

Fakultät für Physik und Astronomie

Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Daniil Nekrassov
aus Moskau

Dezember 2006

**Messung des
Verzweigungsverhältnisses
 $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mathbf{K}^0 \pi^- \nu_\tau)$ mit dem
BABAR-Experiment**

*Die Diplomarbeit wurde von Daniil Nekrassov ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)$ mit dem *BABAR*-Experiment vorgestellt, wobei das K^0 im Kanal $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert wird. Das Spektrum der invarianten Masse $m(K^0 \pi^-)$ ist ein wesentlicher Teil der Strange-Spektralfunktion, und damit ein wichtiger Schritt zur Bestimmung des CKM-Matrixelements $|V_{us}|$ aus hadronischen τ -Zerfällen. Diese Methode zur Bestimmung von $|V_{us}|$ ist komplementär zur bisher üblichen Methode aus K_{e3} Zerfällen. Zur Entwicklung und Optimierung der Analyse, sowie zur Kontrolle des systematischen Verständnisses der Selektionskriterien wird als Referenzmessung die Messung des bereits gut bekannten Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ durchgeführt. Das Referenzresultat $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.04 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.35_{\text{syst}}) \%$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.02 \pm 0.08) \%$ [3]. Die Analyse eines Datensatzes von $\mathcal{L} = 32.28 \text{ fb}^{-1}$ ergibt $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0.912 \pm 0.024_{\text{stat}} \pm 0.073_{\text{syst}}) \%$. Dieser Wert befindet sich ebenfalls in Übereinstimmung mit dem derzeitigen Weltmittelwert $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0.90 \pm 0.04) \%$ [3]. Durch Verwendung des vollen *BABAR*-Datensatzes von 390 fb^{-1} und weiterer Reduktion des Untergrunds mit zusätzlichen neutralen Pionen wird eine deutliche Verringerung des Fehlers für die Zukunft erwartet.

Abstract

This thesis presents a measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)$ with the *BABAR* experiment. The K^0 is reconstructed in the channel $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. The spectrum of the invariant mass $m(K^0 \pi^-)$ is a significant part of the strange spectral function, i.e. an important step to determine $|V_{us}|$ from hadronic τ -decays. This method is complementary to the usual method of determining $|V_{us}|$ from K_{e3} -decays. To develop and to optimize the analysis and to further check the systematic understanding of the selection criteria, a reference measurement of the well known branching fraction $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ is performed. The obtained result $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.04 \pm 0.03 \pm 0.35) \%$ is consistent with the world average $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.02 \pm 0.10) \%$ [3]. The analysis of a dataset of $\mathcal{L} = 32.28 \text{ fb}^{-1}$ yields $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0.912 \pm 0.024_{\text{stat}} \pm 0.073_{\text{syst}}) \%$. This result is also consistent with the current world average of $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0.90 \pm 0.04) \%$ [3]. By using the full available *BABAR* dataset of 390 fb^{-1} and in particular by further rejecting backgrounds with additional neutral pions a significant improvement of the uncertainties can be expected for the future.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	<i>BABAR</i>-Experiment	9
2.1	PEP-II-Speicherringe	9
2.2	<i>BABAR</i> -Detektor	9
2.3	Gemessene und simulierte Daten	15
2.3.1	Daten	15
2.3.2	Monte-Carlo Simulation	16
3	Theoretische Grundlagen	19
3.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	19
3.2	CKM-Matrix	20
3.3	V_{us} -Messung	21
3.3.1	Standardmessung	21
3.3.2	Messung aus τ -Zerfällen	22
3.4	Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi^- \nu_\tau$	23
3.4.1	Beschreibung des Zerfalls	23
3.4.2	Messung des Verzweigungsverhältnisses	24
4	Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation	25
4.1	Spurrekonstruktion bei <i>BABAR</i>	25
4.1.1	Rekonstruktionsmethode	25
4.1.2	Korrektur der Spurrekonstruktions-Effizienz	26
4.2	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	26
4.3	Kriterien der Teilchenidentifikation	29
4.4	Notwendige Korrekturen	31
4.4.1	Korrekturen der Teilchenidentifikationskriterien	31
5	Referenzmessung von $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	37
5.1	Vorselektion	38
5.2	Ereignisselektion	39
5.3	Signalselektion	43
5.3.1	Daten und Monte-Carlo Vergleich	43
5.3.2	Identifikation der Kandidaten des Signalzerfalls	44

5.4	Behandlung von Bhabha- und möglichem Zwei-Photon-Untergrund	47
5.5	Wirkung der Schnitte	60
5.5.1	Vergleich der „Schnitteffizienzen“ in Daten und Simulation	60
5.5.2	Korrekturen	63
5.5.3	Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation	63
5.6	Messung des Verzweigungsverhältnisses	68
6	Analyse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi_b^- \nu_\tau$	73
6.1	Signalselektion	73
6.1.1	Darstellungsform von Verteilungen	73
6.1.2	Selektion der K_s^0 -Kandidaten	74
6.1.3	Effizienzkorrekturen für die K_s -Rekonstruktion	79
6.1.4	Reinheit der K_s^0 -Rekonstruktion	80
6.1.5	Behandlung des Bhabha-Untergrunds	82
6.2	Wirkung der Schnitte	87
6.2.1	Vergleich der „Schnitteffizienzen“ in Daten und Simulation	87
6.2.2	Korrekturen	90
6.2.3	Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation	90
6.3	Weitere untersuchte Selektionsvariablen	90
7	Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi_b^- \nu_\tau)$	99
7.1	Ergebnisse der K_s -Analyse	99
7.2	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses	99
7.3	Bestimmung der Unsicherheiten	100
7.3.1	Statistische Unsicherheit	101
7.3.2	Systematische Unsicherheiten	101
7.3.3	Ergebnis und Diskussion	106
8	Zusammenfassung	109
A	Studie des fehlenden Impulses	113
B	Ergebnis der Studie der Teilchenidentifikations-Korrekturen	119

Kapitel 1

Einleitung

Das *BABAR*-Experiment am „Stanford Linear Accelerator Center“ (SLAC) in Kalifornien, USA, wurde mit dem Ziel entwickelt, die *CP*-Verletzung im *B*-Mesonensystem nachzuweisen [1]. Die Schwerpunktsenergie der kollidierenden e^+e^- -Paare beträgt 10,58 GeV und entspricht damit der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz [1], welche zu etwa 96 % in *B*-Mesonen zerfällt. Außer *B*-Mesonen wird bei *BABAR* auch eine große Anzahl von τ -Paaren erzeugt. Bei einem $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ Wirkungsquerschnitt von 0,89 nb und der bis Juli 2006 aufgezeichneten Luminosität von etwa 390 fb^{-1} entspricht dies etwa 348 Millionen τ -Paaren. Mit diesem großen τ -Datensatz lassen sich u. a. präzise Messungen von Verzweigungsverhältnissen hadronischer τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness¹ durchführen. Diese Messungen erlauben einen neuen Zugang zur Bestimmung des Elements $|V_{us}|$ der CKM-Matrix [2]. Bisher wurde das Element $|V_{us}|$ aus hadronischen τ -Zerfällen von CLEO [4], ALEPH [5] und OPAL [6] bestimmt. Die Präzision dieser Messungen ist jedoch durch statistische Unsicherheiten limitiert (vgl. Abschnitt 3.3). Durch die Untersuchung der hadronischen τ -Zerfälle bei *BABAR* können die Strangeness-Spektralfunktion und ihre Momente [2] vermessen und daraus $|V_{us}|$ und gleichzeitig möglicherweise auch die Masse m_s des s-Quarks bestimmt werden. Gegenwärtig wird $|V_{us}|$ am besten aus K_{e3} Zerfällen extrahiert. Diese Methode ist jedoch mittelfristig durch theoretische Unsicherheiten limitiert [12]. Die Bestimmung von $|V_{us}|$ aus hadronischen τ -Zerfällen stellt nicht nur eine theoretisch und experimentell komplett unabhängige Methode zur Verifizierung aktueller K_{e3} Messungen dar, sondern verspricht wegen kleinerer theoretischer Unsicherheiten auch kleinere totale Fehler als gegenwärtige K_{e3} Messungen [2].

In der vorliegenden Diplomarbeit wird die Messung des Verzweigungsverhältnisses des hadronischen τ -Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau$ mit dem *BABAR*-Detektor vorgestellt. Das K^0 wird im Kanal $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls wurde zuletzt von OPAL [7], CLEO [8] und ALEPH [9] gemessen. Der Weltmittelwert beträgt unter Berücksichtigung dieser Messungen

¹Netto-Strangeness bedeutet, dass ein ungepaartes s-Quark entsteht.

$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,90 \pm 0,04) \%^2$ [3]. Die Genauigkeit der erwähnten Messungen ist durch den statistischen Fehler begrenzt. Es wird erwartet, dass man beim *BABAR*-Experiment auf Grund des viel größeren verfügbaren Datensatzes das Verzweungsverhältnis dieses Zerfalls genauer bestimmen kann. Es ist dabei besonders wichtig, die systematischen Unsicherheiten des Analyseverfahrens genau zu ermitteln. Dazu wird in dieser Diplomarbeit das Analyseverfahren zuerst auf den bereits gut gemessenen Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ angewendet. Auf diese Weise werden die Methoden des Analyseverfahrens überprüft und die Wirkung der angewendeten Selektionskriterien untersucht und optimiert. Eine Übereinstimmung des gemessenen Verzweungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)$ mit dem bekannten Wert $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9,02 \pm 0,08) \%$ [3] innerhalb der Fehler wird als Bestätigung für die systematische Korrektheit des Analyseverfahrens gewertet. Das auf diese Weise optimierte Analyseverfahren wird zur Messung des Verzweungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0(\pi^+ \pi^-) \pi^- \nu_\tau)$ verwendet.

²Hier und im Folgenden ist der ladungskonjugierte Fall immer eingeschlossen.

Kapitel 2

BABAR-Experiment

Das *BABAR*-Experiment wird am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Kalifornien, USA, durchgeführt. Der experimentelle Aufbau, bestehend aus den PEP-II-Speicherringen und dem *BABAR*-Detektor, wird häufig auch als „B-Fabrik“ bezeichnet. Der PEP-II-Beschleuniger, der im ersten Teil dieses Kapitels beschrieben wird, bringt Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cms}} = 10,58 \text{ GeV}$ zur Kollision. Diese Energie entspricht der invarianten Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Diese Resonanz zerfällt in 96 % der Fälle in B-Mesonen und bietet damit gute Voraussetzungen zum Studium von B-Mesonsystemen [10]. Auch andere verwandte physikalische Themen können mit dem *BABAR*-Detektor, der im zweiten Teil des Kapitels beschrieben wird, studiert werden. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die für diese Arbeit verwendeten gemessenen und simulierten Datensätze beschrieben.

2.1 PEP-II-Speicherringe

Die PEP-II-Speicherringe bestehen aus zwei übereinander angeordneten Ringbeschleunigern, die einen Durchmesser von 2,2 km haben (siehe Abb. 2.1). Der Hochenergiebereich beschleunigt Elektronen auf 9 GeV, während der Niederenergiebereich Positronen auf 3,1 GeV beschleunigt. Durch diese Asymmetrie hat das Schwerpunktsystem einen Boostfaktor von $\beta\gamma = 0,56$. Dieser Umstand ist besonders wichtig für Studien der CP-Verletzung im B-Mesonsystem.

2.2 *BABAR*-Detektor

In der Abbildung 2.2 ist der *BABAR*-Detektor schematisch dargestellt. Er besteht aus mehreren Subdetektoren, die radial um das Strahlrohr, welches einen Durchmesser von 2,78 cm hat, angeordnet sind. Auf Grund des geboosteten Schwerpunktsystems ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut, der Wechselwirkungspunkt ist gegen die Flugrichtung der Elektronen verschoben. Direkt am Wechsel-

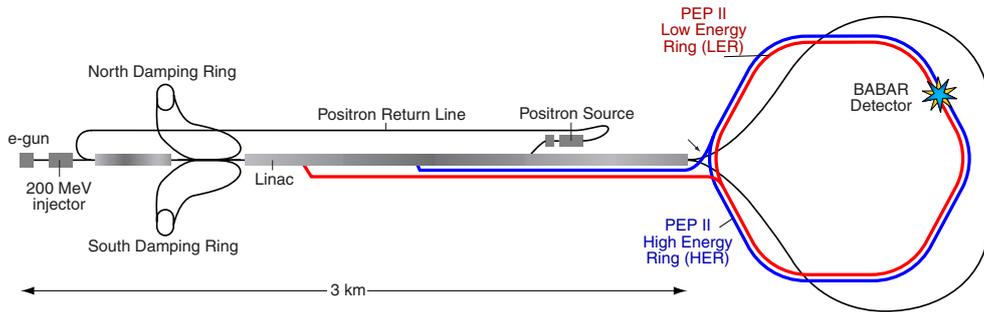


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des zur Beschleunigung genutzten Linearbeschleunigers und der PEP-II-Speicherringe. Rechts oben ist die Position des BABAR-Detektors vermerkt [10].

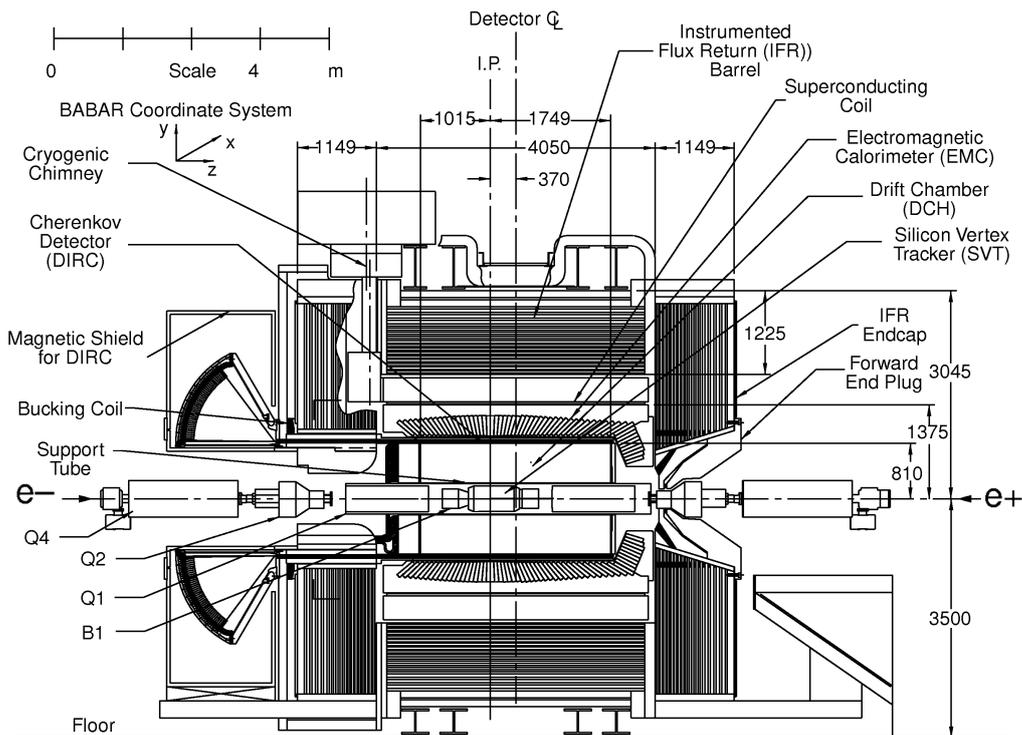


Abbildung 2.2: Längsschnitt durch den BABAR-Detektor [10]. Die Elektronen treten von links in den Detektor ein, die Positronen von rechts. Das Koordinatensystem ist oben links vermerkt. Die Boostrichtung entspricht hier der positiven z -Richtung.

wirkungspunkt befindet sich der Silizium-Vertexdetektor (**SVT**¹) und die Driftkammer (**DCH**²), die zusammen das Spurrekonstruktions- und Impulsmessungssystem bilden. Weiter außen befindet sich der Cherenkov-Detektor (**DIRC**³), der hauptsächlich zur Pion- und Kaonidentifikation verwendet wird (siehe Kap. 4). Das elektromagnetische Kalorimeter (**EMC**⁴) dient zum Nachweis von Elektronen und Photonen. Das Kalorimeter besitzt eine Abschlusskappe in Flugrichtung der Elektronen. Diese ist durch die Energie-Asymmetrie der Elektronen und Positronen notwendig. Alle bisher genannten Subdetektoren werden von einer supraleitenden Magnetspule umschlossen, die ein Magnetfeld von 1,5 T längs der Strahlachse erzeugt. Das instrumentierte Magnetjoch (**IFR**⁵) ist der letzte Subdetektor und liegt außerhalb der supraleitenden Magnetspule. Es wird zur Flussrückführung und zum Myonnachweis verwendet [10].

Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor besteht aus fünf zylindrischen, konzentrisch angeordneten Schichten von doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren, die sich teilweise überlappen (Abb. 2.3). Der Vertexdetektor ist neben seiner Funktion als Teil des Spurrekonstruktionssystems wichtig für die Rekonstruktion sekundärer Vertizes. Diese müssen für die Analyse des K_s^0 -Kanals gut rekonstruiert werden, da K_s^0 eine mittlere Fluglänge von $c\tau_{K_s^0} = 2.68$ cm [3] aufweisen. In Abb. 2.4 ist die simulierte Auflösung des Vertexdetektors in x-Richtung gezeigt (Koordinatensystem des Detektors siehe Abb. 2.2). Das Designziel war eine Auflösung der Vertexkoordinaten von $\sigma(d_0) = 55 \mu\text{m}$ in der xy-Ebene und $\sigma(z_0) = 65 \mu\text{m}$ in z-Richtung. Diese Auflösung ist für die vorliegende Analyse absolut ausreichend.

¹SVT - Silicon Vertex Tracker (engl.)

²DCH - Drift Chamber (engl.)

³DIRC - Detector of Internally Reflected Cherenkov Light (engl.)

⁴EMC - Electromagnetic Calorimeter (engl.)

⁵IFR - Instrumented Flux Return (engl.)

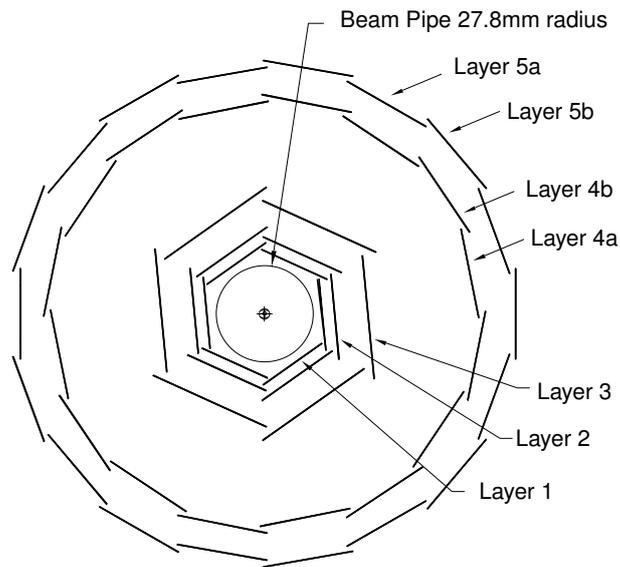


Abbildung 2.3: Ein Querschnitt durch den Vertexdetektor. Es sind das Strahlrohr und die fünf Siliziumschichten dargestellt.

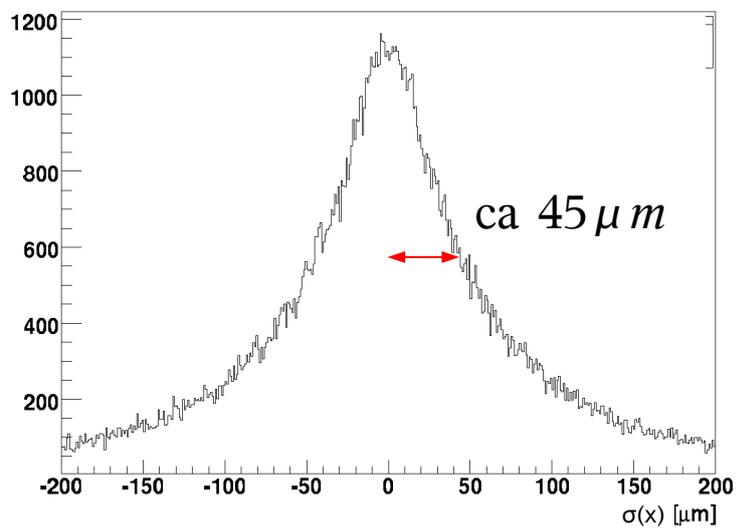


Abbildung 2.4: Die simulierte Auflösung $\sigma(x)$ des Vertex-Detektors in x -Richtung. Zur Rekonstruktion der Vertices wurden jeweils zwei Spuren aus $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Ereignissen verwendet.

befindet. An der Rückwand des Wassertanks sind etwa 11.000 Sekundärelektronenvervielfacher installiert, die zum Nachweis der Cherenkov-Photonen dienen. Für jedes geladene Teilchen kann so der Cherenkov-Winkel θ_c bestimmt werden, der wegen

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

eine Teilchenidentifikation erlaubt (Zur Erklärung der Formel siehe Kap. 4.2).

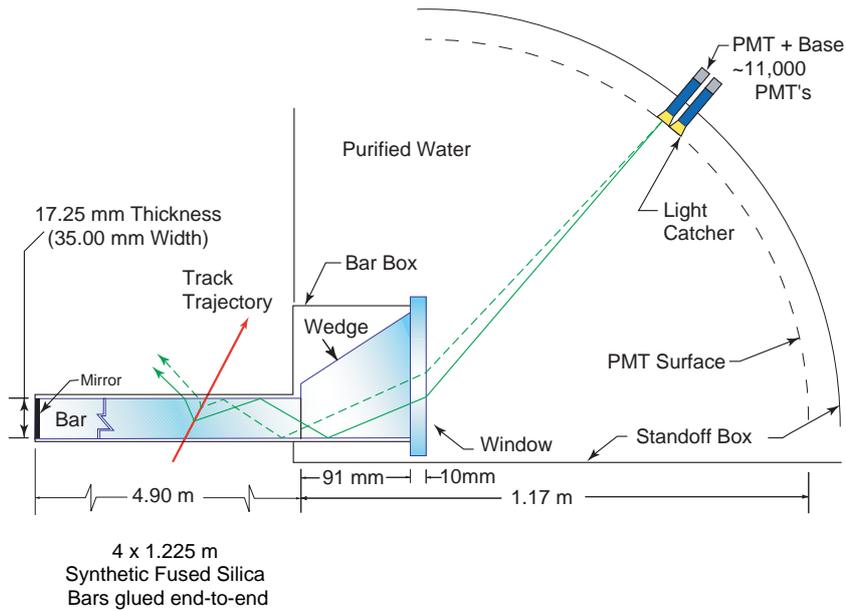


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des Cherenkov-Detektors. Es sind eine Teilchenspur (rot) und der Weg der emittierten Photonen in den Quarzstäben (grün) gezeigt.

aufgezeichnet. Wie bereits am Anfang des Kapitels erwähnt, liefert der PEP-II Beschleuniger e^+e^- -Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Diese Daten werden auch „On-Peak“-Daten genannt. Um den Untergrund bei B-Meson-Zerfällen richtig abzuschätzen, wird ein kleiner Teil der Daten bei einer Schwerpunktsenergie etwas unterhalb (40–60 MeV) der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und damit auch unterhalb der B-Mesonen-Schwelle aufgezeichnet. Diese Daten nennt man entsprechend „Off-Peak“-Daten. Für die Untersuchung von τ -Ereignissen braucht nicht zwischen „On-Peak“ und „Off-Peak“ Daten unterschieden zu werden. Da die „On-Peak“-Daten jedoch viel besser verstanden sind, beschränkt man sich auf diese.

Für diese Analyse wurden die Datensätze von Run 3 „On-Peak“-Ereignissen verwendet. Die aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt für Run 3 32.28fb^{-1} . Da in dieser Diplomarbeit vor allem die Systematik des K_s^0 -Analyseverfahrens untersucht wird, ist die verwendete Luminosität für die Zwecke der Analyse ausreichend. Es wird erwartet, dass der bei der Messung des Verzweigungsverhältnisses auftretende statistische Fehler komplett vernachlässigbar wird, sobald die gesamte zur Verfügung stehende integrierte Luminosität für die Analyse verwendet wird (siehe Kap. 7).

2.3.2 Monte-Carlo Simulation

Für jede Runperiode werden bei BABAR Simulationsereignisse produziert, die die jeweilige Detektorkonfiguration berücksichtigen. Die verwendeten Typen von Simulationsereignissen werden in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Dabei muss die Rolle der simulierten Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ diskutiert werden. Diese werden bei BABAR hauptsächlich dazu benutzt, das EMC zu kalibrieren. Für die Abschätzung des Bhabha-Untergrunds in physikalischen Analysen kann diese Simulation jedoch nicht verwendet werden. Der Bhabha-Wirkungsquerschnitt ist in Daten derart groß, dass es im Moment technisch nicht möglich ist, einen entsprechend großen Datensatz an Simulationsereignissen zu produzieren, in dem auch Ereignisse mit sehr speziellen Eigenschaften zufriedenstellend beschrieben werden (siehe auch Kap. 5.4).

