

Messung der semileptonischen Ξ^0 -Zerfälle mit dem NA48/1-Detektor

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

Ulrich Moosbrugger
geboren in Villingen-Schwenningen

Mainz 2005

D77 (Diss. Universität Mainz)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell	3
1.1.1 Die (V-A)-Theorie	4
1.1.2 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix	5
1.2 Semileptonische Hyperon-Zerfälle	7
1.3 Die Cabibbo-Theorie und die $SU(3)_f$ -Symmetrie	9
1.3.1 Postulate der Cabibbo-Theorie	10
1.3.2 q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren	13
1.3.3 Die integrierte Rate für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	14
1.3.4 Radiative Korrekturen	16
1.3.5 $SU(3)_f$ -Brechung	19
1.4 Der Zerfall $B \rightarrow b\pi$	20
2 Der NA48 Detektor	23
2.1 Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)	23
2.2 Die Strahlführung	24
2.2.1 Der K_S /Hyperonen-Strahl	24
2.2.2 Die Zerfallsregion	25
2.3 Die Detektorkomponenten	25
2.3.1 Das Magnet-Spektrometer	25
2.3.2 Das Hodoskop für geladene Teilchen	27
2.3.3 Das elektromagnetische Kalorimeter	27
2.3.4 Das Hodoskop für neutrale Teilchen	31
2.3.5 Das hadronische Kalorimeter	32
2.3.6 Die Myon-Antizähler	33
2.3.7 Die Photon-Antizähler (AKL)	34
2.3.8 Der Strahlintensitäts-Monitor	35
2.4 Das Datenerfassungssystem	35
2.4.1 Der Level-1-Trigger	36
2.4.2 Der Level-2-Trigger	38

2.4.3	Die Online-PC-Farm	39
2.4.4	Der Level-3-Trigger	40
2.4.5	Das Datenformat	41
3	Die Monte-Carlo-Simulation	43
3.1	Allgemeine Eigenschaften von NASIM32	43
3.2	Simulation der Driftkammer-Ineffizienzen	45
3.3	Die Implementation von Ξ^0 -Zerfällen in NASIM32	46
3.3.1	Der Ξ^0 -Strahl	46
3.4	Primäre Ξ^0 -Polarisation bei NA48	51
3.5	Die Simulation des Zerfalls $B \rightarrow b\pi$	52
3.6	Simulation des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	56
3.7	Simulation des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_e$	60
4	Ereignisrekonstruktion	65
4.1	Überblick	65
4.2	Das Koordinatensystem des NA48/1-Detektors	65
4.3	Bestimmung von Viererimpulsen	66
4.4	Neutraler Vertex (π^0 -Vertex)	67
4.5	Energieschwerpunkt	67
4.6	Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	68
4.7	Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$	69
5	Ereignisauswahl der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	71
5.1	Identifikation geladener Teilchen	72
5.2	Identifikation von Photonen aus π^0 -Zerfällen	76
5.3	Gemeinsame Schnitte im semileptonischen und nicht-leptonischen Zerfallskanal	77
5.4	Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	79
5.5	Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$	81
6	Analyse des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	87
6.1	Analysestrategie	87
6.1.1	Ereignisakzeptanz	87
6.2	Bestimmung der Triggereffizienzen	89
6.2.1	Triggereffizienz der ersten Triggerstufe	89
6.2.2	Triggereffizienz der zweiten Triggerstufe	90
6.2.3	Triggereffizienz der dritten Triggerstufe	90
6.3	Ergebnis der Selektion	91
6.4	Korrekturen	92
6.4.1	Untergrundsubtraktion	92
6.4.2	Korrektur auf Ereignisse mit großem r_{cog}	93

6.5	Systematische Studien	96
6.5.1	Ξ^0 -Polarisation	96
6.5.2	Zerfallsasymmetrien	97
6.5.3	Variation der Formfaktoren	99
6.5.4	Ξ^0 -Lebensdauer	100
6.5.5	E/P-Verhältnis	101
6.5.6	Minimaler radialer Abstand der Spurpunkte in den Driftkammern	101
6.5.7	Schnitt auf den primären Zerfallsvertex	104
6.5.8	Elektronimpuls	104
6.5.9	Zusammenfassung der systematischen Studien	106
6.6	Ergebnis	107
6.7	Bestimmung von $ V_{us} \cdot f_1(0)$	108
7	Analyse des Zerfalls $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu_e$ und Bestimmung des $\Xi^0/\bar{\Xi}^0$-Flusses	111
7.1	Ereignisakzeptanz	111
7.2	Triggereffizienzen	112
7.2.1	L1-Triggereffizienz	112
7.2.2	L2-Triggereffizienz	113
7.2.3	L3-Triggereffizienz	113
7.3	Ergebnis der Selektion	113
7.4	Korrektur auf Ereignisse mit hohem r_{cog}	116
7.5	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu$	117
7.6	Bestimmung des Verhältnisses $N_{\bar{\Xi}^0}/N_{\Xi^0}$	118
8	Analyse des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$	121
8.1	Die Ereignisauswahl	121
8.2	Ereignisakzeptanz	123
8.3	Triggereffizienzen	124
8.3.1	L1-Triggereffizienz	124
8.3.2	L2-Triggereffizienz	126
8.3.3	μ^- -Effizienz	128
8.4	Ergebnis	129
	Zusammenfassung und Ausblick	133
A	Mittlere Polarisation des Λ-Hyperons beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$	135
	Literaturverzeichnis	139
	Abbildungsverzeichnis	143
	Tabellenverzeichnis	146

Einleitung

Die schwache Wechselwirkung gilt seit jeher als eine der geheimnisvollsten und seltsamsten Kräfte in der Natur. Das Studium von semileptonischen Hadronzerfällen gibt dem Experimentator ein effektives Werkzeug in die Hand, Einsichten in die Struktur der schwachen Wechselwirkung zu gewinnen. Dabei agiert das Lepton-Neutrino-Paar quasi als Sonde, die Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung im Hadron zu erkunden. Experimente zur Untersuchung von semileptonischen Mesonzerfällen sind im Vergleich zu Hyperonzerfällen etwas einfacher, da nur zwei Quarks involviert sind und die allgemeine Struktur der Zerfallsamplitude mit weniger Formfaktoren auskommt. Aber gerade diese Anzahl der freien Parameter liefert noch mehr Informationen über das Zusammenspiel der schwachen mit der starken Wechselwirkung.

Von den möglichen semileptonischen Zerfällen rückte der Zerfall des Ξ^0 -Hyperons in den letzten Jahren in das Zentrum des Interesses: Gleichsam als Nebenprodukt von Experimenten bei NA48 (CERN) und KTeV (Fermilab) zur Messung der \mathcal{CP} -Verletzung im neutralen Kaonsystem konnte zum ersten Mal eine bedeutende Anzahl von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ -Übergängen nachgewiesen werden. Dieser Zerfall ist der letzte beobachtete β -Zerfall, der innerhalb des Baryonoktetts erwartet wurde: Experimentell erwies er sich aufgrund des kleinen Verzweigungsverhältnisses ($< 10^{-3}$) als schwer nachweisbar. Mit der Datennahme des NA48/1-Experiments wurde der bisher weltgrößte Datensatz an semileptonischen Ξ^0 -Zerfällen aufgezeichnet.

Vor etwa 40 Jahren schlug Nicola Cabibbo eine Theorie für die Beschreibung von schwachen hadronischen Strömen innerhalb der $SU(3)_f$ -Symmetrie vor. Das Modell macht präzise Vorhersagen über semileptonische Zerfälle innerhalb des Baryonoktetts, insbesondere für Hyperonzerfälle. Im Rahmen der $SU(3)_f$ -Symmetrie ergibt sich bei der theoretischen Beschreibung des Ξ^0 - β -Zerfalls ein enger Zusammenhang mit dem Zerfall des Neutrons: Das Ξ^0 -Hyperon trägt *Strangeness*, was im Matrixelement durch den Cabibbo-Winkel ($\approx V_{us}$) als Proportionalitätsfaktor in Erscheinung tritt. Dies ermöglicht einen Vergleich mit den präzisen Ergebnissen von Neutron-Zerfallsexperimenten, um die $SU(3)_f$ -Symmetrie und Cabibbos Theorie zu testen.

Da die Flavour-Symmetrie offensichtlich *gebrochen* sein muss (vergleiche z. B. Baryonmassen mit unterschiedlichem Quarkinhalt), erwartet man charakteristische Unterschiede z. B. bei den Zerfällen von Hyperonen und Nukleonen. Bis heute gibt es allerdings noch keinen direkten Hinweis auf die Brechung dieser Symmetrie und verleiht der Cabibbo-Theorie eine beständige Gültigkeit.

Das erste Kapitel der vorliegenden Arbeit gibt einen Überblick über die Phänomenologie von semileptonischen Hyperonzerfällen und deren Beschreibung innerhalb der $(V - A)$ -Theorie. Dabei werden im Rahmen der Cabibbo-Theorie unter Annahme von erhaltener $SU(3)_f$ -Symmetrie theoretische Vorhersagen für Parameter vorgestellt, die bei der Analyse eine Rolle spielen. Außerdem werden die entsprechenden Matrixelemente vorgestellt, die in der Monte-Carlo-Simulation implementiert wurden.

Die analysierten Daten wurden im Jahre 2002 am CERN mit dem NA48/1-Detektor aufgezeichnet. Das zweite Kapitel ist der Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des Experiments gewidmet und gibt einen Überblick über die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten. Ein besonderer Akzent ist auf die Beschreibung der Triggerlogik gesetzt, da eine Ineffizienz der zweiten Triggerstufe zu einer bedeutenden systematischen Unsicherheit auf die erhaltenen Resultate führt.

Vor Beginn dieser Analyse waren in der Standard-Simulationssoftware NASIM32 von NA48 keine Routinen für die Behandlung von Ξ^0 -Zerfällen vorhanden. Im dritten Kapitel wird daher auf die Implementierung aller benötigten Routinen näher eingegangen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Neben der Einführung von Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Hyperonen in das Softwarepaket umfasst dies die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Der Weg von den Daten zu rekonstruierten Ereignissen wird in Kapitel 4 beschrieben. Neben einigen grundsätzlichen Größen werden insbesondere die Rekonstruktionsstrategien der für diese Arbeit notwendigen Zerfälle erläutert.

Im fünften Kapitel werden die Analysekriterien aufgezeigt, die für die Auswahl der einzelnen Zerfälle angewandt werden. Neben einer grundsätzlichen Vorgehensweise zur Selektion von geladenen Teilchen und Photonen, werden zunächst gemeinsame Schnitte für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ - und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfälle angeführt, und danach die Schnitte für die beiden Zerfallsmoden getrennt behandelt.

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ wird in Kapitel 6 vorgestellt. Dort sind alle notwendigen Teilergebnisse zusammengefasst. Außerdem finden sich in diesem Kapitel Studien, die für die Abschätzung des systematischen Fehlers durchgeführt werden. Der letzte Abschnitt des sechsten Kapitels erklärt die Extraktion des Wertes $|V_{us} \cdot f_1(0)|$.

Die entsprechende Analyse des Antihyperons $\bar{\Xi}^0$ nimmt das siebte Kapitel ein. Des Weiteren wird hier auch eine Messung des Flussverhältnisses zwischen $\bar{\Xi}^0$ - und Ξ^0 -Hyperonen dokumentiert.

Im letzten Kapitel wird schließlich die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ beschrieben. Als Normierung für diese Messung wird das Ergebnis aus Kapitel 6 für den $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfall herangezogen.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Das Standardmodell

In den letzten Jahrzehnten hat sich für die Beschreibung der fundamentalen Bestandteile der Materie und deren Wechselwirkungen eine Quantenfeldtheorie, das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* [Gla61][Wei67][Sal68], als äußerst erfolgreich erwiesen. Innerhalb dieser Theorie lassen sich alle bisher gefundenen *Elementarteilchen* in zwei Gruppen gliedern: *Fermionen*, die elementaren Bausteine der Materie, und *Eichbosonen*, welche die Kräfte zwischen den Fermionen vermitteln.

Bei den Fermionen unterscheidet man grundsätzlich zwischen zwei fundamentalen Spin-1/2-Teilchenarten: *Quarks* und *Leptonen*. Diese lassen sich jeweils in drei *Generationen* einteilen. Da die fundamentalen Fermionen der *Dirac-Gleichung* gehorchen, existiert zu jedem Quark und Lepton ein sogenanntes *Antiteilchen*, das die gleiche Masse aufweist, aber additive Quantenzahlen (Ladung, Leptonzahl, Baryonzahl) mit umgekehrten Vorzeichen besitzt. In Tabelle 1.1 sind alle elementaren Fermionen des Standardmodells mit entsprechenden elektrischen Ladungen aufgelistet.

Generation	1	2	3	Q/e
Quarks	$\begin{pmatrix} u \text{ (up)} \\ d \text{ (down)} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \text{ (charm)} \\ s \text{ (strange)} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \text{ (top)} \\ b \text{ (beauty)} \end{pmatrix}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	0 -1

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Fermionen des Standardmodells.

Nach dem heutigen Wissensstand sind vier verschiedene Wechselwirkungen bekannt: die *starke*, die *elektromagnetische*, die *schwache* und die *gravitative* Kraft. Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen wird in der Quantenfeldtheorie durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Alle Fermionen unterliegen der schwachen Kraft. An der elektromagnetischen Wechselwirkung nehmen nur geladene Teilchen teil, an der starken nur Quarks. Eine Übersicht über die bekannten Kräfte gibt Tabelle 1.2.

Wechselwirkung	Eichbosonen	Masse	Reichweite	Spin [\hbar]
stark	Gluonen	0	$\approx 10^{-15}\text{m}$	1
elektromagnetisch	Photon	0	∞	1
schwach	W^\pm	80.4 GeV/c ²	$\approx 10^{-18}\text{m}$	1
	Z^0	91.2 GeV/c ²		1
Gravitation	Graviton	0	∞	2

Tabelle 1.2: *Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen. Das Graviton nimmt eine Sonderstellung ein, da es bisher noch nicht entdeckt wurde und im Standardmodell nicht beschrieben wird.*

Innerhalb des Standardmodells ist es gelungen, die elektromagnetische und schwache Kraft zur *elektroschwachen* Theorie (QFD ¹) zu vereinigen. Dabei handelt es sich nicht nur um eine formale Zusammenfassung beider Theorien, sondern eröffnet eine grundsätzlich neue Sicht auf die Natur der schwachen und elektromagnetischen Ströme.

Die Beschreibung der starken Wechselwirkung im Standardmodell beruht auf der *Quantenchromodynamik* (QCD). Diese Theorie ist vor allem bei Reaktionen mit hohen Impulsüberträgen erfolgreich. Bei niedrigeren Energien ist eine störungstheoretische Behandlung aufgrund der großen Kopplungskonstanten nicht möglich. Daher ist man im Bereich der nichtperturbativen QCD (z. B. nukleare β -Zerfälle) auf *effektive Theorien* angewiesen.

Obwohl das Standardmodell die meisten der heutigen experimentellen Daten überzeugend erklärt, kann es nicht als fundamentale Theorie angesehen werden: Es gibt viele Parameter, die nicht vorhergesagt werden können und experimentell bestimmt werden müssen, wie z. B. die Massen der Vektorbosonen und Fermionen, die Kopplungskonstanten und die vier freien Parameter der CKM ²-Matrix (siehe Kapitel 1.1.2). Außerdem ist es im Rahmen des Standardmodells bis heute nicht gelungen, die Gravitation in einer befriedigenden Weise in die Theorie zu integrieren. Einen attraktiven Ansatz zur Lösung einiger dieser Probleme liefert z. B. das Konzept der Supersymmetrie [Mar97].

1.1.1 Die (V–A)-Theorie

Die Entdeckung der *Paritätsverletzung* [Lee56][Wu57] stimulierte u. a. eine Verallgemeinerung von Fermis Theorie zur Erklärung des β -Zerfalls³. Dabei sollten alle gelad-

¹Quanten-Flavour-Dynamik

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

³Außerdem ist Fermis ursprüngliche Vier-Punkt-Wechselwirkung nicht renormierbar und verletzt die Unitarität.

nen schwachen Prozesse (β -Zerfall, μ -Zerfall, ...) durch eine effektive *Lagrange-Dichte* beschrieben werden, in der ein *universaler geladener schwacher Strom* an sich selbst koppelt [Com01]:

$$\mathcal{L} = -2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\mathcal{J}_\mu \mathcal{J}^{\mu\dagger} + \mathcal{J}^{\mu\dagger} \mathcal{J}_\mu). \quad (1.1)$$

Der Strom \mathcal{J}^μ setzt sich aus einem leptonischen (j^μ) und hadronischen Anteil (J^μ) zusammen:

$$\mathcal{J}_\mu = j_\mu + J_\mu. \quad (1.2)$$

Frühe Experimente zur Polarisation bzw. zur Erhaltung der Helizität von Leptonen unter der schwachen Wechselwirkung legten für die Konstruktion des schwachen Stroms eine Kombination von *Vektor-* und *Axialvektor-*Komponente nahe. Die allgemeine Kombination aus V - und A -Amplitude entspricht dabei einer Struktur der Form

$$\frac{1}{2} \gamma_\mu (C_V + C_A \gamma_5), \quad (1.3)$$

wobei $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ mit den Dirac-Matrizen γ_μ ist und C_V und C_A konstante Koeffizienten sind.

Da innerhalb des Standardmodells Neutrinos nur in einem reinen Helizitäts-Eigenzustand mit $h = -1$ erzeugt werden, gilt $C_V = -C_A = 1$ für leptonische Ströme, so dass sich der komplette leptonische Strom aus 1.2 schreiben läßt als

$$j_\mu = \bar{\Psi}_e \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_e} + \bar{\Psi}_\mu \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_\mu} + \bar{\Psi}_\tau \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_\tau}, \quad (1.4)$$

wobei die Ψ die Feldoperatoren der entsprechenden Leptonen sind.

Für den hadronischen geladenen schwachen Strom J^μ könnte man analog zunächst ansetzen:

$$\bar{D} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U, \quad (1.5)$$

wobei U und D die Feldoperatoren für *up-* und *down-*Quarks darstellen. Dieser Ansatz enthält allerdings nicht die beobachteten Übergänge zwischen den verschiedenen Generationen (z. B. $s \rightarrow u$), wie sie in Experimenten beobachtet werden.

1.1.2 Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Schon in den 50er Jahren wurden Zerfälle beobachtet, die die Erhaltung der *Strangeness*-Quantenzahl⁴ „verletzen“ ($|\Delta S| = 1$), wie z. B. $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $K^+ \rightarrow \mu\nu$. In solchen Übergängen verwandelt sich ein s -Quark in ein u -Quark, also muss zusätzlich im schwachen hadronischen Strom (siehe Gleichung 1.5) noch eine Komponente der Form

$$\bar{S} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U \quad (1.6)$$

⁴Historisch bedingt wird dem s -Quark die *Strangeness*-Quantenzahl -1 zugeordnet.

auftauchen, wo S der *strange*-Quark-Feldoperator ist. Viele Untersuchungen bezüglich Zerfällen mit $|\Delta S| = 1$ und $\Delta S = 0$ konnten 1963 durch eine Idee von N. Cabibbo [Cab63] erklärt werden, die für den schwachen hadronischen Strom folgende Darstellung impliziert:

$$\overline{D'} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U. \quad (1.7)$$

Dabei ist $D' = \cos \theta_C D + \sin \theta_C S$ mit dem sogenannten *Cabibbo*-Winkel $\theta_C \approx 13^\circ$. Innerhalb des Standardmodells wurde dieses Konzept schließlich von M. Kobayashi und T. Maskawa verallgemeinert [Kob73]. Damit lassen sich alle sechs bekannten Quarks berücksichtigen. Die *CKM*-Matrix vermittelt dabei zwischen physikalischen Masseneigenzuständen und den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (*Flavour*-Eigenzustände):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{\text{CKM}}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Diese unitäre 3×3 -Matrix enthält drei unabhängige reelle Parameter (*Euler-Winkel*) und eine nicht-triviale komplexe Phase. Diese Phase eröffnet auch die Möglichkeit von \mathcal{CP} -verletzenden Amplituden.

In dieser verallgemeinerten Darstellung entspricht $\tan \theta_C = |V_{us}|/|V_{ud}|$. Die aktuelle experimentelle Situation von $|V_{\text{CKM}}|$ kann folgendermaßen zusammengefaßt werden [PDG04]:

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.939 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Die Zahlen beziehen sich auf 90%-Vertrauens-Grenzen der Matrixelemente unter der Annahme von drei Generationen.

Die Überprüfung der Unitarität dieser Matrix ist von aktueller Bedeutung und ein wichtiger Prüfstein des Standardmodells. Eine Bedingung, die aus der Unitarität von V_{CKM} folgt, ist

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1, \quad (1.10)$$

wobei der letzte Summand $|V_{ub}| \approx 10^{-5}$ im Hinblick auf bisherige Messungen vernachlässigt werden kann. $|V_{ud}|$ ist sehr genau mit Hilfe von Zerfällen freier polarisierter Neutronen (*FN*), nuklearen, super-erlaubten β -Zerfällen (*SFT*) und $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ Zerfällen gemessen worden [Abe02][Tow03][Poc04][Chi04]:

$$V_{ud}^{\text{FN}} = 0.9713 \pm 0.0013, \quad V_{ud}^{\text{SFT}} = 0.9740 \pm 0.0005, \quad V_{ud}^{\pi\beta} = 0.9728 \pm 0.0030. \quad (1.11)$$

Die präzisesten Messungen von $|V_{us}|$ stammen aus $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e$ und Hyperon- β -Zerfällen. Obwohl neuere Messungen der semileptonischen Kaon-Zerfälle übereinstimmende Verzweigungsverhältnisse messen, unterscheiden sich die jeweils extrahierten Ergebnisse für $|V_{us}|$ etwas, je nach verwendetem Wert für den Vektorformfaktor [Lai04][Mis04][Ale04][She03].

Unter Verwendung von $|V_{us}| = 0.2196 \pm 0.0023$ aus [PDG04] ergibt sich für die Abweichung $\delta = 1 - |V_{ud}|^2 - |V_{us}|^2$ (vergleiche Gleichung 1.10) ein um etwa 2.2 Standardabweichungen von 0 verschiedener Wert.

Bei den Hyperonen ergibt eine Anpassung an alle wichtigen, bisher gemessenen Hyperon- β -Zerfälle den Wert [Cab03]

$$|V_{us}^{\text{Hyp}}| = 0.2250 \pm 0.0027, \quad (1.12)$$

welcher die Unitaritätsbedingung erfüllt.

Aufgrund der immer noch nicht ganz geklärten Situation sind deshalb weitere unabhängige Bestimmungen von $|V_{us}|$ wie z. B. mit Hilfe des hier vorgestellten Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ wünschenswert.

1.2 Semileptonische Hyperon-Zerfälle

Im folgenden Kapitel soll näher auf die theoretische Beschreibung der semileptonischen Hyperon-Zerfälle, insbesondere der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}$, eingegangen werden. Da die Erstellung einer Monte-Carlo-Simulation für Hyperonen innerhalb des offiziellen NA48-Simulationspakets einen großen Teil innerhalb dieser Arbeit einnahm (siehe Kapitel 3), werden hier alle verwendeten Formeln zur Beschreibung der physikalischen Zerfallstopologien beschrieben, wie sie für die Implementierung von semileptonischen und nicht-leptonischen Zerfällen im Rahmen dieser Analyse Verwendung fanden.

Allgemein läßt sich das Wesen des semileptonischen Baryonzerfalls damit beschreiben, dass sich ein Nukleon unter Emission eines Leptons und des korrespondierenden Neutrinos umwandelt. In dieser Arbeit soll nun näher auf den semileptonischen Zerfall eines Spin-1/2-Teilchens eingegangen werden:

$$B \rightarrow b \ell^- \bar{\nu}, \quad (1.13)$$

wobei B das zerfallende Baryon, b das auslaufende Baryon, ℓ^- das auslaufende Lepton und $\bar{\nu}$ das korrespondierende auslaufende Antineutrino beschreibt.

In Abbildung 1.1 sind die Feynman-Diagramme für den Neutron- und den Ξ^0 - β -Zerfall abgebildet. Der einzige Unterschied dieser Diagramme besteht in der Ersetzung von s -Quarks durch d -Quarks und den deshalb unterschiedlichen CKM -Matrixelementen.

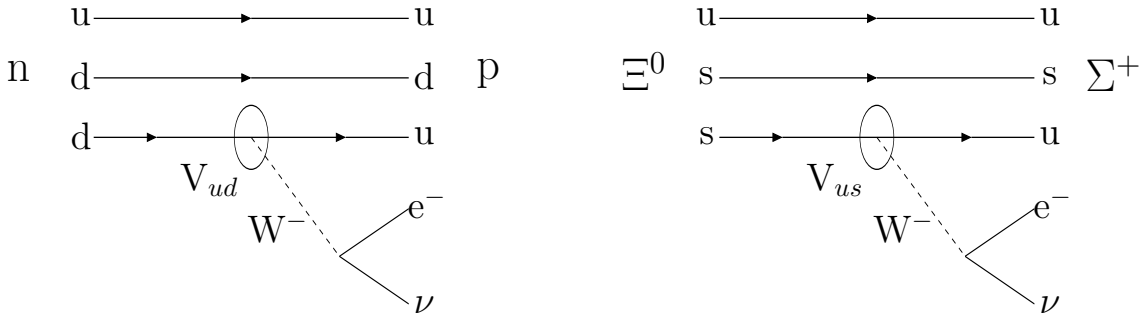


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramme für den Neutron- und den Ξ^0 - β -Zerfall

In der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung werden diese Prozesse durch die Abstrahlung eines W^- -Bosons beschrieben, was im Matrixelement als W -Propagator-Term auftritt. Da im Ruhesystem des Hyperons beim Beta-Zerfall nur Energien beteiligt sind, die klein gegenüber der Eichbosonmasse sind, kann der Impuls-Übertrag im W -Propagator vernachlässigt und durch die „Fermi-Konstante“ $G_F = (1.16639 \pm 0.00001) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [PDG04] angenähert werden.

Gemäß *Fermis Goldener Regel* [Sch02] ist die Zerfallsrate gegeben durch

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 |\mathcal{M}|^2 \frac{dN}{dE_0}, \quad (1.14)$$

wobei $\frac{dN}{dE_0}$ die Zustandsdichte der Endzustände pro Energie-Intervall und $|\mathcal{M}|$ den Betrag das integrierten Matrixelements beschreibt.

Allgemein lässt sich das Matrixelement eines semileptonischen Baryon-Zerfalls vom Typ $B \rightarrow b \ell \nu$ ausdrücken durch [Gar85]

$$\mathcal{M} = G_F \frac{\sqrt{2}}{2} V_{CKM} \bar{u}_b (O_\mu^V - O_\mu^A) u_B \cdot \bar{u}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_\nu + \text{h.c.} \quad (1.15)$$

Die Amplitude setzt sich aus dem leptonischen schwachen Strom $j_{\mu\ell}$ (vergleiche Gleichung 1.4, reiner $V-A$ -Strom) und dem hadronischen schwachen Strom, dem ebenfalls eine $V-A$ -Struktur zugrunde gelegt wird, zusammen. Letzterer lässt sich in allgemeinsten Form mittels *Formfaktoren* folgendermaßen parametrisieren:

$$\begin{aligned} O_\mu^V &= f_1 \gamma_\mu + \frac{f_2}{M_B} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \frac{f_3}{M_B} q_\mu \\ O_\mu^A &= \left(g_1 \gamma_\mu + \frac{g_2}{M_B} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \frac{g_3}{M_B} q_\mu \right) \gamma_5 \end{aligned} \quad (1.16)$$

mit $q^\mu = (p_e + p_\nu)^\mu = (p_B - p_b)^\mu$ und $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Die Formfaktoren f_i und g_i sind Funktionen von q^2 .

Terme, in denen die Formfaktoren f_3 oder g_3 auftreten, liefern immer Beiträge proportional zu $\frac{M_\ell^2}{M_B(M_B - M_b)}$ und können daher beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ vernachlässigt werden, nicht jedoch beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

Nimmt man weiterhin \mathcal{CP} - oder äquivalent \mathcal{T} -Invarianz an, läßt sich zeigen, dass alle Formfaktoren reell sein müssen [Gai84].

1.3 Die Cabibbo-Theorie und die $SU(3)_f$ -Symmetrie

Die Cabibbo-Theorie [Cab63][Gar85] enthält eine Reihe von Postulaten, welche in den frühen 60er Jahren von Cabibbo in einer eleganten Formulierung zusammengefasst wurden.

Bevor die Postulate vorgestellt werden, sollen zunächst einige Begriffe eingeführt werden. Danach werden die sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Formfaktoren des Matrixelements für den semileptonischen Hyperonzerfall näher erläutert.

Die G-Parität

Der G-Paritäts-Operator \hat{G} wird aus dem Ladungskonjugations-Operator \hat{C} und einer Drehung um die zweite Komponente des Isospins (I_2) konstruiert:

$$\hat{G} = \hat{C} e^{i\pi I_2}. \quad (1.17)$$

Damit lassen sich die schwachen Ströme anhand ihres Transformationsverhaltens unter \hat{G} -Parität in zwei Gruppen einteilen:

- Ströme *Erster Klasse* („*First Class Currents*“)

$$\begin{aligned} \hat{G} O_\mu^V \hat{G}^{-1} &= O_\mu^V \\ \hat{G} O_\mu^A \hat{G}^{-1} &= -O_\mu^A \end{aligned} \quad (1.18)$$

- Ströme *Zweiter Klasse* („*Second Class Currents*“)

$$\begin{aligned} \hat{G} O_\mu^V \hat{G}^{-1} &= -O_\mu^V \\ \hat{G} O_\mu^A \hat{G}^{-1} &= O_\mu^A. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Die starke Wechselwirkung ist invariant unter Ladungskonjugation und einer willkürlichen Isospin-Drehung um π und somit auch G -Paritäts-erhaltend [Wei58].

Bezüglich des Matrixelements (siehe Gleichung 1.15) transformieren die Terme proportional zu f_1 , f_2 , g_1 und g_3 analog den Strömen Erster Klasse, die übrigen Terme proportional f_3 und g_2 denen Zweiter Klasse und werden dementsprechend als *Operatoren Erster* und *Operatoren Zweiter Klasse* bezeichnet.

1.3.1 Postulate der Cabibbo-Theorie

Der grundlegende Ausgangspunkt der Cabibbo-Theorie ist die Annahme, dass die $V-A$ -Theorie gültig ist. Dabei werden die Vektor- und Axialvektor-Ströme als $SU(3)$ -Oktett-Operatoren angesehen:

$$\begin{aligned} V_\mu^i &= \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu q \\ A_\mu^i &= \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\mu \gamma_5 q, \end{aligned} \quad (1.20)$$

wobei $\lambda^i/2$ die Generatoren der Gruppe $SU(3)$ darstellen. Dabei sollen nur Operatoren Erster Klasse und keine Ströme Zweiter Klasse zugelassen werden. Daraus folgt direkt $f_3 = g_2 = 0$ [Com01][Cab03]. Außerdem werden die Operatoren bezüglich der Vektor-Ströme dem gleichen Oktett wie die elektromagnetischen Ströme zugeordnet.

Der Universalität der schwachen Wechselwirkung bei Übergängen mit $\Delta S = 0$ und $|\Delta S| = 1$ wird durch die Verwendung der Cabibbo-Mischung der Quarks (Gl. 1.7) Rechnung getragen. Der leptonische Strom koppelt dabei an den hadronischen Strom (vgl. Gl. 1.15) mit der universellen Kopplungskonstante G_F .

Außerdem werden die Massen-Differenzen zwischen u -, d - und s -Quarks vernachlässigt und man verlangt, dass die $SU(3)_f$ -Symmetrie exakt gültig ist, abgesehen von der speziellen Berücksichtigung der unterschiedlichen Hadron-Massen.

Mit Hilfe dieser Postulate sagte Cabibbo bereits 1963 das Verzweigungsverhältnis von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ zu $2.6 \cdot 10^{-4}$ voraus [Cab63].

Die Verallgemeinerte Hypothese des „Erhaltenen-Vektorstroms“ (CVC) ⁵

Aus der Annahme, dass der Vektorstrom dem gleichen Oktett wie der elektromagnetische Strom angehört, folgen einige wichtige Vorhersagen für die Formfaktoren des semileptonischen Matrixelements im $SU(3)_f$ -Limit.

Aus der Erhaltung des Vektorstroms

$$\partial_\mu V^\mu = 0 \quad (1.21)$$

läßt sich $f_3 = 0$ folgern (redundant zum Argument, dass nur Ströme Erster Klasse zugelassen werden).

Außerdem lassen sich die Formfaktoren des schwachen Vektorstroms mit denen der elektromagnetischen Wechselwirkung in Beziehung setzen. Daraus folgt $f_1(q=0) = 1$.

Aus dem β -Zerfall des Neutrons $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ kann man unter Verwendung der CVC-Hypothese den Formfaktor f_2 des semileptonischen Ξ^0 -Zerfalls mit Hilfe der magnetischen Momente des Neutrons und des Protons ($\mu_n = -1.9130, \mu_p = 2.7928$ [PDG04]) bestimmen:

$$f_2 = \frac{M_{\Xi^0} \mu_p - \mu_n}{M_p} \approx 2.6, \quad (1.22)$$

⁵Englisch: Generalized Conserved Vector Current Hypothesis

wobei der Vorfaktor die unterschiedlichen Baryon-Massen aufgrund der Definition der Formfaktoren in Gleichung 1.16 korrigiert.

Die Goldberger-Treimann Relation

Im Rahmen der *teilweise erhaltenen Axialvektorstrom-Hypothese (PCAC)* wird der Axialvektorstrom als eine Erhaltungsgröße im Grenzfall verschwindender Pionmasse angenommen⁶ [Com01].

Unter Annahme der PCAC haben Goldberger und Treiman bereits 1958 einen Zusammenhang zwischen den Formfaktoren g_3 und g_1 [Gol58] für den nuklearen Betazerfall angegeben:

$$g_3(0) \approx 2 \left(\frac{M_n}{m_{\pi^-}} \right)^2 g_1(0) \approx 90 g_1(0). \quad (1.23)$$

Der Beitrag zum Matrixelement proportional zum Term in g_3 bei $|\Delta S| = 1$ -Zerfällen wird durch einen Ein-Pion austausch beschrieben (vergleiche Abbildung 1.2).

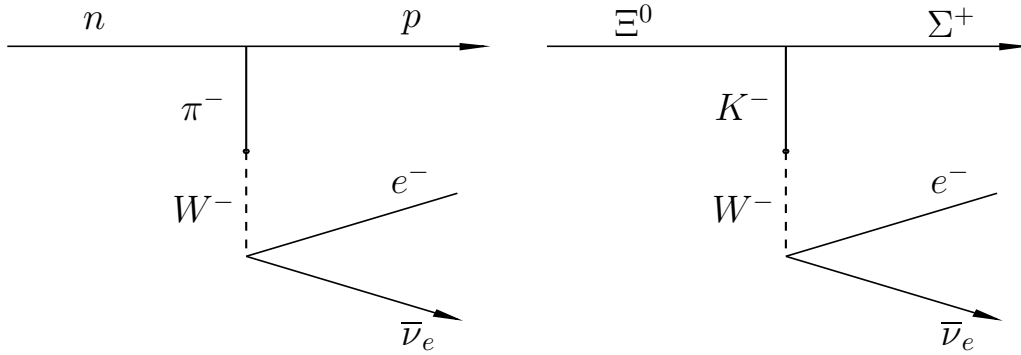


Abbildung 1.2: Beiträge zum Matrixelement semileptonischer Baryonzerfälle proportional zu Termen in g_3 für den Neutron- (links) und Ξ^0 -Zerfall (rechts) [Com01].

Für den semileptonischen Ξ^0 -Zerfall gilt $|\Delta S| = 1$. Daher muss das Pion durch ein Kaon ersetzt werden [Swa05]. Damit ergibt sich für diesen Fall

$$g_3(0) \approx 2 \left(\frac{M_{\Xi^0}}{m_{K^-}} \right)^2 g_1(0) \approx 14 g_1(0) \approx 18. \quad (1.24)$$

Reduzierte Formfaktoren

Die Matrixelemente eines $SU(3)$ -Oktett-Operators (O_k) zwischen zwei Oktett-Zuständen (B_n, B_m) lassen sich allgemein durch die Verwendung von zwei *reduzierten* Matrixelementen F_O und D_O ausdrücken (*Wigner-Eckart-Theorem*):

$$\langle B_n | O_k | B_m \rangle = f_{knm} F_O + d_{knm} D_O, \quad (1.25)$$

⁶Im Allgemeinen ist der Axialvektorstrom nicht erhalten.

wobei f_{knm} die Struktur-Konstanten der $SU(3)$ -Gruppe sind und d_{knm} durch die Antikommutator-Relationen $\{\lambda_k, \lambda_n\} = 2\delta_{kn} + 2d_{knm}\lambda_m$ definiert sind.

Die Formfaktoren im fundamentalen Baryon-Oktett können durch einen Satz universaler *reduzierter* Formfaktoren $F_{f_i/g_i}, D_{f_i/g_i}$ ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} f_i &= C_F(B, b) F_{f_i} + C_D(B, b) D_{f_i} \\ g_i &= C_F(B, b) F_{g_i} + C_D(B, b) D_{g_i}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

wobei C_D und C_F die *Clebsch-Gordon*-Koeffizienten bezüglich Übergängen zwischen zwei Oktett-Zuständen sind. Für die Übergänge $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ und $n \rightarrow p$ gilt für beide Koeffizienten $C_F = C_D = 1$. Damit erwartet man die gleichen Formfaktoren für diese Zerfälle.

Aufgrund der bisher angeführten Vorhersagen bleibt für Ξ^0 - β -Zerfälle nur der axiale Formfaktor g_1 unbestimmt. Allerdings sollte er im $SU(3)_f$ -Grenzfall mit dem gemessenen Wert im Neutron-Zerfall ($g_1 = 1.2670 \pm 0.0030$ [PDG04]) übereinstimmen. Abbildung 1.3 zeigt die Abhängigkeiten des Formfaktors g_1 von den reduzierten Formfaktoren F_{g_1} und D_{g_1} . Für den semileptonischen Ξ^0 -Zerfall gilt analog dem Neutron-Zerfall $g_1(0) = F_{g_1} + D_{g_1}$.

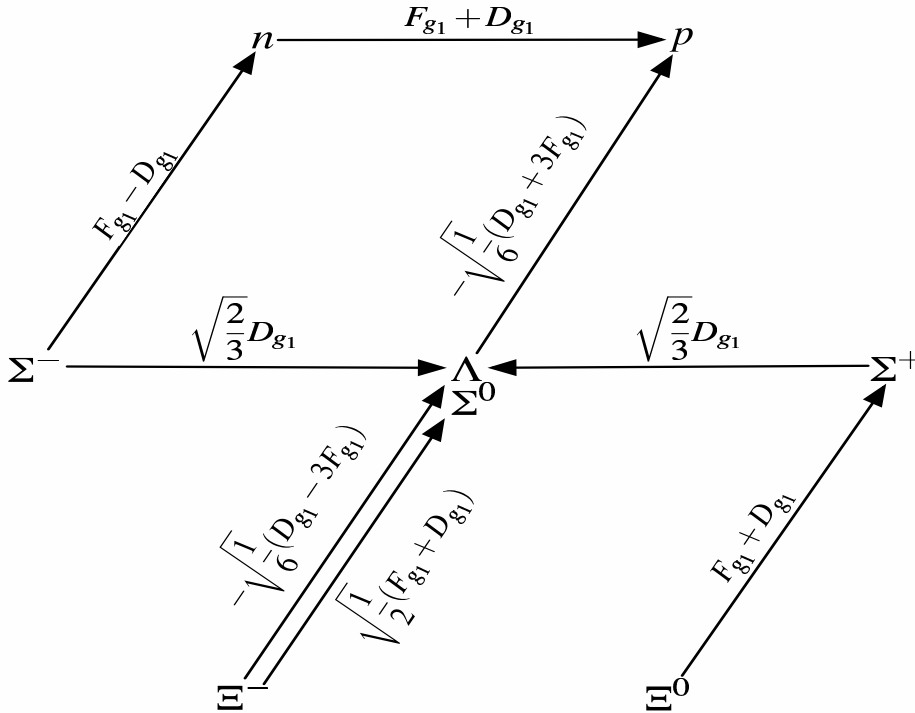


Abbildung 1.3: Beobachtete Übergänge im $SU(3)$ Baryon-Oktett mit den entsprechenden Koeffizienten F_{g_1} und D_{g_1} für den axialen Formfaktor g_1 .

Das Ademollo-Gatto-Theorem

Bereits 1964 zeigten Ademollo und Gatto, dass die Vektor-Formfaktoren keine Beiträge erster Ordnung aufgrund von $SU(3)_f$ -Symmetrie-Brechung enthalten [Ade64]. Diese Aussage basiert auf Cabibbo's Postulat, dass der schwache Vektorstrom und der elektromagnetische Strom dem gleichen Oktett angehören. Außerdem wird angenommen, dass die Symmetrie-Brechung mit einem Term proportional zu $\bar{q}\lambda^8 q$ beschrieben werden kann.

Bezüglich des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}$ bedeutet dies, dass der Formfaktor f_1 nur in geringem Maße sensitiv auf $SU(3)_f$ -Brechung ist. Der axiale Formfaktor g_1 ist von diesem Theorem nicht betroffen und kann auch Beiträge erster Ordnung enthalten.

1.3.2 q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren

Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren ist hauptsächlich von der Dynamik der starken Wechselwirkung bestimmt und kann bisher nur phänomenologisch ermittelt werden. Für eine vollständige Beschreibung der Übergangs-Amplitude innerhalb der Ordnung $\mathcal{O}(q^2)$ kann die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren f_2 und g_2 vernachlässigt werden.

Im Grenzfall exakter $SU(3)$ -Symmetrie kann die q^2 -Abhängigkeit des Vektor-Formfaktors f_1 durch

$$\begin{aligned} f_1(q^2) &= C_F(B, b)F_{f_1}(q^2) + C_D(B, b)D_{f_1}(q^2) \\ &= C_F(B, b) \left[F_{f_1}(0) + \lambda_{F_{f_1}} q^2 \right] + C_D(B, b) \left[D_{f_1}(0) + \lambda_{D_{f_1}} q^2 \right] \end{aligned} \quad (1.27)$$

bis zum linearen Term einer Dipol-Beschreibung entwickelt werden, wobei F_{f_1} und D_{f_1} wieder die reduzierten Formfaktoren darstellen, deren Werte den korrespondierenden Formfaktoren des Protons und des Neutrons (CVC) entsprechen [Gai84]:

$$F_{f_1}(0) = 1, \quad D_{f_1}(0) = 0, \quad \lambda_F = 6.13 \text{ GeV}^{-2}, \quad \lambda_D = 0.12 \text{ GeV}^{-2}. \quad (1.28)$$

Für den axialen Formfaktor g_1 kann eine Beziehung zu Neutrino-Reaktionen hergestellt werden [Cno78]. Allerdings liegen bislang nicht genug Daten vor, um die Abhängigkeiten separat für D_{g_1} und F_{g_1} zu bestimmen. Parametrisierungen basierend auf Dipol-Termen ergeben gute Anpassungs-Resultate und sollen im Weiteren hier verwendet werden ($|\Delta S = 1|$ Zerfälle):

$$g_1(q^2) = \frac{g_1(0)}{(1 - q^2/M_A^2)^2} \quad (1.29)$$

mit der Polmasse $M_A = (1.08 \pm 0.08) \text{ GeV}/c^2$. Eine ähnliche Parametrisierung für den Vektor-Formfaktor ergibt

$$f_1(q^2) = \frac{f_1(0)}{(1 - q^2/M_V^2)^2} \quad (1.30)$$

mit $M_V = (0.84 \pm 0.04) \text{ GeV}/c^2$.

Eine Entwicklung bis zum linearen Term dieser Parametrisierung in q^2 genügt, da höhere Ordnungen zur integrierten Rate nur vernachlässigbare Beiträge in der Größenordnung von Bruchteilen eines Prozents liefern:

$$f_1(q^2) \approx f_1(0)\left(1 + 2\frac{q^2}{M_V^2}\right), \quad g_1(q^2) \approx g_1(0)\left(1 + 2\frac{q^2}{M_A^2}\right). \quad (1.31)$$

1.3.3 Die integrierte Rate für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

Im elektronischen Kanal des semileptonischen Ξ^0 -Zerfalls kann das Matrixelement in einer eleganten Näherung dargestellt werden, die der experimentellen Behandlung besonders zugänglich ist [Bri99]. Dies ist möglich, weil zwei kleine Parameter auftreten: q/M_B und m_e/M_B , wobei m_e die Elektron-Masse ist. Für die verfügbare Statistik ($10^3 - 10^4$ Ereignisse) ist eine Näherung in zweiter Ordnung von q/M_B ausreichend [Cab03]. Weiterhin werden Beiträge mit Termen proportional zu den skalaren und pseudoskalaren Formfaktoren f_3 und g_3 vernachlässigt.

Die differentielle Zerfallsrate lässt sich schreiben als

$$d\Gamma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{(2\pi)^5} \frac{E_{\Sigma^+} + M_{\Sigma^+}}{2M_{\Sigma^+}} \frac{E_e^2 E_\nu^3}{(E_e^{\max} - E_e)} dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \quad (1.32)$$

wobei $E_e^{\max} = (M_{\Xi^0}^2 - M_{\Sigma^+}^2)/(2M_{\Xi^0})$ die maximale, kinematisch erlaubte Elektron-Energie, E_e die Elektron-Energie und E_ν die Neutrino-Energie ist.

Das Matrixelement kann in einer effektiven Zwei-Komponenten-Form geschrieben werden [Cab05][Bri99][Wat69]. Hierfür läßt sich ein effektiver Hamiltonian für den Zerfall $B \rightarrow be\nu$ der Gestalt

$$\mathcal{M} = \langle be | \mathcal{H}_{\text{eff}} | B\nu \rangle \quad (1.33)$$

mit

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \sqrt{2} G_F V_{\text{us}} \frac{1 - \vec{\sigma}_e \cdot \hat{e}}{2} [G_V + G_A \vec{\sigma}_e \cdot \vec{\sigma}_b + G_P^e \vec{\sigma}_b \cdot \hat{e} + G_P^\nu \vec{\sigma}_b \cdot \hat{\nu}] \frac{1 - \vec{\sigma}_\nu \cdot \hat{\nu}}{2} \quad (1.34)$$

definieren. \hat{e} und $\hat{\nu}$ sind Einheitsvektoren, die in die Emissionsrichtung des Elektrons und des Neutrinos zeigen. Die Spin-Operatoren $\vec{\sigma}_e$ und $\vec{\sigma}_b$ wirken auf die Zwei-Komponenten-Spinoren des Elektrons und des Baryons im Endzustand. G_V , G_A , G_P^e und G_P^ν sind Funktionen der Formfaktoren und hängen vom Bezugssystem ab. Für Experimente sind vor allem die Ruhesysteme des Mutter- und des Tochterteilchens im Hinblick auf die Messung von Zerfällen polarisierter Hyperonen oder der Polarisation des Baryons im Endzustand als Observable interessant. In den folgenden Definitionen der effektiven Formfaktoren gelten die oberen Vorzeichen im Ruhesystem des Mutter-Baryons und

die unteren Vorzeichen im Ruhesystem des Tochter-Baryons:

$$\begin{aligned}
 G_V &= f_1 \mp \delta f_2 - \frac{E_\nu + E_e}{2M_\Xi}(f_1 + \Delta f_2) \\
 G_A &= -g_1 + \delta g_2 + \frac{E_\nu - E_e}{2M_\Xi}(f_1 + \Delta f_2) \\
 G_P^e &= \frac{E_e}{2M_\Xi} [-(f_1 + \Delta f_2) \pm g_1 + \Delta g_2] \\
 G_P^\nu &= \frac{E_\nu}{2M_\Xi} (f_1 + \Delta f_2 \pm g_1 + \Delta g_2), \tag{1.35}
 \end{aligned}$$

wobei $\delta = (M_{\Xi^0} - M_{\Sigma^+})/M_{\Xi^0}$ und $\Delta = (M_{\Xi^0} + M_{\Sigma^+})/M_{\Xi^0} = 2 - \delta$ ist.

Nach Summation über die Spins im Endzustand und Mittelung über den Spin im Ausgangszustand ergibt sich für das Matrixelement

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 &= (G_F V_{us})^2 \xi \left[1 + a \hat{e} \cdot \hat{\nu} + A \vec{P}_\Xi \cdot \hat{e} + B \vec{P}_\Xi \cdot \hat{\nu} \right. \\
 &\quad \left. + A' (\vec{P}_\Xi \cdot \hat{e})(\hat{e} \cdot \hat{\nu}) + B' (\vec{P}_\Xi \cdot \hat{\nu})(\hat{e} \cdot \nu) + D \vec{P}_\Xi \cdot (\hat{e} \times \hat{\nu}) \right], \tag{1.36}
 \end{aligned}$$

wobei sich die Koeffizienten ξ , ξa , ξA , ξB , $\xi A'$, $\xi B'$ und ξD ebenfalls in Termen von Formfaktoren ausdrücken lassen:

$$\begin{aligned}
 \xi &= |G_V|^2 + 3|G_A|^2 - 2\Re[G_A^*(G_P^e + G_P^\nu)] + |G_P^e|^2 + |G_P^\nu|^2 \\
 \xi a &= |G_V|^2 - |G_A|^2 - 2\Re[G_A^*(G_P^e + G_P^\nu)] + |G_P^e|^2 + |G_P^\nu|^2 \\
 &\quad + 2\Re(G_P^{e*} G_P^\nu) (1 + \hat{e} \cdot \hat{\nu}) \\
 \xi A &= -2\Re(G_V^* G_A) \mp 2|G_A|^2 + 2\Re(G_V^* G_P^e \pm G_A^* G_P^\nu) \\
 \xi B &= -2\Re(G_V^* G_A) - 2|G_A|^2 + 2\Re(G_V^* G_P^\nu \mp G_A^* G_P^e) \\
 \xi A' &= 2\Re[G_P^{\nu*} (G_V \pm G_A)] \\
 \xi B' &= 2\Re[G_P^{e*} (G_V \mp G_A)] \\
 \xi D &= 2\Im(G_V^* G_A) + 2\Im(G_P^e G_P^{\nu*}) (1 + \hat{e} \cdot \hat{\nu}) + 2\Im[G_A^* (G_P^\nu - G_P^e)]. \tag{1.37}
 \end{aligned}$$

Die Integration der Gleichung 1.32 ergibt innerhalb obiger Näherung bis zur ersten Ordnung in δ und unter der Annahme, dass die Formfaktoren reell sind:

$$R(\delta) = R_0 \left[\left(1 - \frac{3}{2}\delta\right) |f_1|^2 + \left(3 - \frac{9}{2}\delta\right) |g_1|^2 - 4\delta g_1 g_2 \right], \tag{1.38}$$

mit

$$R_0 = (G_F V_{us})^2 \frac{(M_{\Xi^0} - M_{\Sigma^+})^5}{60\pi^3}. \tag{1.39}$$

Für die Ordnung δ^2 ergeben sich folgende zusätzliche Terme:

$$R(\delta^2) = R_0 \delta^2 \left[\frac{6}{7} |f_1|^2 + \frac{12}{7} |g_1|^2 + 6g_1 g_2 + \frac{6}{7} f_1 f_2 + \frac{4}{7} f_2^2 + \frac{12}{7} g_2^2 \right]. \tag{1.40}$$

Beitrag aufgrund der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren

Berücksichtigt man bei der Integration von Gleichung 1.32 noch zusätzlich die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren f_1 und g_1 , so erhält man zusätzlich zur integrierten Rate 1.38 und 1.40 einen additiven Term in Ordnung δ^2

$$R_{q^2} = R_0 \left(\frac{4}{7} \delta^2 \right) \left(2 f_1^2(0) \frac{M_{\Xi^0}^2}{M_V^2} + 10 g_1^2(0) \frac{M_{\Xi^0}^2}{M_A^2} \right). \quad (1.41)$$

1.3.4 Radiative Korrekturen

Die radiativen Korrekturen bis zur ersten Ordnung in α_{EM} können durch fünf Feynman-Diagramme für virtuellen Photonaustausch (siehe Abbildung 1.4) und vier Bremsstrahlungsdiagramme (siehe Abbildung 1.5) beschrieben werden [Gar85][Sir78].

Die virtuellen radiativen Korrekturen können wiederum in zwei Klassen aufgeteilt werden: Die erste Klasse ist Modell-unabhängig, endlich im ultravioletten Bereich und enthält Infrarot-Divergenzen. Die zweite Klasse beinhaltet alle Effekte, die von der starken Wechselwirkung und den intermediären Austausch-Bosonen herrühren, und ist ultraviolet-divergent.

