinden erfahren die kleinste Korrektur.

Die Differenz zwischen den Extremwerten der Korrektur (beim innersten Radius und der größten Zeit im *Bursts*) beträgt $\approx 1,0 \%$.

4. Die Energie von Clustern, die sich nahe an den Begrenzungen des Kalorimeters befinden, wird ebenfalls korrigiert.
- Eine erste Abschätzung der Schauerbreite in x- und y-Richtung erfolgt mit Hilfe der Breite (rms) der Energieverteilung in 5×5 Zellen. Die Schauerbreite in x-Richtung wird folgendermaßen berechnet:

$$\text{RMS}_x = \sqrt{\frac{\sum_{\text{Zellen}} (x_{\text{Zelle}} - x_{\text{Basis}})^2 E_{\text{Zelle}}}{\sum_{\text{Zellen}} E_{\text{Zelle}}} - \left(\frac{\sum_{\text{Zellen}} (x_{\text{Zelle}} - x_{\text{Basis}}) E_{\text{Zelle}}}{\sum_{\text{Zellen}} E_{\text{Zelle}}} \right)^2} \quad (5.5)$$

Dabei ist x_{Zelle} die x-Position und E_{Zelle} die Energie einer zum Cluster gehörigen Zelle. x_{Basis} ist die x-Position der Basis-Zelle des Clusters.

Für die Schauerbreite in y-Richtung gilt eine entsprechende Gleichung.

- Die Position der Cluster wird korrigiert, da der Clusterschwerpunkt nicht vollständig verzerrungsfrei ist:
1. Für die x-Position wird folgende Funktion benutzt:

$$x_{\text{corr}} = \mathcal{A} \cdot \tanh(\mathcal{B} \cdot x_{\text{SP}} + \mathcal{C} \cdot x_{\text{SP}}^2) + \mathcal{D} + \mathcal{E} \cdot x_{\text{SP}} + \mathcal{F} \cdot x_{\text{SP}}^2 \quad (5.6)$$

Dabei sind $\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}, \mathcal{D}, \mathcal{E}, \mathcal{F}$ Funktionen der Photon-Energie der Form $a + b \cdot \ln(E_\gamma)$. Das Subskript SP bezeichnet den Wert, der aus den vorherigen Abschätzungen gewonnen wurde und das Subskript corr bezeichnet den korrigierten Wert. Die Funktion ist so kompliziert um den Zick-Zack-Effekt der Elektroden zu kompensieren. Die Koeffizienten wurden in einer speziellen Elektron-Datennahme im Jahr 1997 bestimmt.

¹Der Raumladungseffekt entsteht durch Ansammlung langsam driftender positiv geladener Ionen. Diese Ansammlung führt zu einer Verformung des elektrischen Feldes wodurch der Ionisationsstrom ändert, der durch die Elektronen ausgelöst wird.

2. Die Korrektur der y-Position erfolgt mittels einer einfacheren Funktion:

$$y_{\text{corr}} = \mathcal{A} \cdot \tanh(\mathcal{B} \cdot y_{\text{SP}}) \quad (5.7)$$

Die Koeffizienten $\mathcal{A}$ und $\mathcal{B}$ sind energieunabhängig, besitzen aber eine Abhängigkeit von Auftreffpunkt innerhalb der Zelle.

- Die Schauerbreite (RMS) wird entsprechend des Auftreffpunktes innerhalb der Zelle korrigiert:

$$\text{RMS}_{\text{corr}} = \frac{\text{RMS}_{\text{SP}}}{1 + \mathcal{A}_{\{x,y\}} \cdot \{x,y\}_{\text{lokal}}^2} \quad (5.8)$$

x_{lokal} und y_{lokal} geben dabei die Position innerhalb der Zelle wider. Der Koeffizient $\mathcal{A}_{\{x,y\}}$ ist dabei für die x- und y-Richtung unterschiedlich. Das Ergebnis wird in Zelleneinheiten (2 cm) ausgegeben.

5.2 Berechnung kinematischer Größen

5.2.1 Gesamtenergie

Die Gesamtenergie ergibt sich aus der Summe der Energien der einzelnen Cluster im LKr-Kalorimeter:

$$E_{\text{ges}} = \sum_i E_i \quad (5.9)$$

5.2.2 Energieschwerpunkt (*Centre Of Gravity, COG*)

Wenn alle Zerfallsprodukte des Kaons ihre volle Energie im LKr-Kalorimeter deponieren, entspricht der Energieschwerpunkt der Teilchen dem hypothetischen Auftreffpunkt des Kaons. Für die Berechnung des Energieschwerpunktes benötigt man die Cluster-Positionen $\vec{r}_i$ (im Koordinatensystem des LKr-Kalorimeters mit der Mitte der Strahlröhre als Nullpunkt) und die Cluster-Energien E_i :

$$\vec{r}_{\text{COG}} = \frac{\sum_i \vec{r}_i E_i}{\sum_i E_i} \quad (5.10)$$

Der Abstand des Energieschwerpunktes von der Strahlachse wird als

$$r_{\text{COG}} = |\vec{r}_{\text{COG}}| \quad (5.11)$$

bezeichnet.

5.2.3 Zerfallsvertex des Kaons (z_{vertex})

Da bei neutralen Zerfällen keinerlei Informationen über die Spur der Zerfallsprodukte existieren, benutzt man den Umweg über die invariante Masse der Zerfallsprodukte, um einen Zerfallsvertex zu berechnen. Werden Kaonzerfälle betrachtet, muss die invariante Masse bei masselosen Zerfallsprodukten

$$m_{\text{inv}} = \frac{1}{z_{\text{LKr}} - z_{\text{vertex}}} \sqrt{\sum_{i,j;i>j} E_i E_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2} \quad (5.12)$$

die Kaonmasse ergeben. Daraus erhält man dann durch einfaches Umstellen der Variablen den Zerfallsvertex

$$z_{\text{vertex}} = z_{\text{LKr}} - \frac{1}{m_{\text{Kaon}}} \sqrt{\sum_{i,j;i>j} E_i E_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2} \quad (5.13)$$

Hierbei ist $z_{\text{LKr}} = 121,082$ m der Abstand des LKr-Kalorimeters vom Nullpunkt des NA48-Koordinatensystems (dem K_S -Target). Die E_i und $\vec{r}_i$ sind die Energien bzw. die Positionen der Cluster.

Für den Zweikörperzerfall in $\gamma\gamma$ vereinfacht sich diese Formel zu:

$$z_{\text{vertex}} = z_{\text{LKr}} - \frac{1}{m_{\text{Kaon}}} \sqrt{E_1 E_2 (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2} \quad (5.14)$$

Wenn die Zerfallsprodukte eines Zweikörperzerfalls eine nicht vernachlässigbare Masse tragen, erhält man für den Zerfallsvertex:

$$z_{\text{vertex}} = z_{\text{LKr}} - \sqrt{\frac{\sqrt{(E_1^2 - m_1^2)(E_2^2 - m_2^2)} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}{m_X^2 - m_1^2 - m_2^2 + 2 \sqrt{(E_1^2 - m_1^2)(E_2^2 - m_2^2)} - 2 E_1 E_2}} \quad (5.15)$$

Dabei ist m_X die Masse des zerfallenden Teilchens und m_1, m_2 sind die Massen der Zerfallsprodukte. Man beachte, dass diese Gleichung für $X = \text{Kaon}$ und verschwindende m_1, m_2 in Gleichung 5.14 übergeht.

5.2.4 χ^2 für $2\pi^0$ - und $3\pi^0$ -Zerfälle

Bei der Selektion von Zerfällen in $2\pi^0$ - bzw. $3\pi^0$ -Endzustände müssen die vier bzw. sechs Photonen zu zwei bzw. drei Paaren kombiniert werden, deren invarianten Massen möglichst gut der Pionmasse entsprechen. Dazu wird zuerst eine χ^2 -Variable mit Hilfe der invarianten Massen definiert (Gl. 5.16 und 5.17). Danach werden alle Kombinationsmöglichkeiten der Photonen betrachtet und die χ^2 -Variable mit der Methode der kleinsten Quadrate minimiert. Die Photon-Kombination, die die kleinste χ^2 -Variable ergibt, ist die bestmögliche Kombination.

$$\chi_{2\pi^0}^2 = \left(\frac{(m_{ij} + m_{kl})/2 - m_\pi}{\sigma^+} \right)^2 + \left(\frac{(m_{ij} - m_{kl})/2}{\sigma^-} \right)^2 \quad (5.16)$$

Wobei $\sigma^\pm$ die Auflösung von $(m_{ij} \pm m_{kl})/2$ ist und in den Daten gemessen wurde. Die Werte liegen als Funktion der niedrigsten Photonenergie vor.

$$\begin{aligned} \chi_{3\pi^0}^2 &= \left(\frac{(m_{ij} + m_{kl} + m_{mn})/3 - m_\pi}{\sigma_1} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{(m_{ij} - (m_{kl} + m_{mn}))/4}{\sigma_2} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{(m_{kl} - m_{mn})/2}{\sigma_3} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.17)$$

Die σ_i sind wiederum die Auflösungen der jeweiligen Summe der invarianten Massen und sind ebenfalls als Funktion der niedrigsten Photonenergie parametrisiert. Die Form von $\chi_{3\pi^0}^2$ wurde so gewählt, dass der Wert bei gleichen invarianten Massen m_{ij} , dem Wert von $\chi_{2\pi^0}^2$ entspricht. Dies dient der einfacheren Handhabung bei Selektions-Schnitten.

Für die Analyse wird im NA48-Experiment üblicherweise eine Variable r_{Ellipse} verwendet und es gilt:

$$r_{\text{Ellipse}} = \frac{\chi^2}{9} . \quad (5.18)$$

People prefer usually hunting for particles and do not study interactions – I guess that's materialism.

Kapitel 6

Fred Jegerlehner

Datenanalyse – Grundlagen

6.1 Allgemeine Anmerkungen

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Analyse von $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen. Sowohl K_L als auch K_S können in den $\gamma\gamma$ -Endzustand zerfallen. Die bisher besten Messungen der Verzweungsverhältnisse sind in [PDG02], [Lai00] zu finden:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.96 \pm 0.15) \times 10^{-4} \quad (6.1)$$

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2.58 \pm 0.44) \times 10^{-6} \quad (6.2)$$

Da am K_S -Target sowohl K_S als auch K_L erzeugt werden (Abschnitt 3.2 (Seite 16)), ist es absolut unvermeidlich, dass neben den gesuchten $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen auch $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle auftreten. Die Ereignistopologie im Detektor ist für die beiden Zerfälle ununterscheidbar. Daher sind $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle durch Schnitte nicht von den gesuchten $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen zu trennen. Es bleibt lediglich die Möglichkeit, ihren Anteil an den selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen zu berechnen. Für eine grobe Abschätzung des Anteils der $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle im gesuchten Energie- und z_{vertex} -Bereich kann man die Tabellenwerte der Verzweungsverhältnisse und Lebensdauern heranziehen und erhält:

$$\frac{N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} \approx 1,5 \pm 0,3 \quad (6.3)$$

Trotz des wesentlich größeren Verzweungsverhältnisses von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ist der zu erwartende Anteil dieser Zerfälle aufgrund der größeren Lebensdauer des K_L in derselben Größenordnung wie der $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Anteil.

Eine genaue Messung von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ erfordert eine sehr gute Kenntnis des $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Anteils an den selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen.

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass für die Minimierung der systematischen Unsicherheit der $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ -Messung eine Messung zur Bestimmung des $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Anteils notwendig ist.

6.2 Die Berechnung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$

Die Formel für die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ hat folgende Gestalt:

$$\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma) = (N_{\gamma\gamma} - B_{\gamma\gamma} - N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}) \epsilon \frac{\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)}{N_{2\pi^0}} \quad (6.4)$$

$N_{\gamma\gamma}$: selektierte $\gamma\gamma$ -Ereignisse
 $N_{2\pi^0}$: selektierte $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse
 $B_{\gamma\gamma}$: nicht- $(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)$ -Untergrund (MC) ϵ : Akzeptanzen und Effizienzen
 $N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}$: $(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)$ -Untergrund (berechnet)

Die problematischste Variable ist die Anzahl der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse. Im einfachsten Fall benutzt man für die Bestimmung der Anzahl der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse den Fluss der K_L und tabellierte Variablen. Der Fluss $\Phi(\text{K}_L)$ der K_L kann mit Hilfe von selektierten $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignissen bestimmt werden.

Benutzt man nun direkt das $\text{BR}(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)$ für die Berechnung erhält man eine systematische Unsicherheit von mehr als 5 %.

Die folgende Möglichkeit der Berechnung der Anzahl der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse liefert eine etwas kleinere systematische Unsicherheit:

$$N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma} \approx \frac{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 2\pi^0)} |\eta_{00}|^2 \Phi(\text{K}_L) . \quad (6.5)$$

In diese Gleichung gehen das Verhältnis der beiden Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)$ und $\text{BR}(\text{K}_L \rightarrow 2\pi^0)$ und der Parameter $|\eta_{00}|$ ein. Die gegenwärtigen Weltmittelwerte sind [PDG02]:

$$\frac{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 2\pi^0)} = (0,632 \pm 0,009) \quad (\text{rel. Fehler: } 1,5 \%) \quad (6.6)$$

$$|\eta_{00}| = \frac{|\text{A}(\text{K}_L \rightarrow 2\pi^0)|}{|\text{A}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)|} = (2,274 \pm 0,017) \times 10^{-3} \quad (\text{rel. Fehler: } 0,8 \%) \quad (6.7)$$

Setzt man nun Gleichung 6.5 in Gleichung 6.4 ein und berechnet die systematische Unsicherheit, die sich durch Fehlerfortplanzung aus den Tabellenwerten ergibt, so erhält man eine Unsicherheit von etwa 4,5 %. Diese Unsicherheit für sich betrachtet ist bereits wesentlich größer als die erwartete statistische Unsicherheit (≈ 2 %). Aus diesem Grund ist es wünschenswert, einen Weg zu finden, die Anzahl der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Untergrundereignisse mit einer kleineren systematischen Unsicherheit zu bestimmen.

Durch die K_L -Datennahme, die ebenfalls im Jahr 2000 stattfand, ergibt sich nun diese Möglichkeit. Die Detektorkonfiguration war identisch mit der HIK_S -Datennahme. Die einzigen Unterschiede zwischen den Datennahmeperioden sind die niedrigere Proton-Energie (400 GeV statt 450 GeV) während der HIK_S -Datennahme und der angeschaltete Spektrometermagnet in der K_L -Datennahme. Damit ist zu erwarten, dass sich die Einflüsse des Detektors in erster Ordnung aufheben und somit in erster Näherung vernachlässigt werden können. In die Berechnung der Anzahl der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Untergrundereignisse gehen bei diesem Ansatz Daten aus zwei verschiedenen Datennahmen ein. Setzt man alle zu bestimmenden Variablen ein, erhält man folgende Formel:

$$N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S}} \frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L}} \frac{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)} \cdot N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S} \quad (6.8)$$

Hierbei stehen die ϵ für die Akzeptanzen einzelner Zerfälle. Das Subskript gibt dabei den Zerfall und das Superskript die Datennahme an. Das Verhältnis der Zerfallsbreiten von $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ lässt sich auch als das Verhältnis der selektierten Ereignisse ausdrücken :

$$\frac{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)} = \frac{N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L}}{N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L}} \quad (6.9)$$

Und dieses Verhältnis lässt sich nun in den Daten der K_L -Datennahme bestimmen.

Werden alle zu bestimmenden Variablen in Gleichung 6.4 eingesetzt, erhält man folgende Formel für das $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$:

$$\begin{aligned} \text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma) = & \left(N_{\gamma\gamma}^{\text{K}_S} - B_{\gamma\gamma}^{\text{K}_S} - \frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S}} \frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L}} \frac{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)} \cdot N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S} \right) \\ & \cdot \frac{\epsilon_{\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{K}_S}}{\epsilon_{\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}} \frac{\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)}{N_{\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{K}_S}} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die größte hier direkt auftretende Unsicherheit ist im $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)$ [PDG02] enthalten:

$$\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0) = (31, 40 \pm 0.28)\% \quad (\text{relativer Fehler: } 0,9 \%) \quad (6.11)$$

Daraus erhält man eine Unsicherheit von 0,9 % auf $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Dieser Fehler ist deutlich kleiner als die etwa 4,5 % der ersten Methode (Gl. 6.5).

Die Messung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ unter Zuhilfenahme der K_L -Datennahme bedeutet allerdings, dass insgesamt fünf Zerfälle selektiert werden müssen.

- $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$, $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ in der HIK_S -Datennahme
- $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ in der K_L -Datennahme

Zu all diesen Zerfällen müssen auch die möglichen Untergrundkanäle betrachtet werden.

6.3 Die Ereignisauswahl

Die Ereignisauswahl zielt darauf ab, möglichst viele der gesuchten $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ ($\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$; $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$)-Ereignisse zu selektieren und gleichzeitig die Anzahl der mitselektierten Untergrundereignisse weitestgehend zu reduzieren. Um die systematische Unsicherheit zu minimieren, werden identische Schnitte für die Analyse der K_L -Datennahme und der HIK_S -Datennahme angewandt. Im folgenden Abschnitt werden diese Schnitte erläutert.

6.3.1 Vorselektion durch die Level-3 Filter

Der Level-3-Trigger wendet für die Selektion der jeweiligen Zerfallskanäle Schnitte an, deren Grenzen weiter gewählt wurden als in der endgültigen Selektion. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Abschnitt A.1 (Seite 127).

6.3.2 Photon-Identifikation und Geometrieschnitte

Von zentraler Wichtigkeit ist die Identifikation und Selektion von Photonen im LKr-Kalorimeter. Ein Cluster muss dafür die folgenden Kriterien erfüllen:

Clusterenergie

Wie Tabelle 3.1 (Seite 23) zu entnehmen ist, nimmt die Energieauflösung mit kleiner werdender Clusterenergie ab. Da die Rekonstruktion von Clustern im Bereich niedriger Schauerenergien problematisch ist, wird eine Mindestenergie des Clusters von 3 GeV gefordert.

Ab einer Clusterenergie von etwa 100 GeV kann es zu Problemen mit der Ausleselektronik der zentralen Zellen kommen. Daher wird die maximale Clusterenergie auf 100 GeV begrenzt.

Clusterabstand

Die Energie- und Ortsauflösung der Clusterrekonstruktion ist durch den Abstand zweier Cluster limitiert. Bei eng beieinander liegenden Clustern können diese nicht mehr mit einer hinreichend guten Auflösung unterschieden werden. Um eine ausreichende Energie- und Ortsauflösung zu erhalten, wird ein Mindestabstand von 10 cm zwischen zwei Clustern gefordert.

Abstand zu toten Zellen

Als tote Zelle wird eine Zelle im LKr-Kalorimeter bezeichnet, die keine oder unbrauchbare Informationen liefert. Befindet sich ein Cluster zu dicht neben einer solchen toten Zelle, kann der Cluster nicht mehr vollständig rekonstruiert werden. Daher wird gefordert, dass der Abstand eines Clusters von einer toten Zelle mindestens 2 cm beträgt.

Schnitte auf die Geometrie

Diese Schnitte stellen sicher, dass der Cluster einen gewissen Abstand zum Rand des LKr-Kalorimeters hat. Das dient der Minimierung der Leckverluste an den Rändern.

Gefordert wird im inneren Bereich der LKr-Kalorimeters ein minimaler Abstand der Cluster von der Strahlachse von 15 cm. Die Schnitte auf die äußere Kontur sind komplexer und in Abbildung 6.1 grafisch dargestellt.

$$|x| < 113,0 \text{ cm}; \quad |y| < 113,0 \text{ cm}; \quad (|x| + |y|) < 159,8 \text{ cm};$$

$$|x| < 63,2 \text{ cm ODER } |y| < 84,7 \text{ cm}; \quad |x| < 52,2 \text{ cm ODER } |y| < 94,7 \text{ cm};$$

$$\sqrt{(|x| - 63,2 \text{ cm})^2 + (|y| - 94,7 \text{ cm})^2} > 11,0 \text{ cm}$$

Die Variablen x und y sind die Koordinaten im LKr-Kalorimeter.

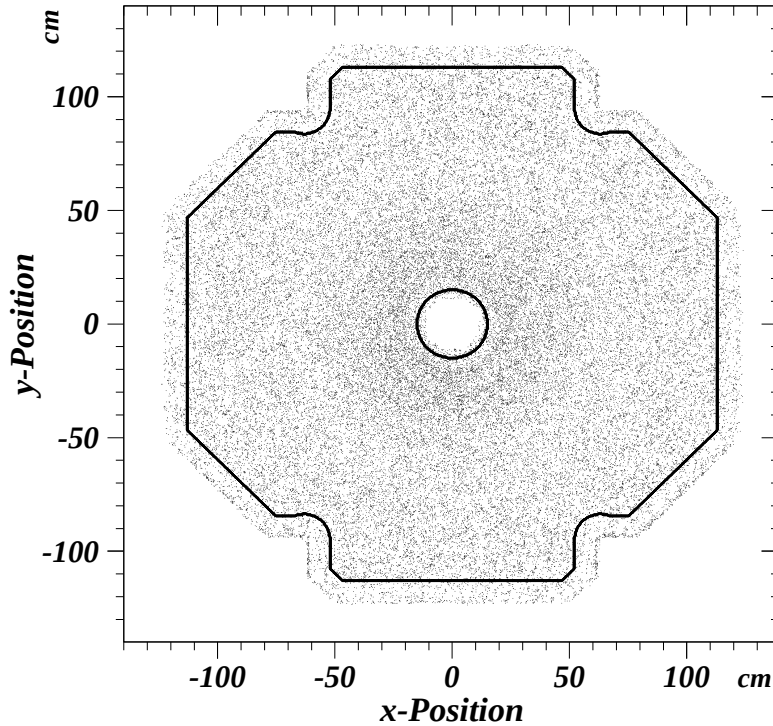


Abbildung 6.1: Die Geometrieschnitte im LKr-Kalorimeter. Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Schauerdichte im Zentralbereich stark reduziert.

$3 < E_\gamma < 100 \text{ GeV}$			$d_{\gamma-\gamma} > 10 \text{ cm}$	$d_{\gamma-\text{dead}} > 2 \text{ cm}$
$d_{\text{rad}} > 15 \text{ cm}$		$\Delta t_{\gamma\gamma} < 5 \text{ ns}$		
Der Cluster muss sich innerhalb der Akzeptanz des LKr-Kalorimeters befinden.				

Tabelle 6.1: Eine Zusammenfassung der angewandten Schnitte zur Photon-Identifikation.

Clusterzeitdifferenz

Alle Cluster, die zu einem Zerfall gehören, müssen innerhalb von 5 ns das LKr-Kalorimeter erreichen. Dieser Schnitt dient zur Unterdrückung von zufällig überlagernden Clustern bzw. Ereignissen.

Zusätzliche Cluster sind erlaubt, sofern diese sich außerhalb des 5 ns Zeitfensters befinden oder deren Energie kleiner als 1,5 GeV ist.

6.3.3 Kaon-Energie-Verteilung (E_{Kaon})

Die Energie des zerfallenden Kaons entspricht bei rein neutralen Endzuständen der Gesamtenergie im LKr-Kalorimeter. Da der Schnitt auf die gesamte Energie im LKr-Kalorimeter im Level-3-Trigger (Abschn. A.1 (Seite 127)) bei 50 GeV liegt, muss der Schnitt auf die minimale Kaon-Energie oberhalb 50 GeV liegen. Um Probleme mit Kalibrationen zu vermeiden, wird eine minimale Kaon-Energie von 70 GeV gefordert. Die obere Grenze ergibt sich aus dem sehr schnell abfallenden Spektrum und soll vermeiden, dass der Ausläufer der Verteilung einen zu großen Einfluss hat. In dieser Analyse wird folgende Kaon-Energie gefordert:

$$70 \text{ GeV} < E_{\text{Kaon}} < 170 \text{ GeV} . \quad (6.12)$$

6.3.4 Energieschwerpunkt (COG)

Wie in Abschnitt 5.2 (Seite 41) beschrieben, entspricht der Energieschwerpunkt dem Auftreffpunkt des Kaons im LKr-Kalorimeter, den es gehabt hätte, wenn es nicht zerfallen wäre. Dies trifft allerdings nur für gut rekonstruierte Ereignisse zu. Hat eines der Zerfallsprodukte den Detektor nach außen verlassen, so verschiebt sich der Energieschwerpunkt. Ein Schnitt auf diese Variable eignet sich somit gut zur Untergrundunterdrückung.

Der Schnitt ist allerdings nicht geeignet, um Ereignisse zu unterdrücken, bei denen sich ein Zerfallsprodukt aufgrund seines großen Impulses entlang der Strahlachse, also ebenfalls außerhalb der Akzeptanz, bewegt. In einem solchen Fall wird der Energieschwerpunkt nicht nach außen verschoben. Derartige Ereignisse haben allerdings üblicherweise eine relativ geringe Energiedeposition im LKr-Kalorimeter. Daher werden sie von anderen Selektionskriterien verworfen.

Für den Energieschwerpunkt r_{COG} muss gelten:

$$r_{\text{COG}} < 7 \text{ cm} . \quad (6.13)$$

6.3.5 z_{vertex} -Schnitt

Aufgrund der sehr geringen Lebensdauer des K_S ist es wünschenswert, mit der Messung so nah wie möglich am K_S -Target zu beginnen. Hinter dem K_S -Target befinden sich allerdings noch ein Magnet und der letzte Kollimator. Daher kann die Messung erst hinter diesem in einer Entfernung von 6 m vom Target beginnen. Das Ende des Kollimators definiert somit den Nullpunkt der z_{vertex} -Messung.

Da die Auflösung der z_{vertex} -Bestimmung begrenzt ist ($\gtrsim 50 \text{ cm}$), wird ein minimaler z_{vertex} von -1 m gefordert. Aufgrund des Untergrundes von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse (Abschn. 9.4.3 (Seite 103)) muss der z_{vertex} unterhalb von 5 m liegen.

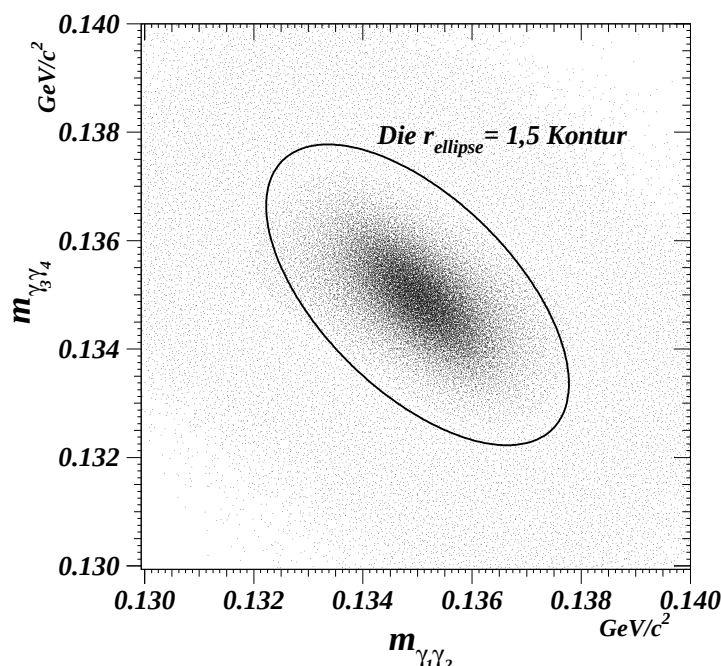


Abbildung 6.2: Die beiden invarianten $\gamma\gamma$ -Massen beim Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$.

Somit muss für den z_{vertex} gelten:

$$-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 5 \text{ m} \quad (z_{\text{vertex}} = 0 \quad \hat{=} \quad \text{Ende des Kollimators}). \quad (6.14)$$

6.3.6 χ^2 -Schnitt in der $2\pi^0$ und $3\pi^0$ Selektion (r_{ellipse})

In Abschnitt 5.2.4 (Seite 43) werden die Definitionen des χ^2 -Schnitts für $2\pi^0$ - und $3\pi^0$ -Zerfälle ausführlich besprochen. Für den Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ handelt es sich um einen ellipsenförmigen Schnitt in der Ebene der beiden invarianten $\gamma\gamma$ -Massen, wie es in Abbildung 6.2 dargestellt ist.

Beim Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ hat dieser Schnitt die Form eines Ellipsoids im dreidimensionalen Raum der drei invarianten $\gamma\gamma$ -Massen.

Da die Definition für r_{ellipse} so gewählt werden, dass die Werte beider Zerfälle im gleichen Bereich der invarianten Massen liegen, kann für beide Zerfälle der gleiche Schnitt angewandt werden. In der HIK_S-Datennahme ist die Anzahl der erwarteten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse wesentlich kleiner als während einer Datennahme für die (ϵ'/ϵ) -Messung. Daher ist auch der erwartete Untergrund aus diesem Zerfallskanal für die $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse wesentlich kleiner. Aus diesem Grund sind die Anforderungen an die Qualität ($\chi^2/r_{\text{ellipse}}$) für Selektion von guten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignissen nicht so strikt. Da im „ K_S “-Strahl aber dennoch $K_L \rightarrow 3\pi^0$ stattfinden und somit eine Untergrundquelle darstellen, wird gefordert:

$$r_{\text{ellipse}} < 3. \quad (6.15)$$

6.3.7 Schnitt auf die HAC-Energie

Bei der Wechselwirkung des Proton-Strahls im Target entstehen außer Kaonen auch andere neutrale Hadronen, darunter eine große Anzahl von Λ -Baryonen. Wegen der fehlenden Driftkammern können die geladenen Zerfallsprodukte dieser Hadronen (z.B. $\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-$) nicht identifiziert werden. Die einzig verbliebene Möglichkeit, Zerfälle mit hadronischen Zerfallsprodukten zu erkennen, bietet das Hadronische Kalorimeter. Da die Orts- und Zeitaufösungen des HAC wesentlich schlechter sind als die des LKr-Kalorimeters, können Cluster im HAC nicht genau genug einem Cluster im LKr-Kalorimeter zugeordnet werden. Daher ist der Schnitt auf die HAC-Energie nicht ortsabhängig. Als Kriterium wird gefordert, dass innerhalb eines Zeitfensters von 15 ns die Gesamtenergie im HAC 3 GeV nicht übersteigt:

$$E_{\text{HAC}} < 3 \text{ GeV für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns} \quad (6.16)$$

6.3.8 Schnitt auf die Schauerbreite

Die für die Selektion benutzte Schauerbreite wird als die radiale Ausdehnung des Schauers definiert (vgl. Gl. 5.5 (Seite 40) und Gl. 5.8 (Seite 41)):

$$r_{\text{rms}} = \sqrt{(\text{RMS}_x)^2 + (\text{RMS}_y)^2} \quad (6.17)$$

Der Schnitt auf die Schauerbreite dient zur Unterdrückung von Untergrundereignissen. Es werden hier zwei Untergrundkategorien unterschieden:

Zum Einen kann es bei Zerfällen mit mehreren Photonen im Endzustand, insbesondere $K_S \rightarrow 2\pi^0$, dazu kommen, dass sich zwei dieser Schauer überlappen. Die Wahrscheinlichkeit, dass sie perfekt übereinander liegen, ist sehr klein und somit sind die beiden Schauer in der Regel ein wenig gegeneinander verschoben. Der resultierende Gesamtschauer hat daher eine größere Breite.

Eine zweite Möglichkeit, breite Schauer zu erhalten, sind hadronische Schauer im LKr-Kalorimeter. Die Schauerentwicklung eines hadronischen Schauers ist im Normalfall sehr viel unregelmäßiger als die eines elektromagnetischen Schauers und die Schauerbreite somit meist größer. Es kann allerdings dazu kommen, dass ein Hadron seine gesamte Energie sehr frühzeitig auf ein π^0 überträgt. In diesem Fall ist der resultierende Schauer identisch mit einem elektromagnetischen Schauer.

Die Schauerbreite niederenergetischer Teilchen ist breiter als hochenergetischer Teilchen, daher hängt der Schnitt auf die Schauerbreite von der Teilchenenergie ab.

Dieser Schnitt wird nur auf die $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten angewandt. Für die $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Kandidaten ist dieser Schnitt dem r_{ellipse} -Schnitt äquivalent (Abschn. 6.3.6 (Seite 52)).

Die Schnittkurve wird mit Hilfe von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen bestimmt. Dazu wird die Photonenergieverteilung in 20 Intervalle zu je 5 GeV Breite unterteilt. An jede der Schauerbreitenverteilungen wird eine Gauß-Funktion angepasst. Der Schnitt auf die Schauerbreite wird nun für jedes Intervall einzeln definiert als die Summe aus dem Zentralwert und der dreifachen Breite der Gauß-Verteilung. Somit erhält man für jeden der 20 Intervalle eine obere Schnittgrenze. An diese 20 Werte wird nun folgende Funktion mit fünf Parametern a_i angepasst:

$$r_{\text{rms}}^{\text{max}} = a_1 + a_2 \cdot E_\gamma + \frac{a_3}{E_\gamma} + a_4 \cdot e^{a_5 \cdot E_\gamma} \quad (6.18)$$

Diese Funktion wird so gewählt, dass die Daten unter Verwendung möglichst weniger Parameter bestmöglich beschrieben werden.

Nach dem Fit erhält man folgende Parameter für die Schnittkurve der Daten:

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
$0,52 \pm 0,03$	$(3,9 \pm 0,8) \times 10^{-4}$	$0,54 \pm 0,09$	$0,58 \pm 0,03$	$(-9 \pm 4) \times 10^{-4}$

Abbildung 6.3 zeigt die Schauerbreite der Photonen von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfällen in Abhängigkeit von der Clusterenergie. Die energieabhängige Schnittkurve, die mit Hilfe der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Daten bestimmt wird und bei den $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen angewandt wird, ist ebenfalls abgebildet.

Die linke Abbildung 6.4 zeigt einen Vergleich der Schauerbreite von Daten und Monte-Carlo-Simulation für $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Schauerbreite der simulierten Ereignisse kleiner ist als die Schauerbreite der Daten. Damit stellt sich heraus, dass die Schauerbreite nicht sehr gut simuliert wird.

Aus diesem Grund wird für die simulierten Ereignisse eine separate Schnittkurve bestimmt. Dies geschieht mit derselben Methode wie bei den Daten. Die Abhängigkeit der maximalen Schauerbreite von der Photonenergie hat dann folgende Form:

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
$0,51 \pm 0,01$	$(3,8 \pm 0,3) \times 10^{-4}$	$0,60 \pm 0,02$	$0,58 \pm 0,01$	$(-9 \pm 1) \times 10^{-4}$

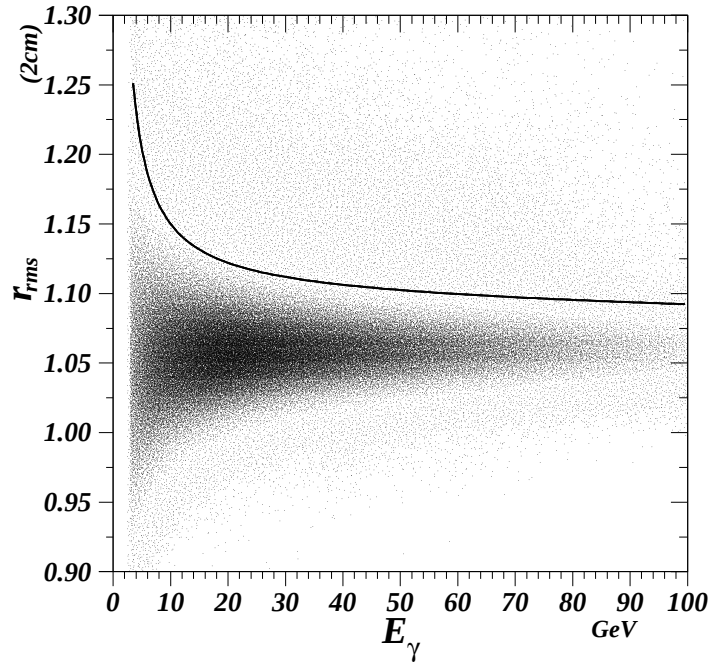


Abbildung 6.3: Die Schauerbreite der Photonen aus $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfällen und die Kurve für den daraus bestimmten energieabhängigen Schnitt auf die Schauerbreite.

In der rechten Abbildung 6.4 ist für die simulierten Ereignisse die Schauerbreite gegen die Photonenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Schnittkurve für die Simulation und die gestrichelte Linie zeigt, zum Vergleich, die Schnittkurve der Daten.

Man kann in der rechten Abbildung 6.4 auch erkennen, dass die Anzahl der Schauer in der Schauerbibliothek (Abschn. 7.2 (Seite 60)) limitiert ist. Gerade für große Schauerbreiten ist eine Clusterbildung erkennbar und es existiert keine langsam auslaufende Verteilung, wie in Abbildung 6.3. Da das Verhältnis der Ereignisse die außerhalb des Schnittes liegen zur Gesamtzahl der Ereignisse bei Daten und Simulation gleich ist, stellt dies kein größeres Problem dar.

6.4 Berücksichtigung von Dalitz-Zerfällen

Als Dalitz-Zerfall bezeichnet man den Zerfall eines Pions oder Kaons in den $e^+e^-\gamma$ -Endzustand. In Tabelle 6.2 sind die bekannten Zerfallskanäle und deren Verzweungsverhältnisse aufgelistet [PDG02]. Ein Verzweungsverhältnis des Zerfalls $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ wurde bisher noch nicht gemessen. Da dieser Zerfall dennoch eine Rolle als Untergrundkanal spielen kann, wird ein Verzweungsverhältnis mit Hilfe einiger Annahmen bestimmt. Die erste Annahme ist, dass es sich bei dem

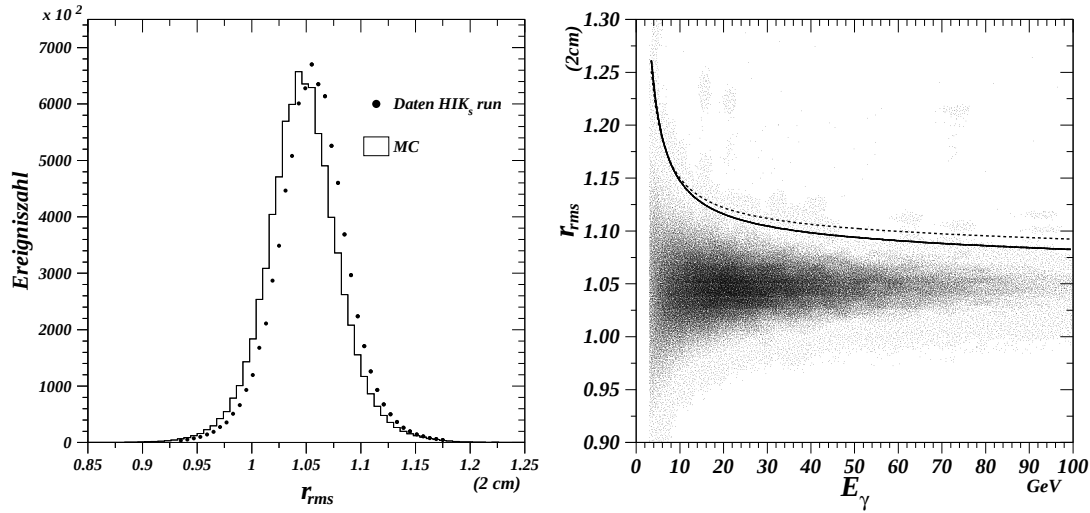


Abbildung 6.4: Die linke Abbildung zeigt einen Vergleich der Schauerbreite für $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle. In der rechten Abbildung ist für die simulierten Ereignisse die Schauerbreite gegen die Photonenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Schnittkurve für die Simulation und die gestrichelte Linie zeigt, zum Vergleich, die Schnittkurve der Daten.