Zum quantitativen Vergleich zwischen Daten und Simulation müssen die Simulationsereignisse an die Datenluminosität angepasst werden. Die simulierten Ereignisse müssen daher mit folgendem Faktor skaliert werden:

$$\eta_{\text{lum},i} = \frac{\mathcal{L}_{\text{data}}}{\mathcal{L}_{\text{MC}i}}.$$

Hier ist $\mathcal{L}_{\text{data}}$ die gesamte Datenluminosität und $\mathcal{L}_{\text{MC}i}$ ($i \in \mu^+\mu^-; \tau^+\tau^-; u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}; c\bar{c}; B^+B^-; B^0\bar{B}^0$) die simulierte Luminosität der Ereignistypen aus Tabelle 2.1.

Datensatz	Generierte Ereignisse N_i^{gen}	Wirkungsquerschnitt σ_i [pb]	Skalierungsfaktor η_{lum}
$\tau^+\tau^-$	27.988.000	891	1,0275
$\mu^+\mu^-$	35.232.000	1119	1,0251
$c\bar{c}$	78.316.000	1300	0,5358
B^0B^0	50.556.000	525	0,3352
B^+B^-	47.102.000	525	0,3596
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	66.894.000	2090	1,0084
e^+e^-	175.710.000 ²	—	—

Tabelle 2.1: Übersicht über die verschiedenen Typen von Simulationereignissen bei BABAR. Angegeben sind die Anzahl der generierten Ereignisse für Run 3, die Wirkungsquerschnitte und die Skalierungsfaktoren. Zur Diskussion der generierten $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse siehe Text.

$\mathcal{L}_{\text{MC}i}$ kann aus der Anzahl der generierten Ereignisse N_i^{gen} und dem für die Simulation verwendeten integrierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e^+e^- \rightarrow i}$ berechnet werden:

$$\mathcal{L}_{\text{MC}i} = \frac{N_i^{\text{gen}}}{\sigma_i}.$$

Einen Überblick über die Anzahl der generierten Ereignisse und Skalierungsfaktoren für Run 3 gibt Tabelle 2.1.

²Diese Anzahl von Ereignissen wurde für alle Runperioden generiert.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik existieren zwei Arten elementarer Teilchen: Spin- $\frac{1}{2}$ Fermionen (Leptonen und Quarks), aus welchen die Materie besteht, und Spin-1 Bosonen, die die Wechselwirkungen vermitteln. Zu jedem Fermion existiert ein Antifermion, das sich im geladenen Fall u.a. durch entgegengesetzte Ladung auszeichnet. Leptonen und Quarks lassen sich in jeweils drei Dupletts einteilen (Tab. 3.1 und 3.2). Die Leptonendupletts bestehen aus einem geladenen und einem neutralen Lepton, dem Neutrino, wobei die Masse der geladenen Leptonen mit der Generation zunimmt und ihre Lebensdauer abnimmt. Die Leptonen tragen keine Farbladung, daher nehmen geladene Leptonen nur an der elektromagnetischen und schwachen, Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Die Quarkdupletts bestehen jeweils aus einem positiv geladenen Quark mit der Ladung $+\frac{2}{3}$ und einem negativ geladenen Quark mit der Ladung $-\frac{1}{3}$. Die Quarks tragen eine der drei möglichen Farbladungen und nehmen daher an der starken Wechselwirkung teil. Die Massen der Quarks nehmen ebenfalls mit der Generation stark zu.

Generation	Lepton	Q [e]	m [MeV]	τ
1	e	-1	0,510999	∞
	ν_e	0	$2 \cdot 10^{-6}$	∞
2	μ	-1	105,659	$2,197 \times 10^{-6}$
	ν_μ	0	$< 0,19$	∞
3	τ	-1	1784	$2,91 \times 10^{-13}$
	ν_τ	0	$< 18,2 \text{ eV}$	∞

Tabelle 3.1: Einteilung der Leptonen nach Generationen. Die Ladung Q , Masse m und Lebensdauer τ sind angegeben [3].

Generation	Quark	Q [e]	m [GeV]
1	d	$-\frac{2}{3}$	$0,0015 - 0,003$
	u	$+\frac{2}{3}$	$0,003 - 0,007$
2	s	$-\frac{1}{3}$	$0,095 \pm 0,025$
	c	$+\frac{2}{3}$	$1,25 \pm 0,09$
3	b	$-\frac{1}{3}$	$4,2 \pm 0,07$
	t	$+\frac{2}{3}$	$174,2 \pm 3,3$

Tabelle 3.2: Einteilung der Quarks nach Generationen. Die Ladung Q und die Masse m der Quarks sind angegeben [3].

Zu den Austauscheteilchen der Wechselwirkungen zählen Photonen, Gluonen und schwere Eichbosonen. Photonen übertragen die elektromagnetische Kraft und sind genauso wie Gluonen, die die starke Kraft übertragen, masselos. Die Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 sind die Austauscheteilchen der schwachen Kraft und haben eine Masse von $M_{W^\pm} \approx 80 \text{ GeV}$, bzw. $M_{Z^0} \approx 92 \text{ GeV}$.

3.2 CKM-Matrix

In der Beschreibung des Standardmodells entsprechen die Masseneigenzustände der Quarks nicht den Eigenzuständen bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ergeben sich als eine Linearkombination der Masseneigenzustände der Quarks. Diese Transformation wird von der sogenannten CKM¹-Matrix beschrieben:

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

Hier sind d , s und b die Masseneigenzustände, während d' , s' und b' die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung darstellen. Die Matrix V_{CKM} ist per Definition unitär, also muss gelten:

$$V_{\text{CKM}} V_{\text{CKM}}^\dagger = V_{\text{CKM}}^\dagger V_{\text{CKM}} = 1$$

Für die einzelnen Elemente gilt daher:

$$\sum_j V_{ji} V_{jk}^* = \delta_{ik} \quad \forall i, k$$

Zur experimentellen Überprüfung dieser Unitaritätsbedingungen müssen die einzelnen Matrixelemente möglichst genau vermessen werden. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit erfolgte Analyse ist ein Beitrag zur Messung des $|V_{us}|$ -Elements bei $BABAR$ (siehe folgenden Abschnitt).

¹nach N. Cabibbo, M. Kobayashi und T. Masakawa [11]

3.3 V_{us} -Messung

3.3.1 Standardmessung

Die Standardmethode zur experimentellen Bestimmung des CKM-Matrixelements $|V_{us}|$ ist die Messung der Zerfallsbreite der semileptonischen Kaonzerfälle. In Abb. 3.1 ist dazu der Feynmangraph eines solchen Zerfalls zu sehen. Man sieht, dass in diesem Zerfall die Kopplungsstärke des schwachen Stroms von $|V_{us}|$ abhängt. Die Zerfallsbreite $\Gamma(K \rightarrow \ell\pi\nu_\ell) \equiv \Gamma_{K\ell 3}$ kann theoretisch auf folgende Weise ausgedrückt werden [12]:

$$\Gamma_{K\ell 3} = \frac{G_F^2 M_K^5}{192\pi^3} S_{EW} (1 + \delta_K^\ell) |V_{us}|^2 |f_+^2(0)| I_K^\ell$$

Zur Erklärung der einzelnen Beiträge siehe [12].

Diese Formel erlaubt die Bestimmung von $|V_{us}|$, wenn die Zerfallsbreite $\Gamma_{K\ell 3}$ gemessen wird, da alle anderen Beiträge aus theoretischen Rechnungen bekannt sind. Der aus solchen Messungen (KTeV [13], NA48 [14], KLOE [15]) bestimmte Wert für $|V_{us}|$ beträgt:

$$|V_{us}| = 0,2251 \pm 0,0019 [12].$$

Die Unsicherheit der Messungen wird durch die theoretische Unsicherheit des Formfaktors $|f_+^2(0)|$ dominiert, sie beträgt etwa 1 %. Die Genauigkeit dieser Messungen ist also durch den theoretischen Fehler des Formfaktors limitiert.

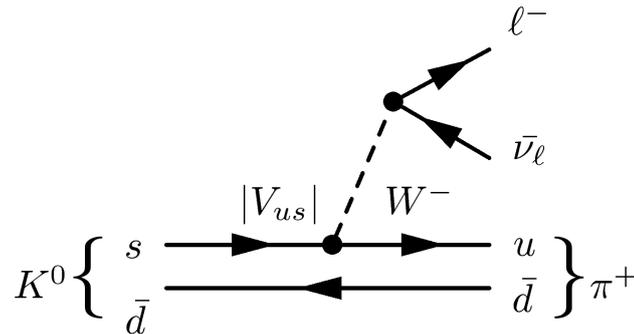


Abbildung 3.1: Feynmangraph des semileptonische Kaonzerfalls. Die Kopplung zwischen W^- und dem su -Quarkstrom wird durch das Matrixelement $|V_{us}|$ bestimmt.

3.3.2 Messung aus τ -Zerfällen

Das CKM-Matrixelement $|V_{us}|$ kann alternativ zum semileptonischen Kaonzerfall aus hadronischen τ -Zerfällen mit Netto-Strangeness, also aus Zerfällen mit einem ungepaarten s-Quark, bestimmt werden (siehe Feynmangraph in Abb. 3.2). Das Verzweigungsverhältnis ist bei diesen Zerfällen von $|V_{us}|$ abhängig. Misst man die Verzweigungsverhältnisse aller τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness, so lässt sich $|V_{us}|$ folgendermaßen bestimmen:

$$|V_{us}|^2 = \frac{1}{3 \cdot S_{EW}} \frac{\Gamma(\tau \rightarrow h_s \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau)} + c(m_s) = \frac{1}{3 \cdot S_{EW}} R_{\tau,s} + c(m_s) \quad [2] \quad (3.1)$$

Hier ist S_{EW} die elektroschwache Strahlungskorrektur, die aus theoretischen Rechnungen gut bekannt ist, und $c(m_s)$ sind Korrekturen höherer Ordnung, die u.a. von der Masse m_s des s-Quarks abhängen.

Diese Messung ist schon bei ALEPH und OPAL durchgeführt worden, das Ergebnis ist allerdings mit einem relativ großen Fehler behaftet:

$$R_{\tau,s} = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow h_s \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau)} = 0.1677 \pm 0.0050 \quad [5, 6] \quad (3.2)$$

Es wird erwartet, dass die beim *BABAR*-Experiment verfügbare Anzahl an τ -Paaren es ermöglicht, die Unsicherheit dieser Messgröße zu reduzieren.

Eine weitere Methode zur Bestimmung von $|V_{us}|$ wurde von Gamiz (*et. al.*) [2] vorgeschlagen. Hierbei soll die Form der Strangeness-Spektralfunktion vermessen und ihre Momente zur Messung von $|V_{us}|$ genutzt werden. Die Spektralfunktion $\mathcal{B}_{(\tau \rightarrow h)}(z)$ ist definiert als das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{(\tau \rightarrow h)}$ in Abhängigkeit von der auf die τ -Masse m_τ normierte Masse m des hadronischen Systems, in welches das τ zerfällt: $z = \frac{m^2}{m_\tau^2}$. Die Momente der Spektralfunktion sind definiert als:

$$R_\tau^\ell = \int_0^1 dz z^\ell \frac{d\mathcal{B}_{(\tau \rightarrow h)}}{dz} \quad (3.3)$$

Das Moment R_τ^ℓ setzt sich aus dem „non-strange“ Moment $R_{\tau,\bar{s}}^\ell$ und dem „strange“ Moment $R_{\tau,s}^\ell$ zusammen. Diese hängen wiederum von $|V_{ud}|$ und $|V_{us}|$ ab:

$$R_\tau^\ell = R_{\tau,\bar{s}}^\ell + R_{\tau,s}^\ell = 3\{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2\} \cdot S_{EW} + \tilde{c}_\ell(m_s) \quad [2] \quad (3.4)$$

Das Moment R_τ^ℓ errechnet sich also aus der Summe der beiden CKM-Matrixelemente $|V_{ud}|$ und $|V_{us}|$, multipliziert mit der elektroschwachen Strahlungskorrektur und unter Berücksichtigung der Korrekturen höherer Ordnung $\tilde{c}_\ell(m_s)$ (vgl. Gleichung 3.1)². Wenn die Spektralfunktion so genau gemessen werden kann, dass

²Hier hängt die Korrektur $\tilde{c}_\ell(m_s)$ vom betrachteten Moment ℓ ab.

gleichzeitig mehrere Momente ($\ell > 1$) zugänglich sind, dann besteht die Möglichkeit, $|V_{us}|$ und m_s simultan zu bestimmen [2].

3.4 Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi^- \nu_\tau$

3.4.1 Beschreibung des Zerfalls

Der Tau-Zerfall in $K^0 \pi$ ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung (Abb. 3.2). Das Tau zerfällt dabei in ein geladenes Boson (W^-) und in ein Tau-Neutrino. Das geladene Boson zerfällt dann in ein $s\bar{u}$ -Quarkpaar. Gleichzeitig wird ein d-Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Damit entsteht ein K^0 und ein π^- , wobei das geladene Pion auch als „bachelor pion (engl.)“ π_b bezeichnet wird.

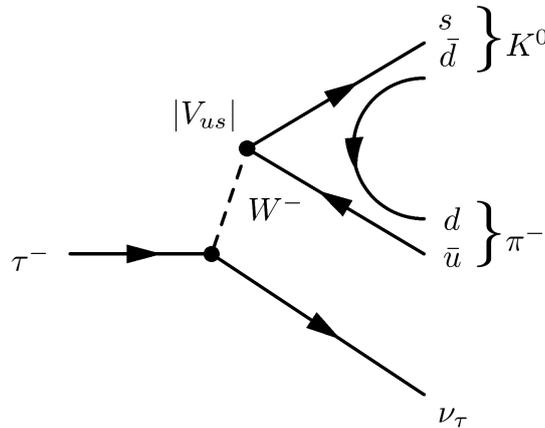


Abbildung 3.2: Feynmangraph des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau$. Da beim Zerfall ein s -Quark entsteht, wird die Kopplung zwischen W^- und dem $s\bar{u}$ Quarkstrom durch $|V_{us}|$ bestimmt.

Das K^0 ist jedoch kein Eigenzustand der schwachen Wechselwirkung, sondern eine Linearkombination aus K_L^0 und K_S^0 , die wiederum Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind:³

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_S^0\rangle + |K_L^0\rangle)$$

Das K^0 mischt also in 50 % der Fälle zu einem K_S^0 . Auf Grund der langen Lebensdauer von K_L^0 ($\tau_{K_L^0} = (5,114 \pm 0,021) \cdot 10^{-8} \text{s}$ [3]) werden in dieser Analyse keine K_L^0 rekonstruiert. Das K_S^0 zerfällt dann mit einer Wahrscheinlichkeit von

³In der Näherung der CP-Erhaltung.

$\mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow \pi^- \pi^+) = 68.6\%$ [3] in zwei geladene Pionen. Der Zerfall von K_s^0 in zwei neutrale Pionen ist wesentlich schwieriger zu rekonstruieren [16], davon wird in der vorliegenden Analyse abgesehen. Im Endzustand dieses Zerfalls findet man also drei geladene Pionen ($\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi_b^- \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi_b^- \nu_\tau$), deren Lebensdauer lang genug ist, um sie im Detektor nachzuweisen. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ kann daher in der vorliegenden Analyse zur Referenzmessung verwendet werden, da er den gleichen Endzustand besitzt (Kap. 5).

3.4.2 Messung des Verzweigungsverhältnisses

Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)$ ist als Verhältnis der Zerfallsbreite $\Gamma(\tau \rightarrow K^0 \pi \nu_\tau)$ zur gesamten Zerfallsbreite $\Gamma(\tau \rightarrow \text{all})$ definiert:

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow K^0 \pi \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{all})} = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{all}) \cdot \mathcal{B}(K^0 \Leftrightarrow K_s^0) \cdot \mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow \pi^- \pi^+)}$$

Dieses Verhältnis kann gemessen werden, in dem man die Anzahl der in Daten erzeugten Signalzerfälle $\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ auf die Anzahl aller Tau-Zerfälle in Daten normiert. Da in dieser Analyse nur K_s^0 rekonstruiert werden, die in zwei geladene Pionen zerfallen, muss das Ergebnis zusätzlich mit den Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{B}(K^0 \Leftrightarrow K_s^0)$ und $\mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow \pi^- \pi^+)$ skaliert werden. Die Signaleffizienz und der Untergrundanteil in gemessenen Daten wird dabei durch die Simulation abgeschätzt. Eine genaue Diskussion der Verfahrens findet im Abschnitt 5.6 statt.

Kapitel 4

Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation

In diesem Kapitel soll auf Verfahren zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation beim *BABAR*-Experiment eingegangen werden. Es geht dabei nur um geladene Teilchen, denn im Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^-\pi^+)\pi^-\nu_\tau$ spielt die Identifikation neutraler Teilchen keine Rolle. Daher soll zunächst das Verfahren der Rekonstruktion von Spuren besprochen werden. Anschliessend werden die für die Teilchenidentifikation relevanten Wechselwirkungen in den Subdetektoren und die darauf basierenden Teilchenidentifikations-Kriterien vorgestellt.

Ferner soll sowohl für die Spurrekonstruktion als auch für die Teilchenidentifikation die wichtige Frage der Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Daten diskutiert werden.

4.1 Spurrekonstruktion bei *BABAR*

4.1.1 Rekonstruktionsmethode

Gemessene geometrische Spurparameter werden innerhalb ihrer Fehler mit einem Kalman-Algorithmus [29] an die in DCH und SVT (Kap. 2.2) gefundenen Treffer (Hits) gefittet. Ist der Fit einer Spur erfolgreich, so erfüllt sie die „ChargedTracks (CT)“-Kriterien. Es werden außerdem noch „GoodTracksVeryLoose (GTVL)“- und „GoodTracksLoose (GTL)“-Kriterien für Spuren verwendet, die auf folgenden Größen basieren:

- Eine physikalische Spur kann keinen Laborimpuls haben, der größer ist als 10 GeV: $p_{\text{lab}} < 10 \text{ GeV}$ (GTVL & GTL).
- Die Spur soll vom Wechselwirkungspunkt kommen. Dafür wird für den kürzesten Abstand zum Wechselwirkungspunkt d_0 in der xy-Ebene verlangt: $d_0 < 1.5 \text{ cm}$ (GTVL & GTL)

- Für den kürzesten Abstand zum Wechselwirkungspunkt in longitudinaler Richtung z_0 wird verlangt: $|z_0| < 10$ cm (GTVL & GTL)
- Der Transversalimpuls p_t soll hoch genug sein, um Spiralbahnen der geladenen Teilchen nur innerhalb des SVT und der DCH zu verhindern : $p_t > 0.1$ GeV (GTL).
- Die Spur soll gut gemessen sein, für die Mindestanzahl der Hits im DCH N_{DCH} gilt: $N_{DCH} = 12$ (GTL).

Diese Kriterien sollen sicherstellen, dass die betrachtete Spur aus der Kollision am Wechselwirkungspunkt bzw. aus einem schnelllebigen Teilchen stammt, das durch die Kollision erzeugt wurde, und dass es in der Driftkammer genug Information über die Spur gibt, um den Impuls und die Ladung rekonstruieren zu können.

Für die Analyse des K_s^0 -Zerfalls ist dieser Punkt von sehr großer Bedeutung. Denn das K_s^0 mit einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau_{K_s^0} = 2.68$ cm [3] zerfällt nicht immer so nah am primären Wechselwirkungspunkt, dass seine Tochterpartikel die GTL-Kriterien erfüllen. Deswegen wird in der Analysebesprechung explizit darauf hingewiesen, dass auf die K_s^0 -Töchter keine GTL-Kriterien angewendet werden.

4.1.2 Korrektur der Spurrekonstruktions-Effizienz

Durch kontinuierliche Verbesserungen der Simulationsalgorithmen weist die neueste Version der Monte-Carlo Simulation im Vergleich zu den Daten nur noch sehr geringe Unterschiede in der Effizienz der Spurrekonstruktion auf ($< 0.3\%$ für eine Spur der CT-Qualität für Run 3 Ereignisse). Deshalb wird, anders als in früheren Monte-Carlo Versionen, kein Korrekturfaktor zur Anpassung der Simulation an die Daten verwendet. Allerdings gehen in die Berechnung des systematischen Fehlers die mit der Spurrekonstruktion in gemessenen und simulierten Daten verbundene Unsicherheiten ein (Kap. 7.3.2). Diese Unsicherheiten sind für Spuren der ChargedTracks-, GoodTracksVeryLoose und GoodTracksLoose-Kriterien unterschiedlich [26]:

- $\delta\varepsilon = 0.18\%$ für ChargedTracks (Run 3),
- $\delta\varepsilon = 0.26\%$ für GoodTracksVeryLoose (Run 3),
- $\delta\varepsilon = 0.54\%$ für GoodTracksLoose (Run 3).

4.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Beim *BABAR*-Experiment existieren verschiedene Verfahren zur Identifikation von stabilen bzw. langlebigen geladenen Teilchen. Zu diesen Teilchen zählen Elektro-

nen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen. Durch Assoziation der Spuren in SVT und DCH und zugehörigen Clustern im EMC werden die für die Teilchenidentifikation wichtigen kinematischen Größen wie Impuls und Energie gemessen. Diese werden dann zusammen mit den Eigenschaften der Wechselwirkungen dieser Teilchen (Ionisation, Cherenkov-Strahlung und elektromagnetische Schauer) mit dem Material der Subdetektoren zur ihrer Identifikation herangezogen. Im Folgenden wird kurz auf die einzelnen Effekte und die Effizienz der auf diesen Effekten basierenden Selektionskriterien eingegangen. Es werden jedoch nur Selektionskriterien für Elektronen, Myonen und Pionen besprochen, denn nur diese Teilchen sollen in dieser Arbeit identifiziert werden.

Ionisation in SVT und DCH

Geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang durch den SVT und die DCH das dort befindliche Material und verlieren dadurch Energie. Der Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

wobei $\beta = \frac{p_{lab}}{E_{lab}}$. Hier ist p_{lab} der Laborimpuls und E_{lab} die Energie des Teilchens im Laborsystem. Zur Bedeutung anderer Größen siehe [3].

Wie man erkennt, ist diese Größe unter anderem von der Masse und Impuls des Teilchens abhängig. Es ist zu erwarten, dass sich für nicht-relativistische Teilchen beispielsweise Pionen und Kaonen gut trennen lassen. Dies ist in Abb. 4.1, in der $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit vom Impuls für verschiedene Teilchen dargestellt ist, zu sehen.

Cherenkov-Strahlung im DIRC

Geladene Teilchen, die sich in einem Material schneller als die Lichtgeschwindigkeit bewegen, emittieren Licht in Form eines Kegels mit einem wohl definierten Öffnungswinkel. Dieser kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta}$$

Hier ist n der Brechungsindex des Materials und beträgt für Quarzstäbe im DIRC $n = 1,473$ [20]. Durch die Abhängigkeit von θ_C von der Geschwindigkeit β des Teilchens kann daher der Öffnungswinkel des Cherenkov-Lichts bei bekanntem Impuls zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

Wie in Abb. 4.2 zu sehen ist, in der der Cherenkov-Winkel θ_C in Abhängigkeit vom Impuls für verschiedene Teilchen dargestellt ist, erlaubt die Messung des Cherenkov-Winkels bei gleichzeitiger Kenntnis von p_{lab} nicht nur eine Verbesserung der Trennung von Elektronen und Hadronen bei Energien bis ca 1.5 GeV, sondern vor allem eine besonders gute Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen sogar bis hin zu hohen Energien ($\approx 4 - 5$ GeV).

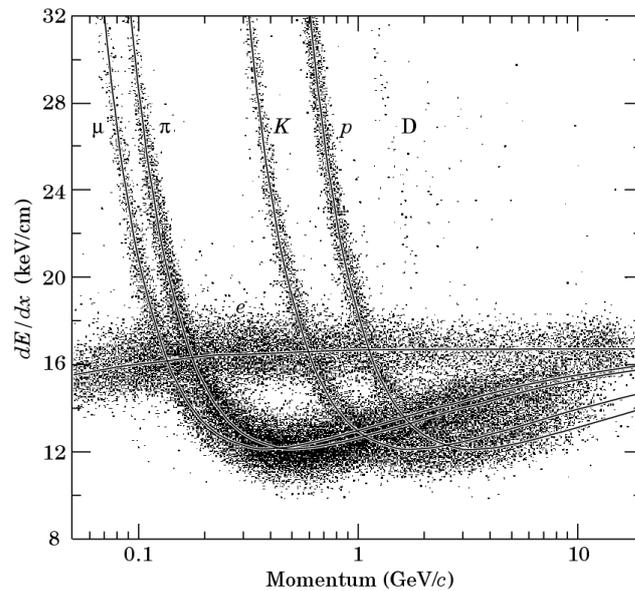


Abbildung 4.1: Spezifischer Energieverlust dE/dx verschiedener Teilchen in Abhängigkeit des Teilchenimpulses, gemessen in DCH [18].