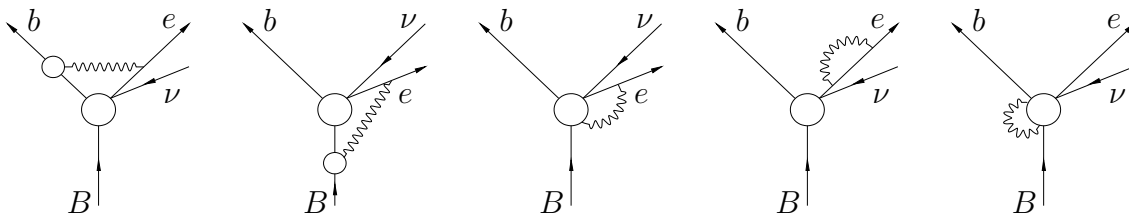


Abbildung 1.4: Feynman-Diagramme für die virtuellen radiativen Korrekturen [Gar85]. Wellenlinien repräsentieren virtuelle Photonen und Kreise Effekte der starken Wechselwirkung bzw. bei den Vertizes auch Effekte der schwachen Wechselwirkung.

Der Modell-abhängige Beitrag der Bremsstrahlungskorrekturen enthält auch Infrarot-Divergenzen, die sich aber gegen die der virtuellen Korrekturen aufheben.

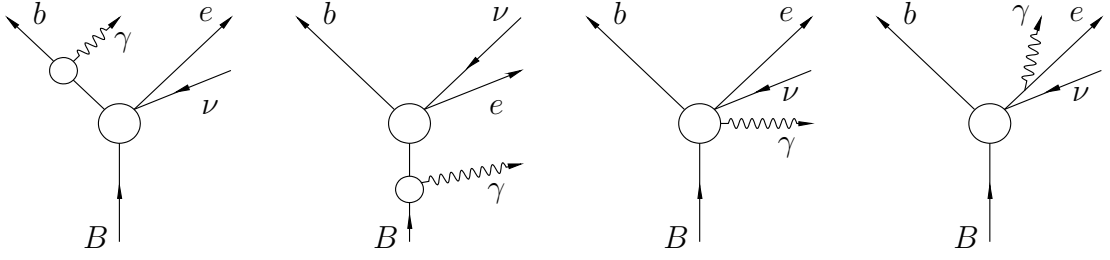


Abbildung 1.5: Feynman-Diagramme für die reelle Photon-Emission [Gar85]. Die Darstellungskonvention entspricht der aus Abbildung 1.4.

Modell-unabhängige radiative Korrekturen

Die Berechnung der Modell-unabhängigen radiativen Korrekturen führt zu zusätzlichen Termen im Matrixelement von Gleichung 1.36:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 = (G_F V_{us})^2 \xi \{ & [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_1 + \theta_1)] \\
 & + a [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_2 + \theta_2)] \hat{e} \cdot \hat{\nu} \\
 & + A [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_2 + \theta_2)] \vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{e} \\
 & + B [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_1 + \theta_1)] \vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{\nu} \\
 & + A' [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_2 + \theta_2)] (\vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{e}) (\hat{e} \cdot \hat{\nu}) \\
 & + B' [1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\phi_1 + \theta_1)] (\vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{\nu}) (\hat{e} \cdot \hat{\nu}) \\
 & + D \vec{P}_{\Xi} \cdot (\hat{e} \times \hat{\nu}) \}. \tag{1.42}
 \end{aligned}$$

Der Modell-unabhängige Teil wird beschrieben durch die Ausdrücke $\phi_{1,2}$, die die virtuellen radiativen Korrekturen berücksichtigen, und $\theta_{1,2}$, die die Beiträge der Bremsstrahlungsdiagramme enthalten. Im Falle von neutralen Hyperon-Zerfällen nehmen sie die folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned}
 \phi_1 + \theta_1 = & 2 \left(\frac{1}{\beta} \tanh^{-1}(\beta - 1) \right) \left[\frac{E_{\max} - E_e}{3E_e} - \frac{3}{2} + \ln \left(\frac{2(E_{\max} - E_e)}{m_e} \right) \right] \\
 & + \frac{2}{\beta} L \left(\frac{2\beta}{1 + \beta} \right) \\
 & + \frac{1}{2\beta} \tanh^{-1}(\beta) \left[2(1 + \beta^2) + \frac{(E_{\max} - E_e)^2}{6E_e^2} - 4 \tanh^{-1}(\beta) \right] \\
 & - \frac{3}{8} + \frac{\pi^2}{\beta} + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{M_{\Sigma^+}}{m_e} \right) \tag{1.43}
 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
 \phi_2 + \theta_2 &= \left(\frac{1}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) - 1 \right) \\
 &\left[\frac{(E_{\max} - E_e)^2}{12\beta^2 E_e^2} + \frac{2(E_{\max} - E_e)}{3\beta^2 E_e} + 2 \ln \left(\frac{2(E_{\max} - E_e)}{m_e} - 3 \right) \right] \\
 &+ \frac{2}{\beta} L \left(\frac{2\beta}{1 + \beta} \right) \\
 &- \frac{2}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) (\tanh^{-1}(\beta) - 1) \\
 &- \frac{3}{8} + \frac{\pi^2}{\beta} + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{M_{\Sigma^+}}{m_e} \right), \tag{1.44}
 \end{aligned}$$

wobei $\beta = p_e/E_e$ ist. Bei L handelt es sich um die sogenannte *Spence*-Funktion:

$$L(x) = \int_0^x \frac{1-t}{t} dt. \tag{1.45}$$

Bei der Integration der Gleichung 1.32 unter Verwendung der Korrekturen aus Gleichung 1.42 ergibt sich folgender Korrekturfaktor für die integrierte Rate:

$$R_{\text{rad}} = R \left(1 + \frac{\alpha_{\text{em}} \Phi_1}{\pi b} \right), \tag{1.46}$$

wobei R die unkorrigierte Rate aus Gleichung 1.38 und 1.40 unter Berücksichtigung der korrigierten Formfaktoren (Gleichung 1.49) ist. Die Parameter Φ_1 und b sind gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= \int_{m_e}^{E_{\max}} E_e p_e (E_{\max} - E_e)^2 (\phi_1 + \theta_1) dE_e \\
 b &= \int_{m_e}^{E_{\max}} E_e p_e (E_{\max} - E_e)^2 dE_e. \tag{1.47}
 \end{aligned}$$

Die numerische Integration ergibt

$$\frac{\alpha_{\text{em}} \Phi_1}{\pi b} = 0.0226. \tag{1.48}$$

Modell-abhängige radiative Korrekturen

Wie in [Gar85] gezeigt, kann der Modell-abhängige Anteil der virtuellen radiativen Korrekturen mit Hilfe einer Redefinition der Formfaktoren näherungsweise berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned}
 f'_1(0) &= f_1(0) + \frac{\alpha_{\text{em}}}{\pi} c_{\text{MD}} \\
 g'_1(0) &= g_1(0) + \frac{\alpha_{\text{em}}}{\pi} d_{\text{MD}}. \tag{1.49}
 \end{aligned}$$

Terme in $\frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{q}{M_{\Xi^0}}$ werden vernachlässigt, da sie im Falle der neutralen Hyperonzerfälle nur etwa 0.3% beitragen.

Unter näherer Betrachtung stellt sich heraus, dass der Modell-abhängige Beitrag der Bremsstrahlung kleiner als die ohnehin schon vernachlässigten Terme in $\frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{q}{M_{\Xi^0}}$ ist und braucht daher in dieser Näherung nicht weiter berücksichtigt werden.

Damit lassen sich alle Modell-abhängigen Korrekturen mit Hilfe der beiden Parameter c_{MD} und d_{MD} zusammenfassen, die theoretisch abgeschätzt werden müssen. Unter Benutzung des Weinberg-Salam $SU(2) \times U(1)$ -Modells und eines Stromalgebra-Zugangs erhält man einen Ausdruck für die Korrektur des Vektor-Formfaktors [Sir78]. In guter Näherung gilt dasselbe Resultat auch für die axiale Formfaktorkorrektur:

$$\frac{\alpha_{em}}{\pi} c_{MD} = \frac{\alpha_{em}}{\pi} d_{MD} = 1.05\%. \quad (1.50)$$

1.3.5 $SU(3)_f$ -Brechung

Bei der Extraktion von $|V_{us}| \cdot f_1(0)$ aus dem Verzweigungsverhältnis $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ spielt in erster Ordnung in δ nur der Einfluss der $SU(3)$ -Brechung auf das Verhältnis g_1/f_1 und g_2/g_1 eine Rolle [Cab04]. Im Wesentlichen lassen sich die Ansätze zur Behandlung der $SU(3)$ -Brechung in zwei Kategorien einteilen [Cab03] [Flo04] [Rat04]:

Zur ersten Kategorie gehören Theorien, welche die Chirale Störungstheorie benutzen, um Abweichungen der Formfaktoren vom exakten $SU(3)$ -Limit zu berechnen [And93][Flo98]. Rechnungen für f_1 reichen von kleinen negativen Korrekturen zu größeren positiven Korrekturen (positive Korrekturen in f_1 sind allerdings eher unwahrscheinlich [Cab03]). Die Größe der Korrekturen liegt bei etwa 5%, abhängig vom betrachteten semileptonischen Hyperonzerfall. Für g_1 ergeben sich innerhalb der Chiralen Störungstheorie so große Korrekturen (Größenordnung 50% [Jen91]), dass es scheint, dass die chirale Entwicklung zusammenbricht.

Zur zweiten Kategorie gehören Rechnungen, die auf Quarkmodellen basieren [Don87] [Sch95]. Solche Rechnungen sagen in verschiedenen $\Delta S = 1$ -Zerfällen einen um 1.3% bis 2.5% reduzierten Formfaktor f_1 vorher. Diese Korrekturen sind universell und gelten für alle semileptonischen Hyperonzerfälle. Für g_1 liegen die Korrekturen im Bereich von 5-6%.

Hinsichtlich des Formfaktors g_2 ergeben theoretische Rechnungen einen Wert für $g_2(0)/g_1(0)$ im Bereich zwischen -0.2 und -0.5. Leider sind bisher die experimentellen Messungen von g_2 noch sehr ungenau.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die experimentell bestimmten Werte für $\frac{g_1}{f_1}$ von der KTeV-Kollaboration benutzt [Ala01]:

$$\frac{g_1}{f_1} = 1.32 \pm 0.21_{stat} \pm 0.05_{syst}. \quad (1.51)$$

Da die experimentellen Fehler auf die Formfaktoren g_2 und f_2 sehr groß sind, werden

hierfür die Werte des $SU(3)$ -Limes verwendet und deren Einfluss auf die Akzeptanz-Bestimmung im systematischen Fehler berücksichtigt.

1.4 Der Zerfall $B \rightarrow b\pi$

Die Zerfallsklasse $B \rightarrow b\pi$ spielt im Rahmen dieser Arbeit eine bedeutende Rolle, da zum einen der Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ als auch die sekundären Folgezerfälle darunter fallen.

Das Matrixelement für nichtleptonische Zerfälle von Hyperonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ wie $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ lautet in allgemeiner Form [Com01]:

$$\mathcal{M} = G_F m_\pi^2 \cdot \bar{B}(A' - B'\gamma_5)b, \quad (1.52)$$

wobei A' und B' Konstanten sind. G_F ist die Fermi-Konstante und m_π die jeweilige π -Masse.

Aus dieser Formel läßt sich die Übergangsrate

$$R \propto 1 + \gamma \hat{s}_b \cdot \hat{s}_B + (1 - \gamma)(\hat{s}_b \cdot \hat{n})(\hat{s}_B \cdot \hat{n}) + \alpha(\hat{s}_b \cdot \hat{n} + \hat{s}_B \cdot \hat{n}) + \beta \hat{n} \cdot (\hat{s}_b \times \hat{s}_B) \quad (1.53)$$

berechnen. \hat{n} ist ein Einheitsvektor in Flugrichtung des Tochterbaryons, \hat{s}_B und \hat{s}_b sind Einheitsvektoren in Richtung der Spins des Mutter- bzw. Tochterteilchens.

Die Parameter α, β und γ beinhalten die Abhängigkeiten von den Zerfallskonstanten A' und B' :

$$\alpha = 2 \Re \left(\frac{sp^*}{|s|^2 + |p|^2} \right) \quad (1.54)$$

$$\beta = 2 \Im \left(\frac{sp^*}{|s|^2 + |p|^2} \right) \quad (1.55)$$

$$\gamma = \frac{|s|^2 - |p|^2}{|s|^2 + |p|^2}, \quad (1.56)$$

wobei $s = A'$ und $p = |p_b|B'/(E_b + m_b)$ ist. Außerdem gilt

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1. \quad (1.57)$$

In der Literatur findet man üblicherweise die Parameter ϕ und Δ , welche experimentell besser zugänglich sind. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$\sin \phi = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \quad (1.58)$$

$$\tan \Delta = -\frac{\beta}{\alpha}. \quad (1.59)$$

Im Falle erhaltener *Zeitumkehr* \mathcal{T} folgt in Abwesenheit von Endzustands-Wechselwirkungen (*final state interactions*) $\beta = 0$ [Koc64]. Bisherige Messungen [PDG04] des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ergaben allerdings $\beta \neq 0$, was auf nicht zu vernachlässigende Endzustands-Wechselwirkungen hindeutet.

Allgemein läßt sich für die Zerfalls-Klasse „Spin 1/2 \rightarrow Spin 1/2 + Pion“ zeigen, dass sich bei einer Polarisation \vec{P}_B des Mutterteilchens folgende anisotrope Winkelverteilung für das auslaufende Tochterbaryon ergibt [Com01][Swa03]:

$$\frac{dN}{d(\vec{P}_B \cdot \hat{n})} = \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha \vec{P}_B \cdot \hat{n}). \quad (1.60)$$

Das entstehende Tochterbaryon ist ebenfalls polarisiert. Beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ ergibt sich für das in Richtung $\hat{\Lambda}$ (im Ξ^0 -Ruhe-system) auslaufende Λ -Hyperon die Polarisation \vec{P}_Λ als Funktion der ursprünglichen Polarisation des Ξ^0 -Hyperons \vec{P}_{Ξ^0} :

$$\vec{P}_\Lambda = \frac{(\alpha_\Xi + \vec{P}_\Xi \cdot \hat{\Lambda}) \cdot \hat{\Lambda} + \beta_\Xi \cdot (\vec{P}_\Xi \times \hat{\Lambda}) + \gamma_\Xi \cdot \hat{\Lambda} \times (\vec{P}_\Xi \times \hat{\Lambda})}{1 + \alpha_\Xi \vec{P}_\Xi \cdot \hat{\Lambda}}. \quad (1.61)$$

Dabei beziehen sich α_Ξ , β_Ξ und γ_Ξ auf Parameter der Zerfallsamplitude des Ξ^0 -Hyperons.

2 Der NA48 Detektor

Das NA48-Experiment ist ein *Fixed-Target*-Experiment am Super-Proton-Synchrotron *SPS* des europäischen Zentrums für Elementarteilchenphysik *CERN*¹ in Genf. Ursprünglich wurde das Experiment für die präzise Bestimmung des Parameters $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ der direkten *CP*-Verletzung im K_L - K_S -System konzipiert. Voraussetzung hierfür waren neben einer hohen Statistik der relevanten *K*-Zerfallsmoden die Reduktion der systematischen Effekte durch den experimentellen Aufbau. Dies wurde durch die Verwendung einer doppelten Strahlführung erreicht: Ein K_S - und K_L -Strahl wurden gleichzeitig unter Verwendung jeweils eines Detektor-nahen (K_S) und -fernen (K_L) *Targets* erzeugt. Obwohl die Strahlführung für das Studium von neutralen Kaonen ausgelegt war, lassen sich prinzipiell auch andere neutrale Primärteilchen erzeugen und nachweisen, solange diese bei den gegebenen Energien eine für die Distanzen der Zerfallsregion geeignete mittlere Lebensdauer aufweisen. Diese Bedingung ist insbesondere erfüllt für Λ - und Ξ^0 -Hyperonen, die am K_S -Target produziert werden: Mit einem Lorentz-Faktor von typischerweise 100 und einer mittleren Lebensdauer von $2.63 \cdot 10^{-10}$ s bzw. $2.90 \cdot 10^{-10}$ s zerfällt ein Großteil innerhalb der etwa 40 m langen Zerfallsregion hinter dem K_S -Target.

Von Juni bis September 2002 fand die zweite Phase des NA48-Experiments mit dem Namen NA48/1 statt, das einen neutralen Kaon- und Hyperon-Strahl hoher Intensität zur Verfügung stellte. Es wurde von einer Kollaboration der Institute Cambridge, CERN, Dubna, E. Fermi Universität Chicago, Edinburgh, Ferrara, Florenz, Mainz, Northwestern Universität Chicago, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Turin, Warschau und Wien getragen. Um die Suche nach seltenen K_S -Zerfällen und ein Studium von neutralen Hyperon-Zerfällen zu ermöglichen, wurde die Strahlführung leicht verändert und einige Verbesserungen an der Auslese-Elektronik vorgenommen.

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über das NA48/1-Experiment und die verwendeten Komponenten des Detektors.

2.1 Das Super-Proton-Synchrotron (SPS)

Das Super-Proton-Synchrotron am CERN ist ein ringförmiger Beschleuniger mit einem Umfang von 6.3 km. Dieser stellte im Jahr 2002 einen intensiven Proton-Strahl zur Verfügung, der auf das K_S -Target gerichtet wurde. Die Protonen-Energie betrug

¹*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*, vormals **C**onseil **E**uropéen pour la **R**écherche **N**ucléaire

typischerweise 400 GeV. Der Strahl wurde gepulst, so dass im Abstand von 12 s Pakete (sogenannte *bursts*) mit etwa $4 \cdot 10^{10}$ Protonen bei annähernd konstanter Intensität und einer zeitlichen Länge von 4.8 s auf das Target trafen.

2.2 Die Strahlführung

Die Strahlführung im Jahr 2002 ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die z -Achse zeigt entlang der Strahlachse und definiert zusammen mit der y -Achse, die nach oben gerichtet ist, ein rechtwinkliges Koordinatensystem.

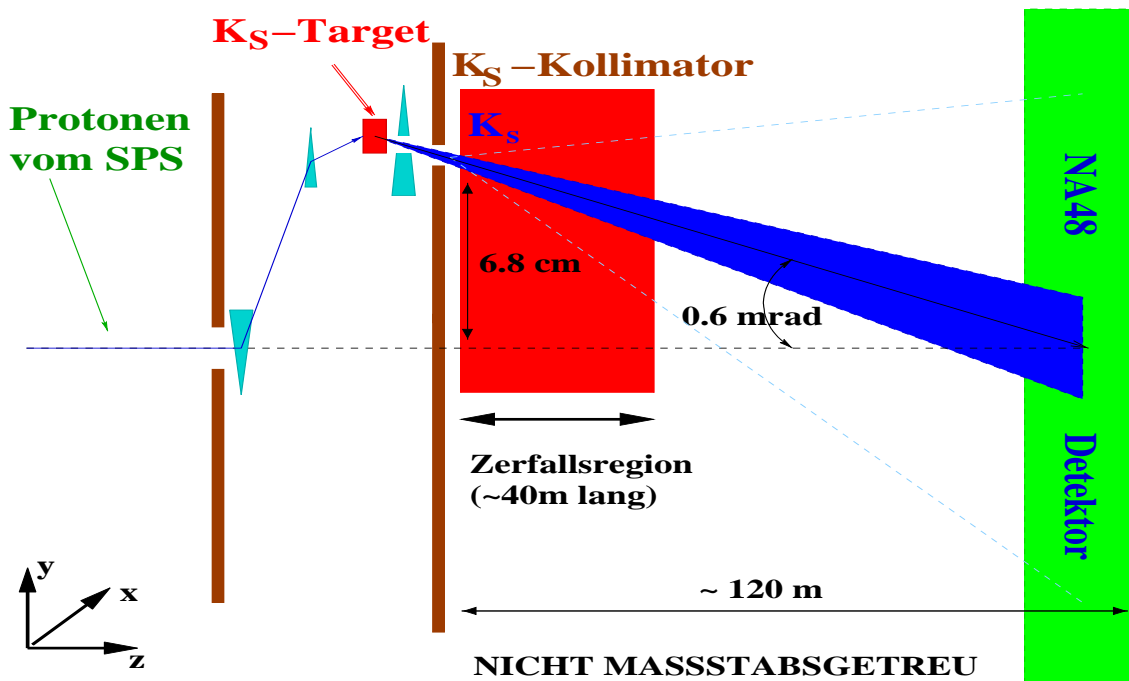


Abbildung 2.1: Die Strahlführung von NA48/1 im Jahr 2002 [Pic05].

Im Gegensatz zu früheren Datennahmen wurde nur das K_S -Target genutzt, der K_L -Strahl wurde blockiert. Außerdem wurde der *Tagging*-Detektor und der K_S -Antizähler entfernt. Die Protonen mussten daher auch nicht mehr mit einem Kristall (*bend crystal*) abgelenkt werden, sondern konnten allein mit magnetischen Feldern zum Target geleitet werden. Dadurch konnte die Intensität weiter erhöht werden.

2.2.1 Der K_S /Hyperonen-Strahl

Der Proton-Strahl wurde unter einem Winkel von 4.2 mrad auf das Target gerichtet, das 7.2 cm oberhalb der Strahlachse angebracht war. Das Target selbst bestand aus einem 40 cm langen und 2 mm dicken Beryllium-Draht. Der produzierte K_S /Hyperon-Strahl

wurde durch ein System von drei Kollimatoren unter einem Winkel von 0.6 mrad auf das Zentrum des Detektors gerichtet, um den primären Neutronenfluss in die Zerfallsregion zu reduzieren. Daraus ergab sich ein Produktionswinkel von insgesamt 4.8 mrad. Der definierende Kollimator mit einem Radius von 3.6 mm war 5.27 m vom K_S -Target entfernt, was zu einer Strahl-Divergenz von 0.7 mrad führte.

Ein Dipol-Magnet (*sweeping magnet*) lenkte geladene Teilchen in der x -Ebene ab, so dass nur ein Strahl neutraler Teilchen die Zerfallsregion erreichte. Um Photonen (u. a. von π^0 -Zerfällen) im neutralen Strahl zu reduzieren, wurde zwischen Target und Ablenkmagnet ein 24 mm langer Platin-Absorber platziert.

2.2.2 Die Zerfallsregion

Die Zerfallsregion hinter dem K_S -Target ist umgeben von einem Vakuumtank, um Vielfachstreuung der Zerfallsprodukte zu vermeiden. Der Vakuumtank gliedert sich in zwei Sektionen, von denen die erste eine Länge von 40 m bei einem Durchmesser von 1.9 m und die zweite eine Länge von 48 m bei einem Durchmesser von 2.4 m hat. Im Vakuumtank herrscht ein Druck von weniger als 10^{-3} mbar.

Unmittelbar daran schließt sich, getrennt durch ein 800 μm dickes Kevlar-Fenster (entspricht ≈ 0.003 Strahlungslängen), ein Heliumtank von 24 m Länge mit Atmosphärendruck an, in welchem das Magnetspektrometer eingebettet ist. Der Strahl selbst wird im Tank innerhalb einer evakuierten Strahlröhre mit 15 cm Durchmesser durch den Detektor bis zum Strahlstopp (*beam dump*) fortgeführt.

2.3 Die Detektorkomponenten

In Abbildung 2.2 ist die Anordnung der Detektorsysteme von NA48/1 mit Blick senkrecht zur Strahlrichtung dargestellt. Für die vorliegende Analyse spielen das magnetische Spektrometer und das elektromagnetische Kalorimeter die wichtigste Rolle. Die Information des Hodoskops für geladene Teilchen und der Photon-Antizähler (*AKL*) waren vor allem für Entscheidungen der ersten Triggerstufe (*L1*) relevant.

2.3.1 Das Magnet-Spektrometer

Für die Messung von Zerfalls-Vertizes und Impulsen geladener Teilchen wird ein konventionelles Magnet-Spektrometer eingesetzt. Es besteht aus zwei Paaren von Driftkammern, jeweils eines vor und hinter dem Dipolmagneten (siehe Abbildung 2.3).

Die Driftkammern vor dem Magneten dienen der Vertex-Bestimmung. Das magnetische Feldintegral entlang des Zentralfelds des Magneten beträgt 0.83 Tm, was einer Transversalimpuls-Änderung von 265 MeV/c bei einfach geladenen Teilchen entspricht. Die Homogenität des Magnetfelds im Bereich des Strahls ist besser als 5% bei einer

2 Der NA48 Detektor

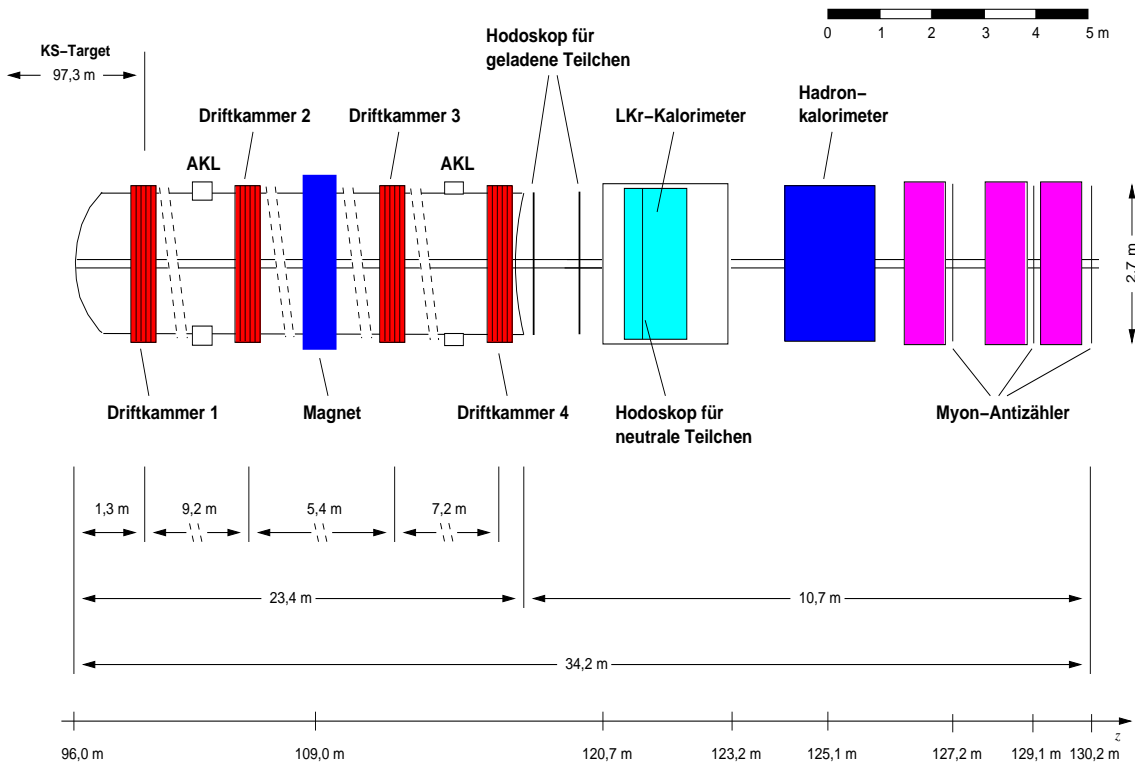


Abbildung 2.2: Schematischer Querschnitt des NA48/1-Detektors [Pic05].

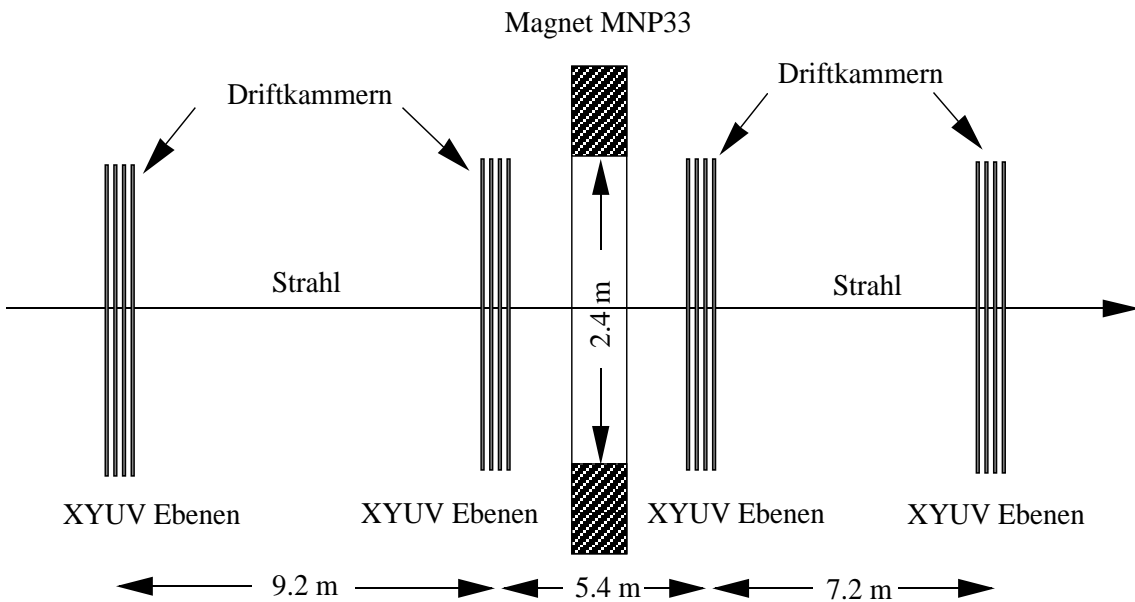


Abbildung 2.3: Das Magnet-Spektrometer [Pic05].

Flussdichte von $B_y = 0.37$ T [NA95]. Um systematische Effekte bezüglich einer Asymmetrie in x -Richtung zu kontrollieren, wurde die Polarität des Magnetfelds jede Woche umgekehrt.

Während der Datennahme im Jahr 2002 wurde die dritte Driftkammer nicht ausgelesen. Die Information über den Spurpunkt in der letzten Kammer genügt, um aus der Ablenkung einer rekonstruierten Spur aus den beiden ersten Driftkammern im Magnetfeld deren Impuls zu bestimmen.

Jede Kammer beinhaltet vier Ebenen (X, Y, U, V , *views*), welche wiederum aus zwei um 0.5 cm gegeneinander verschobenen parallelen Ebenen (*planes*) mit jeweils 256 Signaldrähten aufgebaut sind. Jeweils zwei der Ebenen (X, Y und U, V) bilden ein rechtwinkliges Koordinatensystem. Um Mehrdeutigkeiten bei der Spurpunkt-Rekonstruktion zu vermeiden, sind die Ebenen (X, Y) und (U, V) um 45° gegeneinander gedreht. Die Signaldrähte selbst sind in einem Abstand von 1 cm angeordnet. Als aktives Medium wird ein Gasgemisch aus 49.7% Argon, 49.7% Ethan und 0.6% Wasserdampf verwendet.

Das Spektrometer erreichte bei NA48/1 eine Ortsauflösung von $150 \mu\text{m}$, eine Impulsauflösung von $\delta p/p [\%] = 0.42 \oplus 0.01 p$ [GeV/c] und eine Zeitauflösung von etwa 1.4 ns [Lai03].

2.3.2 Das Hodoskop für geladene Teilchen

Direkt anschließend an den Heliumtank des Spektrometers ist ein Hodoskop für die Zeitmessung geladener Teilchen installiert. Das Hodoskop besteht aus einer vertikalen und horizontalen Ebene von jeweils 64 Plastik-Szintillatorstreifen. Um Rückstreuungssignale vom elektromagnetischen Kalorimeter, das 80 cm hinter dem Hodoskop positioniert ist, unterdrücken zu können, sind die beiden Ebenen in einem Abstand von 75 cm aufgebaut.

Die Breite der Streifen beträgt nahe des Strahlrohrs 6.5 cm und im äußeren Bereich 9.9 cm, um der verschiedenen hohen Zählrate in den unterschiedlich aktiven Regionen Rechnung zu tragen. Die Auslese der Signale in den Szintillatoren geschieht über Photomultiplier an den Streifenenden. Das geladene Hodoskop erreichte im Jahre 2002 eine Zeitauflösung von 400 ps (vergleiche Abbildung 5.1). Das Triggersystem griff bei seinen Entscheidungen auf die Daten dieser Detektor-Komponente zurück.

2.3.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter von NA48/1 ist ein Flüssig-Krypton-Kalorimeter (LKr)², dessen Projektion in der xy -Ebene die Form eines Oktagons mit einem Innenradius von 120 cm beschreibt. Hauptaufgabe ist die Messung des Ortes und der Energie von elektromagnetisch-wechselwirkenden Teilchen (z. B. Elektronen und Photonen).

²Liquid Krypton Calorimeter

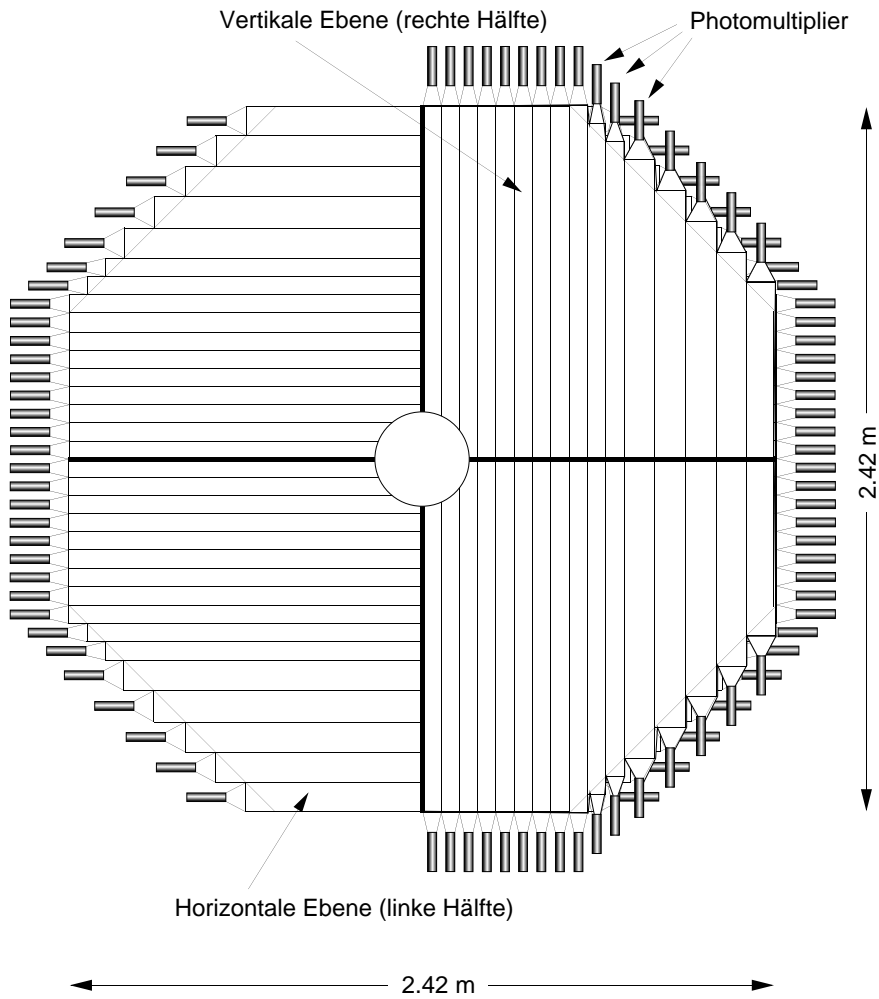


Abbildung 2.4: Das Hodoskop für geladene Teilchen [Pic05].

Flüssiges Krypton (insgesamt 10 m^3) zeichnet sich als aktives Medium besonders durch seine relativ kleine Strahlungslänge von $X_0 = 4.76 \text{ cm}$ und seinen Molière-Radius von $R_M = 4.7 \text{ cm}$ aus. Die Länge des Kalorimeters von 125 cm entspricht ungefähr 27 Strahlungslängen.

Insgesamt hat das elektromagnetische Kalorimeter etwa 13500 Zellen mit einer Größe von $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Diese werden durch $40 \mu\text{m}$ dicke, 1.8 cm breite und 1.27 m lange Kupfer-Beryllium-Streifen (sogenannte *Ribbons*) begrenzt (siehe Abb. 2.5, 2.6), die als Kathoden und Anoden dienen. Die Elektroden-Streifen verlaufen durch fünf leicht versetzte Streifenmasken im Zickzack in Strahlrichtung. Diese Anordnung reduziert die Abhängigkeit des Signals vom Auftreffpunkt eines Teilchens: Sekundäre Elektronen eines Schauers driften aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes zur Anode und induzieren dort einen Strom, welcher nicht linear vom Abstand des Schauers-Mittelpunkts zur Anode abhängt. Die *Akkordeon*-Geometrie verringert die ineffiziente Detektion von

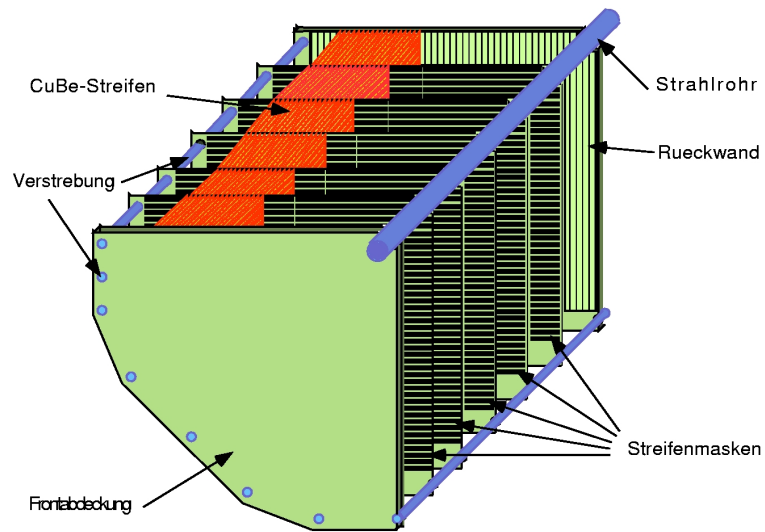


Abbildung 2.5: Schnitt durch ein Segment des elektromagnetischen Kalorimeters [Pic05].

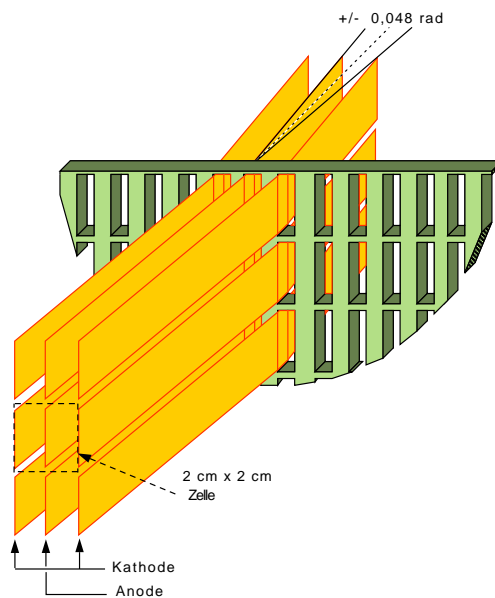


Abbildung 2.6: Die Zellstruktur und die Kupfer-Beryllium-Elektrodenstreifen des elektromagnetischen Kalorimeters [Pic05].

Schauern, welche sich nahe der Elektroden entwickeln.

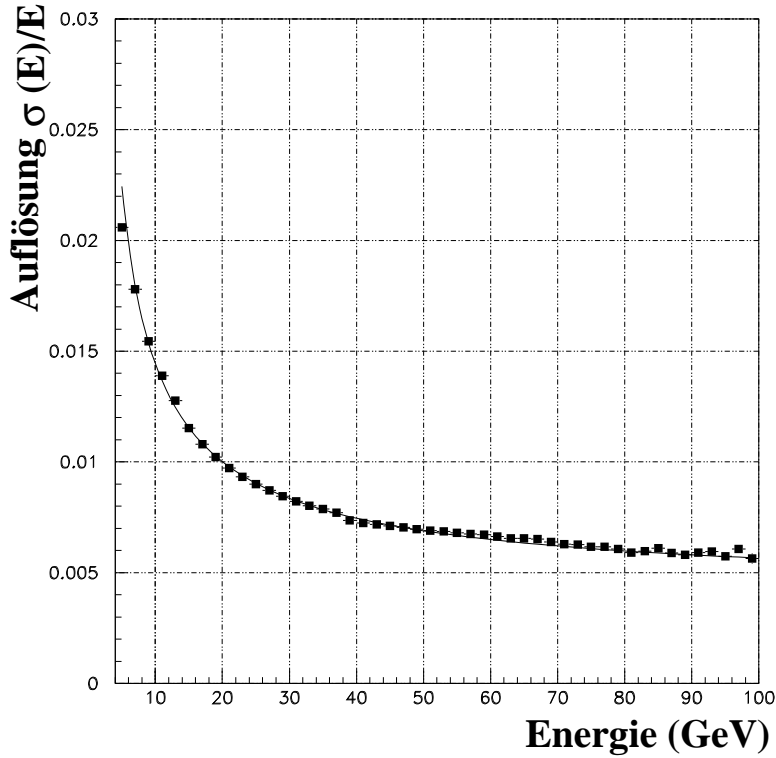


Abbildung 2.7: Die Energie-Auflösung des LKr-Kalorimeters als Funktion der Energie [Una00].

Die Energieauflösung des Kalorimeters bei NA48/1 lässt sich gemäß

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3.2\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus \frac{9\%}{E/\text{GeV}} \oplus 0.42\% \quad (2.1)$$

parametrisieren (siehe Abbildung 2.7) [Una00]. Optimiert wurde die Energiemessung durch Interkalibration mit Elektronen aus einem reinen K_{e3}^0 -Datensatz³, deren Impuls aus den Spektrometer-Daten genau bekannt war.

Die typische transversale Ortsauflösung von elektromagnetischen Schauern lag bei 1.5 mm bei einer Zeitauflösung von etwa 300 ps.

Zu Beginn der Datennahme 2002 wurde die Auslese des elektromagnetischen Kalorimeters durch die Implementierung des *Supereventbuildings* erheblich verbessert, woran im Rahmen dieser Arbeit beim Erstellen von Monitor-Programmen mitgearbeitet wurde. Bis zu diesem Zeitpunkt war die maximale Datenrate limitiert durch den sogenannten *Data Concentrator (DC)*, der die Nullunterdrückung (*zero suppression*) durchführte und somit die Datenmenge der 13500 ausgelesenen Zellen essentiell

³ $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$

verringerte. Das Prinzip des Supereventbuildings ist die Zusammenfassung von jeweils zwei Ereignissen zu einem, unter Verzicht auf redundante Zeitintervalle bei der Auslese. Damit ließ sich der Durchsatz des DC verdoppeln. Der Verlust der Energieauflösung aufgrund dieser Vorgehensweise lag im Promille-Bereich und kann innerhalb dieser Analyse vernachlässigt werden [Arc02].

2.3.4 Das Hodoskop für neutrale Teilchen

Das neutrale Hodoskop [Anz97] befindet sich in der aktiven Region des LKr-Kalorimeters. Im Einzelnen besteht es aus 256 Bündeln von szintillierenden Fasern innerhalb Epoxy-Fiberglas-Röhrchen (siehe Abbildung 2.8). Das Hodoskop ist auf der zweiten Streifenmaske des elektromagnetischen Kalorimeters (entspricht etwa zehn Strahlungslängen) befestigt, wo im Mittel elektromagnetische Schauer mit typischen Energien bei NA48/1 ihr Maximum haben. Ausgelesen werden die Fiberbündel über 32 Photomultiplier, welche außerhalb des aktiven Kalorimeter-Volumens montiert sind.

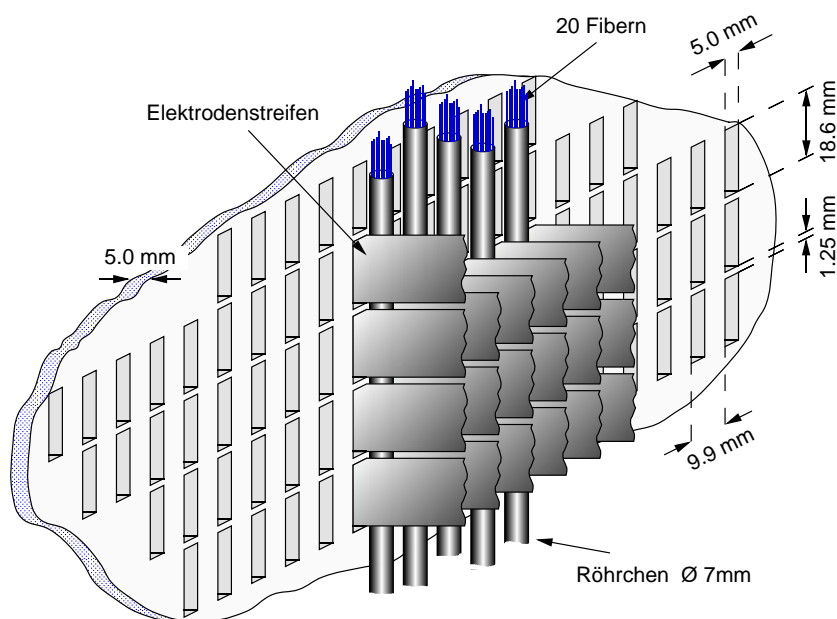


Abbildung 2.8: Position des neutralen Hodoskops innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters [Pic05].

Die Zeit von elektromagnetischen Schauern kann mit diesem Hodoskop mit einer Auflösung von etwa 300 ps gemessen werden. Diese unabhängige Zeitmessung wird zur Überprüfung der Zeitmessung des LKr-Kalorimeters verwendet. Außerdem lieferte es eine präzise Zeitmessung für die erste Triggerstufe, was unter anderem die Grundlage des neutralen *minimum-bias*-Triggers (siehe Abschnitt 2.4.1) bildete.

2.3.5 Das hadronische Kalorimeter

Hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter schließt sich das Hadron-Kalorimeter (*HAC*), ein konventionelles *Eisen-Szintillator-Sandwich*-Kalorimeter, an (siehe Abbildung 2.9). Damit lässt sich die Energie von hadronischen Schauern bestimmen.

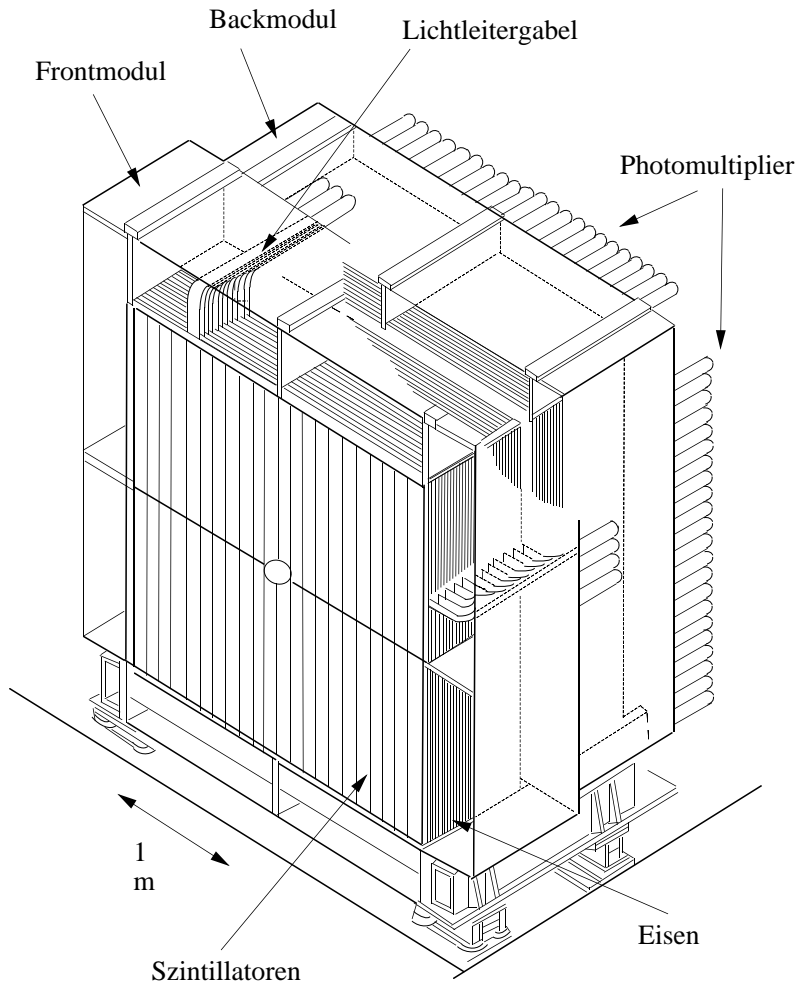


Abbildung 2.9: Das hadronische Kalorimeter [Pic05].

Das hadronische Kalorimeter besteht aus zwei Modulen (*front* und *back*) mit je 24 Eisenplatten, welche eine Dicke von 25 mm haben. Zwischen den Eisenplatten befinden sich alternierend horizontale und vertikale Szintillatorstreifen. Jede Szintillatorlage ist in zwei Halbebenen mit jeweils 22 Streifen segmentiert, so dass jede Ebene aus insgesamt 44 Szintillator-Streifen gebildet wird. Hintereinander liegende Streifen gleicher Projektion werden einseitig über einen Lichtleiter zusammengefaßt und gemeinsam mit einem Photomultiplier ausgelesen.

Die Energieauflösung des Hadron-Kalorimeters beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{69\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (2.2)$$

für hadronische Schauer [Wil97].

Im Rahmen dieser Arbeit wird das hadronische Kalorimeter nicht verwendet, da sich die Energie von geladenen Hadronen über die Impulsmessung im Spektrometer deutlich präziser bestimmen lässt. Somit spielt das Hadron-Kalorimeter in dieser Analyse nur eine nebensächliche Rolle bei der Entscheidung der ersten Triggerstufe⁴ (siehe Abschnitt 2.4.1). Die massive Bauweise des hadronischen Kalorimeters dient außerdem der Abschirmung von hadronischen Teilchen vor den Myon-Antizählern.

2.3.6 Die Myon-Antizähler

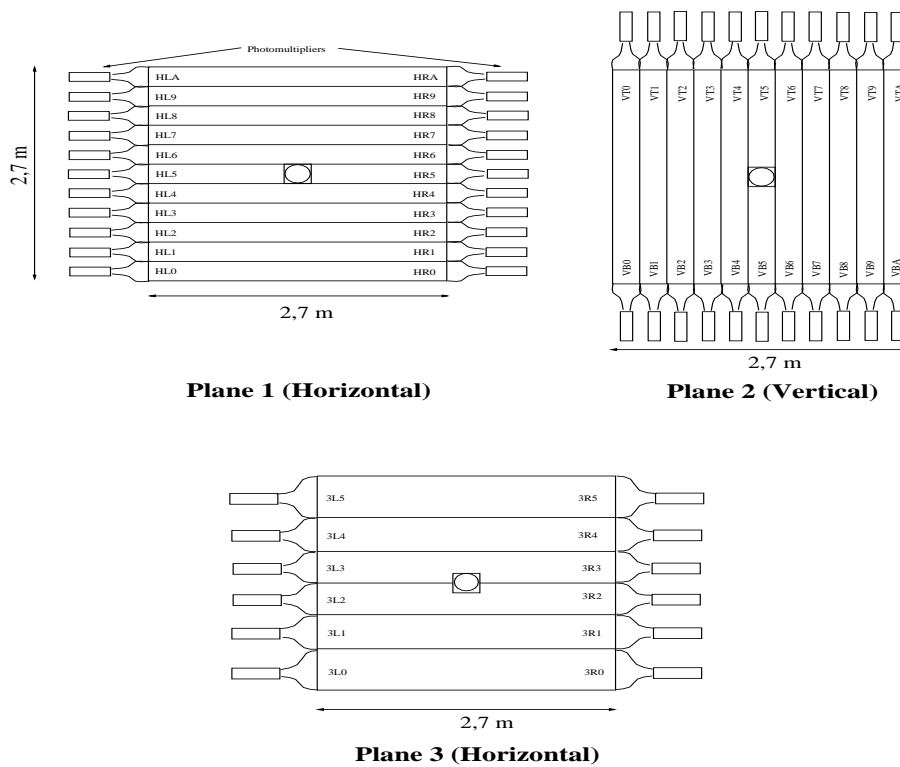


Abbildung 2.10: Die drei Ebenen der Myon-Antizähler [Pic05].

Die Myon-Antizähler (*MUV*) befinden sich strahlabwärts hinter dem hadronischen Kalorimeter. Sie bestehen aus drei 80 cm dicken massiven Eisenplatten, welche als

⁴Hierfür wurde die Energiesumme aus dem Frontmodul benutzt.