Zerfall $K \rightarrow e^+e^-\gamma$ in erster Näherung um den Zerfall $K \rightarrow \gamma\gamma$ handelt, bei dem eines der Photonen rein virtuell war und ein e^+e^- -Paar erzeugt hat. Somit würden die Verzweungsverhältnisse von $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ im gleichen Verhältnis zueinander stehen wie die $\gamma\gamma$ -Kanäle. Setzt man die Werte ein, so erhält man ein abgeschätztes Verzweungsverhältnis von $\sim (4,5 \pm 1,5) \times 10^{-8}$ für $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Zerfall	Verzweungsverhältnis
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$(1,198 \pm 0,032) \%$
$K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	$(10,0 \pm 0,5) \times 10^{-6}$
$K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim (4,5 \pm 1,5) \times 10^{-8}$

Tabelle 6.2: Die Dalitz-Zerfälle und deren Verzweungsverhältnisse. Man beachte, dass das Verzweungsverhältnis für $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ nur geschätzt ist.

In die verwendete Formel (Gl. 6.10 (Seite 47)) gehen die Zerfälle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ein. Da die Verzweungsverhältnisse dieser Zerfälle unter Berücksichtigung aller π^0 -Zerfälle bestimmt wurden, ist es notwendig, bei der Selektion

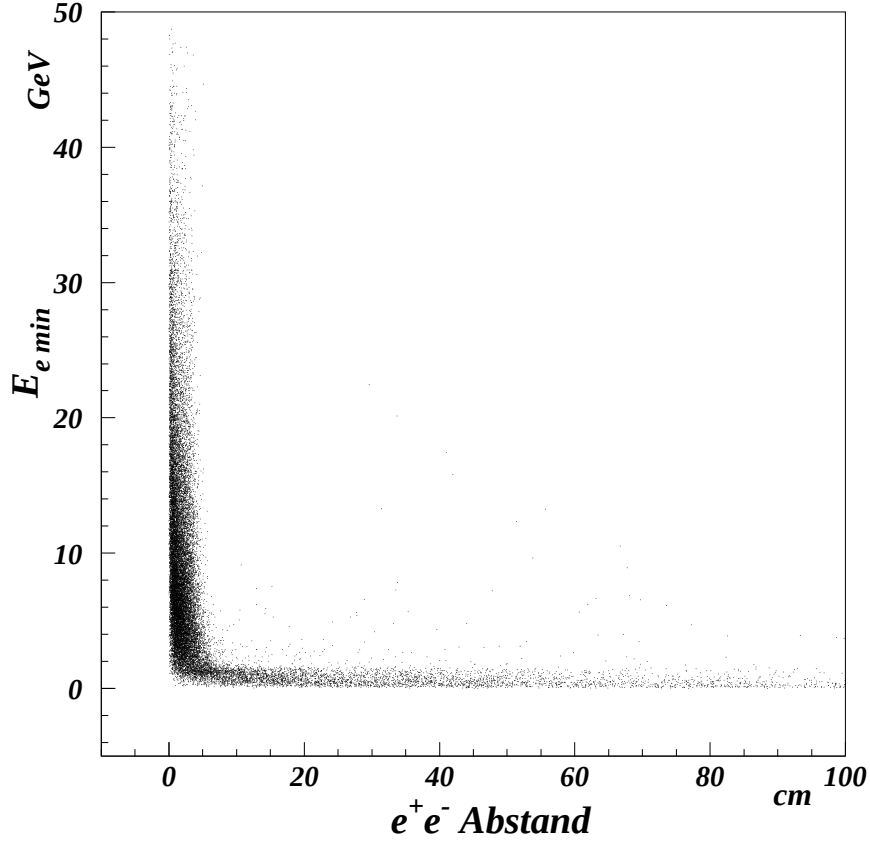


Abbildung 6.5: In dieser Abbildung ist für simulierte $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse in der HIK_S-Datennahme die Energie des energieärmsten Elektrons gegen den Abstand des e^+e^- -Paares im LKr-Kalorimeter für alle als $\gamma\gamma$ selektierten Ereignisse aufgetragen.

entweder ebenfalls alle π^0 -Zerfälle zu berücksichtigen, oder aber darauf zu korrigieren, dass dies nicht möglich ist. Wegen der fehlenden Driftkammern können Dalitz-Zerfälle nicht genau genug identifiziert werden, daher muss auf deren Anteil korrigiert werden. Allerdings sind die Dalitz-Zerfälle damit zu Untergrundkanälen der „reinen“ Zerfälle $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ geworden. Wenn aufgrund der Kinematik des Zerfalls der Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares zu klein ist, um vom LKr-Kalorimeter aufgelöst zu werden, oder eines der Elektronen eine zu geringe Energie hat und unterhalb der Schnittgrenze liegt, kann ein $e^+e^-\gamma$ -Zerfall als $\gamma\gamma$ -Zerfall missinterpretiert werden. Während der HIK_S-Datennahme war der Spektrometermagnet abgeschaltet, daher wurden die Elektronen nicht ab-

gelenkt und bilden somit einen wesentlich größeren Untergrund als während der K_L -Datennahme, da dort der Magnet angeschaltet war. In Abbildung 6.5 ist für simulierte $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse in der HIK_S -Datennahme die Energie des energieärmsten Elektrons gegen den Abstand des e^+e^- -Paares im LKr-Kalorimeter für alle als $\gamma\gamma$ selektierten Ereignisse aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass entweder die Energie eines der Elektron-Cluster unterhalb der Schwelle lag, um als Cluster erkannt zu werden, oder dass der Abstand des e^+e^- -Paares zu gering war, um in der Rekonstruktion als zwei Schauer erkannt zu werden.

Die Korrektur der Verzweungsverhältnisse erfolgt unter Zuhilfenahme der simulierten Zerfälle $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$. Die Anzahl der generierten Ereignisse lässt sich wegen des gut bekannten Verzweungsverhältnisses von $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ auf die Anzahl der selektierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - bzw. $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse normieren. Die Anzahl der „echten“ $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ - bzw. $K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ -Ereignisse wird bestimmt, indem die Anzahl der simulierten Dalitz-Ereignisse, die als $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - bzw. $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse selektiert werden, von der Gesamtzahl der in den Daten selektierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - bzw. $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse abgezogen werden. Nun müssen auch die Verzweungsverhältnisse korrigiert werden, da jetzt ein Pion-Zerfallskanal exklusiv betrachtet wird. Jedes der zwei bzw. drei Pionen kann in $e^+e^-\gamma$ zerfallen. Dem entsprechend muss das Verzweungsverhältnis von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ um $2 \times (1,198\% \cdot (1 - 1,198\%))$ (zwei Pionen) und das $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Verzweungsverhältnis um $3 \times (1,198\% \cdot (1 - 1,198\%)^2)$ (drei Pionen) reduziert werden. Die Faktoren $(1 - 1,198\%)$ ergeben sich aus der Bedingung, dass nur eines der Pionen in $e^+e^-\gamma$ zerfallen soll, während das andere Pion bzw. die anderen Pionen in $\gamma\gamma$ zerfallen. Die Korrekturfaktoren der Verzweungsverhältnisse sind somit 0.97633 für $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und 0.96492 für $K_L \rightarrow 3\pi^0$.

Die anderen Pion-Zerfallskanäle haben ein zu kleines Verzweungsverhältnis, um einen Einfluss auf die Messung zu haben [PDG02]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-) &= (3,14 \pm 0,30) \times 10^{-5} \\ \text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) &= (6,2 \pm 0,5) \times 10^{-8} \\ \text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma) &< 2 \times 10^{-8} \end{aligned} \tag{6.19}$$

*I do not fear computers. I fear
the lack of them.*

Isaac Asimov

Kapitel 7

Monte-Carlo-Simulation der Zerfälle im Detektor

Wenn ein Teilchen zerfällt, kann die Kinematik der Zerfallsprodukte dazu führen, dass nicht alle Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden können. Daraus folgt, dass bei der Rekonstruktion des Zerfalls Informationen fehlen und ein solches Ereignis die Selektionskriterien nicht erfüllen würde. Da es sich hierbei allein um einen Effekt der Akzeptanz (ϵ) des Detektors handelt, muss darauf korrigiert werden, um die Ergebnisse nicht zu verfälschen. Darüber hinaus existieren Zerfallskanäle, die durch Detektoreffekte, wie eben der Akzeptanz und der Auflösung der Subdetektoren, hinsichtlich der Selektionskriterien von dem untersuchten Zerfallskanal ununterscheidbar sind – der Untergrund.

Ist der Detektor hinreichend gut verstanden und dieses Wissen in die Simulation des Detektorverhaltens eingeflossen, lässt sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen die Detektorakzeptanz für den untersuchten Zerfallskanal bestimmen.

Weiterhin können mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bekannter oder vermuteter Untergrundzerfallskanäle die verwendeten Schnitte optimiert werden. Sollte dies nicht möglich sein, ist zumindest eine recht genaue Abschätzung für den Anteil der Untergrundzerfälle an den selektierten Ereignissen möglich.

Sowohl die Bestimmung von Akzeptanzen als auch Abschätzungen für Untergrundkanäle mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen sind für diese Arbeit von großer Bedeutung.

7.1 Simulation der Kaonen

Innerhalb des verwendeten Monte-Carlo-Programms NASIM (Version 31) [Deb00] können die Kaonen in frei wählbaren Energie- und Vertexbereichen generiert werden. Die Bestimmung des Vierervektors erfolgt mittels eines mit geladenen

Kaonen gemessenen Produktionsspektrums [Ath80]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{d_{p_{K^0}} d\Omega} = & \frac{0,4 p_{K^0}^2}{4p_0} \left[1,30 \cdot \exp \left(-8,5 \cdot \frac{p_{K^0}}{p_0} - 3,0 \cdot p_{K^0}^2 \Theta_{L,S}^2 \right) \right. \\ & \left. + 4,35 \cdot \exp \left(-13,0 \cdot \frac{p_{K^0}}{p_0} - 3,5 \cdot p_{K^0}^2 \Theta_{L,S}^2 \right) \right] . \quad (7.1) \end{aligned}$$

Dieses Produktionsspektrum wird um einen Korrekturfaktor ergänzt [Hay96], damit die simulierte Kaonenergie mit der gemessenen übereinstimmt.

$$\exp(4,2 + 0,053 \cdot p_{K^0}) + 0,016. \quad (7.2)$$

Da die Protonstrahlenergie in der zweiten Jahreshälfte von $p_0 = 450 \text{ GeV/c}$ auf $p_0 = 400 \text{ GeV/c}$ und der Produktionswinkel auf $\Theta_{L,S}$ geändert wurde, war für die Simulation der Daten aus dem Jahr 2000 noch eine weitere Korrektur nötig. Diese Korrektur wurde durch die Anpassung des simulierten Kaonenergiespektrums an die Daten der Zerfälle $K_L \rightarrow 3\pi^0$ bzw. $K_S \rightarrow 2\pi^0$ bestimmt.

Durch Wichtung des Produktionsspektrums mit der Verteilung der Zerfallsvertizes

$$f(z) = \frac{1}{\gamma c \tau_{S,L}} \exp \left(-\frac{z}{\gamma c \tau_{S,L}} \right) \quad (7.3)$$

und anschließender Integration über den gewählten Bereich der Zerfallsvertizes erhält man das endgültige Zerfallsspektrum. $\tau_{S,L}$ ist hierbei die Lebensdauer des K_S bzw. des K_L .

7.2 Simulation der Zerfälle

Im ersten Schritt der Zerfallssimulation werden die Viererimpulse der Zerfallsprodukte im Ruhesystem des Kaons generiert. Dies geschieht zunächst entsprechend einer Phasenraumverteilung. Insofern ein Matrixelement für den Zerfall bekannt ist, können die Viererimpulse gemäß diesem gewichtet werden. Wenn sich unter den Zerfallsprodukten π^0 befinden, so wird deren Zerfall aufgrund ihrer extrem kurzen Lebensdauer ($\tau_{\pi^0} = (8,4 \pm 0,6) \times 10^{-17} \text{ s}$) sofort generiert¹. Es besteht die Möglichkeit, zwischen dem Zerfall in $\gamma\gamma$, dem Dalitz-Zerfall $e^+e^-\gamma$, dem Doppel-Dalitz-Zerfall $e^+e^-e^+e^-$ und dem Zerfall in e^+e^- zu wählen. Nach diesem Schritt

¹Zerfälle von anderen Kaon-Zerfallsprodukten werden, soweit möglich, entsprechend deren Lebensdauer entlang des Weges durch den Detektor generiert.

werden alle Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert.

Nun beginnt das GEANT-Detektorsimulationspaket [GEANT] mit der Generierung des Weges der Teilchen durch den Detektor. Die Schauer im LKr-Kalorimeter werden nicht für jedes Teilchen vollständig neu generiert, da dies ein extrem zeitaufwendiger Vorgang ist. Statt dessen wurde eine große Anzahl von Schauern mit Hilfe eines GEANT-Programms generiert und in einer Bibliothek abgelegt. Auf diese Schauer wird nun bei der Simulation eines Schauers zurückgegriffen. Obwohl sich dadurch der Zeitaufwand der Simulation schon erheblich reduziert hat, ist die Simulation der Schauer immer noch der zeitaufwändigste Teil während des Generierens von Monte-Carlo-Ereignissen.

Da die Anzahl der Schauer in der Schauerbibliothek sehr groß ist, stellt diese Vereinfachung normalerweise kein Problem dar. Erst bei der Simulation enorm großer Mengen von Monte-Carlo-Ereignissen ($\mathcal{O}(10^9)$), wie es für diese Analyse nötig war, kann es trotz zufälliger Auswahl der Schauer aus der Bibliothek dazu kommen, dass sich die Schauerkonfiguration innerhalb eines Ereignisses wiederholt. Ein weiteres Problem besteht darin, dass für nicht „normale“ Schauer nur wenige Einträge in der Schauerbibliothek existieren (Abb. 6.4 (Seite 56)).

7.3 Generierte Zerfälle

Für die Datenanalysen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, musste eine sehr große Anzahl an Monte-Carlo-Ereignissen generiert werden. In diesem Abschnitt werden die generierten Zerfälle vorgestellt.

Dabei wird zwischen den Zerfällen unterschieden, die zur Berechnung der Akzeptanzen benötigt werden und Zerfällen die Untergrundkanäle bilden.

Eine Zusammenfassung aller generierten Zerfälle findet sich in Tabelle 7.1 (Seite 64).

7.3.1 Die Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

Die Simulation ist sehr einfach, da es sich um einen Zweikörperzerfall in masselose Teilchen handelt. Die Photonen erhalten im Kaonruhesystem eine Energie von jeweils der halben Kaonmasse und werden danach ins Laborsystem transformiert. Für die Datenanalyse in dieser Arbeit wurden generiert:

- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ K_L -Datennahme (Akzeptanz)
- $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ HIK_S -Datennahme (Akzeptanz)
- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ HIK_S -Datennahme (Untergrund zu $K_S \rightarrow \gamma\gamma$)

7.3.2 Die Zerfälle $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ und $K_S \rightarrow \pi^0 \pi_D^0$

Da es sich ebenfalls um einen Zweikörperzerfall handelt, ist die Erzeugung der Vierervektoren wiederum recht einfach. Die Energie der Pionen ist dabei festgelegt durch $E_{\pi^0} = \sqrt{(E_K/2)^2 - m_{\pi^0}^2}$.

Um den Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ zu generieren, lässt man nun die Pionen in $\gamma\gamma$ zerfallen. Den Dalitz-Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \pi_D^0$ generiert man, indem man eines der Pionen in $e^+e^-\gamma$ zerfallen lässt. Alle anderen Pion-Zerfallskanäle haben ein zu kleines Verzweungsverhältnis (Gl. 6.20 (Seite 58)), um in dieser Analyse eine Rolle zu spielen.

Für die Datenanalyse in dieser Arbeit wurden generiert:

- $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ HIK_S-Datennahme (Akzeptanz)
- $K_S \rightarrow \pi^0 \pi_D^0$ HIK_S-Datennahme (Untergrund zu $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$)
- $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ HIK_S-Datennahme (Untergrund zu $K_S \rightarrow \gamma\gamma$)

Insbesondere ist zu beachten, dass der Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ einen Untergrundprozess für den Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ darstellt. Da die erwartete Anzahl der Ereignisse, die als $\gamma\gamma$ -Ereignisse selektiert werden, sehr klein ist, musste eine sehr große Anzahl ($1,8 \times 10^9$) an $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ generiert werden. Um keine Verzerrung einzuführen, der das Ergebnis verfälschen könnte, wurden sämtliche Ereignisse vollständig rekonstruiert. Erst in einem zweiten Schritt wurden die $\gamma\gamma$ -Kandidaten vorselektiert, um die Datenmenge zu reduzieren. Aus diesem Grunde können die so simulierten Ereignisse auch nicht zur Bestimmung der Akzeptanz verwendet werden. Für die Simulation dieser Ereignisse wurde unter Ausnutzung aller vorhandenen Ressourcen, ein Zeitraum von etwa vier Monaten benötigt. Es stellte sich heraus, dass etwa ein Faktor 3 mehr Ereignisse notwendig wären, um genauso viele Kaon-Zerfälle zu generieren wie experimentell aufgezeichnet wurden. Aufgrund limitierter Ressourcen wäre der dazu benötigte Zeitraum wesentlich länger als 1 Jahr. Daher wurde von einer weiteren Simulation abgesehen.

7.3.3 Die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi_D^0$

Bei dem Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ handelt es sich um einen Dreikörperzerfall. Die Generierung erfolgt hierbei ausschließlich entsprechend des Phasenraumes. Über Energie- und Winkelverteilungen werden keine weiteren Annahmen gemacht. Eine Messung, die vom NA48-Experiment durchgeführt wurde, zeigte, dass diese Methode der Simulation den Daten entspricht. Die Zerfälle $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi_D^0$ erhält man nun wieder, indem die Pionen in $\gamma\gamma$ bzw. $e^+e^-\gamma$ zerfallen.

Für die Datenanalyse in dieser Arbeit wurden generiert:

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ K_L -Datennahme (Akzeptanz)
- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi_D^0$ K_L -Datennahme (Untergrund zu $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$)
- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ HIK_S -Datennahme (Akzeptanz)
- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi_D^0$ HIK_S -Datennahme (Untergrund zu $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$)

7.3.4 Die Zerfälle $K_S \rightarrow e^+ e^- \gamma$ und $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$

Die Zerfälle $K_S \rightarrow e^+ e^- \gamma$ und $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$ sind die Dalitz-Zerfälle des K_S bzw. K_L und werden entsprechend des Phasenraumes generiert. Die Vierervektoren wurden entsprechend der Matrixelemente umgewichtet.

Für die Datenanalyse in dieser Arbeit wurden generiert:

- $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$ K_L -Datennahme (Untergrund zu $K_L \rightarrow \gamma \gamma$)
- $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$ HIK_S -Datennahme (Untergrund zu $K_S \rightarrow \gamma \gamma$)
- $K_S \rightarrow e^+ e^- \gamma$ HIK_S -Datennahme (Untergrund zu $K_S \rightarrow \gamma \gamma$)

7.3.5 Simulationsparameter

Bei der Simulation können der z_{vertex} -Bereich und der E_{Kaon} -Bereich in denen die Zerfälle generiert werden sollen, frei gewählt werden. Sinnvollerweise sollten diese Grenzen so gewählt werden, dass sie sich nicht zu nahe an den endgültigen Selektionskriterien befinden.

Für die Generierung der Signalkanäle wurde ein E_{Kaon} zwischen 50 und 190 GeV gefordert. Bei den Untergrundkanälen wurde die obere Grenze auf 250 GeV heraufgesetzt, da ein Ereignis das mit höherer Kaon-Energie generiert wurde, aufgrund der Kinematik durchaus als Untergrundereignis selektiert werden kann.

$$50 < E_{\text{Kaon}}(\text{Signal}) < 190 \text{ GeV}$$

$$50 < E_{\text{Kaon}}(\text{UG}) < 250 \text{ GeV}$$

Der z_{vertex} -Bereich in dem die Ereignisse der HIK_S -Datennahme generiert wurden, lag zwischen 2 m und mindestens 26 m hinter dem K_S -Target. Für die K_L -Datennahme begann die Simulation bereits 5 m vor dem K_S -Target.

$$2 < z_{\text{vertex}}(HIK_S) < 26 \text{ m}, (\text{ab } K_S\text{-Target})$$

$$-5 < z_{\text{vertex}}(K_L) < 26 \text{ m}, (\text{ab } K_S\text{-Target})$$

Zerfall	K _L -Datennahme			HIK _S -Datennahme		
	Typ	gen.	sel.	Typ	gen.	sel.
K _S → γγ	$\mathcal{A}$	20M / 1934k	930k	$\mathcal{A}$	30M / 11,1M	4383k
K _L → γγ				$\mathcal{U}$ zu K _S → γγ	30M / 4050k	1727k
K _S → 2π ⁰				$\mathcal{A}$	138M / 53,2M	10,3M
				$\mathcal{U}$ zu K _S → γγ	1853M	78
K _L → 3π ⁰	$\mathcal{A}$	177,8M / 12,2M	1130k	$\mathcal{A}$	50M / 7781k	600k
K _S → e ⁺ e ⁻ γ	$\mathcal{U}$ zu K _L → γγ	2,5M / 468k	13k	$\mathcal{U}$ zu K _S → γγ	2,5M / 1051k	109k
K _L → e ⁺ e ⁻ γ				$\mathcal{U}$ zu K _S → γγ	12,5M / 1697k	181k
K _S → π ⁰ π _D ⁰				$\mathcal{U}$ zu K _S → 2π ⁰	52,1M / 16,2M	1110k
K _L → π ⁰ π ⁰ π _D ⁰	$\mathcal{U}$ zu K _L → 3π ⁰	26M / 2,5M	5,2k	$\mathcal{U}$ zu K _L → 3π ⁰	35,5M / 1714k	40k

Tabelle 7.1: Eine Zusammenfassung aller generierten Zerfälle. Die generierten Ereignisse wurden entweder für die Berechnung der Akzeptanz ($\mathcal{A}$) oder die Bestimmung des Untergrunds ($\mathcal{U}$) benutzt. Die Spalte der generierten Ereignisse enthält links die Anzahl der insgesamt generierten Ereignisse. Auf der rechten Seite die Anzahl der Ereignisse angegeben, die im geforderten Energie- und Vertexbereich generiert wurden.

7.4 Der Vergleich von Daten mit der Monte-Carlo-Simulation

Da es sehr wichtig ist, dass die Monte-Carlo-Simulation mit den Daten übereinstimmt, werden im nun Folgenden die Verteilungen einiger Variablen miteinander verglichen. Dabei sind insbesondere die Verteilungen interessant, die die Detektor-Akzeptanz mit bestimmen und in der Nähe der Schnittgrenzen einen steilen Verlauf haben.

Die Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse sind in diesem Abschnitt auf die Anzahl der selektierten Daten-Ereignisse des jeweiligen Zerfalls normiert.

Die Vergleiche konzentrieren sich dabei auf die Zerfallskanäle in denen mit sehr wenigen Untergrundereignissen zu rechnen ist:

- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der K_L -Datennahme
- $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der HIK_S -Datennahme

Ein direkter Vergleich der Daten mit der Simulation von $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ Ereignissen ist nicht möglich, da der Anteil von Untergrundereignissen in den Daten zu groß ist.

Aufgrund der Vielzahl der betrachteten Zerfälle, kann nur eine Auswahl der Verteilungen gezeigt werden:

- Z_{vertex}
- E_{Kaon}
- Photon-Energie
- kleinster Abstand zweier Cluster

Die gezeigten Grafiken enthalten im oberen Teil die Verteilungen der Daten und der simulierten Ereignisse. Um den Grad an Übereinstimmung abschätzen zu können, ist im unteren Teil der Quotient aus Daten und simulierten Ereignissen dargestellt. An diese Verteilung wurde weiterhin eine Gerade angepasst, deren Gleichung ebenfalls angegeben ist.

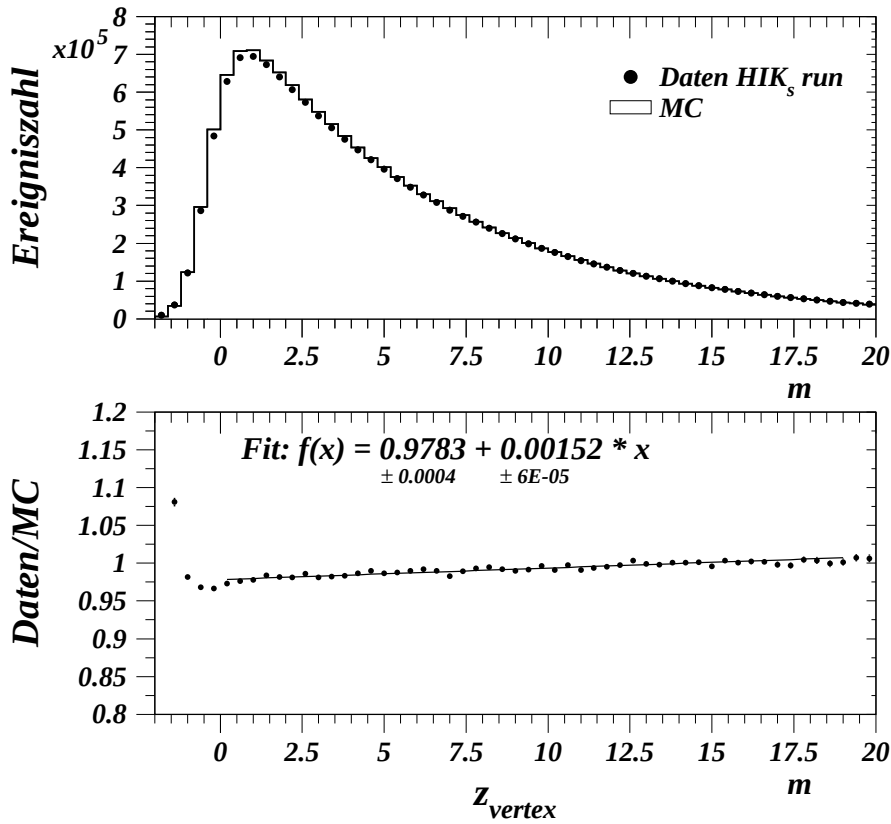


Abbildung 7.1: Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_S \rightarrow 2\pi^0$ während der HIK_S-Datennahme.

Die offensichtliche Diskrepanz beim Vergleich der Daten und der Simulation der z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_S \rightarrow 2\pi^0$ während der HIK_S-Datennahme (Abb. 7.1) entstand dadurch, dass während der Simulation eine Lebensdauer des K_S benutzt wurde, die sich als zu klein herausstellte.

Eine von NA48 durchgeführte neue Messung der Lebensdauer [LaA02] lieferte das Ergebnis $\tau_{K_S} = (0,8960 \pm 0,0007) \times 10^{-10}$. Dieser Wert ist größer als der augenblickliche Weltmittelwert ($\tau_{K_S} = (0,8935 \pm 0,0008) \times 10^{-10}$) [PDG02] und hat einen kleineren Fehler.

In der späteren Analyse spielt dieses Problem keine Rolle. Zum Einen wurden sowohl $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ als auch $K_S \rightarrow 2\pi^0$ mit der zu kleinen Lebensdauer generiert und bei der Bildung des Verhältnisses der Akzeptanzen hebt sich dieser Effekt größtenteils weg. Zum Anderen wird die Berechnung in Bins von $E_{K_{\text{aon}}}$ und z_{vertex} durchgeführt, wodurch sich die eventuell verbliebenden Auswirkungen nochmals erheblich reduzieren.

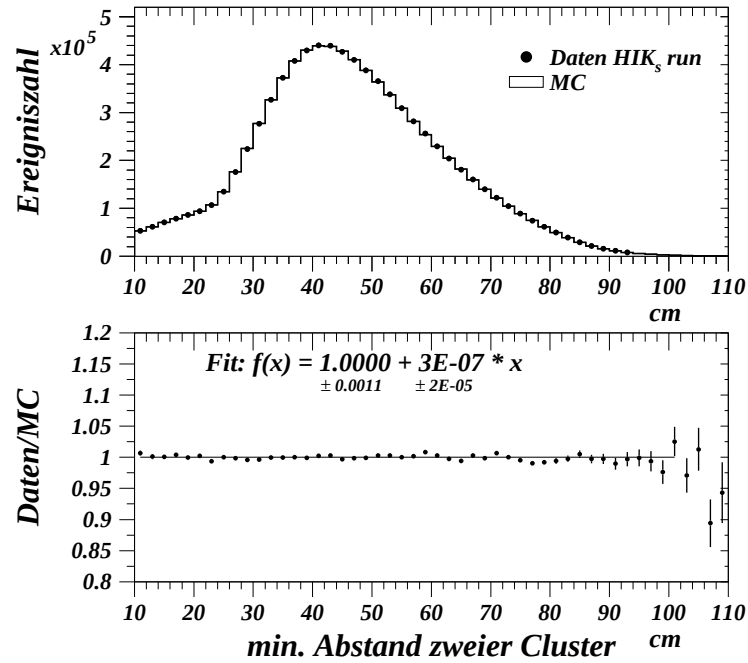


Abbildung 7.2: Der kleinste Abstand zweier Cluster beim Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ während der HIK_S-Datennahme.

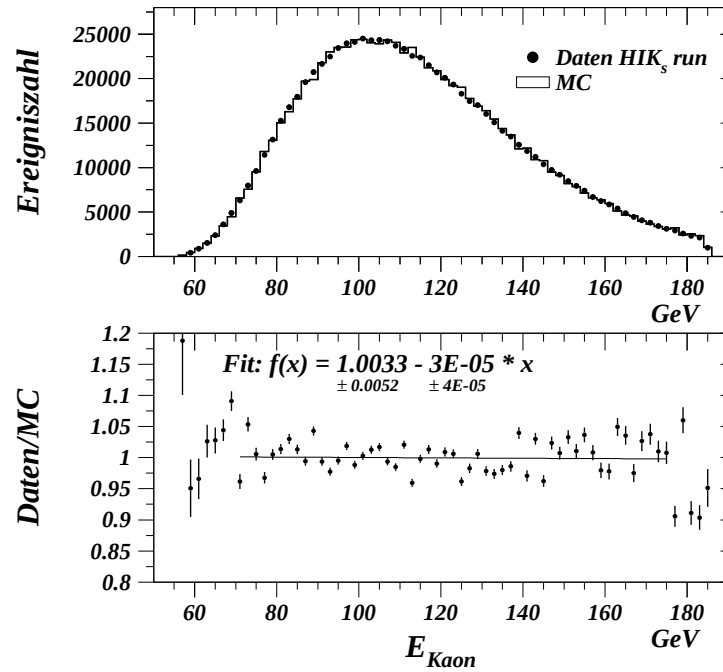


Abbildung 7.3: Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der HIK_S-Datennahme.

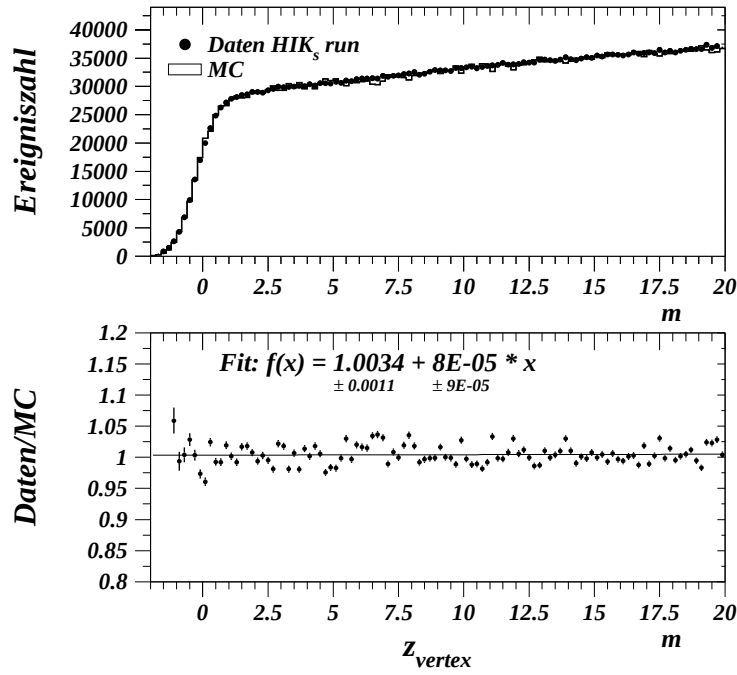


Abbildung 7.4: Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der HIK_s-Datennahme.

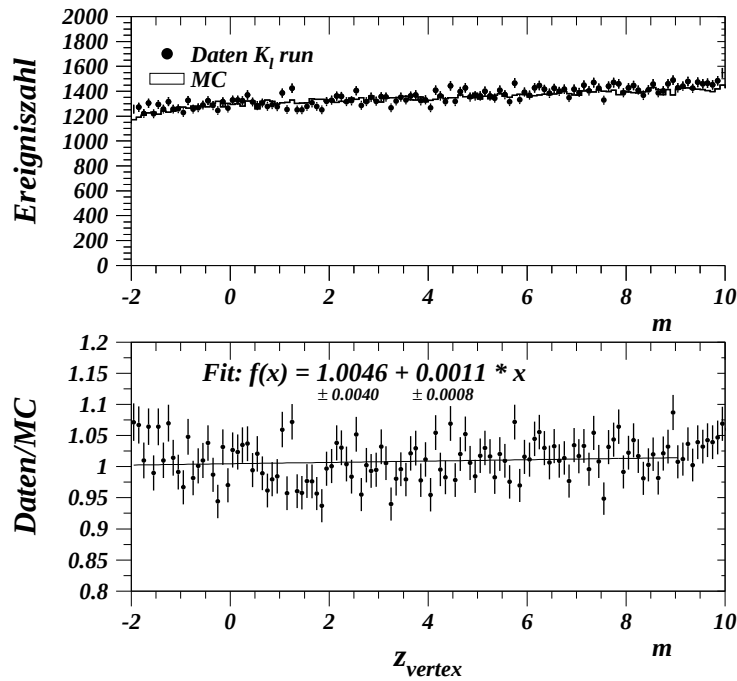


Abbildung 7.5: Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K_L-Datennahme.

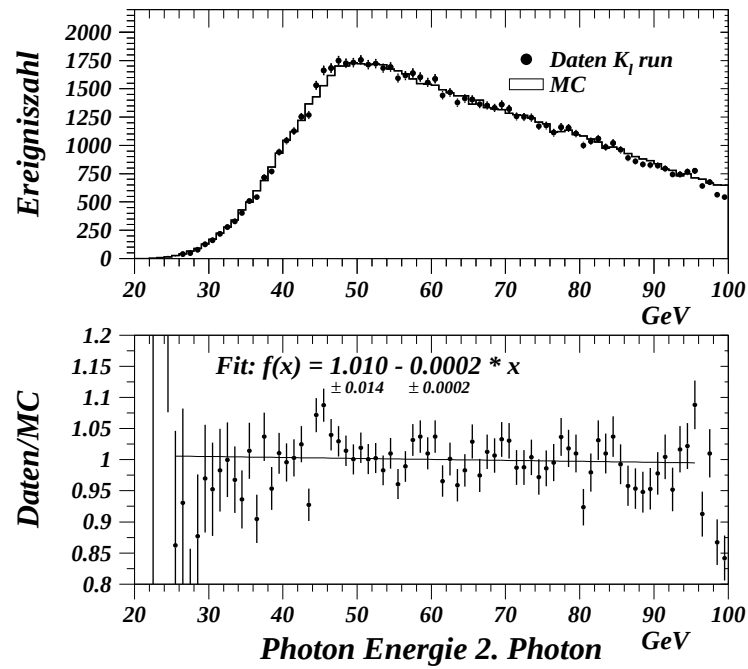


Abbildung 7.6: Die Photon-Energie eines Photons beim Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K_L -Datennahme.

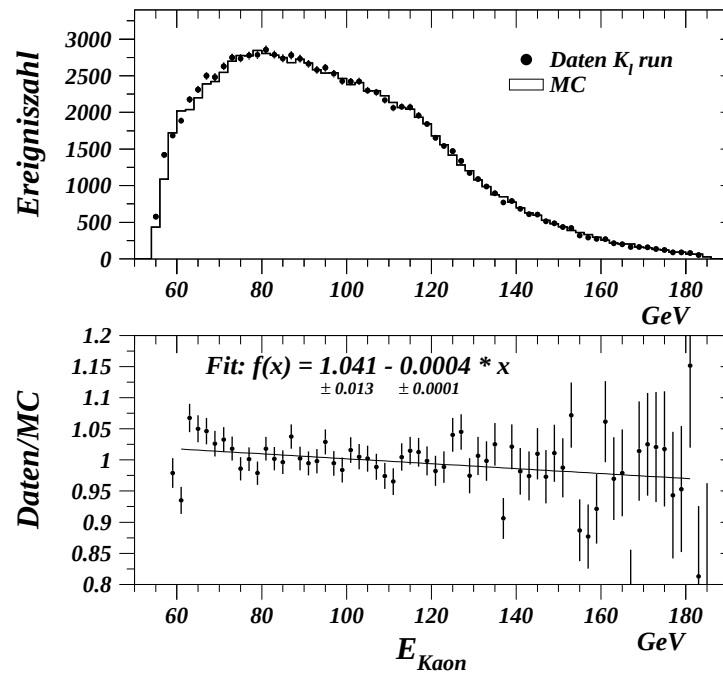


Abbildung 7.7: Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K_L -Datennahme.

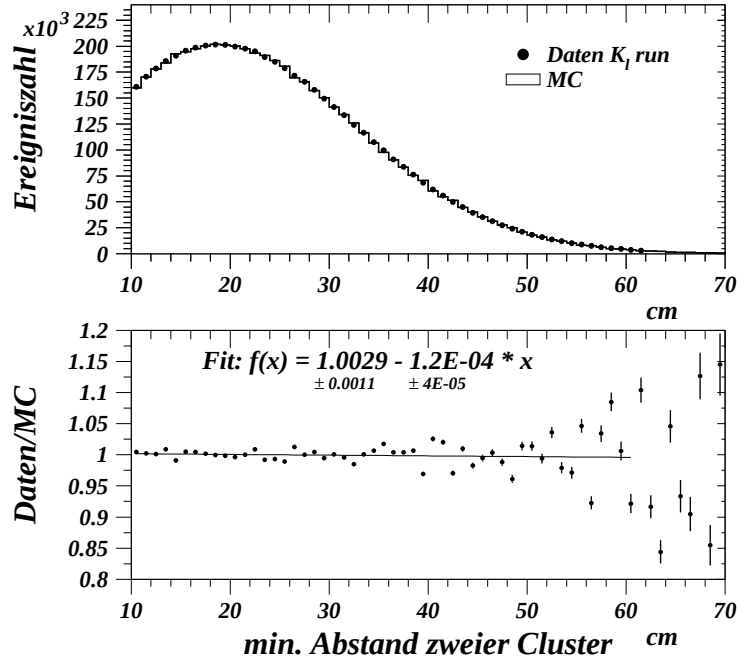


Abbildung 7.8: Der kleinste Abstand zweier Cluster beim Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der K_L -Datennahme.