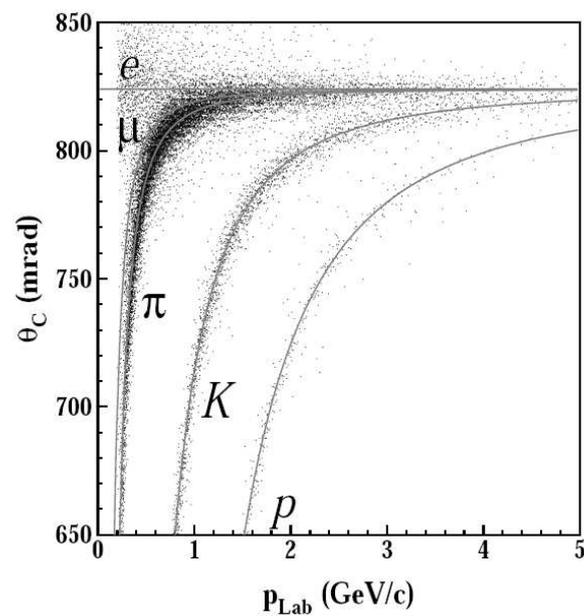


Abbildung 4.2: Gefittete Cherenkov-Winkel θ_C für Multi-Hadron-Ereignisse in Abhängigkeit des Teilchenimpulses im Laborsystem [21].

Schauerform im elektromagnetischen Kalorimeter

Das EMC eignet sich gut dazu, Elektronen auf Grund ihrer Energiedeposition zu identifizieren und sie von Myonen und Hadronen zu trennen. Elektronen deponieren nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter, dessen Dicke 16,0 ($69.6^\circ < \theta_{\text{lab}} < 141.8^\circ$) bis 17,5 ($17.4^\circ < \theta_{\text{lab}} < 37.5^\circ$) Strahlungslängen entspricht. Für den Wert des Verhältnisses $E_{\text{cal}}/p_{\text{lab}}$, wobei E_{cal} die im Kalorimeter deponierte Energie ist, bedeutet dies, dass er für Elektronen idealerweise bei 1 liegt. Die Schauerenergie des Elektrons wird in vielen Kristallen deponiert, in der Regel ist ihre Anzahl $N_{ch} > 10$. Myonen dagegen verlieren nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter (etwa 150 - 250 MeV) und es wird in sehr wenigen Kristallen Energie deponiert, denn Myonen sind minimal ionisierend. Hier ist der Wert für $E_{\text{lab}}/p_{\text{lab}}$ entsprechend gering. Daher kann über eine Selektion auf $E_{\text{lab}}/p_{\text{lab}}$ und auf die Anzahl der beteiligten Kristalle eine gute Separation von Elektronen und Myonen erreicht werden. Die Hadronen erzeugen im Kalorimeter zwar auch einen Schauer, aber das Verhältnis $E_{\text{lab}}/p_{\text{lab}}$ ist für Hadronen meistens deutlich kleiner als 1. Ferner unterscheidet sich das Profil der transversalen Energiedeposition des Schauers von dem eines durch Elektronen erzeugten Schauers, was ebenfalls zur besseren Unterscheidung zwischen Hadron- und Elektronspuren genutzt werden kann [19].

Myonidentifikation im IFR

Teilchen, die in den Kammern des IFR Hits produzieren, sind mit einer hohen Wahrscheinlichkeit Myonen. Über die Anzahl der getroffenen Kammern und der bis zur letzten getroffenen Kammer des IFR zurückgelegten mittleren Fluglängen kann eine gute Trennung zwischen Myonen und den in die Myonkammern reichenden Produkten der Hadronschauer erfolgen [10, 24].

4.3 Kriterien der Teilchenidentifikation

Eine Teilchenidentifikation geschieht durch Anwendung von Kriterien und Schnitten auf die Parameter einer Spur, die von den Eigenschaften der oben beschriebenen Wechselwirkungen Gebrauch machen. Für jedes Teilchen gibt es eigene Selektionskriterien, die sich durch die Härte der Schnitte unterscheiden. Dadurch haben sie unterschiedliche Effizienzen und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten.

Elektron-Selektion

Für die Elektronidentifikation wird in dieser Analyse der `PidLHElectrons`-Selektor¹ verwendet. Hierbei werden im Wesentlichen die unten aufgelistete Größen mit den für Elektronen zu erwartenden Werten verglichen und daraus eine Wahrscheinlichkeit (eng. likelihood = LH) errechnet, dass die Spur, auf die der Selektor angewendet wurde, von einem Elektron kommt. Die dafür verwendeten Größen sind:

- Im SVT und in der DCH gemessenes dE/dx ,
- deponierte Energie im Kalorimeter im Verhältnis zum Impuls im Schwerpunkt $E_{\text{cal}}^{\text{cms}}/p_{\text{cms}}$,
- Profil der transversalen Energiedeposition (laterales Moment [19]) des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter,
- Cherenkov-Winkel θ_C .

Die Effizienz dieses Selektors beträgt in Daten für Elektronimpulse $1 \text{ GeV} < p_{\text{lab}}^e < 5 \text{ GeV} \approx 94\%$. Für kleinere Impulse sinkt die Effizienz unter 75%. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit liegt für den oberen Impulsbereich weit unter 1% und steigt für Impulse kleiner als 1 GeV (Abb. 4.3, [22]) leicht an. Eine ausführlichere Behandlung der Elektronidentifikation findet sich in [19].

Myon-Selektion

Zur Identifikation von Myonen wird in dieser Analyse der `muMicroTight`-Selektor verwendet. Eine geladene Spur muss unter anderem folgende Kriterien erfüllen, um als Myon identifiziert zu werden:

- Die deponierte Energie im Kalorimeter E_{cal} muss zwischen 0.05 und 0.4 GeV liegen,
- mindestens zwei Myonenkammerlagen müssen getroffen werden: $N_{\text{Mch}} \geq 2$.

Die Effizienz dieses Selektors beträgt in Daten für Myonimpulse $2 \text{ GeV} < p_{\text{lab}}^\mu < 5 \text{ GeV} \approx 70\%$ (Abb. 4.5, [23]). Bei kleineren Impulsen sinkt die Effizienz auf $\approx 26\%$. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit liegt für den oberen Impulsbereich bei $\approx 5\%$, im Gegensatz zur Elektronenselektionen sinkt sie für kleinere Impulse auf 3%.

Eine ausführlichere Behandlung der Myonidentifikation findet sich in [24].

¹*Selektor* ist eine Bezeichnung für ein Selektionsalgorithmus in der *BABAR*-Software. Der `PidLHElectrons`-Selektionsalgorithmus basiert auf einer Likelihoodfunktion

Pion-Selektion

Zur Trennung der Pionkandidaten von Leptonen und vor allem von Kaonen wird in dieser Analyse der `piLHVeryTight`-Selektor verwendet. Wie die Bezeichnung schon andeutet, wird bei Anwendung dieses Selektors auf eine geladene Spur ähnlich wie beim Elektronselektor die Wahrscheinlichkeit dafür errechnet, dass diese Spur tatsächlich von einem Pion kommt. Die dieser Berechnung zugrunde liegenden Größen sind:

- Im SVT und in der DCH gemessenes dE/dx
- Cherenkov-Winkel θ_C

Die Effizienz dieses Selektors liegt in Daten für Pionimpulse $2 \text{ GeV} < p_{\text{lab}}^\pi < 5 \text{ GeV}$ bei $\approx 86\%$ (Abb. 4.6, [25]). Anders als bei den beiden vorangegangenen Selektionen steigt die Effizienz dieser Selektion für kleiner werdende Impulse und erreicht knapp hier 100% . Die Missidentifikationsrate liegt im oberen Impulsbereich bei $\approx 35\%$ und erreicht 95% für kleine Impulse, was hauptsächlich an der ‘‘Myon-als-Pion‘‘-Fehlidentifikation liegt. Die Wirkung dieser Selektion ist für die Zwecke der vorliegenden Arbeit jedoch vollkommen ausreichend.

Eine ausführlichere Behandlung der Pion- und Hadronidentifikation findet sich in [18].

4.4 Notwendige Korrekturen

Wie in der Einleitung dieses Kapitels bereits erwähnt wurde, ist die Frage sehr wichtig, ob die Anwendung der Teilchenidentifikations-Kriterien in Daten- und simulierten Ereignissen genau die gleichen Effizienzen und Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten hat. Wie im Folgenden zu sehen sein wird, ist dies nicht der Fall. Um diese Effekte zu korrigieren, gibt es zu jedem Satz von Teilchenidentifikations-Kriterien in der *BABAR*-Kollaboration entsprechende Korrekturfaktor-Tabellen, die von der ‘‘Particle ID‘‘ - Gruppe erstellt werden [17].

4.4.1 Korrekturen der Teilchenidentifikationskriterien

Abb. 4.3² zeigt die Effizienz der `PidLHElectrons`-Selektion in Abhängigkeit vom Laborimpuls des Teilchens, auf welches sie angewendet wird. Es ist zu sehen, dass hier Daten und Simulation nicht genau übereinstimmen. Kleine Unterschiede in der Effizienz gibt es auch bei der Polarwinkel-Verteilung (Abb. 4.4). Abweichungen sind auch bei der Myon- und der Pion-Selektion festzustellen (Abb. 4.5 und 4.6), wobei vor allem die großen Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo in der Effizienz des Myon-Selektors auffallen.

²Abb. 4.3 - 4.6 verwenden gemessene und simulierte Ereignisse aus der Runperiode 4. Die für die Analyse verwendeten Daten aus der Runperiode 3 weisen eine vergleichbare Systematik auf.

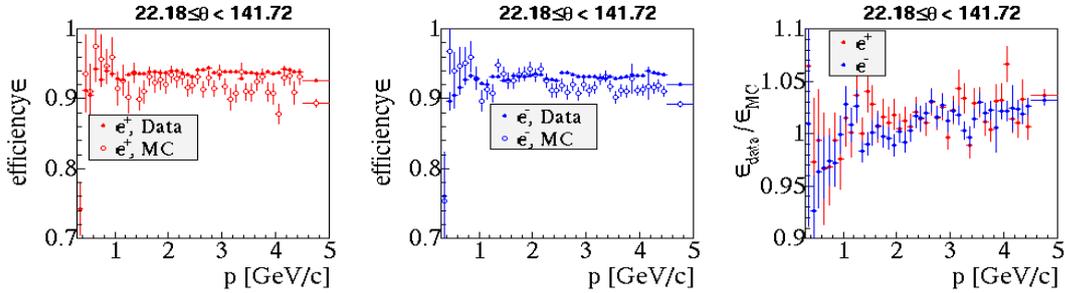


Abbildung 4.3: Effizienzvergleich der *PidLHElectrons*-Selektion für Daten und Simulation aus Run 4 in Abhängigkeit vom Impuls im Laborsystem p , wobei Positronen (links) und Elektronen (Mitte) getrennt behandelt werden. Das rechte Bild zeigt die relative Abweichung $\varepsilon_{Data}/\varepsilon_{MC}$ der Effizienzen in Daten- und Simulationsereignissen vor Anwendung der Korrekturen [22].

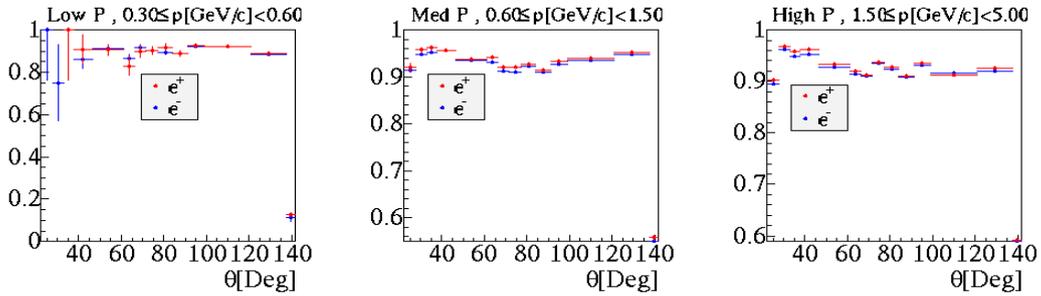


Abbildung 4.4: Effizienzvergleich der Elektron-Selektion für Daten und Simulation aus Run 4 in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Positronen (links) und Elektronen (Mitte) werden getrennt behandelt. Das rechte Bild zeigt die relative Abweichung $\varepsilon_{Data}/\varepsilon_{MC}$ der Effizienzen in Daten- und Simulationsereignissen vor Anwendung der Korrekturen [22].

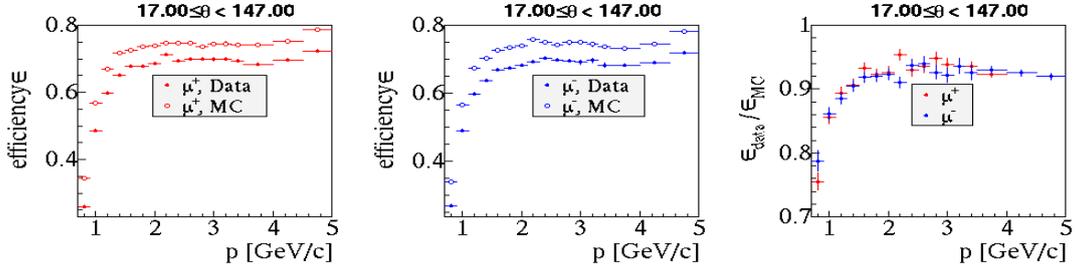


Abbildung 4.5: Effizienzvergleich der Myon-Selektion für Daten und Simulation aus Run 4 in Abhängigkeit vom Impuls im Laborsystem p . Auch hier werden positive und negative Teilchen getrennt betrachtet. Das rechte Bild zeigt die relative Abweichung $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ der Effizienzen in Daten- und Simulationsereignissen vor Anwendung der Korrekturen [23].

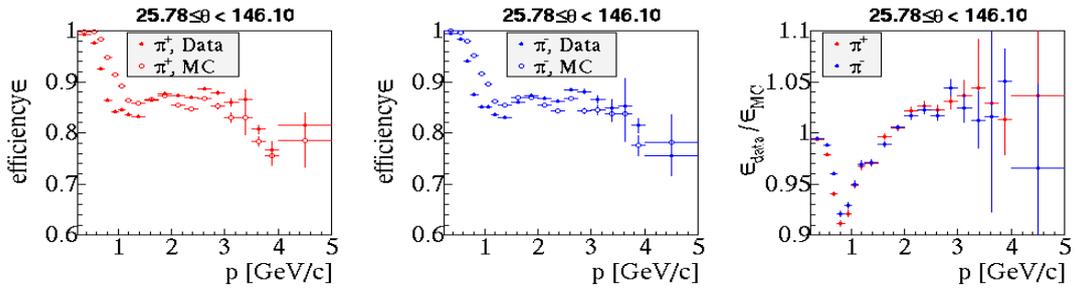


Abbildung 4.6: Effizienzvergleich der Pion-Selektion für Daten und Simulation aus Run 4 in Abhängigkeit vom Impuls im Laborsystem p . Auch hier werden positive und negative Teilchen getrennt betrachtet. Das rechte Bild zeigt die relative Abweichung $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ der Effizienzen in Daten- und Simulationsereignissen vor Anwendung der Korrekturen [25].

Um eine möglichst genaue Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation nach der Anwendung der Korrekturen zu erzielen, wird daher der Impuls- und der Polarwinkelraum in Abschnitte („Bins“) unterteilt, und für jeden solchen Abschnitt wird eine Korrektur anhand von bestimmten Analyse-Datensätzen ermittelt. Da die Korrekturen von der rekonstruierten Ladung und der wahren Identität des Teilchens abhängen, gibt es pro Teilchentyp und -Ladung jeweils spezielle Datensätze, bei denen allein aus der Ereigniskinematik auf die Identität der rekonstruierten Teilchen geschlossen werden kann.

Die auf Monte-Carlo Ereignisse anzuwendende Korrektur wird wie folgt berechnet:

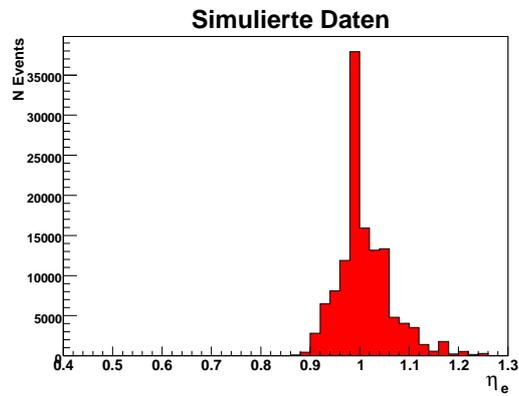
$$\eta_{PID} = \frac{\varepsilon_{\text{Data}}}{\varepsilon_{\text{MC}}}$$

Das statistische Gewicht eines simulierten Ereignisses wird bei Anwendung der Teilchenidentifikations-Kriterien mit der entsprechenden Korrektur multipliziert. Die Anwendung der Korrekturen erfolgt also einzeln für jedes Ereignis.

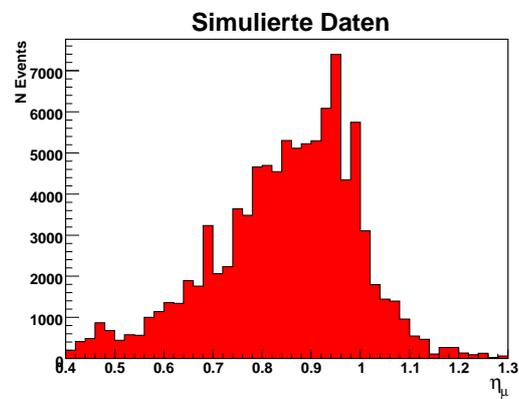
Die Verteilung solcher Korrekturen für die Elektron- und Myon-Selektionen sind in der Abb. 4.7 für einen exemplarischen Satz von Run 3-Monte-Carlo Ereignissen zu sehen.

Hier werden auch die charakteristischen Eigenschaften dieser Korrekturen deutlich: Während die Verteilung für die Elektron- und Pion-Selektion relativ schmal ist und ihr Mittelwert nahe bei 1 liegt, ist die entsprechende Verteilung für Myonen viel breiter und ihr Mittelwert liegt deutlich unter 1. Dies ist jedoch auch so zu erwarten, denn bei Anwendung des Myon-Selektors liegt die Effizienz der Monte-Carlo Ereignisse deutlich höher ($\approx 15 - 20\%$) als die der Daten. Durch Anwendung der Korrekturen wird das statistische Gewicht der simulierten Ereignisse nach Anwendung der Myonidentifikation daher entsprechend vermindert.

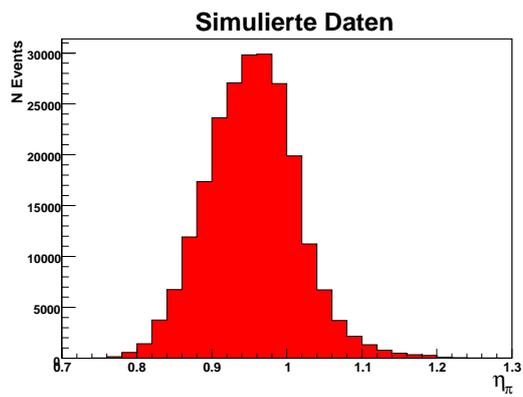
Für die korrekte Behandlung des systematischen Fehlers des gemessenen Verzweigungsverhältnisses müssen die Unsicherheiten der einzelnen Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Diese sind durch die Statistik der zur Ermittlung der Korrekturen herangezogenen Analyse-Datensätze dominiert. Ihr Anteil am systematischen Fehler muss in einer speziellen Studie abgeschätzt werden (siehe Kap. 7.3.2).



(a) PidLHElectrons Korrekturen



(b) muMicroTight Korrekturen



(c) piLHVeryTight Korrekturen

Abbildung 4.7: Korrekturen der a) *PidLHElectrons*-Selektion b) *muMicroTight*-Selektion und c) *piLHVeryTight*-Selektion für einen Satz *Run3* Monte-Carlo Ereignissen.

Kapitel 5

Referenzmessung von

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$$

Das Selektionsverfahren, welches zur Analyse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau$ verwendet werden soll, wird zunächst mit Hilfe des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ überprüft. Einziger Unterschied zur Analyse des K_s^0 -Zerfalls ist die fehlende Selektion von K_s^0 -Kandidaten (vgl. Abb. 5.1). Die Selektionskriterien und die Analyse-Methoden werden an diesem Zerfall entwickelt und optimiert und das damit gemessene Verzweungsverhältnis für $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ mit dem bereits gut gemessenen Wert $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9,02 \pm 0,08) \%$ [3] verglichen. Das Erreichen einer Übereinstimmung innerhalb der Fehler wird als Bestätigung der systematischen Korrektheit des überprüften Teils des Analyseverfahrens gewertet.

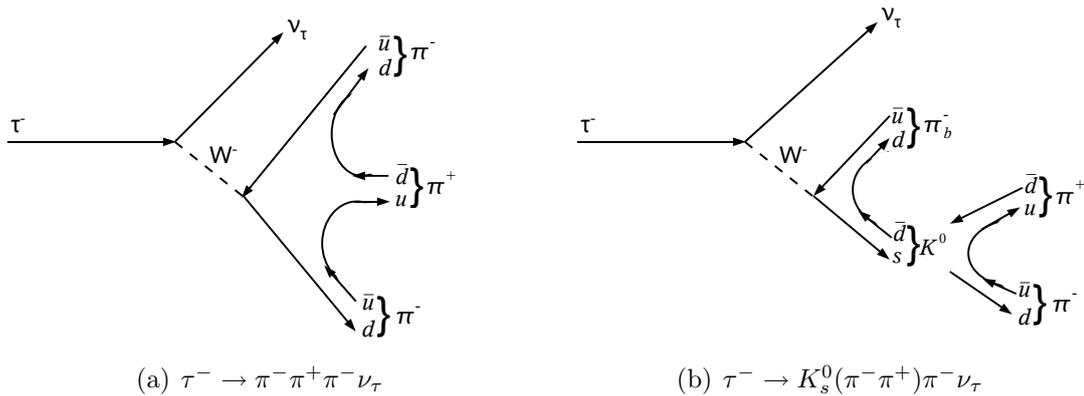


Abbildung 5.1: Zerfallsgraphen der Kanäle a) $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ und b) $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$.

5.1 Vorselektion

Die Menge an gemessenen und simulierten Daten beim *BABAR*-Experiment umfasst mittlerweile mehrere hundert Terabyte. Eine derart große Datenmenge muss stark reduziert werden, um den Anforderungen einer Physikanalyse zu genügen, die unter anderem darin bestehen, die verwendeten Datensätze immer wieder in vernünftiger Zeit bearbeiten zu können. Für Analysen der τ -Zerfälle existieren dafür die von der τ -Gruppe [30] speziell entwickelten Vorselektionskriterien. Diese bewirken eine erhebliche Reduktion der Datenmenge. Gleichzeitig wird der Anteil der τ -Ereignisse an den analysierten Daten erhöht.

Ein wichtiges Kriterium der Vorselektion ist der Thrust des Ereignisses. Als Thrust wird eine Größe bezeichnet, die die Verteilung der Teilchenimpulse \vec{p}^* im Schwerpunktsystem beschreibt:

$$t = \frac{\sum_i |\vec{p}_i^* \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i^*|},$$

wobei \vec{n} derjenige Einheitsvektor ist, der den Wert für den Thrust maximal werden läßt. Die Richtung dieses Vektors wird als „Thrustachse“ bezeichnet.

Diese Variable erlaubt eine gute Trennung zwischen $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ und $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$ bzw. $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ Ereignissen. Letztere Ereignisklassen haben eine eher kugelförmige Topologie, da im Schwerpunktsystem fast die gesamte Strahlenergie in die Masse des b-Quark-Paares umgewandelt wird. Die kinetische Energie ist daher klein und die Verteilung der Zerfallsprodukte des b-Quark-Paares ist isotrop. Dies hat zur Folge, dass der Thrust für diese Ereignisse typischerweise Werte $t \leq 0,5$ annimmt. Hingegen ist für Tau-Ereignisse ein hoher Thrust-Wert $t > 0,8$ charakteristisch. Die τ -Masse ist mit $m_\tau = 1,78 \text{ GeV}$ [3] kleiner im Vergleich zur Masse des b-Quarks ($m_b = 4,7 \text{ GeV}$), wodurch Taus eine hohe kinetische Energie erhalten. Dadurch weist das Ereignis eine jet-artige Topologie auf. Somit läßt sich mit einem Kriterium auf den Thrust ($t \geq 0.85$) ein großer Teil des b-Quark Untergrunds eliminieren.

Es wird ausserdem die Anzahl der detektierten Teilchen limitiert, da man davon ausgeht, dass Ereignisse mit vielen geladenen ($N_{\text{Tracks}} > 9$) Spuren oder vielen Clustern im Kalorimeter, die nicht zu einer Spur assoziiert werden können ($N_{\text{cal}} > 20$), keine τ -Ereignisse sind bzw. Teilchen enthalten, die nicht aus der Kollision am Wechselwirkungspunkt stammen. Die Vorselektionsschnitte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Die so definierte Vorselektion reduziert die Größe der Datensätze von gemessenen und simulierten Ereignissen für Run 3 von geschätzten 50 Terabyte auf etwa 107 Gigabyte. Die zur Bearbeitung dieser Daten benötigte Zeit ist angemessen und beträgt unter normalen Bedingungen im Batch-System des Linux-Clusters am Karlsruher Forschungszentrum (GridKa [31]) rund 2 Stunden.