Myonen-Filter dienen, jeweils gefolgt von einer Schicht mit Szintillator-Streifen. Die Streifen der ersten und dritten Ebene sind horizontal, die der zweiten Ebene vertikal orientiert (siehe Abbildung 2.10). In der ersten und zweiten Ebene sind jeweils elf Szintillator-Streifen mit einer Breite von 25 cm und einer Dicke von 1 cm angeordnet. Die sechs Szintillator-Streifen der dritten Ebene haben eine Breite von 44.6 cm und sind nur 0.6 cm dick. Innerhalb einer Ebene sind die Streifen in Strahlrichtung leicht versetzt und überlappen sich um 5 mm. Jeder Streifen wird beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen.

Während die ersten beiden Ebenen für die eigentliche Myon-Detektion vorgesehen sind, wird die dritte Ebene in Verbindung mit dem hadronischen Kalorimeter hauptsächlich zur Kontrolle der Effizienz der beiden anderen Ebenen verwendet.

Die Effizienz der Myon-Antizähler beträgt etwa 99% für Myonen mit einer Energie über 10 GeV [Bev98]. Die Zeitaufösung liegt bei etwa 500 ps.

2.3.7 Die Photon-Antizähler (AKL)

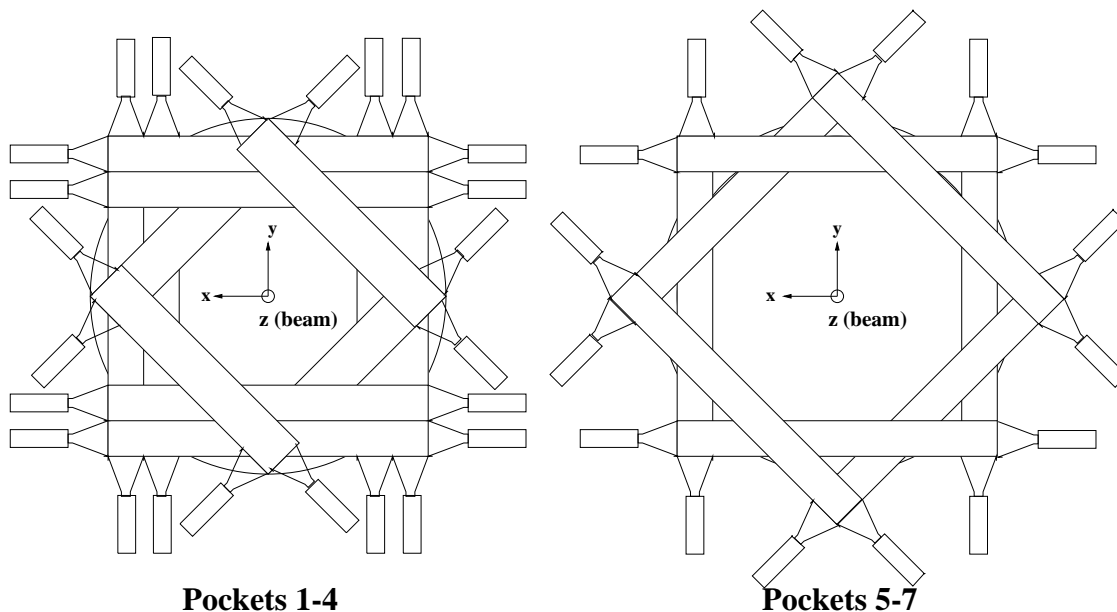


Abbildung 2.11: Der Aufbau der Photon-Antizähler (AKL) [Pic05].

Die Photon-Antizähler dienen dem Nachweis von sekundären Teilchen, die auf ihrem Weg durch das Zerfallsvolumen den Bereich der *Detektorakzeptanz* verlassen. Die Zähler umschließen in sieben oktagonalen Ringen das gesamte Zerfallsvolumen, wobei die ersten vier Ringe aus 24 und die übrigen aus 16 Plastik-Szintillator-Streifen bestehen, die an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden (siehe Abbildung 2.11). Vor jedem Szintillator befindet sich eine 3.5 cm dicke Stahlschicht zur Photonkonversion. Die Kombination aus Szintillator und Eisenschicht wird als *pocket* bezeichnet. Die

Nachweiseffizienz für sekundäre Photonen liegt bei etwa 95% bei einer Zeitauflösung von unter 2 ns [Tor96].

Ursprünglich bei der Messung von $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ als Veto-Zähler gegen $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Zerfälle mit Photonen außerhalb der Detektorakzeptanz verwendet, wird dieses Detektorsystem bei Hyperon-Analysen von NA48/1 hauptsächlich bei Entscheidungen der ersten Triggerstufe ($L1$) benutzt.

2.3.8 Der Strahlintensitäts-Monitor

Zwischen den Myon-Antizählern und dem Strahlstopp ist der Strahlintensitäts-Monitor installiert. Seine Aufgabe ist die Überwachung der Strahlintensität mittels primär am Target erzeugter Photonen und Neutronen, die den Detektor unbemerkt innerhalb des Strahlrohrs durchqueren.

Der Monitor besteht aus einer horizontalen und einer vertikalen Ebene mit jeweils 24 Bündeln von szintillierenden Fasern. Die aktive Fläche des Detektors ($18\text{ cm} \times 18\text{ cm}$) ist mit einer dünnen Absorber-Schicht überzogen, um Photonen in Elektron-Positron-Paare zu konvertieren.

Der Strahlintensitäts-Monitor ist nicht exakt kalibriert, sondern wird hauptsächlich für das Studium der zufälligen Aktivität verwendet. Außerdem wird er für die Erzeugung von zufälligen Triggern (*Random*) benutzt, welche mit der instantanen Strahlintensität korreliert sind.

2.4 Das Datenerfassungssystem

Beim Entwurf des Datenerfassungssystems wurden aufgrund der hohen Strahlintensität und der damit erwarteten Datenrate sehr hohe Anforderungen an das Triggersystem gestellt. Wichtige Kriterien hierbei sind die Bewältigung und Reduktion von hohen Triggerraten bei einer totzeitfreien Datenverarbeitung. NA48/1 verwendete daher neben dem Auslesen der Informationen einzelner Detektorkomponenten in Ringspeicher einen dreistufigen, teilweise parallelen Triggeraufbau [Arc02b].

Die Struktur des Triggersystems und das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten ist in Abbildung 2.12 verdeutlicht.

Das Triggersystem der ersten beiden Stufen ($L1$ und $L2$) wird vom sogenannten *Trigger-Supervisor* kontrolliert. Dieser vergibt für jedes registrierte Ereignis eine Zeitmarke (*timestamp*) auf der Basis des globalen Zeitsignals von 40 MHz, d. h. in Zeiteinheiten von 25 ns, zählend vom Beginn eines Strahlpulses⁵. Da die Ringpuffer der Auslese-Elektronik einzelner Detektorkomponenten nur Ereignisse innerhalb eines Zeitfensters von $200\ \mu\text{s}$ speichern können, bevor sie von neuen Daten überschrieben werden, muss eine Triggerentscheidung innerhalb dieses Intervalls getroffen werden.

⁵Der Anfang und das Ende des Strahlpulses wird durch speziell vom SPS zur Verfügung gestellte Signale festgelegt.

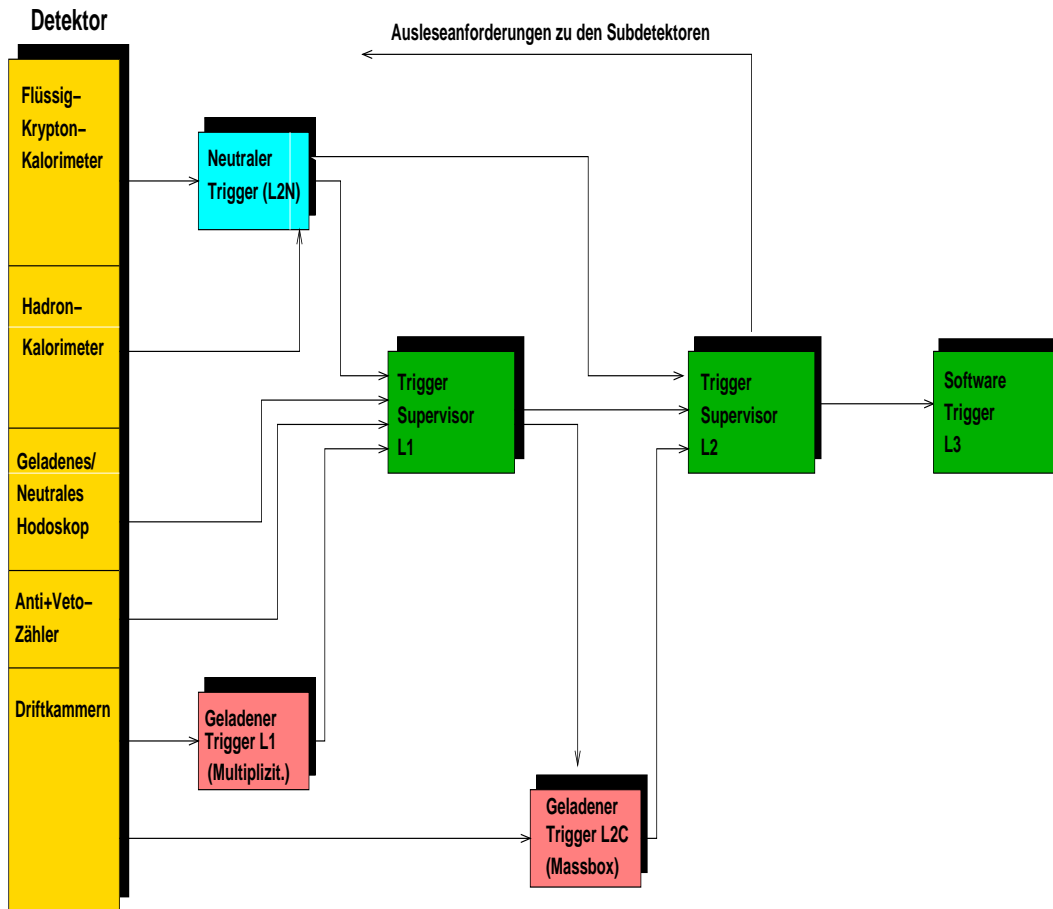


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des NA48/1 Triggersystems [Pic05].

Der Trigger-Supervisor sendet bei einer positiven Entscheidung an alle Detektor-komponenten die Zeitmarke des entsprechenden Ereignisses, welche dann in einem zwischen 100 ns und 250 ns breiten Zeitintervall um die Ereigniszeit auslesen und zur weiteren Verarbeitung an die *Online-PC-Farm* übertragen.

2.4.1 Der Level-1-Trigger

Die erste Triggerstufe (*Pretrigger L1*) ist vollständig als Hardware-Trigger realisiert. Prinzipiell verarbeitet der L1-Trigger Informationen von den Hodoskopen, dem AKL, den Driftkammern und den Myon-Antizählern innerhalb einer schnellen logischen Kette. Im Folgenden soll besonders auf die für diese Analyse relevanten Triggerbedingungen eingegangen werden.

Speziell die für Hyperonzerfälle verwendete L1-Triggerbedingung⁶ wurde während

⁶Signal- und Normierungskanal wurden über die gleiche L1-Triggerbedingung selektiert.

der Datennahme im Jahr 2002 mehrmals geändert. Deshalb wird die Analyse der semileptonischen Ξ^0 -Zerfälle in drei Perioden eingeteilt, um der unterschiedlichen Triggerereffizienz aufgrund von Änderungen in der L1-Triggerstufe und einem Problem mit dem geladenen Hodoskop gegen Ende der Datennahme Rechnung zu tragen:

- 1. Periode (mit den *Run-Nummern* 13858-13940)

$$Q1 \cdot \overline{AKL} \cdot GE2TRK \cdot (E_{lkr} + E_{tot}) + Q1/D \quad (2.3)$$

- 2.+3. Periode (mit den *Run-Nummern* 13941-14150 bzw. 14151-14186)

$$Q1 \cdot \overline{AKL} \cdot \overline{1TRK} \cdot (E_{lkr} + E_{tot}) + Q1/D \quad (2.4)$$

Dabei bedeutet „ \cdot “ ein logisches „und“ und „+“ ein logisches „oder“. Im Einzelnen besteht der Ausdruck aus folgenden Teilbedingungen:

- **Q1** : Mindestens eine Koinzidenz zwischen der vertikalen und horizontalen Ebene des geladenen Hodoskops. Dieses Signal registriert Zerfälle mit mindestens einem geladenen Teilchen im Endzustand.
- **\overline{AKL}** : Keine Aktivität in den Pockets 6 und 7 des Photon-Antizählers (AKL) innerhalb desselben Zeitintervalls.
- **$\overline{1TRK}$** : Die Anzahl der *Treffer* in der ersten Driftkammer muss konsistent mit der Hypothese von mehr als einer Spur sein. Im Einzelnen bedeutet dies, dass mindestens drei *views* jeweils mehr als zwei Treffer registrieren.
- **GE2TRK** : Die Anzahl der *Treffer* in der ersten Driftkammer muss konsistent mit der Hypothese von mindestens zwei Spuren sein. Der Unterschied zu 1TRK liegt im Wesentlichen darin, dass in mindestens drei *views* mehr als drei Treffer gefordert werden. Es stellte sich heraus, dass diese Bedingung eine intrinsische Ineffizienz aufweist, weshalb der L1-Trigger dann auch geändert wurde. Die Ursache liegt in ineffizienten Drähten und Defekten in der Auslese-Elektronik der Driftkammern (siehe auch 3.2).
- **E_{lkr}** : Die gesamte Energie, die das Ereignis im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert, muss mehr als 15 GeV betragen.
- **E_{tot}** : Die Summe aus der gesamten Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (nur Frontmodul) muss größer als 30 GeV sein.
- **Q1/D** : Die Q1-Bedingung, mit einem *Downscaling*-Faktor (DS) von 1000, d. h. nur jedes 1000-ste Ereignis mit positiver Q1-Bedingung wird ausgelesen. Mit Hilfe dieser Teilbedingung lässt sich die Effizienz der Hauptkomponente der Triggerbedingung überprüfen.

Die Rate der auf diese Weise selektierten L1-Ereignisse betrug bei NA48/1 etwa 25000/Burst. Ein gewisser Teil dieser Ereignisse wurde sofort aufgezeichnet (Kontroll-Trigger *charged minimum bias*), ohne die Entscheidung nachfolgender Triggerstufen abzuwarten: In der ersten Periode betraf dies jedes 25. und ab der zweiten Periode jedes 35. Ereignis⁷.

Für die Messung der Effizienz des L1-Triggers für Ereignisse mit geladenen Endprodukten wird eine Triggerbedingung mit minimaler Verzerrung („*neutral minimum bias trigger*“, T0N) verwendet. Für das Auslösen des T0N-Triggers wurde lediglich ein Signal im neutralen Hodoskop verlangt. Damit ist diese Triggerkomponente unkorreliert mit Triggerbedingungen, die von Signalen geladener Teilchen in den Driftkammern abhängen. Während NA48/1 betrug der Downscaling-Faktor des T0N 100.

2.4.2 Der Level-2-Trigger

Die zweite Triggerstufe des NA48/1-Experiments bestand aus zwei Komponenten: Dem L2-Trigger für neutrale Ereignisse und dem geladenen Trigger (*Massbox*, MBX).

Der neutrale Trigger trifft seine Entscheidungen aus Informationen über die Energie und Position von Schauern im elektromagnetischen Kalorimeter. Damit ist er besonders geeignet, Ereignisse mit neutralen Teilchen im Endzustand zu selektieren. Für die Analyse von Hyperonzerfällen wird der neutrale Trigger nicht verwendet.

Ereignisse mit geladenen Teilchen im Endzustand, die die erste Triggerstufe passiert haben, werden an die Massbox weitergeleitet. Die Massbox ist im Wesentlichen aus acht Singleboard-Computern mit Power-PC-Prozessoren [Anv98] aufgebaut.

Für jedes Ereignis werden Spurpunkte in einzelnen *views* der ersten, zweiten und vierten Driftkammer des Spektrometers ausgewertet. Dazu werden aus den Treffern in den Driftkammern Trajektorien, daraus Zerfalls-Vertizes und schließlich auch Impulse und invariante Massen unter bestimmten Hypothesen rekonstruiert. Schnitte auf die so erhaltenen kinematischen Größen entscheiden dann, ob das entsprechende Ereignis akzeptiert oder verworfen wird.

Um potentielle semileptonische Hyperonzerfälle zu selektieren, wurde folgende logische Bedingung definiert:

$$z_{\text{ok}} \cdot \overline{\text{MBX}} \cdot \text{Dist}_{\text{DCH1}} \cdot P_{\text{rat}}. \quad (2.5)$$

Die einzelnen Komponenten der Triggerbedingung bedeuten dabei folgendes:

- z_{ok} : Zwei extrapolierte Spuren bilden bei einer minimalen Annäherung (*CDA*)⁸ von höchstens 5 cm einen Vertex im Bereich von 100 cm bis 5100 cm relativ zum K_S -Target.

⁷Die Reduktion des Downscaling-Faktors wurde aufgrund der verbesserten Effizienz der L1-Bedingung ($\text{GE2TRK} \Leftrightarrow \overline{1\text{TRK}}$) vorgenommen.

⁸Englisch: **c**losest **d**istance of **a**pproach

- **$\overline{\text{MBX}}$** : Diese Komponente verwirft alle Ereignisse (eventuelle Λ , $\bar{\Lambda}$ und K^0 -Kandidaten), die eine der folgenden Bedingungen erfüllen:
 - Unter der Annahme, dass eine Spur einem π^- und eine andere einem Proton entspricht, erfüllt die rekonstruierte invariante Masse m_{p,π^-} die Bedingung: $|m_{p,\pi^-}^2 - M_{\Lambda_{\text{PDG}}}^2| < 0.02 \cdot M_{\Lambda_{\text{PDG}}}^2$
 - Unter der Annahme, dass eine Spur einem π^+ und eine andere einem Antiproton entspricht, erfüllt die rekonstruierte invariante Masse $m_{\bar{p},\pi^+}$ die Bedingung: $|m_{\bar{p},\pi^+}^2 - M_{\Lambda_{\text{PDG}}}^2| < 0.02 \cdot M_{\Lambda_{\text{PDG}}}^2$
 - Unter der Annahme, dass beide Spuren gegensätzlich geladenen Pionen entsprechen, erfüllt die rekonstruierte invariante Masse m_{π^+,π^-} bei einem ausgewogenen Impulsverhältnis der beiden Spuren $1/5 < p_{\pi^+}/p_{\pi^-} < 5$ die Bedingung: $|m_{\pi^+,\pi^-}^2 - M_{K_{\text{PDG}}^0}^2| < 0.02 \cdot M_{K_{\text{PDG}}^0}^2$
- **$\text{Dist}_{\text{DCH1}}$** : Der transversale Abstand von zwei rekonstruierten Spuren in der ersten Driftkammer muss größer als 5 cm sein. Dieser Schnitt unterdrückt Photon-Konversionen im Detektor-Material vor der Driftkammer (größtenteils vom Kevlar-Fenster), welche einen sehr kleinen Öffnungswinkel aufweisen.
- **P_{rat}** : Für das Impulsverhältnis zwischen zwei rekonstruierten Spuren muss

$$P_{\text{big}}/P_{\text{small}} > 3.5$$

gelten, wobei P_{big} (P_{small}) die Spur mit dem größeren (kleineren) Impuls ist.

Mit dieser Triggerkonfiguration ergab sich für den semileptonischen Hyperon-Trigger (L2) eine Rate akzeptierter Ereignisse von ≈ 10000 Ereignissen pro Burst.

Zusätzlich zu dieser dedizierten Triggerbedingung waren in der Software der Massbox noch einige sogenannte „*Shortcuts*“ implementiert. Dabei handelt es sich um Abfragen, bei deren positivem Ausgang das Ereignis akzeptiert wird, ohne den eigentlichen Hyperontrigger zu durchlaufen. Dies führte bei der Bestimmung der Triggereffizienzen zu Problemen, weil solche Ereignisse nicht explizit als semileptonische Hyperonzerfälle gekennzeichnet werden. Daher müssen zusätzlich noch folgende Shortcuts in der Analyse berücksichtigt werden:

- **2μ** : Mindestens zwei Treffer in den Myon-Antizählern, die mit von der Massbox rekonstruierten Spuren kompatibel sind.
- **4 tracks** : Mindestens vier von der Massbox rekonstruierte Spuren.

2.4.3 Die Online-PC-Farm

Wird ein Ereignis von der zweiten Triggerstufe akzeptiert, sendet der Trigger-Supervisor an alle Detektorkomponenten das Signal zum Auslesen des betreffenden Ereignisses.

Dieses wird dann von der jeweiligen Auslese-Elektronik an die *Online-PC-Farm* [Wit01] weitergeleitet.

Der parallele Datenstrom der Detektorkomponenten gelangt zunächst zu 14 *Sub-detektor-PCs*⁹, welche in Echtzeit das Datenformat überprüfen und die Datenpakete weiter an die *Event-Building-PCs* schicken. Dort werden die Informationsströme der Detektorsysteme in einem kompakten Datenblock zusammengefügt. Außerdem werden generelle, Laufzeit-abhängige, technische Detektor-Informationen hinzugefügt.

Jeder Event-Building-PC verarbeitet nur einen Teil eines gesamten Bursts (*burstlets*), den er dann über eine Gigabit-Ethernet-Verbindung auf eine Reihe von Diskservern im Rechenzentrum des CERN überträgt. Dort werden die Burstlets vom *CDR*¹⁰-System zu einer Datei zusammengesetzt und in einer Datenbank registriert.

2.4.4 Der Level-3-Trigger

Die letzte Triggerstufe (*L3*) besteht aus einer reinen Softwarelösung, welche mit einem Datenpuffer von etwa zwei Tagen ausgestattet ist und auf der *Offline-PC-Farm* eingesetzt wird. Zu den Aufgaben des L3-Triggers gehört zunächst die Rekonstruktion der Ereignisse aus dem Rohdatenstrom, den die Online-PC-Farm liefert. Danach werden die Ereignisse nach rekonstruierten physikalischen Größen (*filter*) selektiert. Am Ende werden die akzeptierten Ereignisse in verschiedene Ausgabeströme geschrieben, aufgeteilt in Kalibrations- und spezielle Analyse-Kategorien.

Das Selektionskriterium für semileptonische Ξ^0 -Ereignisse setzt sich aus folgenden Teilbedingungen zusammen:

- mindestens zwei entgegengesetzt geladene Spuren im Spektrometer
- Impulsverhältnis der beiden Spuren $P_{\text{rat}} > 3.5$
(vergleiche Definition P_{rat} beim L2-Trigger)
- eine Spur mit einem Impuls von mehr als 20 GeV
- Bedingung an das Verhältnis E/P
(Verhältnis der Energie eines zu einer Spur assoziierten Schauers im elektromagnetischen Kalorimeter zum Impuls, gemessen im Spektrometer)
 - entweder eine Spur mit $E/P > 0.85$ und eine mit $E/P < 0.95$
 - oder eine Spur mit $E/P < 0.95$ und jeweils ein Treffer in der ersten und zweiten Ebene des Myon-Antizählers
- mindestens zwei Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter mit einer Energie von mehr als 2 GeV (Photon-Kandidaten)

⁹Jedem Detektor-Subsystem wird ein PC, dem LKr-Kalorimeter acht PCs zugeordnet.

¹⁰Englisch: **C**entral **D**ata **R**ecording.

- Abstand der Photonkandidaten von den extrapolierten Auftreffpunkten aller Spuren größer als 5 cm.

Für den Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ wurden folgende Kriterien angewandt:

- mindestens zwei entgegengesetzt geladene Spuren im Spektrometer
- Impulsverhältnis der beiden Spuren $P_{\text{rat}} > 3.5$
- Differenz zwischen rekonstruierter invarianter $p\pi^-$ -Masse und der nominellen Λ -Masse [PDG04] kleiner als 10 MeV
- mindestens zwei Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter mit einer Energie von mehr als 2 GeV (Photon-Kandidaten), die von Spuren innerhalb eines Zeitfensters von 3 ns zur mittleren Zeit der beiden Vertex-Spuren einen Mindestabstand von 5 cm haben.

Als „Kontrolltrigger“ für die dritte Triggerstufe wird auch ein sogenannter *autopass stream* erzeugt. Er besteht aus zufällig akzeptierten Ereignissen, die keinen L3-Filter durchlaufen. Dieser Datenstrom mit einem Downscaling-Faktor von 50 eignet sich für die Effizienz-Bestimmung der dritten Triggerstufe.

2.4.5 Das Datenformat

Die von der dritten Triggerstufe akzeptierten Daten wurden hauptsächlich in zwei verschiedenen Datenformaten auf Band geschrieben: *GOLDRAW* und *GOLDCOMPACT*. Während *GOLDRAW* nur aus Rohdaten der einzelnen Subdetektorsysteme besteht, enthält *GOLDCOMPACT* rekonstruierte physikalische Größen und wird für vorläufige Analysen benutzt.

In einer weiteren Iteration werden die Daten später mit aktuellen Kalibrationswerten *reprozessiert* und die endgültige Version im *COMPACT*¹¹-Datenformat abgespeichert.

2002 Datensatz	GOLDRAW	COMPACT	SUPERCOMPACT
Hyperonen	25 TB	3000 GB	600 GB
L3-Autopass	2 TB	250 GB	50 GB

Tabelle 2.1: Größe der Datensätze von NA48/1, die für Hyperon-Analysen zur Verfügung gestellt werden.

Um eine weitere Datenreduktion zu erreichen, werden – aufgeteilt in physikalische Kanäle – sogenannte *SUPERCOMPACT*-Dateien produziert. Sie nehmen zum einen nur für die jeweilige Analyse relevante Informationen auf, zum anderen werden sie mit effizienten Algorithmen komprimiert (siehe Tabelle 2.1).

¹¹Englisches Akronym: Compact Optimized Program for Accessing Countless Terabytes.

Die vorliegende Analyse benutzt dabei SUPERCOMPACT-Daten, die aus dem reprozessierten Datensatz *GOLDCOMPACT19* gewonnen wurden. Dabei werden nur Ereignisse verwendet, die in den Runs 13858–14186 und damit in der Zeit vom 25. Juli bis 18. September 2002 aufgezeichnet wurden.

Die Analyse der Daten wird in insgesamt drei Perioden eingeteilt, um unterschiedliche Effizienzen von Triggersystemen und Detektorkomponenten bei der Datennahme zu berücksichtigen. Einen Überblick über die Perioden ist in Tabelle 2.2 zusammengestellt.

Periode	Runs	Datum
1	13858-13940	25.07.2002 - 01.08.2002
2	13941-14150	01.08.2002 - 19.08.2002
3	14151-14186	19.08.2002 - 18.09.2002

Tabelle 2.2: *Einteilung der Daten in drei Zeitperioden.*

3 Die Monte-Carlo-Simulation

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Analyse ist die Abschätzung der geometrischen Detektorakzeptanz des NA48-Detektors mittels einer Monte-Carlo-Simulation (MC), sowohl für den semileptonischen Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}$ als auch den nicht-leptonischen Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$. Als Ausgangspunkt wurde das MC-Simulationspaket *NASIM* [Ber00] in der Version 32 verwendet. Die Beschreibung von physikalischen Ereignissen wird in drei Stufen vollzogen: Erzeugung des Zerfalls mit den zugehörigen kinematischen Größen, physikalische Simulation der Wechselwirkung von den erzeugten Teilchen mit dem Detektor und Modellierung der erzeugten Signale der Detektor-Auslese.

Da die ursprüngliche *NASIM*-Version nur Kaon-Zerfälle vorsah, nahm die Implementierung von Hyperonen mit den entsprechenden Eigenschaften einen großen Teil dieser Arbeit in Anspruch. Dies beinhaltet auch die Implementierung der Generatoren für Hyperon-Zerfälle.

In den Abbildungen dieses Kapitels, die MC-Simulation und Daten miteinander vergleichen, sind alle Analysekriterien angewandt, wie sie in Kapitel 5 näher erläutert werden. Pfeile markieren dabei jeweils die Werte innerhalb eines Histogramms, wo in der Analyse geschnitten wird.

3.1 Allgemeine Eigenschaften von *NASIM32*

Das Programmpaket *NASIM32* ist in der Lage, alle Detektorsysteme mit Ausnahme der Photon-Antizähler und des neutralen Hodoskops zu simulieren. Die Beschreibung von Wechselwirkungen der simulierten Teilchen mit dem Detektormaterial basiert auf dem *GEANT3*-Paket [Gea94]. Dazu wird der Verlauf detektierbarer Teilchen¹ durch alle Detektorsysteme bei gegebener Geometrie und Materialbelegung extrapoliert und folgende Reaktionen mit Materie berücksichtigt:

- Elektron-Positron-Annihilation
- Photon-Konversion
- Bremsstrahlung
- Compton-Streuung

¹Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie werden von der Simulation nicht berücksichtigt.

- Erzeugung von δ -Strahlen
- Hadronische Wechselwirkung
- Kontinuierlicher Energieverlust
- Vielfach-Streuung.

Daneben werden auch Zerfälle von Sekundärprodukten während des Flugs berücksichtigt.

Prinzipiell ermöglicht NASIM32 die volle Simulation von Schauern in den Kalorimetern, was allerdings enorm viel Zeit beansprucht. Um die Simulation zu beschleunigen, wird auf eine Bibliothek (*shower library* [Cal94]) von vorgefertigten Schauern zugegriffen. Leider werden hadronische Schauer im hadronischen Kalorimeter vor allem bei hohen Energien unzureichend beschrieben. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit auf die Information des HAC in der Simulation verzichtet, um zusätzliche systematische Effekte aufgrund von Unterschieden zwischen Daten und MC-Simulation zu vermeiden.

Ein weiterer kritischer Punkt von NASIM32 ist die Zeitinformation, die von den simulierten Detektorkomponenten erzeugt wird. Die Zeitinformation wird vor allem dazu benötigt, zufällige Aktivität zu reduzieren, die ein physikalisches Ereignis überlagert. Da die MC-Simulation die Zeit-Verteilungen der Daten nicht präzise wiedergibt, werden in der Selektion der MC-Ereignisse keine Zeitschnitte angewendet². Deswegen werden in den Daten im Signal- und Normierungskanal so weit wie möglich die gleichen Kriterien bezüglich der Zeitmessungen gefordert, so dass sich beim Bilden des Zerfallsverhältnisses keine Verzerrungen ergeben.

Das AKL und das neutrale Hodoskop sind nicht in der Geometrie von NASIM32 definiert. Da das neutrale Hodoskop in dieser Analyse nur zur Triggereffizienzbestimmung herangezogen wird und das AKL von der ersten Triggerstufe ausgewertet wird, ist die Simulation dieser beiden Systeme hier nicht relevant.

Die Simulation der zweiten Triggerstufe für geladene Ereignisse (Massbox) ist nicht vertrauenswürdig [Cle04] und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht benutzt. Unter anderem werden zusätzliche zufällige Treffer in den Drahtebenen der Driftkammern, wie sie in den Daten auftreten, nicht simuliert. In der Analyse wird daher die Triggereffizienz aus den Daten bestimmt und unabhängig von der MC-Simulation berücksichtigt.

Um die zeitaufwendige Produktion von MC-Ereignissen weiter zu beschleunigen, werden schon auf Generatorebene kinematische Schnitte durchgeführt. Dazu werden die Flugbahnen der generierten Teilchen zu Positionen von bestimmten Detektorsystemen extrapoliert. Trifft ein Teilchen dabei nicht den akzeptierten Bereich der Detektorkomponente, werden dessen kinematische Generator-Werte zwar in eine Datei geschrieben, aber nicht mehr an Geant3 für die Detektorsimulation übergeben. Die angewandten Schnitte lauten im Einzelnen:

²NASIM32 simuliert keine zufällige Aktivität.

- Abstand R_{DCH} der Spur-Auftreffpunkte in den Driftkammern von der Strahlachse:

$$10 \text{ cm} < R_{\text{DCH}} < 120 \text{ cm}$$

- Abstand R_{LKr} der Photon-Auftreffpunkte im LKr von der Strahlachse:

$$13 \text{ cm} < R_{\text{LKr}} < 120 \text{ cm}.$$

Bei der Bestimmung der geometrischen Akzeptanz werden die nicht simulierten Ereignisse mit berücksichtigt. Das Verfahren wurde vor der Anwendung darauf geprüft, dass diese Schnitte auf Generatorebene die Anzahl der akzeptierten Ereignisse nicht verändern, indem MC-Datensätze mit und ohne diese Schnitte miteinander verglichen wurden.

3.2 Simulation der Driftkammer-Ineffizienzen

Bei der Untersuchung der Effizienz der zweiten Triggerstufe stößt man auf partiell ineffiziente Bereiche einzelner Drahtebenen (vergleiche Abbildung 3.1).

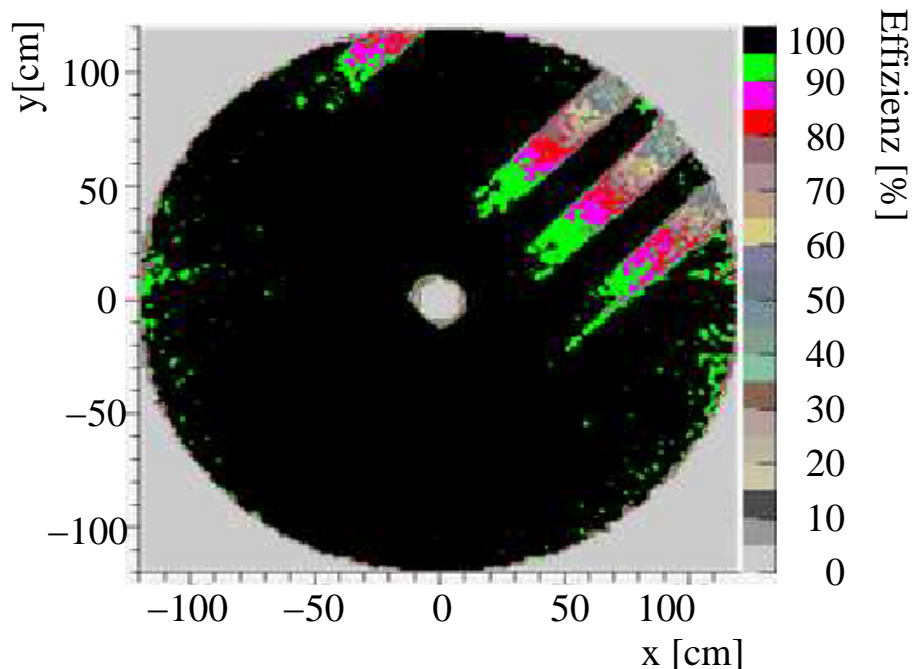


Abbildung 3.1: Gemittelte Effizienz der vierten Driftkammer, vierte Drahtebene, in Run 14019 [Cle04].

Da die Massbox – im Gegensatz zur Rekonstruktionssoftware – nicht alle Drahtebenen auswertet, haben einzelne ineffiziente Ebenen einen großen Einfluss auf die Effizienz für Ereignisse mit geladenen Endprodukten. Die Drahtineffizienzen haben ihre Ursache zum einen in Problemen der Auslese-Elektronik, die für das Jahr 2002 neu angefertigt wurde. Zum anderen stellte sich heraus, dass bei der Verkabelung teilweise falsche Abschlusswiderstände verwendet wurden.

Hierbei handelt es sich nicht um eine zeitlich konstante Ineffizienz: Die ineffizienten Bereiche variieren zwischen den einzelnen Runs. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, werden für jeden Run mittels COMPACT-Daten für jede Driftkammer Effizienz-Karten erstellt, welche die Draht-Ineffizienzen in Segmenten von $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ katalogisieren. Bei der Produktion von MC-Datensätzen werden diese Karten eingelesen und bei der Rekonstruktion der Spurpunkte berücksichtigt.

Die entsprechende Gewichtung der einzelnen Runs innerhalb des gesamten Datensatzes wird sichergestellt, indem die Anzahl der pro Run generierten Ereignisse mit der summierten Protonen-Intensität am Target ins Verhältnis gesetzt wird.

3.3 Die Implementation von Ξ^0 -Zerfällen in NASIM32

3.3.1 Der Ξ^0 -Strahl

Das Ξ^0 -Spektrum

Das Spektrum des Ξ^0 -Strahls in der MC-Simulation wird an $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ Ereignisse angepasst, die mit dem *Charged Minimum Bias*-Trigger selektiert wurden (vgl. Abschnitt 2.4.1). Dazu wird zunächst ein MC-Datensatz mit gleichverteilten Ξ^0 -Impulsen p_{Ξ^0} und einer Polarisation von $P_x = -10\%$ (siehe Abschnitt 3.4) erzeugt. Die akzeptierten Ereignisse dieses Datensatzes spiegeln die Detektorakzeptanz für diesen Zerfall als Funktion der Energie wider. Dividiert man das Spektrum aus den experimentellen Daten durch diese Akzeptanzverteilung, erhält man die Verteilung für das Produktionsspektrum, das durch folgende Parametrisierung empirisch genähert wird:

$$W(p_{\Xi^0}) = (a_1 \cdot p_{\Xi^0} + a_2 \cdot p_{\Xi^0}^2 + a_3 \cdot p_{\Xi^0}^3) \cdot \exp(a_4 \cdot p_{\Xi^0} + a_5 \cdot p_{\Xi^0}^2). \quad (3.1)$$

Die Koeffizienten a_i (siehe Tabelle 3.1) werden für Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ separat bestimmt, da das Spektrum für Antiteilchen etwas weicher ausfällt³.

Die Parametrisierung berücksichtigt keine Winkelabhängigkeit, da die Apertur des Kollimatorsystems den effektiven Öffnungswinkel auf weniger als 1 mrad begrenzt. Die Geometrie der Kollimatoren zusammen mit dem Target sind in NASIM32 beschrieben. Deren relative Positionen bestimmen zusammen mit der Apertur des definierenden Kollimators den Raumwinkel $d\Omega$, über den der Ξ^0 -Strahl gleichmäßig generiert wird. Die absoluten Positionen dieser Komponenten sind von essentieller Bedeutung für eine

³Bei $\bar{\Xi}^0$ muss das \bar{u} -Quark – im Gegensatz zum u -Quark beim Ξ^0 – auch aus dem See erzeugt werden.

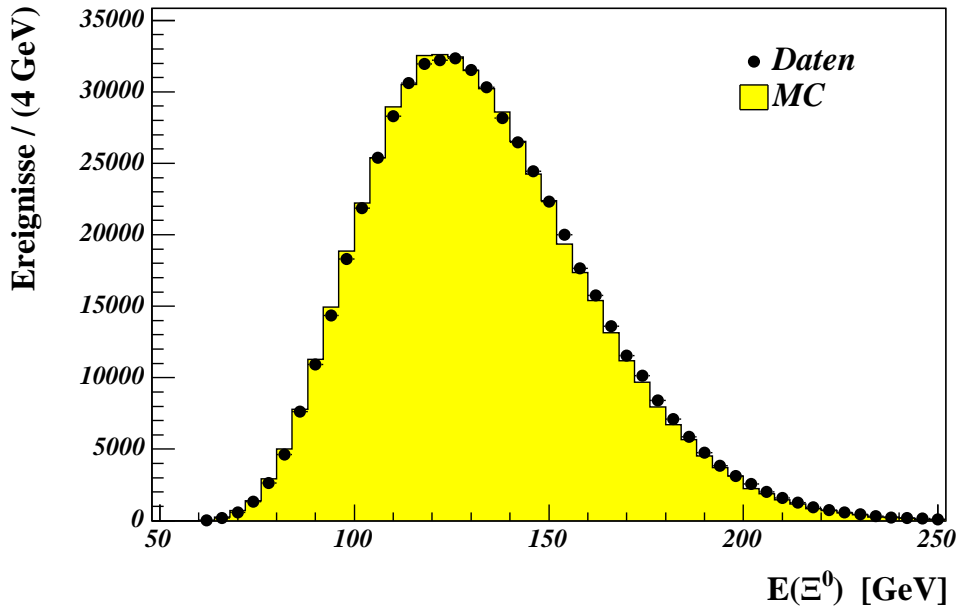


Abbildung 3.2: Vergleich des akzeptierten Ξ^0 -Spektrums zwischen Daten und MC-Simulation für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.

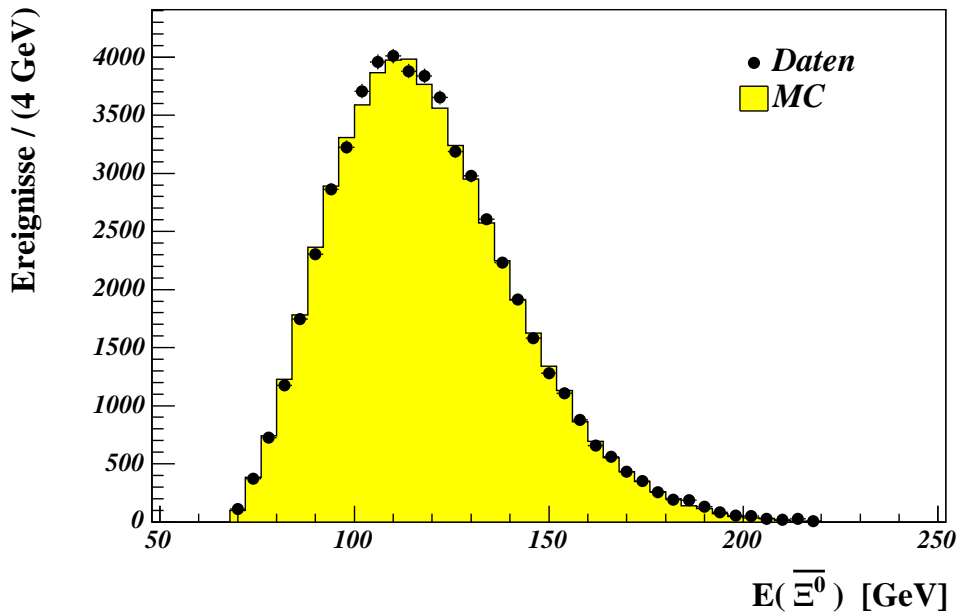


Abbildung 3.3: Vergleich des akzeptierten $\bar{\Xi}^0$ -Spektrums zwischen Daten und MC-Simulation für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Ereignisse.

Koeffizient	Ξ^0 -Strahl	$\bar{\Xi}^0$ -Strahl
a_1	$6.886 \cdot 10^{-1}$	$8.152 \cdot 10^{-1}$
a_2	$-1.479 \cdot 10^{-2}$	$-3.360 \cdot 10^{-3}$
a_3	$1.558 \cdot 10^{-4}$	$-1.922 \cdot 10^{-7}$
a_4	$-3.713 \cdot 10^{-2}$	$-2.394 \cdot 10^{-2}$
a_5	$-7.015 \cdot 10^{-6}$	$-3.246 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 3.1: Anpassung der Koeffizienten an das gemessene Ξ^0 -Spektrum für p_{Ξ^0} in GeV/c.

exakte Simulation. Mit Hilfe eines $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Datensatzes hoher Reinheit und einem verlässlichen Monte-Carlo-Generator, der schon für die Messung von $\mathfrak{R}(\epsilon'/\epsilon)$ optimiert wurde, konnten diese Positionen sehr präzise bestimmt werden [Pic03]. Die Übereinstimmung der Energie-Verteilung von Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Hyperonen zwischen MC-Simulation und Daten nach allen Analyseschritten (vergleiche Kapitel 6) ist in Abbildung 3.2 und 3.3 gezeigt. Dabei sind die simulierten Verteilungen jeweils auf die Datensätze flächennormiert.

Zerfallsgeneratoren

Die Zerfallsvertizes von primären und sekundären Mutterteilchen werden unter Verwendung der Lebensdauern aus [PDG04] bestimmt. Generell wird aus einer gleichverteilten Zufallszahl R zwischen 0 und 1 ein exponentielles Verhalten für die Flugstrecke λ als Funktion von $\beta\gamma$ mittels

$$\lambda(\beta\gamma, R) = z_{\max} - \beta\gamma c\tau \cdot \log \left[1 + \left(e^{\frac{z_{\max}}{\beta\gamma c\tau}} - 1 \right) \cdot R \right] \quad (3.2)$$

generiert⁴. $\beta\gamma$ läßt sich aus dem Impuls und der Masse des zerfallenden Teilchens berechnen, $c\tau$ ist die mittlere Lebensdauer in cm und z_{\max} ist eine Integrationskonstante, die in der vorliegenden Simulation auf 100 m gesetzt wird.

In Abbildung 3.4 ist die Verteilung des Ξ^0 -Zerfallsvertex gezeigt. Die leichte Diskrepanz in der Kollimator-Region (0-600 cm) rührt von der unterschiedlichen Auflösung zwischen Daten und MC-Simulation her. Möglicherweise beeinflusst zusätzlich eine um etwa 5% höhere Ξ^0 -Lebensdauer im Vergleich zum verwendeten MC-Wert $c\tau = 8.71$ cm die Verteilung [Mar04].

Die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen die Differenz zwischen Ξ^0 - und Λ - bzw. Σ^+ -Zerfallsvertex. Diese Größe entspricht der Λ - bzw. Σ^+ -Lebensdauer. Alle verwendeten mittleren Zerfallslängen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

⁴Das Verfahren zur Transformation aus gleichverteilten Zufallszahlen kann z. B. in [PDG04] nachgelesen werden.

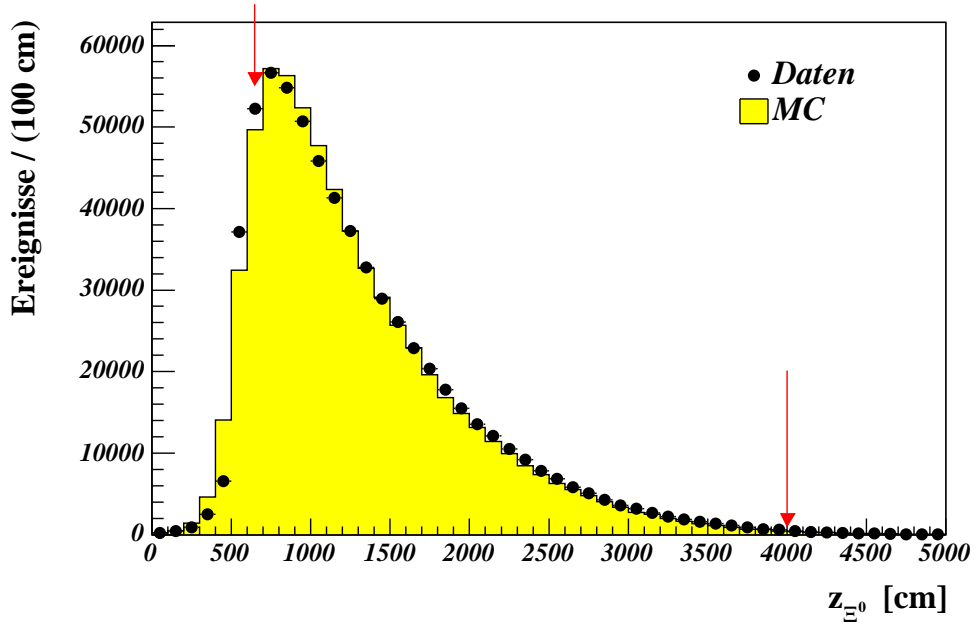


Abbildung 3.4: Vergleich der z -Komponente des Ξ^0 -Zerfallsvertex (CDA-Vertex, siehe Abschnitt 4.6) für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation. Die Pfeile markieren den Analyseschnitt.

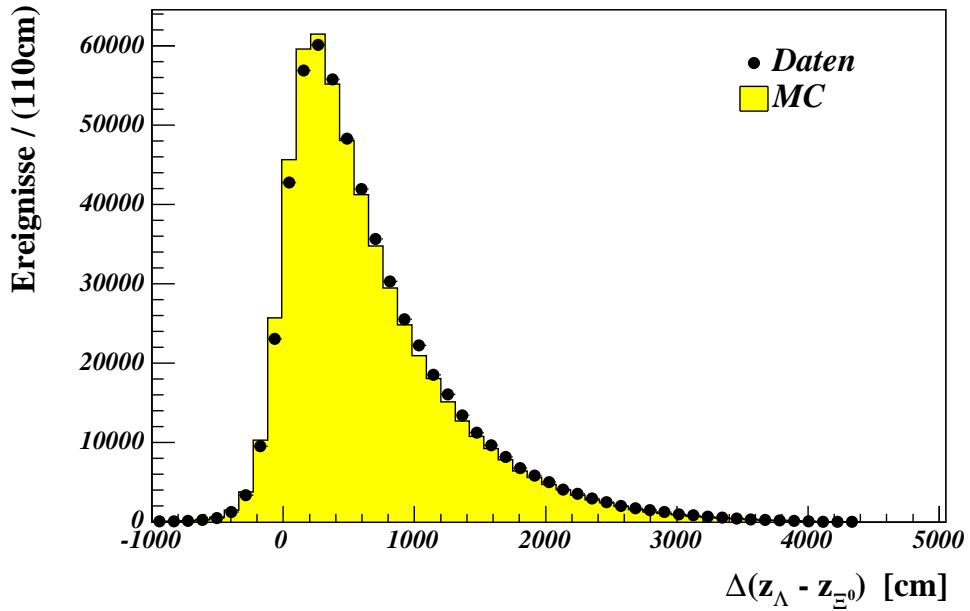


Abbildung 3.5: Vergleich der Differenz der z -Komponente zwischen Λ -Vertex und Ξ^0 -Vertex für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

Nach der Erzeugung der kinematischen Größen (Energie, Flugrichtung und Zerfallsvertex) des primären Ξ^0 -Hyperons werden in einzelnen Unterprogrammen die verschiedenen Zerfallsmoden simuliert. Diese Teile des Programms generieren dann weitere Tochterteilchen mit den zugehörigen Viererimpulsen. Dabei werden die einzelnen Impulsverteilungen und Topologien zunächst im Ruhesystem des Mutterteilchens berechnet und anschließend in das Laborsystem transformiert.

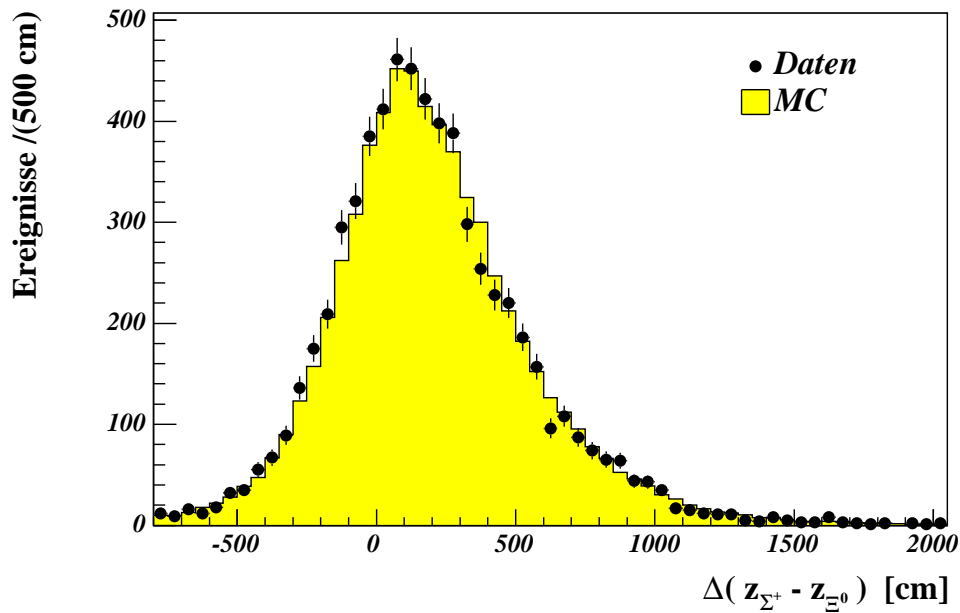


Abbildung 3.6: Vergleich der Differenz der z -Komponente zwischen Σ^+ -Vertex und Ξ^0 -Vertex für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

Zerfallslänge	
$c \tau_{\Xi^0}$	8.71 cm
$c \tau_{\Lambda}$	7.89 cm
$c \tau_{\Sigma^+}$	2.40 cm

Tabelle 3.2: Verwendete Zerfallslängen zur Erzeugung der MC-Datensätze [PDG04].

Da bei den hier behandelten Ξ^0 -Zerfällen Zerfallstopologien mit zwei getrennt zu behandelnden Vertizes auftreten, muss zunächst in das Ruhesystem des übergeordneten

Mutterteilchens und danach erst in das Laborsystem transformiert werden. Dies folgt aus der Tatsache, dass im Allgemeinen die Verkettung von zwei Lorentztranslationen eine Translation gekoppelt mit einer Drehung ergibt⁵.

3.4 Primäre Ξ^0 -Polarisation bei NA48

Die Erzeugung von Hyperonen unter einem endlichen Produktionswinkel geht mit einer Polarisierung der Teilchen einher. Die Polarisationsrichtung \vec{P} steht dabei senkrecht zur Produktionsebene gemäß

$$\vec{P} \propto \frac{\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Xi^0}}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Xi^0}|}, \quad (3.3)$$

wobei \vec{p}_p (\vec{p}_{Ξ^0}) den Impuls des Protons (Ξ^0) bezeichnet (siehe Abbildung 3.7).