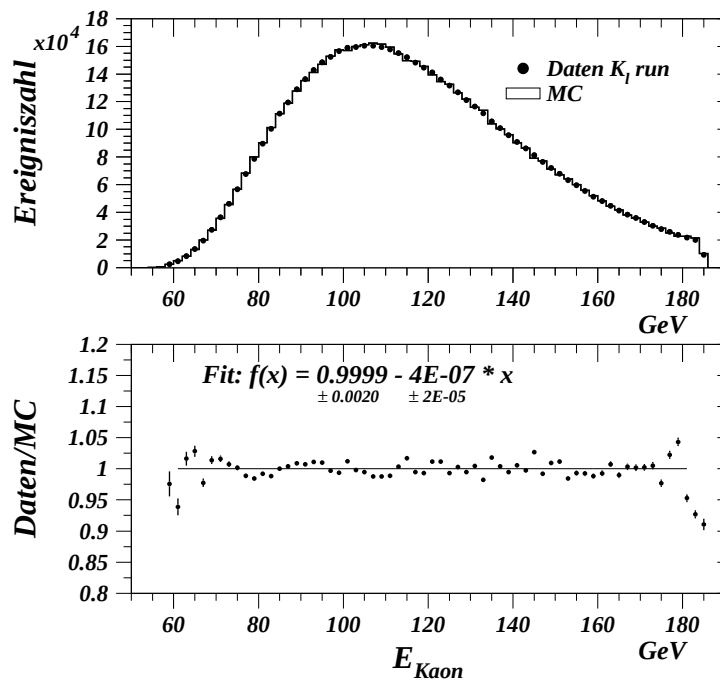


Abbildung 7.9: Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der K_L -Datennahme.

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation sowohl für die K_L -Datennahme als auch für die HIK_S -Datennahme in den meisten Fällen sehr gut. Es ist allerdings auch zu erkennen, dass das Verhältnis aus Daten und Monte-Carlo-Simulation zum Teil erheblichen Schwankungen unterworfen ist (z.B. Abb. 7.3, Abb. 7.4 und Abb. 7.8), obwohl der Geraden-Fit nahezu eine Konstante ergibt. Die Ursache dafür konnte nicht abschließend geklärt werden. Der Unterschied zwischen den Daten und der Simulation bei der $E_{K_{aon}}$ -Verteilung für den Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ (Abb. 7.7) rührt daher, dass die $E_{K_{aon}}$ -Verteilungen nur für $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse optimiert wurden. Es stand kein ausreichend großes Sample von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen zur Verfügung um die $E_{K_{aon}}$ -Verteilung verzerrungsfrei optimieren zu können. Die Diskrepanz ist aber nicht sehr groß und bei anderen Verteilungen stimmen die Daten und die Simulation besser überein (Abb. 7.6).

Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt die Daten gut genug, um die simulierten Ereignisse für die Bestimmung der Detektorakzeptanz und zur Abschätzung des Untergrunds zu benutzen.

Kapitel 8

Science is nothing but perception.

Plato

Datenanalyse – Messung von $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)}$

In Abschnitt 6.2 (Seite 46) wird ausführlich dargestellt, warum eine Messung des Verhältnisses der Zerfallsbreiten von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ von großem Interesse für eine genaue Messung von $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ ist. In dem nun folgenden Kapitel wird die Messung dieses Verhältnisses mit Daten aus der K_L -Datennahme eingehend beschrieben.

Während der K_L -Datennahme traten Probleme mit dem *Septum* auf, das den Protonstrahl des SPS für das NA48-Experiment extrahiert. Dies führte zu einer zeitweise erheblich verminderten Strahlqualität. Nachdem das *Septum* ersetzt wurde, war die Strahlqualität wieder optimal. Nach einer Abschätzung der systematischen Unsicherheit wurde festgestellt, dass diese um ein vielfaches größer ist als die statistische Unsicherheit. Aus diesem Grund konnten die Perioden mit besonders schlechter Strahlqualität aus dem Daten-Sample entfernt werden ohne den Fehler der Messung zu vergrößern. Es konnte damit sogar eine Reduzierung des systematischen Fehlers erreicht werden.

8.1 Die Ereignisselektion

Die angewandten Schnitte werden in Abschnitt 6.3 (Seite 48) ausführlich beschrieben und erklärt. In diesem Abschnitt werden daher nur die Auswirkungen der Schnitte auf die Daten der K_L -Datennahme gezeigt. Da der Anteil von Untergrundereignissen sehr klein ist, sind die Verteilungen der Variablen identisch mit den in Abschnitt 7.4 (Seite 65) gezeigten Verteilungen. Eine Zusammenfassung darüber wieviele Ereignisse in den Daten und in der Simulation die jeweiligen Selektionsschnitte überleben, ist in Tabelle 8.1 enthalten.

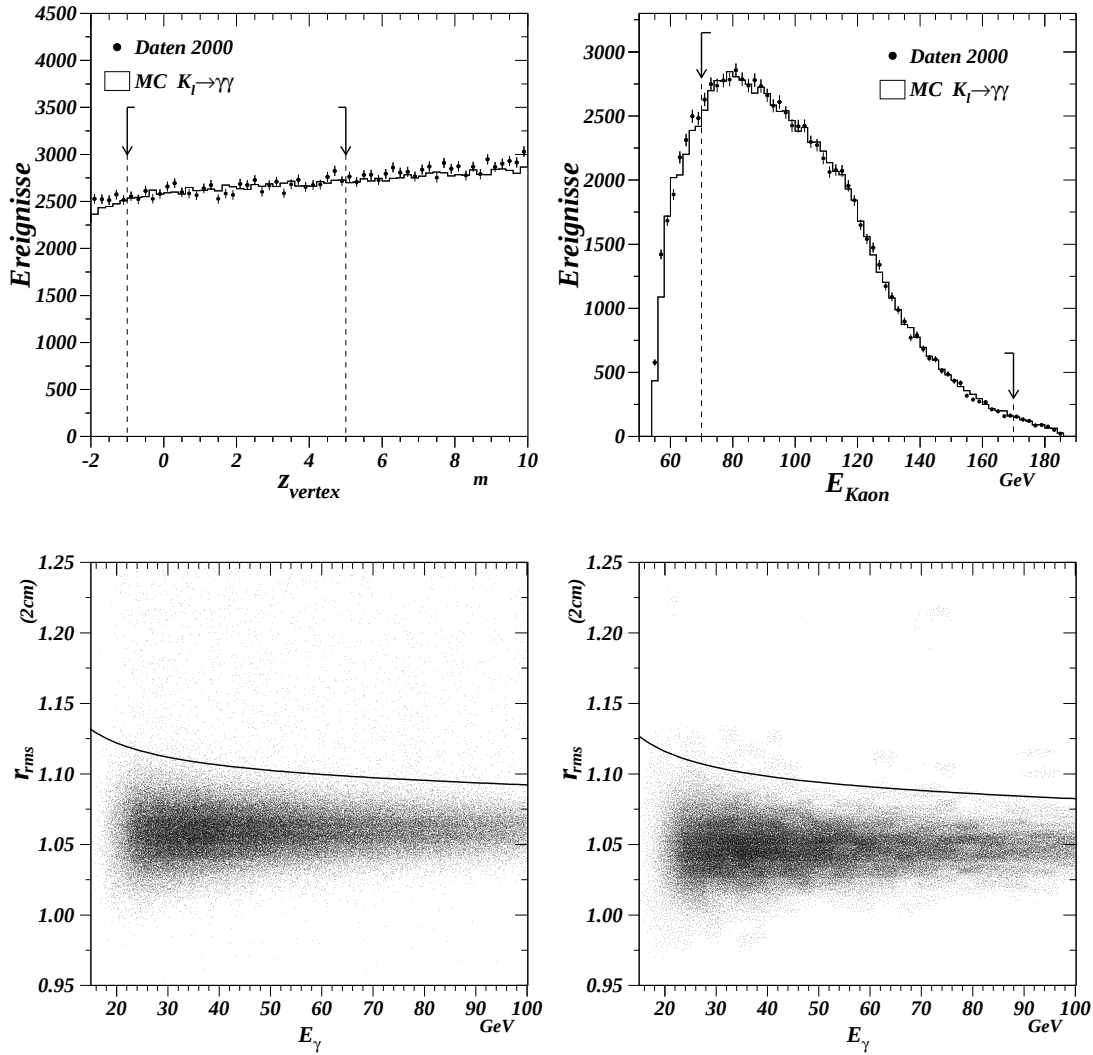


Abbildung 8.1: Oben: Die z_{vertex} - und E_{Kaon} -Verteilungen für den Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ in der K_L -Datennahme. Unten: Die Schauerbreite bei $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen in Abhängigkeit von der Photon-Energie für Daten und Simulation.

8.2 Die Akzeptanzen

Für die Bestimmung der Detektorakzeptanz werden Monte-Carlo-Ereignisse benutzt. Die Akzeptanz ist dann definiert als das Verhältnis:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{sel}}}{N_{\text{gen}}} \quad (8.1)$$

Schnitt	Daten		Simulation	
	$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$
Photon-Id und Geometrieschnitte	2647764	175309326	6105592	10525644
HAC-Energie $E_{\text{HAC}} < 3 \text{ GeV}$ für $ t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}} < 15 \text{ ns}$	2021291	174376814	6105592	10525644
$70 \text{ GeV} < E_{\text{Kaon}} < 170 \text{ GeV}$	1612242	165609288	5050495	8794841
$r_{\text{COG}} < 7 \text{ cm}$	1427717	164555671	5045630	8793689
Schauerbreite	1423345	-	5022294	-
$r_{\text{ellipse}} < 3$	-	156733364	-	8608988
$-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 5 \text{ m}$	278550	18419665	1339752	1130309

Tabelle 8.1: Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für die Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in den Daten und der Simulation. (K_L -Datennahme)

Hierbei steht N_{gen} für die Anzahl aller generierten Monte-Carlo-Ereignisse, die im geforderten E_{Kaon} - und z_{vertex} -Bereich liegen und N_{sel} ist die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse, die im gleichen Bereich als gute Kandidaten für den gesuchten Zerfall selektiert werden.

Die Akzeptanzen der Signal-Zerfallskanäle gehen in die Gleichung zur Berechnung von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ (Gl. 6.10) ein.

In Tabelle 8.2 sind alle Informationen bezüglich der Akzeptanzen zusammengefasst.

Zerfall	Anzahl der generierten Ereignisse N^{gen}	Anzahl der selektierten Ereignisse N^{sel}	Akzeptanz ϵ
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	2772079	1339752	$\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L} = (48,33 \pm 0,03)\%$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	12157928	1130309	$\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L} = (9,297 \pm 0,008)\%$

Tabelle 8.2: Die Akzeptanzen der Zerfälle $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der K_L -Datennahme

8.3 Die Untergrundkanäle

8.3.1 Untergrund zu $K_L \rightarrow 3\pi^0$

Der einzige Untergrundkanal, der für den Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in Frage kommt, ist der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$. Der Endzustand dieses Zerfalls besteht aus fünf Photonen und einem e^+e^- -Paar. Da der Spektrometermagnet in der K_L -Datennahme eingeschaltet war, ist zu erwarten, dass die weitaus meisten e^+e^- -Paare im LKr-Kalorimeter weit genug auseinander liegen, um als zwei getrennte Cluster identifiziert zu werden. Die Anzahl der Untergrundereignisse sollte daher vergleichsweise klein sein.

Es werden 2490322 Ereignisse im gesuchten $E_{K_{\text{aon}}}$ und z_{vertex} Bereich generiert, davon werden aber nur 5252 Ereignisse als gute $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse selektiert. Dies entspricht einer Akzeptanz von $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignissen als $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse von $(0,211 \pm 0,003) \%$.

Die Anzahl der erwarteten $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse ($N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L}$) berechnet sich wie folgt:

$$N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L} = N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{Daten}} \cdot \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)} \cdot \frac{N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{\text{sel.}}}{N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{\text{gen.}}} \cdot \frac{N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{gen.}}}{N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{sel.}}} \quad (8.2)$$

Setzt man die entsprechenden Werte ein, erhält man die erwartete Anzahl von $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignissen:

$$N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L} = 4268 \pm 64 \quad (8.3)$$

Dies entspricht $(0,082 \pm 0,001) \%$ der in den Daten selektierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse.

Wie in Abbildung 8.2 zu sehen ist, können die simulierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse allein die r_{ellipse} -Verteilung der Daten nicht reproduzieren. Erst unter Zuhilfenahme der $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse, die als $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse selektiert werden, können die Daten relativ gut beschrieben werden.

Die Verteilung der simulierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse wird dabei auf die Anzahl der nach allen Selektionskriterien ausgewählten Ereignisse in den Daten normiert. Das Gleiche gilt für die simulierten $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse, wobei das Verzweungsverhältnis des Dalitz-Zerfalls berücksichtigt werden muss.

Die verbliebene Diskrepanz zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation

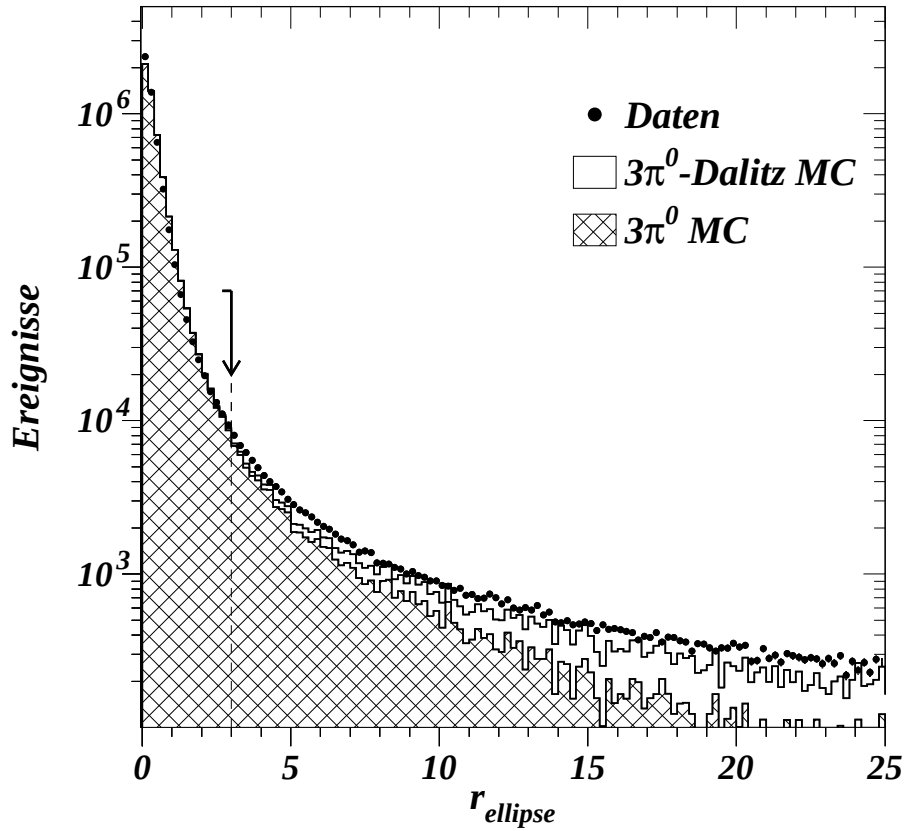


Abbildung 8.2: Die r_{ellipse} -Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse in der K_L -Datennahme.

ist darauf zurückzuführen, dass die Ausläufer der Energieverteilungen der Schauer im LKr-Kalorimeter und Nichtlinearitäten nicht perfekt simuliert werden.

8.3.2 Untergrund zu $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

Für den Zerfallskanal $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ kommen verschiedene Untergrundkanäle in Frage. Der Dalitz-Zerfall des K_L ist der einzige Untergrundkanal zu $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ der identifiziert werden konnte. Es existieren allerdings noch weitere Untergrundkanäle, deren Zusammensetzung weitgehend unbekannt ist. Der Anteil dieser nicht identifizierten Untergrundkanäle kann aber dennoch abgeschätzt werden.

Der Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$

Wie auch beim Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ gilt hier, dass der angeschaltete Spektromagnet den Abstand des e^+e^- -Paares so weit vergrößert, dass nur noch wenige

davon im LKr-Kalorimeter dicht genug zusammen liegen, um nach der Rekonstruktion als ein Cluster zu erscheinen. Daher wird bei diesem Zerfall ebenfalls erwartet, dass die Anzahl der als $\gamma\gamma$ -Zerfälle selektierten Ereignisse gering ist. Da die Energie des e^+e^- -Paares aber größer ist als bei $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$, sollte die Akzeptanz auch größer sein, da hochenergetische Elektronen weniger abgelenkt werden.

Im gesuchten $E_{K_{aon}}$ und z_{vertex} Bereich werden 467653 Ereignisse generiert und 13047 konnten als $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse selektiert werden. Damit erhält man eine Akzeptanz des $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfalls als $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfall von $(2,79 \pm 0,02) \%$. Die Anzahl der erwarteten $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse ist somit:

$$N_{K_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_L} = 78 \pm 1 \quad (8.4)$$

Dies entspricht einem Anteil der $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse an den selektierten $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen von $(0,098 \pm 0,001) \%$.

Weitere Untergrundquellen

Neben dem Zerfall $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ existieren weitere Untergrundprozesse. Leider ist es nicht gelungen, diese zweifelsfrei zu identifizieren. Es war allerdings möglich, deren Anteil abzuschätzen.

Um dies zu erreichen, bedient man sich der r_{COG} -Verteilungen (Abb. 8.3). Für die Untergrundabschätzung werden alle Selektionskriterien, bis auf den Schnitt auf r_{COG} angewandt. Der Bereich zwischen 8 cm und 10 cm in der r_{COG} -Verteilung wird als Kontrollregion benutzt, um die Differenz zwischen einer „normalen“ r_{COG} -Verteilung und der r_{COG} -Verteilung der $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten zu bestimmen. Da der Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ weitestgehend untergrundfrei ist, wird dessen r_{COG} -Verteilung als „normale“ Verteilung betrachtet. Insbesondere wird der Ausläufer dieser Verteilung bei großen r_{COG} als normaler Teil der Verteilung angesehen. In Abbildung 8.3 wird die r_{COG} -Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse auf die Anzahl der selektierten $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse normiert. Man kann erkennen, dass die Verteilungen im Bereich kleiner r_{COG} sehr gut übereinstimmen. Es fällt ebenfalls auf, dass in der gewählten Kontrollregion eine große Diskrepanz zwischen den Verteilungen auftritt. Dieser Unterschied wird als Einfluss der Untergrundprozesse zu $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ interpretiert.

Aus der Differenz der $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Verteilung und der normierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Verteilung wird die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse in der Kontrollregion bestimmt:

$$N_{UG\,norm}^{K_L} = 671 \pm 26 . \quad (8.5)$$

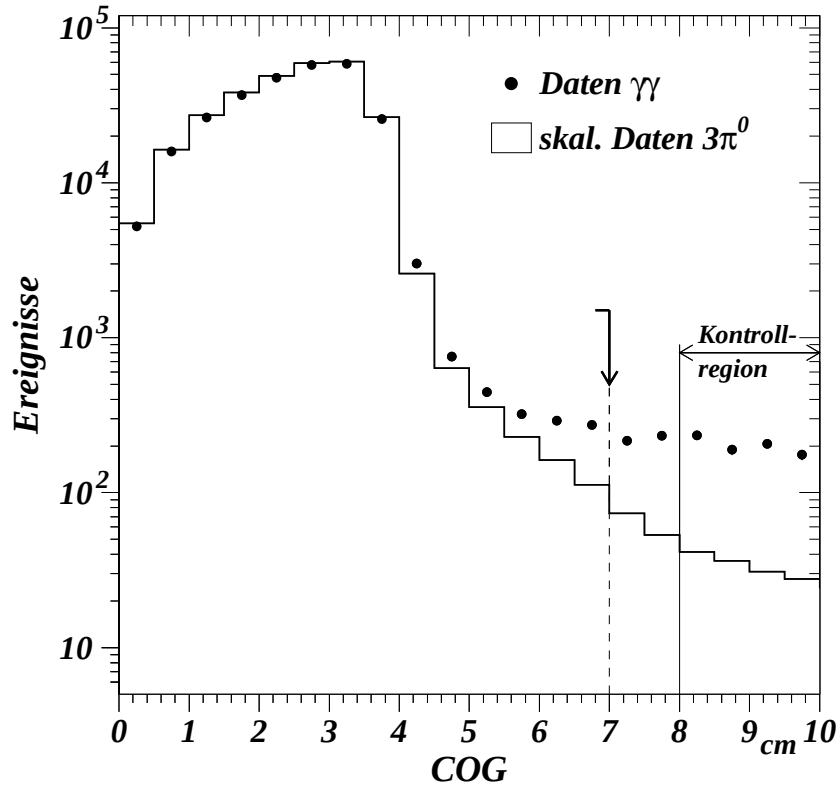


Abbildung 8.3: Die r_{COG} -Verteilungen der Zerfälle $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Die Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse ist auf die Anzahl der selektierten $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse normiert.

Das Problem besteht darin, die Anzahl der als Untergrund identifizierten Ereignisse aus der Kontrollregion in die Signalregion zu extrapolieren. Um dies zu erreichen, werden unter verschiedenen Annahmen Modellverteilungen für den Untergrund bestimmt. Den Modellen liegt die Annahme zu Grunde, dass es sich bei diesem Untergrund um hadronischen Untergrund handelt, bei dem zufällig die gesamte Energie im LKr-Kalorimeter deponiert wird. Aus diesem Grund wird zur Bestimmung der Modellverteilung eine Selektion auf Ereignisse mit hadronischem Anteil vorgenommen. Allerdings werden bestimmte Kriterien aus der normalen Selektion gefordert, um möglichst nahe an der Standardselektion zu bleiben. Die Annahme ist dann, dass die Ereignisklassen, die mit Hilfe der verschiedenen Selektionen ausgewählt werden, Ausläufer besitzen, die sämtliche Selektionskriterien der normalen $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Selektion erfüllen.

Die mit Hilfe der verschiedenen Selektionen gewonnenen r_{COG} -Verteilungen werden auf die Anzahl der als Untergrund identifizierten Ereignisse in der Kontrollregion normiert.

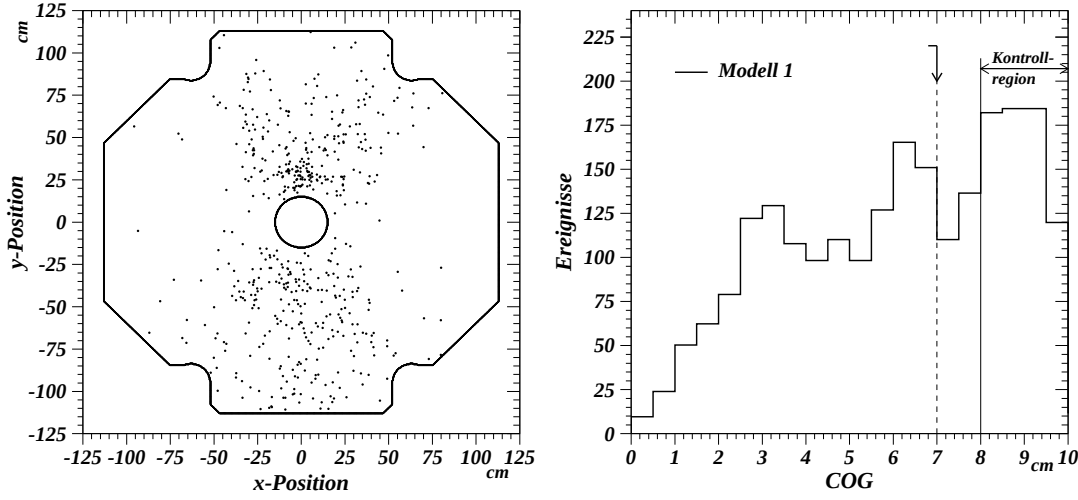


Abbildung 8.4: Untergrundmodell 1: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.

Es werden insgesamt drei unterschiedliche Modelle erstellt. Mit der daraus gemittelten r_{COG} -Verteilung wird die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse bestimmt.

Untergrundmodell 1

Das erste Modell versucht Ereignisse zu selektieren, die alle normalen Selektionsschnitte erfüllen, aber außerdem noch Energiedepositionen im HAC besitzen. Insbesondere muss die Qualität der Schauer im LKr-Kalorimeter der eines Photons entsprechen. Alle Photon-Identifikations-Schnitte und der Schnitt auf die Schauerbreite müssen erfüllt sein.

Der einzige Schnitt, der sich von der normalen Selektion unterscheidet, ist der Folgende:

- Innerhalb von 15 ns muss die gesamte HAC-Energie größer als 3 GeV sein.

$$E_{\text{HAC}} > 3 \text{ GeV für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns}$$

Abbildung 8.4 zeigt die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die normierte r_{COG} -Verteilung die mit Hilfe der Schnitte gewonnen wird.

Mit diesen Selektionskriterien werden in der Kontrollregion 280 Ereignisse und in der Signalregion 557 Ereignisse selektiert. Damit erhält man eine erwartete Anzahl von Untergrundereignissen nach der Normierung von:

$$N_{\text{UG}_1} = 1334 \pm 28. \quad (8.6)$$

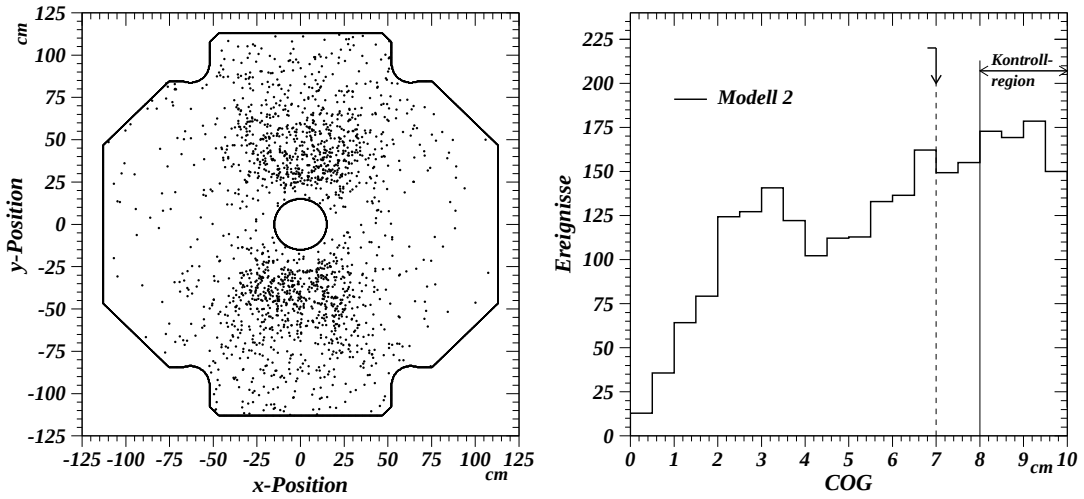


Abbildung 8.5: Untergrundmodell 2: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.

Untergrundmodell 2

Im Gegensatz zu Untergrundmodell 1 fordert das Untergrundmodell 2, dass beide Cluster explizit hadronischen Charakter besitzen. Dies wird erreicht, indem gefordert wird, dass die Cluster den Schauerbreitenschnitt nicht erfüllen dürfen. Um sicherzugehen, dass nicht zu viel Energie das LKr-Kalorimeter verlässt und im HAC deponiert wird, darf die HAC-Energie 10 GeV nicht überschreiten. Für die Selektion des zweiten Untergrundmodells wird neben den normalen Selektionsschnitten gefordert:

- Der Schnitt auf die Schauerbreite muss für beide Cluster *NICHT* erfüllt sein.
- Innerhalb von 15 ns muss die gesamte HAC-Energie zwischen 3 GeV und 10 GeV liegen.

$$3 \text{ GeV} < E_{\text{HAC}} < 10 \text{ GeV} \text{ für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns}$$

Nach diesen Schnitten erhält man 2051 Ereignisse in der Signalregion und 939 Ereignisse in der Kontrollregion. Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die normierte r_{COG} -Verteilung sind in Abbildung 8.5 gezeigt.

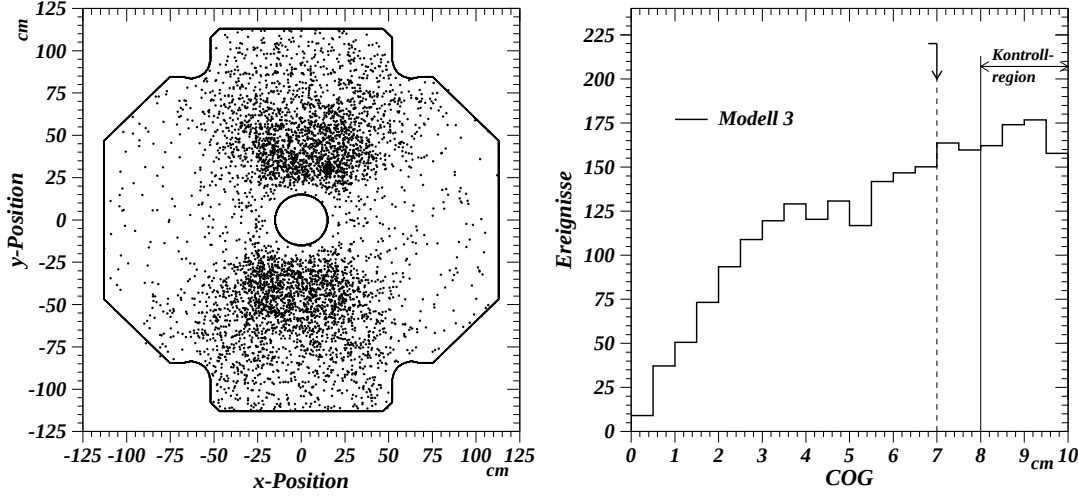


Abbildung 8.6: Untergrundmodell 3: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.

Die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen ist nach der Normierung:

$$N_{UG_2} = 1465 \pm 17. \quad (8.7)$$

Dieses Untergrundmodell entspricht in den Selektionskriterien dem dritten Untergrundmodell der Messung von $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$.

Untergrundmodell 3

Dieses Untergrundmodell stellt nicht so strikte Anforderungen an den hadronischen Charakter eines Ereignisses wie Untergrundmodell 2. Es stellt einen Zwischenweg zwischen Untergrundmodell 1 und Untergrundmodell 2 in Hinblick auf den hadronischen Charakter eines Ereignisses dar. So muss nur mindestens einer der Cluster oberhalb des Schauerbreitenschnittes liegen. Allerdings darf die im HAC deponierte Energie jetzt auch kleiner als 3 GeV sein.

Auf diese Weise können Ereignisse selektiert werden, deren Charakter sehr nahe an $\gamma\gamma$ -Ereignissen liegt, die aber auch Charakteristika hadronischer Ereignisse aufweisen.

Da dieses Untergrundmodell dem vierten Untergrundmodell der Messung von $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ (Abschn. 9.4.4 (Seite 108)) entsprechen soll, wird hier ebenfalls bei einem z_{vertex} von 4 m geschnitten.

Nach den folgenden Schnitten:

- Der Schnitt auf die Schauerbreite muss von mindestens einem Cluster *NICHT* erfüllt sein.
- $-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 4 \text{ m}$
- Die gesamte HAC-Energie muss innerhalb von 15 ns kleiner als 10 GeV sein.

$$E_{\text{HAC}} < 10 \text{ GeV für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns}$$

werden in der Signalregion 5363 Ereignisse und 2520 Ereignisse in der Kontrollregion selektiert. Man erhält nach der Normierung

$$N_{\text{UG}_3} = 1427 \pm 14 . \quad (8.8)$$

erwartete Untergrundereignisse.

In Abbildung 8.6 werden die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.

Gemittelttes Untergrundmodell

Durch die Bildung eines gewichteten Mittels wird aus den drei Untergrundmodellen ein gemittelttes Modell erstellt. Damit erhält man für die Anzahl der Untergrundereignisse:

$$N_{\text{had UG}}^{\text{KL}} = 1428 \pm 10 \quad (8.9)$$

Die sich daraus ergebende Verteilung ist in Abbildung 8.7 (links) durch die dicke Linie gekennzeichnet. Zusätzlich sind die r_{COG} -Verteilungen der drei Modelle eingezeichnet. Wie man sieht stimmen die r_{COG} -Verteilungen der drei Modelle relativ gut miteinander überein. In der rechten Abbildung ist die Verteilung der $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse als Datenpunkte dargestellt und die normierte Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse ergibt das schraffierte Histogramm. Das offene Histogramm erhält man wenn die Modell-Verteilung (dicke Linie) zu der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Verteilung hinzuaddiert wird. Es ist zu sehen, dass das offene Histogramm die Daten gut beschreibt. Daher kann angenommen werden, dass das gemittelte Modell zur Bestimmung des Untergrunds gut gewählt war.

Es wurde auch versucht, den Untergrund zu identifizieren. So zeigen die Positionen der selektierten Ereignisse in allen Untergrundmodellen eine eindeutige Aufteilung der Cluster im LKr-Kalorimeter. Einer der Cluster befindet sich oberhalb des Strahlrohrs, während der andere Cluster unterhalb des Strahlrohrs liegt. Daher kann vermutet werden, dass es sich, zumindest zu einem großen Teil, um

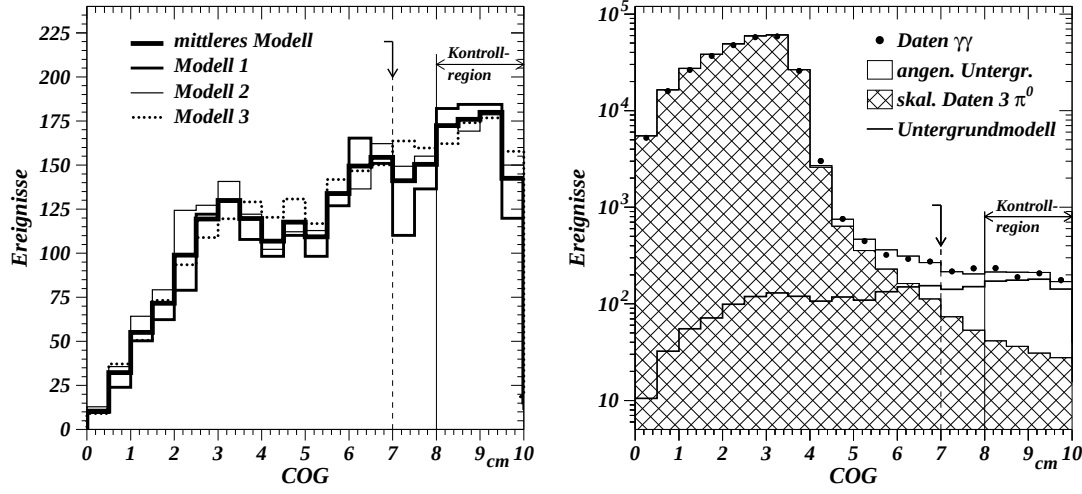


Abbildung 8.7: Die linke Abbildung zeigt die r_{COG} -Verteilung aller vier Untergrundmodelle und das gemittelte Modell. In der rechten Abbildung ist neben den $\gamma\gamma$ -Daten und der „Normal“-Verteilung auch die Summe aus Untergrundmodell und „Normal“-Verteilung gezeigt.

verschiedene Komponenten der gleichen Untergrundquelle handelt, die von den verschiedenen Modellen selektiert wird.

Die Verteilung der Cluster ließ vermuten, dass es sich um geladene Teilchen handelt, die von den Strahlführungsmagneten nicht ausreichend weggebogen werden konnten. Der einzige Zerfallskanal, der mit den vorliegenden Informationen hinreichend gut identifizierbar wäre, ist der $\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-$ -Zerfall. Um diese Möglichkeit zu überprüfen, wird mit Hilfe von Gleichung 5.15 (Seite 42) der z_{vertex} unter der Annahme dieses Zerfalls berechnet. Es stellt sich heraus, dass die z_{vertex} -Verteilung keine sinnvollen Einträge enthält. Daher ist letztendlich nicht eindeutig nachweisbar, dass es sich um $\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-$ -Zerfälle handelt.

Eine weitere Vermutung war, dass es sich um zufällig überlagernde Ereignisse (*Accidentals*) handelt. Die Identifikation von *Accidentals* erfolgt mit Hilfe der Zeitdifferenz zwischen den zwei Clustern. Die Ereignisse, für die $\Delta t_{\gamma\gamma} > 5$ ns gilt, werden als *Accidentals* bezeichnet. Abbildung 8.8 zeigt diese Verteilung von $\Delta t_{\gamma\gamma}$. Es ist zu erkennen, dass nur sehr wenig Ereignisse als *Accidentals* identifiziert werden können. Daher sind auch *Accidentals* keine guten Kandidaten, um den Untergrund zu erklären.

Da sich die Vorhersage von Untergrundmodell 1 erheblich von den anderen bei-

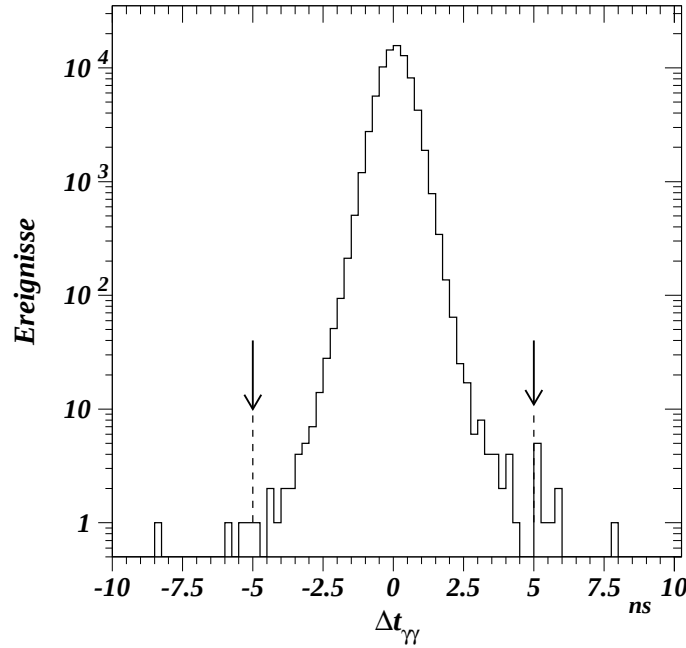


Abbildung 8.8: Die Zeitdifferenz $\Delta t_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Clustern in den Daten.

den Modellen unterscheidet und die Vorhersagen der Modelle 2 und 3 mehr als eine Standardabweichung voneinander verschieden sind, wird zusätzlich zum statistischen Fehler eine systematische Unsicherheit zugewiesen. Die Unsicherheit wird als die halbe Differenz der erwarteten Untergrundereignisse von Modell 1 und Modell 2 definiert. Diese Modelle haben die kleinste bzw. größte Anzahl von erwarteten Untergrundereignissen.