Die beschriebene Standard-Vorselektion ist, wie bereits besprochen, für die

Schnittvariable	Wert
Anzahl der Spuren N_{CT}	$2 \leq N_{\text{Tracks}} \leq 9$
Anzahl der neutralen Kalorimeterobjekte N_{cal}	$0 \leq N_{\text{cal}} \leq 20$
Thrust t	$0,85 \leq t$

Tabelle 5.1: Vorselektionsschnitte, die auf die Rohdaten angewendet werden [27].

meisten Analysen der τ -Gruppe bei *BABAR* gültig. In der weiteren Analyse des Vergleichskanals sollen die Selektionsschritte überprüft werden¹, die speziell für die Analyse des K_s^0 -Zerfall ausgearbeitet wurden. Dies gilt es zu beachten, wenn im Folgenden weitere Schnitte und Selektions-Kriterien diskutiert werden, denn es geht hier in erster Linie **nicht** um eine Analyse des 3π -Kanals, sondern um einen Test des K_s^0 -Analyseverfahrens.

5.2 Ereignisselektion

Die Selektionskriterien der Ereignisselektion sind in der Analyse des Vergleichskanals und des K_s^0 -Kanals gleich. Daher wird in diesem Abschnitt auf die Eigenschaften beider Zerfälle Bezug genommen. Als Signalereignisse werden im Folgenden solche Ereignisse bezeichnet, bei denen mindestens ein τ in $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (Referenzmessung) bzw. in $\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ (K_s^0 -Kanal) zerfällt. Von diesen Ereignissen sollen vor allem solche selektiert werden, bei denen das zweite τ leptonisch zerfällt. Durch die Forderung eines leptonischen Zerfalls auf der einen Seite (im Folgenden Leptonseite genannt) und die Rekonstruktion eines hadronischen Zerfalls mit drei geladenen Spuren auf der anderen Seite der Ereignistopologie (im Folgenden Hadronseite genannt) werden Ereignisse mit einer klaren Tau-Signatur selektiert und dadurch eine erhebliche Senkung anderer Untergründe bewirkt (vgl. Tabelle 5.2). Das rekonstruierte Lepton soll dabei als eine Art Markierung für τ -Ereignisse dienen und wird im Folgenden deswegen „tag“-Lepton genannt. Im Folgenden werden Ereignisse mit einem „tag“-Elektron als „e-tag“ und Ereignisse mit einem „tag“-Myon als „ μ -tag“ bezeichnet.

Diese Selektionsmethode schliesst folgende Kriterien ein:

- Für die Anzahl der geladenen Spuren gilt: $N_{\text{Tracks}} = 4$, also ein „tag“-Lepton und drei geladene Spuren vom hadronischen Zerfall. Diese Forderung reduziert den Untergrund (siehe Abb. 5.2) bereits erheblich. Die Anzahl der `GoodTracksLoose`-Spuren kann dabei von zwei bis vier variieren. Der Grund für diese Selektion ist die Lebensdauer des K_s^0 , durch die der

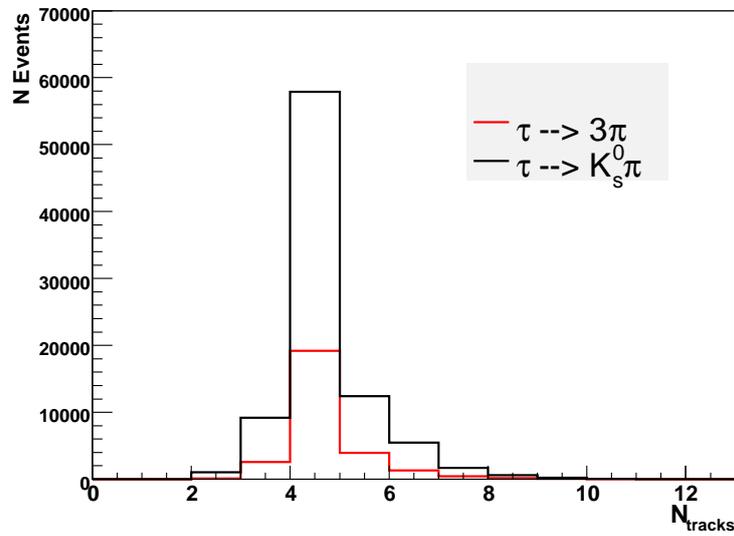
¹abgesehen von der Selektion der K_s^0 -Kandidaten

Zerfallsort des K_s^0 oft zu weit weg vom Wechselwirkungspunkt liegt, als dass die Tochterpionen noch genug Hits im Vertexdetektor und in der Driftkammer hinterlassen können, um die `GoodTracksLoose`-Kriterien zu erfüllen (vgl. Kap. 4.1). Die Anwendung der `GoodTracksLoose`-Kriterien auf diese Spuren würde dazu führen, dass nur noch Ereignisse mit kurzlebigen K_s^0 in der Analyse betrachtet werden, was aber vermieden werden soll, weil bei solchen Ereignissen der Untergrund von $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ zu groß wäre (vgl. Kap. 6.1.2). Deswegen werden auch im Vergleichskanal lediglich mindestens 2 `GoodTracksLoose` Spuren explizit verlangt.

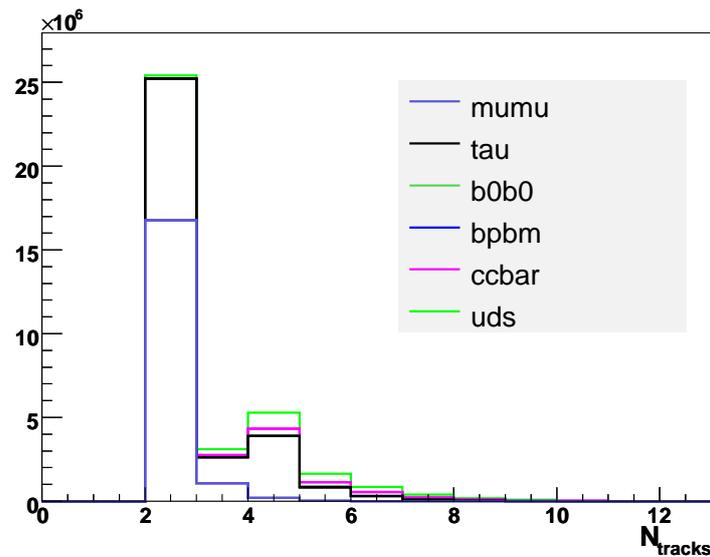
- Die geladenen Spuren sollen eine 1-3 Ereignistopologie bilden. Diese Selektion wird von der Signatur der Signalereignisse nahegelegt (siehe Abb. 5.3 und Tabelle 5.2). Der Raum wird durch eine Ebene senkrecht zur Richtung der Thrust-Achse in zwei Hemisphären aufgeteilt. Die Zugehörigkeit einer geladenen Spur zu einer der beiden Hemisphären wird durch das Vorzeichen des Skalarprodukts zwischen dem Teilchenimpuls und der Richtung der Thrust-Achse bestimmt $\vec{p}^* \cdot \vec{n} < 0$ oder $\vec{p}^* \cdot \vec{n} \geq 0$.

	K_s^0 -Kanal	3π -Vergleichskanal	Topologische Eigenschaften
Leptonseite: $\tau^\pm \rightarrow$	$l^\pm \nu_\tau \nu_l$		Spurqualität GTL; Leptonidentifikation (e/μ)
Hadronseite: $\tau^\mp \rightarrow$	π_b^\mp	π^\mp	Spurqualität GTL; Pionidentifikation (<code>piLHVeryTight</code>)
	$K_s^0 \rightarrow$	π^+ π^-	Spurqualität CT; keine Teilchen-Ident. Spurqualität CT; keine Teilchen-Ident.

Tabelle 5.2: *Topologische Eigenschaften der Signalereignisse im K_s^0 - und Vergleichskanal. Wie bereits im Text beschrieben, sollen die Ereignisse rekonstruiert werden, bei denen ein Tau leptonisch zerfällt und das andere in den Signalzerfall geht. Die Signalereignisse bilden durch diese Forderung eine 1-3 Topologie.*



(a) Signalereignisse



(b) Untergrundereignisse

Abbildung 5.2: Anzahl der geladenen Spuren in den simulierten Daten nach der Vorselektion für a) Signalkanäle, b) Untergrundkanäle. Die Verteilung für $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ wurde für eine bessere Darstellung mit dem Faktor $\frac{1}{100}$ skaliert. Bei den Untergrundereignissen sind die Verteilungen von $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ und $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$ auf Grund der geringen Zahl von Ereignissen nicht zu sehen (vgl. Tabelle 5.3).

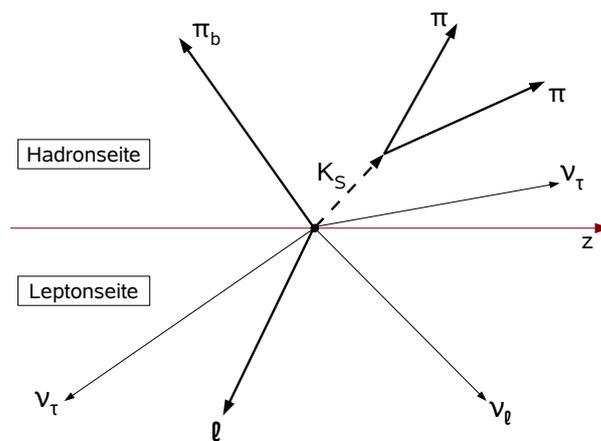


Abbildung 5.3: Skizze der Ereignistopologie für K_S^0 -Ereignisse. Die z -Achse markiert die zur Thrustachse senkrechte Ebene. Für $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ Ereignisse ist die Topologie gleich, die den K_S^0 -Tochtereilchen entsprechende Spuren kommen in diesem Fall direkt vom Wechselwirkungspunkt.

- Die Spur auf der Leptonenseite soll den Kriterien der Leptonidentifikation (`muMicroTight` für Myonen und `PidLHElectrons` für Elektronen) genügen, die in Kap. (4.3) vorgestellt wurden. Diese Spur soll aus dem leptonisch zerfallenen Tau stammen (siehe Abb. 5.3 und Tabelle 5.2). Dadurch wird der Untergrund-Anteil von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ - oder $c\bar{c}$ -Ereignissen erheblich gesenkt (vgl. Tabelle 5.3).
- Der Polarwinkel ist für alle geladene Teilchen auf den Bereich $0.5 \text{ rad} < \theta_{\text{lab}} < 2.4 \text{ rad}$ (θ_{lab} : Polarwinkel des geladenen Teilchens) beschränkt, damit jedes geladene Teilchen nicht nur den Vertexer und die Spurkammer, sondern auch die Subdetektoren DIRC und EMC (siehe Kap. 2.2) trifft. Dies ist wichtig zur Senkung der Fehlidentifikationen bei Anwendung von Teilchenidentifikations-Kriterien, denn die Kalorimeterinformation ist z.B. zur Trennung von Elektronen und Pionen wichtig [19]. Der gewählte Winkelbereich schließt ferner die Abschlusskappe des EMC aus, da ihre Beschreibung in der Simulation unzureichend ist.
- Das Ereignis soll ladungsneutral sein, also $\sum_{i=1}^4 q_i = 0$, wobei q_i die Ladung der Spur i ist.

5.3 Signalselektion

5.3.1 Daten und Monte-Carlo Vergleich

Zur Motivation weiterer Selektionskriterien werden in den kommenden Abschnitten Verteilungen bestimmter Größen in Daten und Monte-Carlo auf eine andere Art und Weise als bisher gezeigt. Die simulierten Verteilungen werden als farbige Flächen dargestellt, welche bereits korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert sind (Kap. 2.3.2). Die gemessenen Datenverteilungen werden, wenn nötig, als schwarze Punkte mit statistischen Fehlerbalken in der gleichen Verteilung gezeigt. Blaue Linien repräsentieren die Werte, bei denen ein Schnitt vorgenommen wird.

Zum Studium des Untergrundes ist es besonders wichtig, zwischen verschiedenen erzeugten Zerfallstypen in den simulierten Daten zu unterscheiden. Das geschieht in den gezeigten Histogrammen durch die Farbgebung, Abb. 5.4. Die Farbgebung der einzelnen Zerfallstypen ist im Folgenden kurz beschrieben:²

- 1: Signalereignisse
- 2: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e$, $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$
- 3: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$

²Der ladungskonjugierte Fall ist immer eingeschlossen.

- 4: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
- 5 - 6: Hadronische Tau-Untergründe mit einem Lepton auf der tag-Seite: $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell$, $\tau^- \rightarrow n h \nu_\tau$, ($n \geq 1$). Zu diesen zählen aber nicht Ereignisse der Art 7 - 8.
- 7: Ereignisse, in denen der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- (n\pi^0)$ ($n \geq 1$) simuliert wurde.
- 8: Ereignisse, in denen der Zerfall $\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ simuliert wurde.
- 9: Hadronische Tau-Zerfälle auf beiden Seiten, abgesehen von Signalereignissen und Ereignissen des Typs 7 und 8: $\tau^- \rightarrow n h \nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow n h \bar{\nu}_\tau$, ($n \geq 1$, $h = \text{Hadronen}$)
- 10: $e^+ e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$
- 11: $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$
- 12: $e^+ e^- \rightarrow B^+ B^-$
- 13: $e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$
- 14: $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Es werden ausserdem auch Verteilungen der Verhältnisse Daten/Simulation und Signal/Untergrund (Monte-Carlo Simulation) gezeigt, wenn dies zum Verständnis der gewählten Schnitte beiträgt.

5.3.2 Identifikation der Kandidaten des Signalzerfalls

Es sollen nun nach der Ereignisselektion weitere Kriterien angewandt werden, um Signalereignisse besser vom Untergrund zu trennen. Dazu werden folgende Schnitte gewählt:

- In der Analyse des K_s^0 -Kanals wird an dieser Stelle zuerst das π_b Teilchen (Kap. 3.4) mit den Pionidentifikationskriterien `piLHVeryTight` (Kap. 4.3) identifiziert. In der Referenzmessung gibt es keinen Unterschied zwischen den Pionen, die die entgegengesetzte Ladung des Leptons tragen, daher sollen hier die Pionidentifikationskriterien von mindestens einem dieser beiden Teilchen erfüllt werden.
- Im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ kommen alle drei Pionen direkt vom Wechselwirkungspunkt, denn das Tau hat eine vernachlässigbare Zerfallslänge von $c\tau = 87,11 \mu\text{m}$ [3]. Diese Eigenschaft kann ausgenutzt werden, um Qualitätskriterien für die beiden Spuren auf der Hadronseite zu fordern, die



Abbildung 5.4: Aufschlüsselung der Farbgebung für Monte-Carlo Verteilungen.

bisher nur den **ChargedTracks**-Kriterien genügen mussten. Es kann verlangt werden, dass der kürzeste Abstand dieser zwei Spuren zum Wechselwirkungspunkt folgende Kriterien erfüllen soll:

- Projektion dieses Abstandes auf die xy-Ebene: $d_{\min, xy} < 0.1 \text{ cm}$ (Abb. 5.5)
- Projektion dieses Abstandes auf die z-Achse: $|d_{\min, z}| < 3 \text{ cm}$ (Abb. 5.5)

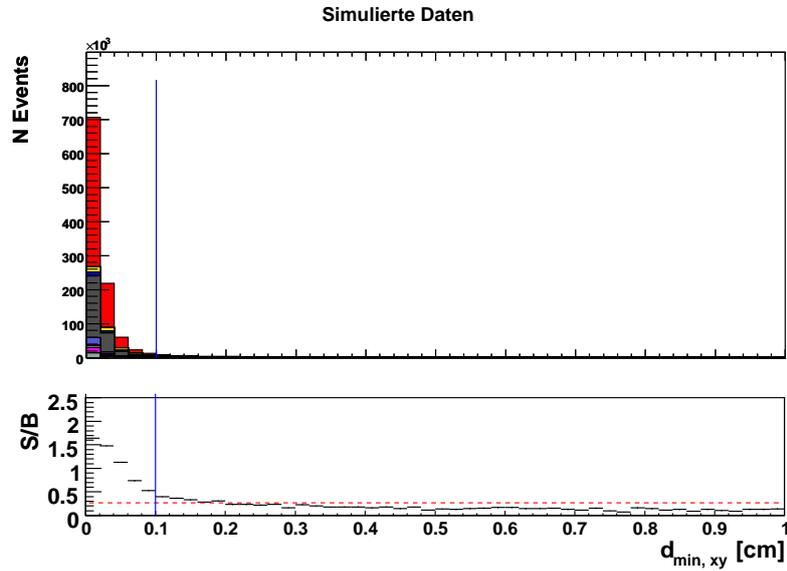
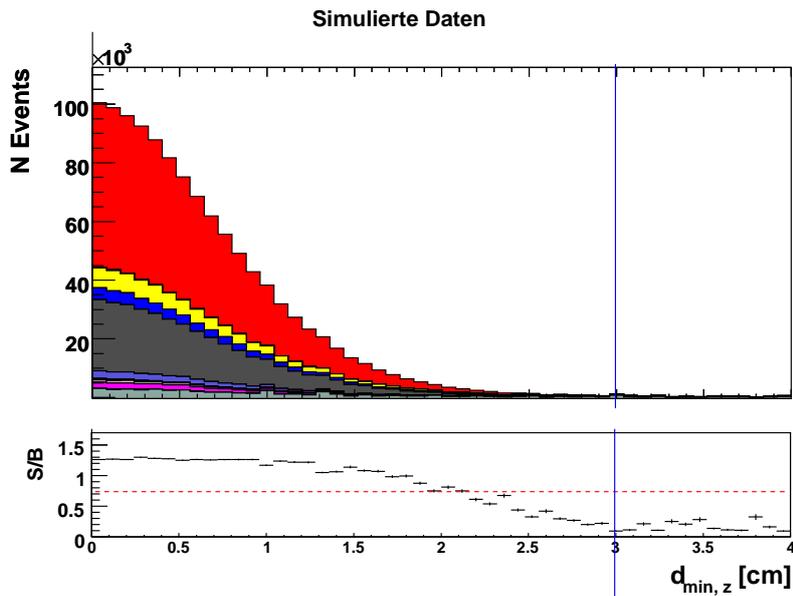
(a) $d_{min,xy}$ (b) $d_{min,z}$

Abbildung 5.5: Die Verteilung der $d_{min,xy}$ und $d_{min,z}$ Variablen sowie das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4.

Durch diese Selektionskriterien wird gewährleistet, dass die beiden Spuren den Zerfallsvertex des Taus als gemeinsamen Ursprung haben. Durch diesen Schnitt wird auch der K_s^0 -Untergrund in diesem Kanal erheblich reduziert. Im K_s^0 -Kanal hingegen gibt es einen entsprechenden Schnitt auf die dreidimensionale Zerfallslänge, der wiederum vor allem gegen den $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ Untergrund wirkt (Kap. 6.1.2). Der Wert, bei dem der Schnitt auf $d_{\min, xy}$ stattfindet, wird von der Signal/Untergrund - Verteilung nahegelegt, denn dieses Verhältnis ist vor allem bei $d_{\min, xy} < 0.1$ cm besonders groß. Dieses Verhältnis ist bei der Verteilung von $|d_{\min, z}|$ bis etwa 2 cm relativ konstant und fällt dann ab. Der Grund für die Wahl des Schnittes erst ab 3 cm wird im Abschnitt 5.5 ersichtlich, für einen härteren Schnitt ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation bei dieser Verteilung zu schlecht. So werden mit der Selektion auf $|d_{\min, z}|$ nur wenige „Ausreißer“-Spuren in Daten und Simulation verworfen.

- Im Ereignis sollen sich keine rekonstruierten K_s^0 -Kandidaten befinden (vgl. Kap. 6.1.2).

5.4 Behandlung von Bhabha- und möglichem Zwei-Photon-Untergrund

In dieser Diplomarbeit wurde ein besonderer Aufwand zur Untersuchung des Bhabha- und Zwei-Photon-Untergrunds erbracht. Diese Ereignisklassen können eine solche Charakteristik aufweisen, dass sie sowohl in der Referenzmessung als auch in der Analyse des K_s^0 -Kanals ein Untergrundproblem verursachen (siehe Abb. 5.6). Bei der e^+e^- Streuung kann ein Elektron ein Photon abstrahlen, welches in ein Leptonpaar zerfällt. Das Ereignis hat damit vier Spuren und eine 1-3 Topologie. Bei einem 2-Photon Ereignis können die beiden abgestrahlten Photonen ein Lepton- bzw. Mesonpaar erzeugen. Damit hat ein solches Ereignis ebenfalls vier Spuren, die eine 1-3 Topologie bilden können.

Gegen Beiträge von diesem Untergrund wurden neue Selektionskriterien entwickelt. Dies war notwendig, da die Behandlung des Bhabha-Untergrunds in einer früheren Analyse des $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ Kanals bei *BABAR* nur unzureichend verstanden worden war. An dieser Stelle muss jedoch bemerkt werden, dass sich die Referenzmessung in der Behandlung des Bhabha-Untergrunds von der K_s^0 -Analyse (vgl. Kap. 6.1.5) in einem Punkt unterscheidet. Die entwickelten Selektionskriterien haben im Referenzkanal den Bhabha-Untergrund nur dann zufriedenstellend reduziert, wenn gleichzeitig Schnitte auf die im Detektor deponierte Energie, die keiner Spur zugeordnet werden kann (im Folgenden „neutrale Energie“ genannt), angewendet wurden. Da jedoch diese Schnitte in der K_s^0 -Analyse letzt-

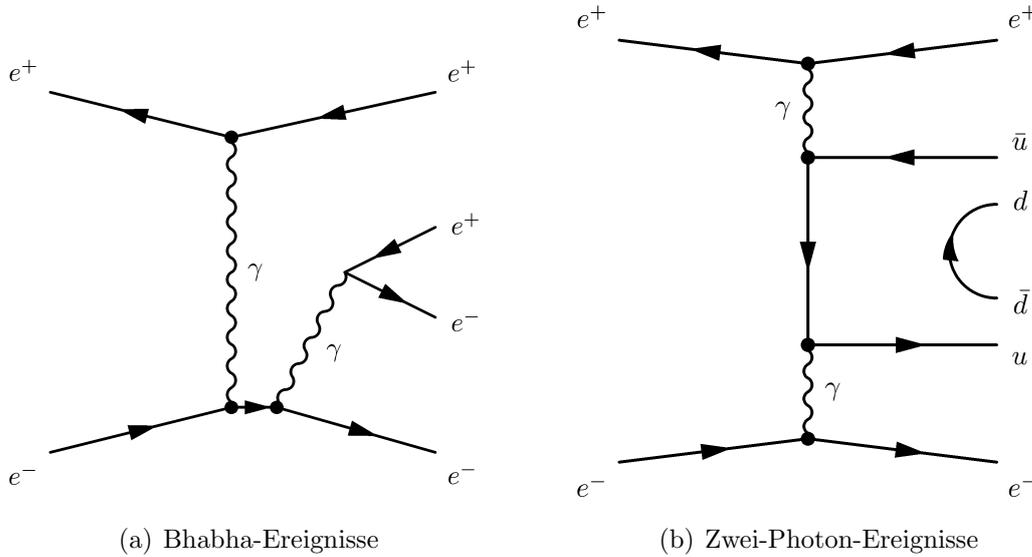


Abbildung 5.6: Bhabha- und Zwei-Photon-Ereignisse, die zum Untergrund beitragen können, da vier geladene Teilchen erzeugt werden.

endlich nicht verstanden und verworfen³ und daher auch im Vergleichskanal nicht mehr angewendet wurden, ist es mit den entwickelten Anti-Bhabha-Schnitten alleine nicht gelungen, eine zufriedenstellende Reduktion des Bhabha-Untergrunds zu erreichen. Daher werden im Vergleichskanal zusätzlich Pionidentifikationskriterien `piLHVeryTight` (Kap. 4.3) gegen den Bhabha-Untergrund verwendet. Dies ist jedoch in der Analyse des K_s^0 -Kanals nicht notwendig, weil dort der Bhabha-Untergrund durch die Forderung von K_s^0 -Kandidaten (Kap. 6.1.2) ein geringeres Problem darstellt. Um den Aufwand der durchgeführten Studien zu Anti-Bhabha-Selektionen hinreichend zu motivieren und die Wirkung der entwickelten Schnitte zu präsentieren, werden die Pionidentifikationskriterien erst nach allen anderen Anti-Bhabha-Selektionen angewendet, um den noch verbliebenen Bhabha-Untergrund zu eliminieren.

Die Notwendigkeit der Selektionskriterien gegen den Bhabha-Untergrund wird ersichtlich, wenn man nach den bereits besprochenen Schnitten die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation vergleicht. Man kann feststellen, dass es einen deutlichen Datenüberschuss gibt, wie es in der Verteilung des Akoplanaritätswinkels zu sehen ist (Abb. 5.7). Der Akoplanaritätswinkel ist im Schwerpunktsystem als die Differenz des Azimuthalwinkels ϕ zwischen dem Impuls des

³Wie in Kap. 6.3 noch ausgeführt wird, werden die Verteilungen der „neutralen Energie“ in der Simulation nur unzureichend beschrieben. Von der Anwendung dieser Selektionskriterien wurde daher abgesehen.