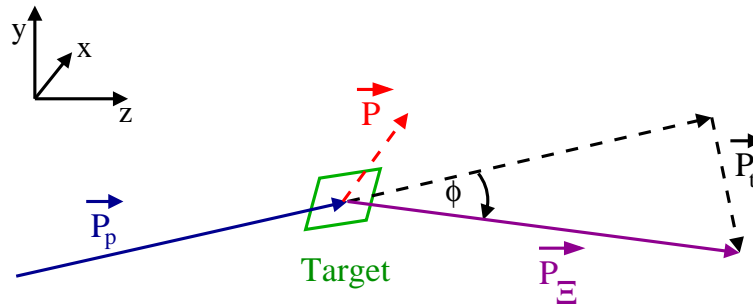


Abbildung 3.7: Polarisation \vec{P} der primären Ξ^0 -Hyperonen am Target. Der Produktionswinkel ϕ ist zur Verdeutlichung stark übertrieben dargestellt.

Die Produktionspolarisation hängt von $x_F = p_{\Xi^0}/p_p$, dem Produktionswinkel ϕ und dem Material des Targets ab. Bisher ist die QCD/PQCD⁶ nicht in der Lage, präzise Vorhersagen bei kleinen transversalen Impulsen p_t zu machen [Wil97] [Mag96] [Sof99]. Für $p_t > 4$ GeV/c lautet die Vorhersage $P = 0$.

Experimente haben gezeigt, dass die Polarisation ihr Vorzeichen beim Übergang von positivem zu negativem Produktionswinkel ändert. Bei $\phi = 0$ verschwindet die Polarisation [Erw99]. Bei Antihyperonen hingegen wird keine Polarisation bei der Produktion beobachtet, mit Ausnahme von $\bar{\Xi}^+$ und $\bar{\Sigma}^-$.

Bei NA48 war das Magnetfeld des Sweeping-Magneten hinter dem Target (vgl. Abschnitt 2.2.1) in Richtung des Polarisationsvektors \vec{P} (siehe Gleichung 3.3), d. h. entlang der x -Achse gerichtet. Beim $KTeV$ -Experiment am *Fermilab* hingegen zeigte dieses Magnetfeld senkrecht zu \vec{P} und zur Strahlrichtung und bewirkte dadurch eine Präzession des Hyperon-Spins. Wenn man nun das Vorzeichen dieses Magnetfelds umkehrt,

⁵Dieser Effekt ist auch als „Thomas Präzession“ bekannt. Die Ursache liegt darin, dass Translationen keine Untergruppe der Lorentzgruppe sind (wohl aber der Galilei-Gruppe).

⁶Englisch: **P**erturbed **Q**CD (QCD-Störungsrechnung).

lassen sich systematische Effekte aufgrund der Detektorasymmetrie bestimmen. Dies erlaubte dem KTeV-Experiment eine Messung der Produktionspolarisation unter Verwendung des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, wobei die Asymmetrie des nachfolgenden Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi^0$ ausgenutzt wurde.

Teilchen	Polarisation
Ξ^0	$-0.097 \pm 0.007_{\text{stat}} \pm 0.002_{\text{sys}}$
$\overline{\Xi}^0$	$0.000 \pm 0.013_{\text{stat}}$

Tabelle 3.3: Gemessene Ξ^0 -Polarisation des KTeV-Experiments am Fermilab [Erw99].

Das KTeV-Experiment erzeugte Hyperonen unter dem gleichen Produktionswinkel wie NA48. Zwar war die verwendete Energie des Protonstrahls doppelt so groß (800 GeV), dafür registrierte der Detektor aber auch nur Zerfälle von Ξ^0 -Hyperonen mit einer Energie von etwa 200-300 GeV, so dass x_F in etwa dem Wert von NA48 entsprach. Als Abschätzung genügt deshalb das Resultat der Polarisationsmessungen der KTeV-Kollaboration für die zu verwendende Polarisation im MC (siehe Tabelle 3.3) und wird für die Erzeugung der MC-Datensätze in dieser Arbeit verwendet.

3.5 Die Simulation des Zerfalls $B \rightarrow b\pi$

Bei einem unpolarisierten Mutterteilchen B ist das Tochterteilchen in dessen Ruhesystem entlang seiner Emissionsrichtung longitudinal mit der Stärke des Asymmetrieparameters α polarisiert (siehe Gleichung 1.61). Gemittelt über alle Emissionsrichtungen ergibt sich in diesem Fall aber keine Winkel-Asymmetrie im Laborsystem, da auch keine Richtung ausgezeichnet ist.

Aus Gleichung 1.61 lässt sich ablesen, dass bei einem in x -Richtung zeigenden Polarisationsvektor die Abhängigkeit vom Zerfallsparameter β entfällt. Bezüglich des Polarisationsvektors des Mutterteilchens Ξ^0 ergibt sich für die mittlere Polarisation in x -Richtung (Labor-Koordinatensystem) des sekundären Λ beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

$$\langle P_x^\Lambda \rangle \approx 1.67 \cdot P_x^{\Xi^0} \quad (3.4)$$

(Rechnung siehe Anhang A). Das bedeutet, dass beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ die Winkelverteilung des Protons im Λ -Ruhesystem besonders sensitiv auf die Primärpolarisation des Ξ^0 ist. Abbildungen 3.9 und 3.10 bestätigen die in Abschnitt 3.4 angeführte Annahme über die vorliegende Polarisation.

Für die technische Umsetzung der asymmetrischen Winkelverteilungen gemäß Gleichung 1.60 für die Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ werden gleichverteilte Zufallszahlen

len R mit

$$\cos \Theta(R) = \frac{-1 + \sqrt{1 + 2 \cdot \alpha P \cdot R + (\alpha P)^2}}{\alpha P} \quad (3.5)$$

transformiert. Dabei ist α der entsprechende Asymmetrie-Parameter, P der Betrag der Polarisation und Θ der Winkel zwischen auslaufendem Tochter-Baryon und Polarisationsrichtung (siehe Abbildung 3.8). Der Winkel ϕ um die Polarisationsachse wird gleichverteilt erzeugt.

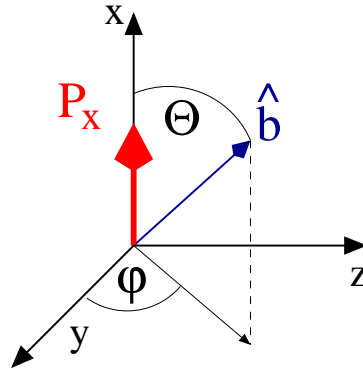


Abbildung 3.8: Emission des Tochter-Baryons entlang \hat{b} im Ruhesystem des Mutterteilchens B .

Da es sich bei den oben genannten Zerfällen um Zweikörper-Zerfälle handelt, sind die Impulse im Ruhesystem des Mutterteilchens diametral zueinander gerichtet. Die Energien der Zerfallsprodukte lassen sich eindeutig aus ihren Massen und der Energie des Mutterteilchens bestimmen. In den Abbildungen 3.11 und 3.12 sind für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle die resultierende Impuls- bzw. Energieverteilung des Λ und des π^0 dargestellt.

In Tabelle 3.4 sind weitere Zerfallskonstanten aufgelistet, die in den MC-Generatoren der für diese Analyse relevanten MC-Datensätze Verwendung finden.

Koeffizient	Verwendeter Wert
α_{Ξ^0}	-0.411 ± 0.022
β_{Ξ^0}	$0.32 \begin{smallmatrix} +0.14 \\ -0.22 \end{smallmatrix}$
γ_{Ξ^0}	$0.85 \begin{smallmatrix} +0.05 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$
α_{Λ}	0.642 ± 0.013
α_{Σ^+}	$-0.98 \begin{smallmatrix} +0.017 \\ -0.015 \end{smallmatrix}$

Tabelle 3.4: Verwendete Zerfallskonstanten und Asymmetrieparameter mit den entsprechenden Fehlern zur Erzeugung der MC-Datensätze [PDG04].

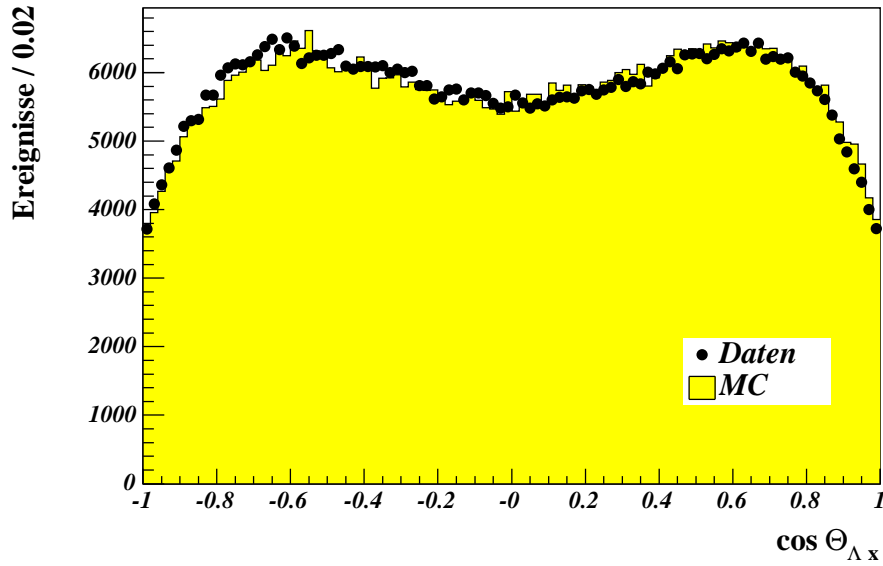


Abbildung 3.9: Vergleich des Winkels zwischen Λ -Richtung und x -Achse im Ξ^0 -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

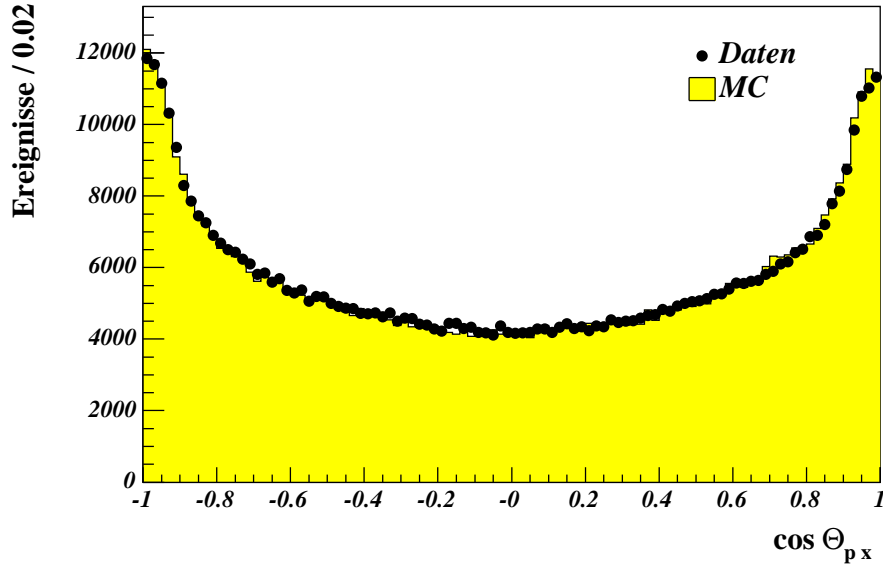


Abbildung 3.10: Vergleich des Winkels zwischen p -Richtung und x -Achse im Λ -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation. Diese Größe ist besonders auf die Ξ^0 -Polarisation im Ausgangszustand sensitiv (siehe Anhang A).

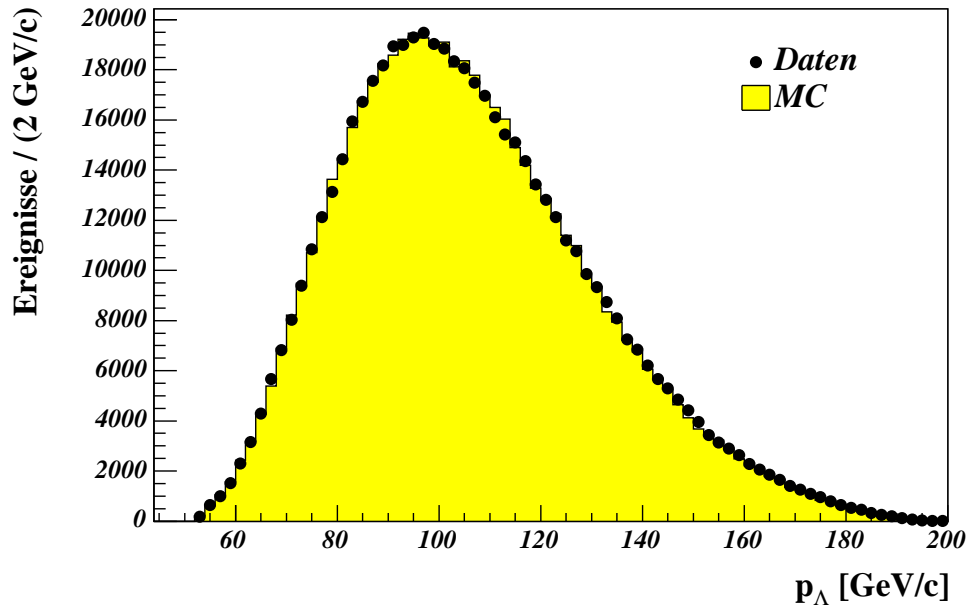


Abbildung 3.11: Vergleich des Λ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

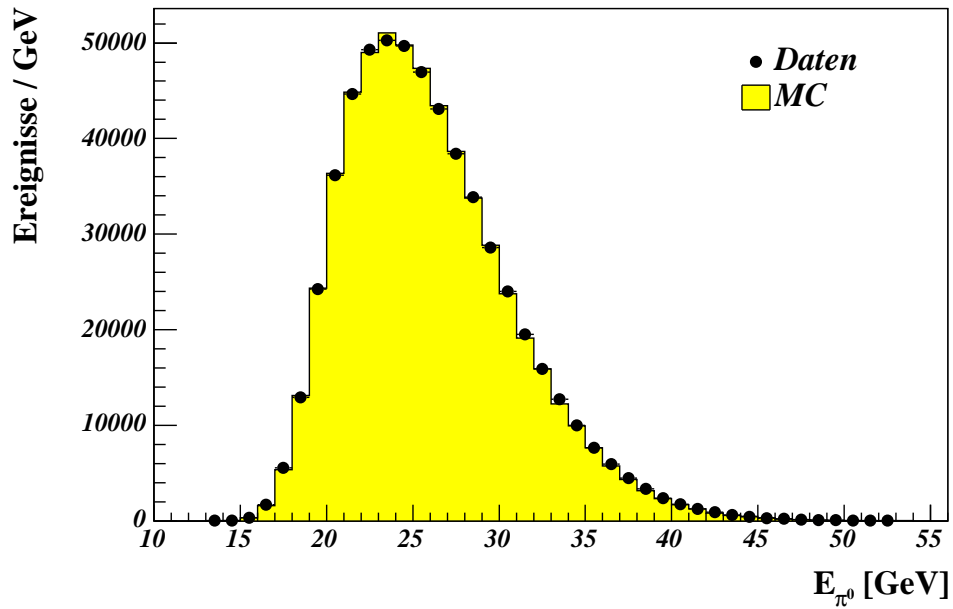


Abbildung 3.12: Vergleich der π^0 -Energie für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

π -Zerfälle

Da die Lebensdauer des π^0 -Mesons mit $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s etwa sechs Größenordnungen kleiner ist als die typischen Lebensdauern der im NA48/1-Detektor nachgewiesenen Hyperonen, erfolgt der π^0 -Zerfall quasi instantan. In der Simulation werden den neutralen Pionen daher als Vertex der Zerfallsvertex des Mutterteilchens zugeordnet.

Da Pionen keinen Spin tragen, ist der Zerfall isotrop, und die entstehenden Photonen im dominanten Zerfallskanal werden diametral und flach verteilt über alle Raumrichtungen im Pion-Ruhsystem emittiert.

Geladene Pionen des sekundären Λ -Zerfalls zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 1% im Volumen zwischen Target und elektromagnetischem Kalorimeter in Myonen. Die Simulation dieses Zerfalls wird *GEANT3* überlassen, um eventuelle Wechselwirkungen auf dem Weg durch den Detektor zu berücksichtigen.

3.6 Simulation des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

In der Generator-Routine von NASIM32 wird für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ zunächst mittels gleichverteilter Zufallszahlen die Energie und die Richtung des Elektrons und des Neutrinos erzeugt. Damit lassen sich die Vierervektoren p_i^μ der anderen Zerfallsprodukte innerhalb des Drei-Körper-Phasenraums eindeutig bestimmen.

Das Matrixelement fließt anschließend unter Zuhilfenahme des *Von-Neumann-Verfahrens* (*Hit-and-Miss-Methode*) ein: Dazu wählt man eine Zufallszahl y zwischen 0 und $d\Gamma_{\max}$ (maximaler Wert, den das Matrixelement annehmen kann). Diese Zahl vergleicht man mit dem Wert des Matrixelements $x = d\Gamma(p_i^\mu)$ (siehe Gleichung 1.32) für die zuvor erzeugten Vierervektoren der Zerfallsprodukte. Ist $x > y$, beginnt die Prozedur von vorne mit der Erzeugung eines neuen Elektron-Viererimpulses, bis $x < y$ erfüllt wird.

Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird gemäß Abschnitt 1.3.2 berücksichtigt. Außerdem wird das Matrixelement zusätzlich um die Modell-unabhängigen radiativen Korrekturen aus Gleichung 1.43 und 1.44 ergänzt.

Nach dem Ξ^0 -Zerfall wird die Polarisation des Σ^+ -Hyperons als Funktion der Ξ^0 -Polarisation berechnet. Für die umfangreichen Formeln sei auf [Lin69] und [Pic03] verwiesen. Der Σ^+ -Zerfall wird analog dem Vorgehen in Abschnitt 3.5 behandelt.

In den Abbildungen 3.13 – 3.18 ist die Übereinstimmung der MC-Simulation mit den Daten für den Ξ^0 - β -Zerfall anhand der Impulsspektren aller detektierbaren Zerfallsprodukte demonstriert.

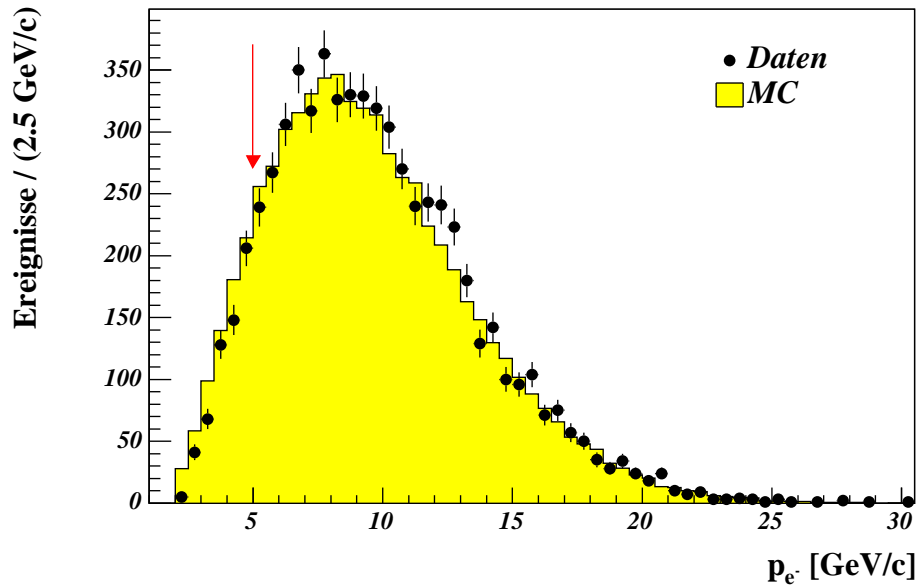


Abbildung 3.13: Vergleich des e^- -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation. Der Pfeil markiert den Analyse-Schnitt.

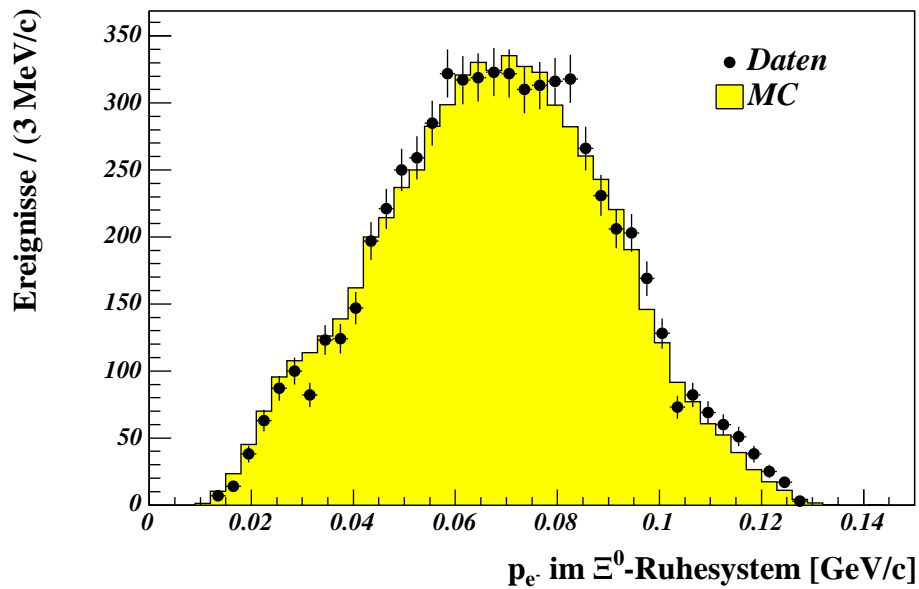


Abbildung 3.14: Vergleich des e^- -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse im Ξ^0 -Ruhsystem zwischen Daten und MC-Simulation.

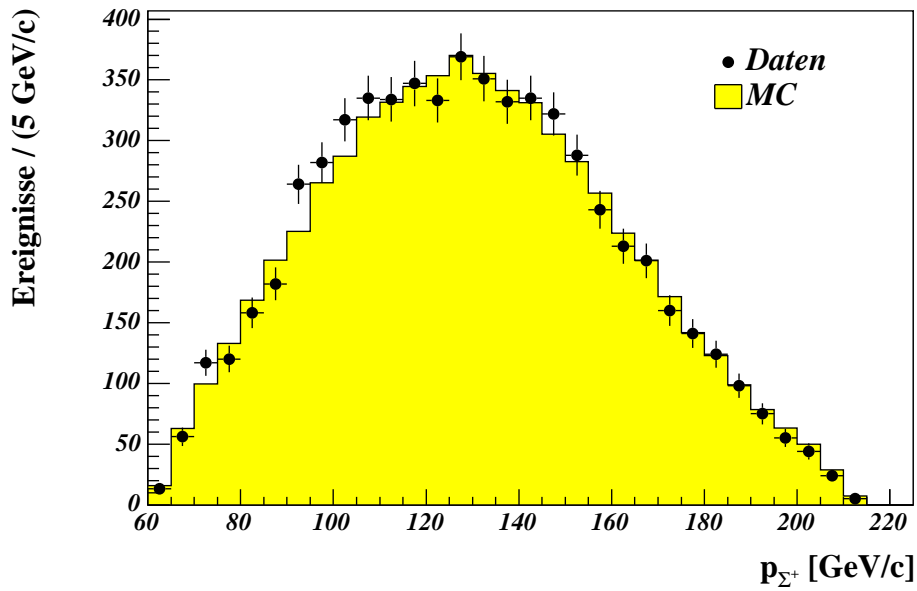


Abbildung 3.15: Vergleich des Σ^+ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

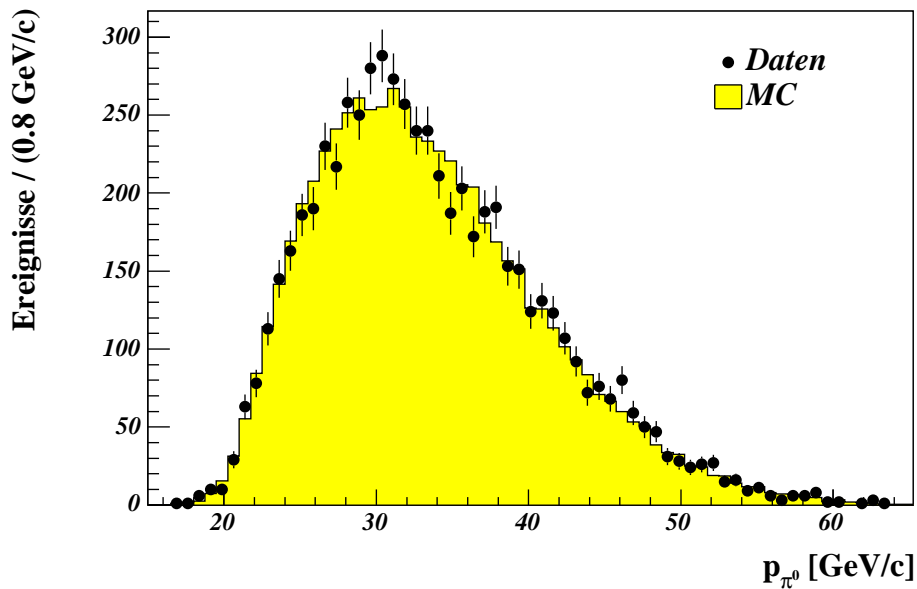


Abbildung 3.16: Vergleich des π^0 -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse mit $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ zwischen Daten und MC-Simulation.

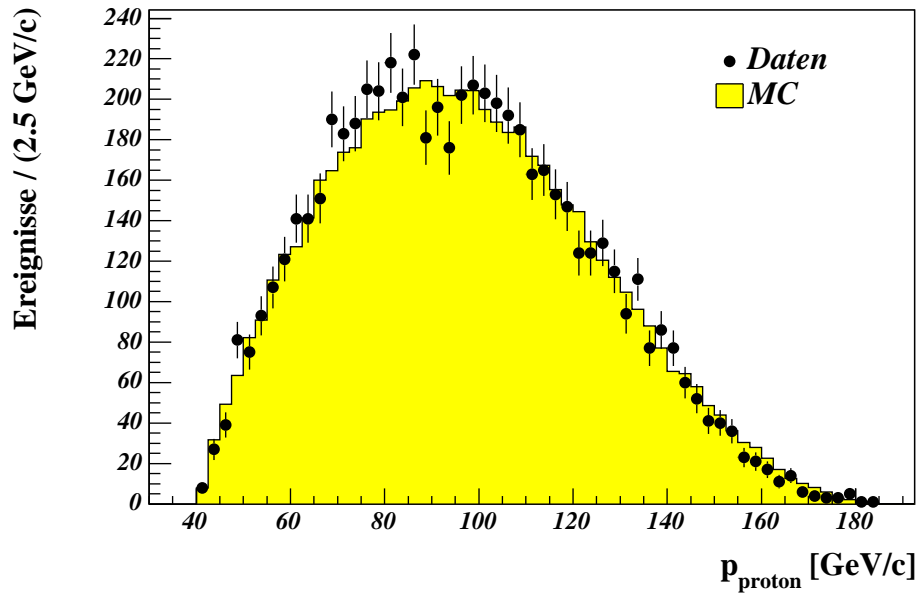


Abbildung 3.17: Vergleich des Proton-Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse mit $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ zwischen Daten und MC-Simulation.

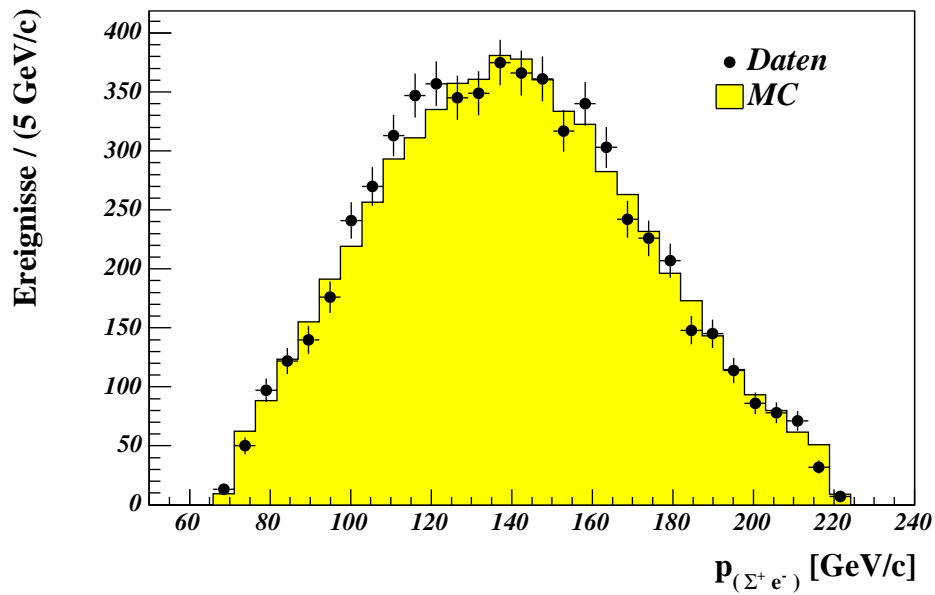


Abbildung 3.18: Vergleich des $(\Sigma^+ e^-)$ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.

3.7 Simulation des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_e$

Für den myonischen semileptonischen Zerfallskanal ist die effektive Herangehensweise nicht mehr adäquat. Deshalb wurde hierfür ein separater Generator implementiert. Das zugrunde liegende Matrixelement wurde im Rahmen des Helizitätsamplituden-Formalismus abgeleitet [Kad05].

Hierbei wird weder der Rückstoß noch die Leptonmasse vernachlässigt. Dies ermöglicht einen Vergleich mit dem effektiven Generator im elektronischen Zerfall und lässt sich auch für den myonischen Kanal unter Austausch der Elektron- mit der Myonmasse einsetzen.

Das verwendete Matrixelement umfasst neben dem Ξ^0 -Zerfall gleichzeitig den Σ^+ -Zerfall, so dass die Aufspaltung in zwei separate Routinen entfällt. Der resultierenden Σ^+ -Polarisation wird implizit Rechnung getragen:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}| \propto & (q^2 - m_\ell^2)^2 \\
 & \left[\frac{3}{8}(1 - \cos \theta)^2 |H_{\frac{1}{2}1}|^2 (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) \right. \\
 & + \frac{3}{8}(1 + \cos \theta)^2 |H_{-\frac{1}{2}-1}|^2 (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) \\
 & + \frac{3}{4} \sin^2 \theta (|H_{\frac{1}{2}0}|^2 (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) + |H_{-\frac{1}{2}0}|^2 (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p)) \\
 & + \frac{3}{2\sqrt{2}} \alpha_{\Sigma^+} \cos \chi \sin \theta \sin \theta_p ((1 - \cos \theta) H_{-\frac{1}{2}0} H_{\frac{1}{2}1} \\
 & + (1 + \cos \theta) H_{\frac{1}{2}0} H_{-\frac{1}{2}-1}) \\
 & + \frac{m_\ell^2}{2q^2} \left\{ \frac{3}{2} |H_{\frac{1}{2}t}|^2 (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) - \frac{3}{2} |H_{-\frac{1}{2}t}|^2 (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) \right. \\
 & - 3 \cos \theta (H_{\frac{1}{2}t} H_{\frac{1}{2}0} (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) + H_{-\frac{1}{2}t} H_{-\frac{1}{2}0} (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p)) \\
 & + \frac{3}{2} \cos^2 \theta (|H_{\frac{1}{2}0}|^2 (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) + |H_{-\frac{1}{2}0}|^2 (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p)) \\
 & + \frac{3}{4} \sin^2 \theta (|H_{\frac{1}{2}1}|^2 (1 + \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p) + |H_{-\frac{1}{2}-1}|^2 (1 - \alpha_{\Sigma^+} \cos \theta_p)) \\
 & - \frac{3}{\sqrt{2}} \alpha_{\Sigma^+} \cos \chi \sin \theta \sin \theta_p (H_{-\frac{1}{2}t} H_{\frac{1}{2}1} - H_{\frac{1}{2}t} H_{-\frac{1}{2}-1}) \\
 & \left. + \frac{3}{\sqrt{2}} \alpha_{\Sigma^+} \cos \chi \sin \theta \cos \theta \sin \theta_p (H_{-\frac{1}{2}0} H_{\frac{1}{2}1} - H_{\frac{1}{2}0} H_{-\frac{1}{2}-1}) \right\} \Big]
 \end{aligned}$$

Dabei bezieht sich θ auf den Winkel zwischen dem Lepton und der ursprünglichen Richtung von \vec{q} im Lepton-Neutrino-Ruhsystem:

$$\cos \theta = \frac{4q^2 M_{\Xi^0} E_\ell - (M_{\Xi^0}^2 - M_{\Sigma^+}^2 + q^2)(q^2 + m_\ell^2)}{2M_{\Xi^0} p_{\Sigma^+} (q^2 - m_\ell^2)}, \quad (3.6)$$

wobei p_{Σ^+} der Impuls des Σ^+ im Ξ^0 -Ruhesystem ist. Der Winkel θ_p bezeichnet den Winkel zwischen Proton und negativer Ξ^0 -Richtung im Σ^+ -Ruhesystem und χ den Winkel zwischen den beiden Zerfallsebenen, die durch die Σ^+ -Zerfallsprodukte und die Lepton-Emissionsrichtung mit der Σ^+ -Flugrichtung ausgezeichnet sind. Die einzelnen Winkel sind in Abbildung 3.19 illustriert.

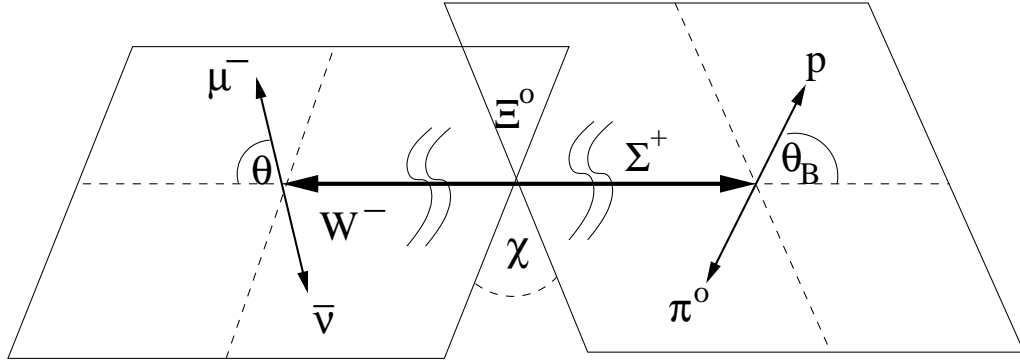


Abbildung 3.19: Veranschaulichung der Winkel des Matrixelements für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_e$.

Die Helizitätsamplituden sind für $\lambda_2 = \pm 1/2, m = \pm 1, 0, t$ definiert über

$$H_{\lambda_2 m} = H_{\lambda_2 m}^V + H_{\lambda_2 m}^A . \quad (3.7)$$

Der Vektor und Axialvektor-Anteil sind gegeben durch

$$H_{\frac{1}{2}t}^V = \frac{\sqrt{Q_+}}{\sqrt{q^2}} \left((M_{\Xi^0} - M_{\Sigma^+}) f_1 + q^2 / M_{\Xi^0} f_3 \right) \quad (3.8)$$

$$H_{\frac{1}{2}0}^V = \frac{\sqrt{Q_-}}{\sqrt{q^2}} \left((M_{\Xi^0} + M_{\Sigma^+}) f_1 + q^2 / M_{\Xi^0} f_2 \right) \quad (3.9)$$

$$H_{\frac{1}{2}1}^V = \sqrt{2Q_-} \left(-f_1 - (M_{\Xi^0} + M_{\Sigma^+}) / M_{\Xi^0} f_2 \right) \quad (3.10)$$

$$(3.11)$$

und

$$H_{\frac{1}{2}t}^A = \frac{\sqrt{Q_-}}{\sqrt{q^2}} \left(- (M_{\Xi^0} + M_{\Sigma^+}) g_1 + q^2 / M_{\Xi^0} g_3 \right) \quad (3.12)$$

$$H_{\frac{1}{2}0}^A = \frac{\sqrt{Q_+}}{\sqrt{q^2}} \left(- (M_{\Xi^0} - M_{\Sigma^+}) g_1 + q^2 / M_{\Xi^0} g_2 \right) \quad (3.13)$$

$$H_{\frac{1}{2}1}^A = \sqrt{2Q_+} \left(g_1 - (M_{\Xi^0} - M_{\Sigma^+}) / M_{\Xi^0} g_2 \right) , \quad (3.14)$$

wobei $Q_{\pm} = (M_{\Xi^0} \pm M_{\Sigma^+})^2 - q^2$.

Außerdem gilt noch

$$H_{-\lambda_2-m}^V = H_{\lambda_2 m}^V \quad (3.15)$$

$$H_{-\lambda_2-m}^A = -H_{\lambda_2 m}^A . \quad (3.16)$$

Die radiativen Korrekturen aus Abschnitt 1.3.4 lassen sich auf das Resultat innerhalb dieses Formalismus nicht so einfach übertragen, da die dort erwähnten kinematischen Terme hier nicht mehr in der gleichen Form auftauchen. Deshalb wird für die Analyse des elektronischen Kanals das effektive Matrixelement herangezogen. Im myonischen Zerfall werden die radiativen Korrekturen aufgrund der erwarteten Anzahl an Ereignisse vernachlässigt: Im elektronischen Kanal ergibt sich ein Akzeptanzeffekt aufgrund der radiativen Korrekturen von etwa 1%.

Abbildungen 3.20 - 3.23 vergleichen einige Observablen des elektronischen Zerfallskanals zwischen den Generatoren, die auf dem Helizitätsformalismus und auf der effektiven Theorie basieren.

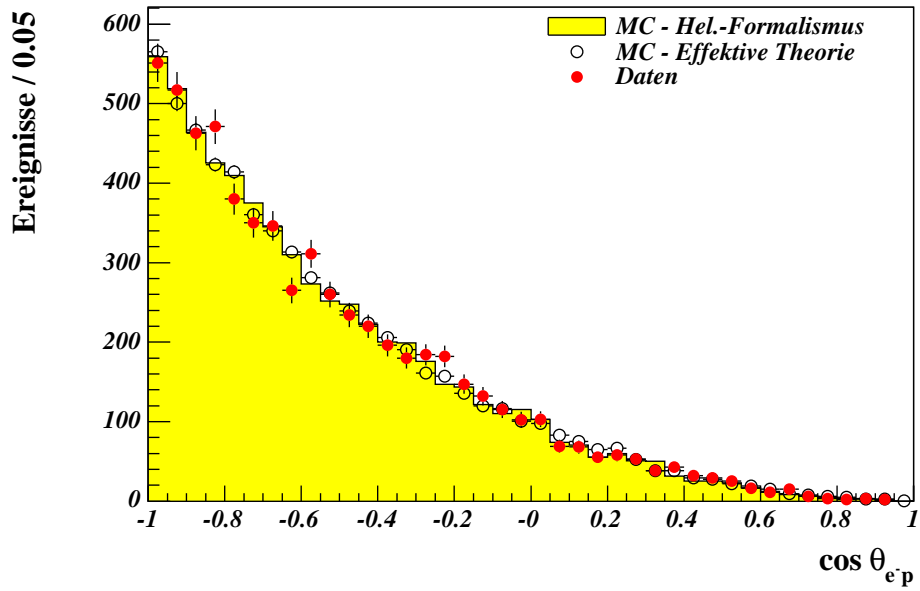


Abbildung 3.20: Vergleich des Winkels zwischen e^- und Proton im Ξ^0 -Ruhesystem zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.

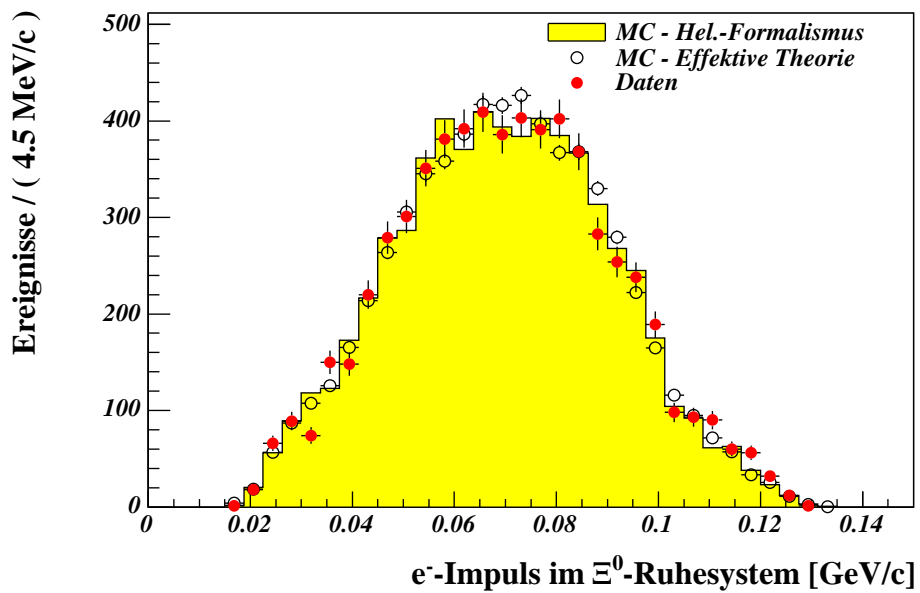


Abbildung 3.21: Vergleich des e^- -Impulses im Ξ^0 -Ruhesystem zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.

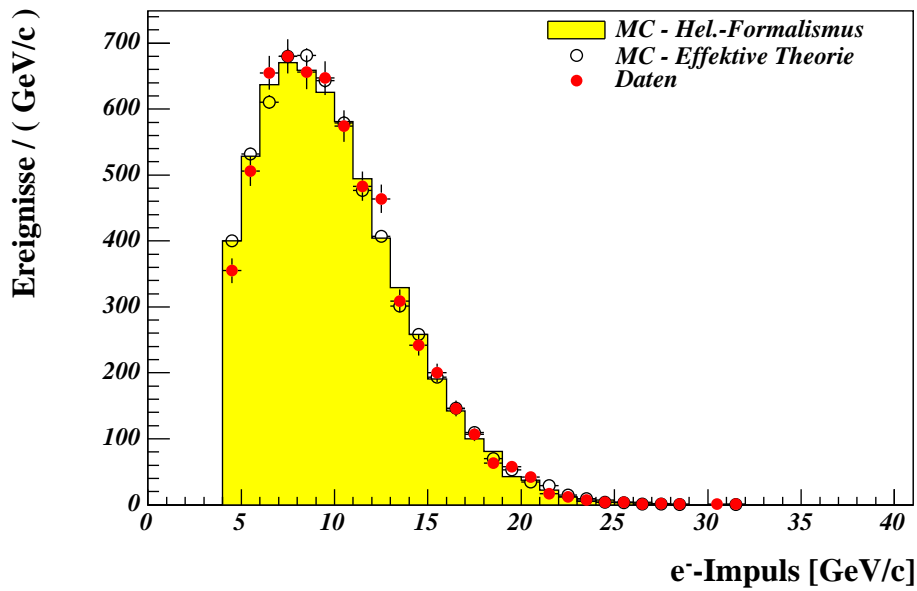


Abbildung 3.22: Vergleich des e^- -Impulses zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.

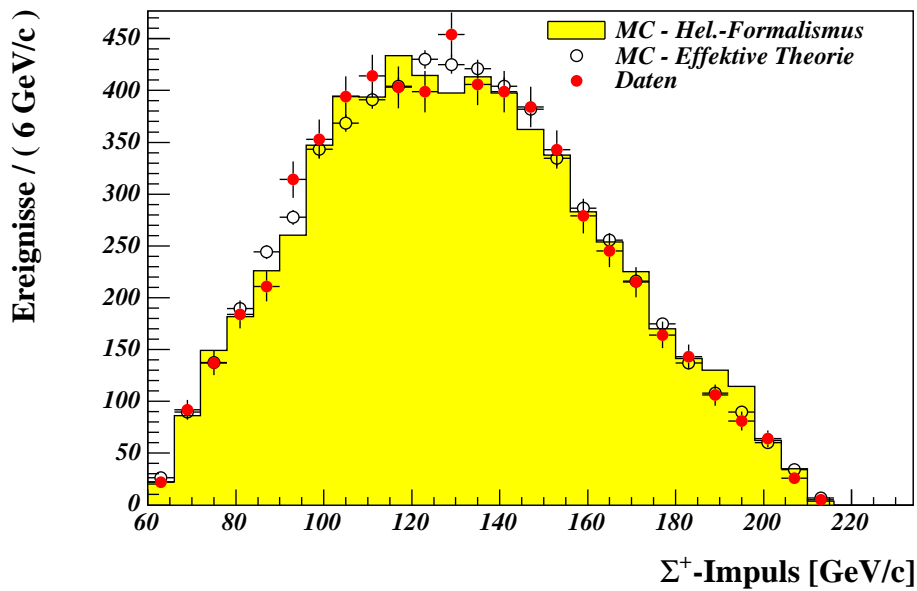


Abbildung 3.23: Vergleich des Σ^+ -Impulses zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.

4 Ereignisrekonstruktion

4.1 Überblick

Der NA48/1-Detektor erfasst physikalische Ereignisse mit Hilfe von Wechselwirkungen der entstehenden Teilchen im Endzustand in den einzelnen Detektorkomponenten. Nach der Ereignisrekonstruktion auf Rohdatenebene¹ stehen dem Experimentator Informationen über physikalisch relevante Größen wie z. B. der Energie von Schauern und deren Position im elektromagnetischen Kalorimeter oder dem Verlauf der Spuren im magnetischen Spektrometer zu Verfügung, aus denen sich physikalische Größen wie Viererimpulse oder Zerfallsvertices bestimmen lassen.

In den folgenden Abschnitten werden allgemeine physikalische Beziehungen solcher Größen erläutert, mit deren Hilfe die gesuchten Ereignisse identifiziert werden.

Wie in Kapitel 5 näher erläutert, werden für den nicht-leptonischen Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ nur die Zerfallsmoden $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ für die nachfolgenden Zerfälle berücksichtigt. Die Identifikation der semileptonischen Ξ^0 -Zerfälle erfolgt über den nachfolgenden Zerfall $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$.

4.2 Das Koordinatensystem des NA48/1-Detektors

Die z -Achse des Koordinatensystems des NA48/1-Detektors ist durch die ehemalige Target-Position des Vorgänger-Experiments NA48 definiert. Der Ursprung liegt auf der Detektorachse, d. h. im Mittelpunkt des Strahlrohrs. Die y -Achse weist nach oben. Zusammen mit der entlang der Strahlrichtung ausgerichteten z -Achse und der entsprechend definierten x -Achse ergibt sich ein rechtshändiges Koordinatensystem.

Da für NA48/1 zusätzlich ein Platin-Absorber hinter dem Target eingefügt wurde (vergleiche Abschnitt 2.2.1), befindet sich das Target bezüglich dieses Koordinatensystems bei $\vec{r}_{\text{target}} = (-0.09, 7.4, -23.4)$ cm.

¹Dies beinhaltet z. B. die Rekonstruktion von Spuren aus Spurpunkten im Spektrometer oder auch das Zusammenfassen von Energiedepositionen in Zellen des LKr-Kalorimeters zu Schauern (*Cluster*).

4.3 Bestimmung von Viererimpulsen

Die Bestimmung von Impuls-Vierervektoren $p^\mu = (\vec{p}, E)$ aus den Detektordaten nimmt eine fundamentale Rolle dieser Analyse ein und unterscheidet sich grundsätzlich für geladene und neutrale Teilchen.

Im Falle geladener Teilchen setzt sich der Viererimpuls zusammen aus

$$p^\mu = \left(\vec{p}_{\text{dch}}, \sqrt{m^2 + \vec{p}_{\text{dch}}^2} \right). \quad (4.1)$$

Dabei geht die Ruhemasse m ein, die sich aus der jeweiligen Hypothese der Teilchenart ergibt.

Der Impuls \vec{p}_{dch} ergibt sich aus der Ablenkung des Teilchens durch das Magnetfeld des Spektrometers. Die Richtungsinformation lässt sich aus der Steigung der Spur in x - ($\frac{dx}{dz}$) und y -Richtung ($\frac{dy}{dz}$) durch die Auswertung der Spurpunkte in den ersten beiden Driftkammern extrahieren. Mit dem Normierungsfaktor entlang der z -Richtung

$$N = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 + 1}} \quad (4.2)$$

ergibt sich für den Impulsvektor vor dem Magneten

$$\vec{p}_{\text{dch}} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = pN \begin{pmatrix} \frac{dx}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

wobei sich der Impulsbetrag p aus dem zugeordneten Spurpunkt in der vierten Driftkammer berechnen lässt.

Für Photonen, die keine Spur in den Driftkammern hinterlassen, ist neben der Energie- (E_{LKr}) und Ortsinformation (\vec{r}_{LKr}) des Schauers im elektromagnetischen Kalorimeter auch der Entstehungsvortex \vec{r}_{vertex} erforderlich. Den Viererimpuls bestimmt man dann mittels

$$p^\mu = \left(\frac{\vec{r}_{\text{LKr}} - \vec{r}_{\text{vertex}}}{|\vec{r}_{\text{LKr}} - \vec{r}_{\text{vertex}}|} \cdot E_{\text{LKr}}, E_{\text{LKr}} \right). \quad (4.4)$$

Der Ortsvektor \vec{r}_{LKr} des Photonschauers lässt sich aus der Positionsmessung in der xy -Ebene des Kalorimeters gewinnen. Aufgrund des Kalorimeternaufbaus ist eine direkte Messung der z -Komponente nicht möglich, so dass hierfür die z -Position des mittleren Schauers angenommen wird.

Die Viererimpulse von Mutterteilchen P^μ ergeben sich durch Summation der Viererimpulse p^μ der N Zerfallsprodukte $P^\mu = \sum_N p^\mu$.

4.4 Neutraler Vertex (π^0 -Vertex)

Die Quelle von Photonen der hier relevanten physikalischen Ereignisse besteht aus Zerfällen neutraler Pionen. Unter der Verwendung der π^0 -Masse kann der Abstand d_{vertex} des Zerfallsvertex vom Auftreffpunkt im LKr-Kalorimeter berechnet werden.

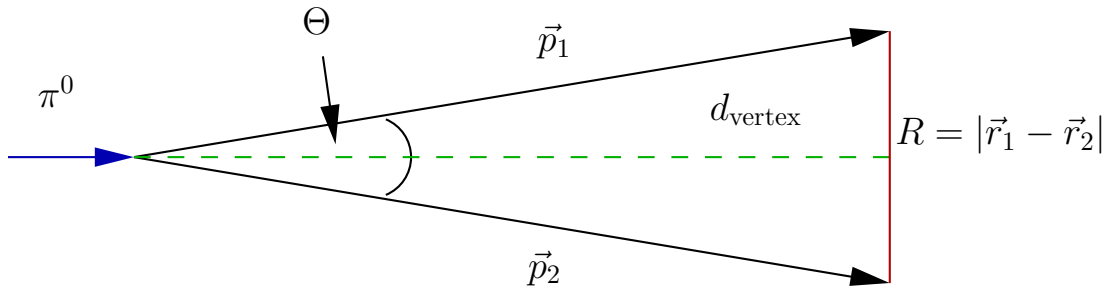


Abbildung 4.1: Veranschaulichung zur Berechnung des neutralen Vertex.

Es gilt dabei für die Zerfallsprodukte mit den Viererimpulsen p_1^μ und p_2^μ :

$$m_\pi^2 = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \Theta). \quad (4.5)$$

Aus Abbildung 4.1 entnimmt man die Näherung

$$\frac{R}{2d_{\text{vertex}}} \approx \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{\frac{1 - \cos \Theta}{2}}. \quad (4.6)$$

Dies führt schließlich zum Abstand d_{vertex}

$$d_{\text{vertex}} = \frac{1}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_1 E_2} |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \quad (4.7)$$

und damit zur z -Komponente des neutralen Vertex $z = z_{\text{LKr}} - d_{\text{vertex}}$, wobei z_{LKr} die z -Position der Schauer im LKr-Kalorimeter ist.

4.5 Energieschwerpunkt

Der Energieschwerpunkt eines Ereignisses ist eine Größe, die auf fehlende transversale Energie bzw. fehlenden transversalen Impuls sensitiv ist. Durchquert z. B. ein Teilchen den Detektor, ohne nachgewiesen zu werden, kann es in transversaler Richtung Energie wegtragen und so zu einem unbalancierten Ereignis führen.