Die Anzahl der berechneten Untergrundereignisse für den nicht identifizierten (hadronischen) Untergrund ist somit:

$$N_{\text{had UG}}^{K_L} = 1428 \pm 67. \quad (8.10)$$

Dieses Ergebnis entspricht einem Anteil des nicht identifizierten Untergrunds an der Gesamtzahl der selektierten $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse von $(0,51 \pm 0,03) \%$.

8.4 Berechnung von $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)}$

Für die Berechnung des Verhältnisses der Zerfallsbreiten wird von folgender Formel ausgegangen:

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = \frac{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L} N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} - N_{K_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_L (MC)} - N_{\text{had. UG}}^{K_L (MC)}}{\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L} - N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L (MC)}} \cdot 0.96492 \quad (8.11)$$

Der Faktor 0,96492 entsteht durch die Korrektur auf die Dalitz-Zerfälle (Abschnitt 6.4 (Seite 55)).

Die Berechnung erfolgt mittels der sogenannten Maximum-Likelihood-Fit-Methode (ML) (siehe Anhang B (Seite 151)). Da bei dieser Methode ein Schätzwert mit einem Messwert verglichen wird, muss obige Gleichung so umgestellt werden, dass man eine Gleichung zur Berechnung eines Schätzwertes von $N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L}$ erhält. Dabei wird das Verhältnis der Zerfallsbreiten als Parameter R behandelt.

$$N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L (ML)}(R) = R \cdot \frac{\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L} - N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L (MC)}}{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L} \cdot 0.96492} + N_{K_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_L (MC)} + N_{\text{had. UG}}^{K_L (MC)} \quad (8.12)$$

Die Ereignisse werden in sechs z_{vertex} -Intervalle von 1 m Breite und in jedem z_{vertex} -Intervall in 20 $E_{K_{\text{aon}}}$ -Intervalle von 5 GeV Breite eingeteilt. Gleichung B.5 (Seite 152) wird zur Definition der Likelihood-Funktion benutzt:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1, N_{\text{bin}}} \left(2 \left(N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L (ML)}(R) - N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} \right) - 2 N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} \ln \left(\frac{N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L}}{N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L (ML)}(R)} \right) \right) \quad (8.13)$$

Diese vom Verhältnis der Zerfallsbreiten (R) abhängige Likelihood-Funktion wird nun mit Hilfe des MINUIT-Programmpakets [MINUIT] minimiert. Als Ergebnis erhält man den Wert R, der die Datenverteilung am wahrscheinlichsten beschreibt. Der Fit liefert zudem den statistischen Fehler des Wertes R.

Das Ergebnis des Fits lautet:

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{\text{(stat)}}) \times 10^{-3} . \quad (8.14)$$

8.5 Systematische Unsicherheiten

8.5.1 Fit mit der Maximum-Likelihood-Fit-Methode

Um den Einfluss der Aufteilung in Intervalle zu untersuchen, wird der Fit mit einer anderen Aufteilung wiederholt. Die Breite der Intervalle wird dabei halbiert.

Das so gewonnene Ergebnis unterscheidet sich nicht von der Originalmessung. Dies bedeutet, dass der Einfluss der Aufteilung in Intervalle sehr klein ist und somit keine systematische Unsicherheit zugewiesen werden muss.

8.5.2 Variation des Schnittes auf die Schauerbreite

Der Schnitt auf die Schauerbreite betrifft nur die $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Der Schnitt soll sicherstellen, dass es sich bei einem Schauer im LKr-Kalorimeter um ein Photon handelt. Die Definition des Schnittes wird in Abschnitt 6.3.8 (Seite 53) ausführlich beschrieben. Es wird zum Zentralwert einer Gauß-Funktion das 3fache der Breite dazu addiert um die Schnittkurve zu erhalten. Zur Untersuchung des Effekts dieses Schnittes wird jeweils die 2fache, die 2,5fache, die 3,5fache und die 4fache Breite zum Zentralwert addiert und danach die Schnittkurve neu definiert.

Schnitt	Veränderung	Änderung des Untergrunds
2fache Breite	$(+0,14 \pm 0,03) \%$	-0,2 %
2,5fache Breite	$(+0,08 \pm 0,03) \%$	-0,1 %
3,5fache Breite	$(-0,02 \pm 0,02) \%$	+0,1 %
4fache Breite	$(-0,04 \pm 0,02) \%$	+0,15 %
Schnitt der Daten auf MC	$(+0,07 \pm 0,02) \%$	+0,1 %
Schnitt des MC auf Daten	$(-0,05 \pm 0,02) \%$	-0,1 %
zugewiesene Unsicherheit	0,1 %	

Tabelle 8.3: Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die Schauerbreite.

Wie in Abschnitt 6.3.8 (Seite 53) dargestellt, wird die Schauerbreite in der Simulation nicht korrekt beschrieben. Aus diesem Grund wird eine Schnittfunktion für Daten und eine andere für die simulierten Ereignisse eingeführt. Um zu untersuchen inwieweit das Ergebnis von diesen unterschiedlichen Definitionen des Schnittes auf die Schauerbreite abhängt, wird die Schnittkurve der Daten auch

auf die simulierten Ereignisse angewandt und die Schnittkurve der simulierten Ereignisse auf die Daten.

Die Änderungen des Ergebnisses sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Eine Änderung dieses Schnittes hat nur einen minimalen Einfluss auf das Ergebnis.

8.5.3 Variation des minimalen E_γ -Schnittes

Im Gegensatz zu den $\gamma\gamma$ -Ereignissen haben die Photonen der $3\pi^0$ -Ereignisse eine wesentlich kleinere Energie. Daher hat der Schnitt auf die minimale Photon-Energie ausschließlich Auswirkungen auf die $3\pi^0$ -Ereignisse (vgl. Abb. 8.1 (Seite 74) unten links). Zur Untersuchung des Effekts auf die Messung wird der Schnitt von seinem nominellen Wert von 3 GeV auf 4, 5, 6, 8 und 10 GeV erhöht und der Fit wiederholt.

Schnitt	Veränderung
4 GeV	$(-0,11 \pm 0,03) \%$
5 GeV	$(-0,25 \pm 0,04) \%$
6 GeV	$(-0,39 \pm 0,06) \%$
8 GeV	$(-0,41 \pm 0,07) \%$
10 GeV	$(-0,46 \pm 0,08) \%$
zugewiesene Unsicherheit	0,5 %

Tabelle 8.4: Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die minimale Photon-Energie.

Da ein eindeutiger Trend bei der Veränderung des Schnittes zu erkennen ist und dieser Schnitt einseitig auf die $3\pi^0$ -Ereignisse wirkt, wird die gesamte Variationsbreite von 0,5 % als systematischer Fehler zugewiesen.

8.5.4 Stabilität des Ergebnisses

Hier wird untersucht, ob sich das Ergebnis in Abhängigkeit von $E_{K_{aon}}$ oder vom z_{vertex} ändert und ob es in irgendeiner Form vom Zeitpunkt der Datennahme abhängt. Zum Einen werden Ereignisse aus fünf verschiedenen Datennahmeperioden untersucht und zum Anderen werden die *Bursts* in vier Zeitintervalle eingeteilt und getrennt untersucht.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.9 zusammengefasst.

Wie am Beginn des Kapitels beschrieben, werden die Perioden mit reduzierter Strahlqualität aus der Analyse entfernt. Dies führte zu einer erheblichen Verbesserung der Stabilität des Ergebnisses für die Zeit innerhalb eines *Bursts* und für die fünf untersuchten Datennahmeperioden.

Da sich das Ergebnis innerhalb der Fehler nicht ändert und auch keinerlei Trend zu erkennen ist, wird aufgrund dieser Untersuchung keinerlei Unsicherheit zugewiesen.

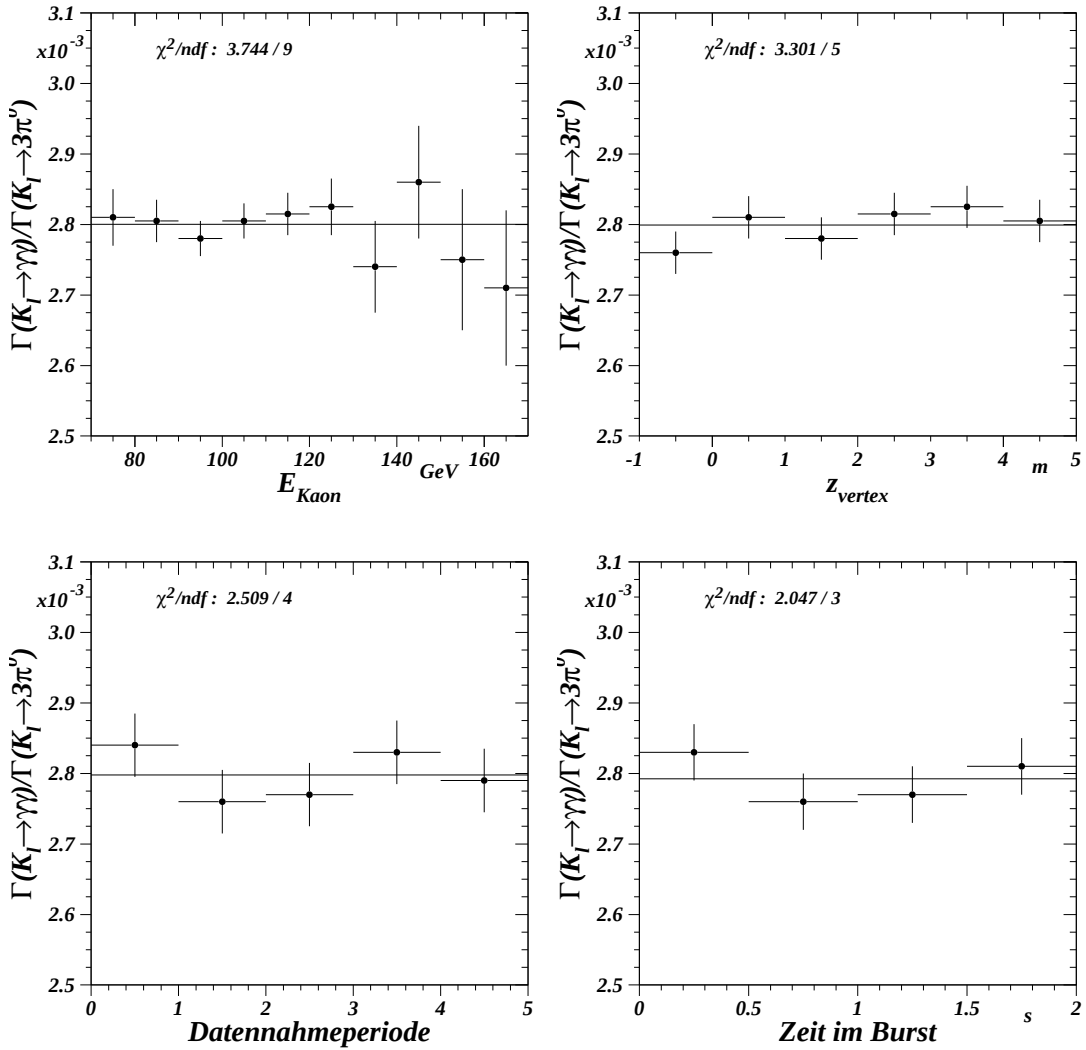


Abbildung 8.9: Die Stabilität des Ergebnisses bezüglich E_{Kaon} und des z_{vertex} und die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Datennahmeperiode und der Zeit der Ereignisse im *Burst*.

8.5.5 Variation des r_{ellipse} -Schnittes

Ein Schnitt auf diese Variable definiert eine gute Kombination invarianter π^0 -Massen bei den $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignissen. Eine Variation dieses Schnittes ändert also ausschließlich die Anzahl der selektierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse. Für die Untersuchung der Abhängigkeit des Ergebnisses von diesem Schnitt wird die Schnittgrenze von $r_{\text{ellipse}} < 3$ auf 2, 4 bzw. 5 geändert. Das Ergebnis hat sich folgendermaßen verändert:

Schnitt	Veränderung
$r_{\text{ellipse}} < 2$	$(-0,04 \pm 0,01) \%$
$r_{\text{ellipse}} < 4$	$(+0,03 \pm 0,01) \%$
$r_{\text{ellipse}} < 5$	$(-0,02 \pm 0,02) \%$

Tabelle 8.5: Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des r_{ellipse} -Schnittes.

Man erkennt, dass es keine große Abhängigkeit des Ergebnisses vom Schnitt auf r_{ellipse} gibt. Abbildung 8.2 (Seite 77) kann allerdings entnommen werden, dass die Simulation die Daten nur unzureichend beschreibt. Dies wird auf die nicht korrekte Simulation von Aufläufern der $E_{K_{\text{aon}}}$ -Verteilung und von Nichtlinearitäten zurückgeführt. In Folge dessen wird ein systematischer Fehler von 0,1 % zugewiesen.

8.5.6 Abschätzung des Untergrunds

Bei der Berechnung der $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ - und $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Untergrundkanäle und der Abschätzung des verbliebenen (nicht identifizierten) Untergrunds existieren vergleichsweise große Unsicherheiten.

Wie man an den Gleichungen 8.3 (Seite 76) und 8.4 (Seite 78) erkennen kann, sind die Unsicherheiten bei der Berechnung des Untergrunds durch die $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Kanäle klein.

Die Bestimmung der verbliebenen (unbekannten) Untergrundquellen ist dagegen mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet (Gl. 8.10 (Seite 85)).

Die Gesamtunsicherheit, die sich aus der Abschätzung des Untergrunds ergibt, ist 0,3 %.

8.5.7 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Durch den Schnitt auf die minimale Photon-Energie entsteht die größte systematische Unsicherheit auf die Messung von $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$. Es existiert

leider keine Möglichkeit zur Reduzierung dieser Unsicherheit.

Die gesamte systematische Unsicherheit von etwa 0,6 % erhält man durch quadratische Addition der einzelnen Unsicherheiten.

Durch quadratische Addition der systematischen und der statistischen Unsicherheit erhält man die Gesamtunsicherheit von etwa 0,7 %.

Tabelle 8.6 zeigt eine Zusammenfassung der Unsicherheiten.

Quelle der Unsicherheit	Unsicherheit
$E_{\gamma \text{ min.}}$ -Schnitt	0,5 %
Untergrundabschätzung	0,3 %
Schauerbreite	0,1 %
Triggereffizienz	0,1 %
r_{ellipse} -Schnitt	0,1 %
totale syst. Unsicherheit	0,61 %
statistische Unsicherheit	0,36 %
totale Unsicherheit	0,71 %

Tabelle 8.6: Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten der Messung von $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$.

8.6 Ergebnis der Messung

Das Endergebnis lautet somit:

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{\text{(stat)}} \pm 0,02_{\text{(sys)}}) \times 10^{-3} \quad (8.15)$$

Verglichen mit dem gegenwärtigen Weltmittelwert von $(2,82 \pm 0,08) \times 10^{-3}$ [PDG02] wird die Unsicherheit um einen Faktor vier reduziert. Es handelt sich somit um die derzeit genaueste Messung dieses Parameters.

Unter Verwendung des bekannten Verzweigungsverhältnisses der $K_L \rightarrow 3\pi^0$:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow 3\pi^0) = (21,08 \pm 0,27) \% \quad (8.16)$$

kann auch ein Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ angegeben werden:

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,02_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}} \pm 0,08_{\text{(ext)}}) \times 10^{-4}. \quad (8.17)$$

Wie man sieht, ist der Fehler, der durch Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ eingeführt wird, bei weitem der Größte. Aus diesem Grund hat die Messung von $\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,09) \times 10^{-4}$ nur einen etwas kleineren Fehler als der gegenwärtige Weltmittelwert von $\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.96 \pm 0.15) \times 10^{-4}$ [PDG02].

Die in diesem Kapitel beschriebene Messung liefert folgende Ergebnisse:

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{\text{(stat)}} \pm 0,02_{\text{(sys)}}) \times 10^{-3}$$

$$\text{BR}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,02_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}} \pm 0,08_{\text{(ext)}}) \times 10^{-4}$$

Kapitel 9

That fact that it works is immaterial.

L. Ogborn

Datenanalyse – Messung von $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$

In diesem Kapitel wird die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ mit Hilfe der Daten aus der HIK_S-Datennahme des Jahres 2000 detailliert beschrieben.

Die im vorherigen Kapitel vorgestellte Messung von $\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow 3\pi^0)$ wird bei der Messung von $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ benutzt, um die systematische Unsicherheit zu reduzieren.

9.1 Die Ereignisselektion

In den Daten der HIK_S-Datennahme werden drei Zerfallskanäle selektiert. Dies ist einerseits der Zerfallskanal $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$, der den gesuchten Zerfallskanal $\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma$ enthält und andererseits die Zerfallskanäle $\text{K}_\text{S} \rightarrow 2\pi^0$ und $\text{K}_\text{L} \rightarrow 3\pi^0$, die für die Normierung bzw. die Berechnung des Untergrunds benötigt werden (Gl. 6.10 (Seite 47)).

Die Selektionsschnitte werden ausführlich in Abschnitt 6.3 (Seite 48) erklärt.

In den Tabellen 9.1 und 9.2 ist aufgelistet, wie viele Ereignisse nach den jeweiligen Selektionsschnitten noch selektiert werden.

Die Abbildungen 9.1 bis 9.4 zeigen die folgenden Verteilungen der untersuchten Zerfallskanäle mit dem Vergleich von Daten, der Monte-Carlo-Simulation und den Simulationen der entsprechenden Untergrundkanäle:

- Schauerbreite der $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse und der $\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma$ -Simulation
- E_{Kaon^-} - und z_{vertex} -Verteilungen der $\text{K}_\text{L} \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse
- E_{Kaon^-} , z_{vertex} , m_{Kaon^-} und m_π -Verteilungen der $\text{K}_\text{S} \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse

Schnitt	Daten	Simulation	
	$\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$	$\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$	$\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$
Photon-Id und Geometrieschnitte	7806041	8166753	11096615
HAC-Energie $E_{\text{HAC}} < 3 \text{ GeV}$ für $ t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}} < 15 \text{ ns}$	7363092	8166753	11096615
$70 \text{ GeV} < E_{\text{Kaon}} < 170 \text{ GeV}$	5861818	7499866	8730169
$r_{\text{COG}} < 7 \text{ cm}$	4963544	7459870	8675044
Schauerbreite	4450387	7424156	8634942
$-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 5 \text{ m}$	19917	4383386	1726972

Tabelle 9.1: Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für den Zerfall $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ in den Daten und der Simulation. (HIK_S-Datennahme)

- Photon-Energie-, E_{Kaon} -Verteilungen der $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse

In der HIK_S-Datennahme ist zu beachten, dass aufgrund der großen erwarteten Ereignis-Zahl die Anzahl der selektierten $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse im Level-3-Trigger um einen Faktor 50 herunterskaliert wurde (Abschn. A.1 (Seite 127)). Aus diesem Grund muss die Anzahl der selektierten $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse bei einer weiteren Verwendung in Berechnungen mit diesem Faktor multipliziert werden.

Um sicherzustellen, dass der Skalierungsfaktor korrekt ist, wird er ebenfalls gemessen. Hierzu werden $\text{K} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse verwendet. Diese Ereignisse haben die gleiche Signatur im Detektor wie die $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse. Die Selektion in den Level-3-Filtern ist ebenfalls nahezu identisch. Der größte Unterschied der beiden Level-3-Filter besteht darin, dass für die $\text{K} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse gefordert wird, dass eine der invarianten Massen der Photonen eine gute Pionmasse ergibt, während die invariante Masse der verbliebenen Photonkombination nicht genau der Pion-Masse entsprechen darf, um $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse zu unterdrücken. Der Schnitt ist allerdings so gewählt, dass immer noch sehr viele $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse selektiert werden. Da der $\text{K} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Filter nicht skaliert ist, besteht somit die Möglichkeit, ein unabhängiges Sample von $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen zu selektieren.

Der Skalierungsfaktor berechnet sich nun als die Anzahl der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse,

Schnitt	Daten		Simulation	
	$K_S \rightarrow 2\pi^0$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$K_S \rightarrow 2\pi^0$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$
Photon-Id und Geometrieschnitte	16158790	8111463	20032350	2993540
HAC-Energie $E_{\text{HAC}} < 3 \text{ GeV}$ für $ t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}} < 15 \text{ ns}$	16062217	7984303	20032350	2993540
$70 \text{ GeV} < E_{\text{Kaon}} < 170 \text{ GeV}$	14999133	7577423	18714728	2722316
$r_{\text{COG}} < 7 \text{ cm}$	14895439	7478164	18639838	2709665
$r_{\text{ellipse}} < 3$	14602914	7179535	18399384	2652268
$-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 5 \text{ m}$	8104153	763004	10267783	599585

Tabelle 9.2: Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für die Normierungskanäle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in den Daten und der Simulation. (HIK_S-Datennahme)

die aus den Daten des $K \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Filters selektiert werden, dividiert durch die Anzahl der Ereignisse, die zusätzlich das Level-3-Filter-Bit des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Filters gesetzt haben. Man erhält dann einen Wert des Skalierungsfaktors von

$$\text{Skalierungsfaktor} = 49,93 \pm 0,12. \quad (9.1)$$

Wie man sieht, entspricht der gemessene Skalierungsfaktor dem eingestellten Wert von 50. Der Fehler ist relativ groß, da die Anzahl der selektierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse aus dem $K \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ -Filter mit gesetztem Level-3-Filter-Bit für den $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Filter relativ klein ist.

Mit Hilfe einer zweiten Methode, die eine etwas andere Konfiguration der Level-3-Filterbits und der Level-3-Downscalebits (Abschn. A.1 (Seite 127)) fordert, erhält man ein nahezu identisches Ergebnis. Da bei dieser Methode wesentlich weniger Ereignisse genutzt werden können, ist die Unsicherheit etwa doppelt so groß wie die der ersten Methode.

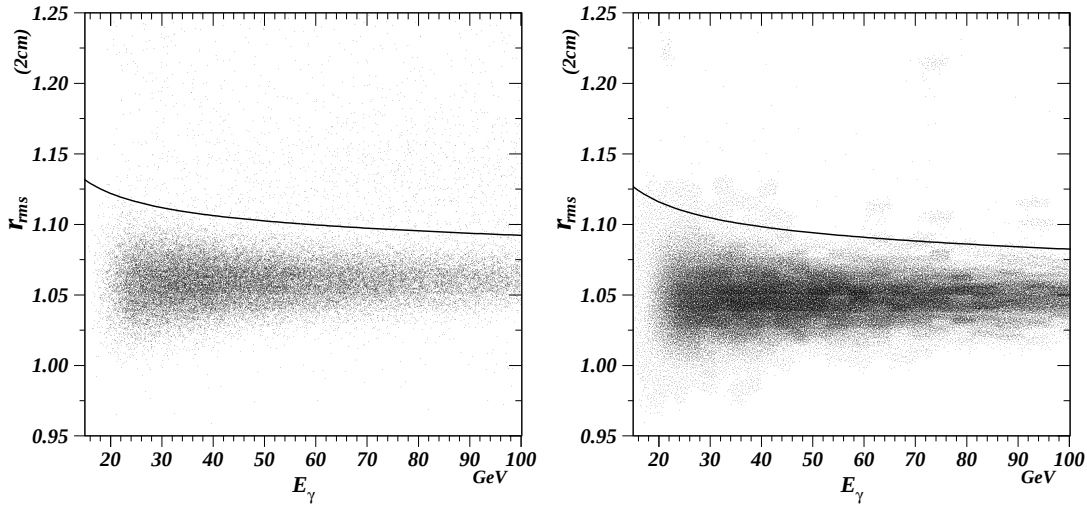


Abbildung 9.1: Die Schauerbreite in Abhängigkeit von der Photon-Energie für die selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse (links) und die simulierten $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse (rechts).

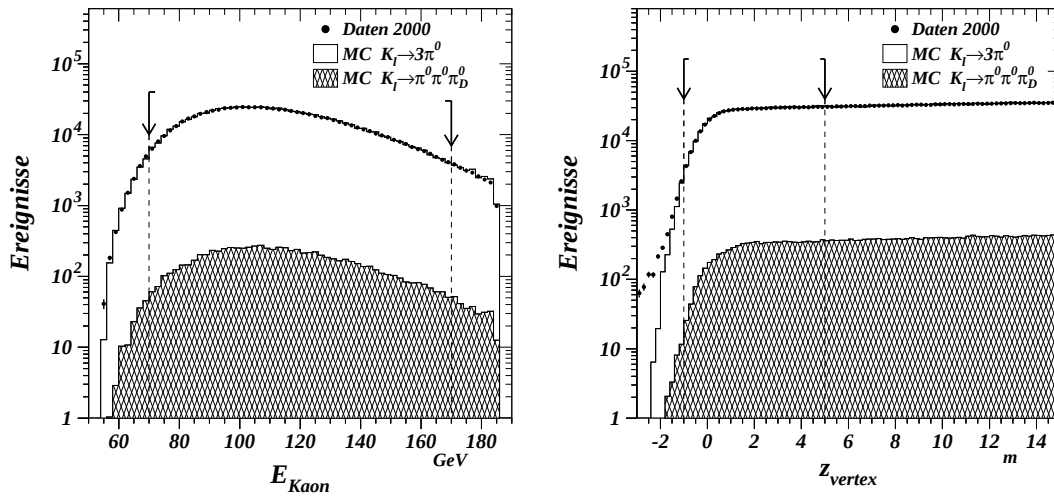


Abbildung 9.2: Die E_{Kaon} - (links) und die z_{vertex} -Verteilung (rechts) der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse in der HIK_S-Datennahme.

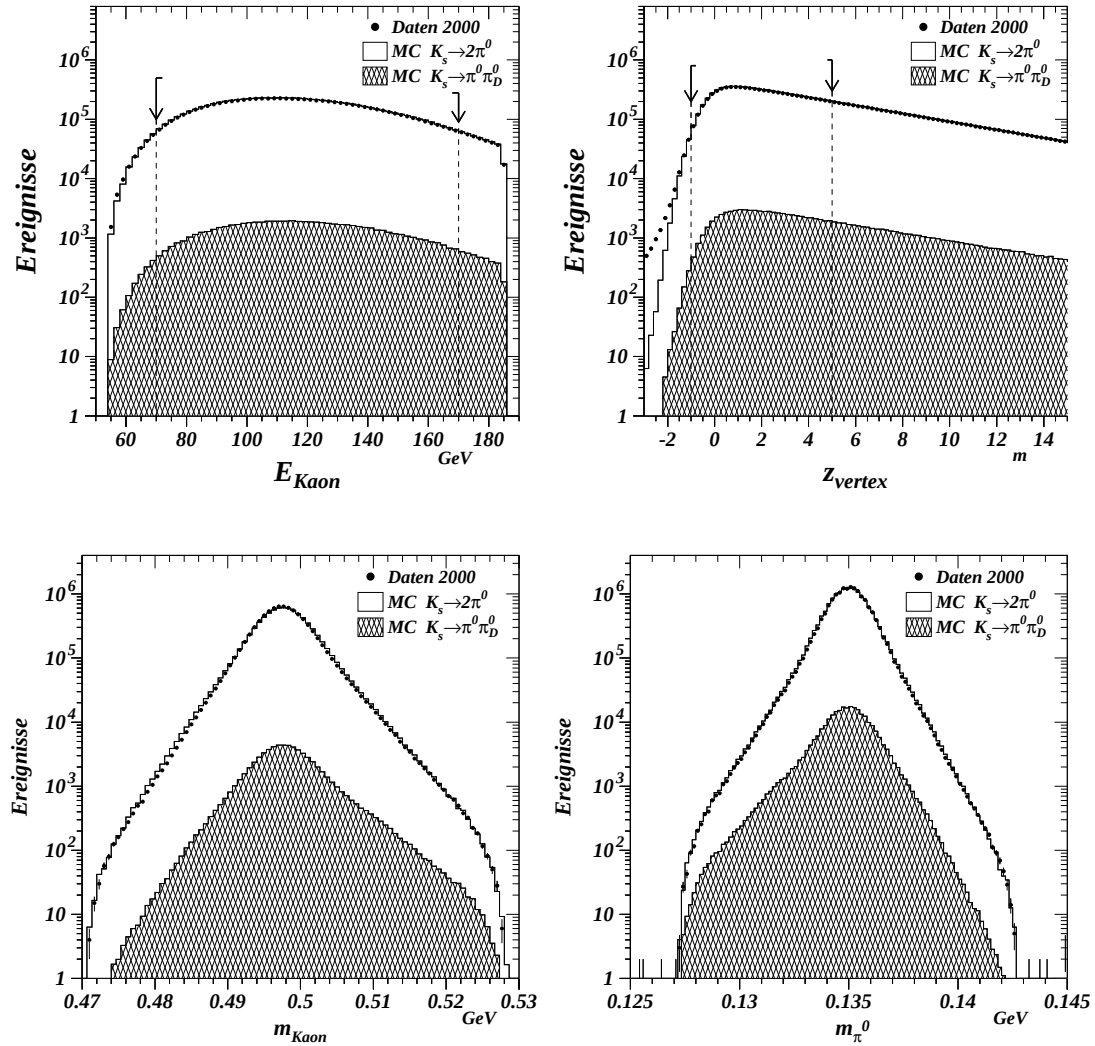


Abbildung 9.3: Die E_{Kaon} - und die Z_{vertex} -Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse, sowie die berechneten Pion- und Kaon-Massen.

9.2 Die Akzeptanzen

Wie schon in Abschnitt 8.2 (Seite 74) beschrieben, ist die Akzeptanz als Verhältnis von selektierten Monte-Carlo-Ereignissen und generierten Monte-Carlo-Ereignissen definiert (Gl. 8.1 (Seite 74)).

Gleichung 6.10 (Seite 47) ist zu entnehmen, dass für die HIK_S-Datennahme insgesamt vier Akzeptanzen berechnet werden müssen. Die nötigen Informationen zur Berechnung der Akzeptanz der Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ sind in Tabelle 9.2 zusammengefasst.

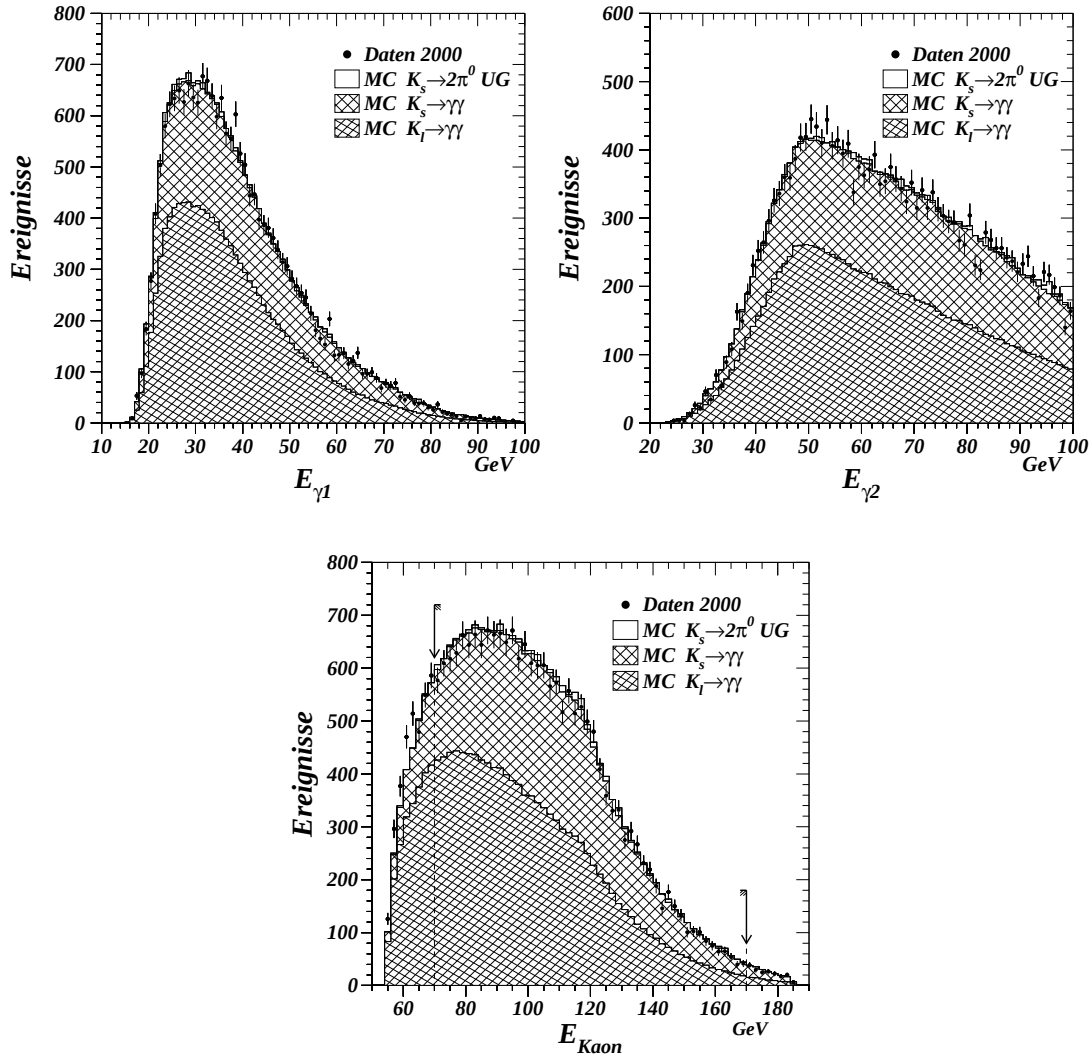


Abbildung 9.4: Die Verteilungen der beiden Photon-Energien und die E_{Kaon} -Verteilung der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten.

Das Doppelverhältnis der Akzeptanzen,

$$\frac{\epsilon_{K_S \rightarrow \gamma\gamma}^{K_S}}{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_S}} \frac{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L}}{\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L}} \quad (9.2)$$

das in Gleichung 6.10 (Seite 47) auftritt, sollte in erster Näherung eine „1“ ergeben. Da das $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ ebenfalls mit Hilfe eines gebinnten Maximum-Likelihood-Fits berechnet wird, ist zur Veranschaulichung in Abbildung 9.5 das in Intervalle aufgeteilte Akzeptanz-Doppelverhältnis für 1 GeV breite Intervalle in E_{Kaon} gezeigt. Es ist zu sehen, dass das Akzeptanz-Doppelverhältnis nahe „1“ liegt. Der

Zerfall	Anzahl der generierten Ereignisse N^{gen}	Anzahl der selektierten Ereignisse N^{sel}	Akzeptanz ϵ
$K_S \rightarrow \gamma\gamma$	11078160	4383386	$\epsilon_{K_S \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S} = (39.57 \pm 0.01)\%$
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	4050450	1726972	$\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S} = (42.64 \pm 0.02)\%$
$K_S \rightarrow 2\pi^0$	53170383	10267785	$\epsilon_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{K}_S} = (19.31 \pm 0.01)\%$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	7780868	599585	$\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S} = (7.71 \pm 0.01)\%$

Tabelle 9.3: Die Akzeptanzen der Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der HIK_S-Datennahme

Umstand, dass es nicht perfekt „1“ ist, kommt u.a. von den unterschiedlichen Proton-Energien in der K_L- und der HIK_S-Datennahme und den etwas unterschiedlichen Strahlgeometrien des K_L- bzw. K_S-Strahls.

9.3 Untergrundkanäle der Zerfälle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$

9.3.1 Der Untergrund zum Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$

Den Hauptuntergrund zum Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ stellt der Dalitz-Zerfall $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ dar. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse in diesem Zerfallskanal wird mittels Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt. Es werden 16210859 im gewünschten z_{vertex} - und E_{Kaon} -Bereich generiert und 1109676 Ereignisse als $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse selektiert. Damit beträgt die Akzeptanz von $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ -Ereignissen als $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse von $(6,845 \pm 0,006)\%$.

Die Anzahl der erwarteten $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse ($N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_S}$) berechnet sich dann folgendermaßen:

$$N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_S} = N_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{Daten}} \cdot \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \cdot \frac{N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{\text{sel.}}}{N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{\text{gen.}}} \cdot \frac{N_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{gen.}}}{N_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{sel.}}} \quad (9.3)$$

Man erhält dann die erwartete Anzahl von $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse:

$$N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_S} = 68945 \pm 508 \quad (9.4)$$

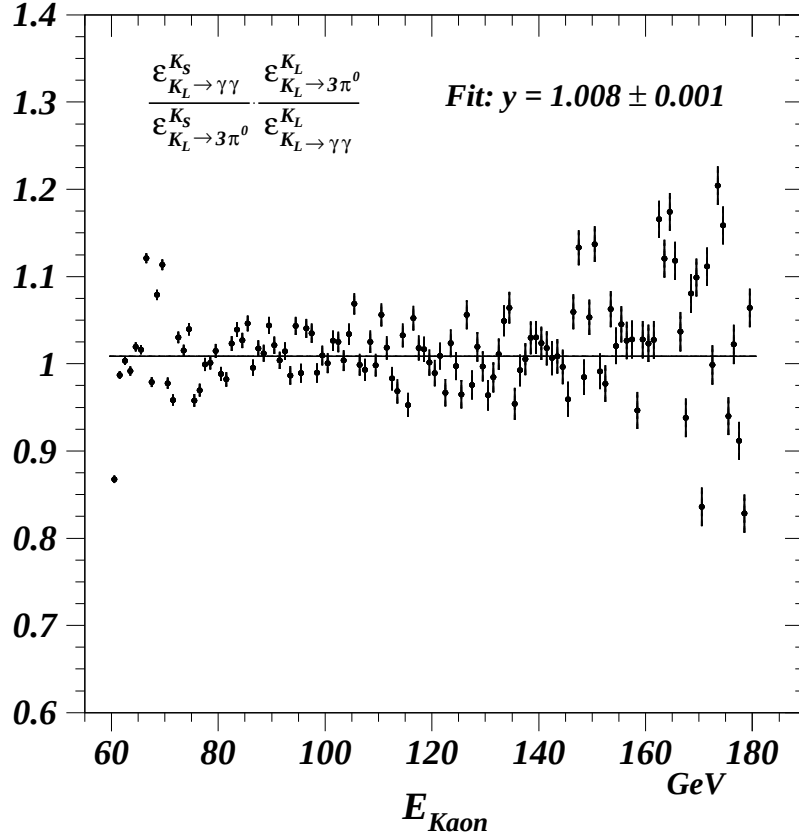


Abbildung 9.5: Das Akzeptanz-Doppelverhältnis aus Gleichung 6.10 (Seite 47) dargestellt für 1 GeV breite Intervalle in E_{Kaon} .

Es ist zu beachten, dass der Skalierungsfaktor hier nicht benutzt wird!

In Abbildung 9.6 ist zu sehen, dass die simulierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse allein die r_{ellipse} -Verteilung der Daten nicht reproduzieren können. Erst mit Hilfe der $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse, die als $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse selektiert werden, können die Daten gut beschrieben werden.