Leptons \vec{p}_{lep}^* und der Summe der Impulse \vec{p}_{hadr}^* der geladenen Teilchen auf der Hadronseite definiert:

$$\Delta\phi_{ap} = \sum_{i=1}^3 \phi(\vec{p}_{i,\text{hadr}}^*) - \phi(\vec{p}_{\text{lep}}^*)$$

Es ist dabei vor allem zu bemerken, dass der Datenüberschuss fast ausschließlich bei Ereignissen zu finden ist, bei denen ein Elektron auf der Leptonseite rekonstruiert wird. Der Peak in „ μ -tag“ Ereignissen ist durch die $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Simulation beschrieben. Dieser Überschuss lässt sich durch Bhabha-Streuungs- und QED-Untergrundereignisse erklären. Diese Prozesse sind nicht in dem für Physikanalysen zur Verfügung stehenden Monte-Carlo Datensatz enthalten (siehe Kap. 2.3.2). Wie bereits am Anfang dieses Abschnitts besprochen, besitzen diese Ereignisse eine sehr spezielle Charakteristik. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Bhabha- oder Zwei-Photon-Ereignis eine solche Charakteristik besitzt und ausserdem noch alle bisherigen Selektionskriterien erfüllt, ist einerseits sehr gering, andererseits hat die Bhabha-Streuung einen so großen Wirkungsquerschnitt, dass selbst solche seltenen Ereignisse noch zahlreich genug sind, um in den Datensätzen der Referenzmessung (und später auch im K_s^0 -Kanal, siehe Kap. 6.1.5) einen deutlichen Datenüberschuss zu bewirken. Es ist deshalb fast ausgeschlossen, solche Ereignisse richtig zu simulieren. Es ist wichtig, diesen Untergrund zu eliminieren, da sonst das gemessene Verzweigungsverhältnis falsch ist.⁴

Die Verteilung des Akoplanaritätswinkels (Abb. 5.7) zeigt eine besondere Eigenschaft, nämlich dass sich der Datenüberschuss auf einen relativ kleinen Bereich bei großen $\Delta\phi_{ap}$ konzentriert. Der Grund hierfür kann sehr leicht nachvollzogen werden. Die e^+e^- -Streuung läuft ohne Beteiligung von Neutrinos ab, die gesamte Energie wird, falls keine weiteren Photonen abgestrahlt werden, im Idealfall von den geladenen Teilchen getragen. Das ist bei Tau-Ereignissen mit mindestens zwei Neutrinos deutlich anders. Daher liegt bei Bhabha-Ereignissen der Gesamtimpuls auf der Hadronseite mit dem Leptonimpuls in einer Ebene und die Differenz der Azimutalwinkel beträgt in diesem Fall etwa 180° , (siehe Abb. 5.7). Nun gibt es einerseits die Möglichkeit, durch einen harten Schnitt (z.B. $\Delta\phi_{ap} < 170^\circ$) auf die Akoplanarität den Bereich mit dem größten Teil des sichtbaren Bhabha-Untergrunds komplett zu verwerfen. Andererseits gehen mit diesem Schnitt sehr viele Signalereignisse verloren. Für die Referenzmessung stellt dies kein Problem dar, denn hier sind genug Ereignisse vorhanden, um den statistischen Fehler vernachlässigbar klein zu halten. Jedoch muss man im K_s^0 -Kanal davon ausgehen, dass die Anzahl der selektierten Ereignisse wesentlich wichtiger ist, denn hier

⁴Wie in Kap. 5.6 noch besprochen wird, wird der Untergrundanteil der Daten durch die Simulation abgeschätzt und bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses von der Anzahl der Datenereignisse abgezogen. Geschieht es wie in dem Fall der Bhabha-Streuung nicht, dann geht eine viel zu hohe Anzahl an Daten in die Berechnung ein, was ein systematisch zu hohes Verzweigungsverhältnis zur Folge hat.

ist das Verzweigungsverhältnis eine Größenordnung kleiner als im Vergleichskanal [3]. Hier müssen also andere Selektionsverfahren in Betracht gezogen werden, die den Bhabha-Untergrund eliminieren, aber gleichzeitig wenig Signalereignisse verwerfen.

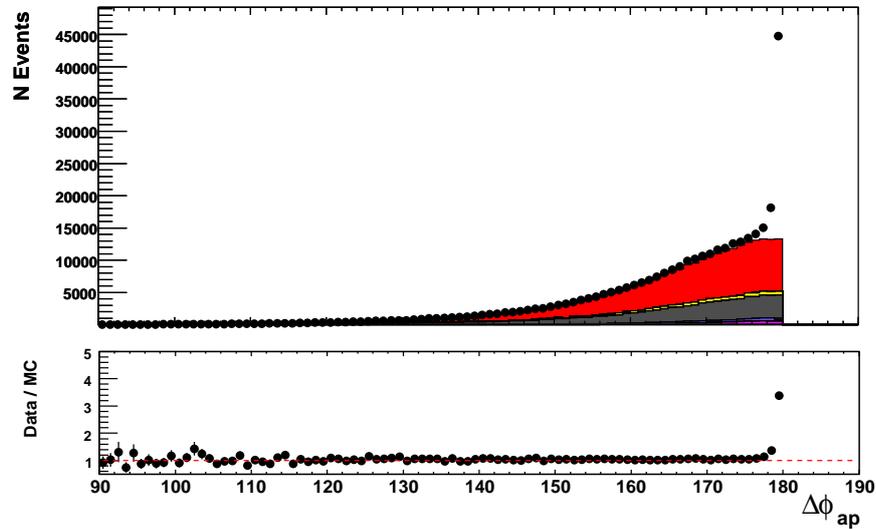
Dazu kann die zweidimensionale Verteilung des Betrages des fehlenden Impulses im Ereignis p_{miss} gegen den Akoplanaritätswinkel betrachtet werden (Abb. 5.8). Der fehlende Impuls p_{miss} ist definiert als die Differenz zwischen dem Strahlimpuls \vec{p}_{total} und dem Impuls der detektierten geladenen Teilchen \vec{p}_{ch} und dem Impuls der nicht mit geladenen Spuren assoziierten Cluster im Kalorimeter \vec{p}_{cal} im Laborsystem:

$$\vec{p}_{\text{miss}} = \vec{p}_{\text{total}} - \left(\sum_i \vec{p}_{\text{ch}} + \sum_i \vec{p}_{\text{cal}} \right).$$

An dieser Stelle muss bemerkt werden, dass es für die Berechnung des fehlenden Impulses zwei Definitionen existieren. Es können entweder die Impulse aller Spuren, oder nur der Spuren verwendet werden, die die `GoodTracksVeryLoose`-Kriterien erfüllen. In der Referenzmessung wird die zweite Definition verwendet, da hier 97 % der Spuren die `GoodTracksVeryLoose`-Kriterien erfüllen⁵. Diese Definition kann jedoch im K_s^0 -Kanal nicht ohne Weiteres angewendet werden, weil dort in 57 % der Ereignisse die Tochterteilchen des K_s^0 die `GoodTracksVeryLoose`-Kriterien nicht erfüllen. Bei diesen Ereignissen würde \vec{p}_{miss} die Impulse der K_s^0 -Tochterteilchen enthalten. Daher werden in der Analyse des K_s^0 -Kanals die Impulse aller geladenen Teilchen zur Berechnung von \vec{p}_{miss} verwendet. Eine ausführliche Diskussion des Vergleichs dieser Definitionen findet sich im Anhang (A).

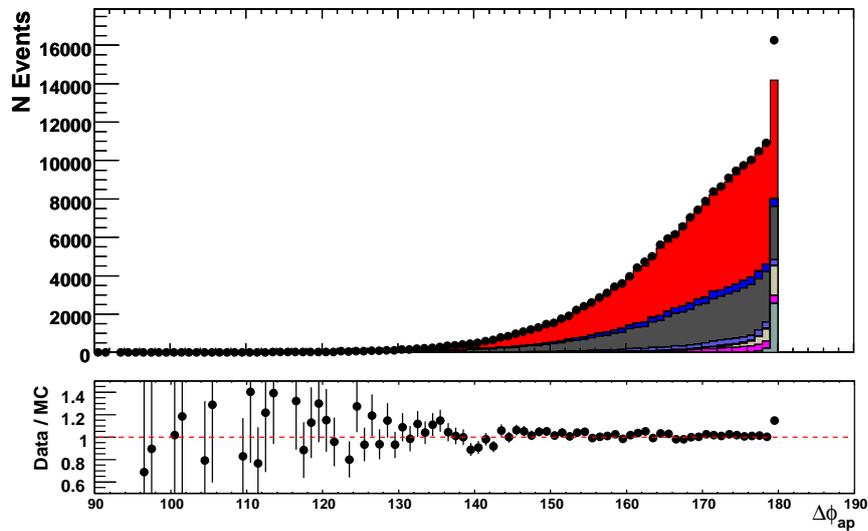
⁵Diese Definition ist in der τ -Gruppe [30] gebräuchlich.

Simulierte und gemessene Daten



(a) Elektron rekonstruiert

Simulierte und gemessene Daten



(b) Myon rekonstruiert

Abbildung 5.7: Verteilung des Akoplanaritätswinkels $\Delta\phi_{ap}$ für a) „e-tag“ und b) „mu-tag“-Ereignisse in gemessenen und simulierten Daten. Gleichzeitig wird das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4. Der Datenüberschuss bei großen $\Delta\phi_{ap}$ ist charakteristisch für Bhabha-Ereignisse.

Vergleicht man nun die Verteilung in Abb. 5.8 für gemessene Daten, simulierte Signalereignisse und andere simulierte $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse (Tau-Untergrund), so fällt auf, dass sich der Datenüberschuss, der in der eindimensionalen Akoplanaritätsverteilung zu sehen ist, in der gewählten zweidimensionalen Darstellung größtenteils auf den Bereich sehr niedriger \vec{p}_{miss} beschränkt. Dies ist sofort einsichtig, wenn man bedenkt, dass, wie bereits besprochen, bei Bhabha-Ereignissen die ganze Energie nur von den geladenen Teilchen getragen wird, der fehlende Impuls muss daher minimal sein. Die Tau-Ereignisse, die hier rekonstruiert werden sollen, besitzen dagegen drei Neutrinos, entsprechend hoch ist in den meisten Fällen der fehlende Impuls, was in den Verteilungen (Abb. 5.8) auch zu sehen ist.

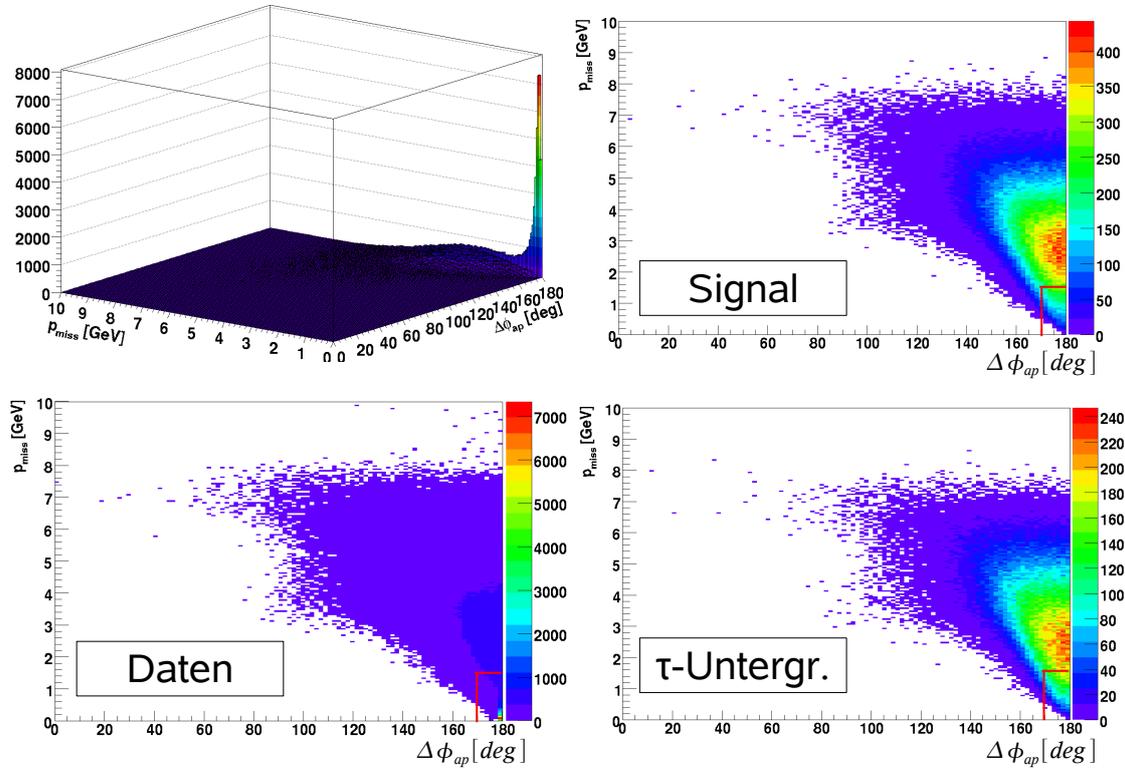


Abbildung 5.8: Verteilung von \vec{p}_{miss} gegen $\Delta\phi_{ap}$ für Daten (oben und unten links), Signal (oben rechts) und andere simulierte $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse (unten rechts). Der Peak in den Datenereignissen ist besonders in der dreidimensionalen Verteilung (oben links) gut erkennbar. Der zweidimensionale Schnitt wird durch die roten Markierungen dargestellt.

Anhand dieser Verteilungen kann man nun den folgenden Schnitt gegen Bhabha-Ereignisse vornehmen: Es wird der Bereich mit $p_{\text{miss}} < 1.5 \text{ GeV}$ und $\Delta\phi_{ap} > 170^\circ$ verworfen. Den Effekt dieser Selektion kann man an der Akoplanaritätsverteilung sehen (Abb. 5.9), der Datenüberschuss ist deutlich zurückgegangen, während sich an den simulierten Verteilungen kaum etwas geändert hat. Die so erzielte Reduzierung des Bhabha-Untergrunds ist jedoch noch nicht ausreichend, es müssen noch andere Selektionen entwickelt werden, um den Bhabha-Untergrund weiter zu reduzieren. Von einem eindimensionalen Schnitt auf $\Delta\phi_{ap}$ wird wiederum abgesehen, stattdessen weitere Möglichkeiten für Schnitte gesucht, die möglichst wenig Signalereignisse verwerfen.

Simulierte und gemessene Daten

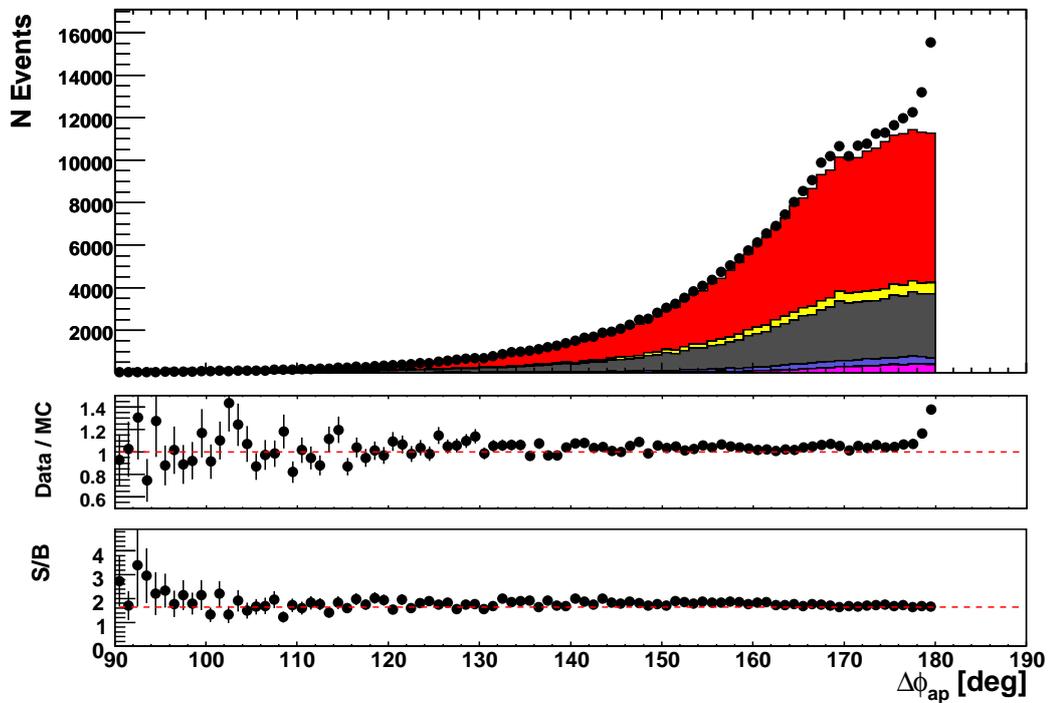


Abbildung 5.9: Akoplanaritätswinkelverteilung für „e-tag“ Ereignisse nach dem zweidimensionalen Schnitt auf die Akoplanarität und den fehlenden Impuls. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4.

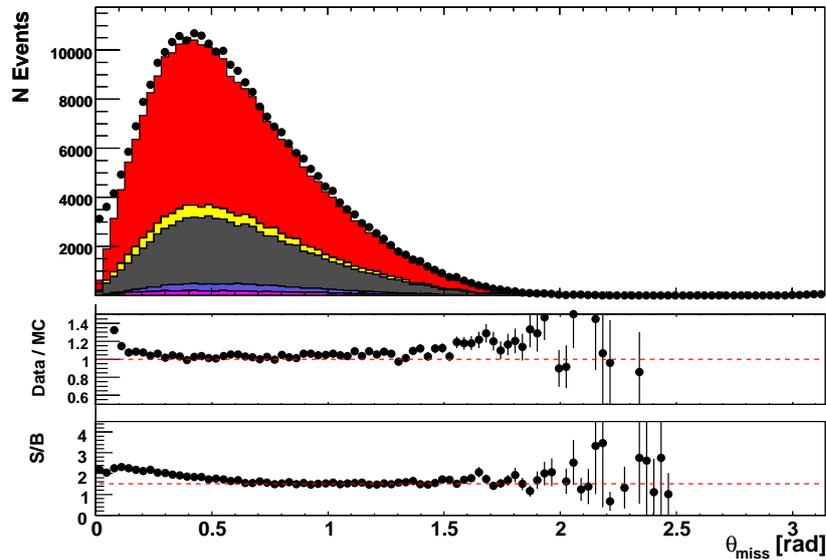
Die Verteilung des Polarwinkels des fehlenden Impulses $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ in Abb. 5.10

zeigt, dass sich der verbliebene Datenüberschuss auf zwei Bereiche konzentriert. Er ist zum einen bei sehr kleinen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ ($\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 0.4 \text{ rad}$) zu sehen, das heisst hier zeigt der fehlende Impuls in das Strahlrohr bzw. in einen Winkelbereich, der nicht durch den Detektor abgedeckt ist. Zum anderen ist bei gemessenen Daten ein Peak bei sehr großen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ ($\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 2.8 \text{ rad}$) zu beobachten, auch hier zeigt der fehlende Impuls in das Strahlrohr. Warum die gemessenen Daten in diesen Bereichen über den simulierten Ereignissen liegen kann leicht verständlich gemacht werden, denn ein fehlender Impuls kann bei Bhabha-Ereignissen nur auftreten, wenn z.B. bei Photonabstrahlung im Anfangszustand das Photon nicht detektiert werden kann, wenn es also im Strahlrohr oder im angrenzenden Bereich verschwindet.

Bei der Verteilung von $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ tritt aber das gleiche Problem wie bei der Akeplanaritätsverteilung auf, nämlich dass ein eindimensionaler Schnitt vor allem im Bereich kleiner $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ sehr viele Signalereignisse verwerfen würde. Auch hier soll dies im Hinblick auf den K_s^0 -Kanal vermieden werden. Dazu wird auch hier eine zweidimensionale Schnitt verwendet. Er ergibt sich aus der Verteilung des Betrags des maximalen Impulses von geladenen Teilchen im Schwerpunktssystem p_{max}^* gegen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ (Abb. 5.11). Folgende Bereiche können nach Studium dieser Verteilung in Daten, Signal und Tau-Untergrund verworfen werden:

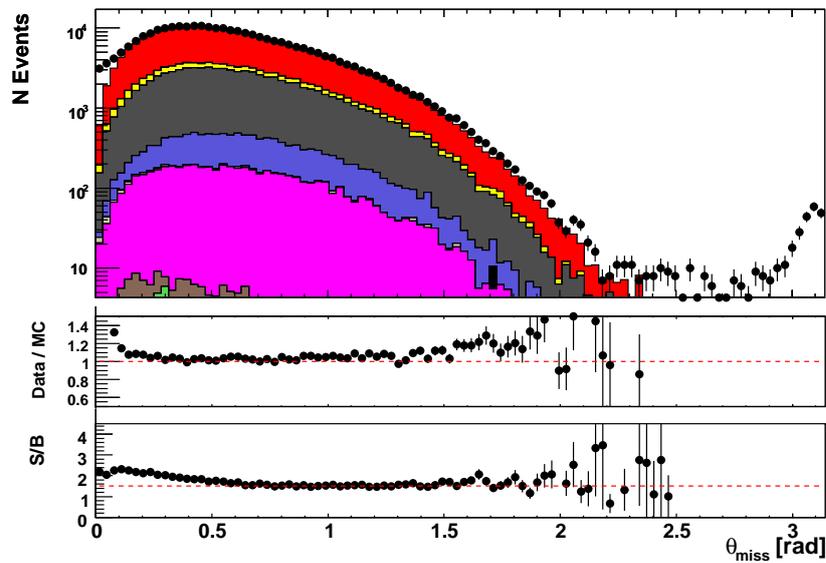
- $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 2 \text{ rad}$: Hier kann der gesamte Bereich verworfen werden, denn hier finden sich kaum simulierte Ereignisse, während in gemessenen Daten eine Häufung zu beobachten ist.
- $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 0.4 \text{ rad}$ und $p_{\text{max}}^* > 3 \text{ GeV}$: Dieser Schnitt nutzt die Eigenschaft der Bhabha-Ereignisse, dass sehr oft mindestens eines der beiden Elektronen im Schwerpunktssystem sehr hochenergetisch ($p^* > 3 \text{ GeV}$) ist. Tatsächlich ist vor allem in gemessenen Daten in diesem Bereich eine Häufung an Ereignissen festzustellen, die in der Simulation fehlt.

Simulierte und gemessene Daten



(a) Lineare Skala

Simulierte und gemessene Daten



(b) Logarithmische Skala

Abbildung 5.10: Verteilung des Polarwinkels $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ des fehlenden Impulses mit linearer Skala (a) und logarithmischer Skala (b) in gemessenen und simulierten Ereignissen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. In der logarithmischen Darstellung ist der Peak bei hohen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ deutlich sichtbar. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4.

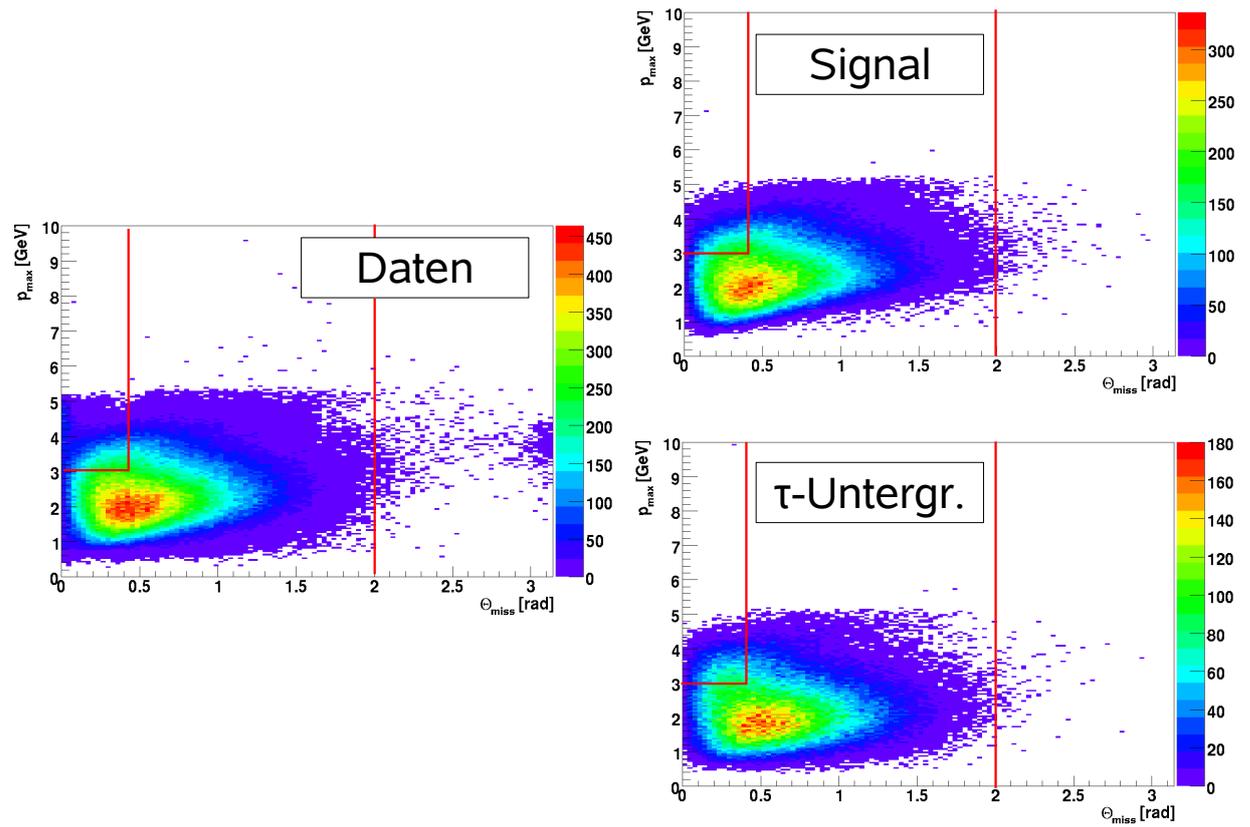


Abbildung 5.11: Verteilung von p_{\max}^* gegen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ für Daten (links), Signal (oben rechts) und Tau-Untergrund (unten rechts). Die Schnitte werden durch die roten Markierungen dargestellt.