Der Energieschwerpunkt \vec{r}_{cog} im elektromagnetischen Kalorimeter ist wie folgt definiert:

$$\vec{r}_{\text{cog}} = \frac{\sum_i E_i \cdot \vec{r}_i}{\sum_i E_i}. \quad (4.8)$$

Der Summationsindex läuft über alle nachgewiesenen Teilchen. Die Größe selbst wird aus Kalorimeterdaten berechnet. Dabei werden für Photonen die zweidimensionalen Kalorimeterpositionen in der xy -Ebene mit ihrer Energie E_i gewichtet und aufsummiert. Für geladene Teilchen wird die Spur aus dem Spektrometerteil vor dem Magneten bis zum LKr-Kalorimeter extrapoliert und die Auftreffposition mit der aus dem gemessenen Impuls und unter einer bestimmten Teilchenhypothese bestimmten Energie multipliziert.

Der so konstruierte Vektor \vec{r}_{cog} zeigt auf den extrapolierten Auftreffpunkt des Mutterteilchens in der Fläche des elektromagnetischen Kalorimeters.

4.6 Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$

Die Identifizierung des Normierungskanals $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ erfolgt über die Detektion von zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall und einem Proton und einem π^- aus dem Λ -Zerfall (vergleiche Abbildung 4.2). Da alle entstehenden Teilchen nachgewiesen und deren Energie bzw. Impuls gemessen werden kann, können diese Ereignisse vollständig rekonstruiert werden.

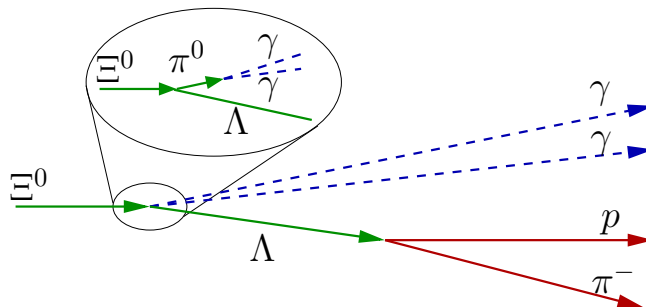


Abbildung 4.2: Topologie des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$.

Zunächst erlaubt die Extrapolation der beiden geladenen Spuren des Protons und des π^- zum Punkt der kleinsten Annäherung die Bestimmung des Λ -Zerfallsvertex (CDA -Vertex). Unter der Zerfallshypothese $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ lässt sich der Viererimpuls des Λ berechnen.

Da sich die Lebensdauer des sekundären π^0 mit dem NA48/1-Detektor nicht auflösen lässt, markiert der π^0 -Vertex auch gleichzeitig den primären Zerfallsvertex des Ξ^0 . Mit Hilfe von Gleichung 4.7 erhält man die z -Komponente des π^0 -Zerfalls. Extrapoliert man die Trajektorie des zuvor rekonstruierten Λ zu dieser Stelle, erhält man die fehlenden Koordinaten in der xy -Ebene. Da sowohl der Λ - als auch der π^0 -Viererimpuls bekannt sind, kann der Viererimpuls des Ξ^0 ebenfalls bestimmt werden.

4.7 Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$

Σ^+ -Hyperonen stellen eine einzigartige Signatur von semileptonischen Ξ^0 -Zerfällen dar. Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$ ist energetisch nicht erlaubt, so dass der Datensatz frei von Untergrund analoger Zweikörperzerfälle ist, welche typischerweise solche Messungen erschweren². Daher genügt zur Identifizierung dieses Ereignistyps die Rekonstruktion des Σ^+ aus einem π^0 und einem Proton. Für die Klassifizierung des elektronischen oder myonischen Zerfallskanals ist zudem noch die Identifizierung eines zusätzlichen Elektrons oder Myons notwendig (vergleiche Abbildung 4.3).

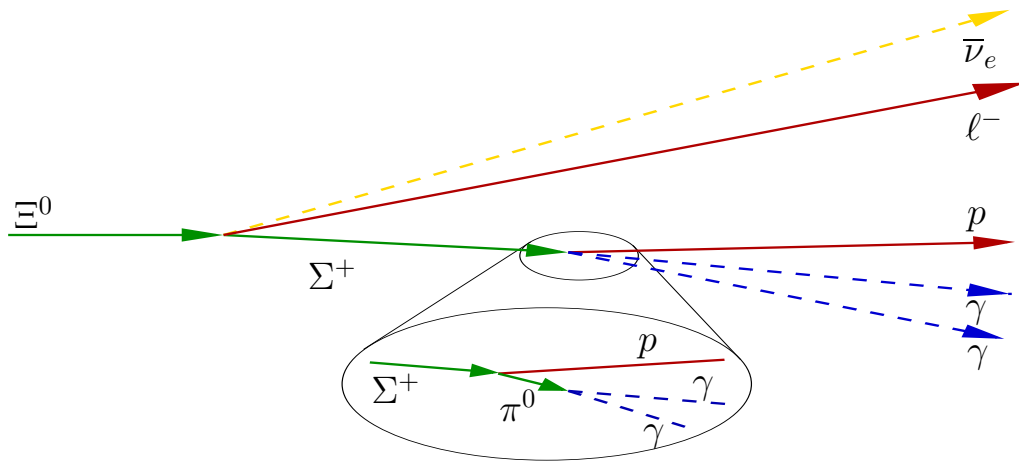


Abbildung 4.3: Topologie des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

Zunächst wird aus den beiden Photonschauern im elektromagnetischen Kalorimeter gemäß Gleichung 4.7 die z -Komponente des Σ^+ -Zerfallsvertex bestimmt. Extrapoliert man die Spur des Protons zurück an diese Stelle, erhält man zusätzlich noch die fehlende x - und y -Komponente. Der Viererimpuls des Σ^+ ergibt sich aus der Summe der Viererimpulse des π^0 (der beiden Photonen) und des Protons. Die invariante $p\pi^0$ -Masse liefert ein Kriterium für die Identifikation des Σ^+ .

Extrapoliert man die Trajektorie des Σ^+ und bestimmt den Punkt der geringsten Annäherung mit der Spur des geladenen Leptons, erhält man den primären Ξ^0 -Zerfallsvertex. Im Gegensatz zum Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ lässt sich die invariante Ξ^0 -Masse nicht vollständig rekonstruieren, da das Antineutrino nicht nachgewiesen werden kann und somit Energie unbeobachtet verloren geht.

²Z.B. bei semileptonischen Λ -Zerfällen.

5 Ereignisauswahl der Zerfälle

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e \text{ und } \Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$$

Um das Verzweigungsverhältnis von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ zu bestimmen, wird das relative Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0)} \quad (5.1)$$

gemessen. Dabei werden beim nachfolgenden Zerfall des Σ^+ und des Λ nur die Zerfallsmoden [PDG04]

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow p\pi^0 & (\text{BR} = (51.57 \pm 0.40)\%) \\ \Lambda &\rightarrow p\pi^- & (\text{BR} = (63.9 \pm 0.5)\%) \end{aligned} \quad (5.2)$$

betrachtet, da diese Zerfallskanäle ohne Neutronen im Endzustand¹ die größten Verzweigungsverhältnisse aufweisen. Für das neutrale Pion genügt die Selektion von Zerfällen in zwei Photonen, welche mit einer relativen Wahrscheinlichkeit von 98.8% stattfinden.

Der Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ wurde bewusst so gewählt, dass die Ereignistopologie der des Signalkanals möglichst ähnlich ist. So werden vom NA48/1-Detektor in beiden Zerfallsmoden je zwei Photonen aus einem sekundären π^0 -Zerfall und Spuren von zwei geladenen Teilchen nachgewiesen und identifiziert.

Um dies auszunutzen, wird viel Wert darauf gelegt, die Selektion der Ereignisse möglichst symmetrisch zwischen Normierungs- und Signalkanal durchzuführen: Damit lassen sich systematische Effekte infolge unterschiedlicher Auswahlkriterien minimieren.

Da immer auch zufällige Aktivität (z. B. aus assoziierten physikalischen Ereignissen oder Pion- bzw. Photon-Produktion in den Kollimatoren) die gesuchten interessanten Ereignisse überlagern kann, werden oftmals mehr als nur zwei Photonen oder zwei geladene Teilchen detektiert. Das Programm zur Selektion erstellt daher für jedes Ereignis eine Liste aller möglichen Kombinationen aus den vorhandenen Spuren im Spektrometer und den Schauern im elektromagnetischen Kalorimeter, welche im Folgenden als *Kandidaten* bezeichnet werden. Die Algorithmen zur Selektion der Ereignisse folgen einem sequentiellen Schema, in dem eine Reihe von Auswahlkriterien (*Schnitte*)

¹Zerfälle mit Neutronen im Endzustand lassen sich aufgrund fehlender Spuren im Spektrometer und der beschränkten Auflösung des hadronischen Kalorimeters kaum von Untergründereignissen trennen.

abgearbeitet wird. Dabei werden jeweils diejenigen Kandidaten aus der Liste entfernt, welche den aktuellen Schnitt nicht erfüllen. Bleibt nach einem beliebigen Schnitt kein Kandidat mehr in der Liste übrig, wird das komplette Ereignis verworfen. Überleben mehrere Kandidaten eines Ereignisses alle Selektionsschnitte, wird mittels eines Qualitätskriteriums der beste Kandidat ausgewählt.

5.1 Identifikation geladener Teilchen

Ausgangspunkt für die Identifikation geladener Teilchen sind von der Rekonstruktions-Software zur Verfügung gestellte Spurobjekte. Dabei sind aus den Spurpunkten im Spektrometer bereits vollständige Trajektorien samt ihrer Impulse definiert. Außerdem sind Korrekturen auf die Spurimpulse und den aus den Spuren gebildeten Vertizes angewandt, die den Einfluss von statischen Restmagnetfeldern des evakuierten Stahl-tanks und des Erdmagnetfeldes berücksichtigen (*blue-field-Korrekturen*).

Um eine hohe Effizienz der Driftkammern zu gewährleisten, wird der akzeptierte Radius $R_{\text{Spur}}^{\text{DCH}}$ der Auftreffpunkte in allen benutzten Driftkammern auf 12.5 cm – 110 cm eingeschränkt. Zu kleineren Radien hin sinken die Rekonstruktionseffizienzen massiv ab (vergleiche auch Abbildung 6.12). Allerdings verliert man mit diesem Kriterium viele Ereignisse, da die Trajektorie des beteiligten Protons meist mit kleinem transversalem Impuls nahe des Strahlrohrs entlangführt.

Bei Schnitten auf die gemessene Zeit eines Spurobjekts wird immer zunächst die Messung des geladenen Hodoskops verwendet. Da dieser Detektor eine kleine Ineffizienz von etwa 1-2% aufweist, wird für Spuren ohne Zeitinformation des Hodoskops auf die Zeitmessung der Driftkammern zurückgegriffen. Die Zeitauflösung des Spektrometers ist zwar etwas schlechter (siehe Abbildung 5.1), aber da sowohl im Normierungs- als auch im Signalkanal jeweils zwei Spuren im Endzustand nachgewiesen werden, kürzen sich unter der Annahme, dass die Ineffizienzen weitgehend ortsunabhängig sind, im Verzweigungsverhältnis eventuelle Asymmetrien heraus.

Die beiden Spuren geladener Teilchen eines Kandidaten müssen innerhalb eines Zeitfensters $|\Delta t_{\text{Spur-1, Spur-2}}| < 2$ ns nachgewiesen werden. Es wird ein Mindestwert für das Verhältnis der Spurimpulse P_{rat} von 4.5 verlangt. Damit lässt sich Untergrund von Kaon-Zerfällen in zwei geladene Pionen unterdrücken, da solche im Mittel ein kleineres Impulsverhältnis haben (siehe Abbildung 5.2).

Ein Schnitt auf den Mindestabstand $d_{\text{DCH1}}^{\text{Spuren}} > 12$ cm der Spurpunkte in der ersten Driftkammer des Spektrometers unterdrückt Untergrund z. B. von Elektron-Positron-Paaren aus Konversionen am Kevlar-Fenster.

Zur Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen dient das E/P -Verhältnis. Diese Größe beschreibt das Verhältnis zwischen der Energie, die das Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert, und dem im Spektrometer gemessenen Impuls. Da Elektronen ihre Energie hauptsächlich über Bremsstrahlung und deren elektromagnetische Folgeprozesse deponieren, findet die gesamte Schauerentwicklung vollständig

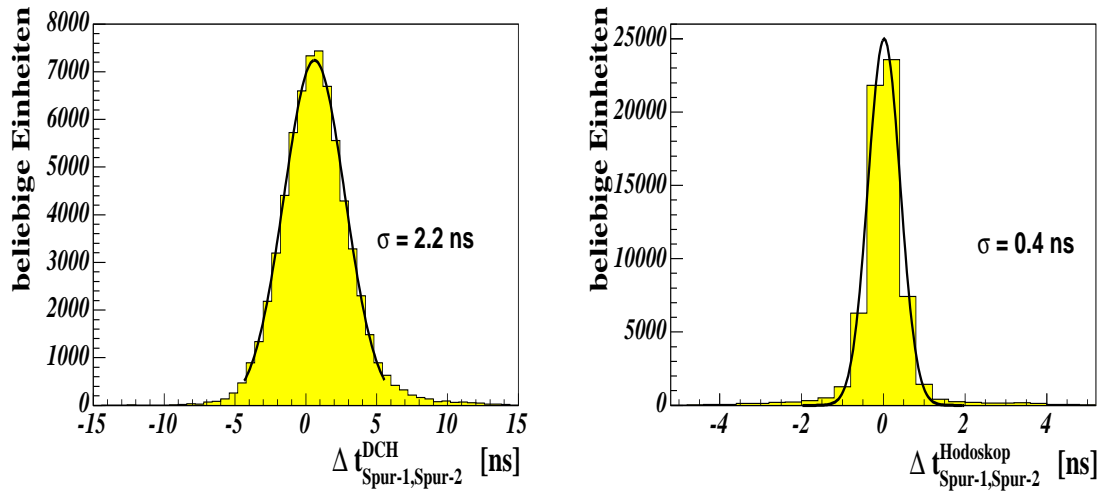


Abbildung 5.1: Vergleich der Zeitaufösungen der Driftkammern (links) und des geladenen Hodoskops (rechts). Die Abbildungen zeigen die Zeitdifferenz der beiden Spuren, die zu einem Ereignis gehören.

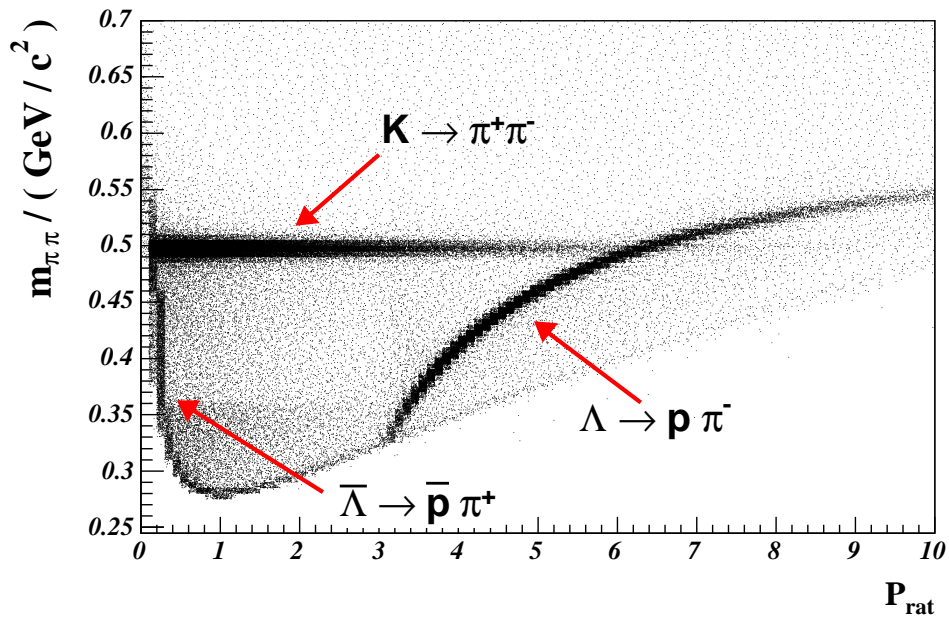


Abbildung 5.2: Invariante Zweispurmasse unter $\pi^+\pi^-$ -Hypothese gegen das Impulsverhältnis P_{rat} ohne Analyseschritte oder Triggerverzerrungen.

im aktiven Volumen des elektromagnetischen Kalorimeters statt und die gesamte Energie kann gemessen werden. Deshalb wird für Elektronen und Positronen ein E/P-Wert zwischen 0.85 und 1.2 verlangt. Bei Hadronen hingegen dominieren Kernwechselwirkungen bei der Energiedeposition. Dadurch entstehen verzweigte, sowohl transversal als auch longitudinal weit ausgebreitete Schauer, die über das LKr-Kalorimeter hinausführen. Außerdem entstehen als Folgeprodukte auch Neutrinos, die ebenfalls keine Energie im Detektor deponieren. Somit kann nicht die gesamte Energie nachgewiesen werden und der E/P-Wert ist kleiner als eins (siehe Abbildung 5.3). In der Analyse werden daher nur Spuren hadronischer Teilchen mit einem E/P-Wert kleiner als 0.8 selektiert. Um den Einfluss überlappender Schauer bei der E/P-Bestimmung klein zu halten, wird auch ein Mindestabstand $d_{\text{LKr}}^{\text{Spuren}}$ von 15 cm der Auftreffpunkte von Spuren auf Höhe des LKr-Kalorimeters gefordert.

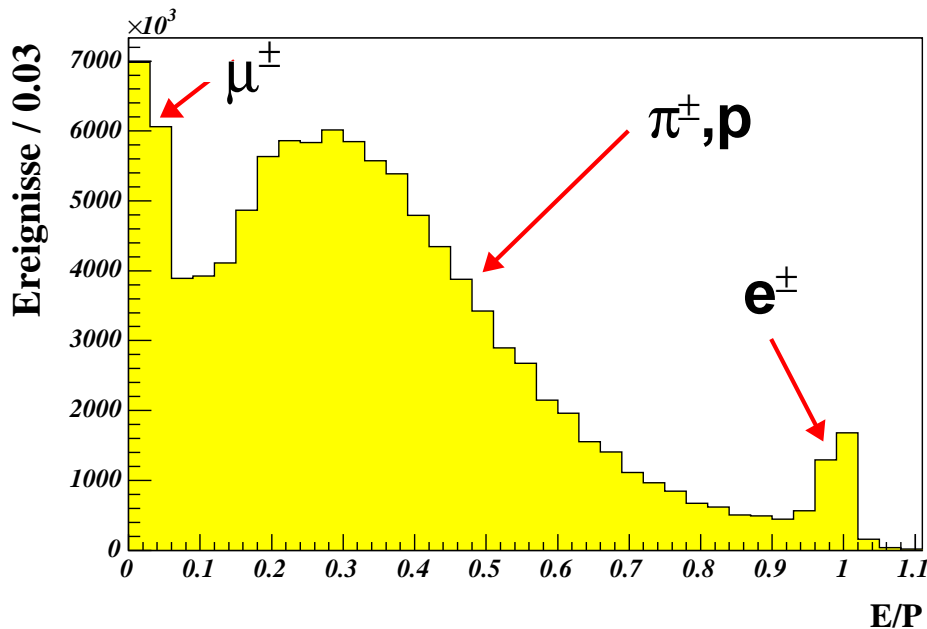


Abbildung 5.3: E/P -Verhältnis von bei NA48/1 nachgewiesenen Spuren ohne Analyseschnitte oder Triggerverzerrungen.

Ghost Tracks

Sogenannte *ghost tracks*² – d. h. verschiedene Spurobjekte, die einen gleichen Spurpunkt in einer der drei aktiven Driftkammern³ verwenden (siehe Abbildung 5.4) –

²Englisch: *Geist-Spuren*.

³Typischerweise in der Driftkammer hinter dem Magneten.

werden verworfen, indem der gemeinsame Spurpunkt dem Spurobjekt mit der besten *Qualität* zugeordnet wurde. Die Qualitäts-Variable ist definiert als das Verhältnis zwischen der Anzahl verwendeter Treffer in den Driftkammerebenen, die für die Zeitmessung der Spur benutzt werden, zur Anzahl aller Treffer, die zu einer Spur gehören [Maz04]. Im Falle gleicher Qualitätswerte mehrerer Spuren wird die Spur ausgewählt, bei der der Wert der Steigung in y -Richtung⁴ vor und hinter dem Magneten besser übereinstimmt.

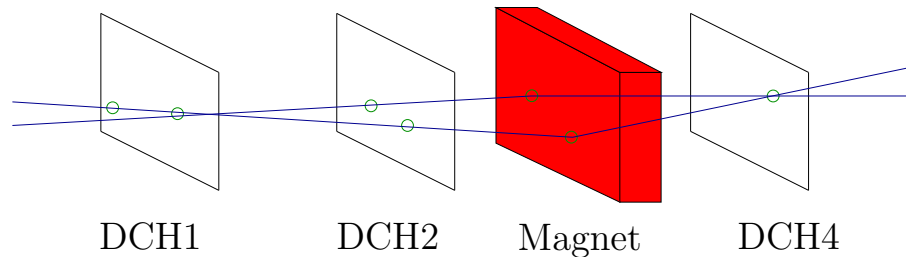


Abbildung 5.4: Veranschaulichung von „Ghost Tracks“ aufgrund von Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion.

Unterdrückung von zufälligem Untergrund

Zur Unterdrückung von zufälligem Untergrund werden Ereignisse verworfen, wenn innerhalb eines Zeitfensters von $|\Delta t_{\text{acc}}^{\text{spur}}| < 20$ ns mehr als zwei Spuren im NA48/1-Detektor registriert wurden. Auf einen ähnlichen Schnitt für Photonen wird verzichtet, da damit eine Verzerrung bei der Messung des Verzweigungsverhältnisses erzeugt würde: Da im Normierungskanal im Gegensatz zum Signalkanal zwei Hadronen im Endzustand beteiligt sind, ergibt sich eine höhere Wahrscheinlichkeit, dass Fluktuationen von hadronischen Schauern im elektromagnetischen Kalorimeter fälschlicherweise als Photonen interpretiert werden.

Tabelle 5.1 fasst alle verwendeten Kriterien zur Identifikation geladener Teilchen nochmals zusammen.

Triggerbedingungen

Für alle relevanten Zerfälle wird die positive L1-Triggerentscheidung für Ereignisse mit Spuren gefordert. Da die L1-Triggerbedingung GE2TRK Ineffizienzen aufweist (vergleiche Abschnitt 2.4.1), wird die Triggerbedingung $\bar{1}\text{TRK}$ nachträglich in der Rekonstruktionssoftware für die erste Runperiode nachgebildet. Das Ergebnis wird in der COMPACT-Variablen $L1\text{TRK}24\text{EFF}$ abgelegt und in der Analyse überprüft. Damit lässt sich die Ineffizienz der ersten Triggerstufe in der ersten Runperiode um etwa 20% verringern.

⁴Der Magnet lenkt geladene Teilchen nur in x -Richtung ab.

Schnitt	Variable	Bereich
Radialer Abstand der Spuren zur z -Achse in den Driftkammern	$R_{\text{Spur}}^{\text{DCH}}$	12.5 cm – 110 cm
Abstand der Spuren in der ersten Driftkammer	$d_{\text{DCH1}}^{\text{Spuren}}$	> 12 cm
Abstand der Spuren im LKr-Kalorimeter	$d_{\text{LKr}}^{\text{Spuren}}$	> 15 cm
Impulsverhältnis der Spuren	$P_{\text{big}}/P_{\text{small}}$	> 4.5
E/P-Verhältnis von π^\pm und Protonen	E/P^{Hadron}	< 0.8
E/P-Verhältnis von e^\pm	E/P^{Elektron}	0.85 – 1.2
Zeitdifferenz der Vertex-Spuren	$ \Delta t_{\text{Spur-1, Spur-2}} $	< 2 ns
Unterdrückung zufälliger Spuren	$ \Delta t_{\text{acc}}^{\text{spur}} $	< 20 ns

Tabelle 5.1: Schnitte zur Identifikation von geladenen Teilchen.

Bei den semileptonischen Ξ^0 -Zerfällen wird zusätzlich noch das entsprechende L2-Triggerbit überprüft. Das Ereignis wird aber auch akzeptiert, wenn einer der Shortcuts in der Massbox durchlaufen wurde. Von der Rekonstruktionssoftware wird außerdem die Hilfsvariable *MBXMULT* zu Verfügung gestellt, die die Triggereffizienz erhöht: Dabei handelt es sich um einen Algorithmus, der aus der Verteilung der Treffer und Korrelationen in den einzelnen *views* empirisch eine Größe bestimmt, die eine erhöhte Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Vertex-Bestimmung ermöglicht. Nähere Details zu L1TRK24EFF und MBXMULT findet man in [Com02].

Außerdem muss der L3-Trigger das Ereignis entsprechend als semileptonischen oder nicht-leptonischen Zerfall erkannt haben.

5.2 Identifikation von Photonen aus π^0 -Zerfällen

Zunächst werden aus allen elektromagnetischen Schauern im LKr-Kalorimeter alle möglichen π^0 -Photonpaare kombiniert, deren zeitliche Differenz maximal $\Delta t_{\gamma\gamma} = 2$ ns beträgt. Die Durchschnittszeit der jeweiligen beiden Photonen muss innerhalb eines Zeitfensters $|\Delta(t_{\pi^0}, t_{\text{vertex}})| < 2$ ns mit der Durchschnittszeit der beiden Spuren des betrachteten Kandidaten liegen, um Untergrund aus zufälliger Aktivität zu minimieren. Die Energie E_γ der elektromagnetischen Schauer muss im Bereich 3 GeV – 100 GeV liegen, so dass die Energiemessung des Kalorimeters zuverlässig und im linearen Bereich

stattfand. Aus demselben Grund wird auch ein Mindestabstand $d_{\gamma}^{\text{dead cells}} > 2$ cm zu *toten* Zellen und zu den geometrischen Rändern des elektromagnetischen Kalorimeters ($15 \text{ cm} < R_{\gamma}^{\text{LKr}} < 110 \text{ cm}$) verlangt. Der Einfluss von überlappenden Schauern wird zunächst durch einen Schnitt auf den Abstand $d_{\gamma}^{\text{cluster}} > 10$ cm zu allen anderen rekonstruierten Schauern, die innerhalb eines Zeitfensters von $|\Delta t_{\gamma}^{\text{cluster}}| < 5$ ns nachgewiesen wurden, unterdrückt.

Um solche Schaueroberjekte von Schauern zu trennen, die durch geladene Teilchen wie z. B. Elektronen, Pionen oder Protonen erzeugt wurden, werden alle Spuren eines Ereignisses zum LKr-Kalorimeter extrapoliert und ein Mindestabstand zu den Photonkandidaten gefordert. Da Elektronen kleinere und kompaktere Schauer als Hadronen produzieren, wird ein vom E/P -Wert der Spur abhängiger Mindestabstand angesetzt ($d_{\gamma}^{E/P > 0.9} > 10$ cm, $d_{\gamma}^{E/P < 0.9} > 25$ cm). Der große Mindestabstand zu hadronischen Schauern stellt einen Kompromiss dar, einerseits nicht zu viele Ereignisse zu verlieren und andererseits den Einfluss von Schauerfluktuationen, die bei den typischerweise hier vorkommenden Energien beträchtlich sein können, zu minimieren.

Bremsstrahlungs-Photonen

Elektronen und Positronen können durch Wechselwirkung mit Detektormaterial (zum Beispiel dem Kevlar-Fenster) Bremsstrahlungsquanten emittieren, die bei der Erzeugung die gleiche Flugrichtung im Laborsystem wie das Lepton haben. Treffen diese Photonen das elektromagnetische Kalorimeter, können sie u. U. als Photonen von π^0 -Zerfällen missidentifiziert werden, da die geladenen Leptonen vom Spektrometer-Magneten abgelenkt werden. Um diese Photonen zu reduzieren, werden zunächst alle Elektronen oder Positronen eines Ereignisses mit der Bedingung $E/P > 0.9$ ausgewählt, die in einem Zeitfenster $|\Delta t_{\text{brems}}| < 4$ ns zum betreffenden Photon-Kandidaten nachgewiesen wurden. Danach werden diese Spuren mit der Richtung, die im Spektrometer vor dem Magneten gemessen wurde, bis zum LKr-Kalorimeter extrapoliert und Photonkandidaten in einem Radius von $d_{\text{brems}}^{e^{\pm}} < 5$ cm verworfen.

Eine Übersicht über alle Analyseschnitte zur Identifikation von Photonen aus π^0 -Zerfällen gibt Tabelle 5.2.

5.3 Gemeinsame Schnitte im semileptonischen und nicht-leptonischen Zerfallskanal

Qualitätsschnitt auf Ξ^0 -Vertex

Für die Sicherstellung der Rekonstruktionsqualität des Ξ^0 -Vertex wird verlangt, dass der Vertex von der *idealen* Flugbahn maximal $d_{\text{ideal}}^{\text{vertex}} < 3$ cm entfernt liegt. Die ideale Flugbahn ist definiert als Verbindungslinie zwischen Target und Energieschwerpunkt (siehe Abbildung 5.5).

Schnitt	Variable	Bereich
Zeitdifferenz der 2 Photonen	$ \Delta t_{\gamma\gamma} $	$< 2 \text{ ns}$
Zeitdifferenz π^0 /Vertex	$ \Delta(t_{\pi^0}, t_{\text{vertex}}) $	$< 2 \text{ ns}$
Energie der Photonen	E_γ	3 GeV – 100 GeV
Radialer Abstand zur z -Achse im LKr-Kalorimeter	R_γ^{LKr}	15 cm – 110 cm
Abstand zu toten Zellen	$d_\gamma^{\text{dead cells}}$	$< 2 \text{ cm}$
Abstand zu anderen Schauern	$d_\gamma^{\text{cluster}}$	$> 10 \text{ cm}$ ($ \Delta t_\gamma^{\text{cluster}} < 5 \text{ ns}$)
Abstand zu e^\pm	$d_\gamma^{\text{E/P} > 0.9}$	$> 10 \text{ cm}$
Abstand zu Hadronen	$d_\gamma^{\text{E/P} < 0.9}$	$> 25 \text{ cm}$
Bremsstrahlungsunterdrückung	$d_{\text{brems}}^{e^\pm}$	5 cm für e^\pm ($ \Delta t_{\text{brems}} < 4 \text{ ns}$)

Tabelle 5.2: Schnitte zur Identifikation von Photonen aus π^0 -Zerfällen.

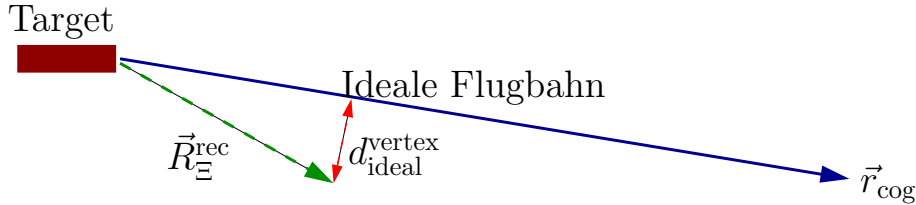


Abbildung 5.5: Definition von $d_{\text{ideal}}^{\text{vertex}}$: Abstand des rekonstruierten Ξ^0 -Vertex $\vec{R}_{\Xi^0}^{\text{rec}}$ von der Verbindungslinie Target/Energieschwerpunkt \vec{r}_{cog} .

Energiebereich

Um eine verlässliche Messung des gesamten Ξ^0 -Flusses mit Hilfe der aus der MC-Simulation gewonnenen Akzeptanz zu gewährleisten, wird die Energie E_{Ξ^0} des primären Hyperons auf den Bereich 70–220 GeV eingeschränkt (vergleiche Abbildung 3.2). Da im semileptonischen Zerfallskanal die Ξ^0 -Energie aufgrund des Neutrinos nicht eindeutig bestimmt werden kann, wird hier auf die Summe der Energie aller sichtbaren Teilchen $E_{\Xi^0}^{\text{vis}}$ geschnitten. Ein weiterer Vorteil dieser Vorgehensweise besteht darin, dass man die Einführung systematischer Effekte aufgrund unterschiedlich definierter Zerfallsvolumen (*fiducial volume*) und daraus resultierender unterschiedlicher Ξ^0 -Flüsse zwischen Normierung und Signal vermeidet.

5.4 Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$

Ereignisse des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ mit $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ können vollständig rekonstruiert werden, da alle Teilchen im Endzustand detektiert und deren Energie oder Impuls gemessen werden. Prinzipiell werden nur solche Ereignisse der eigentlichen Selektion zugeführt, die vom Trigger-Supervisor als *charged minimum bias*-Ereignisse selektiert wurden. Da man so die Massbox-Entscheidung für nicht-leptonische Ereignisse umgeht, vermeidet man systematische Fehler aufgrund von Ineffizienzen der zweiten Triggerstufe.

Für das π^- aus dem Λ -Zerfall wird ein Mindestimpuls p_{π^-} von 5 GeV gefordert, für das Proton $p_p > 40$ GeV. Da das Proton und das π^- aus einem *echten* Zerfallsvertex stammen, wird die Distanz d_{CDA} der Spuren am Punkt der größten Annäherung auf höchstens 2.2 cm eingeschränkt. Damit werden schlecht rekonstruierte Ereignisse verworfen. Die rekonstruierte invariante Proton-Pion-Masse $m_{p\pi^-}$ muss innerhalb von 4 MeV/c² um die nominelle Λ -Masse [PDG04] liegen (siehe Abbildung 5.6).

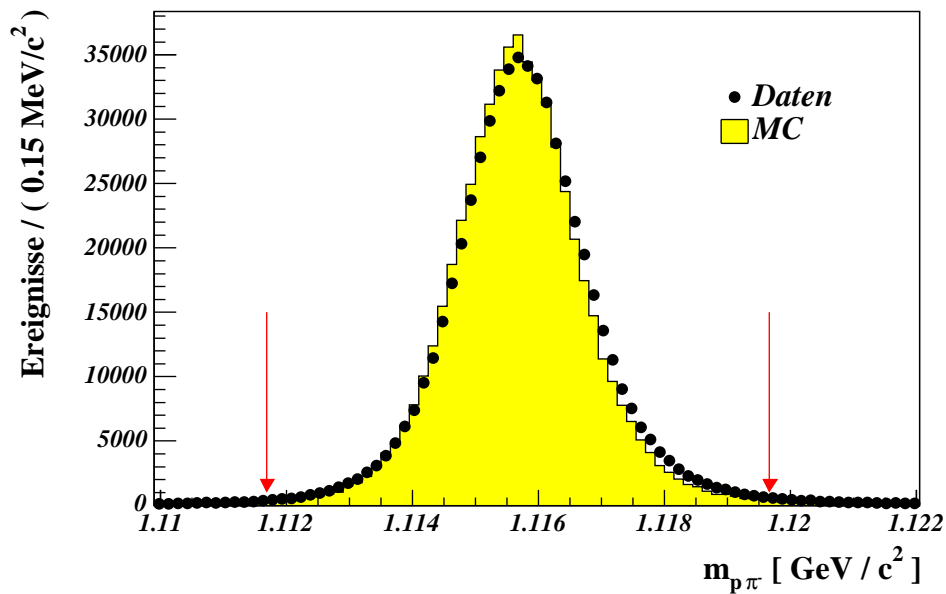


Abbildung 5.6: Vergleich der invarianten Zweispurmasse unter $p\pi^-$ -Hypothese zwischen Daten und MC-Simulation. Die Pfeile markieren den Analyseschnitt.

Da keine Neutrinos an diesem Zerfall beteiligt sind, tritt kein großer fehlender Impuls in transversaler Richtung auf. Deshalb wird der Energieschwerpunkt r_{cog} nahe der Strahlachse in einem Radius von 7 cm erwartet. Allerdings treten in den Daten im Gegensatz zur MC-Simulation auch Ereignisse mit größeren Radien der Energieschwerpunkte auf. Diese stammen vermutlich von sekundären Ereignissen (u. a. auch echten

Hyperonzerfällen), die an den Kollimatorrändern erzeugt werden, und somit höhere transversale Impulse aufweisen (siehe auch Abschnitt 6.4.2).

Der primäre Ξ^0 -Vertex wird definiert durch den neutralen Vertex des π^0 . Die z -Komponente des Vertex z_{Ξ^0} muss zwischen 650 cm und 4000 cm liegen: Damit ist ein gewisser Sicherheitsabstand zur Kollimatorregion (bei 600 cm) garantiert, da dieser Bereich von der MC-Simulation nicht präzise wiedergegeben wird. Der Bereich nach 4000 cm ist kaum noch von Signalereignissen bevölkert (vergleiche Abbildung 3.4). Der CDA-Vertex z_{Λ} des Λ hingegen wird im Bereich 650 cm bis 5000 cm gefordert. Die im Vergleich zum neutralen Vertex etwas größere Obergrenze trägt der Lebensdauer des Λ Rechnung.

Auswahl des besten Kandidaten

Bei $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfällen wird der Kandidat ausgewählt, der die kleinste Distanz zwischen Λ -Trajektorie und der Verbindungslinie Target/Energieschwerpunkt am Punkt der größten Annäherung aufweist. Damit soll erreicht werden, eine Verzerrung in der Selektion zu vermeiden, was sich in zusätzlichen systematischen Effekten auswirken könnte.

Signalregion

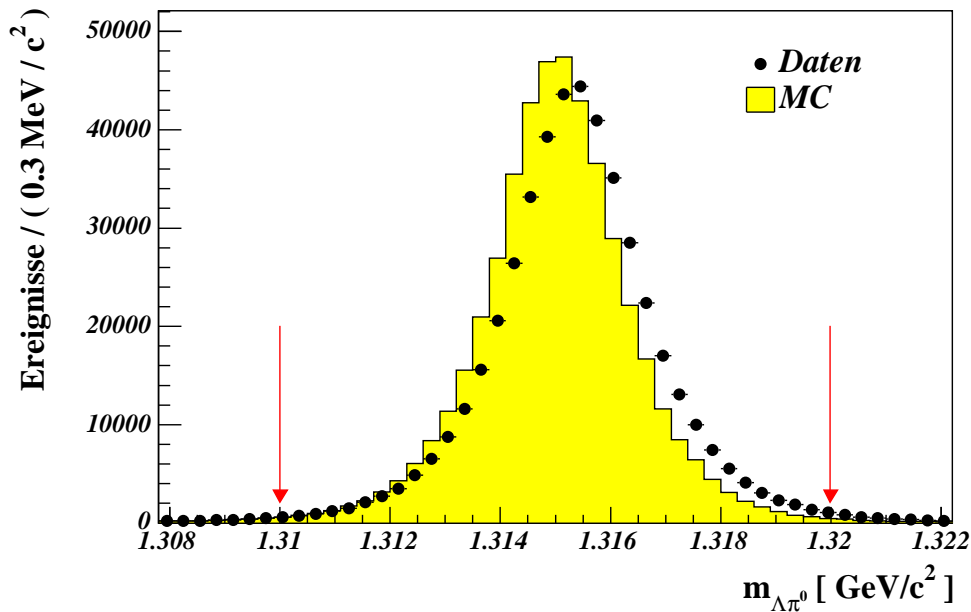


Abbildung 5.7: Signalregion der invarianten Masse $m_{\Lambda\pi^0}$.

Die Signalregion für Ereignisse des $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfalls wird durch einen Schnitt auf die rekonstruierte Ξ^0 -Masse m_{Ξ^0} im Bereich von $1.31 \text{ GeV}/c^2$ – $1.32 \text{ GeV}/c^2$ definiert. Dieser ist nicht vollkommen symmetrisch um die nominelle Ξ^0 -Masse zentriert, da die rekonstruierte Masse sowohl in den Daten als auch in der MC-Simulation zu einem leicht höheren Wert hin verschoben ist. Die Ursache hierfür ist auf Überlappungen von hadronischen Schauern zurückzuführen, welche die Energie-Messung der Photonen verfälscht. Um die Systematik möglichst klein zu halten, wird dieser Schnitt sehr breit gewählt. Dies ist möglich, da das Signal beinahe untergrundfrei selektiert werden kann (siehe Abbildung 5.7).

Die Selektionsschnitte für den $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfall sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. In Tabelle 5.4 sind die Effizienzen der einzelnen Auswahlkriterien zwischen Daten und MC-Datensatz gegenübergestellt.

5.5 Der Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$

Für das Proton wird beim semileptonischen Ξ^0 - β -Zerfall ebenfalls ein Mindestimpuls p_p von $40 \text{ GeV}/c$ verlangt. Der Elektronimpuls p_{e^-} muss mindestens $4 \text{ GeV}/c$ betragen, um einerseits die Triggereffizienz und somit die Übereinstimmung bei kleinen e^- -Impulsen so groß wie möglich zu halten, andererseits aber nicht zu viele Ereignisse zu verlieren (vergleiche Abbildung 3.13).

Die Distanz d_{CDA} der Spuren des e^- und des Protons beim Punkt ihrer größten Annäherung darf maximal 3 cm betragen. Dieser Wert fällt im Vergleich zum Normierungskanal etwas größer aus, da die rekonstruierten Spuren im Signalkanal keinen „echten“ Zerfallsvertex bilden. Da das Proton aber den wesentlichen Impuls des zerfallenden Σ^+ wegträgt, nähert sich dessen extrapolierte Bahn der rekonstruierten Spur des Elektrons.

Das Neutrino wird vom Detektor nicht registriert. Da es aber im Mittel einen Transversalimpuls besitzt, verbreitert sich die Energieschwerpunktsverteilung r_{cog} dementsprechend. Dieser Umstand wird im etwas breiteren Schnitt von $r_{\text{cog}} < 15 \text{ cm}$ berücksichtigt.

Der Ξ^0 -Vertex z_{Ξ^0} wird analog der Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ auf den Bereich zwischen 650 cm – 4000 cm eingeschränkt. Mit dem gleichen Argument wie beim Vertex für den Λ -Zerfall wird die Region für den Σ^+ -Zerfallsvertex z_{Σ^+} auf 650 cm – 5000 cm eingegrenzt. Außerdem wird auf die Distanz $d_{\Xi^0\Sigma^+}$ zwischen dem Ξ^0 - und Σ^+ -Vertex⁵ zwischen -800 cm bis 4000 cm geschnitten (vergleiche Abbildung 3.6). Dieser Abstand kann aufgrund der Rekonstruktionsauflösungen der beiden Vertices leicht negativ werden.

Um Untergrund von $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Zerfällen zu unterdrücken, wird für $m_{p\pi^-}$ bzw. $m_{\bar{p}\pi^+}$ gegen die nominelle Λ -Masse unter der Hypothese geschnitten, dass eine Spur dem Proton

⁵Dieses Selektionskriterium entspricht einem Schnitt auf die Σ^+ -Lebensdauer.

Schnitt	Variable	Bereich
π^- -Mindestimpuls	p_{π^-}	$> 5 \text{ GeV}/c$
Proton-Mindestimpuls	p_p	$> 40 \text{ GeV}/c$
Distanz am CDA-Vertex	d_{CDA}	$< 2.2 \text{ cm}$
Λ -Masse	$m_{p\pi^-}$	$m_{\Lambda}^{\text{PDG}} \pm 4 \text{ MeV}/c^2$
Energieschwerpunkt	r_{cog}	$< 7 \text{ cm}$
Neutraler Vertex	z_{Ξ^0}	$650 \text{ cm} - 4000 \text{ cm}$
Λ -Vertex	z_{Λ}	$650 \text{ cm} - 5000 \text{ cm}$
Abweichung von idealer Flugbahn	$d_{\text{ideal}}^{\text{vertex}}$	$< 3 \text{ cm}$
Ξ^0 -Masse	$m_{\Lambda\pi^0}$	$1.31 \text{ GeV}/c^2 - 1.32 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 5.3: Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfällen.

Schnitt	Daten	MC
Daten: L3-selektiert, MC: generiert	100% ($1.05 \cdot 10^9$)	100% ($1.7 \cdot 10^7$)
Trigger	4.13%	7.31%
Photonselektion	0.22%	4.34%
Spurselektion	$8.34 \cdot 10^{-4}$	1.67%
Λ -Massenschnitt	$8.13 \cdot 10^{-4}$	1.64%
Vertexschnitte	$6.54 \cdot 10^{-4}$	1.40%
Qualitätsschnitte	$5.93 \cdot 10^{-4}$	1.38%
Signalregion	$5.79 \cdot 10^{-4}$ (605184)	1.36% (241533)

Tabelle 5.4: Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte. Die Zahlen geben jeweils den Bruchteil an, der nach dem jeweiligen Schnitt noch übrig bleibt. In der MC-Simulation werden die Triggerbedingungen mit entsprechenden Schnitten in der Analyse berücksichtigt.

und die andere dem Pion entspricht. Das ausgeschnittene Massenfenster hat eine Breite von $14 \text{ MeV}/c^2$ und ist damit etwas breiter als der Schnitt im L2-Trigger auf die gleiche Größe, um Randeffekte aufgrund der schlechteren Auflösung der Massbox auszuschließen. Ein ähnliches Kriterium wird auf die Spuren unter $\pi^+\pi^-$ -Hypothese auf die invariante Zweispurmasse gegen die Masse des neutralen Kaons angewendet. Damit werden die sehr häufig vorkommenden $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle unterdrückt, denen ein zufälliges π^0 oder zwei zufällige Photonen überlagert sind. Es zeigt sich, dass die Größe $m_{\pi^\pm\pi^\mp}$ im Bereich $P_{\text{rat}} > 6$ auch für Signalereignisse im Bereich der Kaonmasse liegt (vergleiche Abbildung 5.2). Daher werden nur Kandidaten mit kleinerem Impulsverhältnis in einem Massenbereich von $30 \text{ MeV}/c^2$ um die Kaonmasse verworfen.

Bestimmt man den Abstand $d_{\text{CDA}}^{\Xi^0}$ der beiden Trajektorien beim CDA-Vertex zwischen Σ^+ -Flugbahn und extrapoliertes e^- -Spur, erhält man ein weiteres Kriterium für die Qualität der Ξ^0 -Vertexrekonstruktion. Ereignisse mit $d_{\text{CDA}}^{\Xi^0} > 4 \text{ cm}$ werden verworfen.

Auswahl des besten Kandidaten

Bleiben nach allen Schnitten mehrere Kandidaten eines Ereignisses übrig, wird ähnlich dem Normierungskanal vorgegangen, um die Mehrdeutigkeit möglichst ohne Verzerrung der Ereignisauswahl aufzulösen. Dazu wird der Kandidat ausgewählt, dessen Abstand $d_{\text{CDA}}^{\Xi^0}$ am CDA-Vertex am kleinsten ist.

Signalregion

Da die Ξ^0 -Masse der Signalereignisse nicht eindeutig rekonstruiert werden kann, lässt sich die Signalregion nicht über die Ξ^0 -Masse definieren. Wie bereits erwähnt, stellen die semileptonischen Ξ^0 -Zerfälle die einzige Quelle von Σ^+ dar, so dass sich die Identifizierung des Signals über einen Schnitt auf die invariante Masse $m_{p\pi^0}$ bewerkstelligen lässt. Das Massenfenster wird entsprechend drei Standardabweichungen um die nominelle PDG-Masse des Σ^+ positioniert (siehe Abbildung 5.8).

In Tabelle 5.5 werden nochmal alle Selektionskriterien für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Zerfälle zusammengefasst. Um einen ungefähren Eindruck über die Effizienz der einzelnen Schritte zu gewinnen, ist eine Gegenüberstellung der Effizienz beim Daten und MC-Datensatz in 5.6 gezeigt.

5 Ereignisauswahl der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$

Schnitt	Variable	Bereich
Proton-Mindestimpuls	p_p	$> 40 \text{ GeV}/c$
e^- -Mindestimpuls	p_{e^-}	$> 4 \text{ GeV}/c$
Distanz am CDA-Vertex der Spuren	d_{CDA}	$< 3 \text{ cm}$
Energieschwerpunkt	r_{cog}	$< 15 \text{ cm}$
Ξ^0 -Vertex	z_{Ξ^0}	$650 \text{ cm} - 4000 \text{ cm}$
Σ^+ -Vertex	z_{Σ^+}	$650 \text{ cm} - 5000 \text{ cm}$
Distanz zwischen Ξ^0 - und Σ^+ -Vertex	$d_{\Xi^0 \Sigma^+}$	$-800 \text{ cm} - 4000 \text{ cm}$
Schnitt gegen $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Masse	$m_{p\pi^-}, m_{\bar{p}\pi^+}$	$m_{\Lambda}^{\text{PDG}} \pm 14 \text{ MeV}/c^2$
Schnitt gegen Kaonmasse	$m_{\pi^{\pm}\pi^{\mp}}$	$m_{\text{K}^0}^{\text{PDG}} \pm 30 \text{ MeV}/c^2$ ($P_{\text{rat}} < 6$)
Distanz der Spuren am Ξ^0 -CDA-Vertex	$d_{\text{CDA}}^{\Xi^0}$	$< 4 \text{ cm}$
Σ^+ -Masse	m_{Σ^+}	$m_{\Sigma^+}^{\text{PDG}} \pm 8 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 5.5: Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Zerfällen.

Schnitt	Daten	MC
Daten: L3-selektiert, MC: generiert	100% ($1.05 \cdot 10^9$)	100% ($3.3 \cdot 10^6$)
Trigger	19.1%	12.6%
Photonselektion	0.48%	6.12%
Spurselektion	$5.08 \cdot 10^{-5}$	3.15%
Veto-Massenschnitte	$3.28 \cdot 10^{-5}$	3.01%
Vertexschnitte	$2.16 \cdot 10^{-5}$	2.62%
Qualitätsschnitte	$1.91 \cdot 10^{-5}$	2.55%
Signalregion	$6.37 \cdot 10^{-6}$ (6657)	2.50% (82605)

Tabelle 5.6: Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte. Die Zahlen geben jeweils den Bruchteil an, der nach dem jeweiligen Schnitt noch übrig bleibt. In der MC-Simulation werden der L1- und der L2-Trigger mit entsprechenden Schnitten in der Analyse berücksichtigt.

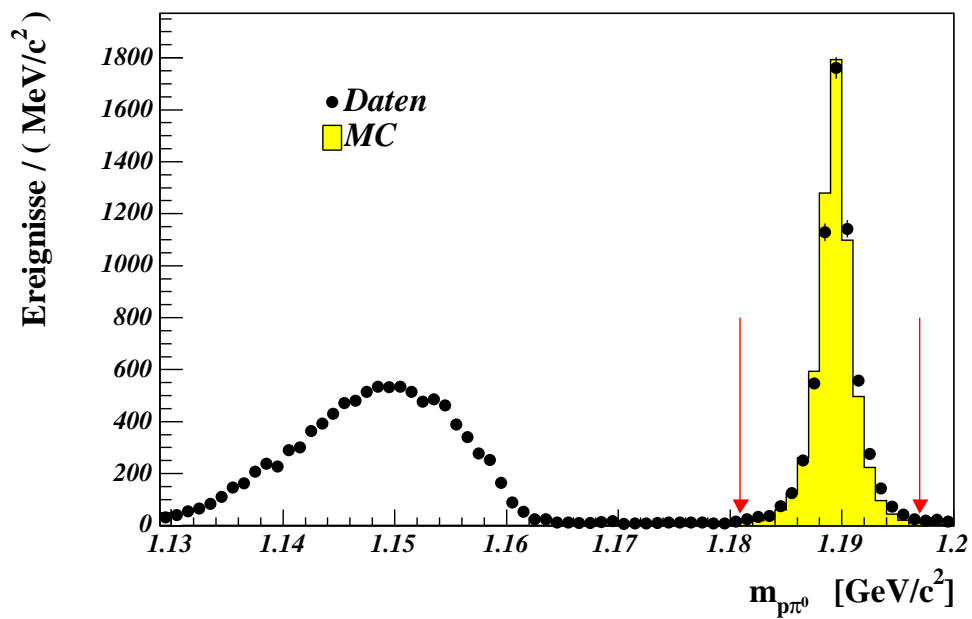


Abbildung 5.8: Signalregion der invarianten Masse $m_{p\pi^0}$. Der Hügel im linken Bereich stammt hauptsächlich von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignissen mit nachfolgendem $\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ -Zerfall.

6 Analyse des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

Generell wird jeder Analyseschritt für alle Datennahmeperioden (vergleiche Tabelle 2.2) separat durchgeführt. Unterschiede werden gegebenenfalls im Folgenden explizit erwähnt und gesondert behandelt. In den Perioden 1 und 3 sind jeweils nur Daten mit positiver Magnetpolarität aufgezeichnet worden.