Die Verteilung der simulierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse wird dabei auf die Anzahl der nach allen Selektionskriterien ausgewählten Ereignisse in den Daten normiert. Das Gleiche gilt für die simulierten $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ -Ereignisse, wobei das Verzweungsverhältnis des Dalitz-Zerfalls berücksichtigt werden muss.

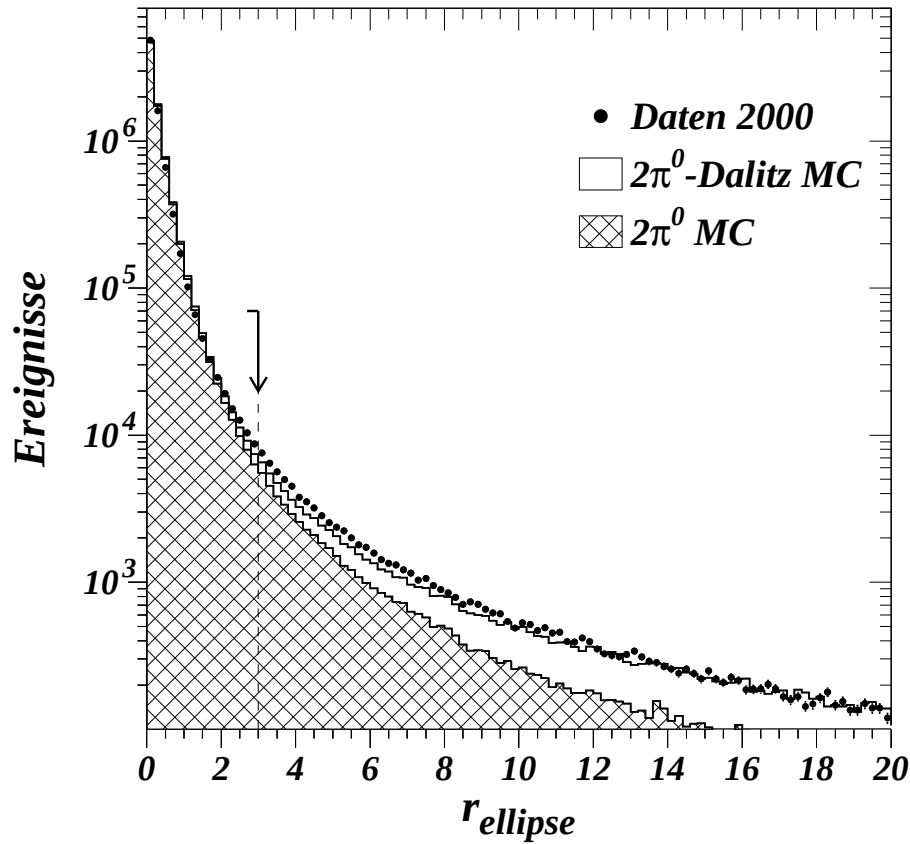


Abbildung 9.6: Die r_{ellipse} -Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse in der HIK_S-Datennahme.

Die verbliebene Diskrepanz zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Simulation ist darauf zurückzuführen, dass die Ausläufer der Energieverteilungen der Schauer im LKr-Kalorimeter sowie Nichtlinearitäten nicht perfekt simuliert werden.

Ein weiterer möglicher Untergrundkanal zum Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ ist der Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Bei dieser möglichen Untergrundquelle muss natürlich ebenfalls die Ereignis-Topologie von vier Clustern im LKr-Kalorimeter erreicht werden. Die invarianten Massen jeweils zweier Cluster müssen sich zu zwei Pionmassen kombinieren lassen und natürlich muss die Kaon-Energie im richtigen Bereich liegen. Bei der Untersuchung mittels simulierter $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse konnte kein generiertes $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignis als gutes $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignis selektiert werden. Dieser Untergrundkanal spielt hier also keine Rolle.

9.3.2 Der Untergrund zum Zerfall $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$

Wie auch in der K_L -Datennahme, ist der Zerfall $\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ ein Untergrundkanal zu den $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfällen. Da der Spektrometermagnet nicht angeschaltet war, wurden die e^+e^- -Paare nicht zusätzlich separiert. Daher sollte die Akzeptanz größer sein als während der K_L -Datennahme.

Es werden insgesamt 1714430 Ereignisse generiert und 40170 Ereignisse konnten als $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse selektiert werden. Die Akzeptanz des $\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Zerfalls als $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfall ist somit $(2,34 \pm 0,01) \%$. Mit Hilfe von Gleichung 8.2 (Seite 76) erhält man die erwartete Anzahl von $\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ -Ereignissen:

$$N_{\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_L} = 8352 \pm 88 \quad (9.5)$$

9.4 Untergrundkanäle zum Zerfall $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$

Im Gegensatz zu den $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen, die in der K_L -Datennahme untersucht wurden, hat der Zerfall $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ einen sehr großen Anteil von Untergrundzerfällen. Der folgende Abschnitt beschreibt die Berechnung bzw. Abschätzung der verschiedenen Untergrundkanäle.

9.4.1 Der Zerfall $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$

Der Zerfall $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ hat den größten Anteil an den selektierten $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten. Der Anteil von $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen ist etwa einen Faktor 1,5 größer als der Anteil der $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse (Gl. 6.3 (Seite 45)).

Wie in Abschnitt 6.2 (Seite 46) ausführlich erklärt wird, hat die Berechnung des Anteils der $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse einen entscheidenden Einfluss auf die systematische Unsicherheit der Messung.

Aus diesem Grund wird das Verhältnis der Zerfallsbreiten von $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ ($\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$) gemessen. Die Messung ist in Kapitel 8 (Seite 73) detailliert beschrieben.

Für die Berechnung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ wird allerdings nicht der dort bestimmte Zahlenwert eingesetzt. Da für diese Berechnung ebenfalls ein Maximum-Likelihood-Fit durchgeführt wird, werden die in Kapitel 8 benutzten Verteilungen direkt in den Fit eingebunden.

9.4.2 Die Zerfälle $\text{K}_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $\text{K}_L \rightarrow e^+e^-\gamma$

Eine weitere Untergrundquelle stellen die Dalitz-Zerfälle des K_S und K_L dar. Dabei ist zu beachten, dass noch kein Verzweigungsverhältnis für den Zerfall

$K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ bekannt ist. Daher wird es abgeschätzt (Abschnitt 6.4 (Seite 55)). Wie schon für den Dalitz-Untergrund von $K_L \rightarrow 3\pi^0$ gilt auch hier, dass der abgeschaltete Spektrometermagnet die Akzeptanz dieser Zerfälle als $\gamma\gamma$ -Ereignisse erhöht.

Tabelle 9.4 fasst die Informationen zu diesen beiden Zerfällen zusammen. Der große Fehler bei der Anzahl der erwarteten $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse entsteht durch die Abschätzung des Verzweungsverhältnisses.

Zerfall	<i>generierte</i> Ereignisse N^{gen}	<i>selektierte</i> Ereignisse N^{sel}	Akzeptanz als $\gamma\gamma$	Anzahl der erwarteten Ereignisse
$K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	1696919	180550	$(10.64 \pm 0.02) \%$	51 ± 3
$K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$	1050741	108771	$(10.35 \pm 0.03) \%$	33 ± 10

Tabelle 9.4: Die Akzeptanzen und erwarteten Ereignisse des Untergrunds von $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ - und $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfällen.

9.4.3 Untergrund von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfällen

Im Gegensatz zum Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ mit zwei Photonen im Endzustand hat der Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ eine Signatur mit vier Photonen im Endzustand. Es kann allerdings dennoch dazu kommen, dass im Detektor nur zwei Cluster rekonstruiert werden. Dies kann einerseits eine direkte Folge der Kinematik des Zerfalls sein oder andererseits durch Auflösungseffekte des Detektors verursacht werden. Natürlich können auch beide Quellen gleichzeitig eine Rolle spielen.

Der Zerfall des Kaons in die beiden Pionen und die Zerfälle der Pionen in je zwei Photonen weisen keinerlei Vorzugsrichtung auf. Daher können Zerfälle stattfinden, bei denen nach der Transformation ins Laborsystem zwei der Photonen fast die gesamte Energie tragen und die anderen zwei Photonen nur eine minimale Energie haben. Es kann nun abgeschätzt werden, um wie viel sich der z_{vertex} minimal verschiebt, wenn die beiden hochenergetischen Photonen im LKr-Kalorimeter nachgewiesen werden und die anderen beiden Photonen die Detektorakzeptanz verlassen.

Die invariante Masse von zwei Photonen $m_{\text{inv } \gamma\gamma}$ berechnet sich im allgemeinen wie folgt:

$$m_{\text{inv } \gamma\gamma} = \sqrt{2 E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \theta)} \quad (9.6)$$

Hierbei sind E_{γ_1} und E_{γ_2} die Energien der beiden Photonen und θ ist der Winkel zwischen deren Flugrichtungen. Wenn im Ruhesystem des Kaons die Photonen

in Flugrichtung des Pions emittiert werden, nimmt die so berechnete invariante Masse offensichtlich ihren maximalen Wert an. Unter der Annahme einer solchen Konfiguration des Zerfalls kann die maximal mögliche Photon-Energie berechnet werden:

$$E_{\gamma \text{ max}} = \frac{E_{\pi^0}}{m_{\pi^0}} \frac{m_{\pi^0}}{2} \left(1 - \frac{p_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \right) \quad (9.7)$$

Die Pion-Energie E_{π^0} entspricht dabei der halben Kaon-Masse ($E_{\pi^0} = m_{\text{K}^0}/2$) und der Pion-Impuls ist $p_{\pi^0} = \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}$. Wenn man dies in obige Formel einsetzt, erhält man für die maximale Photon-Energie folgenden Ausdruck:

$$E_{\gamma \text{ max}} = \frac{m_{\text{K}^0}}{4} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4m_{\pi^0}^2}{m_{\text{K}^0}^2}} \right) \quad (9.8)$$

Unter der Annahme, dass beide Photonen die maximal mögliche Energie besitzen, ergibt sich dann für die invariante Masse:

$$\begin{aligned} m_{\text{inv } \gamma\gamma} &= \sqrt{2 E_{\gamma \text{ max}}^2 (1 - \cos \pi)} \\ &= \frac{m_{\text{K}^0}}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4m_{\pi^0}^2}{m_{\text{K}^0}^2}} \right) \\ &= 0,92 m_{\text{K}^0} \end{aligned} \quad (9.9)$$

Selbst bei maximal möglichen Photon-Energien ist die invariante Masse um 8 % kleiner als die Kaon-Masse. In Gleichung 5.14 (Seite 42) eingesetzt, bedeutet dies, dass der berechnete Zerfallsvertex um mindestens 8 % (relativ) in Richtung des LKr-Kalorimeters verschoben ist. Zerfälle, die in der Nähe des letzten Kollimators stattfinden, verschieben sich demnach um mindestens 9 m.

Ereignisse, die eine derartige Kinematik aufweisen, haben also einen z_{vertex} von mindestens 9 m. Wäre dies die einzige Quelle des $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds, könnte der Schnitt auf den maximal erlaubten z_{vertex} in die Nähe von 9 m gelegt werden und diese Untergrundquelle wäre vollständig ausgeschlossen. Da der Detektor aber eine endliche Auflösung besitzt, gibt es weitere Möglichkeiten, ein $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignis in ein Untergrundereignis für den Zerfall $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ zu verwandeln.

Wenn zwei (oder mehr) Photonen so dicht nebeneinander liegen, dass sie als ein Cluster erkannt werden, vergrößert sich die deponierte Energie und der z_{vertex} rückt wieder näher an den Kollimator heran. Tritt der, beliebig unwahrscheinliche, Extremfall ein, dass sich alle vier Photonen innerhalb der LKr-Akzeptanz befinden und sich in irgendeiner Form perfekt zu einem Zwei-Cluster-Ereignis

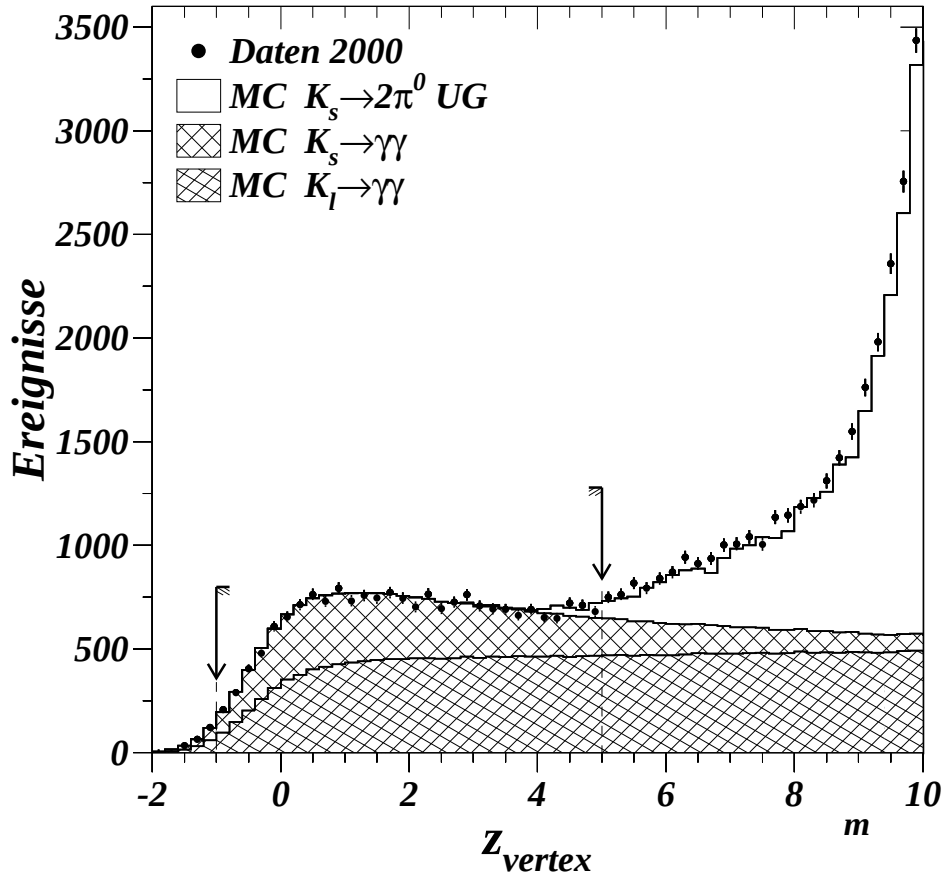


Abbildung 9.7: Die z_{vertex} -Verteilung der selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse im Vergleich mit der Simulation. Lineare Abszisse

überlagern, würde der originale z_{vertex} rekonstruiert und das Ereignis wäre ununterscheidbar von einem $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignis.

Für die Abschätzung des Untergrunds von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen werden Monte-Carlo-Simulationen benutzt. Es wurden 1853 Millionen $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse generiert (Kapitel 7 (Seite 59)). Während der Generierung der Ereignisse wurden keinerlei kinematische Schnitte angewandt. Dadurch ist es möglich alle Effekte zu berücksichtigen, die zu einem Untergrundereignis führen können.

Um die Möglichkeit zu haben die Verteilung zu normieren, wurden 2 % der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse zusätzlich zu den $\gamma\gamma$ -Kandidaten selektiert. So konnten die Verteilungen der $\gamma\gamma$ -Kandidaten mit Hilfe der in den Daten selektierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse normiert werden. Das stellt somit eine absolute Normierung dar und es wurden auch keine irgendwie gearteten Korrekturfaktoren zusätzlich eingeführt.

Der Skalierungsfaktor, der sich durch diese absolute Normierung ergibt, ist 2,9363.

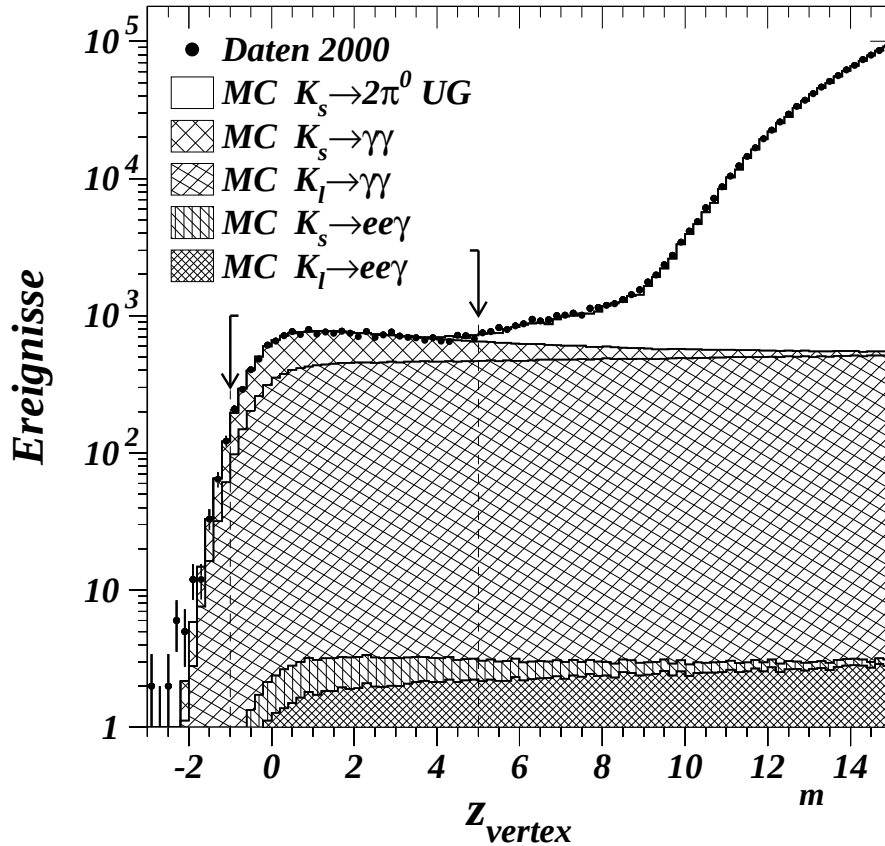


Abbildung 9.8: Die z_{vertex} -Verteilung der selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse im Vergleich mit der Simulation. Logarithmische Abszisse

Die Abbildungen 9.7 und 9.8 zeigen die z_{vertex} -Verteilung der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten mit linearer und logarithmischer Abszisse. Wie man in Abbildung 9.7 sehr gut erkennen kann, spielt der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund bis $z_{\text{vertex}} \approx 5$ m kaum eine Rolle. Danach steigt die Verteilung stark an und ist ab etwa 8 m der dominante Beitrag.

Die obere Schnittgrenze wird auf $z_{\text{vertex}} < 5$ m gesetzt, da der Anteil des Untergrunds von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen danach stark ansteigt, der Anteil der $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse aber nur noch relativ klein ist. Bei einer Schnittgrenze von 6 m wäre beispielsweise der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Anteil an den $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten größer als der Anteil der $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse.

In Abbildung 9.8 ist allerdings auch zu erkennen, dass die Daten ab einem z_{vertex} von etwa 6 m an nicht mehr so gut vom $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund beschrieben werden. Ab etwa 11 m wird die Übereinstimmung wieder besser und wird dann bei etwa 13 m wieder sehr gut. Die Abbildungen 9.9 zeigen diesen Effekt noch deutlicher. In der linken Abbildung wird die Verteilung der Summe aller Simula-

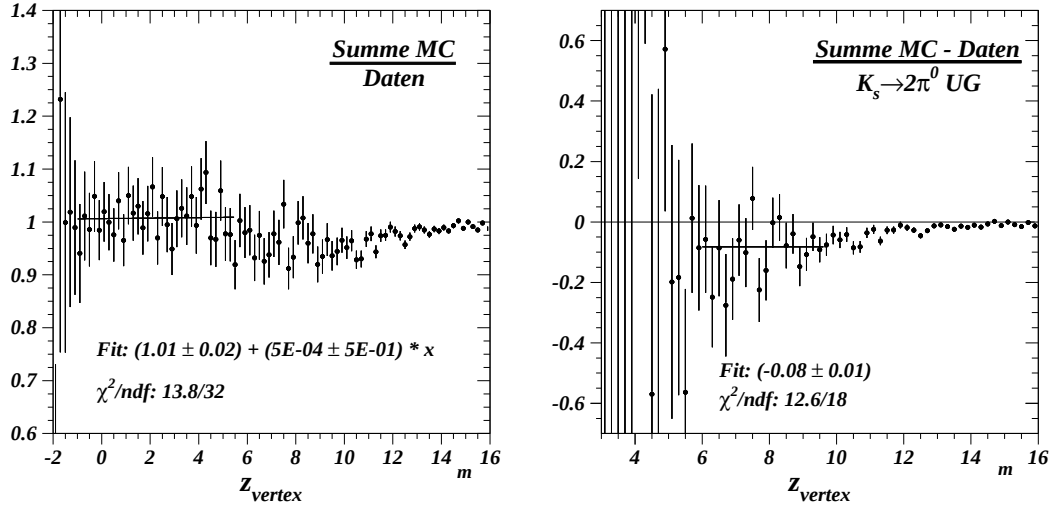


Abbildung 9.9: Zwei Verteilungen, die der Abschätzung der Genauigkeit der Beschreibung durch die simulierten Ereignisse dienen. In der linken Abbildung ist das Verhältnis zwischen Simulation und Daten gezeigt. Um qualitativ abschätzen zu können inwieweit die Simulation des Untergrund von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ korrekt ist, wird in der rechten Abbildung die Simulation von den Daten abgezogen und dann durch den Anteil des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds dividiert.

tionen durch die Daten dividiert. Es ist zu erkennen, dass in der Signalregion die Übereinstimmung sehr gut ist. In dem Bereich, in dem der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund anfängt eine Rolle zu spielen, wird die Übereinstimmung dann schlechter und bei größeren z_{vertex} -Werten ist die Übereinstimmung wieder besser.

Die rechte Abbildung zeigt den Einfluss des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds etwas direkter. Von der Summe der Simulationen wird die Daten-Verteilung subtrahiert und dann durch den Anteil des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds dividiert. Im Bereich unterhalb von 6 m ist diese Verteilung nicht aussagekräftig, da dort der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund sehr klein ist. Für einen z_{vertex} ab etwa 6 m bis etwa 11 m ist aber deutlich zu sehen, dass zu wenig $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund vorhanden ist, um die Daten zu beschreiben.

Der Grund dafür ist in der Simulation der Schauerbreite zu suchen. Wie in Abschnitt 6.3.8 (Seite 53) dargestellt, wird die Schauerbreite nicht korrekt simuliert und ist etwa 2 % zu klein. Für die Selektionsschnitte stellt dies normalerweise kein Problem dar, da einzelne Cluster betrachtet werden. Die Quelle des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds sind aber gerade im unteren z_{vertex} -Bereich überlappende Schauer.

Ist die Schauerbreite nun zu klein simuliert, können bei der Rekonstruktion zwei Cluster getrennt werden, die bei korrekter Schauerbreite als ein Cluster hätten rekonstruiert werden müssen. Dies führt dazu, dass diese Ereignisse dann nicht als Untergrundereignisse zu $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ selektiert werden können, sondern verworfen werden. Somit wird der Anteil der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse am Untergrund zu $\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma$ unterschätzt. Da dieses Problem bereits bei der Rekonstruktion der Ereignisse auftritt, war eine einfache Korrektur nicht möglich. Die einzige Lösung wäre eine vollständig neue Simulation des $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds gewesen, die aus Gründen, die in Abschnitt 7.3.2 (Seite 62) dargelegt sind, konnte eine erneute Simulation nicht durchgeführt werden.

Um diesen Effekt in der Analyse dennoch zu berücksichtigen, wird der Anzahl der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrundereignisse eine systematische Unsicherheit von der Größe der in der rechten Abbildung 9.9 zu erkennenden Differenz von 10 % zugewiesen.

Nach allen Schnitten werden von den $1,853 \cdot 10^9$ generierten $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen 78 Untergrundereignisse für den Zerfall $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ selektiert.

In den simulierten Ereignissen konnte kein Untergrundkandidat gefunden werden bei dem sich alle vier Photonen innerhalb der LKr-Akzeptanz befinden und sich zu einem $\gamma\gamma$ -Kandidaten überlagern. Wenn sich die vier Photonen innerhalb der LKr-Akzeptanz befanden, so waren immer mindestens drei Cluster vorhanden.

Zusammen mit dem Skalierungsfaktor ist die Anzahl der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrundereignisse:

$$N_{\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0 \text{ UG}}^{\text{K}_S} = 229 \pm 35 . \quad (9.10)$$

9.4.4 Weitere Untergrundquellen

In den vorherigen Abschnitten wurden die bekannten Untergrundkanäle vorgestellt und beschrieben. Daneben existieren auch weitere Untergrundprozesse, deren Zusammensetzung nicht zweifelsfrei zu klären war. Wie auch bei der Messung von $\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$ wird die r_{COG} -Verteilung für die Abschätzung des Anteils dieses Untergrunds benutzt.

Es wird wiederum der Bereich zwischen 8 cm und 10 cm in der r_{COG} -Verteilung als Kontrollregion benutzt. Da in der HIK_S -Datennahme sowohl $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ - als auch $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle in ausreichender Menge selektiert werden, können die r_{COG} -Verteilungen beider Zerfälle als nahezu untergrundfrei angesehen werden. In Abbildung 9.10 ist die Verteilung der selektierten $\text{K} \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse und die darauf normierten r_{COG} -Verteilungen der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle dargestellt. Man kann erkennen, dass sich diese Verteilungen in der Kontrollregion unterscheiden. Dabei sollte beachtet werden, dass die $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Verteilung we-

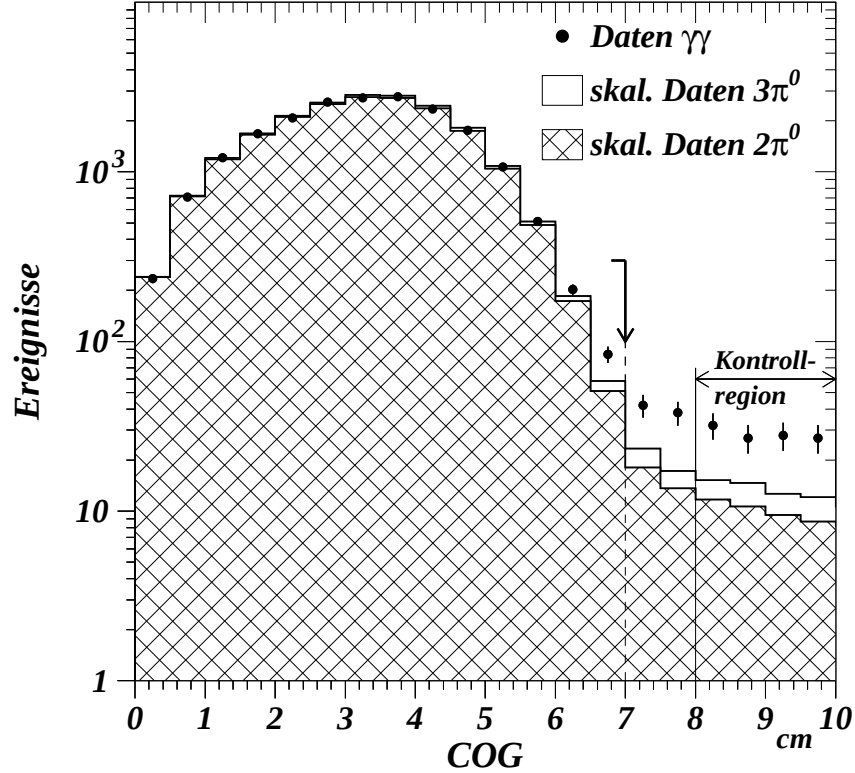


Abbildung 9.10: Die r_{COG} -Verteilungen der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse und der normierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse.

niger Ereignisse in der Kontrollregion aufweist als die Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse. Für die Untersuchung der Untergrundkanäle wird daher die gemittelte Verteilung benutzt.

Subtrahiert man diese gemittelte Verteilung von der Verteilung der Daten in der Kontrollregion, so erhält man die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse:

$$N_{\text{UG norm}}^{K_S} = 66 \pm 8 \quad (9.11)$$

Werden die $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Verteilungen für die Bestimmung der Anzahl der Untergrundereignisse verwendet, liegen die berechneten Werte (74 ± 9 bzw. 59 ± 8) innerhalb des statistischen Fehlers.

Versucht man die Untergrundmodelle, die für die Untersuchung des Untergrunds in der K_L -Datennahme benutzt wurden, für die HIK_S -Datennahme zu verwenden, stellt man fest, dass mit dem Untergrundmodell 1 der K_L -Datennahme so gut wie keine Ereignisse selektiert werden. Es ist also anzunehmen, dass die Untergrundquelle in der K_L -Datennahme, die von diesem Modell selektiert wurde, in der

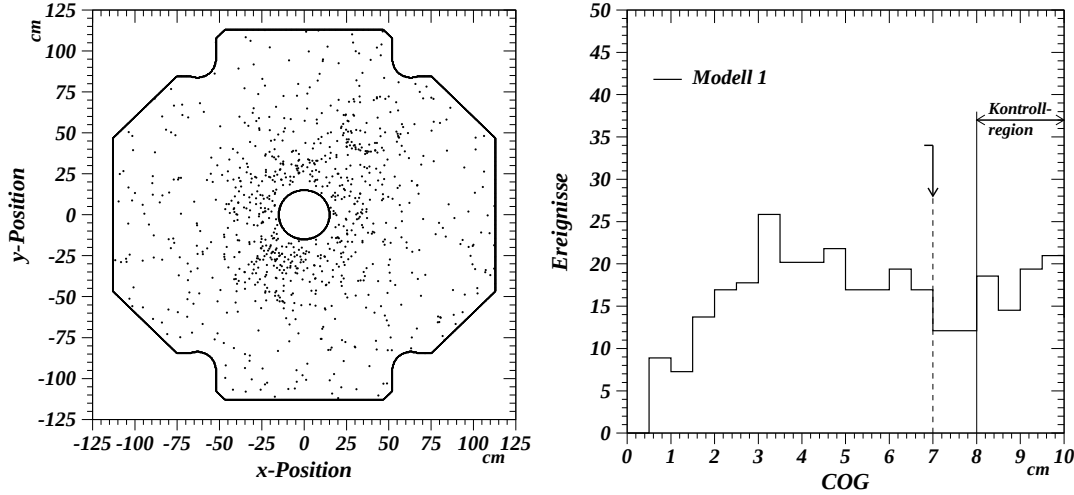


Abbildung 9.11: Untergrundmodell 1: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.

HIK_S -Datennahme nicht mehr vorhanden ist. Dieses Modell kann also nicht für die HIK_S -Datennahme verwendet werden.

Die anderen beiden Untergrundmodelle der K_L -Datennahme wurden explizit so gewählt, dass sie auch in der HIK_S -Datennahme Verwendung finden können.

In der HIK_S -Datennahme bieten sich allerdings andere Möglichkeiten für die Untersuchung des Untergrunds. So können beispielsweise zufällig überlagernde Ereignisse (*Accidentals*) betrachtet werden, die in der K_L -Datennahme praktisch nicht vorhanden waren.

Es werden insgesamt vier mögliche Untergrundmodelle untersucht, die im Folgenden vorgestellt werden sollen.

Untergrundmodell 1

Das erste Modell für die Beschreibung des Untergrunds baut auf Untersuchungen auf, die für die Messung von ϵ'/ϵ durchgeführt wurden. Diese Untersuchungen betrafen Ereignisse, die durch Wechselwirkungen von Teilchen im Strahl mit dem letzten Kollimator entstehen. Die geladene Komponente der so entstandenen Ereignisse hat einen hohen Transversalimpuls. Daher tragen diese Ereignisse die Bezeichnung *high $p_\perp$* -Ereignisse. Bei diesen Untersuchungen wurde unter anderem festgestellt, dass bei Ereignissen mit N Clustern im LKr-Kalorimeter in etwa 30 % der Fälle ein weiterer Cluster existiert.

Für die Untersuchung des Untergrunds zu $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ kann man diesen Umstand ausnutzen. Es werden nun Ereignisse mit drei Clustern im Endzustand selektiert. Dabei müssen allerdings zwei der Cluster die Selektionskriterien für ein gutes

$K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignis erfüllen. Die obere Schnittgrenze für den z_{vertex} wird auf 4 m herabgesetzt, um Untergrund von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen zu unterdrücken. Für den dritten Cluster muss nur gelten, dass es sich um einen guten Cluster handelt, der die Photon-Identifikationsschnitte erfüllt und der innerhalb der Akzeptanz des LKr-Kalorimeters liegt.

Nach einer solchen Selektion erhält man Ereignisse, die im Detektor wie ein $\gamma\gamma$ -Ereignis erscheinen, aber einen zusätzlichen Cluster besitzen. Durch die Untersuchungen für die ϵ'/ϵ -Messung ist nun bekannt, dass neben den Ereignissen mit drei Clustern Ereignisse mit nur zwei Clustern existieren, die ähnliche Eigenschaften besitzen. Aus der Existenz der Drei-Cluster-Ereignisse wird somit auf die Existenz der Zwei-Cluster-Ereignisse geschlossen. Das genaue Verhältnis ist dabei von untergeordnetem Interesse, da die Anzahl der Ereignisse normiert wird. In Abbildung 9.11 sind für die zwei Cluster, die ein gutes $\gamma\gamma$ -Ereignis ergeben, die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte Modell- r_{COG} -Verteilung gezeigt.

In der Kontrollregion werden nach den oben erklärten Schnitten 91 Ereignisse selektiert und in der Signalregion können 276 Ereignisse selektiert werden. Nach der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion erhält man dann die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse für Untergrundmodell 1:

$$N_{\text{UG}_1} = 223 \pm 35. \quad (9.12)$$

Untergrundmodell 2

Für dieses Modell werden zufällig überlappende Ereignisse (*Accidentals*) betrachtet. Im Gegensatz zur K_L -Datennahme ist der Anteil der *Accidentals* in der HIK_S -Datennahme wesentlich größer (vgl. Abb. 8.8 (Seite 85) mit Abb. 9.12). Daher können diese Ereignisse benutzt werden, um ein Untergrundmodell zu erstellen.

Die untere Abbildung 9.12 zeigt die Verteilung der Zeitdifferenz $\Delta t_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Clustern. Die Ereignisse für dieses Untergrundmodell müssen alle Selektionsschnitte erfüllen, außer eben den Schnitt auf die Zeitdifferenz zwischen zwei Clustern. Hier muss gelten: $\Delta t_{\gamma\gamma} > 5\text{ns}$.

Nach der Selektion erhält man 18 Ereignisse in der Kontrollregion und 48 Ereignisse in der Signalregion. Die oberen Abbildungen 9.12 zeigen die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und das bereits normierte r_{COG} -Modell.

Die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse für das Untergrundmodell 2 werden wieder durch Normierung der Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion bestimmt:

$$N_{\text{UG}_2} = 201 \pm 85. \quad (9.13)$$

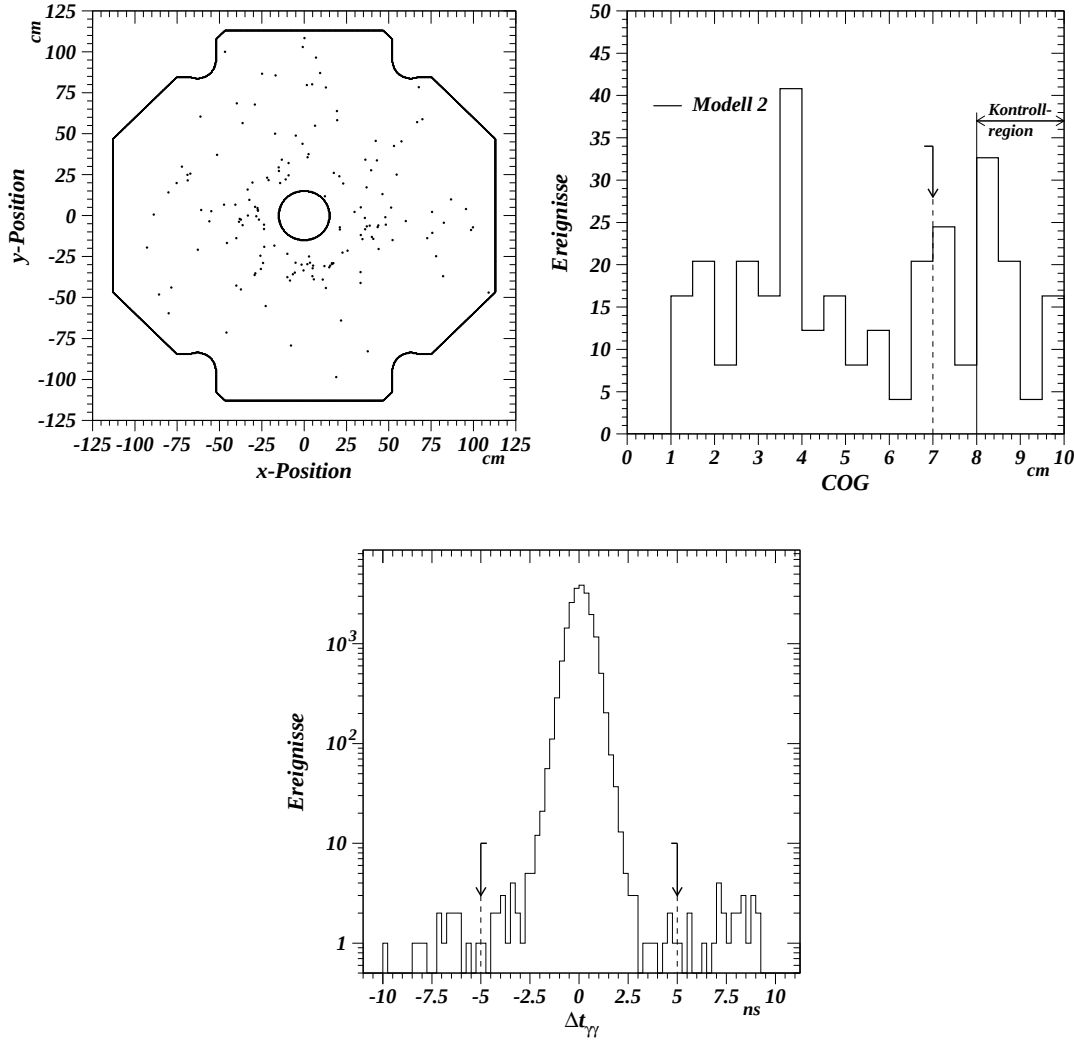


Abbildung 9.12: Untergrundmodell 2: Oben: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung. Unten: Die Zeitdifferenz zwischen zwei Clustern in den Daten der HIK_S -Datennahme.

Untergrundmodell 3

Für die Selektion eines dritten Untergrundmodells wird explizit angenommen, dass es sich bei den Untergrundereignissen um hadronische Ereignisse handelt. Die Selektion ist identisch mit der Selektion für das Untergrundmodell 2 in der K_L -Datennahme.