Betrachtet man die Akoplanaritätsverteilung nach allen diskutierten Anti-Bhabha-Selektionen (Abb. 5.12), so ist der Datenüberschuss zwar reduziert worden, die verbliebenen Ereignisse sind aber immer noch zu zahlreich. Im K_s^0 -Kanal hingegen ist nach Anwendung der gleichen Selektionskriterien kein Datenüberschuss festzustellen, dort funktionieren die entwickelten Schnitte (Kap. 6.1.5). Zur Reduktion des noch vorhandenen Datenüberschusses werden die Pionidentifikationskriterien `piLHVeryTight` auf die beiden Spuren der Hadronseite angewendet, die diese Kriterien noch nicht erfüllt haben. Die Anwendung dieser Kriterien eliminiert den verbliebenen Datenüberschuss vollständig (Abb. 5.13).

Es soll an dieser Stelle nochmal darauf hingewiesen werden, dass die Auswahl und das „Anpassen“ der Schnitte in der Referenzmessung erlaubt ist. Die Motivation der Referenzmessung ist gerade das Erarbeiten von Schnitten, die optimal auf den K_s^0 -Kanal wirken.

Zusammenfassend kann man sagen, dass es in der Referenzmessung mit Sicherheit einfachere eindimensionale Schnitte gegen den Bhabha- und 2-Photon-Untergrund gibt, wie z.B einen Schnitt auf $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 0.3 \text{ rad}$, die diesen Untergrund wirksamer bekämpfen können als die entwickelten zweidimensionalen Selektionskriterien. Der Aufwand der Studien, aus denen die zweidimensionalen Schnitte erarbeitet wurden, lässt sich jedoch durch die erfolgreiche Anwendung dieser Schnitte im K_s^0 -Kanal rechtfertigen.

Gemessene und simulierte Daten

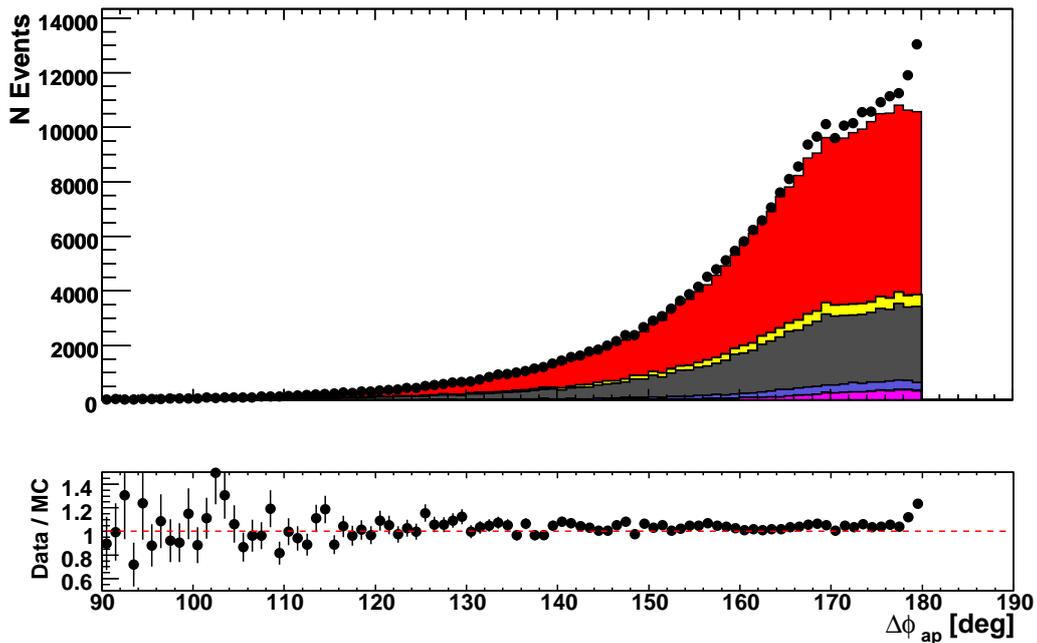
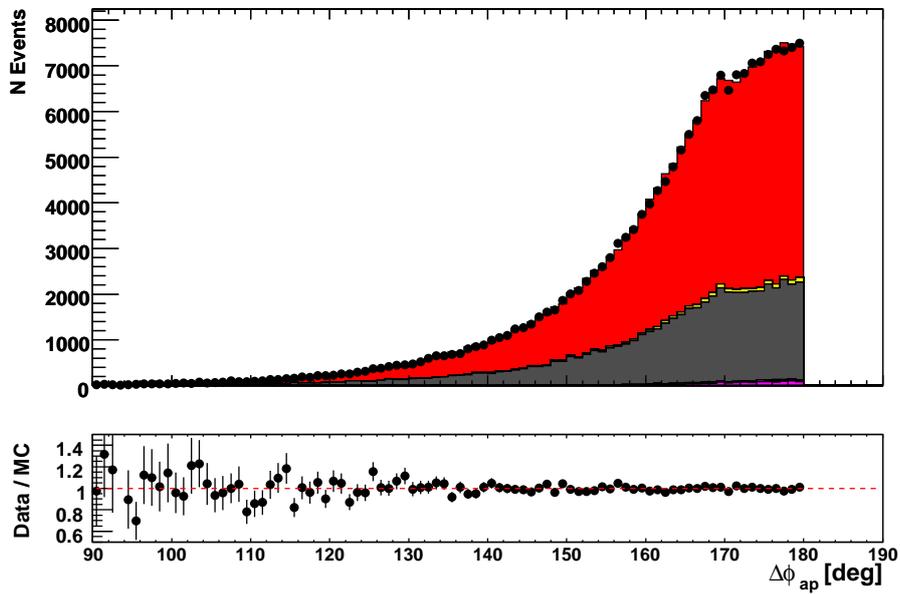


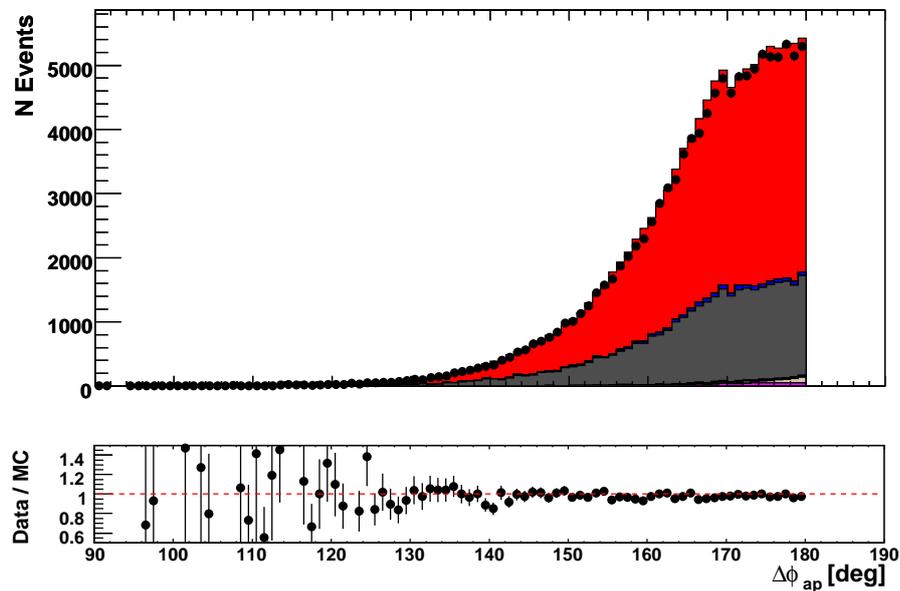
Abbildung 5.12: Akoplanaritätswinkelverteilung für „e-tag“ Ereignisse nach Anwendung der entwickelten Anti-Bhabha-Selektionen in gemessenen und simulierten Daten. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Es ist immer noch ein deutlicher Datenüberschuss sichtbar. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4.

Gemessene und simulierte Daten



(a) „e-tag“

Gemessene und simulierte Daten



(b) „μ-tag“

Abbildung 5.13: Akoplanaritätswinkelverteilung nach allen Schnitten in gemessenen und simulierten Daten. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Es ist kein Datenüberschuss mehr sichtbar. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4.

5.5 Wirkung der Schnitte

5.5.1 Vergleich der „Schnitteffizienzen“ in Daten und Simulation

Die Wirkung der einzelnen gewählten Selektionsschritte kann an Tabelle 5.3 nochmals quantitativ nachvollzogen werden. Es sind die Anzahl der Ereignisse für gemessene und simulierte Daten vor und nach der Vorselektion und nach den jeweils vorgenommenen weiteren Schnitten sowie die „Schnitteffizienzen“ für Daten und Tau-Simulation angegeben. Die „Schnitteffizienz“ sei definiert als das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse vor dem Schnitt N_b zu der Anzahl der Ereignisse nach dem Schnitt N_a , sie gibt also an, welcher Anteil der Ereignisse diesen Schnitt passiert:

$$\varepsilon = \frac{N_b}{N_a}$$

Bei den simulierten Tau-Ereignissen wird nach Signal- und Untergründereignissen unterschieden, um die Wirkung der Schnitte gegen Tau- und Nicht-Tau-Untergründereignisse (abgesehen vom Bhabha-Untergrund) zu verdeutlichen. Die Wirkung der Anti-Bhabha-Schnitte führt zu unterschiedlichen „Schnitteffizienzen“ bei gemessenen und simulierten Daten.

Es ist zur weiteren Motivation der auf kinematischen Verteilungen basierenden Selektionen instruktiv, die „Effizienz“ dieser Selektionskriterien nicht nur in der oben gewählten linearen Reihenfolge zu studieren, sondern auch in dem Fall, wenn alle anderen Schnitte schon davor angewendet wurden. In diesem Fall ist die „Schnitteffizienz“ von der Reihenfolge der übrigen Selektionskriterien unabhängig und gibt den tatsächlichen Beitrag des jeweiligen Schnittes zur gesamten Selektion an. Diese Übersicht für Daten und Tau-Simulation zeigt die Tabelle 5.4.

Selektion	Daten			Simulation						
	N_{events}	ϵ (%)		$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	τ^- -Untergrund	$\mu^+ \mu^-$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$B^+ B^-$	$B^0 \bar{B}^0$
			ϵ (%)	N_{events}	N_{events}	N_{events}	N_{events}	N_{events}		
Alle Ereignisse	486.797.780			4.901.718	23.086.282	35.232.000	66.894.000	78.316.000	47.102.000	50.556.000
τ^- -Vorselektion	68.476.726	14,1		2.778.079	56,7	21.460.667	2.571.272	1.359.186	22.057	21.896
$N_{\text{Tracks}} = 4$	8829321	12,9		1921639	69,2	206737	962303	429399	6612	5896
1-3 Topologie	8006476	90,7		1872205	97,4	176375	829183	368970	5469	4835
Leptonselektion	3479754	43,5		629264	33,6	128674	23332	68441	1613	1752
Pionselektion	2095364	60,2		614159	97,6	89551	21125	63370	1313	1492
Ladungserhaltung	1835009	87,6		606397	98,7	58701	18147	58064	1042	1161
Anzahl K_S^0	1592627	86,8		549320	90,6	56857	14854	45650	860	931
Polarwinkelbereich	681535	42,8		337534	61,4	24461	6466	24899	503	515
$d_{\text{min}, xy} < 0.1 \text{cm}$	530799	77,9		315009	93,3	3093	5453	21414	431	388
$ d_{\text{min}, z} < 3 \text{cm} $	528829	99,6		314168	99,7	2949	5432	21354	429	387
$\vec{p}_{\text{miss}} > 1.0 \text{GeV}$ oder $\Delta\phi_{aco} < 170^\circ$	460855	87,1		296174	94,3	199	1788	17361	373	367
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 2 \text{rad}$	460086	99,8		295930	99,9	180	1759	17347	373	367
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 0.4 \text{rad}$ oder $p_{\text{max}}^* > 1 \text{GeV}$	433378	94,2		284655	96,2	70	1579	16099	323	303
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 0.4 \text{rad}$ oder $p_{\text{max}}^* < 3 \text{GeV}$										
Pionidentifikation auf $\pi^+ \pi^-$	291314	67,2		220848	77,6	0	742	4109	58	64

Tabelle 5.3: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse jeweils nach den gewählten Selektionen. Für gemessene Daten, simuliertes Signal und Tau-Untergrund sind auch die „Schnitoeffizienzen“ angegeben. Die hier gezeigte Reihenfolge der Schritte entspricht der Reihenfolge in der Analyse.

Selektion	Daten			Simulation					
				$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$			τ -Untergrund		
	N_b	N_a	ϵ (%)	N_b	N_a	ϵ (%)	N_b	N_a	ϵ (%)
Polarwinkelbereich	424188	291314	68,7	311634	220848	70,9	134874	96938	71,9
$d_{\min, xy} < 0,1 \text{ cm}$	316681	291314	92,0	232930	220848	94,8	111125	96938	87,2
$ d_{\min, z} < 3 \text{ cm}$	292026	291314	99,8	221286	220848	99,8	97225	96938	99,7
$\vec{p}_{\text{miss}} > 1,0 \text{ GeV}$ oder $\Delta\phi_{ap} < 170^\circ$	310674	291314	93,8	233433	220848	94,6	103973	96938	93,2
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 2 \text{ rad}$	291536	291314	99,9	221004	220848	99,9	96995	96938	99,9
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 0,4 \text{ rad}$ oder $p_{\text{max}}^* > 1 \text{ GeV}$	308411	291314	94,5	230684	220848	95,7	105698	96938	91,7
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 0,4 \text{ rad}$ oder $p_{\text{max}}^* < 3 \text{ GeV}$									
Pionidentifikation auf $\pi^+ \pi^-$	433378	291314	67,2	284655	220848	77,6	147471	96938	65,7

Tabelle 5.4: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse vor und nach den gewählten Selektionskriterien, wobei alle anderen Schritte schon davor angewandt wurden. Es sind ferner die „Schnitteffizienzen“ angegeben.

5.5.2 Korrekturen

Die Mittelwerte der Korrekturen für simulierte Tau-Ereignisse sind in der Tabelle 5.5 zusammengefasst. Der Mittelwert ist dabei definiert als das Verhältnis der Summe der bei selektierten Tau-Ereignissen verwendeten Korrekturen $\sum_i \eta_{PIDi}$ zur Anzahl dieser Ereignisse N_{sel} :

$$\langle \eta_{PID} \rangle = \frac{\sum_i \eta_{PIDi}}{N_{\text{sel}}}.$$

Es wird beobachtet, dass die Elektron- und Pionkorrekturen im Mittel nur geringfügig von 1 abweichen, wohingegen die Korrekturen der Myonidentifikation im Mittel deutlich kleiner als 1 sind. Wie bereits in Kap. 4.4 beschrieben, liegt das an großer Differenz zwischen Daten und Simulation in der Effizienz der `muMicroTight`-Kriterien.

Korrektur	Mittelwert $\langle \eta_{PID} \rangle$	
	„e-tag“	„ μ -tag“
Lepton	1,010	0,830
Pion	0,989	0,984
Produkt der Mittelwerte	0,995	0,813

Tabelle 5.5: Mittelwerte der angewandten Korrekturen. Die Korrekturen der `muMicroTight`-Kriterien liegen im Gegensatz zu anderen Korrekturen deutlich unter 1 (vgl. Kap. 4.4).

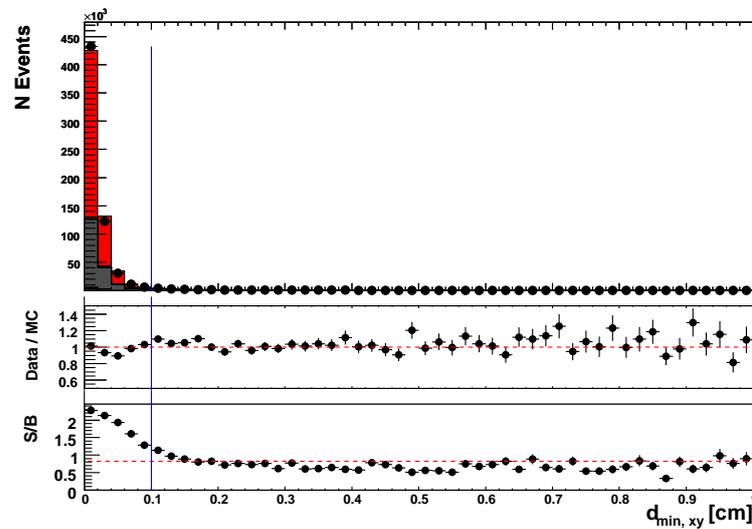
5.5.3 Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation

In diesem Abschnitt soll die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation diskutiert werden. Dazu werden zuerst Verteilungen von kinematischen Schnittvariablen gezeigt, die gegen simulierte Untergründe wirken sollen⁶. In Abb. 5.14 und 5.15 sind Verteilungen der $d_{\min, xy}$ und $d_{\min, z}$ Variablen zu sehen, wobei hier alle anderen Schnitte schon ausgeführt wurden. An diesen Verteilungen kann man die Übereinstimmung zwischen Daten und ihrer Beschreibung durch die Simulation untersuchen. Es ist zu sehen, dass die Verteilung von $d_{\min, z}$ relativ schlecht beschrieben ist und dieser Schnitt daher, wie bereits besprochen (Abschnitt 5.3.2), erst bei $d_{\min, z} = 3 \text{ cm}$ durchgeführt wird. Trotz der geringen Wirkung wird auf diesen Schnitt nicht verzichtet, da er bereits zu Beginn der Analyse implementiert wurde. Die Beschreibung der Variablen $d_{\min, xy}$ durch die Simulation ist für die Zwecke dieser Arbeit zufriedenstellend.

⁶Darunter sind die in Monte-Carlo vorhandene Untergrundkanäle zu verstehen. Wie bereits besprochen (Kap. 2.3.2), zählen Bhabha- bzw. 2-Photon-Ereignisse nicht zu diesen.

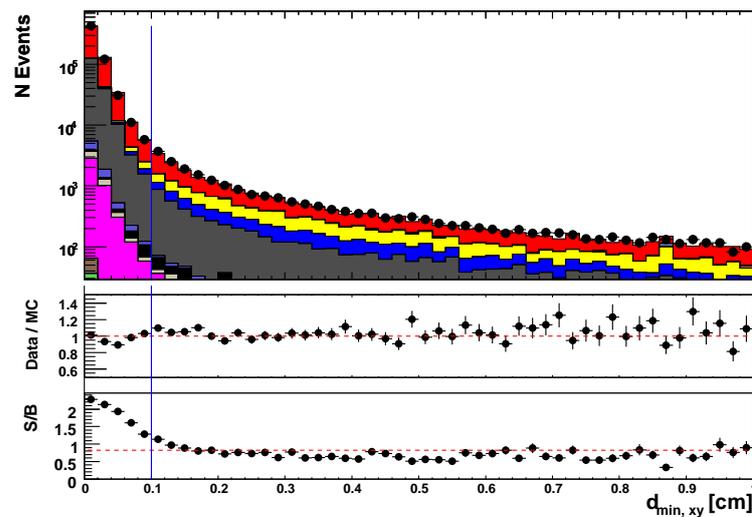
Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation nach allen angewendeten Selektionskriterien kann in Abb. 5.16 studiert werden. Hier werden die Verteilungen der Summe der Impulse auf der Hadronseite $\sum \vec{p}_h$, bzw. des Polarwinkels des rekonstruierten Leptons θ_{lep} für gemessene und simulierte Daten gezeigt. Es ist gut zu sehen, dass die gemessenen Daten durch die Simulation sehr gut beschrieben werden.

Simulierte und gemessene Daten



(a) Normale Ansicht

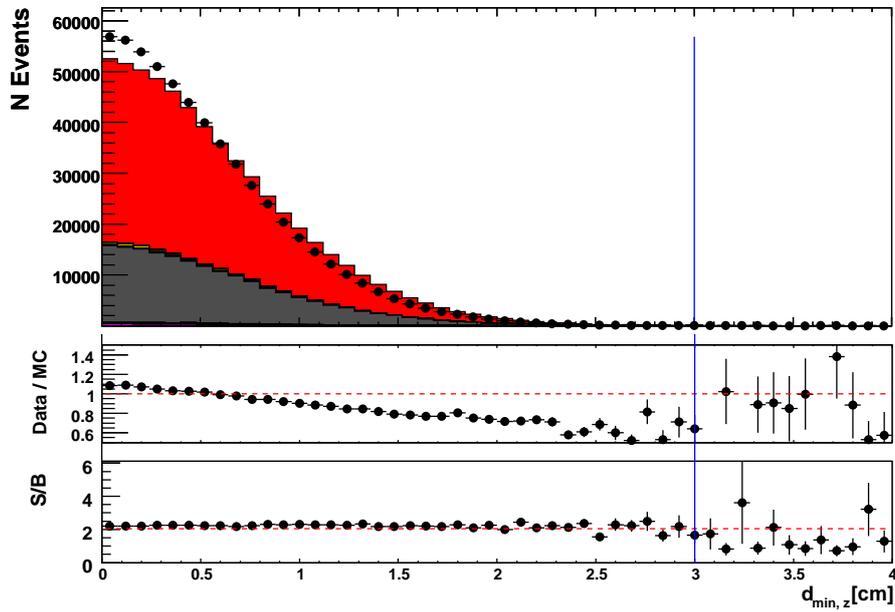
Simulierte und gemessene Daten



(b) Logarithmische Ansicht

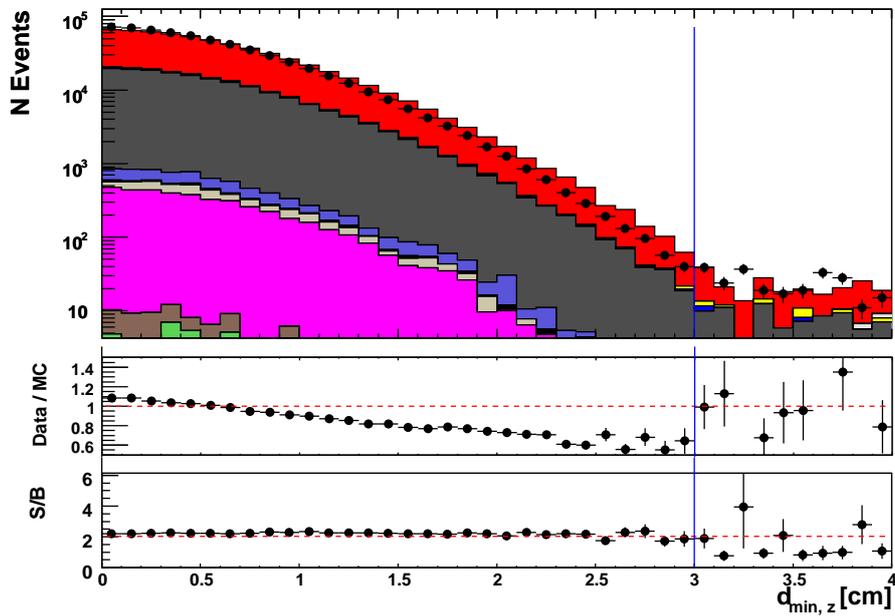
Abbildung 5.14: Verteilung von $d_{\min,xy}$ nach allen anderen Selektionen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4. Die Beschreibung der Daten durch die Simulation ist für diese Analyse zufriedenstellend.

Simulierte und gemessene Daten



(a) Normale Ansicht

Gemessene und simulierte Daten



(b) Selektionsregion vergrößert

Abbildung 5.15: Verteilung von $d_{\min,z}$ nach allen anderen Selektionen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4. Da die Beschreibung der Daten durch die Simulation schlecht ist, wurde der Wert der Selektion so groß gewählt, dass hier nur wenige „Ausreißer“-Spuren verworfen werden.