6.1 Analysestrategie

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ lässt sich unter Einbeziehung des Verzweigungsverhältnisses des Normierungskanals $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ von $(99.522 \pm 0.032)\%$ und unter Berücksichtigung des Experimentaufbaus folgendermaßen durchführen:

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{norm}}} \cdot \frac{\text{Acc}_{\text{norm}}^{\text{MC}}}{\text{Acc}_{\text{signal}}^{\text{MC}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{norm}}^{\text{Trigger}}}{\epsilon_{\text{signal}}^{\text{Trigger}}} \cdot \frac{\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0) \cdot \text{BR}(\Lambda \rightarrow p \pi^-)}{\text{BR}(\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0)}, \quad (6.1)$$

wobei N_{signal} (N_{norm}) die selektierten Signal-(Normierungs-)Ereignisse sind. $\text{Acc}_{\text{signal}}^{\text{MC}}$ ($\text{Acc}_{\text{norm}}^{\text{MC}}$) bezeichnet die Detektorakzeptanz für die Ereignisse des Signal-(Normierungs-)Kanals, die mit Hilfe von MC-Simulationen bestimmt werden. Außerdem gehen noch die Triggereffizienzen $\epsilon_{\text{norm}}^{\text{Trigger}}$ und $\epsilon_{\text{signal}}^{\text{Trigger}}$ für Normierungs- und Signalkanal ein. Diese setzen sich aus dem Produkt der Effizienzen aller drei Triggerstufen ($\epsilon^{\text{L1}}, \epsilon^{\text{L2}}, \epsilon^{\text{L3}}$) zusammen:

$$\epsilon_{\text{norm,signal}}^{\text{Trigger}} = \epsilon_{\text{norm,signal}}^{\text{L1}} \cdot \epsilon_{\text{norm,signal}}^{\text{L2}} \cdot \epsilon_{\text{norm,signal}}^{\text{L3}} \quad (6.2)$$

Bei den sekundären Zerfällen müssen die Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt werden (siehe Gleichung 5.2). Das Verzweigungsverhältnis von $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ tritt sowohl beim semileptonischen als auch beim betrachteten nicht-leptonischen Zerfallskanal auf und kürzt sich deshalb heraus.

6.1.1 Ereignisakzeptanz

Die Bestimmung der Akzeptanz wird unter den gleichen Ausgangsbedingungen für den Signal- und den Normierungskanal durchgeführt. Die Bereiche der Ξ^0 -Energie und des primären Zerfallsvertex, die für die Generierung der Ereignisse und der Definition

der Zerfallsregion für eine korrekte Normierung des Flusses festgelegt werden, sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Größe	Generationsbereich	Zerfallsregion
Energie	(30 – 300) GeV	(70 – 220) GeV
Ξ^0 -Zerfallsvertex	(5.5 – 70) m	(6.5 – 40) m

Tabelle 6.1: *Kinematische Ausgangsgrößen zur Erzeugung der MC-Datensätze und Definition der akzeptierten Zerfallsregion (fiducial volume).*

Die Selektion der MC-Ereignisse und der Signalereignisse unterscheiden sich in einigen Punkten. Bei den simulierten Ereignissen werden folgende Kriterien nicht verwendet, da sie von der MC-Simulation nicht richtig wiedergegeben werden:

- Schnitte auf die Zeitinformation
- Schnitte auf gesetzte Triggerbits
- Schnitte auf Triggerhilfsvariablen (MBXMULT und L1TRK24EFF)

Da diese Kriterien aber in den Daten sowohl im Signal- als auch im Normierungskanal symmetrisch angewendet werden bzw. deren Einfluss auf das Verzweigungsverhältnis explizit untersucht wird, sind systematische Effekte diesbezüglich unter Kontrolle.

In den Tabellen 6.2 und 6.3 sind die Ergebnisse der geometrischen Akzeptanzmessungen mittels MC-Simulation für die beiden betrachteten Zerfallskanäle und die verschiedenen Datennahmeperioden zusammengefasst.

Runperiode	Generiert	Akzeptiert	Akzeptanz
1	$2.202 \cdot 10^6$	29762	$(1.351 \pm 0.008)\%$
2(pos)	$6.115 \cdot 10^6$	83184	$(1.360 \pm 0.005)\%$
2(neg)	$6.212 \cdot 10^6$	84529	$(1.361 \pm 0.005)\%$
3	$3.258 \cdot 10^6$	44058	$(1.352 \pm 0.006)\%$

Tabelle 6.2: *Anzahl der generierten und akzeptierten Ereignisse im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ für die Datennahmeperioden.*

Runperiode	Generiert	Akzeptiert	Akzeptanz
1	$3.975 \cdot 10^5$	9853	$(2.479 \pm 0.025)\%$
2(pos)	$1.145 \cdot 10^6$	28714	$(2.507 \pm 0.015)\%$
2(neg)	$1.144 \cdot 10^6$	28785	$(2.517 \pm 0.015)\%$
3	$6.071 \cdot 10^5$	15253	$(2.512 \pm 0.020)\%$

Tabelle 6.3: Anzahl der generierten und akzeptierten Ereignisse im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ für die Datennahmeperioden.

Obwohl die Drahtineffizienzen in der Simulation gemäß Abschnitt 3.2 berücksichtigt werden, spielt dies offensichtlich für die Akzeptanzen in den einzelnen Datennahmeperioden kaum eine Rolle. Das zeigt, dass die Rekonstruktionssoftware im Gegensatz zum L2-Trigger nicht allzu sehr von den Drahtineffizienzen betroffen ist.

6.2 Bestimmung der Triggereffizienzen

Das Vorgehen zur Bestimmung von Triggereffizienzen ist für alle Triggerstufen sehr ähnlich: Zuerst werden Ereignisse selektiert, die von einem Trigger mit minimaler Verzerrung (*minimum bias*) markiert wurden. Auf solche Ereignisse werden alle Analyseschnitte angewendet. Bei den verbleibenden Ereignissen wird dann überprüft, wieviele Ereignisse vom eigentlichen Physiktrigger erkannt wurden und somit dessen Effizienz berechnet.

6.2.1 Triggereffizienz der ersten Triggerstufe

Da die erste Triggerstufe sowohl für den Normierungs- als auch für den Signalkanal symmetrisch arbeitet (vergleiche Abschnitt 2.4.1), sollten sich eventuelle Ineffizienzen im Verzweungsverhältnis herauskürzen. Trotzdem wird die Ineffizienz im Normierungskanal überprüft, um unverstandene Effekte des L1-Triggers auszuschließen. Dazu werden Ereignisse mit dem T0N-Trigger ausgewählt, um von den Spurtriggern unabhängig zu sein, und mit Ereignissen des Normierungskanals die Effizienz des L1-Triggers gemessen. Die Ergebnisse zur L1-Triggereffizienz können der Tabelle 6.4 entnommen werden. In der ersten Datennahmeperiode ist die Ineffizienz aufgrund der L1-Bedingung GE2TRK etwas niedriger, wie in Abschnitt 2.4.1 erläutert wird.

Runperiode	T0N	L1-Getriggert	Effizienz
1	13636	12541	$(92.0 \pm 0.2)\%$
2(pos)	45497	45289	$(99.54 \pm 0.03)\%$
2(neg)	46574	46369	$(99.56 \pm 0.03)\%$
3	22944	22846	$(99.57 \pm 0.04)\%$

Tabelle 6.4: Effizienz des L1-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.

6.2.2 Triggereffizienz der zweiten Triggerstufe

Da im Normierungskanal nur der *Charged-Minimum-Bias*-Trigger verwendet wird, den der Trigger Supervisor aus Teilentscheidungen der L1-Triggerbedingung für Ereignisse mit geladenen Endzustandsteilchen zusammensetzt, erzeugt der L2-Trigger keine weiteren Ineffizienzen.

Die Triggereffizienz für den Signalkanal wird mit Hilfe des *Charged-Minimum-Bias*-Triggers als Kontrolltrigger bestimmt (siehe Tabelle 6.5). Dabei werden die *shortcuts* (vergleiche Abschnitt 2.4.2) berücksichtigt. Für die Messung der L2-Triggereffizienz

Runperiode	Charged Minimum Bias	L2-Getriggert	Effizienz
1	38	29	$(76.3 \pm 6.9)\%$
2(pos)	121	106	$(87.6 \pm 3.0)\%$
2(neg)	106	91	$(85.8 \pm 3.4)\%$
3	47	36	$(76.6 \pm 6.2)\%$

Tabelle 6.5: Effizienz des L2-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse.

stehen aufgrund der geringen Statistik nur wenige *Charged-Minimum-Bias*-Ereignisse zur Verfügung. Daraus ergibt sich eine große Unsicherheit auf die L2-Triggereffizienz, was sich in einem irreduziblen systematischen Fehler auf die Messung des Verzweigungsverhältnisses auswirkt.

6.2.3 Triggereffizienz der dritten Triggerstufe

Für die Effizienzmessung der dritten Triggerstufe wurden bei der Selektion durch die Software-Triggerstufe zusätzlich zufällig 2% aller Ereignisse ohne Berücksichtigung ihres physikalischen Inhalts markiert und ausgewählt (*autopass events*). Mit diesen Ereignissen

nissen als „Kontrolltrigger“ ist wie bei den anderen Triggerstufen eine Effizienzmessung sowohl für den Signal- als auch den Normierungskanal möglich. Da die Effizienz des Software-Triggers sehr hoch ist und der Selektionsalgorithmus während der Datennahme nicht geändert wurde, wird keine Einteilung in Datennahmeperioden vorgenommen. Des Weiteren werden bei der Bestimmung des Verzweungsverhältnisses keine Korrekturen oder Beiträge zur systematischen Unsicherheit infolge der dritten Triggerstufe berücksichtigt. Die Effizienzen für den L3-Trigger sind in Tabelle 6.6 zusammengestellt.

Kanal	Autopass Ereignisse	L3-Getriggert	Effizienz
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	$5.770 \cdot 10^4$	$5.767 \cdot 10^4$	$(99.94 \pm 0.01)\%$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	315	315	$> 99.3\%$ (CL=90%)

Tabelle 6.6: Effizienz des L3-Triggers für den Signal- und Normierungskanal.

6.3 Ergebnis der Selektion

Die Anzahl der Normierungs- und Signalereignisse in den jeweiligen Datennahmeperioden, die mit den in Kapitel 5 beschriebenen Selektionen erhalten werden, sind in Tabelle 6.7 dargestellt.

Runperiode	Signal	Normierung
1	547	76861
2(pos)	2453	209855
2(neg)	2564	209637
3	1093	108831
Summe	6657	605184

Tabelle 6.7: Anzahl selektierter Signal- und Normierungsereignisse. Die Anzahl der Signalereignisse beinhaltet noch den Untergrund.

Ausgehend von diesen Werten wird in den folgenden Kapiteln das Verzweungsverhältnis bestimmt.

6.4 Korrekturen

6.4.1 Untergrundsubtraktion

Um den Beitrag von physikalischem und zufälligem Untergrund von den Signalereignissen zu trennen, wird für jede Run- und Magnetpolarisationsperiode eine Anpassung der Signalmassenregion durchgeführt. Als Anpassungsfunktion erweist sich eine Summe aus zwei Gauß-Funktionen und einer Konstanten, die den Untergrund beschreibt, als zweckmäßig. Aus der Form der Seitenbänder (siehe Abbildung 6.1) lässt sich der Ansatz einer konstanten Untergrundfunktion rechtfertigen.

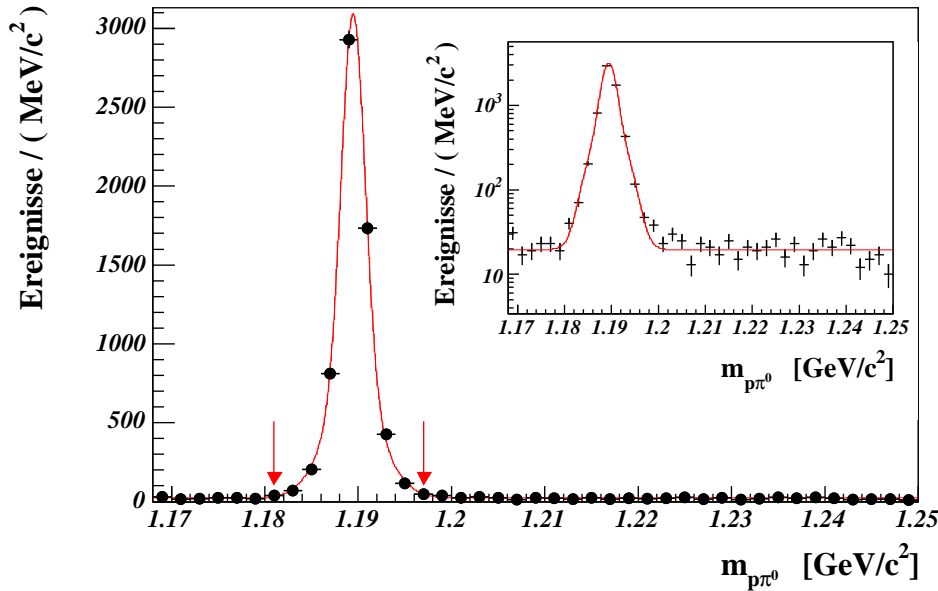


Abbildung 6.1: *Signalregion für alle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse: Die Anpassung für die Bestimmung der Signal- und Untergrundereignisse wird im Bereich zwischen 1.17 GeV und 1.25 GeV durchgeführt.*

Für die einzelnen Datennahmeperioden erhält man so die in Tabelle 6.8 gezeigten Untergrundbeiträge für die selektierte Signalregion, die bei der Bestimmung des Verzweungsverhältnisses subtrahiert werden müssen. Die systematische Unsicherheit aufgrund der Untergrundbestimmung ist etwa 0.1% und wird daher vernachlässigt. Im Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ ist keine Untergrundsubtraktion notwendig, da der beobachtbare Untergrund vernachlässigbar ist (vergleiche Abbildung 5.7).

Runperiode	Erwarteter Untergrund in der Signalregion
1	20.9 ± 2.9
2(pos)	46.2 ± 3.5
2(neg)	49.1 ± 3.6
3	23.5 ± 2.2
Summe	139.7 ± 6.2

Tabelle 6.8: Extrapolierte Anzahl der Untergrundereignisse aus der Anpassung der Signalregion für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Zerfälle.

6.4.2 Korrektur auf Ereignisse mit großem r_{cog}

Vergleicht man die r_{cog} -Verteilung zwischen Daten und MC, fallen Unterschiede für die Bereiche mit hohem r_{cog} sowohl im Signal- als auch im Normierungskanal auf (vergleiche Abbildungen 6.2 und 6.3). In der MC-Simulation treten in diesen Bereichen nur wenige Ereignisse auf, bei denen z. B. hadronische Schauerfluktuationen fälschlicherweise als Photonen interpretiert werden. In den Daten handelt es sich aber zum großen Teil um echte physikalische Ereignisse (siehe Abbildung 6.4), die zum Signal beitragen. Vermutlich haben sie ihren Ursprung in der Kollimatorregion, hervorgerufen durch am Kollimator gestreute Neutronen oder neutrale Hyperonen vom Target, die ebenfalls neutrale Ξ^0 erzeugen (vergleiche z. B. Kaonen aus Kollimator-Streuung bei [Bat02]).

Um den Beitrag dieser Ereignisse zum Signal- und Normierungskanal abzuschätzen, werden die Ereignisse mit einem hohen r_{cog} -Wert ($15 \text{ cm} < r_{\text{cog}} < 30 \text{ cm}$ für Signalkanal, $7 \text{ cm} < r_{\text{cog}} < 30 \text{ cm}$ für Normierungskanal) in den Bereich des Analyseschnitts extrapoliert. Beim Signalkanal muss zusätzlich beachtet werden, dass für hohe r_{cog} -Werte der relative Untergrund in der Signalmassenregion höher ist (vergleiche Abbildung 6.4). Aus der Anpassung an die invariante $p\pi^0$ -Massenverteilung ergibt sich ein relativer Untergrund von 17.7%, welcher von den extrapolierten Ereignissen abzuziehen ist.

Da es sich beim r_{cog} -Wert um eine radiale Größe handelt, erwartet man eigentlich einen linearen Anstieg mit zunehmendem r_{cog} . Im Normierungskanal lässt sich der hohe Bereich auch in der Tat mit einer solchen Funktion anpassen. Da aufgrund der fehlenden Neutrino-Energie und der kleinen e^- -Masse im Signalkanal ohnehin eine verbreiterte r_{cog} -Verteilung vorliegt, spielen bei höheren Werten Akzeptanzkriterien aufgrund der äußeren Geometrie des Detektors eine bedeutende Rolle. Daher scheint der hohe r_{cog} -Bereich eher konstant zu sein.

Der Korrekturfaktor R_{cog} auf das Verzweigungsverhältnis lässt sich mit

$$R_{\text{cog}} = \delta_{\text{signal}} / \delta_{\text{norm}} \quad (6.3)$$

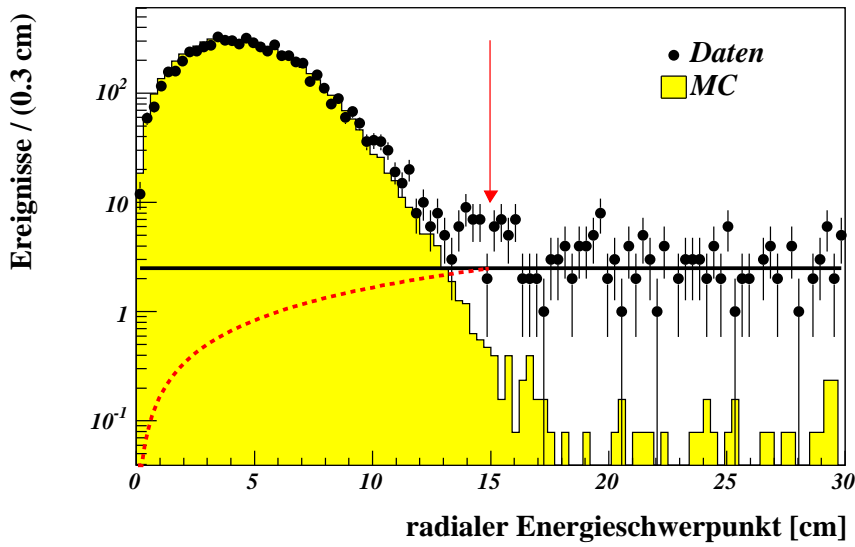


Abbildung 6.2: Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC im Signalkanal.

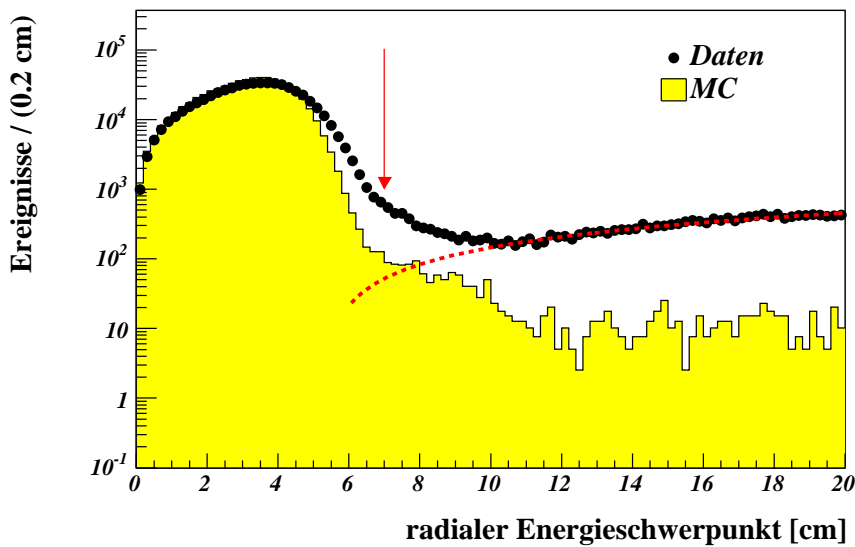


Abbildung 6.3: Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC im Normierungskanal.

ausdrücken, wobei

$$\delta = 1 - \frac{N^{\text{extrapoliert}}}{N^{\text{total}}} \quad (6.4)$$

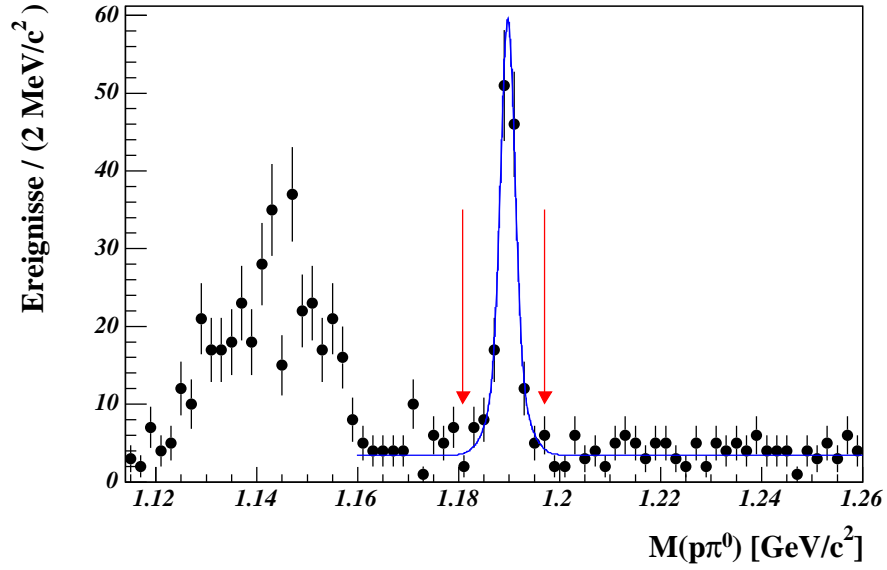


Abbildung 6.4: *Signalregion für Signalereignisse mit $15 \text{ cm} < R_{\text{cog}} < 30 \text{ cm}$.*

dem relativen Anteil der Signal-(Normierungs-)Ereignisse abzüglich der extrapolierten Ereignisse $N^{\text{extrapoliert}}$ mit hohem r_{cog} zu allen Ereignissen N^{total} mit dem nominellen r_{cog} -Schnitt darstellt.

Für die Extrapolation ergibt sich das Ergebnis in Tabelle 6.9. Obwohl die einzelnen

Extrapolation	linear	konstant
δ_{signal}	99.0%	97.8%
δ_{norm}	99.2%	98.3%

Tabelle 6.9: *Extrapolation der Ereignisse mit hohem r_{cog} -Wert in die Signalregion.*

Korrekturen aus der linearen Extrapolation in den Analysebereich für die δ -Faktoren für Signal- und Normierungskanal um 1% liegen, ist die gesamte Korrektur vergleichsweise gering:

$$R_{\text{cog}}^{\text{linear}} = \delta_{\text{signal}}^{\text{linear}} / \delta_{\text{norm}}^{\text{linear}} = 99.8\%. \quad (6.5)$$

Da die Region mit hohem r_{cog} für den semileptonischen Zerfallskanal konstant verläuft und das Abknicken der Verteilung in einen linearen Verlauf nicht genau bekannt ist, bietet es sich an, für die Abschätzung der systematischen Unsicherheit den Korrekturfaktor mit $R_{\text{cog}}^{\text{sys}} = \delta_{\text{signal}}^{\text{const}} / \delta_{\text{norm}}^{\text{linear}}$ zu vergleichen.

Für die Analyse erhält man damit eine Korrektur von $R_{\text{cog}} = (99.8 \pm 0.9)\%$.

6.5 Systematische Studien

Allgemeines Vorgehen

Um die Stabilität des Verzweigungsverhältnisses zu überprüfen, wird eine Reihe von systematischen Studien durchgeführt. Dazu werden in die Analyse eingehende Parameter innerhalb eines gewissen Bereichs variiert und der Einfluss auf das Verzweigungsverhältnis untersucht. Zu jeder Variation wird dann ein Beitrag zum gesamten systematischen Fehler abgeschätzt.

Generell werden alle Studien separat für alle Datennahmeperioden und Magnetpolarisationen durchgeführt, um eventuelle Abhängigkeiten zu durchleuchten. Bei Studien, die direkt Schnitte in den Daten verändern, wird für jeden Wert einer Variation das Verzweigungsverhältnis berechnet. Dabei wird jeweils erneut die L2-Triggereffizienz bestimmt und eine Untergrundsubtraktion vorgenommen, um deren Änderungen aufgrund der veränderten Schnitte zu berücksichtigen. Das Ergebnis wird dann in Form des Verhältnisses zwischen dem variierten und dem Verzweigungsverhältnis, das dem nominellen Schnitt der Analyse entspricht, dargestellt. Das Histogrammbin mit dem Referenzergebnis der Analyse ist im Folgenden eingefärbt.

Bei den Variationen wird ein Analyseschnitt über einen bestimmten Bereich variiert. Dabei sind die resultierenden statistischen Fehler der untersuchten Variationen nicht unabhängig voneinander, da die zu Grunde liegenden Datensätze überlappen. Um die Signifikanz systematischer Effekte hervorzuheben, wird deshalb diese Korrelation entfernt, indem die statistischen Fehler σ_{kor} der einzelnen Variationen quadratisch von dem statistischen Fehler σ_{ref} des Referenzwerts des nominellen Analyseschnitts subtrahiert werden:

$$\sigma_{\text{unkorreliert}} = \sqrt{|\sigma_{\text{ref}}^2 - \sigma_{\text{kor}}^2|}. \quad (6.6)$$

Der Fehler aus der Bestimmung der L2-Triggereffizienz für den semileptonischen Zerfallskanal hängt wegen der geringen Statistik der Charged-Minimum-Bias-Ereignisse stark von der Anzahl der Ereignisse in einem Variationsbin ab. Deshalb wird er in den folgenden Abbildungen quadratisch zum statistischen Fehler addiert und ebenfalls gemäß Gleichung 6.6 behandelt.

6.5.1 Ξ^0 -Polarisation

Da bisher noch keine Messung der Produktionspolarisation der Ξ^0 -Hyperonen bei NA48 durchgeführt wurde, wird in der MC-Simulation das Ergebnis vom KTeV-Experiment verwendet (vergleiche Abschnitt 3.4). Um den systematischen Effekt auf das Verzweigungsverhältnis infolge der Polarisation abzuschätzen, werden mehrere Datensätze mit Polarisationen entlang der x -Achse zwischen 0% und -15% generiert. Das Verhältnis

zwischen der geometrischen Normierungskanal- und Signalkanalakzeptanz ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Es zeigt sich dabei eine Abhängigkeit der Polarisation, die mit

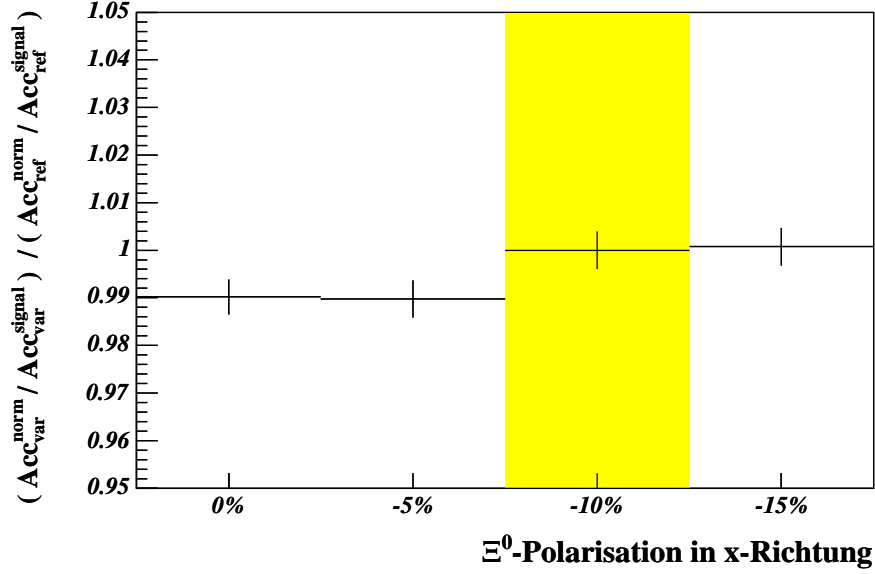


Abbildung 6.5: Abhängigkeit des Verhältnisses der Akzeptanz von der Polarisation aus MC-Studien zwischen den Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$.

einem Beitrag zur systematischen Unsicherheit von

$$\sigma_{\text{Polarisation}} = \pm 1\% \quad (6.7)$$

berücksichtigt wird.

6.5.2 Zerfallsasymmetrien

Um die Auswirkungen der Unsicherheit der Asymmetrie-Parameter bei $B \rightarrow b\pi$ -Zerfällen in der MC-Simulation auf die Akzeptanzbestimmung zu studieren, werden mehrere Datensätze mit jeweils einer Standardabweichung Differenz zu den Literaturwerten [PDG04] generiert.

In Abbildung 6.6 ist das Ergebnis der Variationen von α_Λ und α_{Ξ^0} (vergleiche Tabelle 3.4) für die Akzeptanz des Zerfallskanals $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ dargestellt.

Für beide Asymmetrieparameter ergibt sich jeweils eine relative Abweichung von -0.4% bei einer statistischen Unsicherheit von 0.3%. Deshalb wird ein Beitrag zur systematischen Unsicherheit von

$$\sigma_{\alpha_{\Xi^0, \Lambda}} = {}^{+0.0}_{-0.5} \% \quad (6.8)$$

berücksichtigt.

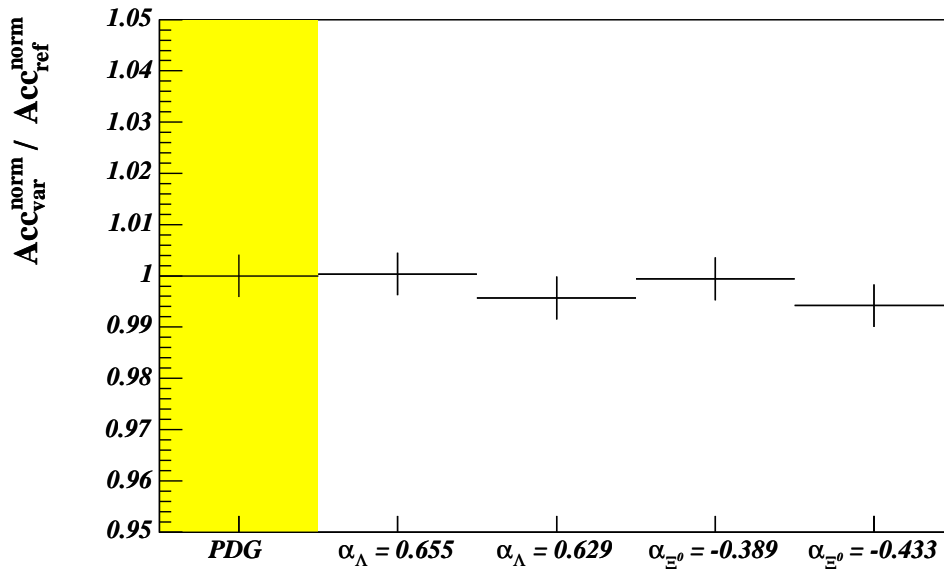


Abbildung 6.6: Zerfallsasymmetrie-Variation für den Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$.

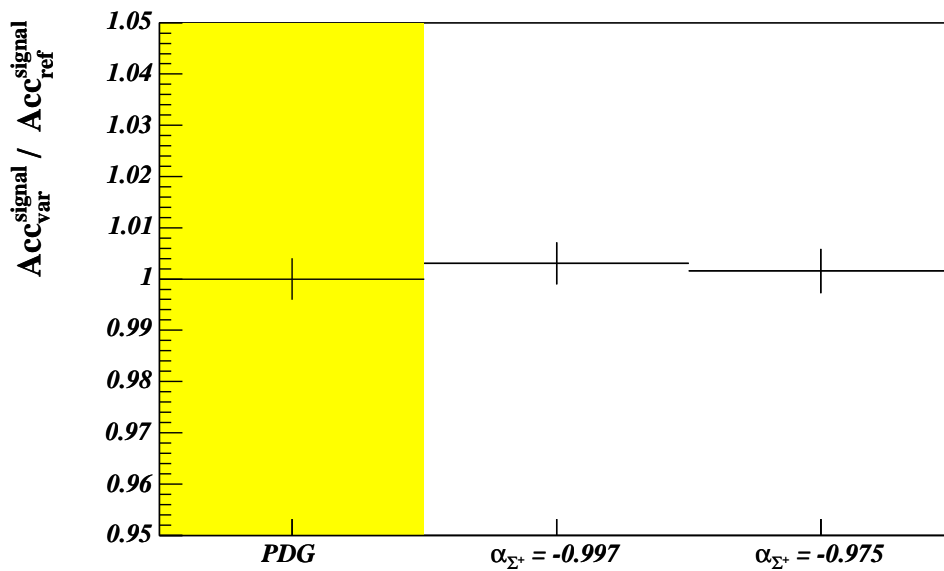


Abbildung 6.7: Zerfallsasymmetrie-Variation für den Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Die Auswirkung der Unsicherheit von α_{Σ^+} auf die Bestimmung der Akzeptanz des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ ist in 6.7 abgebildet. Innerhalb des relativen statistischen Fehlers von 0.3% lässt sich keine Abweichung feststellen und deshalb ein Beitrag zum systematischen Fehler vernachlässigt.

6.5.3 Variation der Formfaktoren

Um den Einfluss der Formfaktoren auf die gemessene Detektorakzeptanz zu bestimmen, werden mehrere MC-Datensätze mit unterschiedlichen Werten für die Formfaktoren erzeugt. Als Vergleichswert wird der MC-Datensatz herangezogen, der mit den vom KTeV-Experiment gemessenen Formfaktoren [Ala01] generiert wird. Dem gegenüber wird die Akzeptanz mit Formfaktoren aus der exakten $SU(3)$ -Theorie gestellt. Außerdem werden die Formfaktoren jeweils um eine Standardabweichung nach unten und oben variiert (vergleiche Abbildung 6.8).

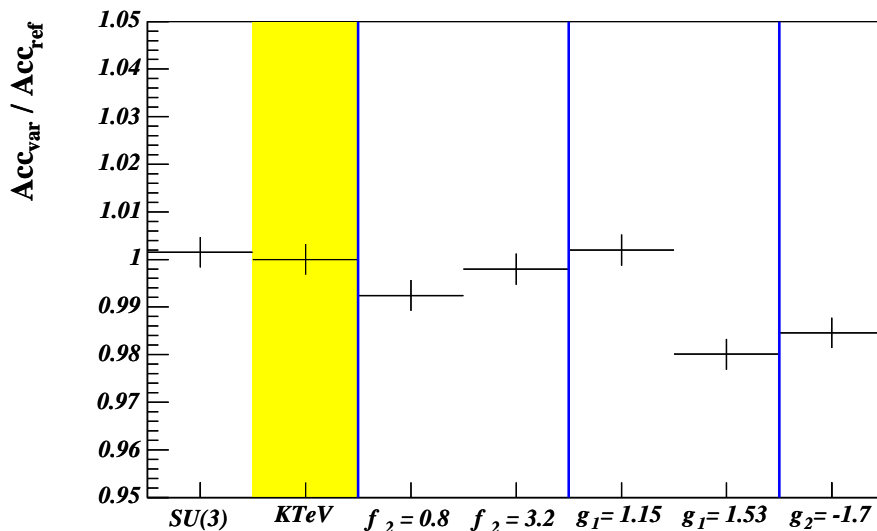


Abbildung 6.8: Änderung der Akzeptanz im Signalkanal unter Variation der Werte für die Formfaktoren. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der einzelnen unabhängigen MC-Datensätze an.

Dabei wird stets der $SU(3)$ -Wert $f_1 = 1$ angenommen, da dem Experiment nur das Verhältnis g_1/f_1 zugänglich ist. Obwohl die Formfaktormessung von KTeV für g_2 einen mit Null verträglichen Wert ergeben hat, wird die Akzeptanz für den gemessenen Wert $g_2 = -1.7$ ebenfalls untersucht. Die systematische Unsicherheit auf das Verzweigungsverhältnis wird aus den Abweichungen zu den verwendeten Formfaktoren der Messung

des KTeV-Experiments abgeschätzt:

$$\sigma_{\text{Formfaktoren}} = \begin{matrix} +2.0 \\ -0.4 \end{matrix} \% \quad (6.9)$$

Dabei dominiert die Unsicherheit auf den Formfaktor g_1 .

Außerdem wird ein MC-Datensatz ohne q^2 -Abhängigkeit generiert. Dieser zeigt allerdings keine Abweichung von der vollständigen Formfaktor-Beschreibung und wird daher nicht im systematischen Fehler berücksichtigt.

6.5.4 Ξ^0 -Lebensdauer

Neuere Messungen zeigen, dass die Ξ^0 -Lebensdauer von $\tau = 2.9 \cdot 10^{-10}$ s, wie sie in [PDG04] aus mehreren älteren Experimenten gemittelt wird, um etwa 5% zu niedrig angesiedelt ist [Mar04], [Bri00]. Deshalb wird in diesem Abschnitt die Auswirkung der Ξ^0 -Lebensdauer auf die Bestimmung der geometrische Akzeptanz mittels MC-Simulation untersucht.

Dazu wird der mit der nominellen Ξ^0 -Lebensdauer erzeugte MC-Datensatz auf verschiedene Lebensdauern in einem Bereich um -10% bis $+15\%$ des PDG-Werts umgewichtet.

Zunächst wird mit dem Gewichts-Faktor

$$w^{\text{flach}}(P_{\Xi^0}^{\text{true}}, z) = \frac{1}{\exp\left(\frac{-M_{\Xi^0} \cdot z}{P_{\Xi^0}^{\text{true}} \cdot c\tau^{\text{PDG}}}\right)} \quad (6.10)$$

jedes erzeugte Ereignis „flach“ gewichtet, indem durch die ursprüngliche Lebensdauer-Verteilung dividiert wird. Dabei entspricht M_{Ξ^0} der Ξ^0 -Masse, z dem Zerfallsvertex und $P_{\Xi^0}^{\text{true}}$ dem generierten Ξ^0 -Impuls. Im nächsten Schritt erzeugt die Multiplikation mit dem Gewicht

$$w^{\text{neu}}(P_{\Xi^0}^{\text{true}}, z) = \exp\left(\frac{-M_{\Xi^0} \cdot z}{P_{\Xi^0}^{\text{true}} \cdot c\tau^{\text{neu}}}\right) \quad (6.11)$$

eine neue Lebensdauer-Verteilung der Ereignisse mit dem Wert $c\tau^{\text{neu}}$.

In den Gewichtungsfunktionen wird kein Normierungsfaktor berücksichtigt. Da dieser aber für den MC-Datensatz des nicht-leptonischen und semileptonischen Zerfalls auftritt, kürzt er sich im Verhältnis der MC-Akzeptanzen heraus. Der Einfluss auf die Messung des Verzweigungsverhältnisses aufgrund einer Unsicherheit der Ξ^0 -Lebensdauer kann aus Abbildung 6.9 abgeschätzt werden. Insbesondere für eine um 5% höhere Lebensdauer ergibt sich folgender Beitrag zum systematischen Fehler:

$$\sigma_{\text{Lebensdauer}} = \pm 0.3\%. \quad (6.12)$$

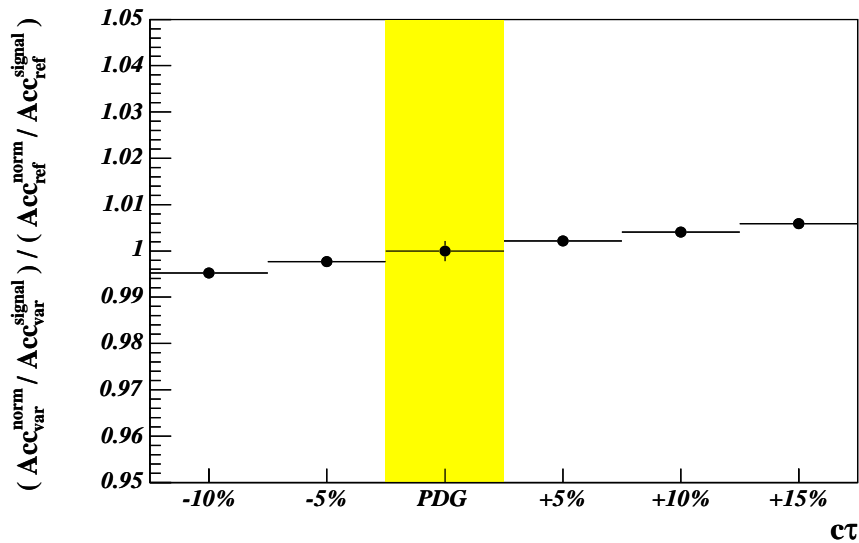


Abbildung 6.9: Verhältnis der MC-Akzeptanzen als Funktion der Ξ^0 -Lebensdauer.

6.5.5 E/P-Verhältnis

Die Simulation des E/P -Verhältnisses für Elektronen weist im Signalkanal Diskrepanzen zu den Daten auf: Zum einen ist die Auflösung in den simulierten Ereignissen besser als in den Daten. Zum anderen scheint der Wert für das gemessene E/P -Verhältnis für Elektronen leicht zu Werten kleiner als eins verschoben zu sein (vergleiche Abbildung 6.10). Aus diesem Grund ist der Schnitt in der Analyse für die Selektion des Elektrons auch sehr breit gewählt, um eine möglichst große Effizienz bei der Anwendung des E/P -Kriteriums zu erreichen.

Um den systematischen Effekt des E/P -Schnittes abzuschätzen, wird der untere Analyseschnitt zwischen 0.8-0.95 variiert. Die Obergrenze von 1.2 entfernt sowohl in den Daten als auch im MC-Datensatz effektiv fast keine Ereignisse und wird deshalb keiner systematischer Untersuchung unterzogen. Abbildung 6.11 zeigt die entsprechenden Änderungen des Verzweungsverhältnisses.

Innerhalb des statistischen Fehlers kann kein systematischer Effekt beobachtet werden und wird deshalb nicht weiter berücksichtigt.

6.5.6 Minimaler radialer Abstand der Spurpunkte in den Driftkammern

Die Driftkammern nahe des instrumentierten Bereichs beim Strahlrohr weisen Ineffizienzen auf, die von der MC-Simulation nicht korrekt wiedergegeben werden (vergleiche

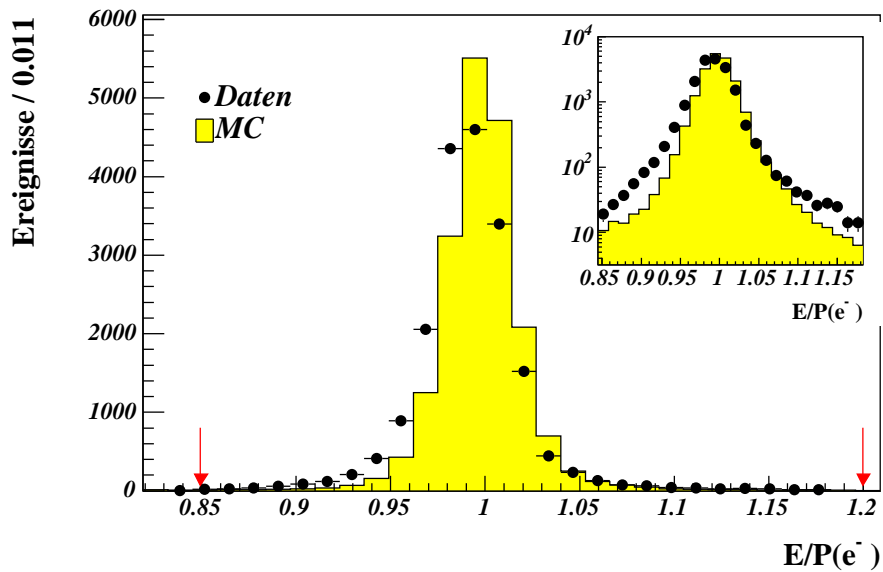


Abbildung 6.10: E/P -Verhältnis für das Elektron im Signalkanal. Die Pfeile markieren den Analyseschnitt. Der L3-Triggerschnitt liegt bei 0.85.

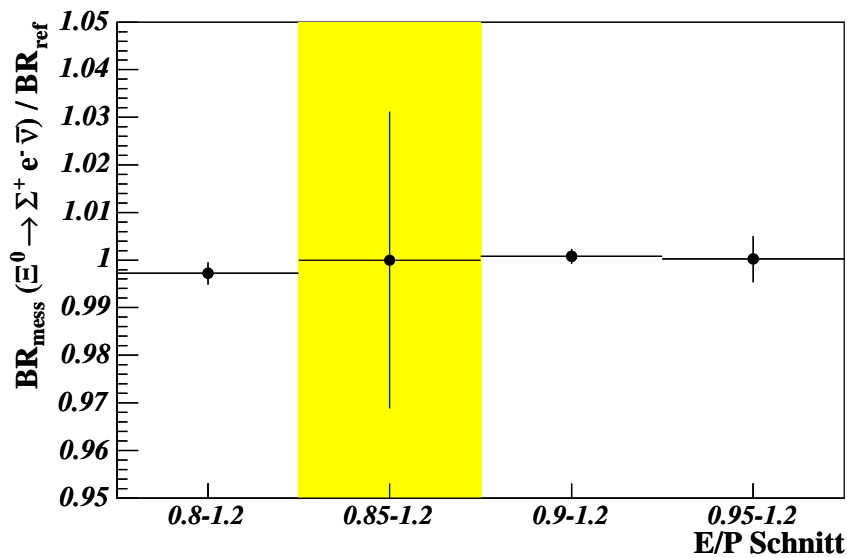


Abbildung 6.11: Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses von E/P für das Elektron für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse.

Abbildung 6.12). Deshalb muss der Schnitt auf den radialen Mindestabstand der Spuren zur Strahlachse groß gewählt werden, obwohl dadurch die Statistik stark reduziert wird. Da die L2-Triggerstufe nur einige Drahtebenen für ihre Entscheidungsfindung auswertet, könnte sich diese Ineffizienz auch in besonderem Maße bei der Effizienz der Massbox bemerkbar machen.

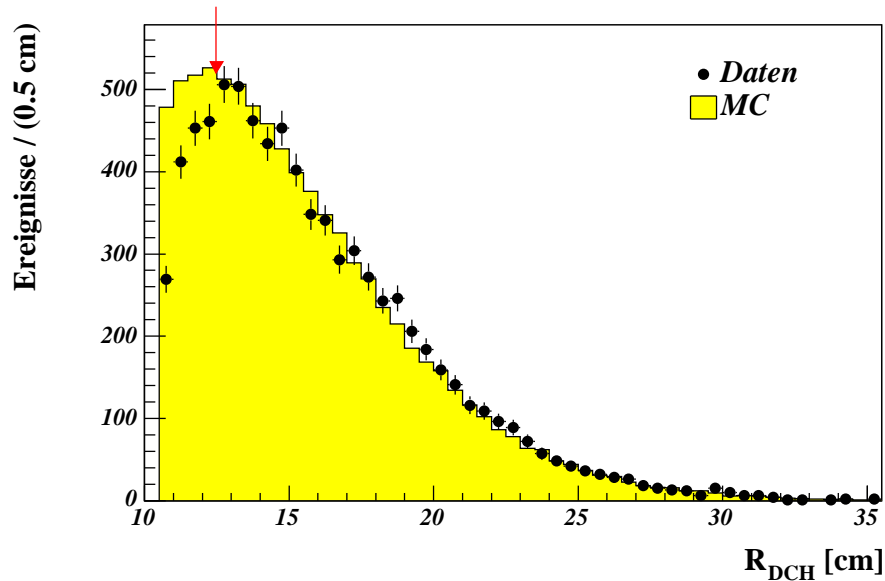


Abbildung 6.12: Vergleich Daten/MC der Größe R_{DCH} im Signalkanal. Der Pfeil markiert den Analyseschnitt.

Für die Untersuchung dieses Problems wird der minimale radiale Abstandsschnitt der Spuren zur Strahlachse in den Driftkammern zwischen 10.5 cm und 15.5 cm variiert und der Einfluss auf das Verzweungsverhältnis bestimmt.

Bei der Abschätzung des Beitrags zum systematischen Fehler wird der Wert bei 10.5 cm nicht berücksichtigt, da er offensichtlich in einem Bereich liegt, der von der MC-Simulation nicht richtig wiedergegeben wird. Beim Schnitt $R_{DCH} > 13.5$ cm tritt eine Abweichung zum nominellen Kriterium von etwa 1.5% auf. Allerdings ist kein eindeutiger Trend ersichtlich. Da die MC-Simulation mit den Daten in diesem Bereich gut übereinstimmt, ist es wahrscheinlich, dass die beobachtete Variation von einer Fluktuation der Ereignisse für die Bestimmung der L2-Triggereffizienz herrührt.

Da ein systematischer Effekt nicht vollständig ausgeschlossen werden kann, wird ein Beitrag zum systematischen Fehler von

$$\sigma_{R_{DCH}} = \pm 1\% \quad (6.13)$$

angenommen.

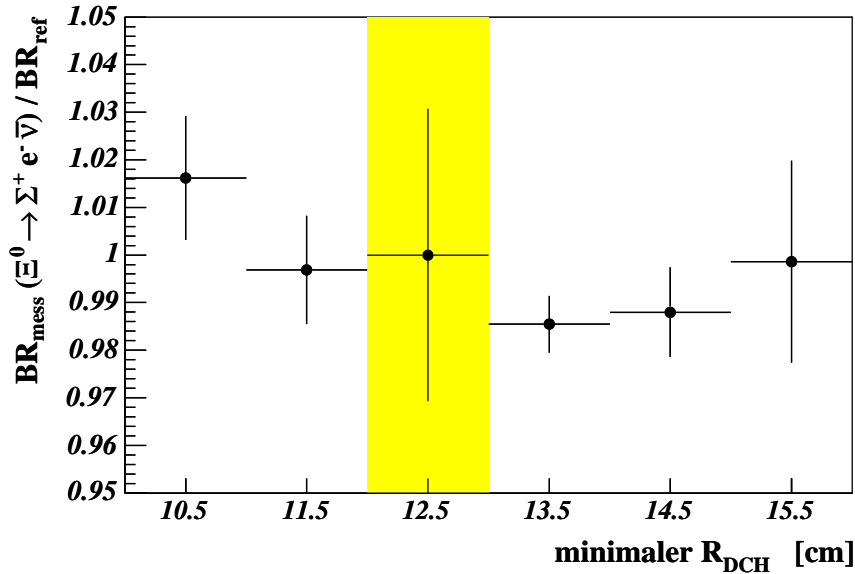


Abbildung 6.13: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom Schnitt auf R_{DCH} .

6.5.7 Schnitt auf den primären Zerfallsvertex

Innerhalb der MC-Simulation ist die Modellierung der Kollimatorgeometrie stark vereinfacht wiedergegeben: Ereignisse, die vor dem letzten Kollimator zerfallen, werden verworfen. Außerdem werden am Kollimator gestreute Ereignisse ebenfalls nicht berücksichtigt, was zu Abweichungen zwischen den Daten und der MC-Simulation führt. Hierzu wird der Schnitt auf die z -Komponente der Spur- und der Ξ^0 -Vertizes zwischen 500 cm und 900 cm hinter dem Target variiert und dessen Auswirkung auf das Verzweigungsverhältnis untersucht. Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

Innerhalb des statistischen Fehlers ist keine signifikante Variation des Messergebnisses erkennbar und trägt somit nicht zum systematischen Fehler bei.

6.5.8 Elektronimpuls

Die MC-Simulation beschreibt das Elektronenspektrum bei kleinen Impulsen nur unzulänglich (vergleiche Abbildung 3.13). Grund hierfür könnte die Abhängigkeit der Triggereffizienz der zweiten Triggerstufe in der ersten und dritten Datennahmeperiode vom Impuls p_e des Elektrons sein. Um diesen Effekt abzuschätzen, wird der Schnitt auf den Mindestimpuls für das Elektron im Bereich von 2-10 GeV/c variiert. Da die Akzeptanzregion für Elektronen im Signalkanal hauptsächlich in diesem Impulsbereich liegt ($P_e > 10$ GeV/c halbiert die Statistik), steigt der statistische Fehler der Triggereffizienz

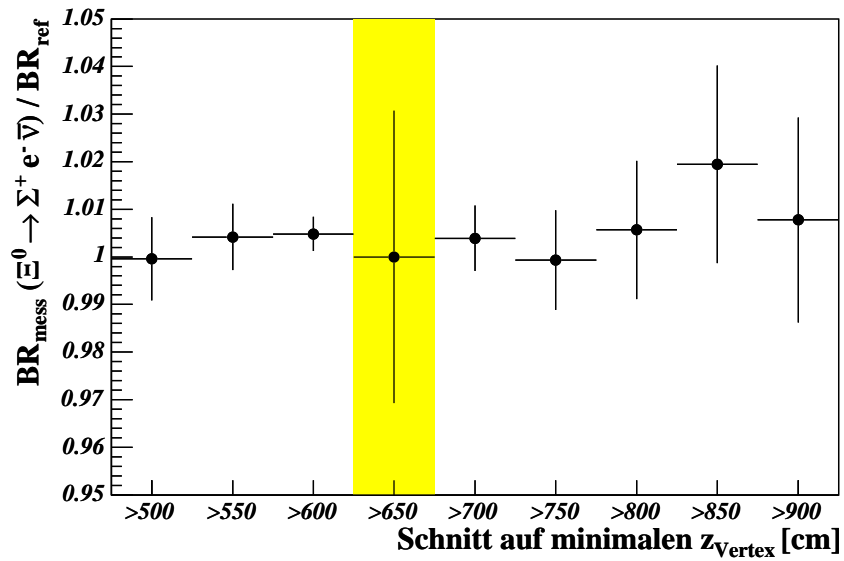


Abbildung 6.14: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom Schnitt auf die z -Komponente der Vertizes.