Damit die Ereignisse einen nicht zu hadronischen Charakter bekommen und so-

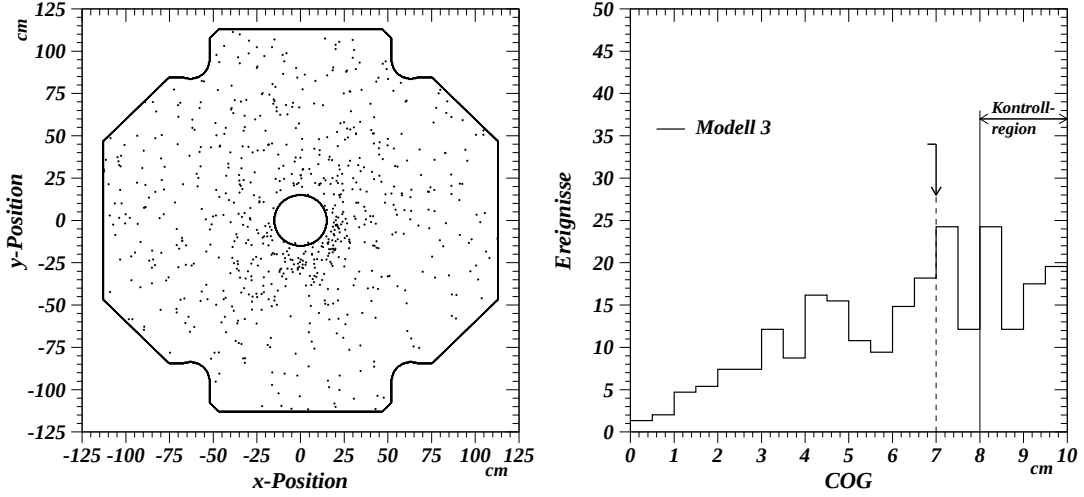


Abbildung 9.13: Untergrundmodell 3: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.

mit sehr weit von der normalen Selektion entfernt sind, wird gefordert, dass die Energie im HAC kleiner ist als 10 GeV. Es werden folgende Schnitte angewandt, die sich von der normalen Selektion unterscheiden:

- Der Schnitt auf die Schauerbreite muss für beide Cluster *NICHT* erfüllt sein.
- Innerhalb von 15 ns muss die gesamte HAC-Energie zwischen 3 GeV und 10 GeV liegen.

$$3 \text{ GeV} < E_{\text{HAC}} < 10 \text{ GeV} \text{ für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns}$$

Mit Hilfe dieser Selektionskriterien werden 109 Ereignisse in der Kontrollregion und 199 Ereignisse in der Signalregion selektiert. Durch Normierung auf die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion erhält man die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse:

$$N_{\text{UG}_3} = 134 \pm 21 . \quad (9.14)$$

Untergrundmodell 4

Das vierte Untergrundmodell selektiert Ereignisse, bei denen mindestens einer der Cluster den Schauerbreitenschnitt nicht erfüllt. Besteht der Untergrund aus ha-

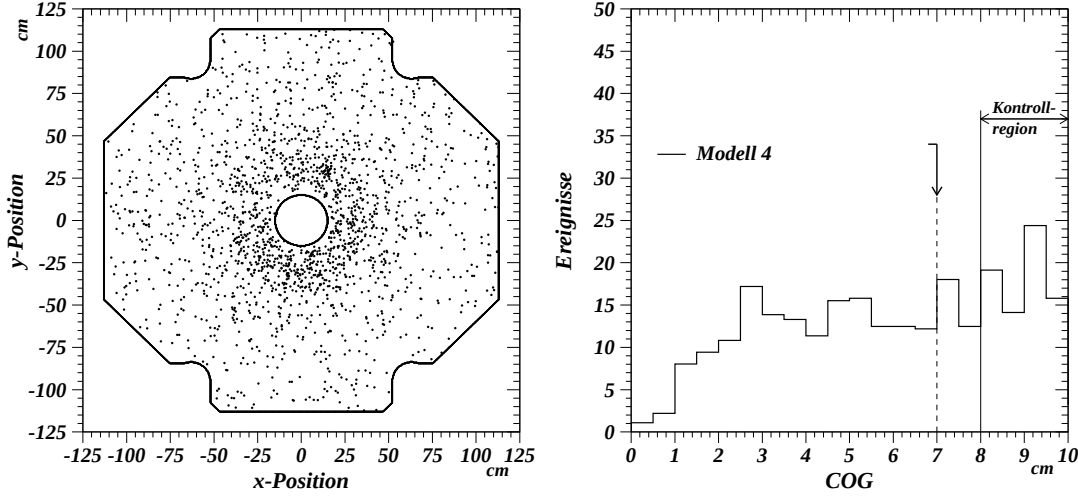


Abbildung 9.14: Untergrundmodell 4: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.

dronischen Ereignissen, die (fast) ihre gesamte Energie im LKr-Kalorimeter deponieren, kann davon ausgegangen werden, dass die Schauerbreite sowohl oberhalb als auch unterhalb der Schnittgrenze liegen kann. Die Forderung, dass nur mindestens einer der Cluster eine größere Schauerbreite besitzen muss, sorgt dafür, dass die Selektion möglichst nahe an der Selektion der Daten bleibt. Um Untergrund von $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignissen weitestgehend zu unterdrücken, wird der maximale z_{vertex} -Schnitt, wie in Modell 1, auf 4 m reduziert. Im Gegensatz zu Modell 3 muss die Energie lediglich kleiner als 10 GeV sein. Es werden also explizit Ereignisse ohne HAC-Energie erlaubt.

Die folgenden Schnitte unterscheiden sich von der normalen Selektion:

- Der Schnitt auf die Schauerbreite muss von mindestens einem Cluster *NICHT* erfüllt sein.
- $-1 \text{ m} < z_{\text{vertex}} < 4 \text{ m}$
- Die gesamte HAC-Energie muss innerhalb von 15 ns kleiner als 10 GeV sein.

$$E_{\text{HAC}} < 10 \text{ GeV für } |t_{\text{LKr}} - t_{\text{HAC}}| < 15 \text{ ns}$$

Es werden 562 Ereignisse in der Signalregion und 265 Ereignisse in der Kontrollregion selektiert.

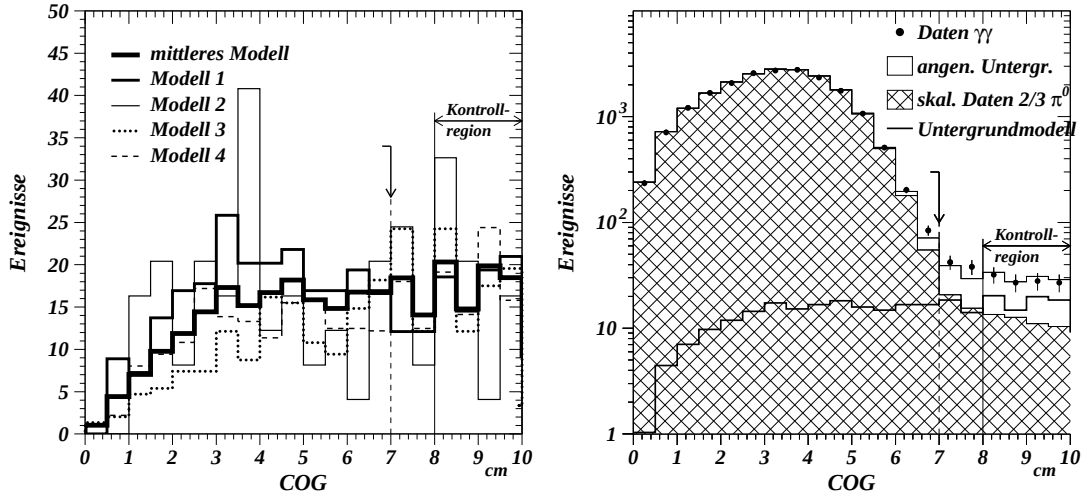


Abbildung 9.15: Die linke Abbildung zeigt die r_{COG} -Verteilung aller vier Untergrundmodelle und das gemittelte Modell. In der rechten Abbildung ist neben den $\gamma\gamma$ -Daten und der „Normal“-Verteilung auch die Summe aus Untergrundmodell und „Normal“-Verteilung gezeigt.

Nach der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion erhält man

$$N_{\text{UG}_4} = 155 \pm 21. \quad (9.15)$$

erwartete Untergrundereignisse.

Die Selektion für dieses Untergrundmodell ist identisch mit der Selektion für das Untergrundmodell 3 in der K_L -Datennahme, wobei die Selektionskriterien für die HIK_S -Datennahme optimiert wurden (z.B. der z_{vertex} -Schnitt bei 4 m).

Gemitteltes Modell

Aus den vier verschiedenen Untergrundmodellen kann nun ein gemitteltes Modell erstellt werden, das dann für die Berechnung des erwarteten Untergrunds dient. Dafür wird das gewichtete Mittel aus den vier Modellen gebildet und man erhält eine erwartete Anzahl von Untergrundereignissen von:

$$N_{\text{unb UG}}^{K_S} = 141 \pm 13 \quad (9.16)$$

Die linke Abbildung 9.15 zeigt die r_{COG} -Verteilungen der vier Untergrundmodelle und das daraus gemittelte Modell. In der rechten Abbildung ist das gemittelte

Untergrundmodell (breite Linie) zusammen mit der Verteilung der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Daten (Punkte) und der normierten mittleren Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse (schraffiertes Histogramm) gezeigt. Durch Addition der normierten mittleren Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse und des gemittelten Untergrundmodells erhält man das offene Histogramm. Wie man sieht, beschreibt das offene Histogramm die Datenpunkte recht gut. Es kann daher angenommen werden, dass das gemittelte Untergrundmodell gut gewählt ist.

Die einzelnen Modelle unterscheiden sich in der vorhergesagten Anzahl von Untergrundereignissen und in den r_{COG} -Verteilungen zum Teil recht stark voneinander. Aus diesem Grund wird zusätzlich zum statistischen Fehler ein systematischer Fehler zugewiesen. Dieser wird durch die halbe Differenz der erwarteten Untergrundereignisse der Modelle 1 und 4 definiert. Diese Modelle haben die kleinste bzw. größte Anzahl von erwarteten Untergrundereignissen.

Somit erhält man eine erwartete Anzahl von Untergrundereignissen von:

$$N_{\text{unb UG}}^{K_S} = 141 \pm 47 \quad (9.17)$$

9.5 Berechnung von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$

Die Berechnung von $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ erfolgt mit Hilfe der Gleichung 6.10 (Seite 47). Da diese Gleichung die Untergrundkanäle der Zerfälle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nicht berücksichtigt, müssen diese zusätzlich eingeführt werden. Man erhält dann folgende Gleichung für $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$:

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = & \left[N_{K \rightarrow \gamma\gamma}^{K_S} - N_{K_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_S(\text{MC})} - N_{K_S \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_S(\text{MC})} - N_{K_S \rightarrow 2\pi^0 \text{ UG}}^{K_S(\text{MC})} - N_{\text{unb UG}}^{K_S} \right. \\ & - \frac{\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_S}}{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_S}} \cdot \frac{\epsilon_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L}}{\epsilon_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L}} \cdot \frac{N_{K_L \rightarrow \gamma\gamma}^{K_L} - N_{K_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{K_L(\text{MC})} - N_{\text{had UG}}^{K_L(\text{MC})}}{N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_L} - N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_L(\text{MC})}} \\ & \left. \cdot \left(N_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{K_S} - N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{K_S(\text{MC})} \right) \right] \cdot \frac{1}{\Phi(K_S)} \cdot \frac{1}{\epsilon_{K_S \rightarrow \gamma\gamma}^{K_S}} \quad (9.18) \end{aligned}$$

Mit dem Fluss der K_S in der Form:

$$\Phi(K_S) = \frac{1}{\epsilon_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{K_S}} \frac{(N_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^{K_S} - N_{K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0}^{K_S(\text{MC})}) \cdot 50 \cdot 0.97633}{\text{BR}(K_S \rightarrow 2\pi^0)} \quad (9.19)$$

Die Anzahl der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle muss mit dem Skalierungsfaktor 50 multipliziert werden, um die wirkliche Anzahl dieser Zerfälle zu erhalten.

Die Dalitzkorrektur zum Zerfall $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ führt zu dem Faktor 0,97633 (Abschnitt 6.4 (Seite 55)). Da die Dalitzkorrektur für die $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle sowohl für die K_L -Datennahme als auch für die HIK_S -Datennahme vorgenommen werden muss, kürzt sich dieser Faktor heraus.

Für die Berechnung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ wird, wie auch für die Berechnung von $\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$, die Maximum-Likelihood-Fit-Methode benutzt. Da in den Daten die Variable $N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}$ gemessen wird, muss Gleichung 9.18 danach umgestellt werden, damit der so geschätzte Wert $N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S (\text{ML})}$ mit Hilfe der ML mit den Daten verglichen werden kann. Das $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ wird in der Maximum-Likelihood-Fit-Methode als Parameter R behandelt.

$$\begin{aligned}
 N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S (\text{ML})} &= R \cdot \Phi(\text{K}_S) \cdot \epsilon_{\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S} \\
 &+ N_{\text{K}_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{\text{K}_S (\text{MC})} + N_{\text{K}_S \rightarrow e^+e^-\gamma}^{\text{K}_S (\text{MC})} + N_{\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0 \text{UG}}^{\text{K}_S (\text{MC})} + N_{\text{had UG}}^{\text{K}_S} \\
 &+ \left[\frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L}}{\epsilon_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L}} \cdot \frac{N_{\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_L} - N_{\text{K}_L \rightarrow e^+e^-\gamma}^{\text{K}_L (\text{MC})} - N_{\text{had UG}}^{\text{K}_L (\text{MC})}}{N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L} - N_{\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_L (\text{MC})}} \right. \\
 &\quad \left. \cdot \left(N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S} - N_{\text{K}_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0}^{\text{K}_S (\text{MC})} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{9.20}$$

Für den Fit werden die Ereignisse in sechs z_{vertex} -Intervalle von 1 m Breite und in jedem z_{vertex} -Intervall in 20 E_{Kaon} -Intervalle von 5 GeV Breite eingeteilt. Mit Hilfe von Gleichung B.5 (Seite 152) wird die Likelihood-Funktion definiert:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \left(2 \left(N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S (\text{ML})}(\text{R}) - N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S} \right) - 2N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S} \ln \left(\frac{N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S}}{N_{\text{K} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{K}_S (\text{ML})}(\text{R})} \right) \right) \tag{9.21}$$

Das Programmpaket MINUIT [MINUIT] wird dann benutzt, um diese Likelihood-Funktion zu minimieren. Als Ergebnis der Minimierung erhält man einen Wert für $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$, der die Datenverteilung am Wahrscheinlichsten beschreibt. Dem Fit kann auch die statistische Unsicherheit auf $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ entnommen werden.

Das mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Fit-Methode bestimmte $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ lautet:

$$\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{(\text{stat})}) \times 10^{-4} \tag{9.22}$$

9.6 Systematische Unsicherheiten

9.6.1 Fit mit der Maximum-Likelihood-Fit-Methode

Wie auch bei der Berechnung von $\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$ wird der Fit mit der halben Breite der Intervalle wiederholt.

Das Ergebnis unterscheidet sich nicht von der Originalmessung. Daher wird keine systematische Unsicherheit zugewiesen.

9.6.2 Variation des Schnittes auf die Schauerbreite

Der Schnitt auf die Schauerbreite betrifft nur die $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Der Schnitt soll sicherstellen, dass es sich bei einem Schauer im LKr-Kalorimeter um ein Photon handelt. Die Definition des Schnittes wird in Abschnitt 6.3.8 (Seite 53) ausführlich beschrieben. Es wird zum Zentralwert einer Gauß-Funktion das 3fache der Breite dazuaddiert, um die Schnittkurve zu erhalten. Zur Untersuchung des Effekts dieses Schnittes wird jeweils die 2fache, die 2,5fache, die 3,5fache und die 4fache Breite zum Zentralwert addiert und danach die Schnittkurve neu definiert.

Wie auch bei der Messung von $\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$ wird untersucht inwieweit sich das Ergebnis ändert, wenn die Schnittkurve der Daten auf die simulierten Ereignisse und die Schnittkurve der simulierten Ereignisse auf die Daten angewandt wird.

Man erhält dann folgende Änderungen im Ergebnis:

Schnitt	Veränderung	Änderung des Untergrunds
2fache Breite	$(+0,11 \pm 0,03) \%$	-0,25 %
2,5fache Breite	$(+0,08 \pm 0,02) \%$	-0,12 %
3,5fache Breite	$(-0,05 \pm 0,02) \%$	+0,10 %
4fache Breite	$(-0,06 \pm 0,01) \%$	+0,16 %
Schnitt der Daten auf MC	$(+0,03 \pm 0,02) \%$	+0,1 %
Schnitt des MC auf Daten	$(-0,02 \pm 0,02) \%$	-0,1 %
zugewiesene Unsicherheit	0,1 %	

Tabelle 9.5: Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die Schauerbreite.

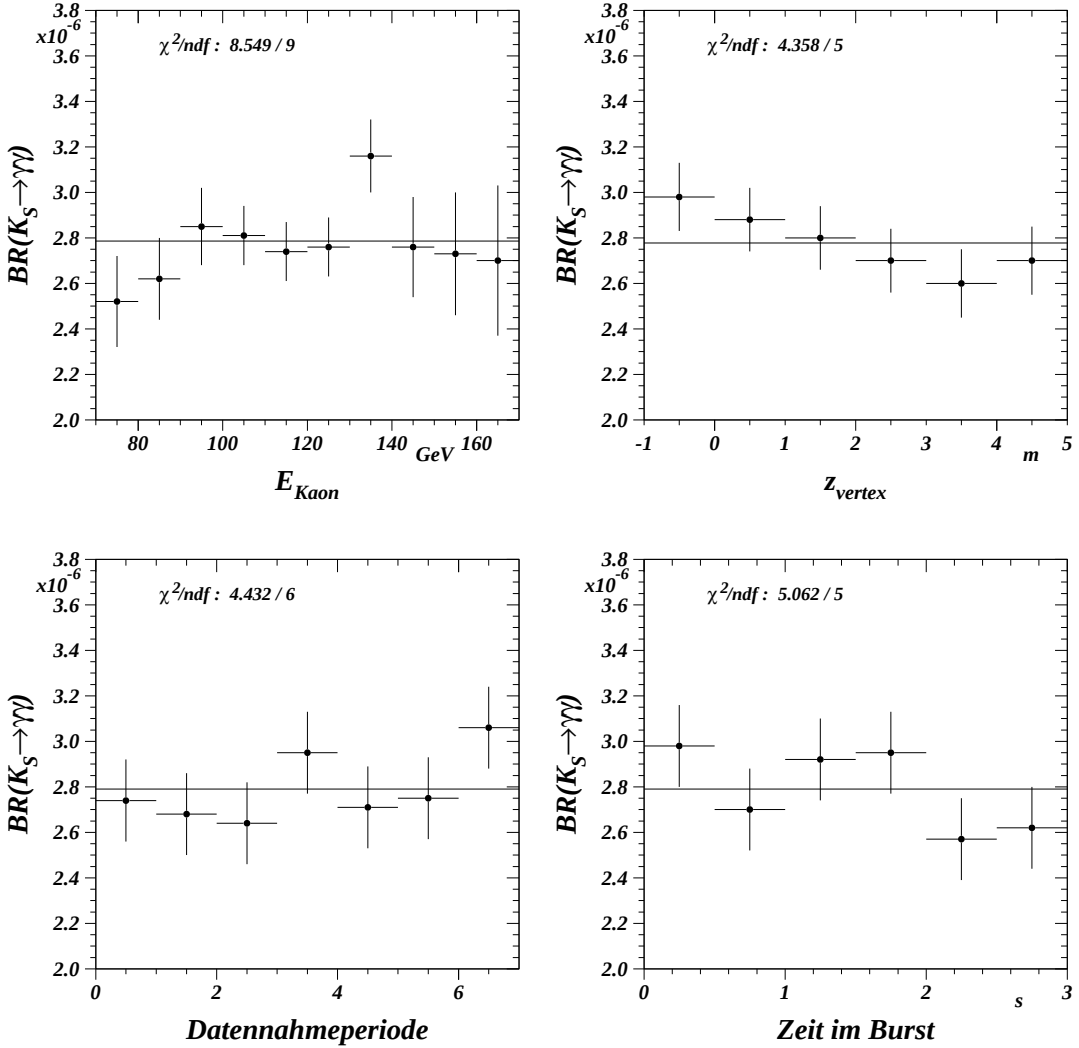


Abbildung 9.16: Die Stabilität des Ergebnisses bezüglich E_{Kaon} und des z_{vertex} und die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Datennahmeperiode und der Zeit der Ereignisse im *Burst*.

9.6.3 Stabilität des Ergebnisses

Es wird untersucht, ob das Ergebnis eine Abhängigkeit von E_{Kaon} oder vom z_{vertex} zeigt und ob es in irgendeiner Form vom Zeitpunkt der Datennahme abhängt. Die gesamte Datennahmeperiode wird in sieben kleinere Datennahmeperioden unterteilt. Dabei ist die Anzahl der selektierten Ereignisse in den sieben Datennahmeperioden gleich. Die Ereigniszeit innerhalb eines *Bursts* wird in fünf Intervalle eingeteilt.

Bei den Verteilungen, die aus der K_L -Datennahme verwendet werden, erfolgt keine Unterteilung in Datennahmeperioden. Die Länge des *Bursts* hat sich zwischen der K_L - und der HIK_S -Datennahme geändert. Daher erfolgt keine Unterteilung der Zeit innerhalb des *Bursts* für die Verteilungen aus der K_L -Datennahme.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 9.16 zusammengefasst. Der χ^2 -Fit einer Konstanten ergibt ein sehr gutes χ^2/ndf . Daher wird keine systematische Unsicherheit zugewiesen.

9.6.4 Variation des minimalen E_γ -Schnitts

Bei der Messung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$ ist der Einfluss des minimalen E_γ -Schnittes kleiner als bei der Messung von $\Gamma(\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0)$, da in Gleichung 9.18 das Verhältnis von $N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_S}$ und $N_{\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0}^{\text{K}_L}$ vorkommt und sich die Effekte in erster Ordnung aufheben. Durch die Messung von $N_{\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0}^{\text{K}_S}$ erhält man aber dennoch einen größeren Einfluss des Schnittes auf die minimale E_γ -Energie auf das Ergebnis. Die Auswirkungen sind allerdings nicht so stark wie bei $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignissen.

Zur Untersuchung des Einflusses des minimalen E_γ -Schnitts auf die Messung wird der Schnitt von seinem nominellen Wert von 3 GeV auf 4, 5, 6, 8 und 10 GeV erhöht und der Fit wiederholt.

Schnitt	Veränderung
4 GeV	$(-0,05 \pm 0,02) \%$
5 GeV	$(-0,11 \pm 0,03) \%$
6 GeV	$(-0,15 \pm 0,03) \%$
8 GeV	$(-0,19 \pm 0,04) \%$
10 GeV	$(-0,22 \pm 0,05) \%$
zugewiesene Unsicherheit	0,2 %

Tabelle 9.6: Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die minimale Photon-Energie.

Aufgrund der Wichtigkeit dieses Schnittes werden die gesamten 0,2 % als systematische Unsicherheit des Schnittes auf die minimale Photon-Energie angegeben.

9.6.5 Variation des r_{ellipse} -Schnittes

Der r_{ellipse} -Schnitt wird bei den Zerfällen $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ benutzt, um gute Kombinationen invarianter π^0 -Massen zu definieren. Aus diesem Grund

ändert eine Variation des Schnittes nur die Anzahl der Ereignisse dieser Zerfälle. Um die Auswirkung einer Änderung des r_{ellipse} -Schnittes zu untersuchen, wird der Fit für die Schnittgrenzen $r_{\text{ellipse}} < 2, 4$ und 5 wiederholt. Das Resultat für $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ ändert sich dann folgendermaßen:

Schnitt	Veränderung
$r_{\text{ellipse}} < 2$	$(-0,1 \pm 0,01) \%$
$r_{\text{ellipse}} < 4$	$(+0,3 \pm 0,02) \%$
$r_{\text{ellipse}} < 5$	$(-0,2 \pm 0,02) \%$
zugewiesene Unsicherheit	0,3 %

Tabelle 9.7: Die Änderung des $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ bei Änderung des r_{ellipse} -Schnittes.

9.6.6 Abschätzung des Untergrunds

Bei der Berechnung und der Abschätzung der verschiedenen Untergrundkanäle sowohl in der K_L - als auch in der HIK_S -Datennahme treten Unsicherheiten auf. Die größte Unsicherheit der Messung entsteht bei der Abschätzung des unbekannten Untergrunds, wobei der Einfluss von zufälligen Ereignissen (*Accidentals*) darin ebenfalls berücksichtigt ist.

Die Unsicherheiten der Dalitz-Zerfälle ist in der Summe relativ groß (0,3 %). Dabei spielen die Unsicherheiten auf die Zerfälle $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ eine vergleichsweise große Rolle. Die Unsicherheit auf den Anteil der $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfälle ist besonders groß, da das Verzweigungsverhältnis von $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ unbekannt ist, und daher abgeschätzt werden musste (Abschn. 6.4 (Seite 55)).

Quelle der Unsicherheit	Unsicherheit
unbekannter Untergrund HIK_S und <i>Accidentals</i>	0,7 %
$K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund	0,4 %
unbekannter Untergrund K_L	0,4 %
Dalitz-Untergrund	0,3 %
gesamte syst. Unsicherheit	0,95 %

Tabelle 9.8: Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten auf $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ die durch die Berechnung und Abschätzungen der Untergrundquellen entstehen.

Der $\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrund hat ebenfalls eine große Unsicherheit. Diese rührt daher, dass die Unsicherheit abgeschätzt werden musste, da die Schauerbereite nicht korrekt simuliert wurde. Mit einer sehr zeit- und ressourcenintensiven neuen Simulation ließe sich diese Unsicherheit reduzieren.

Da in den Fit auch die Untergrundkanäle der Zerfälle $\text{K}_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $\text{K}_L \rightarrow 3\pi^0$ aus der K_L -Datennahme eingehen, ergibt sich daraus auch eine Unsicherheit auf $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Diese Unsicherheit beträgt 0,4 %.

Die Tabelle 9.8 fasst die Unsicherheiten zusammen, die durch die Abschätzung des Untergrunds entstehen.

9.6.7 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Eine der größten systematischen Unsicherheiten, die einen Einfluss auf das Ergebnis haben kann, ist nicht durch die Messung beeinflusst, sondern entsteht durch die Unsicherheit auf $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)$ (Gl. 6.11 (Seite 48)). Bei den durch die Messung beeinflussten Unsicherheiten liefert die Abschätzung der Untergrundquellen die größte Unsicherheit.

Die totale systematische Unsicherheit wird durch quadratische Addition der einzelnen systematischen Unsicherheiten berechnet. Durch quadratische Addition der totalen systematischen Unsicherheit und der statistischen Unsicherheit erhält man dann die totale Unsicherheit der Messung.

Tabelle 9.9 enthält eine Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten.

Quelle der Unsicherheit	Unsicherheit
$\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow 2\pi^0)$	0,9 %
Untergrundabschätzung	0,95 %
r_{ellipse} -Schnitt	0,3 %
$E_{\gamma \text{ min.}}$ -Schnitt	0,2 %
Schauerbreite	0,1 %
Triggereffizienz	0,1 %
totale syst. Unsicherheit	1,4 %
statistische Unsicherheit	1,8 %
totale Unsicherheit	2,3 %

Tabelle 9.9: Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten der Messung von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)$.

9.7 Ergebnis der Messung

Das Endergebnis der in diesem Kapitel vorgestellten Messung lautet:

$$\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}}) \times 10^{-6}. \quad (9.23)$$

Vergleicht man diese Messung mit dem besten bisher veröffentlichten Wert von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,58 \pm 0,44) \times 10^{-6}$, so konnte die Unsicherheit um einen Faktor von etwa 7 reduziert werden. Innerhalb der Fehler stimmen die Messungen aber überein.

Betrachtet man allerdings die Vorhersage der χPT in der Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$ von $\text{BR}(\text{K}_S \rightarrow \gamma\gamma)(\mathcal{O}(p^4)) = (2,1 \pm 0,1) \times 10^{-6}$, so stellt man fest, dass die Messung etwa 30 % oberhalb dieser Vorhersage liegt.

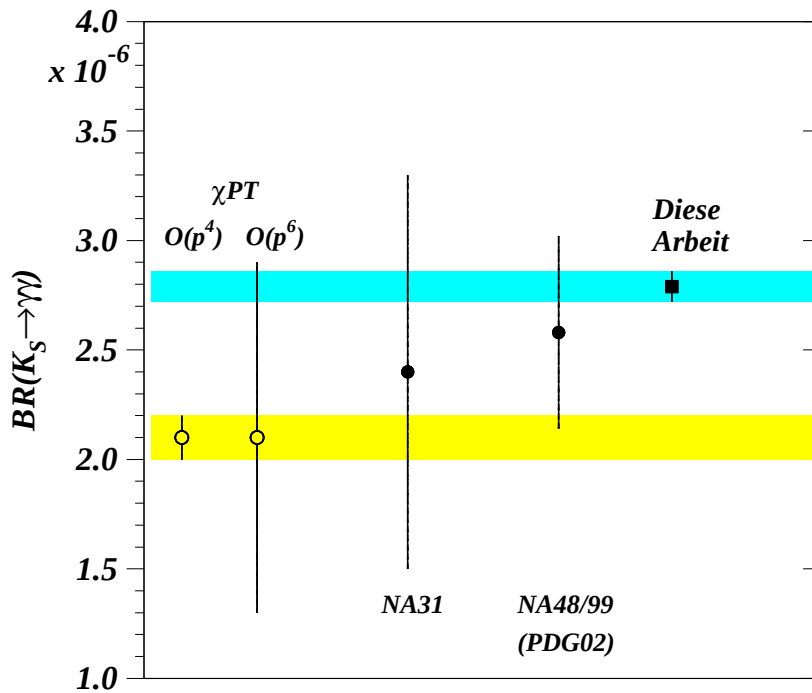


Abbildung 9.17: Ein Vergleich zwischen den Vorhersagen der χPT und den verschiedenen Messungen.

In Abbildung 9.17 sind die Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie und die Ergebnisse der verschiedenen Messungen dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass sich die Unsicherheit der Vorhersage in $\mathcal{O}(p^4)$ lediglich aus den Unsicherheiten der

für die Berechnung benutzten Variablen ergibt. Die Abschätzung in der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ benutzt den Zentralwert der Berechnung in Ordnung $\mathcal{O}(p^4)$, gibt allerdings einen wesentlich größeren Fehler an.

Mit Hilfe der Gleichung 2.27 (Seite 12), dem Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)$ (Gl. 8.17 (Seite 92)) und den Lebensdauern des K_S und K_L [PDG02], kann nun das Verhältnis der Zerfallsbreiten $\Gamma(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ und $\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)$ gebildet werden:

$$\frac{\Gamma(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.72 \pm 0.08 . \quad (9.24)$$

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten Messung erhält man folgende Ergebnisse:

$$\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}}) \times 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.72 \pm 0.08$$

Es hat sich gezeigt, dass der NA48-Detektor ohne Driftkammern gut für die Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma$ geeignet war.

Da in den weiteren Datennahmeperioden des NA48-Experiments keine so umfangreichen Daten zu neutralen Zerfällen gesammelt wurden und werden, wird es mit Daten dieses Experiments kein genaueres Ergebnis geben können.

Eine weiter verbesserte Messung des $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ wird mit dem *KLOE*-Experiment am e^+e^- -Speicherring DAΦNE in Frascati möglich sein. Der DAΦNE-Speicherring wird auf der ϕ -Resonanz betrieben. Das ϕ zerfällt zu etwa 34 % in ein K_S -, K_L -Paar. Im KLOE-Detektor kann dann das K_L dazu genutzt werden, um das K_S zu identifizieren. Dadurch ist es möglich den Untergrund des Zerfalls $\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma$ fast vollständig zu unterdrücken. Es ist allerdings noch nicht klar, ob der DAΦNE-Speicherring die für diese Messung erforderliche Ereignisrate liefern kann.

Kapitel 10

Nobody cares about your method. People only remember your last number.

S.C.C. Ting

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Messungen von $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ und $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ eingehend beschrieben.

Für beide Messungen wurden Daten benutzt, die mit dem NA48 Detektor im Jahr 2000 aufgenommen wurden. Die Datennahme des Jahres 2000 bestand, unter anderem, aus einer Datennahmeperiode in welcher ein nur- K_L -Strahl für systematische Studien zur ϵ'/ϵ -Messung genutzt wurde. Eine weitere Datennahmeperiode diente ausschließlich der Untersuchung seltener K_S -Zerfälle. Dazu stand ein Hoch-Intensitäts- K_S -Strahl zur Verfügung.

Da Ende 1999 die Driftkammern bei der Implosion der Strahlröhre zerstört wurden, bestand nur Möglichkeit neutrale Zerfälle zu untersuchen.

Die Daten der K_L -Datennahme wurden benutzt, um das Verhältnis der Zerfallsbreiten von $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ zu messen. Aus $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ konnte dann mit Hilfe des $BR(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ auch das $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ bestimmt werden, dessen Unsicherheit allerdings durch die Unsicherheit auf $BR(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ vollständig dominiert wird.

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (2,80 \pm 0,01_{\text{(stat)}} \pm 0,02_{\text{(sys)}}) \times 10^{-3}$$

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5,90 \pm 0,02_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}} \pm 0,08_{\text{(ext)}}) \times 10^{-4}$$

Das gemessene $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ hat eine 4fach kleinere Unsicherheit als der gegenwärtig beste Wert. Aufgrund der zusätzlichen Unsicherheit aus

$\text{BR}(\text{K}_\text{L} \rightarrow 3\pi^0)$ ist $\text{BR}(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)$ nur 1,7fach genauer als der gegenwärtig beste Wert [PDG02].

Die wichtigste Messung dieser Arbeit ist das $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$. Dazu wurden Daten aus der HIK_S-Datennahme ausgewertet. Für dieses Verzweigungsverhältnis existiert eine eindeutige Vorhersage in $\mathcal{O}(p^4)$ der Chiralen Störungstheorie (χPT) von $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)(\mathcal{O}(p^4)) = (2,1 \pm 0,1) \times 10^{-6}$. Die Messung ist also ein guter Test höherer Ordnungen der χPT .

Der in dieser Arbeit gemessene Wert für $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ lautet:

$$\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma) = (2,78 \pm 0,05_{\text{(stat)}} \pm 0,04_{\text{(sys)}}) \times 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\text{K}_\text{L} \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.72 \pm 0.08$$

Das gemessene $\text{BR}(\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma)$ ist somit um 30 % größer als der in $\mathcal{O}(p^4)$ vorhergesagte Wert. Der Einfluss der höheren Ordnungen ($\mathcal{O}(p^6)$ und größer) liegt also in dieser Größenordnung.

Wie in Abschnitt 2.5.1 (Seite 12) dargestellt, hat der Beitrag der $\mathcal{O}(p^6)$ zu $\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma$ einen Einfluss auf den Anteil der Nicht-Vektor-Mesonen zur $\mathcal{O}(p^6)$ des Zerfalls $\text{K}_\text{L} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, der bisher vernachlässigt wurde. Das Vorhandensein eines Beitrages der Ordnung $\mathcal{O}(p^6)$ zum Zerfall $\text{K}_\text{S} \rightarrow \gamma\gamma$ in der Größenordnung von 30 %, kann nun dazu führen, dass der Anteil der Nicht-Vektor-Mesonen zur $\mathcal{O}(p^6)$ des Zerfalls $\text{K}_\text{L} \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ nicht vernachlässigbar ist. Dies führt vermutlich zu einer Änderung des Parameters a_V .

Anhang A

*Nothing is impossible for the
man who doesn't have to do
the work.*

Weiler's law

Der Level-3-Trigger und das CDR-System

In diesem Kapitel werden der Level-3-Trigger und das Zentrale Datenaufzeichnungssystem (CDR) detailliert beschrieben. Die kleinste Dateneinheit, auf der beide Systeme, arbeiten ist ein sogenannter *Burst*. Dies sind alle Ereignisse, die innerhalb eines SPS-Pulses (*Spill*, *Burst*) aufgezeichnet wurden. Im Jahr 2000 enthielt ein *Burst* etwa 25000 Ereignisse. Man verwendet die sekundengenaue *Timestamp* des Burstanfangs, um jedem *Burst* eine eindeutige Bezeichnung zu geben. Die Bezeichnung sieht dann wie folgt aus:

`rawdata_<Jahr>_<Monat>_<Tag>_<Stunde>_<Minute>_<Sekunde>`

A.1 Der Level-3-Trigger

Der Level-3-Trigger ist die letzte Triggerstufe des NA48-Experiments. Es handelt sich um ein reines Softwaresystem. Die Funktionsweise ist vollständig von der Online-Datennahme und den Level-1-und -2-Trigger entkoppelt. Die Daten werden dabei vom CDR-System von der Online PC-Farm ins Rechenzentrum kopiert und den Level-3-Triggerprogrammen übergeben.

Den Level-3-Triggerprogrammen stehen sämtliche Informationen der Subdetektoren sowie deren aktuellste Kalibrationen zur Verfügung. Daher können bereits relativ enge Schnitte gemacht werden, die sich nur noch wenig von den endgültigen Schnitten in der eigentlichen Analyse der Daten unterscheiden.

Der Level-3-Trigger ist weiterhin in der Lage, Ausgabeströme mit verschiedenem Inhalt und in verschiedenen Formaten zu schreiben. Dabei werden die Ereignisse, die von dem Trigger selektiert wurden, in einen Ausgabestrom **goldraw** im

RAW-Datenformat und in den *goldcmp*-Datenstrom im *GOLDENCOMPACT*-Datenformat, geschrieben. Der *goldcmp* Datenstrom wird direkt für die Analyse verwendet, während die *golddraw*-Daten für ein eventuelles Reprozessieren zur Verfügung stehen. Für die HIK_S-Datennahme im Jahr 2000 ist der *golddraw*-Datenstrom die einzige Möglichkeit für ein Reprozessieren, da die Rohdaten nicht gespeichert wurden. Allerdings war ein Reprozessieren bisher nicht nötig. Weitere Ausgabeströme waren im Jahr 2000 *compact* und *calibration*.

A.1.1 Das Kernprogramm

Das Level-3-Triggerprogramm selbst ist halbmodular aufgebaut. Es besteht aus einem Kernprogramm, welches alle zentralen Aufgaben erfüllt.