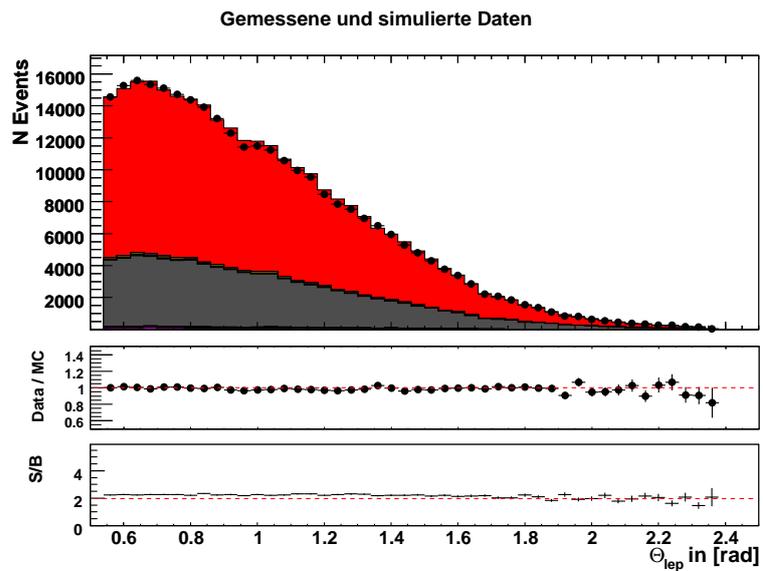
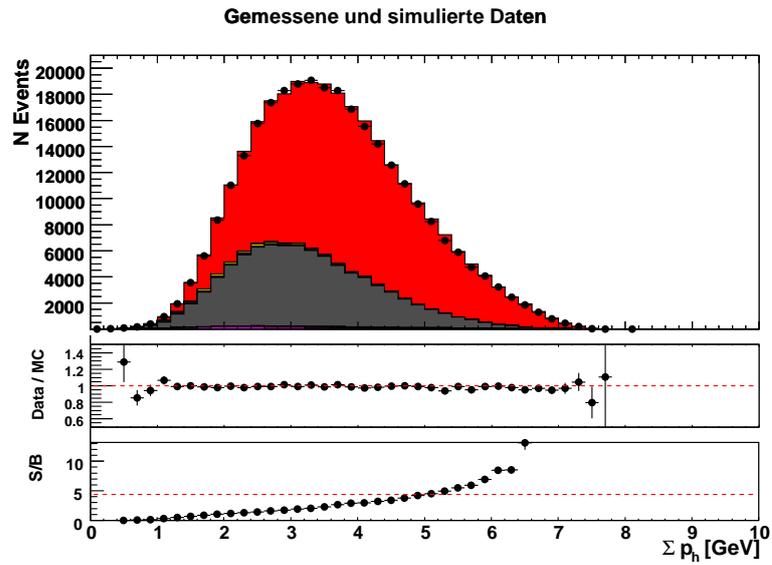


Abbildung 5.16: Verteilung der Summe der Hadronimpulse $\sum \vec{p}_h$ (a) und des Polarwinkels θ_{lep} des rekonstruierten Leptons im Laborsystem (b) für gemessene und simulierte Daten. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 5.4. Die Daten werden in beiden Verteilungen sehr gut durch die Simulation beschrieben.

5.6 Messung des Verzweigungsverhältnisses

Die in Abschnitt 5.2 gewählte Definition von Signalereignissen, bei der alle Ereignisse mit mindestens einem Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (bzw. $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ im K_s^0 -Kanal) als Signalereignisse betrachtet werden, benötigt eine kurze Erläuterung. Diese Definition gewährleistet, dass bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses alle Ereignisse, in denen der Signalzerfall vorkommt, zum Wert der Signaleffizienz⁷ beitragen. Keines von diesen Ereignissen wird zur Abschätzung des Untergrundanteils in den Daten verwendet. Damit ist das gemessene Verzweigungsverhältnis von dem in der Simulation verwendeten Wert für das Verzweigungsverhältnis des Signalzerfalls völlig unabhängig. Die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses aus der Anzahl der selektierten Ereignisse wird durch diese Definition jedoch etwas komplizierter und soll im Folgenden hergeleitet werden.

Die Anzahl der Ereignisse N_{s1} , in denen nur ein Tau in drei geladene Pionen zerfällt, berechnet sich aus der Anzahl N_{all} aller erzeugten τ -Ereignisse wie folgt:

$$N_{s1} = 2\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)(1 - \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau)) \cdot N_{\text{all}},$$

denn es gibt in jedem Ereignis zwei Taus. Daneben gibt es noch Ereignisse, bei denen beide Tau's in den Signalzerfall gehen. Ihre Anzahl N_{s2} ergibt sich zu:

$$N_{s2} = (\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau))^2 \cdot N_{\text{all}}.$$

Die Anzahl aller erzeugter Signalereignisse N_s ist damit:

$$N_s = N_{s1} + N_{s2} = \mathcal{B}(2 - \mathcal{B}) \cdot N_{\text{all}}$$

$$\mathcal{B}^* = \frac{N_s}{N_{\text{all}}} = \mathcal{B}(2 - \mathcal{B})$$

Hier ist \mathcal{B}^* der Anteil der Signalereignisse an der Anzahl aller erzeugter Tau-Ereignisse⁸. Zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses \mathcal{B} muss die letzte Gleichung in folgende Form überführt werden:

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = 1 - \sqrt{1 - \mathcal{B}^*} \quad (5.1)$$

Die Größe \mathcal{B}^* wird dabei für Daten auf folgende Weise berechnet:

⁷Durch die Selektionsmethode, bei der Signalereignisse mit einem „tag“-Lepton rekonstruiert werden sollen, ist in der Signaleffizienz auch das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \ell \nu_\tau \nu_\ell)$ enthalten.

⁸Aus technischen Gründen ist es bei *BABAR* im Moment nicht möglich, die Anzahl der in der Simulation generierten Signalereignisse anders zu bestimmen als mit der Gleichung $N_s = N_{s1} + N_{s2} = \mathcal{B}(2 - \mathcal{B}) \cdot N_{\text{all}}$. Hier ist N_{all} die Anzahl aller simulierter $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse und \mathcal{B} das in der Simulation für den Signalzerfall eingestellte Verzweigungsverhältnis.

$$\mathcal{B}^* = \frac{1}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau}} \frac{N_D^{\text{sel}} - \mathcal{L}_D \sum_i (\sigma_i \varepsilon_i^{\text{Bkg}})}{\varepsilon_s} \quad (5.2)$$

Hier sind:

- \mathcal{L}_D : Datenluminosität
- $\sigma_{\tau\tau}$: $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Wirkungsquerschnitt
- N_D^{sel} : Anzahl der selektierten Datenereignisse
- σ_i : Wirkungsquerschnitt der jeweiligen simulierten Ereignisarten ($i \in \mu^+\mu^-$; $\tau^+\tau^-$; $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$; $c\bar{c}$; B^+B^- ; $B^0\bar{B}^0$)
- $\varepsilon_i^{\text{Bkg}}$: Selektionseffizienz von Untergrund-Ereignissen, welche als das Verhältnis der Anzahl der selektierten Ereignisse zu der Anzahl aller in der Simulation generierter Ereignisse für diese Ereignisklasse $\frac{N_i^{\text{sel}}}{N_i^{\text{gen}}}$ definiert ist
- ε_s : Signalselektionseffizienz, die als Verhältnis der Anzahl der selektierten zur Anzahl aller generierter Signalereignisse definiert ist: $\frac{N_s^{\text{sel}}}{N_s^{\text{gen}}}$

In Gleichung 5.2 werden von der Anzahl der selektierten Datenereignisse die korrigierten und luminositätsskalierten Untergrund-Ereignisse subtrahiert und dann durch die Signaleffizienz geteilt. Dieses Zwischenergebnis entspricht der geschätzten Anzahl der Signalereignisse in den Daten. Diese wird anschliessend auf die Anzahl aller $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse normiert, die auf Grund des Wirkungsquerschnitts in den Daten produziert worden sind. Damit ist \mathcal{B}^* hier der Anteil aller selektierten Signalereignisse an der Anzahl aller $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse in Daten.

Die Tabelle 5.6 gibt eine Übersicht über die zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses verwendeten Größen. Hier werden neben Werten für alle Ereignisse auch Werte für „e-tag“ und „mu-tag“ Ereignisse angegeben.

Größe	Alle Ereignisse	„e-tag“	„mu-tag“
Selektierte Datenereignisse N_{data}	291314 ± 540	178906 ± 423	112408 ± 335
Skalierte Untergrund-Ereignisse $\mathcal{L}_D \sum_i (\sigma_i \varepsilon_i^{\text{Bkg}})$	$90903,3 \pm 320,7$	$55536,5 \pm 249,2$	$35366,8 \pm 198,7$
Skalierter τ -Untergrund	$88264,1 \pm 301,1$	$54163,9 \pm 235,9$	$34082,2 \pm 187,1$
Skalierter Untergrund $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau \pi^0$	$76163,1 \pm 279,7$	$45388,4 \pm 216,0$	$30774,7 \pm 177,8$
Signaleffizienz ε_s	$(4.04 \pm 0.01)\%$	$(2.46 \pm 0.01)\%$	$(1.58 \pm 0.01)\%$
Run 3 Datenluminosität \mathcal{L}_D	$(32,28 \pm 0,39) \text{ pb}^{-1}$		
$\tau^+\tau^-$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tau\tau}$	$(0,89 \pm 0,02) \text{ nb}$		

Tabelle 5.6: Übersicht der zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses verwendeten Größen. Für die Datenluminosität \mathcal{L}_D und den $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Wirkungsquerschnitt sind systematische, für andere Größen statistische Fehler angegeben.

Einsetzen dieser Werte in die Gleichung 5.2 liefert das Ergebnis für alle Ereignisse:

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9.04 \pm 0.03_{\text{stat}}) \%$$

Ebenso können die Ergebnisse für Datensätze mit verschiedenen „tag“-Leptonen bestimmt werden:

- „e-tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (9.12 \pm 0.03_{\text{stat}}) \%$
- „ μ -tag“ $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (8.88 \pm 0.04_{\text{stat}}) \%$

Zum Vergleich dieses Ergebnisses mit dem bekannten Wert müssen noch die systematischen Fehler dieser Messung bestimmt werden. Diese werden auf die gleiche Art berechnet wie in Kap. 7.3.2, in dem die Berechnung der Unsicherheiten für den K_s^0 -Kanal ausführlich besprochen wird. Die Beiträge der einzelnen Fehlerquellen (siehe Tabelle 5.7) sind im Vergleichskanal jedoch anders als im K_s^0 -Kanal, da hier der Untergrundanteil etwas geringer ist (vgl. Tab. 5.7 und 7.1). Ferner besitzt der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ mit 86.3 % den größten Anteil am Tau-Untergrund im Vergleichskanal (siehe Tab. 5.6), die Unsicherheit dieses Verzweungsverhältnisses beträgt 1.5 % [3]. Der sich auf Grund dieser Unsicherheit ergebende Beitrag zum gesamten systematischen Fehler ist 0.6 % (Tab. 5.7) und ist damit deutlich kleiner als der Beitrag des π^0 -Untergrunds im K_s^0 -Kanal (Tab. 7.1).

Unter der Berücksichtigung der statistischen und systematischen Unsicherheiten aus Tabelle 5.7 folgt das Ergebnis:

- „e-tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9,12 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 0,36_{\text{syst}}) \%$
- „ μ -tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (8,88 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,36_{\text{syst}}) \%$
- Alle Ereignisse: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau) = (9,04 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 0,35_{\text{syst}}) \%$

Zusammen mit den statistischen und systematischen Fehler kann das gemessene Verzweungsverhältnis nun mit dem bekannten Wert verglichen werden. Dieser beträgt im PDG 2006: $\mathcal{B} = (9.02 \pm 0.08) \%$ [3]. Damit stimmt das in dieser Arbeit gemessene Verzweungsverhältnis innerhalb von 1σ mit dem PDG-Wert überein. Die systematische Korrektheit der Analyse wird somit als bestätigt angesehen und kann daher zur Messung des Verzweungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)$ verwendet werden.

Es soll noch bemerkt werden, dass der Unterschied zwischen „e-tag“ und „ μ -tag“ Ereignisses zwar innerhalb der Fehler liegt, allerdings sind die systematischen Fehler der beiden Ereignisklassen zum größten Teil korreliert. Dieser Effekt konnte im Rahmen der Diplomarbeit jedoch nicht näher untersucht werden.

Fehlerquelle	Alle Ereignisse	„e-tag“	„ μ -tag“
Relative statistische Fehler			
Anzahl der Datenereignisse N_{data}	0,28 %	0,36 %	0,45 %
Relative systematische Fehler			
Datenluminosität und der $\tau\tau$ - Wirkungsquerschnitt $\Delta(\mathcal{L}_D\sigma_{\tau\tau})$	3,5 %	3,5 %	3,5 %
Signaleffizienz $\Delta\varepsilon_s$	0,23 %	0,30 %	0,37 %
Untergrundeffizienzen $\Delta\varepsilon_i$	0,16 %	0,20 %	0,26 %
Verzw.-Verhältnisse der Unter- grundkanäle $\Delta\mathcal{B}_j$	0,61 %	0,60 %	0,61 %
Spurrekonstruktionseffizienz $\Delta\eta_{\text{tracking}}$	1,6 %	1,6 %	1,6 %
Teilchen-ID-Effizienzen $\Delta\eta_{\text{PID}}$	0,5 %	0,6 %	0,8 %
Gesamter stat. Fehler	0,3 %	0,4 %	0,5 %
Gesamter sys. Fehler	3,9 %	4,0 %	4,0 %

Tabelle 5.7: Übersicht über die Beiträge zum statistischen und systematischen relativen Fehler für die Referenzmessung.

Kapitel 6

Analyse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi_b^- \nu_\tau$

Im vorherigen Kapitel wurden die in dieser Arbeit entwickelten Methoden und Selektionsverfahren am Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ überprüft. In diesem Kapitel werden sie benutzt, um das Verzweigungsverhältnis des primär interessanten Zerfalls $\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ zu messen. Dafür werden gemessene und simulierte Datensätze aus Runperiode 3 verwendet. Da die übrigen Selektionskriterien zu denen im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ weitgehend identisch sind, wird im Folgenden nur auf die Selektionen von K_s^0 genauer eingegangen.

6.1 Signalselektion

Die Vorselektion und die Ereigniseselektion erfolgen genauso wie für den Vergleichskanal (Kap. 5.1, 5.2).

6.1.1 Darstellungsform von Verteilungen

Die allgemeine Darstellungsform der folgenden Verteilungen bleibt gegenüber dem Vergleichskanal gleich. Die simulierten Ereignisse sind dabei mit den Teilchenidentifikations- und K_s^0 -Rekonstruktionseffizienz-Korrekturen gewichtet und auf die Datenluminosität normiert (vgl Kap. 2.3.2). Die Signalereignisse werden mit dem in Kap. 7 gemessenen Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)_{\text{new}}$ skaliert, indem sie mit dem Faktor $\eta_{BF} = \frac{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)_{\text{new}}}{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)_{\text{MC}}}$ gewichtet werden, wobei $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)_{\text{MC}} = 0.90\%$ das in der Simulation eingestellte Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall ist.

In K_s^0 -Kanal sind andere Tau-Untergründe wichtig im Vergleich zum 3π -Kanal, daher ist die Farbgebung in den Histogrammen anders, siehe Abb. 6.1. Diese ist folgendermaßen aufgeteilt:

- 1: Signalereignisse

- 2: Signalereignisse, in denen das K_s^0 aus Teilchen rekonstruiert wird, die nicht als K_s^0 -Zerfallspionen generiert wurden.
- 3: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e$, $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$
- 4: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\tau \nu_e$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
- 5: Tau-Untergrund $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$
- 6 - 7: Hadronische Tau-Untergründe mit einem Lepton auf der tag-Seite: $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell$, $\tau^- \rightarrow n h \nu_\tau$, ($n \geq 1$). Zu diesen zählen aber nicht Ereignisse der Art 8 - 10.
- 8: Ereignisse, in denen der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ simuliert wurde.
- 9: Ereignisse, in denen der Zerfall $\tau^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ simuliert wurde.
- 10: Ereignisse, in denen der Zerfall $\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau \pi^0$ simuliert wurde.
- 11: Hadronische Tau-Zerfälle auf beiden Seiten, abgesehen von Signalereignissen und Ereignissen der Art 8 - 10: $\tau^- \rightarrow n h \nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow n h \bar{\nu}_\tau$, ($n \geq 1, h =$ Hadronen)
- 12: $e^+ e^- \rightarrow u \bar{u}, d \bar{d}, s \bar{s}$
- 13: $e^+ e^- \rightarrow c \bar{c}$
- 14: $e^+ e^- \rightarrow B^+ B^-$
- 15: $e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$
- 16: $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

6.1.2 Selektion der K_s^0 -Kandidaten

Um in dieser Analyse K_s^0 -Zerfälle selektieren zu können, müssen zuerst die K_s^0 -Kandidaten identifiziert werden. Hierfür werden folgende zusätzliche Kriterien verlangt:

- Die Rekonstruktion der K_s^0 -Kandidaten geschieht durch Bestimmen eines gemeinsamen Vertex zwei beliebiger entgegengesetzt geladener Spuren, wobei ihre invariante Masse vom bekannten Wert von $M_{K_s^0} = 497.6 \text{ MeV}$ [3] um weniger als 25 MeV abweichen darf, wenn man für diese Teilchen die Pionmasse voraussetzt. Diese Teilchen werden im Folgenden als Tochterteilchen (oder Töchter) des K_s^0 bezeichnet. Es sollen hier die Ereignisse selektiert werden, die genau einen K_s^0 -Kandidaten enthalten. Wie man an der Abb 6.2 sieht, wird so ein großer Teil des simulierten Tau-Untergrunds unterdrückt.

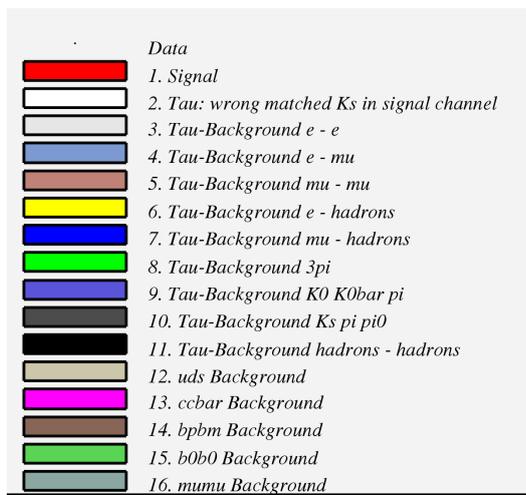
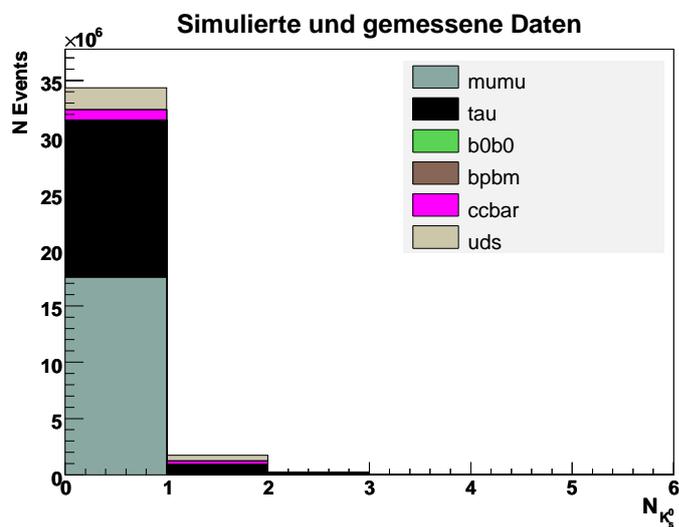


Abbildung 6.1: Aufschlüsselung der Farbgebung für Monte-Carlo Verteilungen im K_s^0 -Kanal.

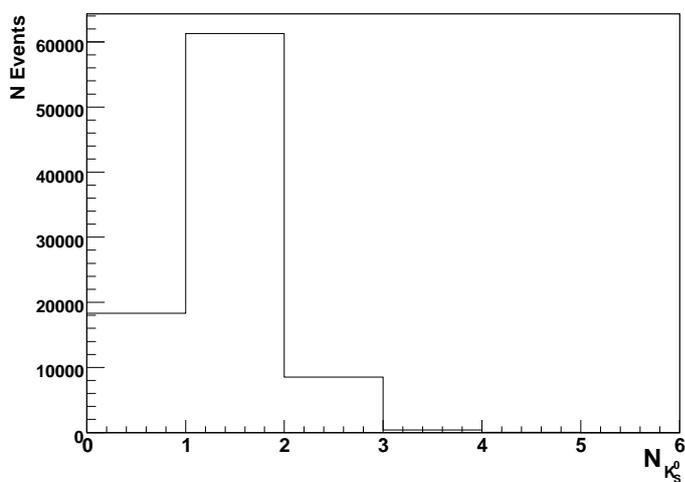
- Um den Anteil des kombinatorischen Untergrunds zu reduzieren, sollen sich die Tochterteilchen des K_s^0 beide auf der Hadronseite der Ereignistopologie befinden.
- Die Kriterien der Pionidentifikation sollen von der Spur auf der Hadronseite erfüllt werden, die nicht zu den Töchtern des K_s^0 gehört (Vgl 5.2). Dieses Teilchen wurde in Kap. 3.4 als „bachelor pion“ π_b eingeführt.

Die Kriterien für rekonstruierte K_s^0 müssen verschärft werden, um die K_s^0 aus dem Signalzerfall besser von K_s^0 aus dem kombinatorischen Untergrund, der K_s^0 simuliert, zu trennen. Dazu werden folgende Selektionen verwendet:

- Der minimale Abstand der beiden K_s^0 -Tochterteilchen soll kleiner sein als 3mm: $\Delta_{\text{sep}} < 3\text{mm}$ (Abb. 6.3). Man sieht in der Verteilung deutlich, dass das Verhältnis von Signal zum Untergrund in diesem Bereich besonders groß ist.
- Die dreidimensionale Zerfallslänge des K_s^0 soll größer als 4.5cm sein: $L_{\text{xyz}} > 4.5\text{cm}$. Diese ist definiert als der Abstand zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Zerfallsort des K_s^0 . Diese Selektion ist vor allem gegen den $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ Untergrund wirksam, denn in dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ kommen alle drei Pionen vom Wechselwirkungspunkt, daher hat ein aus diesen Pionen zusammengesetztes K_s^0 in der Regel eine sehr kleine Zerfallslänge (Abb. 6.4). Es soll außerdem der Einfluß von Effekten wie der Konversion von Photonen im Strahlrohr oder der Variation der Position des Wechselwirkungspunktes in Daten verringert werden, weil ihre Beschreibung durch die Simulation unzureichend ist (siehe auch Abb. 6.12).

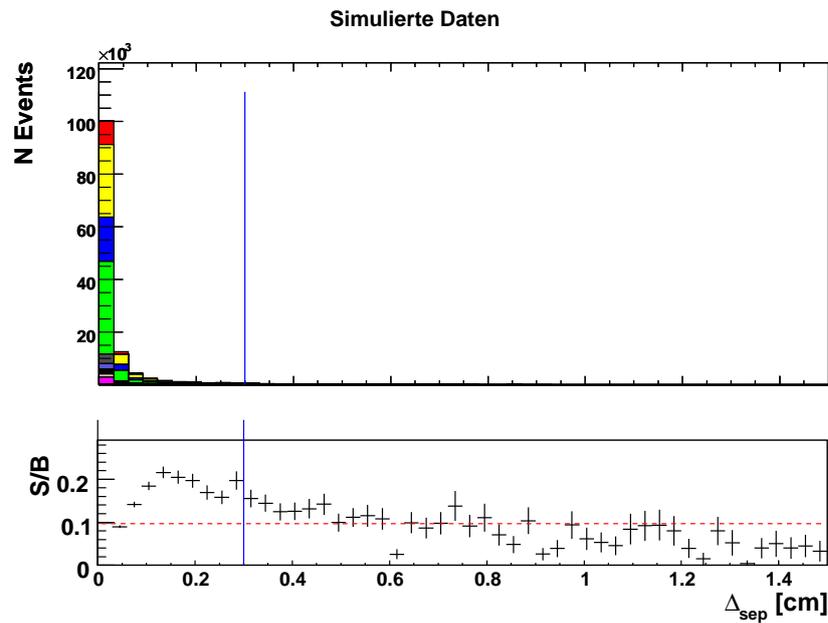


(a) Untergrundereignisse

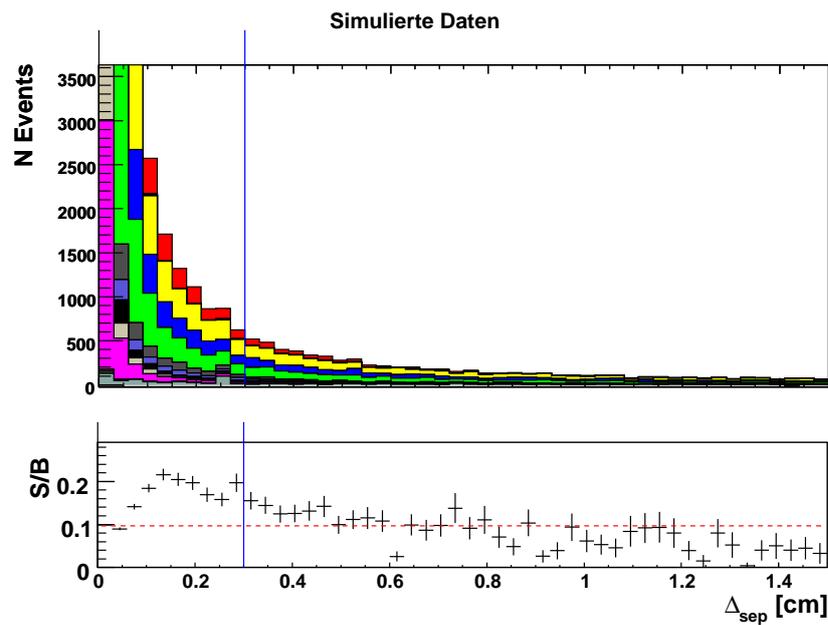


(b) Signalereignisse

Abbildung 6.2: Anzahl der K_s^0 in simulierten Ereignissen nach der Vorselektion für a) Untergrundereignisse, b) Signalereignisse.