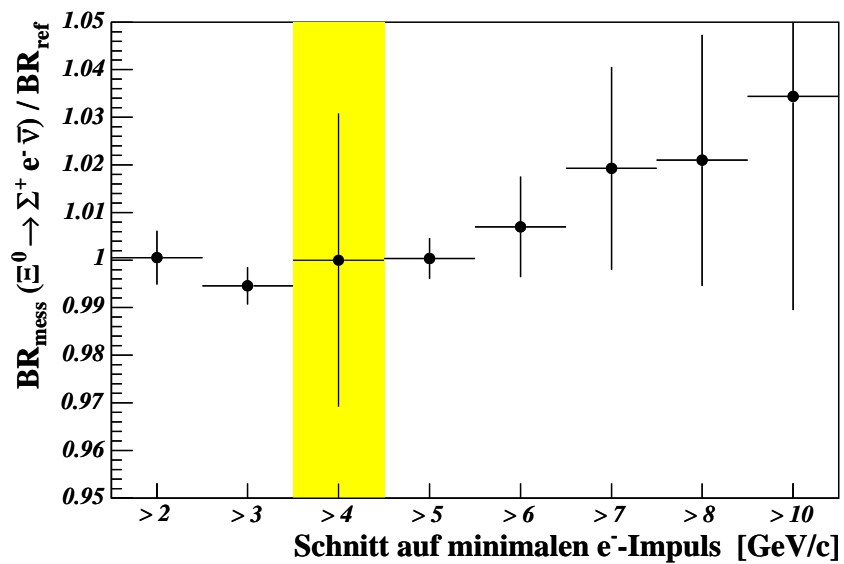


Abbildung 6.15: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom minimalen Impuls für das Elektron im Signalkanal.

fizienzmessung bei hohen Schwellenwerten stark an. Da Ereignisse des Normierungskanals nicht über die Massbox ausgewählt werden, muss der Schnitt auf den minimalen π^- -Impuls bei dieser Studie nicht verändert werden.

Bei kleinen Elektronenimpulsen ist keine systematische Tendenz erkennbar. Bei höheren Impulsen scheint das Verzweungsverhältnis zwar leicht anzusteigen, aber innerhalb des statistischen Fehlers lässt sich darüber kaum eine Aussage treffen. Deshalb wird hierfür kein Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt.

6.5.9 Zusammenfassung der systematischen Studien

In Tabelle 6.10 sind alle Datennahmeperioden-unabhängigen Beiträge zum systematischen Fehler zusammengefasst.

Für die Bestimmung des Beitrags zum systematischen Fehler aufgrund der Unsicherheiten der verwendeten Verzweungsverhältnisse werden die relativen Unsicherheiten der Verzweungsverhältnisse $\sigma_{\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0)} = 3.2 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_{\text{BR}(\Lambda \rightarrow p \pi^-)} = 7.8 \cdot 10^{-3}$ und $\sigma_{\text{BR}(\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0)} = 5.8 \cdot 10^{-3}$ berücksichtigt.

Hinzu kommen die systematischen Fehler aus der Bestimmung der L2-Triggereffizienzen, die jeweils die Ergebnisse der Verzweungsverhältnisse in den jeweiligen Datennahmeperioden betreffen.

Systematik	Beitrag zum systematischen Fehler
Korrektur auf R_{cog}	$\pm 0.9\%$
Primäre Ξ^0 -Polarisation	$\pm 1.0\%$
Asymmetrie-Parameter	$+0.0\%$ -0.5%
Formfaktoren	$+2.0\%$ -0.4%
Ξ^0 -Lebensdauer	$\pm 0.3\%$
R_{DCH}	$\pm 1.0\%$
Fehler auf benutzte BR	$\pm 0.98\%$
Gesamt	$+2.8\%$ -2.1%

Tabelle 6.10: Zusammenfassung der Beiträge zum systematischen Fehler, die unabhängig von der Datennahmeperiode sind.

6.6 Ergebnis

Aus den in den vorherigen Abschnitten bestimmten Werten und Korrekturen ergibt sich das Verzweigungsverhältnis $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ in den einzelnen Datennahmeperioden wie in Tabelle 6.11 dargestellt.

Runperiode	BR($\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$)[10^{-4}]						
1	2.412	\pm	0.107	\pm	0.166	\pm	$\begin{smallmatrix} +0.068 \\ -0.051 \end{smallmatrix}$
2(pos)	2.503	\pm	0.054	\pm	0.075	\pm	$\begin{smallmatrix} +0.070 \\ -0.053 \end{smallmatrix}$
2(neg)	2.663	\pm	0.056	\pm	0.091	\pm	$\begin{smallmatrix} +0.075 \\ -0.056 \end{smallmatrix}$
3	2.434	\pm	0.077	\pm	0.151	\pm	$\begin{smallmatrix} +0.068 \\ -0.051 \end{smallmatrix}$

Tabelle 6.11: *Ergebnis der Verzweigungsverhältnisse innerhalb der Datennahmeperioden: Der erste Fehler ist statistischer Natur, der zweite der Datennahmeperiode-abhängige und der dritte der Datennahmeperiode-unabhängige systematische Fehler.*

Auf den ersten Blick scheint das Resultat für die zweite Datennahmeperiode mit negativer Magnetpolarität im Vergleich zu den anderen Datennahmeperioden etwas höher zu sein. Berücksichtigt man aber den Fehler bei der Bestimmung der Triggereffizienz der zweiten Triggerstufe für diese Periode, stimmen die Werte gut überein (vergleiche auch Tabelle 6.5). In Abbildung 6.16 ist das Ergebnis der einzelnen Datennahmeperioden nochmal zusammengefasst.

Aus der gewichteten Kombination der einzelnen Ergebnisse erhält man

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = (2.533 \pm 0.032_{\text{stat}} \pm 0.054_{\text{syst/ra}} \begin{smallmatrix} +0.071 \\ -0.053 \end{smallmatrix}_{\text{syst/ru}}) \cdot 10^{-4}$$

(6.14)

Der erste Fehler wird aus dem statistischen Fehler der vorliegenden Daten und der MC-Datensätze bestimmt. Der zweite Fehler ist der Beitrag des Datennahmeperiode-abhängigen (L2-Trigger) und der dritte des Datennahmeperiode-unabhängigen systematischen Fehlers.

Das Ergebnis zeigt innerhalb des Fehlers eine gute Übereinstimmung sowohl mit der veröffentlichten Messung [Aff99] und einem neueren vorläufigen Resultat [Ala99] des KTeV-Experiments

$$\text{BR}_{\text{KTeV}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = (2.71 \pm 0.22_{\text{stat}} \pm 0.31_{\text{syst}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.15)$$

$$\text{BR}_{\text{KTeV}}^{\text{preliminary}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = (2.54 \pm 0.11_{\text{stat}} \pm 0.16_{\text{syst}}) \cdot 10^{-4} \quad (6.16)$$

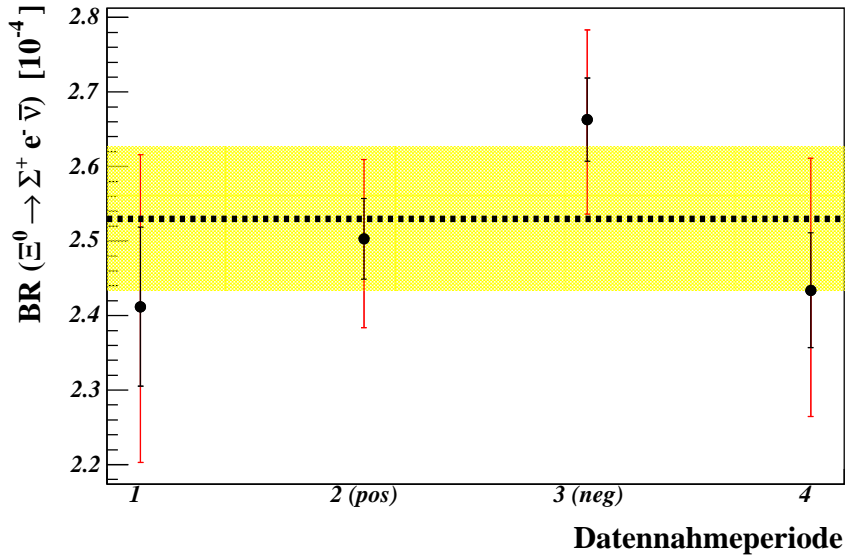


Abbildung 6.16: Ergebnisse der einzelnen Datennahmeperioden. Der kleine Fehlerbalken gibt die statistische und der große Fehlerbalken die quadratische Summe aus statistischer und systematischer Unsicherheit an. Die gestrichelte Linie zeigt den Mittelwert mit dem zugehörigen Fehlerband.

als auch mit der Vorhersage der Cabibbo-Theorie von etwa $2.6 \cdot 10^{-4}$ (siehe Abschnitt 1.3.1).

6.7 Bestimmung von $|V_{us}| \cdot f_1(0)$

Das Resultat aus Gleichung 6.14 erlaubt mit Hilfe der integrierten Rate aus Gleichungen 1.38 und 1.40 unter Berücksichtigung der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren aus Gleichung 1.41 und der radiativen Korrekturen aus Abschnitt 1.3.4 die Extraktion von $|V_{us}| \cdot f_1(0)$. Der Vektorformfaktor $f_1(0)$ ist dem Experiment nicht direkt zugänglich.

Für die Formfaktoren werden die Resultate des KTeV-Experiments herangezogen (siehe Gleichung 1.51), nur für den Vektor-Formfaktor wird der $SU(3)$ -Wert $f_1(0) = 1$ verwendet. Der Wert für die Ξ^0 -Lebensdauer $\tau_{\Xi^0} = (2.9 \cdot 10^{-10} \pm 0.09)$ s wird [PDG04] entnommen.

Damit erhält man als Ergebnis für das CKM-Matrixelement:

$$|V_{us}| \cdot f_1(0) = 0.209 \pm 0.004_{\text{exp}} \pm 0.026_{\text{syst}} \quad (6.17)$$

Der erste Fehler gibt den Beitrag dieser Messung an, der zweite Fehler beinhaltet den

systematischen Fehler aus der Unsicherheit über die Formfaktoren und die Lebensdauer.

Innerhalb des Fehlers ist das Resultat verträglich mit der Unitaritätsbedingung der ersten Zeile der CKM-Matrix und den Messungen der K_{e3} -Zerfälle. Der Fehler ist durch die Unsicherheit von etwa 15% auf das Formfaktorverhältnis g_1/f_1 dominiert. Dies macht eine genaue Messung der Formfaktoren wünschenswert.

Verwendet man eine um 5% höhere Lebensdauer für das Ξ^0 -Hyperon [Mar04] ergibt sich ein geringfügig niedrigeres Resultat:

$$\boxed{[|V_{us}| \cdot f_1(0)]_{\tau_{\Xi^0}+5\%} = 0.204 \pm 0.004_{\text{exp}} \pm 0.026_{\text{syst}}}. \quad (6.18)$$

7 Analyse des Zerfalls $\overline{\Xi}^0 \rightarrow \overline{\Sigma}^+ e^+ \nu_e$ und Bestimmung des $\Xi^0/\overline{\Xi}^0$ -Flusses

Beim Design der Triggerbedingungen wurden die Ladungen für die einzelnen Teilchen-Hypothesen nicht a priori festgelegt. Daher enthält der Datensatz auch die Zerfälle von Antihyperonen wie $\overline{\Xi}^0$.

Innerhalb dieses Kapitels soll das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $\overline{\Xi}^0 \rightarrow \overline{\Sigma}^+ e^+ \nu_e$ bestimmt werden. Dabei wird die gleiche Strategie wie in Kapitel 6 verfolgt, nur dass die Zerfälle der entsprechenden Antiteilchen herangezogen werden: Als Normierungskanal dient der Zerfall $\overline{\Xi}^0 \rightarrow \overline{\Lambda} \pi^0$.

Um die folgenden Ergebnisse mit denen der Ξ^0 -Zerfälle vergleichen zu können, werden exakt die gleichen Selektionskriterien angewandt. Der einzige Unterschied liegt in der Forderung der umgekehrten Ladung in den Teilchen-Hypothesen.

Damit unterscheiden sich die $\overline{\Xi}^0$ -Zerfälle von den Ξ^0 -Zerfällen hinsichtlich systematischer Effekte lediglich bei der Polarisierung und dem Energiespektrum, was im Folgenden näher untersucht wird. Wie in Abschnitt 6.5.1 gezeigt, hat die Polarisierung nur einen geringen Einfluss. Aufgrund der gleichen Topologie dieses Zerfalls eignet er sich besonders gut als Gegenprobe der Messung des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \overline{\nu}_e$.

Die Analyse wird ebenfalls in drei Datennahmeperioden durchgeführt, um den verschiedenen Triggerkonfigurationen Rechnung zu tragen. Da im vorherigen Kapitel keine signifikante systematische Abhängigkeit von der Magnetpolarisation des Spektrometers nachgewiesen werden konnte, wird aufgrund der geringen Statistik im Folgenden auf eine Unterteilung in positive und negative Magnetpolarität verzichtet.

Am Ende des Kapitels wird noch eine Messung des Verhältnisses des Flusses zwischen $\overline{\Xi}^0$ und Ξ^0 vorgestellt.

7.1 Ereignisakzeptanz

Die MC-Datensätze für $\overline{\Xi}^0$ -Zerfälle werden mit dem gleichen Generator erzeugt wie in der Ξ^0 -Analyse. Dabei werden lediglich die erzeugten Teilchen durch die korrespondierenden Antiteilchen ersetzt. Entsprechend der Messung von KTeV [Erw99] werden die primären $\overline{\Xi}^0$ -Teilchen unpolarisiert generiert.

Da bei der Erzeugung von Antiteilchen am Target alle Quarks aus dem Dirac-See erzeugt werden müssen, fällt das resultierende $\overline{\Xi}^0$ -Spektrum im Vergleich zum Ξ^0 -Spektrum etwas weicher aus. Dieses wurde in der Simulation berücksichtigt (vergleiche

Abschnitt 3.3.1).

Die Ergebnisse der Akzeptanzbestimmung sind in Tabelle 7.1 gezeigt.

Runperiode	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$	$\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu$
1	$(1.182 \pm 0.010)\%$	$(1.73 \pm 0.03)\%$
2	$(1.176 \pm 0.004)\%$	$(1.73 \pm 0.01)\%$
3	$(1.174 \pm 0.008)\%$	$(1.78 \pm 0.02)\%$

Tabelle 7.1: Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu$.

Im Vergleich zu Ξ^0 -Zerfällen sind die Akzeptanzen kleiner. Dies ist auf das etwas weichere Produktionsspektrum zurückzuführen: Für die leichteren Zerfallsprodukte (e^+ , π^+ , γ) ergibt sich eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, der aktiven Detektorregion zu entkommen.

7.2 Triggereffizienzen

7.2.1 L1-Triggereffizienz

Die Bestimmung der Effizienz des L1-Triggers erfolgt mit Hilfe von Zerfällen des Typs $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$. Als Kontrolltrigger wird wiederum der T0N-Trigger verwendet. Die erhaltenen Effizienzen, die in Tabelle 7.2 zusammengefasst sind, stimmen innerhalb des statistischen Fehlers mit denen aus Abschnitt 6.2.1 gut überein.

Runperiode	T0N	Getriggert	Effizienz
1	1074	990	$(92.3 \pm 0.8)\%$
2	7319	7277	$(99.43 \pm 0.09)\%$
3	1864	1856	$(99.57 \pm 0.15)\%$

Tabelle 7.2: Bestimmung der Effizienz des L1-Triggers mittels $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ Ereignisse.

7.2.2 L2-Triggereffizienz

Die analoge Bestimmung der Effizienz der zweiten Triggerstufe für den Signalkanal wie in Abschnitt 6.2.2 gestaltet sich aufgrund der geringen Statistik der *charged minimum bias* Ereignisse als wenig praktikabel: Es lassen sich nur sehr vage, statistisch stark limitierte Aussagen treffen (vergleiche Tabelle 7.3). Innerhalb der statistischen Fehler sind die Effizienzen allerdings konsistent mit der Bestimmung aus Ξ^0 -Zerfällen.

Runperiode	L2-Getriggert	Charged Minimum Bias	Effizienz
1	3	4	$(75.0 \pm 21.7)\%$
2	12	13	$(92.3 \pm 7.4)\%$
3	2	2	$> 43\%$ (CL=68%)

Tabelle 7.3: Bestimmung der Effizienz des L2-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu$ -Ereignisse.

Unterschiede in der L2-Triggereffizienz zwischen Ξ^0 - und $\bar{\Xi}^0$ -Ereignissen könnten wegen des weicheren Produktionsspektrums auftreten. Deshalb wird die L2-Triggereffizienz als Funktion der primären Ξ^0 -Energie bestimmt (vergleiche Abbildung 7.1). Innerhalb der statistischen Fehler kann keine Abhängigkeit festgestellt werden. Deshalb werden in der $\bar{\Xi}^0$ -Analyse die Resultate für die L2-Triggereffizienz aus Tabelle 6.5 verwendet.

Diskrepanzen der L2-Triggereffizienzen aufgrund der unterschiedlichen Polarisation von Ξ^0 und $\bar{\Xi}^0$ werden als vernachlässigbar angenommen.

7.2.3 L3-Triggereffizienz

Das Problem der geringen Statistik taucht auch in der dritten Triggerstufe wieder auf. Da es sich hier allerdings um einen Software-Trigger handelt, der für Ξ^0 -Zerfälle sehr gut verstanden ist (nur sehr geringe Ineffizienz), wird im Folgenden die gleiche Effizienz für den L3-Trigger aus Tabelle 6.6 angenommen. Dementsprechend wird ebenfalls nicht auf diese Ineffizienz korrigiert.

7.3 Ergebnis der Selektion

Die Massenregion der ausgewählten $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ -Zerfällen ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Wie im Falle der Ξ^0 -Analyse ist auch hier der Untergrund vernachlässigbar.

Allerdings zeigt sich auch hier (wie am Ende von Abschnitt 5.4 erwähnt) eine Verschiebung der invarianten $\bar{\Lambda} \pi^0$ -Masse zu leicht höheren Werten.

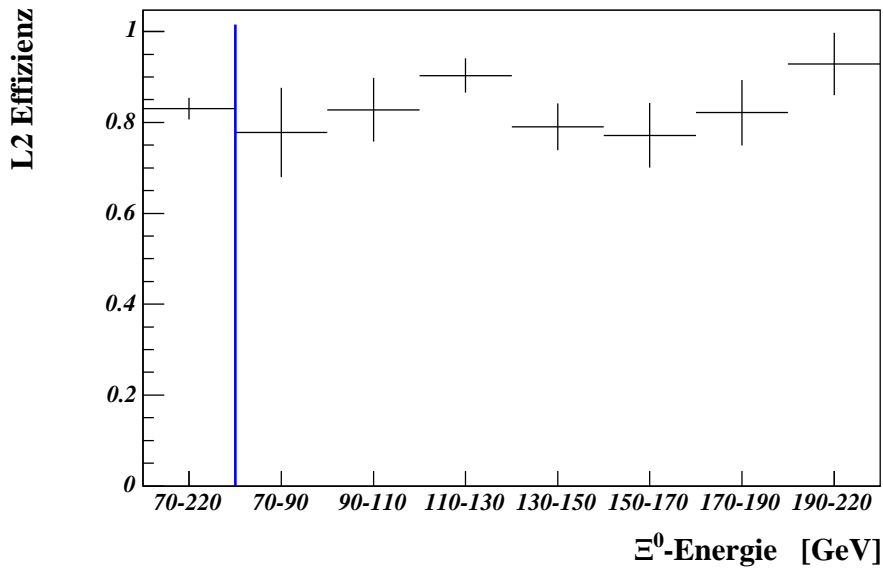


Abbildung 7.1: Die L2-Triggereffizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Ereignisse aufgetragen gegen die primäre Ξ^0 -Energie. Das erste Bin zeigt die integrale Effizienz.

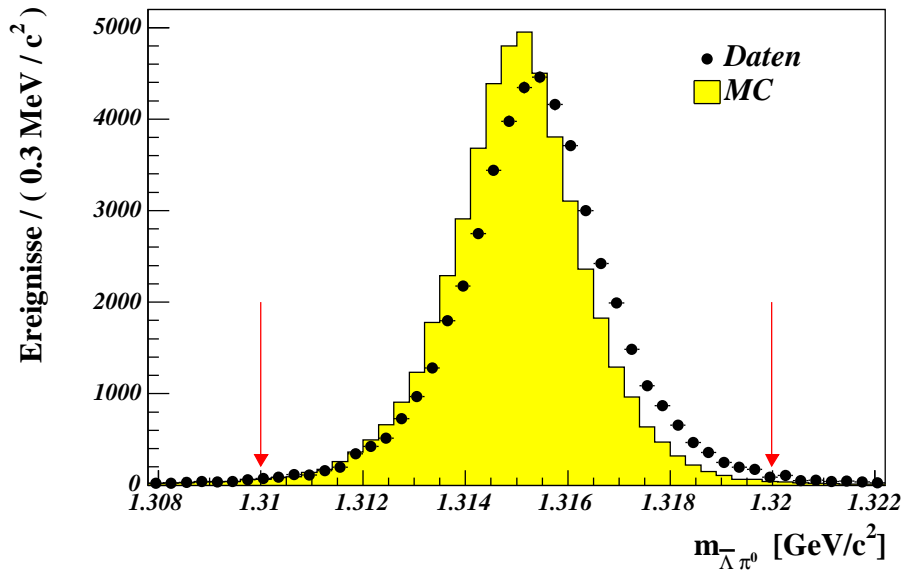


Abbildung 7.2: Invariante $\bar{\Lambda}\pi^0$ -Masse in der Signalregion für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$.

Beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$ ist das deutliche Σ^+ -Signal in der invarianten $\bar{p}\pi^+$ -Masse zu sehen (siehe Abbildung 7.3). Wie zu erwarten, ist der relative Untergrund deutlich größer, da sich im Vergleich zum korrespondierenden Ξ^0 -Zerfall der absolute zufällige Untergrund nicht wesentlich verringert.

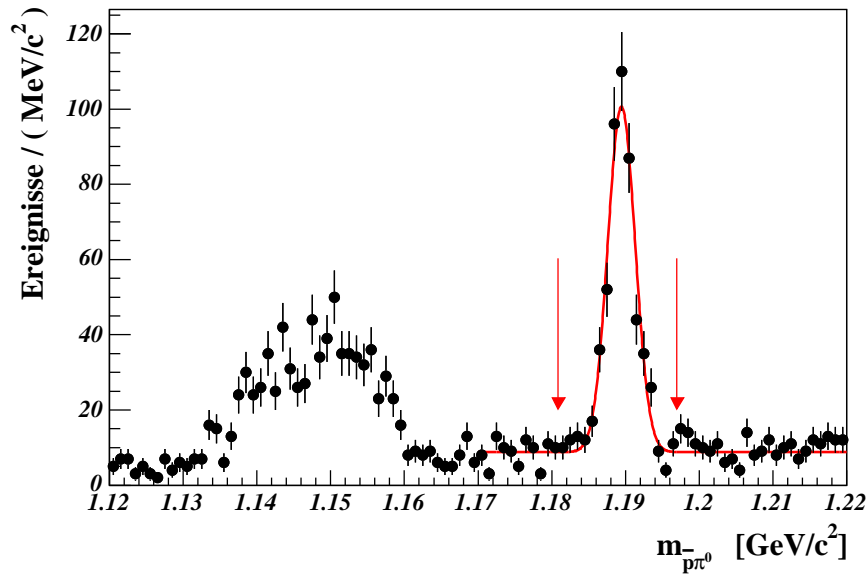


Abbildung 7.3: Invariante $\bar{p}\pi^+$ -Masse als Identifikation des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$. Die durchgezogene Linie deutet das Ergebnis der Anpassung an, mit welchem Signal und Untergrund abgeschätzt werden (gleiche Parametrisierung wie in Abbildung 6.1).

Run-Periode	Signal	Untergrund	Normierung
1	57	20.0±3.0	6079
2	425	91.3±4.6	33990
3	99	25.3±2.6	8722
Summe	581	136.6±6.1	48791

Tabelle 7.4: Anzahl selektierter Signal- und Normierungsereignisse. Die in der zweiten Spalte angegebenen Werte entsprechen der Anzahl der Untergrundereignisse aus der Anpassung der Signalmassenregion.

Die Zahlen für die Ereignisse im Normierungs- und Signalkanal innerhalb der Signalregionen sind in Tabelle 7.4 dargestellt. Die angegebenen Zahlen für die Signalereignisse beinhalten den Untergrund, der in einer Anpassung an die invariante $\bar{p}\pi^0$ -Masse ermittelt wird und in der zweiten Spalte angegeben ist. Der Untergrund weist um die Signalregion wie bei der Analyse der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Zerfälle eine flache Verteilung auf. Die systematische Unsicherheit auf die Untergrundsubtraktion beträgt 1%.

7.4 Korrektur auf Ereignisse mit hohem r_{cog}

Bei Ξ^0 -Zerfällen ist die Kontamination der Signalregion durch Ereignisse mit hohem r_{cog} (siehe Abbildung 7.4) statistisch nicht signifikant (vergleiche Abbildung 7.5) und spielt nach Subtraktion des Untergrunds keine Rolle. Deshalb wird im Signalkanal keine Korrektur auf die Anzahl der Signalereignisse angebracht: $\delta_{\text{signal}} \approx 1$.

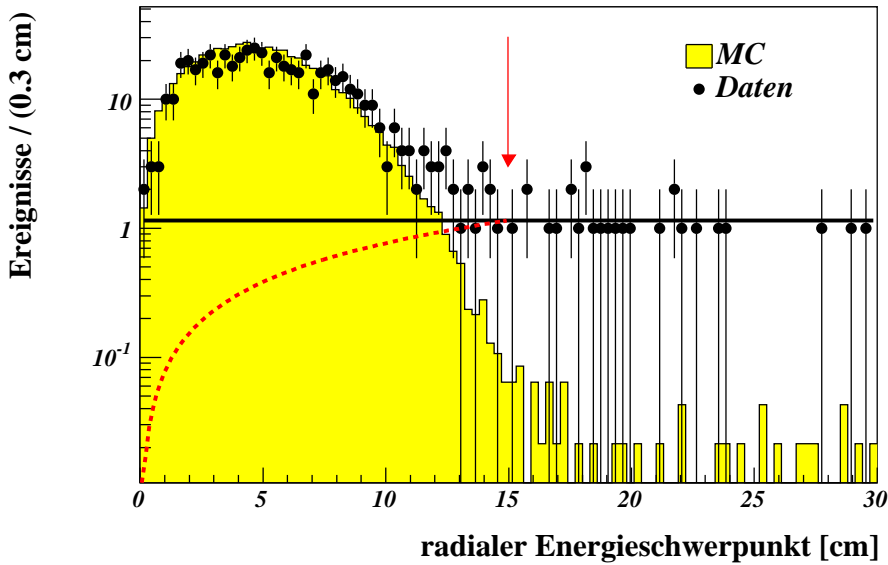


Abbildung 7.4: Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu_e$.

Im Normierungskanal ergibt sich aus der Bestimmung der Anzahl der Ereignisse in der Signalmassenregion ein Korrekturfaktor, der ebenfalls aufgrund der statistischen Unsicherheit vernachlässigbar klein ausfällt. Der systematische Fehler wird analog wie in Abschnitt 6.4.2 bestimmt.

Für die Analyse erhält man damit einen Beitrag zum systematischen Fehler von

$$\sigma_{r_{\text{cog}}} = \pm 0.5\%. \quad (7.1)$$

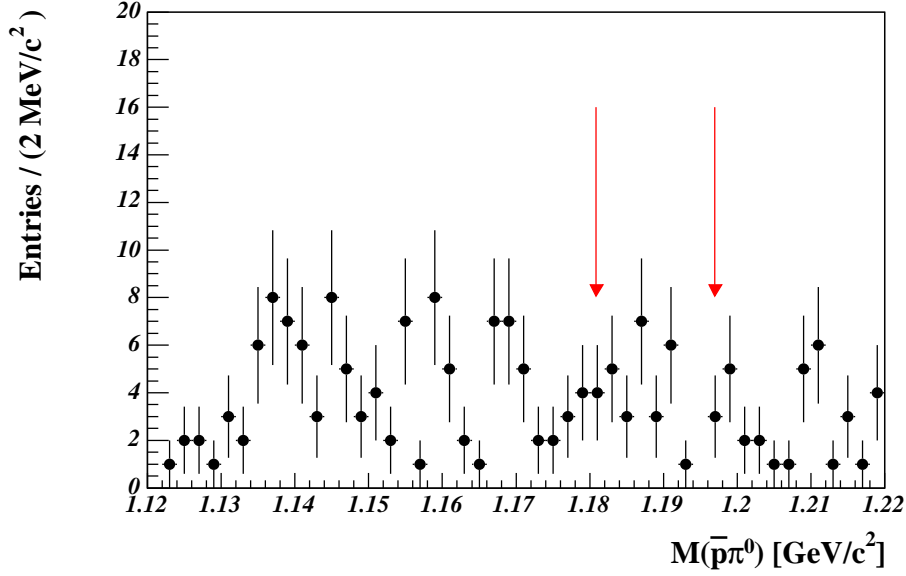


Abbildung 7.5: Signalregion für Signalereignisse mit $15 \text{ cm} < r_{\text{cog}} < 30 \text{ cm}$. Die Pfeile markieren die Signalmassenregion.

7.5 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$

Analog zum semileptonischen Ξ^0 -Betazerfall wird das Verzweigungsverhältnis für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$ in den drei Datennahmeperioden bestimmt. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.5 dargestellt.

Runperiode	BR($\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$) [10^{-4}]
1	$2.40 \pm 0.32 \pm 0.17 \begin{smallmatrix} +0.06 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$
2	$2.61 \pm 0.14 \pm 0.08 \begin{smallmatrix} +0.07 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$
3	$2.54 \pm 0.28 \pm 0.16 \begin{smallmatrix} +0.07 \\ -0.05 \end{smallmatrix}$

Tabelle 7.5: Das Verzweigungsverhältnis $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu$ in den drei Datennahmeperioden. Die erste Fehlerangabe beinhaltet die statistische Unsicherheit, die zweite den systematischen Fehler auf die L2-Triggereffizienz aus Tabelle 6.5 und die dritte den systematischen Datennahmeperiode-unabhängigen Fehler.

Es wird angenommen, dass im Wesentlichen die gleichen Beiträge zum systematischen Fehler wie in Tabelle 6.10 eine Rolle spielen. Ausnahmen hierbei sind die Unsi-

cherheit auf die Polarisation, die hier nicht berücksichtigt werden muss, und die in Abschnitt 7.4 bestimmte systematische Unsicherheit aufgrund von Ereignissen mit großem r_{cog} . Hinzu kommt die systematische Unsicherheit auf die verwendeten Triggereffizienzen der zweiten Triggerstufe, wie sie in Tabelle 6.5 angegeben sind, und die Unsicherheit von 1% auf die Untergrundsubtraktion.

Kombiniert man die Ergebnisse aus den Datennahmeperioden, erhält man folgendes Gesamtergebnis:

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu) = (2.57 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{syst/ra}} \pm_{-0.05}^{+0.07}{}_{\text{syst/ru}}) \cdot 10^{-4} \quad (7.2)$$

Der erste Fehler ist der statistische Fehler der vorliegenden Daten und der MC-Datensätze. Der zweite Fehler beinhaltet den Beitrag des Datennahmeperiode-abhängigen (L2-Trigger) und der dritte des Datennahmeperiode-unabhängigen systematischen Fehlers.

Dieses Ergebnis ist innerhalb des Fehlers konsistent mit der Analyse der Ξ^0 -Zerfälle.

7.6 Bestimmung des Verhältnisses $N_{\Xi^0}/N_{\bar{\Xi}^0}$

Da die gleichen Selektionsschnitte für die Analyse der $\bar{\Xi}^0$ - und Ξ^0 -Zerfälle angewandt werden, lässt sich das Verhältnis $N_{\Xi^0}/N_{\bar{\Xi}^0}$ zwischen produzierten $\bar{\Xi}^0$ und Ξ^0 anhand der nachgewiesenen Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ bzw. $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ innerhalb des akzeptierten Zerfallsvolumens (*fiducial volume*) bestimmen. Dazu werden wiederum nur Zerfälle betrachtet, die vom L2-Trigger mit minimaler Verzerrung aufgezeichnet wurden.

Die Gesamtanzahl der Ξ^0 - ($\bar{\Xi}^0$ -)Hyperonen in den einzelnen Datennahmeperioden ergibt sich aus folgender Beziehung

$$N_{\Xi^0} = \frac{N_{\Xi^0}^{\text{norm}} \cdot \text{DS}}{\text{Acc}_{\text{norm}}^{\text{MC}} \cdot \epsilon_{L1} \cdot \epsilon_{L3} \cdot \text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0) \cdot \text{BR}(\Lambda \rightarrow p \pi^-) \cdot \text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)}, \quad (7.3)$$

wobei $N_{\Xi^0}^{\text{norm}}$ die Anzahl der gemessenen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfälle (oder der entsprechenden $\bar{\Xi}^0$ -Zerfälle), DS der Downscaling-Faktor der jeweiligen Datennahmeperiode, $\text{Acc}_{\text{norm}}^{\text{MC}}$ die geometrische Akzeptanz aus der MC-Simulation¹, ϵ_{L1} und ϵ_{L3} die Effizienzen der ersten und der dritten Triggerstufe sind. Außerdem gehen noch die Verzweigungsverhältnisse der Folgezerfälle mit ein (vergleiche Kapitel 5 und Abschnitt 6.1), u. a. $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = 98.798 \pm 0.032\%$ [PDG04].

Der Einfluss der primären Ξ^0 -Polarisation auf die Bestimmung der Anzahl erzeugter Ξ^0 -Hyperonen wird durch eine Monte-Carlo-Studie abgeschätzt, bei der die Polarisation zwischen 0% und -15% in x -Richtung variiert wird. Betrachtet man die Differenz zwischen der Akzeptanz für -5% und -15% zum nominalen Wert von -10%, erhält man einen Beitrag zum systematischen Fehler von etwa 0.3% (vergleiche Abbildung 7.6).

¹Es werden die gleichen MC-Datensätze wie bei den Messungen der Verzweigungsverhältnisse verwendet.

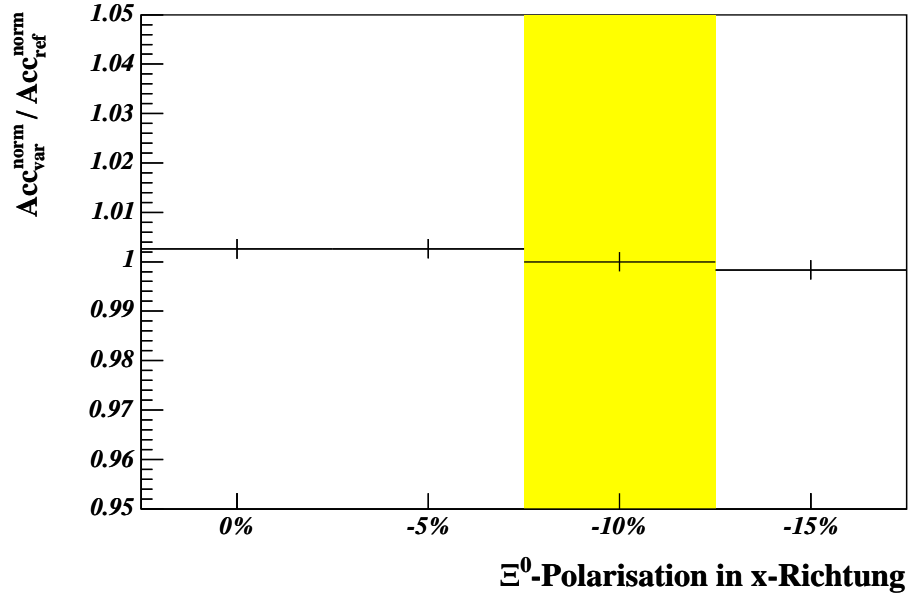


Abbildung 7.6: Änderung der Akzeptanz für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als Funktion der Ξ^0 -Polarisation in x -Richtung aus MC-Studien.

Summiert über den gesamten Datensatz erhält man somit für die Anzahl der erzeugten Ξ^0 -Hyperonen:

$$N_{\Xi^0} = (2.421 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.018_{\text{syst}}) \cdot 10^9 \quad (7.4)$$

$$N_{\Xi^0} = (2.256 \pm 0.012_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{syst}}) \cdot 10^8. \quad (7.5)$$

Die angegebenen systematischen Fehler ergeben sich aus den Unsicherheiten der verwendeten Verzweungsverhältnisse und der Ξ^0 -Polarisation bei der Bestimmung von N_{Ξ^0} .

Damit ergibt sich für das Verhältnis von erzeugten Ξ^0/Ξ^0 :

$$\frac{N_{\Xi^0}}{N_{\Xi^0}} = (9.32 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{sys}})\%. \quad (7.6)$$

Der systematische Fehler ist dabei gegeben durch die systematische Unsicherheit der Akzeptanz aufgrund der Ξ^0 -Polarisation. Die systematischen Unsicherheiten aus den Verzweungsverhältnissen kürzen sich weg.

Abbildung 7.7 zeigt dieses Verhältnis als Funktion der primären Hyperonenergie. Die Tabelle 7.6 fasst die Ergebnisse nochmal zusammen. Wie aus den Abbildungen der Ξ^0/Ξ^0 -Spektren zu erwarten (vergleiche Abbildungen 3.2 und 3.3), fällt das Verhältnis zu höheren Energien ab und spiegelt den Einfluss der weichen Energieverteilung der für die Ξ^0 -Erzeugung relevanten Seequarks im Nukleon wider.

Energie [GeV]	N_{Ξ^0}/N_{Ξ^0} [%]
70	22.0 ± 0.7
80	17.8 ± 0.4
90	15.1 ± 0.2
100	12.2 ± 0.2
110	9.8 ± 0.1
120	8.0 ± 0.1
130	6.5 ± 0.1
140	5.1 ± 0.1
150	4.0 ± 0.1
160	3.2 ± 0.1
170	2.5 ± 0.1
180	2.2 ± 0.1
190	1.7 ± 0.1
200	1.1 ± 0.2
210	1.2 ± 0.2

Tabelle 7.6: Verhältnis N_{Ξ^0}/N_{Ξ^0} als Funktion der primären Hyperonenergie.

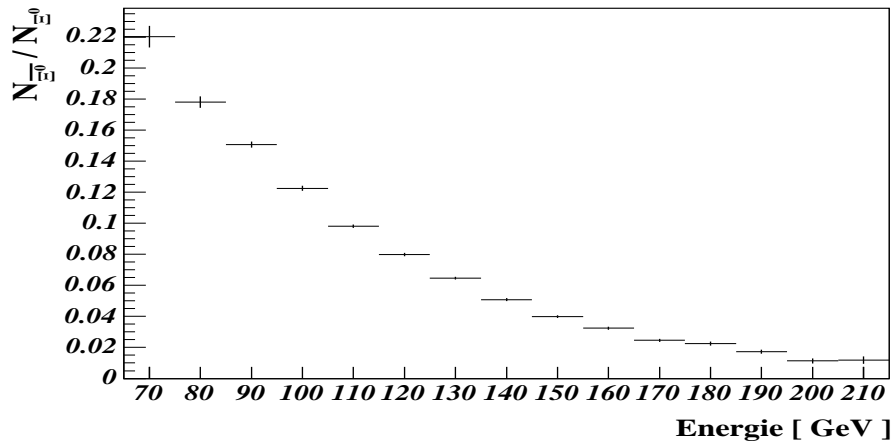


Abbildung 7.7: Verhältnis N_{Ξ^0}/N_{Ξ^0} aufgetragen als Funktion der primären Hyperonenergie. Die Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler.

8 Analyse des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$

Für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ bietet sich die Normierung über den Kanal $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ an, um die ähnliche Ereignis-Topologie für die Reduktion von systematischen Unsicherheiten auszunutzen. Daher werden im diesem Kapitel die Analyse-Schnitte möglichst gleich zwischen dem myonischen und elektronischen Kanal unter Berücksichtigung von systematischen Effekten, wie sie in den vorigen Kapiteln studiert wurden, gewählt.

8.1 Die Ereignisauswahl

Beim semimyonischen Ξ^0 -Zerfall werden beinahe die gleichen Kriterien wie zur Selektion des Ξ^0 - β -Zerfalls angewandt. Im folgenden Abschnitt werden deshalb nur die Unterschiede zur Auswahl in Abschnitt 5.5 erläutert.

Ein wesentlicher Unterschied besteht in der Selektion des geladenen Leptons. Da Myonen im Gegensatz zu Elektronen nur eine sehr geringe oder gar keine Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren, wird eine maximale Energie von $E_{\mu}^{\text{LKr}} < 2.5$ GeV gefordert. Für die Identifikation als Myon muss zusätzlich noch ein zugeordneter Treffer jeweils in den ersten beiden Myonzählern innerhalb eines Zeitfensters $\Delta t_{\mu} < 2$ ns um die Zeit der korrespondierenden geladenen Spur registriert worden sein.

Aufgrund der größeren Masse des geladenen Leptons im myonischen Zerfallskanal und dem deswegen geringeren Phasenraum, trägt das Neutrino im Mittel weniger Energie in der transversalen Ebene weg. Damit ergibt sich ein engerer Schnitt auf den Energieschwerpunkt von $r_{\text{cog}} < 8$ cm.

Um Untergrund zu unterdrücken, wird eine Myonenergie $E_{\mu}^{\Sigma^+}$ im Σ^+ -Ruhesystem kleiner als 125 MeV gefordert (siehe Abbildung 8.1). Dies entspricht gerade der Energie, die das Myon maximal annehmen kann. $K \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Ereignisse, bei denen das π^+ als Proton interpretiert und das π^- in ein Myon zerfallen ist, werden mit einem Schnitt auf die invariante Masse $m_{\pi^+ \pi^0 \mu^-} > 490$ MeV/c² unterdrückt. Durch den Zerfall des π^- ergibt sich für die Kaonzerfälle eine etwa kleinere $m_{\pi^+ \pi^0 \mu^-}$ Masse, weshalb unterhalb der neutralen Kaonmasse von $m_{K^0} = 497.648$ MeV/c² [PDG04] geschnitten wird (siehe Abbildung 8.2).

Der Schnitt auf die Distanz am CDA-Vertex zwischen Σ^+ und μ^- wird wegen der im Vergleich zum elektronischen Zerfallskanal höheren Leptonmasse etwas enger gefasst: $d_{\text{CDA}}^{\Xi^0} < 2.5$ cm.

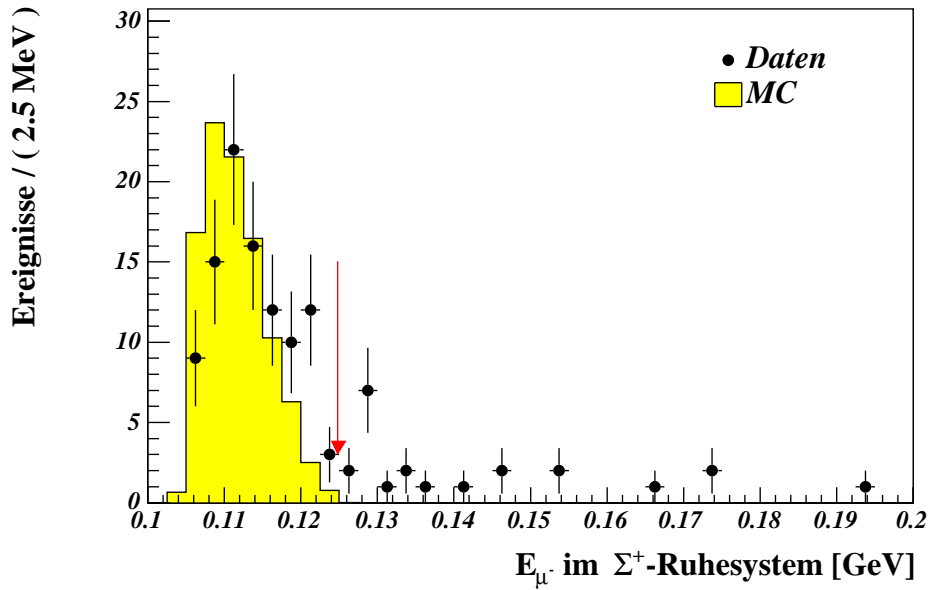


Abbildung 8.1: μ^- -Energie im Σ^+ -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse. Der MC-Datensatz ist auf die Daten nach dem Schnitt normiert. Die Daten sind nicht Untergrund-korrigiert.

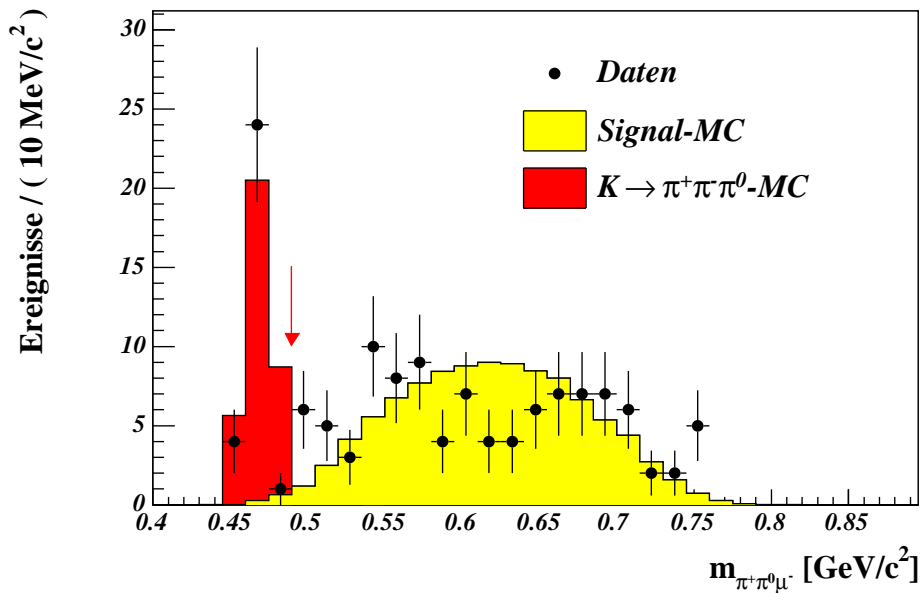


Abbildung 8.2: Vergleich zwischen Daten und MC-Simulation für die invariante $\pi^+ \pi^0 \mu^-$ -Masse für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse. Ereignisse unterhalb von $490 \text{ MeV}/c^2$ stammen von $K \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Ereignissen. Die Daten sind nicht Untergrund-korrigiert.

Die Signalregion für die invariante $p\pi^0$ -Masse wird entsprechend drei Standardabweichungen (entspricht $6 \text{ MeV}/c^2$) um die Σ^+ -Masse aus [PDG04] definiert.

Außerdem wird noch zusätzlich ein Schnitt sowohl im Signal- als auch im Normierungskanal auf die Energiesumme $E_{\text{tot}}^{p\pi^0} > 40 \text{ GeV}$ angewendet, die vom Proton und den Photonen des π^0 -Zerfalls in den Kalorimetern deponiert wird. Dabei handelt es sich um den einzigen zusätzlichen Schnitt für die Selektion der $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse. Dieses Kriterium wird nicht auf den MC-Datensatz angewandt und näher in Abschnitt 8.3.1 erläutert.

Die Auswahlkriterien sind in Tabelle 8.1, die entsprechenden Schnitteffizienzen in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

Schnitt	Variable	Bereich
Zeitdifferenz Spur/Treffer in Myonzähler	Δt_μ	$< 2 \text{ ns}$
Maximale μ^- -Energie im LKr-Kalorimeter	E_μ^{LKr}	$< 2.5 \text{ GeV}$
Distanz Σ^+/μ^- am Ξ^0 -CDA-Vertex	$d_{\text{CDA}}^{\Xi^0}$	$< 2.5 \text{ cm}$
Energieschwerpunkt	r_{cog}	$< 8 \text{ cm}$
Kalorimeter-Energiesumme	$E_{\text{tot}}^{p\pi^0}$	$> 40 \text{ GeV}$
Myonenergie im Σ^+ -Ruhesystem	$E_\mu^{\Sigma^+}$	$0 - 125 \text{ MeV}$
Invariante Masse unter π^+ -Hypothese	$m_{\pi^+\pi^0\mu^-}$	$> 490 \text{ MeV}/c^2$
Invariante $p\pi^0$ -Masse	$m_{p\pi^0}$	$m_{\Sigma^+}^{\text{PDG}} \pm 6 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 8.1: Zusätzliche Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ -Zerfällen mit $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$.

8.2 Ereignisakzeptanz

Die Bestimmung der Akzeptanz wird analog zu Abschnitt 6.1.1 für den Kanal $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ durchgeführt: Neben den Triggerhilfsvariablen aus COMPACT wird auch die gleiche akzeptierte Zerfallsregion wie in Tabelle 6.1 definiert. Die Akzeptanz für den Normierungskanal $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ wird der Tabelle 6.3 entnommen. Lediglich auf eine Unterteilung in die einzelnen Datennahmeperioden wird aufgrund der geringen verfügbaren Statistik verzichtet. Das Ergebnis der Akzeptanzbestimmung kann Tabelle 8.2 entnommen werden.

Schnitt	Daten	MC
Daten: L3-selektiert, MC: generiert	100% ($1.05 \cdot 10^9$)	100% ($3.3 \cdot 10^5$)
Trigger	19.1%	15.8%
Photonselektion	0.48%	9.61%
Spurselektion	$7.86 \cdot 10^{-4}$	4.92%
Veto-Massenschnitte	$1.60 \cdot 10^{-4}$	4.50%
Vertexschnitte	$7.97 \cdot 10^{-5}$	3.54%
Qualitätsschnitte	$5.93 \cdot 10^{-5}$	3.40%
Signalregion	$9.47 \cdot 10^{-8}$ (99)	3.33% (11012)

Tabelle 8.2: Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte. Die Zahlen geben jeweils den Bruchteil an, der nach dem jeweiligen Schnitt noch übrig bleibt. In der MC-Simulation werden die Triggerbedingungen mit entsprechenden Schnitten in der Analyse berücksichtigt.

8.3 Triggereffizienzen

Obwohl sowohl der Signal- als auch der Normierungskanal über die gleichen Triggerbedingungen ausgewählt werden, sind trotz ähnlicher Topologie der beiden Zerfallsmoden unterschiedliche Triggereffizienzen nicht auszuschließen. Aufgrund der geringen Signalstatistik ist eine Untersuchung mittels Kontrolltriggern mit minimaler Verzerrung nicht möglich. Es wird daher versucht, die Effizienzen aus Unterschieden in den Topologien und den Energien zwischen dem Signal- und Normierungskanal abzuschätzen. Lediglich für die dritte Triggerstufe, bei der es sich um einen reinen Software-Trigger handelt und der bei den bisher untersuchten Zerfällen sehr effizient ist, wird eine Effizienz von 100% angenommen, da sie den elektronischen und myonischen Kanal weitgehend ähnlich behandelt.

8.3.1 L1-Triggereffizienz

Das Myon aus dem semimyonischen Ξ^0 -Zerfall deponiert im Gegensatz zum elektronischen Zerfallsmodus nur einen kleinen Anteil seiner Energie im elektromagnetischen Kalorimeter (*mip*¹). Da eine Teilbedingung der ersten Triggerstufe eine minimale Energiesumme der Kalorimeter (*Etot*) von $> 30 \text{ GeV}/c^2$ fordert (vergleiche Abschnitt 2.4.1), könnte dies zu einer Verzerrung der Messung führen. Leider ist die Modellierung des hadronischen Kalorimeters nicht zufriedenstellend, so dass die MC-Simulation nicht zur Akzeptanzbestimmung eines Schnitts auf *Etot* herangezogen werden kann.

¹Englisch: **minimal ionizing particle**

Daher wird eine Energiesumme konstruiert, welche in den Daten für beide Zerfälle sehr ähnlich sein sollte:

$$E_{\text{tot}}^{p\pi^0} = E_{\text{LKr}}^{\text{p}} + E_{\text{HAC}}^{\text{p}} + E_{\text{LKr}}^{\pi^0}, \quad (8.1)$$

wobei sich $E_{\text{LKr}}^{\text{p}}$ ($E_{\text{HAC}}^{\text{p}}$) auf die im LKr (HAC) deponierte Energie des Protons und $E_{\text{LKr}}^{\pi^0}$ auf die im LKr deponierte Energie der beiden Photonen bezieht. Fordert man $E_{\text{tot}}^{p\pi^0} > 40$ GeV für beide Zerfallsmoden, stellt man sicher, dass die E_{tot} -Bedingung auf jeden Fall erfüllt ist. Da die zur Analyse verwendeten Daten im Gegensatz zum Trigger kalibrierte Energie-Informationen beinhalten, wird der Analyseschnitt etwas härter als die eigentliche Bedingung der ersten Triggerstufe angesetzt.