- Einlesen der Konfigurationen für das Kernprogramm und die Filter
- Einlesen der Daten (Rohdaten oder den *golddraw* Datenstrom)
- Dekodieren der Detektorinformationen
- Rekonstruktion der Detektorinformationen und wichtiger physikalischer Variablen unter Zuhilfenahme der bestmöglichen Kalibrationen
- Entscheidung, welche Ereignisse in welche Filter geschickt werden (die *ACTIONS*)
- Entscheidung, welche Ereignisse in welche Ausgabeströme geschrieben werden (über Konfigurationsdatei)

Die Konfigurationsdatei (Beispiel am Ende des Abschnitts) enthält alle wichtigen Informationen für die Steuerung des Level-3-Triggerprogramms. Sie besteht aus mehreren Teilen:

- Allgemeine Informationen für das Programm
- Definition der möglichen Ausgabeströme (*output streams*)
- Bereich der sog. *ACTIONS*
- Bereich der sog. *FILTER*
- Konfiguration der Filter

Für das Dekodieren der Rohdaten und die Rekonstruktion physikalisch relevanter Größen benutzt der Level-3-Trigger die Routinen des allgemeinen Rekonstruktionsprogramms „RAW015“. Innerhalb dieser Routinen werden zuerst die Rohdaten dekodiert und die Detektorinformationen bestimmt. Diese Werte werden dann

in PDS-Bänken (*Preprocessed Data Structures*) gespeichert. Die Rekonstruktionsroutinen lesen die PDS-Bänke und berechnen physikalisch relevante Größen, wie z.B. Clusterenergien im LKr-Kalorimeter. Für die Rekonstruktion stehen bereits die Kalibrationsdaten der einzelnen Subdetektoren zur Verfügung, so dass die Qualität der berechneten Werte bereits sehr gut ist. Dieser Umstand ist wichtig, da im weiteren Verlauf Schnitte auf diese physikalisch relevanten Größen angewandt werden.

Der Level-3-Trigger kann auch so konfiguriert werden, dass nur ein Bruchteil der selektierten Ereignisse eines Filters in einen der Ausgabeströme geschickt wird. Diese Möglichkeit ist von Interesse, wenn die Anzahl der selektierten Ereignisse sehr groß ist, aber nur ein kleiner Teil der Ereignisse für die Analysen benötigt wird.

Um zu vermeiden, dass die Daten dadurch eine Verzerrung bekommen, werden die Ereignisse, die in die Ausgabeströme geschrieben werden, mit Hilfe eines Zufallsgenerators ausgesucht.

In der HIK_S-Datennahme war dies für den Zerfallskanal $K_S \rightarrow 2\pi^0$ der Fall. Dieser Zerfall wird lediglich als Normierungskanal benötigt und hat ein Verzweigungsverhältnis, das mehrere Größenordnungen größer ist als das der gesuchten Zerfälle. Aus diesem Grund wurden nur 2 % der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse in die entsprechenden Ausgabeströme geschrieben.

Da die Anzahl der selektierten $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse in der K_L-Datennahme sehr groß war, wurden nur 10 % der Ereignisse in den `goldraw` Datenstrom geschrieben, um Platz zu sparen. Der `goldcmp` Datenstrom enthält alle Ereignisse.

A.1.2 Die *ACTION*

Die sogenannten *ACTIONS* entscheiden anhand von Bits, die vom Level-2-Trigger gesetzt wurden, in welche Filter ein Ereignis geschickt werden soll. Damit baut der Level-3-Trigger auf die Informationen auf, die von der Selektion im Level-2-Trigger gewonnen werden. Somit ist es mit Hilfe der „Vorselektion“ durch den Level-2-Trigger möglich, die Ereignisse nur in geeignete Filter zu schicken. Im Jahr 2000 war diese Aufteilung wegen fehlender geladener Ereignisse sehr einfach.

A.1.3 Die *FILTER*

Die Filter sind vom physikalischen Gesichtspunkt aus der wichtigste Teil des Programms. In den Filtern werden Schnitte auf physikalische Variablen gemacht und entschieden, ob ein Ereignis für den jeweiligen Physikkanal als Kandidat in Frage kommt. In Tabelle A.2 sind die Schnitte zusammengefasst, die in den Datennahmen des Jahres 2000 verwendet wurden.

neutraler Trigger L2-Bit 4 (0x10)	Hodoskop Trigger L2-Bit 5 (0x20)	$3\pi^0$ -Trigger L2-Bit 7 (0x80)
$\pi^0\pi^0$ -Filter Rare-Filter (seltene Zerfälle)	$\pi^0\pi^0$ -Filter Rare-Filter (seltene Zerfälle)	$\pi^0\pi^0$ -Filter Rare-Filter (seltene Zerfälle) $3\pi^0$ -Filter

Tabelle A.1: Eine Liste darüber in welchen Filter ein Ereignis geschickt wird, wenn das jeweilige Level-2-Triggerbits gesetzt ist.

Zerfall	r_{COG} in cm	τ/τ_s	z_v in m	$N(\gamma)$	$\Delta t_{\gamma\gamma}$ in ns	r_{ellipse}	zusätzl. Schnitte	L3Trig word	
								[0]	[1]
$\pi^0\pi^0$	≤ 15	≤ 12	-	≥ 4	$\leq 12,5$	$\leq 20,0$	-	0	-
$\gamma\gamma$	≤ 10	-	≥ 25	≥ 2	$\leq 12,5$	-	-	15	0
$\pi^0\gamma\gamma$	≤ 10	≤ 5	≥ 31	≥ 4	$\leq 12,5$	-	ja	15	2
$\pi^0\pi^0\gamma$	≤ 12	≤ 5	-	≥ 5	$\leq 12,5$	-	ja	15	3
$\pi^0\pi^0\gamma\gamma$	≤ 15	≤ 8	-	≥ 6	$\leq 6,0$	$\geq 0,3$	ja	15	21
$\pi^0\pi^0\pi^0$	≤ 15	≤ 12	-	≥ 6	$\leq 12,5$	$\leq 20,0$	ja	3	22
Allgemeine Schnitte: $E_\gamma > 2 \text{ GeV}$; $E_{\text{LKr}} > 50 \text{ GeV}$; $E_{\text{HAC}} < 8 \text{ GeV}$									

Tabelle A.2: Die von den Level-3-Filtern benutzen Schnitte

Ein selektierter Kandidat wird mit einem 32-Bit-Triggerwort (`L3Trigword[0]`) gekennzeichnet. Die Summe aller Filter ist wegen der großen Anzahl der Filter für seltene Zerfälle größer als 32. Daher wurden diese Filter zusammengefasst und erhalten nur ein Bit im `L3Trigword[0]`. Um eine Unterscheidung dennoch zu ermöglichen, wurde speziell für die seltenen Zerfälle ein weiteres 32-Bit-Triggerwort (`L3Trigword[1]`) eingeführt.

Natürlich ist auch die Selektionseffizienz und der Zurückweisungsfaktor eines Filter von Interesse. Für die Datennahmen im Jahr 2000 war der Zurückweisungsfaktor nicht sehr wichtig, daher wurden die Filter nicht daraufhin optimiert. Die

weitaus wichtigere Größe ist die Selektionseffizienz, denn diese legt fest, ob der Filter alle Kandidaten eines Zerfallskanals selektieren kann oder nicht. Für die Messung dieser beiden Größen werden die sogenannten *downscaled*-Ereignisse verwendet. Diese Ereignisse erhält man, indem ein konfigurierbarer Prozentsatz (2 % im Jahr 2000) der Ereignisse, die in einen Filter gelangen, unabhängig von der Filterentscheidung in die Ausgabeströme geschrieben wird. Zur Unterscheidung von normalen Ereignissen und für die spätere Selektion wird ein Bit gesetzt. Um die Selektionseffizienz eines Filters zu bestimmen, geht man nun wie folgt vor: Zuerst werden *downscaled*-Ereignisse anhand des gesetzten Bits selektiert. Danach lässt man ein Analyse-Programm alle Ereignisse selektieren, die zum gesuchten Zerfall gehören. Das Verhältnis zwischen den selektierten Ereignissen mit gesetztem *FILTER*-Bit und allen selektierten Ereignissen ist die Selektionseffizienz des Filters.

Die Selektionseffizienz der in dieser Arbeit verwendeten Filter ($\gamma\gamma$, $\pi^0\pi^0$, $3\pi^0$) wurde gemessen und konnte zu 100 % bestimmt werden. Der Statistische Fehler ist etwa 1 % für den $\gamma\gamma$ -Filter und beträgt wenige Promille für die anderen beiden Filter. Man kann also davon ausgehen, dass die Selektionseffizienz der Filter keinen Einfluss auf die Messung hat.

Ein Beispiel für eine Konfigurationsdatei des Level-3 Triggers in der HIK_S-Datennahme:

```
!=====
! L3 configuration file for the
! high intensity Ks run 2000
! by A. Hirstius
!=====
!*****
!
! To run the L3 in interactive mode a parameter file is required.
!
! This file must contain the following line for each burst that should
! be processed:
!
! "<L3 config file> <location of the burstfile> <number of output streams>
! <location of the output (for each stream one location) /dev/null is allowed>"
!
! For example (This is ONE line):
! L3Conf_example /shift/shd60/data05/na48stage/rawdata_1999_09_26_13_03_11 6
! /dev/null /dev/null /dev/null /dev/null /dev/null /dev/null
!
! At an empty line the L3 stops.
!
!
! With this parameter file the L3 is called like:
! "L3Trigger -f param_example"
!
!*****
!
!*****
# L3;
!
! L3 runtime configuration
!
!*****
RTREC = 1;
DOWN = 1;
CUT = 0;
OVERLAY = 0;
REPROCESSING = 0;
STRICTSEQUENCE = 1;
SCALEKEEP = 0.0;
PERIOD = 20001;
RUNNR = 10547;
```

```

DEFACTION = 0;
L2BACTION = 0;
BADACTION = 1;
MULTTRIGGERSTREAM = 0 2;
MULTTRIGGERSCALE = 0.005;
NEHISUPDATE = 100;
WRITEPROBLEMS = 1;
!*****
!
!                               STREAM section
!
! There are max. 10 possible output streams for L3 called with
! "STREAM = ..." from a ACTION or a FILTER
!
! A STREAM can be enabled (1) or disabled (0) with the ENABLE flag
! The "name" of a STREAM is given by "TAG = ..." , e.g. "TAG = goldraw9"
! This is used, if the L3 is running via CDR.
! The output format of a STREAM is set by "FORMAT = ..." ,
! e.g. "FORMAT = GOLDENCOMPACT"
!
!*****
!
!*****
# STREAM 0;
!*****
ENABLE = 1;
TAG = "goldraw10";
FORMAT = RAW;
EOBDATA = 1;
!*****
# STREAM 1;
!*****
ENABLE = 1;
TAG = "compact10";
FORMAT = MIXEDCOMPACT;
EOBDATA = 0;
!*****
# STREAM 2;
!*****
ENABLE = 1;
TAG = "goldcmp10";
FORMAT = GOLDENCOMPACT;
EOBDATA = 0;
SCALEKEEP_OVERRIDE = 0;
!*****
# STREAM 3;
!*****
ENABLE = 1;
TAG = "calibration";
FORMAT = RAW;
EOBDATA = 1;
!*****
# STREAM 4;
!*****
ENABLE = 1;
TAG = "mainraw";
FORMAT = RAW;
EOBDATA = 1;
!
!*****
!
!                               ACTION section
!
! ACTIONS steer the L3. There can be up to 32 ACTIONS.
! They can be enabled/disabled by the ENABLE tag.
! The name of an ACTION is set by NAME.
! If a Trigger word should be checked set TRCHECK to 1
! and the trigger mask (TRMASK) / trigger pattern (TRPATT) you want.
! (The calibration trigger (TRMASK = 0x7000) is coded, therefore you
! need the TRPATT to get the right trigger.)
!
! If output is wanted and no filters are called set NSTREAM to the number
! of output STREAMs you want to have and STREAM to the STREAM number(s),
! e.g. NSTREAM = 2 and STREAM = 0 3
!
! If you want a downscaling of the output of an ACTION set SCALE.
! SCALE = 1.0 means no downscaling and SCALE = 0.1 means 10% of the
! events passing the ACTION are written.
!
! If you want to downscale the output STREAM separately set STREAMSCALE,
! e.g. STREAMSCALE = 1.0 0.1
!
! If SCALEKEEP is larger than 0.0 the given part of events is written

```

```

! regardless the filter decision, e.g. SCALEKEEP = 0.05 means,
! that 5% of all events coming into the ACTION are written
! regardless the decision of the ACTION. This is used for
! efficiency studies.
!
! Below the line "# ACTION ... FLAGS;"
! settings like calling decoding and reconstruction of different detector
! components can be made, e.g. DECLKR = 1 and RECLKR = 1 decodes and
! reconstructs the LKR.
! Here you can also set the FILTERs you want to have called, e.g.
! FILTER 11 = 1; calls FILTER 11
!
! The variable CDRACTIONMON should be set to the ACTION number.
!
!*****
!
!*****
# ACTION 0;
! default/L3Bsup
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "default/L2Bsup";
TRCHECK = 0;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 7;
CDRACTIONMON = 0;
!*****
# ACTION 1;
! strange
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "strange";
TRCHECK = 0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 0;      ! main,graw
STREAMSCALE = 1.0 1.0;
CDRACTIONMON = 1;
!*****
# ACTION 2;
! Muon trigger (HAC calibration)
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "muon trigger";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x8;      ! bit 3
TRPATT = 0x8;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 0;
CDRACTIONMON = 2;
# ACTION 2 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
FILTER 13 = 1;      ! HAC calibration
!*****
# ACTION 3;
! neutral
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "neutral";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x10;      ! bit 4
TRPATT = 0x10;
SCALE = 1.0;
!SCALEKEEP = 0.02;
OVERLAY = 0.0;
CDRACTIONMON = 3;
# ACTION 3 FLAGS;
DECL2B = 1;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
FILTER 0 = 1;      ! neutral
!FILTER 3 = 1;      ! rare
FILTER 5 = 1;      ! catch all
FILTER 10 = 1;     ! halo prop check
FILTER 15 = 1;     ! rare 2
!*****
# ACTION 4;
! NHOD
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "NHOD";
TRCHECK = 1;

```



```

TRMASK = 0x20;      ! bit 5
TRPATT = 0x20;
SCALE = 1.0;
!SCALEKEEP = 0.02;
CDRACTIONMON = 4;
# ACTION 4 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
FILTER 0 = 1;      ! neutral
!FILTER 1 = 1;      ! charged
FILTER 3 = 1;      ! rare
FILTER 5 = 1;      ! compact filter(downscale)
FILTER 15 = 1;     ! rare 2
!*****
# ACTION 5;
! PiOPiOPiO
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "3 Pi 0";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x80;      ! bit 7
TRPATT = 0x80;
SCALE = 1.0;
!SCALEKEEP = 0.02;
CDRACTIONMON = 5;
# ACTION 5 FLAGS;
DECL2B = 1;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
CUT3PI = 0;
FILTER 3 = 1;      ! rare
FILTER 5 = 1;      ! catch all
FILTER 15 = 1;     ! rare 2
!*****
# ACTION 14;
! cal: laser
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "laser";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;    ! bit 12-14
TRPATT = 0x1000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 3;         ! cal, main
CDRACTIONMON = 14;
!*****
# ACTION 15;
! cal: pulser
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "pulser";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;    ! bit 12-14
TRPATT = 0x2000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 3;         ! cal, main
CDRACTIONMON = 15;
!*****
# ACTION 16;
! cal: lkr 1 low
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "lkr 1 low";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;    ! bit 12-14
TRPATT = 0x3000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 3;         ! cal, main
CDRACTIONMON = 16;
!*****
# ACTION 17;
! cal: lkr 2 high
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "lkr 2 high";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;    ! bit 12-14
TRPATT = 0x4000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;

```

```

STREAM = 3;          ! cal, main
CDRACTIONMON = 17;
# ACTION 17 FLAGS;
FILTER 6 = 1;        ! check LKR calib
!*****
# ACTION 18;
! cal: pattern
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "pattern";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;     ! bit 12-14
TRPATT = 0x5000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 3;          ! cal, main
CDRACTIONMON = 18;
# ACTION 18 FLAGS;
DECPAT = 1;
!*****
# ACTION 19;
! forced readout
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "forced readout";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;     ! bit 12-14
TRPATT = 0x6000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2;        ! gcmp, main
CDRACTIONMON = 19;
!*****
# ACTION 20;
! ?
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "error";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x7000;     ! bit 12-14
TRPATT = 0x7000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 3;          ! cal, main
CDRACTIONMON = 20;
!*****
# ACTION 21;
! cal: random = pedestal
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "random";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x8000;     ! bit 15
TRPATT = 0x8000;
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 3;
STREAM = 0 2 3; ! graw, gcmp, cal, main
CDRACTIONMON = 21;
!*****
# ACTION 22;
! take everything (e.g. for eta runs)
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "all";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0x0;        ! catch all
TRPATT = 0x0;
!TRMASK = 0x0;       ! catch all
!TRPATT = 0x0;
SCALE = 1.0;
!SCALEKEEP = 1.0;
OVERLAY = 0.0;
!NSTREAM = 2;
!STREAM = 0 2;
CDRACTIONMON = 22;
# ACTION 22 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
FILTER 11 = 1; ! downscaled rawdata
!*****
# ACTION 23;
! NULL
!*****

```

```

ENABLE = 1;
NAME = "NULL";
TRCHECK = 1;
TRMASK = 0xFFFF;
TRPATT = 0x0;      ! no bits set
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 0; !graw, main
CDRACTIONMON = -1;
!
!*****
!
!
!
! FILTER section
!
! The FILTERs are hardwired in the code, therefore NEVER change a FILTER
! number.
!
! A FILTER can be enabled/disabled by the ENABLE flag.
! The FILTER name is set by NAME.
!
! For an explanation of SCALE/SCALEKEEP/NSTREAM/STREAM see STREAM section.
!
! Below the line "# FILTER ... FLAGS;"
! settings like calling decoding and reconstruction of different detector
! components can be made, e.g. DECLKR = 1 and RECLKR = 1 decodes and
! reconstructs the LKR.
!
! (For the LKR reconstruction: There is a faster reconstruction RECLK1
! where the clustering is not "perfect", so be careful using it.)
!
!*****
!
!
!*****
# FILTER 0;
! neutral
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "neutral filter";
SCALE = 0.02;
SCALEKEEP = 0.02;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp, mainraw
# FILTER 0 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 1;
! charged
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "charged filter";
SCALE = 1.0;
SCALEKEEP = 0.04;
OVERLAY = 0.2;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp
# FILTER 1 FLAGS;
DECHOD = 1;
DECPUN = 0;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 2;
! Ke3
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "Ke3 filter";
SCALE = 1.0;
!NSTREAM = 2;
!STREAM = 1 4;      ! cmp,ke3raw,main
NSTREAM = 1;
STREAM = 2;      ! cmp
!STREAMSCALE = 1.0 1.0 1.0;
!FORMAT = KE3COMPACT;
# FILTER 2 FLAGS;
!*****
# FILTER 3;
! rare decays (only 3pi0)
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "rare filter";
SCALE = 1.0;

```

```

SCALEKEEP = 0.02;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp
# FILTER 3 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 4;
! Pi+Pi-Pi0
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "pipipi filter";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp, main
# FILTER 4 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 5;
! downscale filter
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "compact filter";
SCALE = 0.0625; ! 1/16
NSTREAM = 1;
STREAM = 1; ! maincompact
FORMAT = DCHCOMPACT;
!*****
# FILTER 6;
! check LKR calibration
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "check LKR calib";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 0;
# FILTER 6 FLAGS;
DECLKR = 1;
!*****
# FILTER 7;
! lambda filter
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "lambda filter";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp, main
# FILTER 7 FLAGS;
!*****
# FILTER 8;
! electron filter
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "electron filter";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 0;
FORMAT = KE3COMPACT;
# FILTER 8 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
DECHAC = 1;
!*****
# FILTER 9;
! charge exchange filter (eta)
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "ch. exc. filter";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2; ! graw, gcmp
# FILTER 9 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 10;
! halo propagation check
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "halocheck";
SCALE = 1.0;
SCALEKEEP = 0.0;
!NSTREAM = 1;
!STREAM = 5;

```

```

# FILTER 10 FLAGS;
DECLKR = 1;
!*****
# FILTER 11;
! Ke3 minimum bias (now used for global 2% downscaled)
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "global downscaled";
SCALE = 0.02;
SCALEKEEP = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 4;      ! graw,gcmp,main
# FILTER 11 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!*****
# FILTER 12;
! fourtrks_filter
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "fourtrks_filter";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2;    ! graw,gcmp,main
# FILTER 12 FLAGS;
!*****
# FILTER 13;
! cal: HAC, muon selection
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "hac calibration";
SCALE = 1.0;
NSTREAM = 1;
STREAM = 2;      ! gcmp
# FILTER 13 FLAGS;
DECHAC = 1;
RECHAC = 1;
!*****
# FILTER 14;
! cal: kmu3/ke3
!*****
ENABLE = 0;
NAME = "kmu3 filter";
SCALE = 1.0;
SCALEKEEP = 0.02;
NSTREAM = 1;
STREAM = 7;      ! kmu3
# FILTER 14 FLAGS;
!*****
# FILTER 15;
! rare decays 2 (all except 3pi0)
!*****
ENABLE = 1;
NAME = "rare filter 2";
SCALE = 1.0;
SCALEKEEP = 0.02;
NSTREAM = 2;
STREAM = 0 2;    ! graw, gcmp, main
# FILTER 15 FLAGS;
DECLKR = 1;
RECLKR = 1;
!
!*****
!
! The section for cut (and other) variables used in the FILTERs
!
! Usually the name of the variable describes the usage of this variable,
! e.g. K3PIO_RELLI_CUT sets the cut value for the relli-cut in
! the K -> 3pi0 Filter.
!
! Because the rare filter consists of several filters they can be
! enabled or disabled separately with the flags IS... in the
! # RAREFILTER; part and the downscaling factors can be set with the
! D... variables.
! Since there are two rare filters (FILTER 3 and FILTER 15) also two
! IS... and D... entries are available, e.g. ISKGG = 1 enables the
! rare filter K -> gg in "FILTER 3" and ISKPIOIOGG2 = 1 enables the
! rare filter K -> pi0pi0gg in "FILTER 15".
!
!
!*****
!
!*****

```

```

# NEUTRALFILTER;
!*****
NUT_ECLUST_MIN = 2.0;
NUT_DELTAT_MAX = 12.5;
NUT_ETOT_CUT = 50.0;
NUT_COG_MAX = 15.0;
NUT_TAU_MAX = 12.0;
NUT_AMPLO_LOW = 0.0;
NUT_AMPLO_HIGH = 999.0;
NUT_RELLI_CUT = 20.0;
!*****
# CHARGEDFILTER;
!*****
CHR_MBXFRAC = 0.0;
CHR_YVTXCUT = 3.0;
CHR_CDA = 5.0;
CHR_RCOG = 12.0;
CHR_PVTXMIN = 0.0;
CHR_PVTXMAX = 9999.0;
CHR_EP = 0.95;
CHR_MVTXMIN = 0.47767;
CHR_MVTXMAX = 0.52767;
CHR_PTSQARE = 9999.0;
CHR_RTCLCUT = 5.0;
CHR_CTAUCUT = 5.0;
!*****
# KE3FILTER;
!*****
KE3_DCAMAX = 3.0;
KE3_CHI2MAX = 3.0;
KE3_DTMXTRK = 6.0;
KE3_VTXMAX = 3.0;
KE3_VTYMAX = 3.0;
KE3_VTZMAX = 3500.0;
KE3_PT2MIN = 0.0001;
KE3_PP02MAX = -0.015;
KE3_D12MIN = 50.0;
KE3_THBMIN = 0.0;
KE3_DEPTH = 28.0;
KE3_DISTMIN_MAX = 15.0;
KE3_XDISTMAX = 5.0;
KE3_YDISTMAX = 5.0;
!*****
# RAREFILTER;
!*****
ISKGG = 0;
ISKGG2 = 1;
ISKGGG = 0;
ISKGGG2 = 0;
ISKPIOGG = 0;
ISKPIOGG2 = 1;
ISKPIOPIOG = 0;
ISKPIOPIOG2 = 1;
ISKPIOPIOGG = 0;
ISKPIOPIOGG2 = 1;
ISK4E = 0;
ISK4E2 = 0;
ISK4MU = 0;
ISK4MU2 = 0;
ISK2MU2E = 0;
ISK2MU2E2 = 0;
ISK2PI2E = 0;
ISK2PI2E2 = 0;
ISKMUMUG = 0;
ISKMUMUG2 = 0;
ISKPIOMUMU = 0;
ISKPIOMUMU2 = 0;
ISK2PIG = 0;
ISK2PIG2 = 0;
ISK2E = 0;
ISK2E2 = 0;
ISKEEG = 0;
ISKEEG2 = 0;
ISK2E2G = 0;
ISK2E2G2 = 0;
ISKPIOEE = 0;
ISKPIOEE2 = 0;
ISKPIOPIOD = 0;
ISKPIOPIOD3 = 0;
ISKMUMUGG = 0;
ISKMUMUGG2 = 0;
ISKPIOPIOD2 = 0;
ISKPIOPIOD22 = 0;

```

```

ISK3PIO = 1;
ISK3PIO3 = 0;
ISKMU3 = 0;
ISKMU32 = 0;
ISETA = 0;
ISETA2 = 0;
ISLSYS = 0;
ISLSYS2 = 0;
ISK3PIOD = 0;
ISK3PIOD2 = 0;
ISKMUMU = 0;
ISKMUMU2 = 0;
DKGG = 0.0;
DKGG2 = 0.0;
DKGGG = 0.0;
DKGGG2 = 0.0;
DKPIOGG = 0.0;
DKPIOGG2 = 0.0;
DKPIOPIOG = 0.0;
DKPIOPIOG2 = 0.0;
DKPIOPIOGG = 0.0;
DKPIOPIOGG2 = 0.0;
DK4E = 0.0;
DK4E2 = 0.0;
DK4MU = 0.0;
DK4MU2 = 0.0;
DK2MU2E = 0.0;
DK2MU2E2 = 0.0;
DK2PI2E = 0.0;
DK2PI2E2 = 0.0;
DKMUMUG = 0.0;
DKMUMUG2 = 0.0;
DKPIOMUMU = 0.0;
DKPIOMUMU2 = 0.0;
DK2FIG = 0.0;
DK2FIG2 = 0.0;
DK2E = 0.0;
DK2E2 = 0.0;
DKEEG = 0.0;
DKEEG2 = 0.0;
DK2E2G = 0.0;
DK2E2G2 = 0.0;
DKPIOEE = 0.0;
DKPIOEE2 = 0.0;
DKPIOPIOD = 0.0;    ! normal Dalitz
DKPIOPIOD2 = 0.0;   ! normal Dalitz
DKMUMUGG = 0.0;
DKMUMUGG2 = 0.0;
DKPIOPIOD2 = 0.0; ! Dalitz candidates
DKPIOPIOD22 = 0.0; ! Dalitz candidates
DKPIPIG = 0.0;
DKPIPIG2 = 0.0;
DK3PIO = 0.0;
DK3PIO3 = 0.0;
DKMU3 = 0.0;
DKMU32 = 0.0;
DETA = 0.0;
DETA2 = 0.0;
DK3PIO2 = 0.0;
DK3PIO22 = 0.0;
DLSYS = 0.0;
DLSYS2 = 0.0;
DK3PIOD = 0.0;
DK3PIOD2 = 0.0;
DKMUMU = 0.0;
DKMUMU2 = 0.0;
!*****
# RAREPHYSCUT;
!*****
RMIN_SEP = 5.0;
EP_ELEC = 0.85;
!*****
# RAREGENCUT;
!*****
EHAC_CUT = 8.0;
ELKR_CUT = 50.0;
ECLUS_MIN = 2.0;
!*****
# RARE4PCUT;
!*****
K4E_COG = 15.0;
K4MU_COG = 15.0;
K2PI2E_COG = 15.0;

```

```

K2MU2E_COG = 15.0;
VSEPMAX = 300.0;
!*****
# RAREPNUTCUT;
!*****
KGG_ZVERT = 2500.0; ! kgg_zvert
KGG_COG = 10.0; ! kgg_cog
KGG_MAX_DT = 12.5;
KGGG_TAU = 5.0; ! kggg_tau
KGGG_COG = 8.0; ! kggg_cog
KGGG_MAX_DT = 12.5;
KGGG_ZVERT = 4000.0; ! kggg_zvert
KPIOGG_TAU = 5.0; ! kpiogg_tau
KPIOGG_COG = 10.0; ! kpiogg_cog
KPIOGG_M11 = 0.125; ! kpiogg_m11
KPIOGG_M12 = 0.145; ! kpiogg_m12
KPIOGG_M21 = 0.130; ! kpiogg_m21
KPIOGG_M22 = 0.140; ! kpiogg_m22
KPIOGG_MAX_DT = 12.5;
KPIOGG_ZVERT = 3100.0; ! kpiogg_zvert
KPIOPIOG_TAU = 5.0; ! kpiopiog_tau
KPIOPIOG_COG = 12.0; ! kpiopiog_cog
KPIOPIOG_MK0_LOW = 0.481; ! kpiopiog_mk0_low
KPIOPIOG_MK0_HIGH = 0.515; ! kpiopiog_mk0_high
KPIOPIOG_MAX_DT = 12.5; ! ns
KPIOPIOG_ZVERT_DIFF = 1000.0; ! kpiopiog_zvert_diff
KPIOPIOG_RAD = 0.01; ! kpiopiog_rad
KPIOPIOG_UGR = 0.135; ! kpiopiog_ugr
KPIOPIOG_OGR = 0.2; ! kpiopiog_ogr
KPIOPIOGG_TAU = 8.0; ! kpiopiogg_tau
KPIOPIOGG_COG = 15.0; ! kpiopiogg_cog
KPIOPIOGG_MAX_DT = 6.; ! ns
KPIOPIOGG_ZVERT = 50000.0; ! kpiopiogg_zvert
KPIOPIOGG_EMIN_G = 2.0; ! kpiopiogg_emin_g
KPIOPIOGG_AMPPIO_LOW = 0.070;
KPIOPIOGG_AMPPIO_HIGH = 0.200;
KPIOPIOGG_CG_M_D = 0.000;
KPIOPIOGG_ETOT_CUT = 50.0;
KPIOPIOGG_RELLI_CUT = 0.3;
!*****
# RAREUTCUT;
!*****
KEEG_COG = 10.0;
KEEG_COG = 10.0;
KEEGG_COG = 10.0;
KPIOEE_COG = 10.0;
KPIOIOD_COG = 10.0;
PIOMASS_CUT = 0.015;
KPIOIOD_TAU = 8.0;
KEE_TAU = 8.0;
KEEG_TAU = 8.0;
KEEGG_TAU = 8.0;
KPIOEE_TAU = 8.0;
KEE_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KEEG_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KEEGG_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KPIOIOD_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
K3PIOD_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
MX_CUT = 8.0;
MY_CUT = 4.0;
R_CUT_ETA = 17.0;
E_CUT_ETA = 40.0;
D_CUT_ETA = 0.0;
Z_CUT_ETA = 500000.0;
M_CUT_ETA = 0.575;
PT_CUT_RARE = 0.0005;
PT_CUT_MASS = 0.53;
K3PIO_ECLUST_MIN = 2.0;
K3PIO_DELTAT_MAX = 12.5;
K3PIO_ETOT_CUT = 50.0;
K3PIO_COG_MAX = 15.0;
K3PIO_TAU_MAX = 12.0;
K3PIO_AMPPIO_LOW = 0.0;
K3PIO_AMPPIO_HIGH = 999.0;
K3PIO_RELLI_CUT = 20.0;
!*****
# RAREMUCUT;
!*****
PIOMASSMU_CUT = 0.015;
KMUMUG_COG = 15.0;
KMUMUG_EMU_CUT = 3.0;
KMUMUG_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KMUMUGG_COG = 15.0;

```



```

KMUMUGG_EMU_CUT = 3.0;
KMUMUGG_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KPIOMUMU_COG = 15.0;
KPIOMUMU_EMU_CUT = 3.0;
KPIOMUMU_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
KMU3_CDAMAX = 3.0;
KMU3_VXMAX = 3.0;
KMU3_VYMAX = 3.0;
KMU3_VZMAX = 5000.0;
!*****
# RARECHARGED;
!*****
K2PIG_EP_PION = 0.9;
K2PIG_CDAMAX = 3.0;
K2PIG_ETOT_CUT = 50.0;
K2PIG_COG = 8.0;
K2PIG_DIFF_TRK_TIME = 6.0;
!*****
# PIPIFILTER;
!*****
PIPIPI_DCAMAX = 3.0;
PIPIPI_CHI2MAX = 9999.0;
PIPIPI_DTMAXTRK = 6.0;
PIPIPI_VTXMAX = 99.0;
PIPIPI_VTYMAX = 99.0;
PIPIPI_VTZMAX = 99999.0;
PIPIPI_DISTMIN = 5.0;
PIPIPI_ECLUSMAX = 2.0;
PIPIPI_WIDTHPIO = 0.020;
PIPIPI_EOVPCUTP = 0.95;
PIPIPI_EOVPCUTE = 0.85;
PIPIPI_PI3CSCALE = 0.;
!*****
# EFILTER;
!*****
ELECBEAMENE = 100.0;
ELECCLUSMIN = 7.5;
ELECxDISTMAX = 5.0;
ELECyDISTMAX = 5.0;
ELECCHI2MAX = 4.0;
ELECxDISTMAX = 15.0;
ELECCHACMAXI = 5.0;
ELECCLUSMAXI = 2;
!*****
# FOURTRKS_FILTER;
!*****
FOURTTIMEMAX = 30.0;
FOURTTIMEMIN = -30.0;
FOURTDIFF_TIMEMAX = 8.0;
FOURTDAMAX = 10.0;
FOURTZBIGV = 9000.0;
FOURTCOGMAXI = 9999.0;
FOURTDWFRAC = 0.005;

```

A.2 Das CDR-System

Das CDR-System ist ein kombiniertes Software-Hardware System zur Aufzeichnung und Verwaltung großer Datenmengen mit einem hohen Datendurchsatz, wie es beim NA48-Experiment der Fall ist. Dabei ist es mit dem Level-3 Trigger eng verzahnt.

Das CDR-System besteht aus einem Verbund von Diskservern, PCs und Taperoboter.

Bei den Diskservern handelte es sich zum Einen um SUN-Server mit angeschlossenen SCSI¹- Festplatten in RAID²-Arrays und zum Anderen um spezielle auf

¹Small Computer System Interface

²Redundant Array of Inexpensive Disks

Intel-Prozessoren basierende Dual-Prozessor-PCs mit ebenfalls über SCSI angeschlossenen RAID-Arrays. Seit Ende 2000 findet ein Übergang von den SUN und Intel basierenden Servern mit SCSI-Festplatten zu Intel basierenden Servern mit IDE-Festplatten statt. Die Nachteile der IDE-Festplatten werden dadurch ausgeglichen, dass spezielle Controllerkarten (3ware Escalade Serie) eingesetzt werden. Im Jahr 2000 standen für die Prozessierung der Daten etwa 45 PCs zur Verfügung. Dabei handelte es sich um Dual-Pentium-II Prozessoren mit einer Taktrate zwischen 300 MHz und 450 MHz.

Die Taperoboter im Rechenzentrum werden von allen Experimenten am CERN benutzt. Im Jahr 2000 war die Datenrate von NA48 allerdings um einige Größenordnungen höher als die der anderen Experimente. So entspricht die Datenmenge die NA48 innerhalb eines (guten) Tages aufnimmt in etwa der Datenmenge, die von einem LEP-Experiment innerhalb der gesamten Lebensdauer aufgenommen wurde.

Die Kontrolle des gesamten CDR-Systems erfolgt überwiegend mittels Shell-Skripten und einigen Perl-Skripten. Der Informationsaustausch zwischen einzelnen Teilen des Systems erfolgt über sogenannte *Tagfiles*. Dabei können unterschiedliche Teile eines *Tagfiles* wichtig sein. So spielen sowohl der Name als auch der Inhalt bei dem Informationsaustausch eine Rolle.

Das CDR-System besteht aus mehreren Teilen:

- Datenbasis
- System zum Kopieren der Rohdaten von der Online-PC-Farm
- System, um die Rohdaten auf Band zu schreiben
- Zusammenspiel mit dem Level-3-Trigger
- System zum Lesen der Rohdaten vom Band

Das Kopieren der Rohdaten von der Online PC-Farm

Auf der Online-PC-Farm wurden die Daten eines *Bursts* auf der lokalen Festplatte der einzelnen Eventbuilder-PCs als sogenannte *Burstlets* zwischengespeichert. Im Rechenzentrum standen drei Diskserver zum Empfang der Daten von den Eventbuilder-PCs bereit. Die Eventbuilder-PCs haben dabei entschieden, auf welchen der Diskserver die *Burstlets* geschrieben werden sollen und ein Prozess auf dem Diskserver hat dann dem Datenstrom ein Verzeichnis zugewiesen.

Insgesamt ist beim Kopieren der Daten von der Online-PC-Farm darauf zu achten, dass die erforderliche Bandbreite und der nötige Plattenplatz zur Verfügung steht, denn zum Einen holen sich die Level-3 Triggerprogramme die Daten von

den Festplatten dieser Diskserver und zum Anderen wurden die Daten, zumindest während der K_L -Datennahme, von dort auf Band geschrieben. Bei einer eingehenden Datenrate von 20 MB/s bedeutet dies zusätzliche 20 MB/s jeweils zu den Level-3-Prozessen und zu den Bandlaufwerken. Zusammen mit Overhead betrug die durchschnittliche Datenrate der drei Diskserver etwa 80 MB/s. Bei Untersuchungen, die durchgeführt wurden, um die Limitierungen des Durchsatzes des Systems herauszufinden, gab es einige interessante Ergebnisse:

- Der maximal mögliche Eingabe-/Ausgabedurchsatz im Normalbetrieb ist etwa 55 MB/s (ausschließlich Lesezugriffe: 60 MB/s)
- Je mehr Festplatten sich in dem Diskserver befinden, um so größer der mögliche Durchsatz. Dies gilt allerdings nur so lange, bis das Netzwerkinterface (Gigabit-Ethernet) vollständig ausgelastet ist. Noch mehr Festplatten sind dem Durchsatz eher abträglich.
- Die Anzahl der Zugriffe auf eine Festplatte sollte so klein wie möglich gehalten werden, da der Datendurchsatz überproportional einbricht. Die untere Grenze des Datendurchsatzes einer Festplatte erhält man, wenn die Anzahl der Zugriffe so groß geworden ist, dass der Schreib-/Lese-Kopf ständig in Bewegung ist und nur auf einen einzigen Block zugreift. In diesem Fall liegt der Gesamtdurchsatz unterhalb von 1 MB/s.³
- („Künstliche“) Limitierungen durch das verwendete Betriebssystem: Eine Kernelversion des verwendeten Linux-Betriebssystems enthielt eine seltsame Limitierung auf sieben Zugriffe auf eine SCSI-Festplatte, wodurch der Durchsatz oberhalb dieser Grenze extrem klein wurde. Mit einer anderen Kernelversion verschwand dieses Problem.

Es wird auch genügend Plattenplatz benötigt, da bei einem Datenvolumen von 1,5 TB am Tag ein Problem jedweder Art bei der Weiterverarbeitung die Daten nahmesonst sehr schnell blockieren würde. Im Jahr 2000 standen etwa 1,4 TB als Puffer zur Verfügung. Da diese asymmetrisch über die drei Diskserver verteilt waren, waren effektiv nur 1,2 TB verwendbar, was einer maximal möglichen Pufferzeit von etwa 20 Stunden entsprach.