In Abbildung 8.3 ist ein Vergleich zwischen MC-Simulationen für elektronischen und myonischen Zerfallskanal gezeigt: Die Summe aus generierter Proton- und π^0 -Energie beginnt in beiden Fällen erst oberhalb von 60 GeV/c. Datenereignisse unterhalb dieses Bereichs können aufgrund der Detektorauflösung bei der Energiemessung in den Kalorimetern auftauchen (siehe Abbildung 8.4). Es wird angenommen, dass der Unterschied zwischen den verbleibenden Ereignissen in diesem Bereich bezüglich des Signal- und Normierungskanals vernachlässigbar ist.

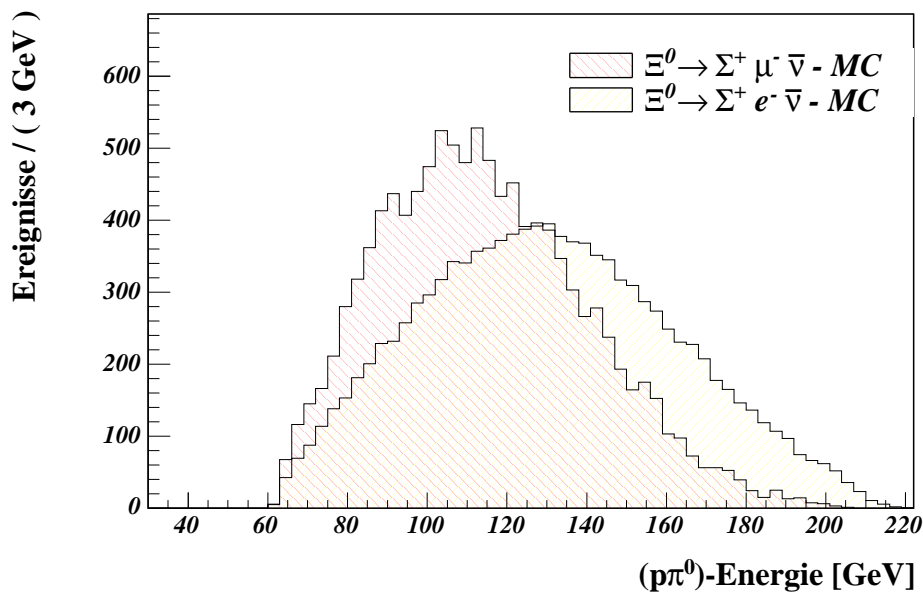


Abbildung 8.3: MC-Vergleich der Zerfallskanäle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ - und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ für die Summe der generierten Proton- und π^0 -Energie.

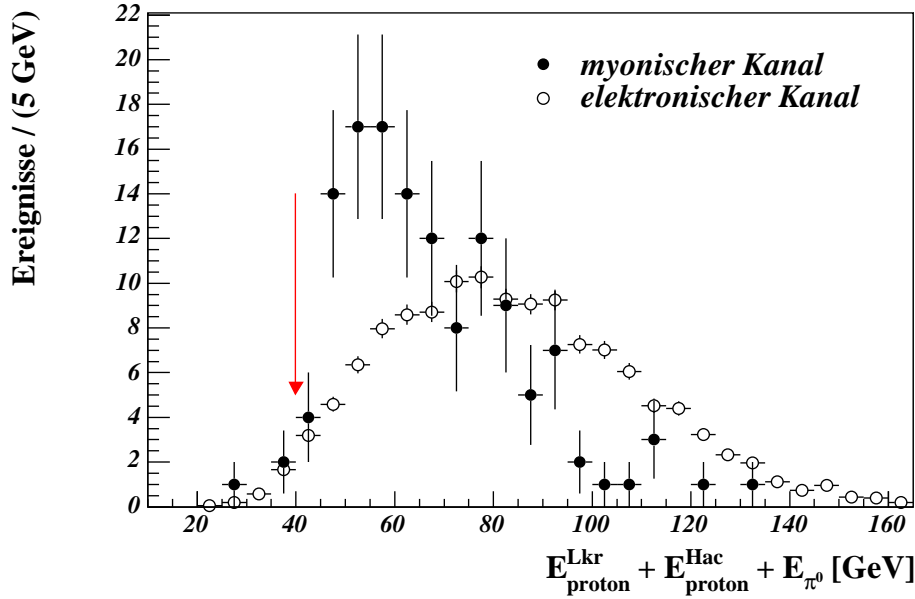


Abbildung 8.4: Vergleich von $E_{tot}^{p\pi^0}$ zwischen $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_{\mu^-}$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_{e^-}$ -Ereignissen. Die β -Zerfälle sind auf den Signalkanal flächennormiert.

8.3.2 L2-Triggereffizienz

Da Signal- und Normierungskanal weitgehend ähnliche Zerfallstopologien aufweisen, wird angenommen, dass sich im Verzweungsverhältnis die L2-Triggereffizienz herauskürzt. Um eine Abschätzung von systematischen Unsicherheiten zu erhalten, werden Observablen untersucht, die einerseits die Triggereffizienz beeinflussen könnten und andererseits in den beiden betrachteten Zerfällen unterschiedlich sind.

Dazu wird die L2-Triggereffizienz als Funktion der Leptonenergie mittels $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Zerfällen bestimmt (siehe Abbildung 8.5).

Eine andere untersuchte Observable ist der minimale Abstand der beiden Spuren zur Strahlachse in den Driftkammern des Spektrometers (siehe Abbildung 8.6). Innerhalb des statistischen Fehlers lässt sich kaum eine Aussage über einen systematischen Effekt machen.

Aus den Schwankungen in den beiden vorgestellten Untersuchungen wird die systematische Unsicherheit der L2-Triggereffizienz konservativ zu

$$\sigma_{L2} = \pm 3\% \tag{8.2}$$

abgeschätzt.

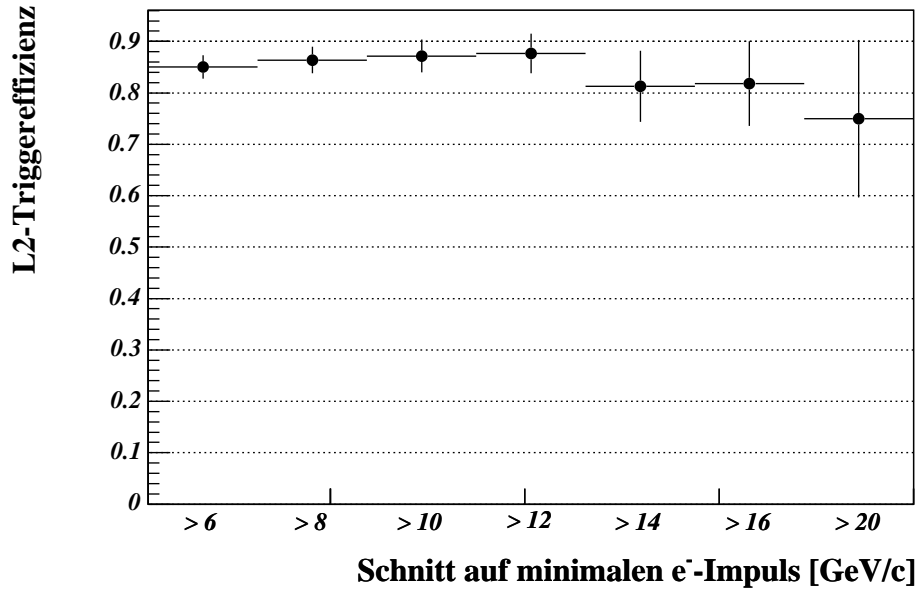


Abbildung 8.5: $L2$ -Triggereffizienz als Funktion des Schnitts auf den e^- -Impuls aus $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Zerfällen (Fehlerbalken sind korreliert).

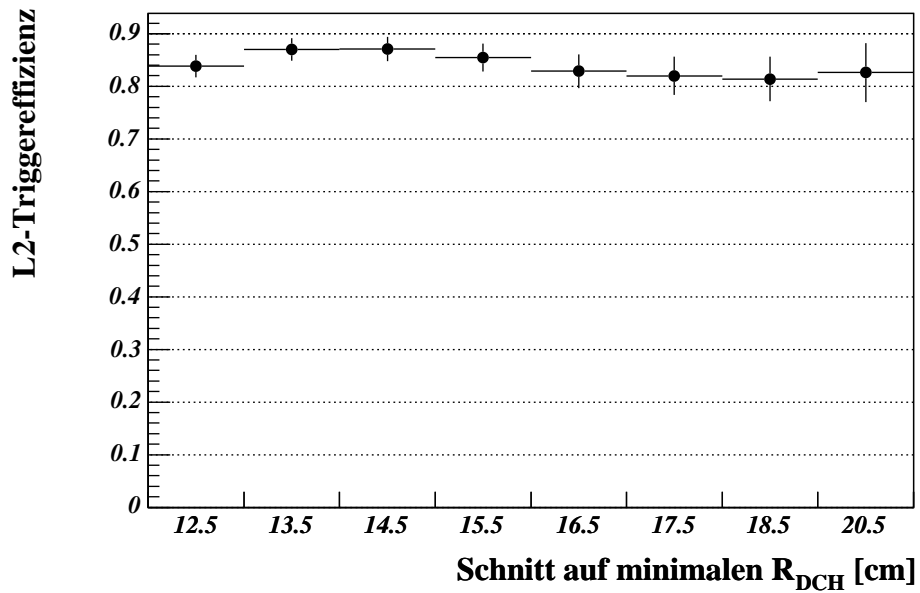


Abbildung 8.6: $L2$ -Triggereffizienz als Funktion des Schnitts auf R_{DCH} aus $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Zerfällen (Fehlerbalken sind korreliert).

8.3.3 μ^- -Effizienz

Die Effizienz des Myonzählers fällt vor allem im niedrigen Energiebereich ab. Bei NA48/1 liegen bei den $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ -Zerfällen zum großen Teil niederenergetische Myonen vor.

Aufgrund der geringen Statistik niederenergetischer Myonen bei NA48/1 wird daher auf die Effizienzbestimmung mittels $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -Zerfällen zurückgegriffen (siehe Abbildung 8.7). Oberhalb eines Impulses von 12 GeV/c ist die Effizienz konstant bei 99.8%.

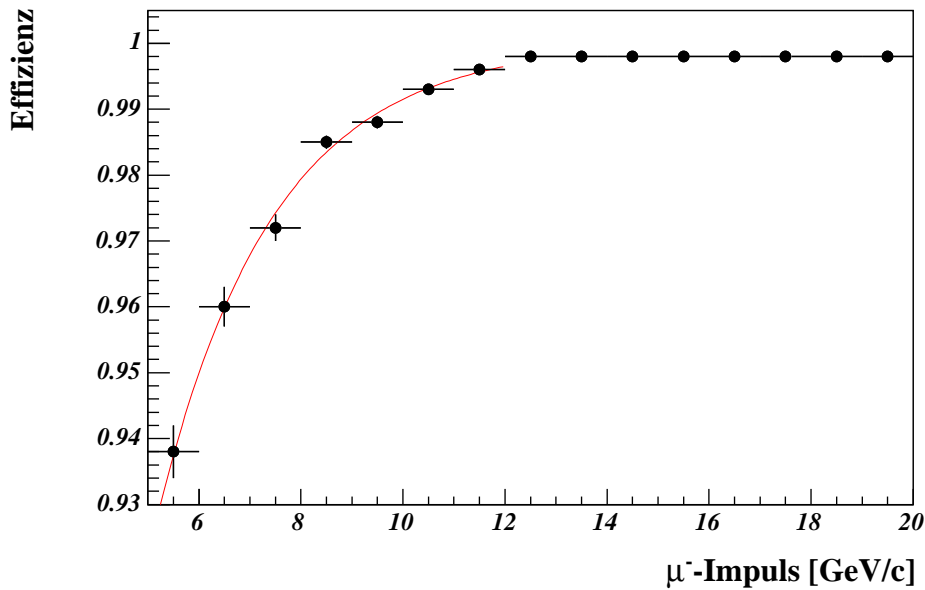


Abbildung 8.7: μ^- -Effizienz als Funktion des μ^- -Impulses, bestimmt aus $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -Zerfällen (übernommen aus [Woo04]).

Um auf diese Effizienz zu korrigieren, wird ein Korrekturfaktor bestimmt, indem die Effizienzverteilung aus Abbildung 8.7 mit dem Impulsspektrum des Myons aus der MC-Simulation multipliziert wird und mit der unkorrigierten Akzeptanz verglichen wird. Damit ergibt sich eine Korrektur von

$$R_\mu = (+1 \pm 1)\%. \quad (8.3)$$

Die systematische Unsicherheit wurde konservativ auf die Gesamtgröße der Korrektur abgeschätzt. Das Impulsspektrum der Myonen wird in Abbildung 8.8 zwischen Daten und MC-Simulation verglichen.

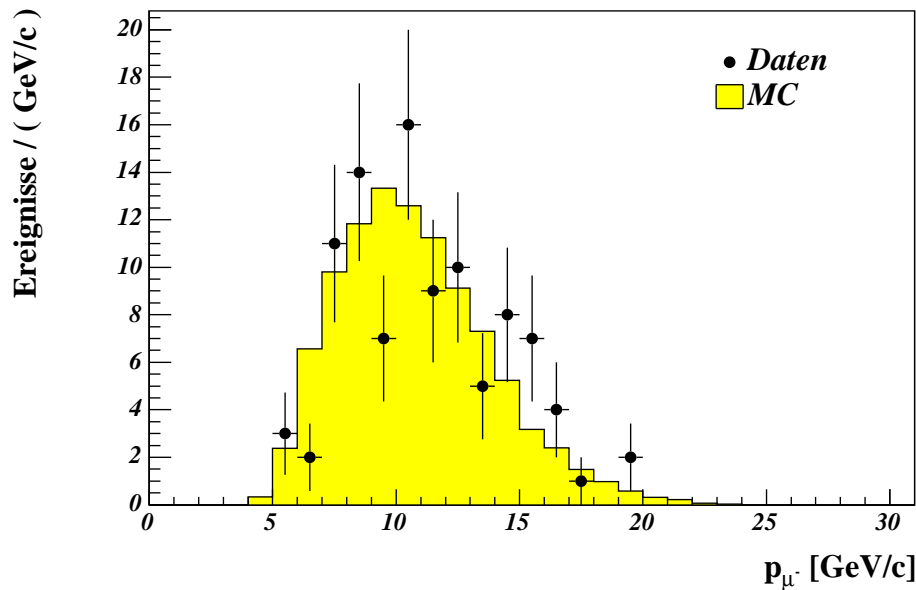


Abbildung 8.8: Vergleich des μ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ -Zerfälle zwischen Daten und MC-Simulation.

8.4 Ergebnis

Nach der Selektion erhält man die in Abbildung 8.9 gezeigte $p\pi^0$ -Massenverteilung (die jeweiligen MC-Datensätze wurden absolut normiert). Der Bereich auf der linken Seite der Signalregion mit $m_{\Sigma^+} < 1.189 \text{ GeV}/c^2$ setzt sich im Wesentlichen aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ -Zerfällen zusammen, bei denen entweder das π^- aus dem sekundären Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ als μ^- missidentifiziert wird oder das π^- in ein μ^- zerfällt.

Der konstante Untergrund unter der Signalregion um die Σ^+ -Masse besteht hauptsächlich aus zufälligem Untergrund (*OOT BG*²). Dieser wird ermittelt, indem nur Ereignisse ausgewählt werden, bei denen ein nachgewiesenes Teilchen zur Durchschnittszeit des Ereignisses eine zeitliche Differenz zwischen 10-20 ns aufweist. Das Ergebnis in Abbildung 8.9 ist entsprechend skaliert.

Da die Auflösung zwischen MC-Simulation und Daten nicht gleich ist und die statistische Unsicherheit aus der Untergrund-MC-Simulation aufgrund der beschränkten Anzahl der generierten Ereignisse groß ist, wird der Untergrund empirisch mit einer Exponentialfunktion an die Daten angepasst und in die Signalregion extrapoliert (siehe Abbildung 8.10). Das Ergebnis der Anpassung für den Untergrund ist in Tabelle 8.3 gezeigt.

Für den induzierten pseudoskalaren Formfaktor wird der Theoriewert aus der Gold-

²Englisch: out of time background

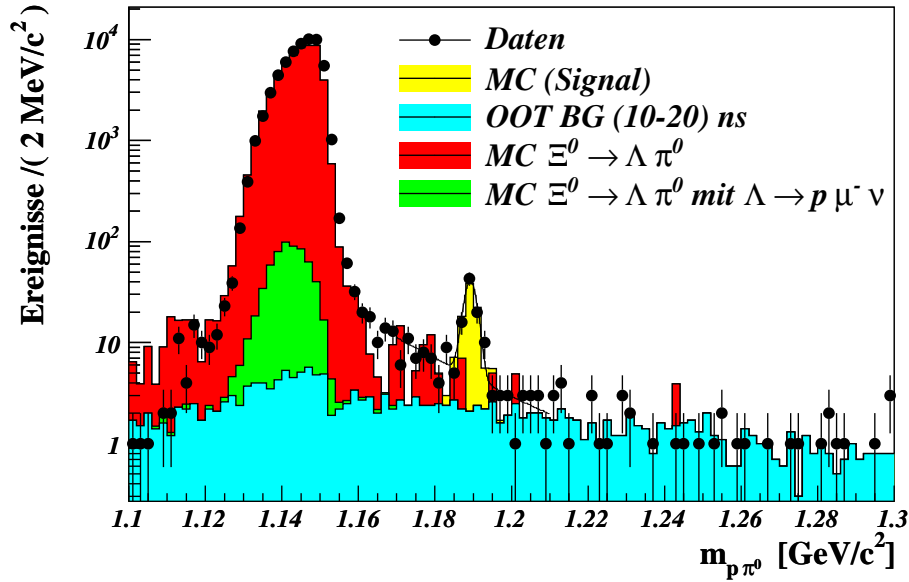


Abbildung 8.9: Invariante $p\pi^0$ -Massenverteilung für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Zerfälle mit Untergrund. Die Beiträge aus der MC-Simulation sind absolut normiert.

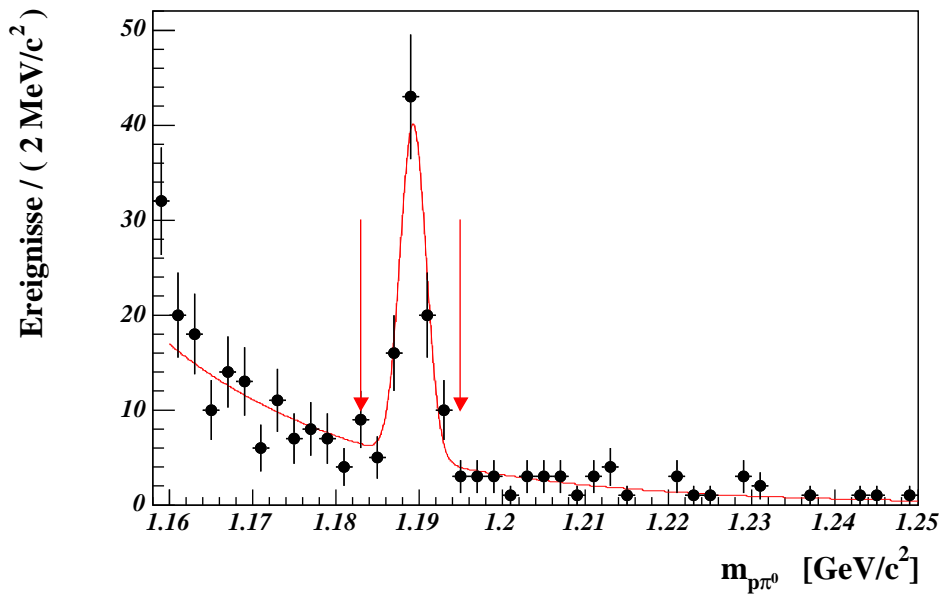


Abbildung 8.10: Anpassung an die invariante $p\pi^0$ -Massenverteilung für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Zerfälle.

Zerfall	Signal	Untergrund
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	99	30.6 ± 3.2
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	6373	113.7 ± 5.1

Tabelle 8.3: Anzahl selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ - und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignisse. Die in der zweiten Spalte angegebenen Werte entsprechen der Anzahl der Untergrundereignisse aus der Anpassung der Signal-Massenregion. Die Anzahl der β -Ereignisse ist im Vergleich zu Kapitel 6 aufgrund des zusätzlichen Schnitts auf Etot etwas kleiner.

berger-Treiman-Relation $g_3 = 18$ verwendet (siehe Abschnitt 1.3.1). Für die Abschätzung des systematischen Effekts wurde jeweils ein MC-Datensatz mit $g_3 = 0$ und $g_3 = 36$ generiert und die Akzeptanz bestimmt. Die Variation der Akzeptanzen beträgt 1%. Der Einfluss der anderen Formfaktoren auf das Verzweigungsverhältnis sollte klein ausfallen. Als obere Grenze wird deshalb das Ergebnis aus Tabelle 6.10 angenommen und als symmetrischer Fehler von 2% in die systematische Betrachtung miteinbezogen, so dass sich zusammen eine systematische Unsicherheit von

$$\sigma_{\text{FF}} = 2.2\%. \quad (8.4)$$

Von der systematischen Unsicherheit auf das Verzweigungsverhältnis aufgrund der primären Ξ^0 -Polarisation wird angenommen, dass sie nicht größer ist, als in Abschnitt 6.5.1 für das Verzweigungsverhältnis von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ bestimmt. Damit ergibt sich hierfür ein Beitrag zum systematischen Fehler von

$$\sigma_{\text{Polarisation}} = 1.0\%. \quad (8.5)$$

Eine Zusammenfassung über die systematischen Unsicherheiten gibt Tabelle 8.4.

Das Verzweigungsverhältnis für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ lässt sich mit

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{norm}}} \cdot \frac{\text{Acc}_{\text{norm}}^{\text{MC}}}{\text{Acc}_{\text{signal}}^{\text{MC}}} \cdot \text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) \cdot (1 + R_\mu) \quad (8.6)$$

bestimmen. Dies ergibt für die Daten von NA48/1 folgendes Resultat:

$$\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (2.11 \pm 0.31_{\text{stat}} \pm 0.15_{\text{syst}}) \cdot 10^{-6}. \quad (8.7)$$

Vernachlässigt man für den Ξ^0 -Zerfall den Rückstoß³, lässt sich dieses Ergebnis mit dem Resultat für den Ξ^0 - β -Zerfall über die unterschiedlichen Phasenraumfaktoren in Beziehung setzen. Unter Berücksichtigung von radiativen Korrekturen wurde in

³zero recoil approximation

Systematik	Beitrag zum systematischen Fehler
Formfaktoren	$\pm 2.2\%$
Ξ^0 -Polarisation	$\pm 1.0\%$
μ^- -Effizienz	$\pm 1.0\%$
L2-Effizienz	$\pm 3.0\%$
Untergrund	$\pm 4.7\%$
Fehler auf $\text{BR}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e)$	$+3.8\%$ -3.4%
Gesamt	$+7.2\%$ -7.0%

Tabelle 8.4: Zusammenfassung der Beiträge zum systematischen Fehler für die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

[Swa03] das Verhältnis der Phasenraumfaktoren für diese beiden Zerfälle zu 114 bestimmt. Damit ergibt sich, basierend auf dem Ergebnis aus Kapitel 6, die Vorhersage für das semimyonische Verzweigungsverhältnis $\text{BR}_{\text{theo}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_e) \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$, was mit dieser Messung konsistent ist. Die Messung der KTeV-Kollaboration von $\text{BR}_{\text{KTeV}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_e) = (4.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$ [Gom05] ist innerhalb der Fehler ebenfalls verträglich mit dem Resultat dieser Analyse.

Somit zeigt diese Analyse keine signifikanten Anzeichen auf $SU(3)_f$ -Symmetriebrechung und bestätigt einmal mehr die Universalität von Cabibbos Theorie.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Jahre 2002 führte die NA48-Kollaboration ein K_s - und Hyperon-Hochintensitätsexperiment durch. Dabei wurde auch der bisher weltgrößte Datensatz von semileptonischen Ξ^0 -Zerfällen produziert. In einer 53-tägigen Datennahme wurden etwa 10^9 Hyperonzerfallskandidaten aufgezeichnet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 6657 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Zerfälle selektiert und analysiert. Damit ließ sich mit 605184 Ereignissen des Typs $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als Normierung folgendes Ergebnis für das Verzweigungsverhältnis bestimmen:

$$\text{BR}_1(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = (2.533 \pm 0.032_{\text{stat}} \pm 0.089_{-0.076}^{\text{syst}}) \cdot 10^{-4}. \quad (8.8)$$

Dieses Ergebnis verbessert die Genauigkeit der bisher veröffentlichten Messung um einen Faktor 3.5. Aus diesem Resultat lässt sich unter Verwendung des $SU(3)_f$ -Wertes für den Vektorformfaktor $f_1(0) = 1$ ein Wert für das CKM-Matrixelement

$$|V_{\text{us}}| = 0.209 \pm 0.004_{\text{exp}} \pm 0.026_{\text{syst}} \quad (8.9)$$

extrahieren. Innerhalb des Fehlers ist dieses Ergebnis mit der Unitarität der CKM-Matrix konsistent.

Da die Triggerlogik nicht zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden hat, wurden in dieser Analyse auch 581 $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu_e$ -Zerfälle untersucht und mittels 48791 $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^0$ -Zerfällen als Normierung zum ersten Mal das Verzweigungsverhältnis gemessen:

$$\text{BR}_2(\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+ e^+ \nu_e) = (2.57 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.10_{-0.09}^{\text{syst}}) \cdot 10^{-4}. \quad (8.10)$$

Das Ergebnis stimmt mit der Ξ^0 -Messung innerhalb der Fehler überein. BR_1 und BR_2 sind mit der Vorhersage der Cabibbo-Theorie von $2.6 \cdot 10^{-4}$ und der bisher veröffentlichten Messung $\text{BR}_{\text{KTeV}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e) = (2.71 \pm 0.22_{\text{stat}} \pm 0.31_{\text{syst}}) \cdot 10^{-4}$ kompatibel.

Daneben konnte durch Vergleichen der $\Xi^0/\bar{\Xi}^0 \rightarrow \Lambda/\bar{\Lambda} \pi^0$ -Zerfälle das Verhältnis der Flüsse innerhalb der definierten Zerfallsregion bestimmt werden:

$$N_{\bar{\Xi}^0}/N_{\Xi^0} = (9.32 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}})\% \quad (8.11)$$

Neben den Ξ^0 - β -Zerfällen wurden auch 68 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Zerfälle analysiert. Mit dem Resultat für den Ξ^0 - β -Zerfall wurde das Verzweigungsverhältnis

$$\boxed{\text{BR}_3(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (2.11 \pm 0.31_{\text{stat}} \pm 0.15_{\text{syst}}) \cdot 10^{-6}} \quad (8.12)$$

bestimmt. Damit ist BR_3 innerhalb von 1.5 Standardabweichungen mit der bisher präzisesten Messung $\text{BR}_{\text{KTeV}}(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (4.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$ im Einklang, wobei der Fehler um einen Faktor 2 kleiner ist. Das Ergebnis deckt sich sowohl mit dem KTeV-Resultat als auch mit der theoretischen Vorhersage von $2.2 \cdot 10^{-6}$.

Die gewonnenen Ergebnisse bestätigen die Cabibbo-Theorie und untermauern deren Universalität für semileptonische Zerfälle innerhalb des Baryonoktetts. Allerdings ist vor allem das Ergebnis für $|V_{\text{us}}|$ durch die systematische Unsicherheit von 15% auf das Formfaktorverhältnis g_1/f_1 begrenzt. Daher ist eine Messung dieses Verhältnisses sehr wünschenswert, um die Aussagekraft des Ξ^0 - β -Zerfalls für $|V_{\text{us}}|$ und die damit verbundene Konsequenz auf die Unitarität der CKM-Matrix zu erhöhen. Daneben stellt der systematische Fehler von 3% auf die Ξ^0 -Lebensdauer einen weiteren Beitrag zur systematischen Unsicherheit auf die $|V_{\text{us}}|$ -Bestimmung dar. Beide Messungen werden zur Zeit bei NA48 durchgeführt und versprechen eine Verbesserung des systematischen Fehlers.

Die Präzision der Verzweigungsverhältnisse wird wohl in naher Zukunft nicht verbessert werden, da in absehbarer Zeit keine neuen Hyperonexperimente mit hoher Intensität geplant sind.

A Mittlere Polarisation des Λ -Hyperons beim Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$

Im folgenden soll gezeigt werden, dass die Winkelverteilung des Protons im Λ -Ruhesystem eine besonders auf die primäre Ξ^0 -Polarisation sensitive Observable darstellt. Bei NA48/1 besitzt der Ξ^0 -Polarisationsvektor nur eine Komponente entlang der x -Achse. Damit vereinfacht sich Gleichung 1.61 zu

$$P_{\Lambda_x} = \frac{(\alpha_{\Xi} + P_{\Xi} \hat{\Lambda}_x) \hat{\Lambda}_x + \gamma \cdot (\hat{\Lambda}_y P_{\Xi} \hat{\Lambda}_y + \hat{\Lambda}_z P_{\Xi} \hat{\Lambda}_z)}{1 + \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \hat{\Lambda}_x}, \quad (\text{A.1})$$

wobei sich die $\hat{\Lambda}_i$ auf die Komponenten des Einheitsvektors der Λ -Flugrichtung im Ξ^0 -Ruhesystem beziehen. Die Winkelverteilung des Protons bezüglich der x -Richtung läßt sich mittels einer mittleren Λ -Polarisation $\langle P_{\Lambda_x} \rangle$ ausdrücken:

$$\frac{dN}{d \cos \Theta_x} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\Lambda} \cdot \langle P_{\Lambda_x} \rangle \cdot \cos \Theta_x^p), \quad (\text{A.2})$$

wobei Θ_x^p der Winkel zwischen Proton-Emissionsrichtung und x -Achse im Λ -Ruhesystem ist. Die mittlere Λ -Polarisation erhält man, indem man die Gleichung A.1 mit der Gewichtungsfunktion (Winkelverteilung aus Gleichung 1.60)

$$f(\cos \Theta_x) = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \cos \Theta_x) \quad (\text{A.3})$$

faltet. Parametrisiert man die Λ -Flugrichtung mit

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_x \\ \sin \Theta_x \cos \varphi_x \\ \sin \Theta_x \sin \varphi_x \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

und integriert über alle Raumwinkel, so ergibt sich

$$\langle P_{\Lambda_x} \rangle_{f_x} = \int_{\cos \Theta_x = -1}^{+1} \int_{\varphi_x = 0}^{2\pi} P_{\Lambda_x} \cdot f(\cos \Theta_x, \varphi_x) d\varphi_x d \cos \Theta_x \quad (\text{A.5})$$

$$= P_{\Xi} \left(\frac{1}{3} + \frac{5}{3} \gamma \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\approx 1.67 \cdot P_{\Xi}. \quad (\text{A.7})$$

Daran lässt sich ablesen, daß sich die primäre Ξ^0 -Polarisation besonders stark auf die Winkelverteilung des Protons im Λ -Ruhe-system auswirkt.

Abbildung A.1 zeigt das Ergebnis eines *Spielzeug-MC* (*toy MC*) gezeigt: Auf der x -Achse ist die Winkelverteilung des Protons im Λ -Ruhe-system bezüglich der x -Achse im Labor-Koordinatensystem aufgetragen. Die Detektor-Akzeptanz wird nicht berücksichtigt und nur die Winkelverteilung auf Generator-Ebene erzeugt. Insgesamt wurden 100000 Ereignisse mit einer Ξ^0 -Polarisation in x -Richtung von -10% generiert.

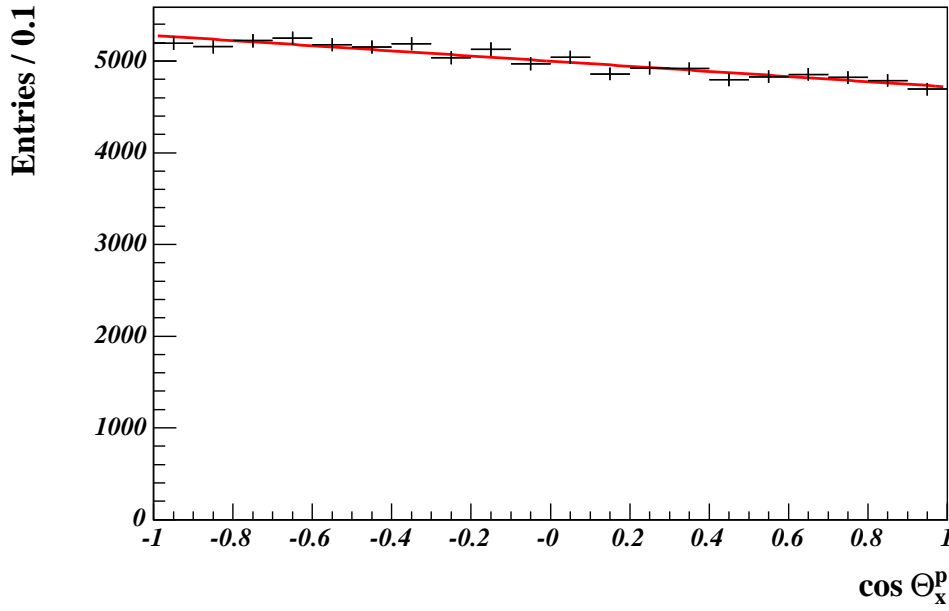


Abbildung A.1: Winkel zwischen Proton-Flugrichtung und x -Achse im Λ -Ruhe-system aus einer *Toy-MC-Simulation*.

Die Anpassung einer Gerade an die Verteilung liefert

$$y = -279x + 4999. \quad (\text{A.8})$$

Damit ergibt sich gemäß Gleichung A.2

$$\frac{m}{c} = \frac{1}{2}\alpha_\Lambda \langle P_{\Lambda_x} \rangle_{f_x} \quad (\text{A.9})$$

und folglich

$$\langle P_{\Lambda_x} \rangle_{f_x} = -0.174. \quad (\text{A.10})$$

Durch Umstellen von A.7 ergibt sich für die primäre Ξ^0 -Polarisation

$$P_{\Xi} = \frac{\langle P_{\Lambda_x} \rangle}{\frac{1}{3} + \frac{5}{3}\gamma} \quad (\text{A.11})$$

$$= -10\%. \quad (\text{A.12})$$

Literaturverzeichnis

- [Abe02] H. Abele et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 211801.
- [Aff99] A. Affolder et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3751.
- [Ala99] A. Alavi-Harati et al., *Proceedings DPF99*, hep-ex/990301 (1999). (2001) 132001.
- [Ala01] A. Alavi-Harati et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 132001.
- [Ale04] T. Alexopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 181802.
- [And93] J. Anderson, M. A. Luty, Phys. Rev. D **47** (1993) 4975.
- [Anv98] G. Anzino et al., Nucl. Instrum. Meth. A **419** (1998) 686.
- [Anz97] G. Anzino, P. Lubrano, M. Pepe, *Neutral Hodoscope Calibration and Preliminary Results from the 1996 Run*, NA48 note, (1997).
- [Arc02] R. Arcidiacono, *The performance of the LKR SuperEvent read-out during 2002 data taking*, NA48 note, (2002).
- [Arc02b] R. Arcidiacono, N. Cartiglia, M. Clemencic, U. Koch, B. Vallage *L1 and L2 Trigger configurations in the 2002 run*, NA48 note, (2002).
- [Ade64] M. Ademollo, R. Gatto, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 264.
- [Bat02] J. R. Batley, Phys. Lett. B **544** (2002) 97.
- [Ber00] M. De Beer, F. Derue, *NASIM User's Guide*, NA48 note, (2002).
- [Bev98] A. Bevan, B. Hay, *Efficiency of the Muon Veto System* NA48 note, (1998).
- [Bun79] G. Bunce, Nucl. Instrum. Meth. **172** (1979) 553.
- [Bri99] S. Bright, R. Winston, E. C. Swallow, A. Alavi-Harati, Phys. Rev. D **60** (1999) 117505; Erratum-ibid. D **62** (2000) 059904.
- [Bri00] S. Bright, Doktorarbeit, Universität von Chicago, (2002).

- [Cab63] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [Cab03] N. Cabibbo, E. C. Swallow and R. Winston, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 39.
- [Cab04] N. Cabibbo, E. C. Swallow and R. Winston, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 251803.
- [Cab05] N. Cabibbo, Persönliche Mitteilung (2005).
- [Cal94] P. Calafiura, C. Talamonti, *The new NA48 Shower library User's guide* NA48 note, (1994).
- [Chi04] M. V. Chizhov, hep-ph/0411098 (2004).
- [Cle04] M. Clemencic, Persönliche Mitteilung, (2004).
- [Cno78] A. M. Cnops, *Neutrino-Deuterium Reactions in the 7-Foot Bubble Chamber*, Proc. Top. Conf. on Neutrino Physics, Oxford, (1978).
- [Com01] E. D. Commins, P. H. Bucksbaum, *Weak interactions of leptons and quarks*, Cambridge University Press (2001).
- [Com02] B. Hay et al., *Compact 6.2 User Guide* (2002).
- [Don87] J. F. Donoghue, B. R. Holstein, S. W. Klimt, Phys. Rev. D **35** (1987) 934.
- [Erw99] R. Erwin, Ξ^0 , Ξ^0 Polarization at $KTeV$, Hyperon99 (1999).
- [Flo98] R. Flores-Mendieta, E. Jenkins, A. V. Manohar, Phys. Rev. D **58** (1998) 094028.
- [Flo04] R. Flores-Mendieta, hep-ph/0410171 (2004).
- [Gai84] J.-M. Gaillard, G. Sauvage, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 351.
- [Gar85] A. Garcia, P. Kielanowski, *The Beta Decay of Hyperons*, Lecture Notes in Physics Vol.222, Springer Verlag Berlin (1985).
- [Gea94] Application Software Group (IT Division, CERN), *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, (1994)
- [Gla61] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [Gol58] M. L. Goldberger, S. B. Treiman, Phys. Rev. **111** (1958) 354.
- [Gom05] R. A. Gomes et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **142** (2005) 16.

- [Jen91] E. Jenkins, A. V. Manohar, Phys. Lett. B **255** (1991) 558.
- [Kad05] A. Kadeer, J. G. Körner, U. Moosbrugger, Veröffentlichung in Vorbereitung (2005).
- [Kob73] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [Koc64] W. Koch, O. Skjeggstad, *Proceedings of the 1964 Easter School for Physics*, CERN, Geneva (1964).
- [Lai03] A. Lai et al., Phys. Lett. B **576** (2003) 43.
- [Lai04] A. Lai et al., Phys. Lett. B **602** (2004) 41.
- [Lee56] T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104** (1958) 254.
- [Lin69] V. Linke, Nucl. Phys. B **12** (1969) 669.
- [NA95] E. Griesmayer, et al., NA48 Note 1995-11 (1995).
- [Mag96] J. Magnin, F. R. A. Simao, AIP Conf. Proc., **359(1)** (1996) 401.
- [Mar97] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356 (1997).
- [Mar04] P. Marouelli, Persönliche Mitteilung (2004).
- [Maz04] E. Mazzucato, Persönliche Mitteilung (2004).
- [Mis04] S. Miscetti et al., hep-ex/0405040 (2004).
- [Pic03] M. Piccini, *Measurement of the Ξ^0 beta decay Branching Ratio in the experiment NA48/I at CERN*, Dissertation, Perugia (2003).
- [Pic05] Allgemeines Bilder-Archiv der NA48-Arbeitsgruppe, Mainz.
- [Poc04] D. Pocanic, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 181803.
- [PDG04] S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **592** (2004).
- [Rat04] P. G. Ratcliffe, *Hyperon Beta Decay and the CKM Matrix*, hep-ph/0402063 (2004).
- [Sal68] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Hg. N. Svartholm, Almquist and Wiksell, (1968).
- [Sch95] F. Schlumpf, Phys. Rev. D **51** (1995) 2262.
- [Sch02] F. Schwabl, *Quantenmechanik - QM I*, Springer, Heidelberg (2002).

- [She03] A. Sher et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 261802.
- [Sir78] A. Sirlin, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 573.
- [Sof99] J. Soffer, *Is the Riddle of the Hyperon Polarization Solved?*, Hyperon99, hep-ph/9911373 (1999).
- [Swa03] E. C. Swallow and R. Winston, *Angular Momentum and Weak Radiative Hyperon Decays*, NA48 note, (2003)
- [Swa05] E. C. Swallow, Persönliche Mitteilung (2005).
- [Tor96] NA48 Torino Group, *Efficiency of the Muon Veto System*, NA48 note, (1998).
- [Tow03] I. S. Towner, J. C. Hardy, J. Phys. G **29** (2003) 197.
- [Una00] G. Unal, Proceedings, CALOR2000, Annecy (2000).
- [Wat69] J. M. Watson, R. Winston, Phys. Rev. **181** (1969) 1907.
- [Wei58] S. Weinberg, Phys. Rev. **112** (1958) 1375.
- [Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [Wil97] R. Wilhelm, *Messung der transversalen Polarisation von Λ -Hyperonen aus inelastischen pN -Reaktionen bei 450 GeV Protonenergie*, Dissertation, Mainz (1997).
- [Wit01] M. Wittgen, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **461** (2001) 478.
- [Woo04] M. Woods, Vortrag NA48-Analyse-Meeting (2004).
- [Wu57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hopper, R. P. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramme für den Neutron- und den Ξ^0 - β -Zerfall	8
1.2	Beiträge zum Matrixelement semileptonischer Baryonzerfälle proportional zu Termen in g_3 für den Neutron- und Ξ^0 -Zerfall.	11
1.3	Beobachtete Übergänge im $SU(3)$ Baryon-Oktett mit den entsprechenden Koeffizienten F_{g_1} und D_{g_1} für den axialen Formfaktor g_1	12
1.4	Feynman-Diagramme für die virtuellen radiativen Korrekturen des baryonischen β -Zerfalls.	16
1.5	Feynman-Diagramme für die reelle Photon-Emission des baryonischen β -Zerfalls.	17
2.1	Die Strahlführung von NA48/1 im Jahr 2002.	24
2.2	Schematischer Querschnitt des NA48/1-Detektors.	26
2.3	Das Magnet-Spektrometer.	26
2.4	Das Hodoskop für geladene Teilchen.	28
2.5	Schnitt durch ein Segment des elektromagnetischen Kalorimeters.	29
2.6	Die Zellstruktur und die Kupfer-Beryllium-Elektrodenstreifen des elektromagnetischen Kalorimeters.	29
2.7	Die Energie-Auflösung des LKr-Kalorimeters als Funktion der Energie.	30
2.8	Position des neutralen Hodoskops innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters.	31
2.9	Das hadronische Kalorimeter.	32
2.10	Die drei Ebenen der Myon-Antizähler.	33
2.11	Der Aufbau der Photon-Antizähler (AKL).	34
2.12	Schematische Darstellung des NA48/1 Triggersystems.	36
3.1	Gemittelte Effizienz der vierten Driftkammer, vierte Drahtebene, in Run 14019.	45
3.2	Vergleich des akzeptierten Ξ^0 -Spektrums zwischen MC-Simulation und Daten für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.	47
3.3	Vergleich des akzeptierten $\bar{\Xi}^0$ -Spektrums zwischen MC-Simulation und Daten für $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Ereignisse.	47
3.4	Vergleich der z -Komponente des Ξ^0 -Zerfallsvertex für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	49

3.5	Vergleich der Differenz der z -Komponente zwischen Λ -Vertex und Ξ^0 -Vertex für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	49
3.6	Vergleich der Differenz der z -Komponente zwischen Σ^+ -Vertex und Ξ^0 -Vertex für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	50
3.7	Polarisation \vec{P} der primären Ξ^0 -Hyperonen am Target.	51
3.8	Emission des Tochter-Baryons entlang \hat{b} im Ruhesystem des Mutterteilchens B	53
3.9	Vergleich des Winkels zwischen Λ -Richtung und x -Achse im Ξ^0 -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	54
3.10	Vergleich des Winkels zwischen p -Richtung und x -Achse im Λ -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	54
3.11	Vergleich des Λ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	55
3.12	Vergleich der π^0 -Energie für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	55
3.13	Vergleich des e^- -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	57
3.14	Vergleich des e^- -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse im Ξ^0 -Ruhesystem zwischen Daten und MC-Simulation.	57
3.15	Vergleich des Σ^+ -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	58
3.16	Vergleich des π^0 -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse mit $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ zwischen Daten und MC-Simulation.	58
3.17	Vergleich des Proton-Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse mit nachfolgendem $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ zwischen Daten und MC-Simulation.	59
3.18	Vergleich des (Σ^+e^-) -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse zwischen Daten und MC-Simulation.	59
3.19	Veranschaulichung der Winkel des Matrixelements für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_e$	61
3.20	Vergleich des Winkels zwischen e^- und Proton im Ξ^0 -Ruhesystem zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.	63
3.21	Vergleich des e^- -Impulses im Ξ^0 -Ruhesystem zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.	63
3.22	Vergleich des e^- -Impulses zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.	64
3.23	Vergleich des Σ^+ -Impulses zwischen effektivem und Helizitätsformalismus-Generator.	64
4.1	Veranschaulichung zur Berechnung des neutralen Vertex.	67
4.2	Topologie des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	68
4.3	Topologie des Zerfalls $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\ell^-\bar{\nu}_\ell$	69

5.1	Vergleich der Zeitauflösungen der Driftkammern und des geladenen Hodoskops.	73
5.2	Invariante Zweispurmasse unter $\pi^+\pi^-$ -Hypothese gegen das Impulsverhältnis P_{rat}	73
5.3	E/P-Verhältnis von nachgewiesenen Spuren.	74
5.4	Veranschaulichung von „Ghost Tracks“ aufgrund von Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion.	75
5.5	Veranschaulichung der Definition von $d_{\text{ideal}}^{\text{vertex}}$	78
5.6	Vergleich der invarianten Zweispurmasse unter $p\pi^-$ -Hypothese zwischen Daten und MC-Simulation.	79
5.7	Signalregion der invarianten Masse $m_{\Lambda\pi^0}$	80
5.8	Signalregion der invarianten Masse $m_{p\pi^0}$	85
6.1	Signalregion für alle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	92
6.2	Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	94
6.3	Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.	94
6.4	Signalregion für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse mit $15 \text{ cm} < R_{\text{cog}} < 30 \text{ cm}$	95
6.5	Abhängigkeit des Verhältnisses der Akzeptanz von der Polarisation aus MC-Studien zwischen den Zerfällen $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	97
6.6	Zerfallsasymmetrie-Variation für den Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	98
6.7	Zerfallsasymmetrie-Variation für den Zerfallskanal $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	98
6.8	Änderung der Akzeptanz für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfälle unter Variation der Werte für die Formfaktoren.	99
6.9	Verhältnis der MC-Akzeptanzen als Funktion der Ξ^0 -Lebensdauer.	101
6.10	E/P-Verhältnis für das Elektron für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	102
6.11	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses von E/P für das Elektron für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	102
6.12	Vergleich Daten/MC der Größe R_{DCH} für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	103
6.13	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom Schnitt auf R_{DCH}	104
6.14	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom Schnitt auf die z-Komponente der Vertizes.	105
6.15	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses vom minimalen Impuls für das Elektron für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	105
6.16	Ergebnisse der einzelnen Datennahmeperioden.	108
7.1	Die L2-Triggereffizienz für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse aufgetragen gegen die primäre Ξ^0 -Energie.	114
7.2	Invariante $\bar{\Lambda}\pi^0$ -Masse in der Signalregion für den Zerfall $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$	114
7.3	Invariante $\bar{p}\pi^+$ -Masse für den Zerfall $\bar{\Xi}^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+e^+\nu$	115

7.4	Vergleich der radialen Komponente des Energieschwerpunkts r_{cog} zwischen Daten und MC für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu_e$	116
7.5	Signalregion für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^+ \nu_e$ -Ereignisse mit $15 \text{ cm} < r_{cog} < 30 \text{ cm}$	117
7.6	Änderung der Akzeptanz für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ als Funktion der Ξ^0 -Polarisation in x -Richtung aus MC-Studien.	119
7.7	Verhältnis N_{Ξ^0}/N_{Ξ^0} aufgetragen als Funktion der primären Hyperonenergie.	120
8.1	μ^- -Energie im Σ^+ -Ruhesystem für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse.	122
8.2	Vergleich zwischen Daten und MC-Simulation für die invariante $\pi^+ \pi^0 \mu^-$ -Masse für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse.	122
8.3	MC-Vergleich der Zerfallskanäle $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ für die Summe der generierten Proton- und π^0 -Energie.	125
8.4	Vergleich von $E_{tot}^{p\pi^0}$ zwischen $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ und $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ -Ereignissen.	126
8.5	L2-Triggereffizienz als Funktion des Schnitts auf den e^- -Impuls für den Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$	127
8.6	L2-Triggereffizienz als Funktion des Schnitts auf R_{DCH} aus $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$ -Zerfällen.	127
8.7	μ^- -Effizienz als Funktion des μ^- -Impulses, bestimmt die mittels $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -Zerfällen wurde.	128
8.8	Vergleich des μ^- -Impulses für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}$ -Zerfälle zwischen Daten und MC-Simulation.	129
8.9	Invariante $p\pi^0$ -Massenverteilung für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Zerfälle mit Untergrund.	130
8.10	Anpassung an die invariante $p\pi^0$ -Massenverteilung für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Zerfälle.	130
A.1	Winkel zwischen Proton-Flugrichtung und x -Achse im Λ -Ruhesystem aus einer Toy-MC-Simulation.	136

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Fermionen des Standardmodells.	3
1.2	Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen.	4
2.1	Größe der Datensätze für Hyperon-Analysen bei NA48/1.	41
2.2	Einteilung der Daten in drei Zeitperioden.	42
3.1	Anpassung der Koeffizienten an das gemessene Ξ^0 -Spektrum.	48
3.2	Verwendete Zerfallslängen zur Erzeugung der MC-Datensätze.	50
3.3	Gemessene Ξ^0 -Polarisation des KTeV-Experiments am Fermilab.	52
3.4	Verwendete Zerfallskonstanten und Asymmetrieparameter mit den entsprechenden Fehlern zur Erzeugung der MC-Datensätze.	53
5.1	Schnitte zur Identifikation von geladenen Teilchen.	76
5.2	Schnitte zur Identifikation von Photonen aus π^0 -Zerfällen.	78
5.3	Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen.	82
5.4	Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte für die Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfällen.	82
5.5	Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfällen.	84
5.6	Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte für die Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfällen.	84
6.1	Kinematische Ausgangsgrößen zur Erzeugung der MC-Datensätze und Definition der akzeptierten Zerfallsregion.	88
6.2	Anzahl der generierten und akzeptierten Ereignisse im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ für die Datennahmeperioden.	88
6.3	Anzahl der generierten und akzeptierten Ereignisse im Zerfall $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ für die Datennahmeperioden.	89
6.4	Effizienz des L1-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.	90
6.5	Effizienz des L2-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Ereignisse.	90
6.6	Effizienz des L3-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Zerfälle.	91
6.7	Anzahl selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ und $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ -Ereignisse.	91
6.8	Extrapolierte Anzahl der Untergrundereignisse aus der Anpassung der Signalregion für $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ -Zerfälle.	93

6.9	Extrapolation der Ereignisse mit hohem r_{cog} -Wert in die Signalregion.	95
6.10	Zusammenfassung der Beiträge zum systematischen Fehler, die unabhängig von der Datennahmeperiode sind.	106
6.11	Ergebnis der Verzweungsverhältnisse innerhalb der Datennahmeperioden.	107
7.1	Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der Zerfälle $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+e^+\nu$	112
7.2	Bestimmung der Effizienz des L1-Triggers mittels $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ Ereignisse.	112
7.3	Bestimmung der Effizienz des L2-Triggers für $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+e^+\nu$ -Ereignisse.	113
7.4	Anzahl selektierter $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+e^+\nu$ - und $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^0$ -Ereignisse.	115
7.5	Das Verzweungsverhältnis $\Xi^0 \rightarrow \bar{\Sigma}^+e^+\nu$ in den drei Datennahmeperioden.	117
7.6	Verhältnis N_{Ξ^0}/N_{Ξ^0} als Funktion der primären Hyperonenergie.	120
8.1	Zusätzliche Schnitte zur Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}$ -Zerfällen mit $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	123
8.2	Überblick über die Effizienzen der verwendeten Schnitte für die Selektion von $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}$ -Zerfällen.	124
8.3	Anzahl selektierter $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}$ -Ereignisse.	131
8.4	Zusammenfassung der Beiträge zum systematischen Fehler für die Messung des Verzweungsverhältnisses $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}$	132