Das Schreiben der (Roh-)Daten auf Band

Eine der wichtigsten Aufgaben des CDR-Systems besteht darin, die (Roh-)Daten so effizient wie möglich auf Band zu schreiben. Die verwendeten Bänder im Jahr

³Da inzwischen nur noch Diskserver benutzt werden, in denen jeweils zwei Festplatten zu einem Dateisystem von der Größe einer Festplatte zusammengefasst werden (RAID-mirroring), sind einige der Beschränkungen nicht mehr so streng. Allerdings ist dadurch der gesamte nutzbare Plattenplatz je Diskserver reduziert.

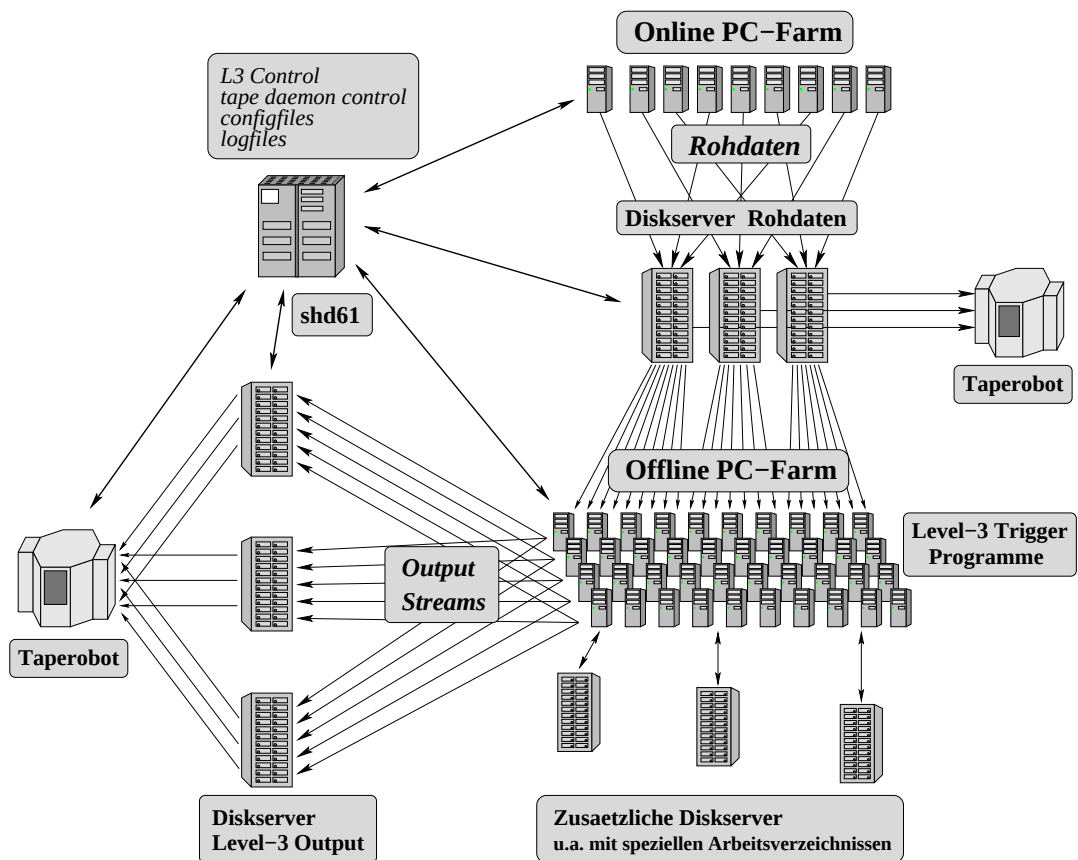


Abbildung A.1: Datenfluss während der Datennahme

2000 waren STK Redwood mit einer Kapazität von 50 GB. Die Bänder befinden sich dabei in sogenannten Slots in einem Taperobot im CERN-Rechenzentrum. Bei Bedarf wird ein Band vom Roboter aus dem Slot zu einem Bandlaufwerk gebracht und, wenn es fertig bearbeitet ist, von dort wieder abgeholt und zurück in den Slot gestellt. Im Bandlaufwerk muss das Band zunächst an die Stelle vorgespult werden, an welcher der Schreib-/Lese-Vorgang stattfinden soll und nach dem Schreib-/Lese-Vorgang muss das Band wieder zurückgespult werden. Da alle diese Schritte zeitaufwändig sind, muss versucht werden, die Wechselvorgänge der Bänder zu minimieren. Eine sehr wichtige Möglichkeit besteht darin, die größtmögliche Datenmenge bei einem Schreibvorgang auf ein Band zu schreiben. Um das zu erreichen, werden die Daten bei NA48 in sogenannte *Superfiles* zusammengefasst. Dazu werden mehrere Dateien aneinandergehängt. Der Zugriff auf die so zusammengefassten *Bursts* erfolgt dann über Offsetadressen. Aufgrund von Beschränkungen des verwendeten Dateisystems (ext2 unter Linux) kann die maximale Dateigröße 2 GB nicht überschreiten. Aus Sicherheitsgründen ist das

Limit für die Dateigröße auf 1,7 GB gesetzt worden. Das führt dazu, dass bei Rohdaten (bei der K_L -Datennahme) nur etwa vier *Bursts* zu einem Superfile zusammengefasst werden konnten. Dateien, die vom Level-3 im COMPACT-Format geschrieben werden, sind wesentlich kleiner als Rohdaten. Daher passen bis zu 150 Dateien dieses Formats in ein Superfile.

Die optimale Lösung ist die Dedizierung von Bandlaufwerken, denn dann kann sich ein Band ständig im Bandlaufwerk befinden. Nach massiven Problemen mit dem Schreiben der Rohdaten im Jahr 2001 war dies die einzige Möglichkeit, die Daten überhaupt auf Band zu schreiben. Die Probleme rührten daher, dass andere Experimente (insbesondere LEP) extrem ineffizient auf ihre Daten zugriffen. Ein Problem, auf welches man trotz Dedizierung von Bandlaufwerken noch achten muss, ist der Umstand, dass man die Bänder auch in dem Robot haben sollte, in dem sich die dedizierten Bandlaufwerke befinden, denn zwischen den Robots gibt es keine schnelle Möglichkeit des Austausches von Bändern.

Die Datenbasis

Die Datenbasis speichert wichtige Informationen für jeden *Burst*. Es werden gespeichert:

- Name des Streams
- Timestamp (implizit)
- Dateigröße
- Position auf Band (welches Band, welches Superfile auf diesem Band)
- Offset innerhalb des Superfiles
- Position auf Festplatte, wenn sich die Datei auf Festplatte befindet

Die *Timestamp* dient dabei zur Navigation innerhalb der Datenbasis.

Die Organisation der Datenbasis erfolgt über Dateien innerhalb einer Verzeichnisstruktur eines Dateisystems. Abbildung A.2 zeigt den Aufbau der Verzeichnisstruktur.

Die Vorteile dieser Struktur sind extrem einfache Handhabung und sehr kurze Einarbeitungszeiten. Dem stehen allerdings erhebliche Nachteile gegenüber:

- Operationen auf der Datenbasis sind extrem langsam, da zum Teil sehr viele Verzeichnisse durchsucht werden müssen.
- Die Anzahl der Einträge ist limitiert.

Der Name einer Datei hat das Format: Stream_Jahr_Monat_Tag_Stunde_Minute_Sekunde

Der Pfad in der Datenbasis wird entsprechend dem Namen der Datei wie folgt definiert

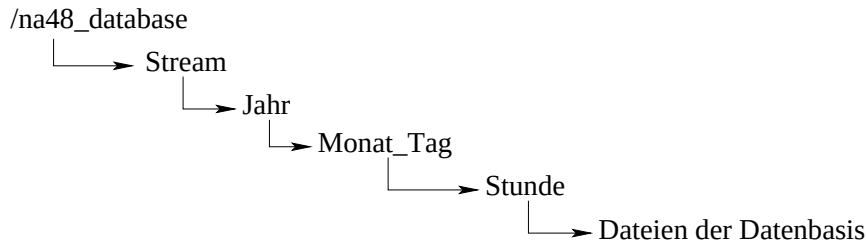


Abbildung A.2: Die Struktur der Datenbasis

Das Limit auf die Anzahl der Einträge entsteht dabei nicht durch die Begrenzung des zur Verfügung stehenden Speicherplatzes, sondern durch die Organisationsstruktur eines Dateisystems. Die kleinste Speichereinheit (*Block*) hat auf dem verwendeten Dateisystem eine Größe von 1024 Byte und ist die kleinstmögliche Einheit, die adressiert werden kann. Die Adressierung erfolgt über sogenannte *Inodes*. Das Problem ist nun, dass selbst eine 100 Byte große Datei einen Inode benötigt und daher de facto einen kompletten Block in Anspruch nimmt, obwohl nur 10% davon wirklich benutzt werden. Somit ist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Inodes der limitierende Faktor der Anzahl der Datenbasiseinträge.

Aufgrund der angespannten Personalsituation war es nicht möglich, ein anderes System für die Speicherung der Burstdaten aufzusetzen, obwohl es mit Hilfe frei verfügbarer Datenbanken (MySQL) möglich wäre, die Geschwindigkeit der Zugriffe enorm zu steigern und den Komfort der Suchfunktionen zu erhöhen.

Zusammenspiel mit dem Level-3-Trigger

Zwischen dem Level-3-Trigger und dem CDR-System besteht ein sehr enges Zusammenspiel. Zum Einen stellt das CDR-System die Daten in einer Art und Weise zur Verfügung, dass sie direkt von den Level-3-Trigger-Programmen benutzt werden können. Zum Anderen ist das CDR-System für die Verwaltung der Ausgabedatenströme der Level-3-Trigger-Programme zuständig.

Online-Prozessierung

Während der Online-Prozessierung der Daten, die direkt vom Experiment kommen, nimmt das CDR-System die einzelnen *Burstlets* eines *Bursts* entgegen und erstellt ein sogenanntes *Listfile*. Ein solches *Listfile* enthält lediglich die Positionen der einzelnen *Burstlets*. Alle Programme, die Rohdaten verarbeiten, können ein *Listfile* nutzen, um einen kompletten *Burst* zu bearbeiten. Die Liste der *Bursts*, die von den Level-3-Triggerprogrammen bearbeitet werden sollen, wird durch ein Shell-Skript erstellt. Dieses Shell-Skript bearbeitet dazu ein Verzeichnis, in welchem das CDR-System Informationen bezüglich der zu prozessierenden *Bursts* in Form von *Tagfiles* gespeichert hat.

Auf dem Server (shd61, SUN), auf dem auch alle anderen Skripte ausgeführt werden, läuft ein Programm Namens „*Level 3 Trigger Control Pool*“ welches diese Liste einliest und abarbeitet. Die Level-3-Trigger-Programme stehen dabei in Verbindung mit dem Control-Pool und erhalten von ihm die Informationen über den nächsten zu prozessierenden *Burst* und die dazugehörige Konfigurationsdatei. Nachdem die Level-3-Triggerprogramme einen *Burst* prozessiert haben, schicken sie einige Statusinformationen an den Control-Pool, die dieser dann in Logfiles speichert. Aus diesen Statusinformationen extrahiert der Control-Pool die Informationen über die Ausgabeströme der Level-3-Triggerprogramme und legt die jeweiligen Einträge in der Datenbasis an. Diese Form der zentralen Bearbeitung der Statusinformationen bietet sehr große Vorteile, da die Anzahl der Logfiles dadurch enorm reduziert wird. Allerdings bedeutet dies auch, dass alle Informationen über und von allen Level-3-Triggerprogrammen vom Control-Pool-Programm bearbeitet werden müssen. Sehr viele dieser Operationen greifen auf das Dateisystem zu und sind damit relativ langsam. Somit stellt die Geschwindigkeit des Control Pool Programmes das einzig wirklich vorhandene Limit für die Geschwindigkeit der Datenprozessierung dar. Tests ergaben allerdings, dass dieses Limit (1700-1900 *Bursts*/h) etwa bei der 7-8fachen Geschwindigkeit der Online-Prozessierung (~ 240 *Bursts*/h) liegt und somit keine Rolle bei der Online Prozessierung der Daten spielt.

Die Level-3-Triggerprogramme schreiben ihre Ausgabeströme direkt auf Festplatten, die vom CDR-System benutzbar sind. Sobald ein *Burst* fertig prozessiert wurde, werden Einträge zu den einzelnen Ausgabedateien in der Datenbasis angelegt. Das CDR-System ist nun verantwortlich dafür, dass alle diese Ausgabedateien auf Band gespeichert werden. Damit die Festplatten nicht vollgeschrieben werden und kein Platz mehr übrig bleibt, hält das CDR-System nur eine (frei konfigurierbare) Anzahl von Ausgabedateien auf Festplatte.

Reprozessierung bereits bearbeiteter Daten

Ein Reprozessieren der Daten geschieht üblicherweise nur, wenn neue Kalibrationen vorliegen, die sich von den alten sehr stark unterscheiden (also direkt nach der Datennahme, wenn die letzten Kalibrationen vorliegen), oder wenn es irgendwo einen schwerwiegenden Fehler gab, der korrigiert werden soll. Je nach Schwere des Problems kann dabei entweder vom **golddraw**-Stream ausgegangen werden, oder man muss die Rohdaten benutzen. Die Vorgehensweise aus der Sicht des CDR-Systems ist die Gleiche, nur die Zeit, die eine Reprozessierung benötigt, ist unterschiedlich. Für ein Reprozessieren der Daten sind folgende Schritte nötig:

- Man muss sich entscheiden, welche Daten man reprozessieren will und erstellt Listen in einem bestimmten Format (mittels eines Skripts).
- Ein weiteres Skript erstellt nun in einem Verzeichnis Dateien, deren Name der eines Superfiles ist und deren Inhalt den Dateien in diesem Superfile entspricht.
- Das nächste Skript erstellt nun Anforderungen für das Einlesen (*stagen*) von Superfiles. Dieses Skript wurde darauf optimiert, so viele Superfiles von einem Tape zu lesen wie möglich und die Superfiles nach dem Einlesen auf mehrere der zur Verfügung stehenden Dateisysteme zu verteilen.
- Nachdem eine Leseanfrage komplett abgearbeitet wurde, erstellt ein Skript *Tagfiles*. Bei genügend Plattenplatz könne sehr viele Dateien eingelesen werden. In diesem Fall wird die Anzahl der *Tagfiles* sehr groß. Das Skript, welches die Liste der zu (re-)prozessierenden *Bursts* erstellt, muss wegen der Geschwindigkeitsoptimierung Informationen über die Position der Dateien nutzen. Aus diesem Grund ist es sehr ineffektiv, alle *Tagfiles* in ein Verzeichnis zu schreiben. Die bessere Lösung ist eine Verzeichnisstruktur, die sich an der Position der Dateien orientiert (`/shift/na48d006/data03/na48stage` wird zu `shift_na48d006_data03_na48stage`). Allein der Übergang zu dieser Verzeichnisstruktur erhöhte die Anzahl der reprozessierten *Bursts* pro Stunde um einen Faktor 1,5 - 2 (je nach Gesamtkonfiguration).
- Die Level-3-Triggerprogramme prozessieren die Daten und die Ausgabedateien werden wieder an das CDR-System übergeben.
- Die prozessierten **rawdata**- oder **golddraw**-Dateien werden gelöscht.

Nun sollte die Reprozessierung der Daten (viel) schneller sein als die Datennahme selbst, da eine Analyse sinnvollerweise nur mit reprozessierten Daten gestartet werden kann. Das einzige wirkliche Limit für die Geschwindigkeit der Reprozessierung liegt in der oben erwähnten Geschwindigkeit des Control-Pool-Programms.

Da allerdings niemals genügend Ressourcen zur Verfügung stehen würden um ein Reprozessing von Rohdaten mit der 7fachen Geschwindigkeit des Datennahme durchzuführen, ist dieses Limit auch hier nur hypothetisch vorhanden und hat keinerlei praktische Auswirkungen. Einzig und allein wenn man für die HIKs-Datennahme vom **golddraw**-Stream ausgehen würde, könnte bei Ausnutzung aller vorhandenen Ressourcen dieses Limit erreicht werden. Im Allgemeinen ist die Geschwindigkeit durch die nutzbaren Ressourcen begrenzt. Bei einem Reprozessieren von Rohdaten ist üblicherweise die Anzahl der nutzbaren Bandlaufwerke der limitierende Faktor. Wenn man von Daten im **golddraw**-Format ausgeht, ist allerdings meist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Prozessoren der limitierende Faktor für die Geschwindigkeit.

*Do not worry about your difficulties
in Mathematics. I can assure you
mine are still greater.*

Albert Einstein

Anhang B

Die Maximum-Likelihood-Fit-Methode

Die Methode der Maximum Likelihood und die mit ihr eng verwandte Methode der kleinsten Quadrate stellen die meistverwendeten Verfahren zur Anpassung von Parametern an Daten dar. Die Methode der kleinsten Quadrate kann dabei nur auf Datensätze angewandt werden deren Fehler gaußförmig verteilt sind. Diese Einschränkung existiert für die Maximum-Likelihood-Fit-Methode (ML) nicht. Allerdings bietet die Methode der kleinsten Quadrate ein Maß für die Güte der Anpassung (χ^2 pro Freiheitsgrad) auf die bei der ML-Methode verzichtet werden muss.

Die Maximum-Likelihood-Fit-Methode beruht auf einem einfachen Ansatz. Ein Parameter a soll aus N Messwerten x_i der gleichen Messgröße x bestimmt werden. Man nimmt dazu an, dass die Wahrscheinlichkeit, bei gegebenem a den Wert x_i zu messen, durch eine bekannte Funktion $f(x_i, a)$ beschrieben wird. Die *Likelihood*¹ $\mathcal{L}$ wird dann wie folgt definiert:

$$\mathcal{L}(a) = \prod_i f(x_i, a) \tag{B.1}$$

Der Parameter a wird dann so bestimmt, dass die Likelihood maximal wird. In der Praxis wird der zweifache negative Logarithmus von $\mathcal{L}$ benutzt. Diese Definition hat die Vorteil, dass man zum Einen dadurch eine Summe statt eines Produktes

¹Im Deutschen werden die beiden Begriffe Probability and Likelihood mit „Wahrscheinlichkeit“ übersetzt. Daher muss zwischen Wahrscheinlichkeitsdichten und der a posteriori Likelihood $\mathcal{L}$ genau unterscheiden.

zu bestimmen hat und zum Anderen kann die Likelihood bei großen N sehr klein werden und durch den Logarithmus erhält man einfacher handhabbare Zahlen.

$$l = -2\ln\mathcal{L}(a) = -2 \sum_i \ln f(x_i, a) \quad (\text{B.2})$$

Die Einführung des Minuszeichens ist willkürlich und rührt daher, dass aus historischen Gründen sehr viele numerische Verfahren zum Auffinden von Minima existieren. Der Faktor 2 stellt den Zusammenhang mit der Methode der kleinsten Quadrate her.

Der Parameter a an der Stelle des absoluten Minimums wird $\hat{a}$ genannt. Für eine solche Minimierung wird die Nullstelle der Ableitung der Funktion $\mathcal{L}$ gesucht:

$$\left. \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a} \right|_{a=\hat{a}} = 0 \quad (\text{B.3})$$

In wenigen Fällen kann diese Funktion analytisch gelöst werden. Die überwiegende Zahl der Fälle erfordert eine numerische Berechnung. Für diese Berechnung wird in dieser Arbeit das CERN Programm MINUIT [MINUIT] benutzt.

Den Fehler $\Delta\hat{a}$ auf den bestimmten Parameter $\hat{a}$ erhält man, indem die Werte a sucht für die die Likelihood-Funktion um „1“ kleiner ist als für den Wert $\hat{a}$. Dies kann zu unsymmetrischen Fehlern führen.

Die Daten werden in dieser Arbeit in Bins aufgeteilt und die Binned Maximum-Likelihood-Fit-Methode angewandt. Durch die relativ große Anzahl von Bins können einige Bins sehr wenig Ereignisse enthalten. Aus diesem Grund muss für die Verteilung der Ereignisse die Poisson-Statistik benutzt werden. Da die Poisson-Verteilung

$$P(r, \lambda) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^r}{r!} \quad (\text{B.4})$$

für eine große Anzahl von Werten in die Gauß-Verteilung übergeht, gibt es bei diesem Ansatz keine Probleme für Bins mit vielen Einträgen.

Mit diesem Ansatz erhält man folgende Form der Likelihood-Funktion:

$$l = \sum_{i=1, N_{\text{bin}}} \left(2 (N_i^{\text{theo}}(a) - N_i^{\text{exp}}) + 2 N_i^{\text{exp}} \ln \left(\frac{N_i^{\text{exp}}}{N_i^{\text{theo}}(a)} \right) \right) \quad (\text{B.5})$$

N_i^{exp} ist hierbei die Anzahl der in Bin i gemessenen Ereignisse und $N_i^{\text{theo}}(a)$ ist die Anzahl der in Abhängigkeit des Parameters a vorhergesagten Ereignisse.

Um den Effekt des Binnings auf das Ergebnis zu untersuchen, wird zusätzlich zur eigentlichen Messung eine Berechnung mit halber Bin-Größe durchgeführt. Die halbe Differenz dieser beiden Werte wird als systematische Unsicherheit angesehen, die durch das Binning entsteht.

Einige Bemerkungen zur Maximum-Likelihood-Fit-Methode:

- Es existiert *keine* streng mathematische Begründung.
- Wenn ein $\hat{a}$ existiert, so ist es eindeutig bestimmt.
- Die Informationen der Experimente werden vollständig ausgenutzt und man erhält dadurch den kleinstmöglichen Fehler.
- Die Daten können (müssen aber nicht) in Bins aufgeteilt werden.
- Bei sehr kleinen N liefert die Methode meist eine Verzerrung, d.h. der Parameter $\hat{a}$ weicht systematisch vom wahren Wert ab.
- Es gibt keine einfache Methode, um festzustellen, ob das Modell $f(x_i, a)$ die Daten wirklich gut beschreibt. Es ist also nicht ohne Weiteres möglich, eine Hypothese zu überprüfen. Insbesondere darf man aus der Kleinheit des Fehlers $\Delta\hat{a}$ auf die Güte des Fits schließen! (In der Methode der kleinsten Quadrate existiert diese Möglichkeit.)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Boxgraphen zur $K^0 - \bar{K}^0$ - Mischung	5
2.2	Der Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ auf Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$). Die Vierecke stellen einen schwachen Vertex dar und die Kreise einen Elektromagnetischen Vertex.	10
2.3	Beispiele für Zweischleifengraphen ($\mathcal{O}(p^6)$)	12
2.4	Der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ auf Einschleifen-Niveau ($\mathcal{O}(p^4)$).	13
3.1	Die Strahlführung innerhalb des Experiments. Es sind die beiden Konfigurationen für die K_L -Datennahme und die HIK_S -Datennahme gleichzeitig dargestellt.	17
3.2	Die strahldefinierenden Kollimatoren der K_L - und K_S - Strahlen . .	18
3.3	Schnitt durch den NA48 Detektor des Jahres 2000	20
3.4	Ansicht eines Quadranten des LKr-Kalorimeters, der teilweise mit den Elektroden bestückt ist.	21
3.5	Zwei Kathodenstreifen und ein Auslesestreifen auf positivem Potential bilden eine Kalorimeterzelle. Zu sehen sind drei CuBe - Streifen, sowie die Lochmaske	22
3.6	Teilansicht der 2. Lochmaske des LKr-Kalorimeters mit den Faserbündeln des neutralen Hodoskops	24
3.7	Das Hadron-Kalorimeter	25
4.1	Übersicht des NA48-Online-Triggersystems. Die grau unterlegten Teile wurden im Jahr 2000 nicht benutzt, da sie auf Informationen aus den Driftkammern aufbauen.	30
4.2	Der Datenfluss des NA48-Experiments von den Subdetektoren bis zur Speicherung auf Band	36
6.1	Die Geometrieschnitte im LKr-Kalorimeter. Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Schauerdicke im Zentralbereich stark reduziert.	50
6.2	Die beiden invarianten $\gamma\gamma$ -Massen beim Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$	52
6.3	Die Schauerbreite der Photonen aus $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfällen und die Kurve für den daraus bestimmten energieabhängigen Schnitt auf die Schauerbreite.	55

6.4	Die linke Abbildung zeigt einen Vergleich der Schauerbreite für $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle. In der rechten Abbildung ist für die simulierten Ereignisse die Schauerbreite gegen die Photonenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt die angepasste Schnittkurve für die Simulation und die gestrichelte Linie zeigt, zum Vergleich, die Schnittkurve der Daten.	56
6.5	In dieser Abbildung ist für simulierte $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Ereignisse in der HIK _S -Datennahme die Energie des energieärmsten Elektrons gegen den Abstand des e^+e^- -Paares im LKr-Kalorimeter für alle als $\gamma\gamma$ selektierten Ereignisse aufgetragen.	57
7.1	Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_S \rightarrow 2\pi^0$ während der HIK _S -Datennahme.	66
7.2	Der kleinste Abstand zweier Cluster beim Zerfall $K_S \rightarrow 2\pi^0$ während der HIK _S -Datennahme.	67
7.3	Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der HIK _S -Datennahme.	67
7.4	Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der HIK _S -Datennahme.	68
7.5	Die z_{vertex} -Verteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K _L -Datennahme.	68
7.6	Die Photon-Energie eines Photons beim Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K _L -Datennahme.	69
7.7	Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ während der K _L -Datennahme.	69
7.8	Der kleinste Abstand zweier Cluster beim Zerfall $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der K _L -Datennahme.	70
7.9	Kaon-Energieverteilung des Zerfalls $K_L \rightarrow 3\pi^0$ während der K _L -Datennahme.	70
8.1	Oben: Die z_{vertex} - und E_{Kaon} -Verteilungen für den Zerfall $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ in der K _L -Datennahme. Unten: Die Schauerbreite bei $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen in Abhängigkeit von der Photon-Energie für Daten und Simulation.	74
8.2	Die r_{ellipse} -Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse in der K _L -Datennahme.	77
8.3	Die r_{COG} -Verteilungen der Zerfälle $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Die Verteilung der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse ist auf die Anzahl der selektierten $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse normiert.	79

8.4	Untergrundmodell 1: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.	80
8.5	Untergrundmodell 2: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.	81
8.6	Untergrundmodell 3: Die linke Abbildung zeigt für das Untergrundmodell die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter. In der rechten Abbildung ist die bereits normierte r_{COG} -Verteilung gezeigt.	82
8.7	Die linke Abbildung zeigt die r_{COG} -Verteilung aller vier Untergrundmodelle und das gemittelte Modell. In der rechten Abbildung ist neben den $\gamma\gamma$ -Daten und der „Normal“-Verteilung auch die Summe aus Untergrundmodell und „Normal“-Verteilung gezeigt.	84
8.8	Die Zeitdifferenz $\Delta t_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Clustern in den Daten.	85
8.9	Die Stabilität des Ergebnisses bezüglich E_{Kaon} und des z_{vertex} und die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Datennahmeperiode und der Zeit der Ereignisse im <i>Burst</i>	89
9.1	Die Schauerbreite in Abhängigkeit von der Photon-Energie für die selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse (links) und die simulierten $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse (rechts).	96
9.2	Die E_{Kaon} - (links) und die z_{vertex} -Verteilung (rechts) der $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse in der HIK _S -Datennahme.	96
9.3	Die E_{Kaon} - und die z_{vertex} -Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse, sowie die berechneten Pion- und Kaon-Massen.	97
9.4	Die Verteilungen der beiden Photon-Energien und die E_{Kaon} -Verteilung der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Kandidaten.	98
9.5	Das Akzeptanz-Doppelverhältnis aus Gleichung 6.10 (Seite 47) dargestellt für 1 GeV breite Intervalle in E_{Kaon}	100
9.6	Die r_{ellipse} -Verteilung der $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Ereignisse in der HIK _S -Datennahme.	101
9.7	Die z_{vertex} -Verteilung der selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse im Vergleich mit der Simulation. Lineare Abszisse	105
9.8	Die z_{vertex} -Verteilung der selektierten $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse im Vergleich mit der Simulation. Logarithmische Abszisse	106

9.9	Zwei Verteilungen, die der Abschätzung der Genauigkeit der Beschreibung durch die simulierten Ereignisse dienen. In der linken Abbildung ist das Verhältnis zwischen Simulation und Daten gezeigt. Um qualitativ abschätzen zu können inwieweit die Simulation des Untergrund von $K_S \rightarrow 2\pi^0$ korrekt ist, wird in der rechten Abbildung die Simulation von den Daten abgezogen und dann durch den Anteil des $K_S \rightarrow 2\pi^0$ -Untergrunds dividiert.	107
9.10	Die r_{COG} -Verteilungen der $K \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse und der normierten $K_S \rightarrow 2\pi^0$ - und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ -Ereignisse.	109
9.11	Untergrundmodell 1: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.	110
9.12	Untergrundmodell 2: Oben: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung. Unten: Die Zeitdifferenz zwischen zwei Clustern in den Daten der HIKs-Datennahme.	112
9.13	Untergrundmodell 3: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.	113
9.14	Untergrundmodell 4: Die Positionen der Cluster im LKr-Kalorimeter und die bereits normierte r_{COG} -Verteilung.	114
9.15	Die linke Abbildung zeigt die r_{COG} -Verteilung aller vier Untergrundmodelle und das gemittelte Modell. In der rechten Abbildung ist neben den $\gamma\gamma$ -Daten und der „Normal“-Verteilung auch die Summe aus Untergrundmodell und „Normal“-Verteilung gezeigt.	115
9.16	Die Stabilität des Ergebnisses bezüglich $E_{K_{\text{aon}}}$ und des z_{vertex} und die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Datennahmeperiode und der Zeit der Ereignisse im <i>Burst</i>	119
9.17	Ein Vergleich zwischen den Vorhersagen der χPT und den verschiedenen Messungen.	123
A.1	Datenfluss während der Datennahme	145
A.2	Die Struktur der Datenbasis	147

Tabellenverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Kräfte der Natur.	3
3.1	Experimentell bestimmte Parameter des LKr-Kalorimeters [Lai02]	23
4.1	Die im Jahr 2000 während der K_L -Datennahme und der HIK_S - Datennahme genommenen Datenmengen.	34
6.1	Eine Zusammenfassung der angewandten Schnitte zur Photon- Identifikation.	50
6.2	Die Dalitz-Zerfälle und deren Verzweungsverhältnisse. Man be- achte, dass das Verzweungsverhältnis für $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ nur geschätzt ist.	56
7.1	Eine Zusammenfassung aller generierten Zerfälle. Die generierten Ereignisse wurden entweder für die Berechnung der Akzeptanz ($\mathcal{A}$) oder die Bestimmung des Untergrunds ($\mathcal{U}$) benutzt. Die Spalte der generierten Ereignisse enthält links die Anzahl der insgesamt gene- rierten Ereignisse. Auf der rechten Seite die Anzahl der Ereignisse angegeben, die im geforderten Energie- und Vertexbereich gene- riert wurden.	64
8.1	Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für die Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in den Daten und der Si- mulation. (K_L -Datennahme)	75
8.2	Die Akzeptanzen der Zerfälle $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der K_L -Datennahme	75
8.3	Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die Schauerbreite.	87
8.4	Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die minimale Photon-Energie.	88
8.5	Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des r_{ellipse} -Schnittes. .	90
8.6	Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten der Messung von $\Gamma(K_L \rightarrow$ $\gamma\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow 3\pi^0)$	91

9.1	Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für den Zerfall $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ in den Daten und der Simulation. (HIK _S -Datennahme)	94
9.2	Die verbleibende Anzahl von Ereignissen nach dem jeweiligen Schnitt für die Normierungskanäle $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in den Daten und der Simulation. (HIK _S -Datennahme)	95
9.3	Die Akzeptanzen der Zerfälle $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$ und $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in der HIK _S -Datennahme	99
9.4	Die Akzeptanzen und erwarteten Ereignisse des Untergrunds von $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ - und $K_S \rightarrow e^+e^-\gamma$ -Zerfällen.	103
9.5	Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die Schauerbreite.	118
9.6	Die Änderung des Ergebnisses bei Änderung des Schnittes auf die minimale Photon-Energie.	120
9.7	Die Änderung des BR($K_S \rightarrow \gamma\gamma$) bei Änderung des r _{ellipse} -Schnittes.	121
9.8	Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten auf BR($K_S \rightarrow \gamma\gamma$) die durch die Berechnung und Abschätzungen der Untergrundquellen entstehen.	121
9.9	Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten der Messung von BR($K_S \rightarrow \gamma\gamma$).	122
A.1	Eine Liste darüber in welchen Filter ein Ereignis geschickt wird, wenn das jeweilige Level-2-Triggerbits gesetzt ist.	130
A.2	Die von den Level-3-Filtern benutzen Schnitte	130

Literaturverzeichnis

- [Acc00] Acciarri *et al.*, *Measurement of the running of the fine-structure constant*, *Phys. Lett. B* **476** (2000) 40.
- [AlA99] Alavi-Harati *et al.*, *Measurement of the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$* , *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 917.
- [AlA02] Alavi-Harati *et al.*, *hep-ex/0208007* (2002) (submitted to *Phys. Rev. D.*).
- [Ath80] H. W. Atherton *et al.*, *Precise Measurement of Particle Production by 400 GeV Protons on Beryllium Targets*, *CERN Yellow Report* **80-07** (1980).
- [Bar95] G. Barr *et al.*, *A test of chiral perturbation theory from the measurement of the decay $K_S \rightarrow \gamma \gamma$* *Phys. Lett.* **B351** (1995) 579-584.
- [CHPT] S. Weinberg, *Physica* **A 96** (1979) 327. J.Gasser, H. Leutwyler, *Ann. Phys.* **158** (1984) 142. J.Gasser, H. Leutwyler, *Nucl. Phys.* **B 250** (1985) 465.
- [Chr64] J. H. Christenson *et al.*, *Evidence for the $2\pi^0$ Decay of the K_2^0 Meson*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [Col01] G. Colangelo, G. Isidori, *An Introduction to CHPT*, *hep-ph/0101264* (2001) 40.
- [Dam86] G. D'Ambrosio, D. Espriu, *Rare Decay Modes of the K-Mesons in the Chiral Lagrangian*, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 237.
- [Dam94] G. D'Ambrosio, G. Ecker, G. Isidori, H. Neufeld, *Radiative Non-Leptonic Kaon Decays*, *hep-ph/9411439* (1994).
- [Deb00] M. DeBeer *et al.*, *NASIM Users Guide 2nd Edition*, Saclay (2000).
- [Ebe97] Ch. Ebersberger, *The Proton Tagging System for a Neutral Kaon Decay Experiment*, Dissertation, Universität Mainz, (1997).

- [Eck95] G. Ecker, *Chiral Perturbation Theory*, *hep-ph/* **9501357** (1995).
- [Eck96] G. Ecker, *Chiral Perturbation Theory*, *hep-ph/* **9608226** (1996).
- [GEANT] Application Software Group, *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, CN Division, CERN 1994.
- [Goi87] J. L. Goity, The decays $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the Chiral Approach *Z. Phys. C* **34** (1987) 341.
- [GSW61-72] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
A. Salam, J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13** (1964) 168.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D5** (1972) 1412.
- [HaMa] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, ISBN 0-471-88741-2
- [Hay96] B. Hay, *Determination of the Branching Ratio of $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_\mu)$ and a study of $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)/\Gamma(K_L \rightarrow \text{all charged})$* , Dissertation, Edinburgh, (1997).
- [Higgs64-67] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132.
P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508.
P. W. Higgs, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.
F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321.
G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585.
T. W. B. Kibble, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.
- [Hir99] A. Hirstius, *Measurement of Bhabha scattering at $\sqrt{s} = 189$ GeV and the running of α_{QED} with the L3 detector*, Diplom-Arbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, (1999).
- [Jei95] M. Jeitler et al., *Clock control and distribution system for NA48, NA48 note* **95-14** (1995).
- [Kam94] J. Kambor and B. R. Holstein, “ $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ and unitarity,” *Phys. Rev. D* **49** (1994) 2346.
- [Kle76] Konrad Kleinknecht, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26** (1976) 1.
- [Kob73] M. Kobayashi, K. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

- [Lai00] A. Lai et al., A new measurement of the branching ratio of $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, *Phys. Lett.* **493B** 2000 29-35.
- [Lai02] A. Lai et al., *A precision measurement of direkt CP Violation in the decay of neutral Kaons into two pions*, *CERN-EP* **2002-061** (2002)
- [LaA02] A. Lai et al., *A Measurement of the K_S Lifetime*, *CERN-EP* **2002** 028.
- [LaB02] A. Lai et al., *Precise measurement of the decay $K_L \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$* , *Phys. Lett.* **B536** (2002), 229-240.
- [Laz01] C. Lazzeroni, M. Lenti, *Tagging inefficiency in 98 and 99 data*, *NA48 note* **01-01** (2001).
- [Lee56] T. D. Lee und C. N. Yang, Question of parity conservation in weak interactions, *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [Lue57] G. Lüders, Proof of the TCP theorem, *Ann. Phys.* **2** (1957) 1.
- [MINUIT] Application Software Group, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CN Division long writeup D506, CERN 1994
- [Noe18] E. Noether, *Kgl. Ges. d. Wiss. Nachrichten, Math.-phys. Klasse*, Göttingen (1918), 235.
- [Pau55] Wolfgang Pauli, in: *N. Bohr and the Development of Physics*, ed. by W. Pauli, Pergamon Oxford (1955)
- [PDG02] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D* **66** (2002) 010001
- [PiA95] A. Pich, *Chiral Perturbation Theory*, *hep-ph/* **9502366** (1995).
- [PiB95] A. Pich, *Quantum Chromodynamics*, *hep-ph/* **9505231** (1995).
- [SPS72] 300 GeV Working Group, *Proceedings of the Second ECFA Tirrenia Study Week* (1972)
- [Una95] G. Unal, *Neutral Reconstruction*, *NA48 note* **95-10** (1995).
- [Una98] G. Unal, *Reconstruction program for the LKr*, *NA48 note* **98-01** (1998).
- [Wil95] R. Wilhelm, *Messung der transversalen Polarisation von λ -Hyperonen aus inelastischen pN-Reaktionen bei 450 GeV Protonenergie*, Dissertation, Universität Mainz, (1997).
- [Wu57] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay, *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.

Danksagung

Mein Dank gilt zuersteinmal Herrn Professor Konrad Kleinknecht für die interessante Aufgabenstellung und die Ermöglichung eines recht langen und interessanten CERN-Aufenthaltes.

Herrn Ivan Mikulec, Herrn Rainer Wanke und Frau Tulay Çuhadar-Dönselmann danke ich für die vielen anregenden und erleuchtenden Diskussionen.

Bernd Panzer-Steindel, Monica Pepe, Ginette Bocquet, Roberta Archidiacono, Cristina Biino-Palestini, Andrew Maier und all den anderen Kollegen am CERN danke ich für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Der gesamten Mainzer ETAP, insbesondere der NA48-Gruppe möchte ich für das hervorragende Arbeitsklima danken. Da seien Michael Eppard, Kirsten Holtz, Cristina Morales, Peter Marouelli, Andreas Peters, Andreas Winhart, Matthias Behler, Martin Wache, Uwe Koch, Lucia Masetti, Sven Schmidt, Irakli Mestvirishvili, Ulrich Moosbrugger, Lutz Köpke, Till Neunhöfer, Burkhard Renk, Silvia Müller und Karl-Heinz Geib genannt.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern, die mich immer unterstützt haben.