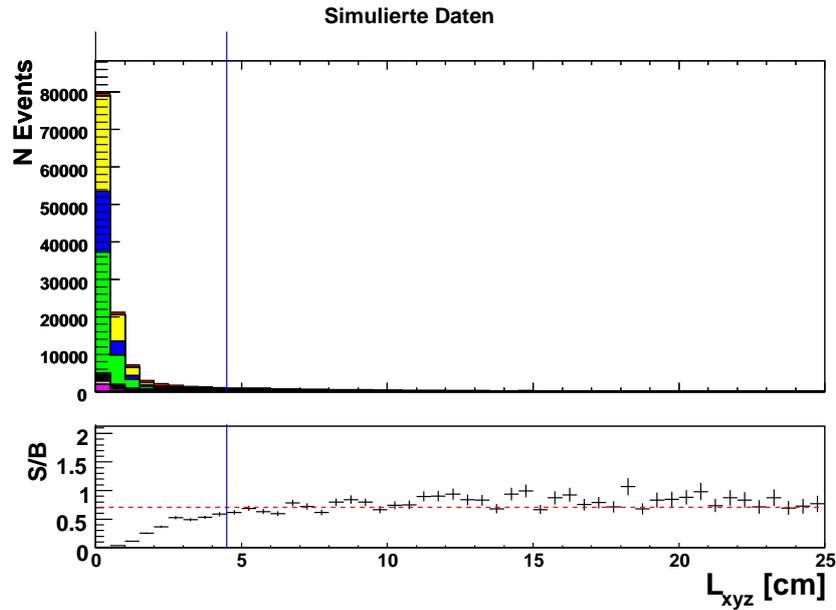


(a) Normale Ansicht

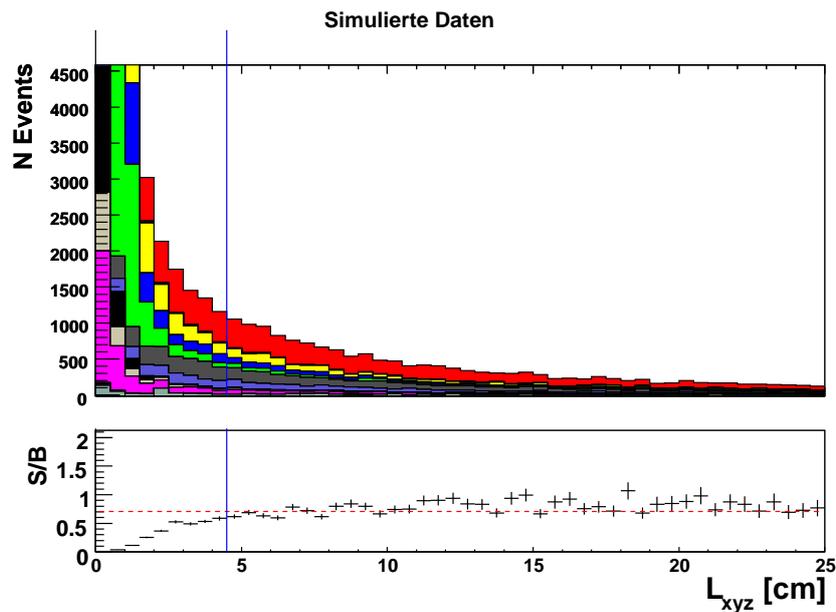


(b) Schnittregion vergrößert

Abbildung 6.3: Verteilung der Δ_{sep} -Variablen in simulierten Daten. Gleichzeitig wird das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Es ist deutlich zu sehen, dass das Verhältnis von Signal zum Untergrund im Bereich kleiner Δ_{sep} besonders groß ist.



(a) Normale Ansicht



(b) Selektionsregion vergrößert

Abbildung 6.4: Verteilung der L_{xyz} -Variablen in simulierten Daten. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Für kleine Werte von L_{xyz} ist das Verhältnis von Signal zum Untergrund sehr klein, in diesem Bereich ist der Untergrund von $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ Ereignissen dominiert.

6.1.3 Effizienzkorrekturen für die K_s -Rekonstruktion

Die Rekonstruktion von K_s^0 -Kandidaten aus zwei entgegengesetzt geladenen Spuren hat unterschiedliche Effizienzen bei gemessenen und simulierten Daten. Auch hier sind deshalb Korrekturen erforderlich, um die Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation zu verringern [33]. Diese Korrekturen sind vom transversalen Impuls, Polarwinkel und der auf die xy-Ebene projizierten Fluglänge L_{xy} des rekonstruierten K_s^0 abhängig. Da es ab einer Fluglänge von $L_{xy} > 40$ cm nur noch ganz wenige K_s^0 gibt (Mittlere Zerfallslänge: $c\tau_{K_s^0} = 2,68$ cm), ist es nicht mehr möglich, den Effizienzunterschied in Daten und Simulation zu bestimmen. Daher sind die angewendeten Korrekturen nur bis $L_{xy} = 40$ cm gültig [34]. Ereignisse mit $L_{xy} > 40$ cm werden daher verworfen.

Eine Verteilung typischer Werte für K_s^0 -Korrekturen kann in Abb. 6.5 betrachtet werden. Wie hier zu sehen ist, liegt der Mittelwert dieser Verteilung nahe 1 (vgl. Tabelle 6.4).

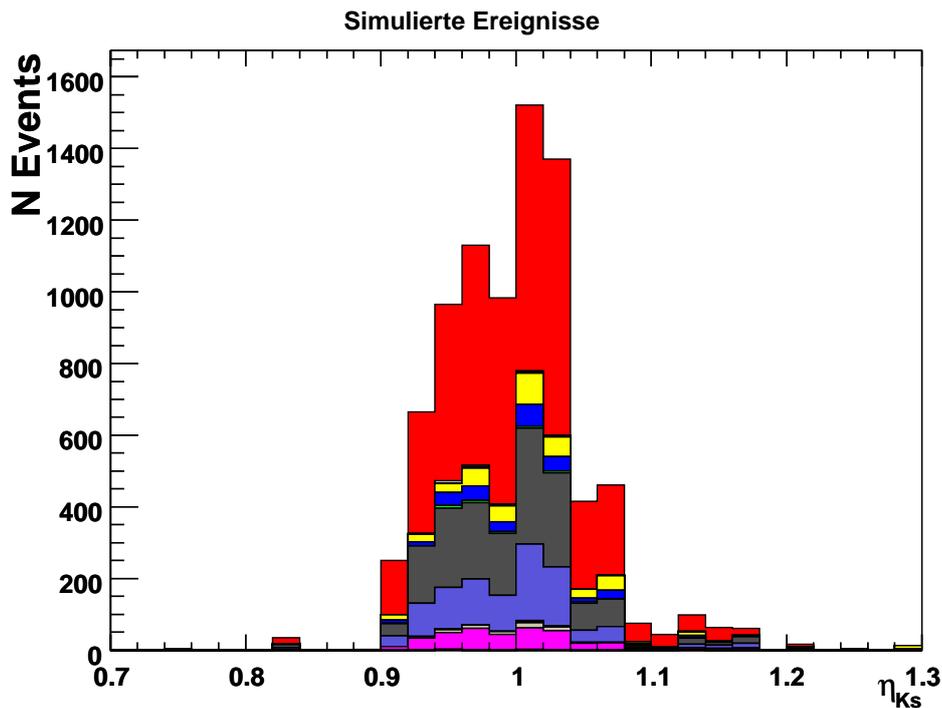


Abbildung 6.5: Verteilung der typischen Werte für K_s^0 -Effizienzkorrekturen $\eta_{K_s^0}$ für einen Satz simulierter Run3 Ereignisse. Es ist gut zu sehen, dass der Mittelwert der Verteilung nahe dem Wert 1 liegt.

6.1.4 Reinheit der K_s^0 -Rekonstruktion

Nachdem alle Selektionskriterien, die K_s^0 -Kandidaten identifizieren, vorgestellt wurden, soll hier ihre Wirkung auf simulierte Tau-Ereignissen kurz zusammengefasst werden. Nach der Vorselektion gibt es in simulierten Tau-Ereignissen 1.124.114 K_s^0 -Kandidaten (siehe Tab. 6.1). Die zugehörige K_s^0 -Massenverteilung ist in Abb. 6.6 a) dargestellt. Hier muss nochmal erwähnt werden, dass die äußeren Kanten in der Massenverteilung durch die Forderung zustande kommen, dass der rekonstruierte K_s^0 -Kandidat eine Masse aufweisen muss, die von der nominalen K_s^0 -Masse um weniger als 25 MeV abweicht (siehe Abschnitt 6.1.2). Es ist zu sehen, dass nach der Vorselektion die meisten K_s^0 -Kandidaten durch kombinatorischen Untergrund zustande kommen, ihr Anteil liegt bei 87,5 % (Tabelle 6.1). Nach Anwendung der Ereignisselektion und den K_s^0 -Rekonstruktionskriterien besteht die Massenverteilung nun zum größten Teil aus richtig rekonstruierten K_s^0 (Abb. 6.6, b)). Ihre Massenauflösung wurde mit einem Gauß-Fit bestimmt und beträgt $\Delta m_{K_s^0} = 2,2$ MeV. Besonders bemerkenswert ist der Anteil richtig rekonstruierter K_s^0 im Signalkanal, dieser beträgt 99,2 %. Der Anteil richtig rekonstruierter K_s^0 im Tau-Untergrund liegt bei 81,2 %.

	Signalereignisse	Tau-Untergrund
Anzahl der K_s^0 -Kandidaten nach der Vorselektion	1.124.114	
Anteil richtig rekonstruierter K_s^0 -Kandidaten	12,5 %	
Anzahl der K_s^0 -Kandidaten nach Ereignisselektion und K_s^0 -Rekonstruktion	4257	3247
Anteil echter K_s^0	99,2 %	81,2 %

Tabelle 6.1: Anzahl der K_s^0 nach der Vorselektion und nach der K_s^0 -Rekonstruktion sowie der Anteil richtig rekonstruierter K_s^0 in simulierten Ereignissen. Vor der K_s^0 -Selektion kann die Anzahl der K_s^0 aus technischen Gründen nicht separat für Signal- und Untergrundereignisse bestimmt werden und wird daher für alle simulierten Tau-Ereignisse angegeben.

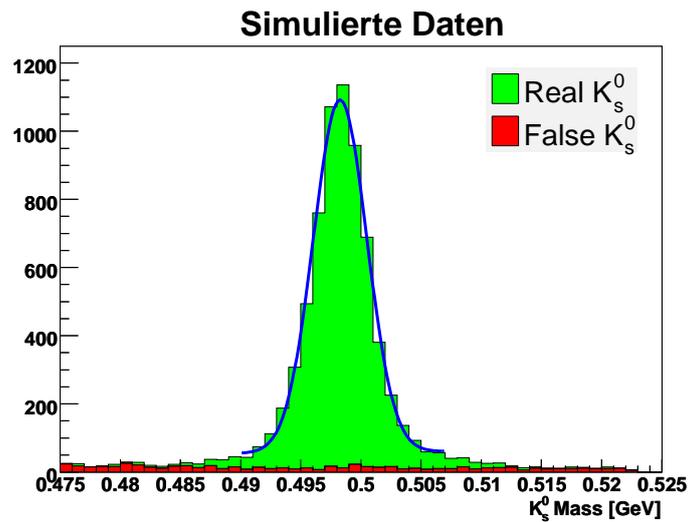
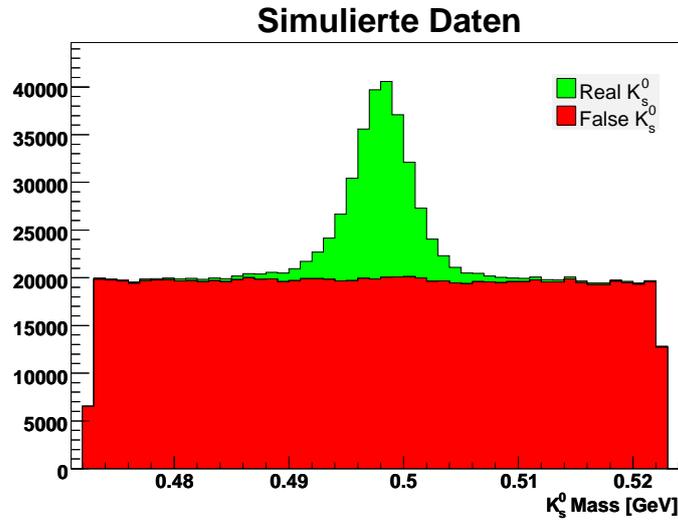


Abbildung 6.6: Massenverteilung für K_s^0 -Kandidaten in simulierten Daten a) nach der Vorselektion, b) nach der Ereignis- und K_s^0 -Selektion. Blau ist die Gauß-Fitfunktion eingezeichnet. Vor der K_s^0 -Selektion besteht die Massenverteilung hauptsächlich aus K_s^0 aus dem kombinatorischen Untergrund. Nach der K_s^0 -Selektion gibt es nur noch sehr wenige K_s^0 aus dem kombinatorischen Untergrund, von denen fast alle aus dem Tau-Untergrund kommen (Vgl. Tabelle 6.1). Die Massenauflösung der richtig rekonstruierten K_s^0 wurde mit einem Gauß-Fit zu $\Delta m_{K_s^0} = 2,2 \text{ MeV}$ bestimmt.

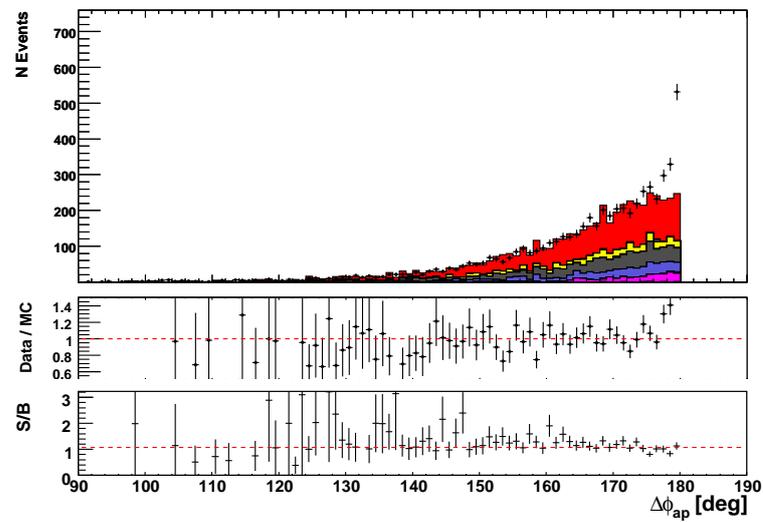
6.1.5 Behandlung des Bhabha-Untergrunds

Für die Behandlung des Bhabha-Untergrunds im K_S^0 -Kanal werden die Selektionskriterien verwendet, die für den Vergleichskanal entwickelt wurden (Kap. 5.4).

An der Akoplanaritätsverteilung (Abb. 6.7), die ohne Schmitte gegen den Bhabha-Untergrund erstellt wurde, sieht man eindeutig, dass der Bhabha-Untergrund auch im K_S^0 -Kanal ein Problem darstellt. Wie schon im Vergleichskanal, ist hier ein Datenüberschuss bei großen Werten des Akoplanaritätswinkels $\Delta\phi_{ap}$ zu sehen. Ebenfalls wie im Vergleichskanal beschränkt sich der Datenüberschuss nahezu komplett auf Ereignisse, bei denen auf der Leptonseite ein Elektron rekonstruiert wurde. Der Peak in „ μ -tag“ Ereignissen ist wie in der Referenzmessung durch die $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Simulation beschrieben. Allerdings ist der Datenüberschuss nicht so stark ausgeprägt wie im Vergleichskanal (Kap. 5.4). Das liegt daran, dass bereits durch die Forderung eines K_S^0 -Kandidaten ein großer Teil des Bhabha-Untergrunds verworfen wird.

Die Anwendung der in der Analyse des Vergleichskanals entwickelten Anti-Bhabha-Selektionen, abgesehen von der Pionidentifikation, (siehe Abb. 6.8 und 6.9) eliminiert den sichtbaren Bhabha-Untergrund, wie man an der Akoplanaritätsverteilung (Abb. 6.10) deutlich sehen kann. Weitere Anti-Bhabha-Selektionen sind nicht mehr notwendig.

Gemessene und simulierte Daten



(a) „e-tag“

Gemessene und simulierte Daten

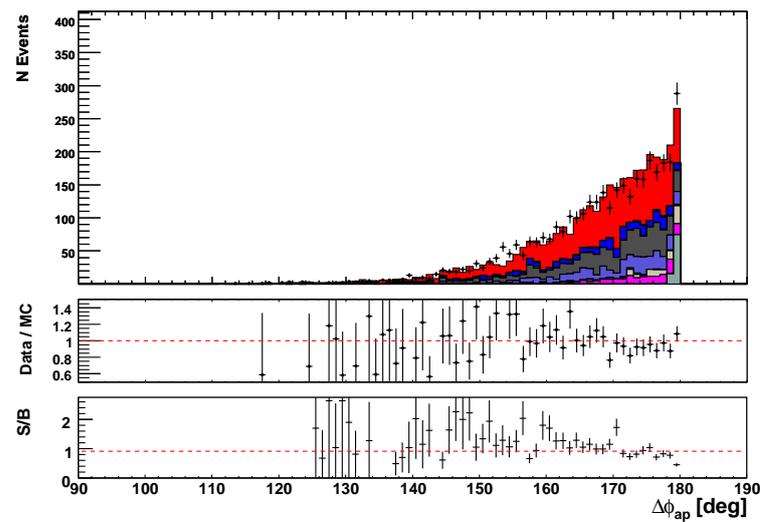
(b) „ μ -tag“

Abbildung 6.7: Verteilung des Akoplanaritätswinkels $\Delta\phi_{ap}$ für Ereignisse mit einem rekonstruierten Elektron (oben) bzw. einem Myon (unten) auf der Leptonenseite. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Bei Ereignissen mit einem rekonstruierten Elektron sieht man deutlich den Datenüberschuss bei großen Werten von $\Delta\phi_{ap}$.

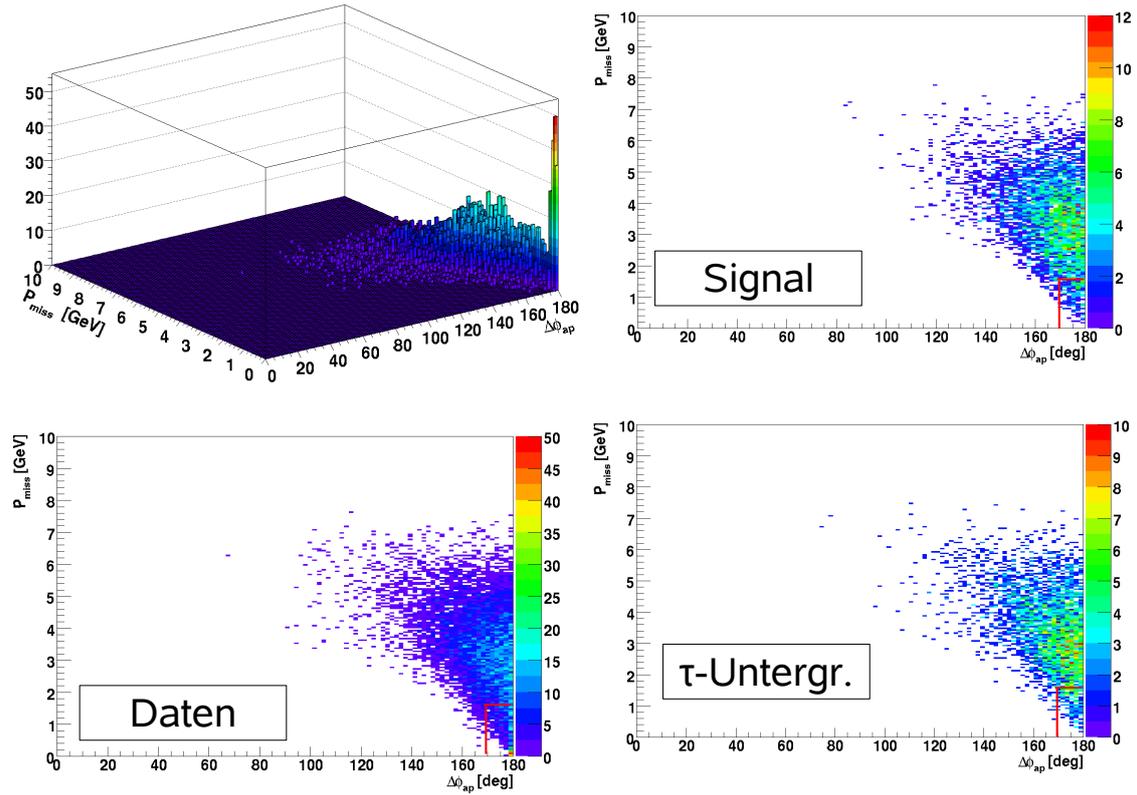


Abbildung 6.8: Verteilung von \vec{p}_{miss} gegen $\Delta\phi_{ap}$ für Daten (oben und unten links), Signal (oben rechts) und Tau-Untergrund (unten rechts). Der Peak in den Daten für große Werte von $\Delta\phi_{ap}$ bei gleichzeitig sehr kleinen \vec{p}_{miss} ist vor allem in der dreidimensionalen Verteilung (oben links) gut zu sehen. Der zweidimensionale Schnitt wird durch die roten Markierungen dargestellt.

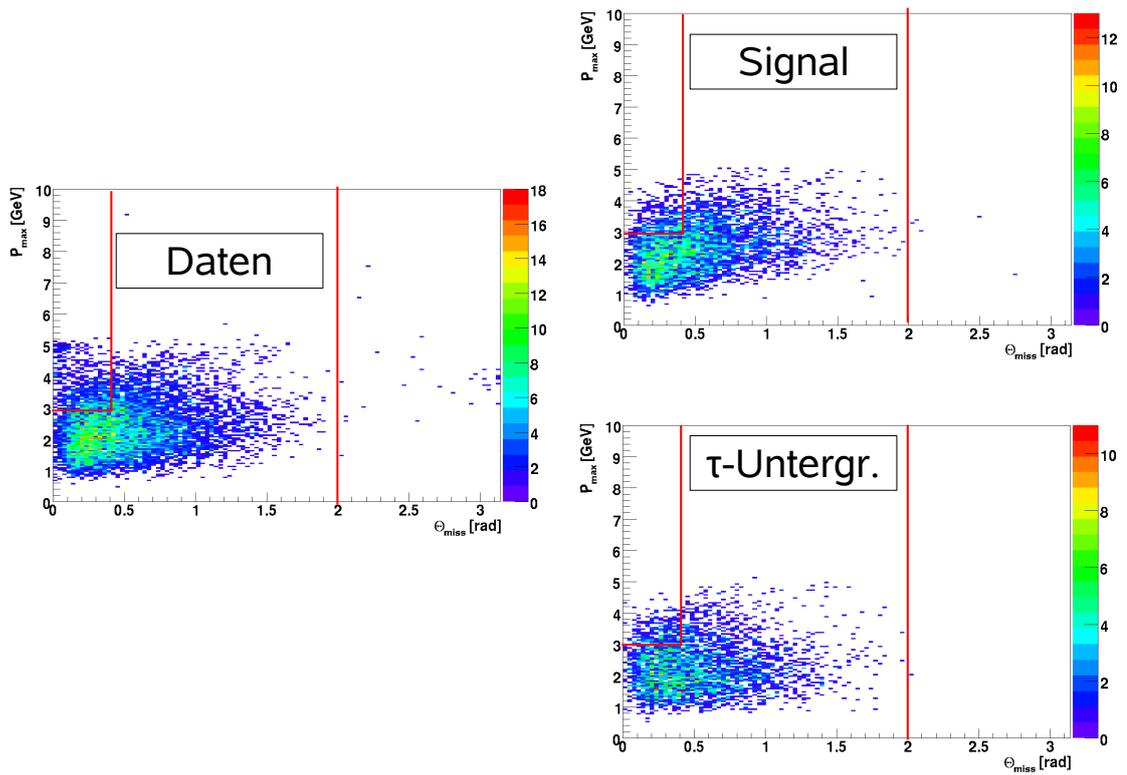


Abbildung 6.9: Verteilung von p_{\max}^* gegen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ für Daten (links), Signal (oben rechts) und Tau-Untergrund (unten rechts). Der zweidimensionale Schnitt wird durch die roten Markierungen dargestellt. Der Datenüberschuss ist vor allem bei sehr kleinen $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ und $p_{\max}^* \approx 5$ GeV sichtbar.

Gemessene und simulierte Daten

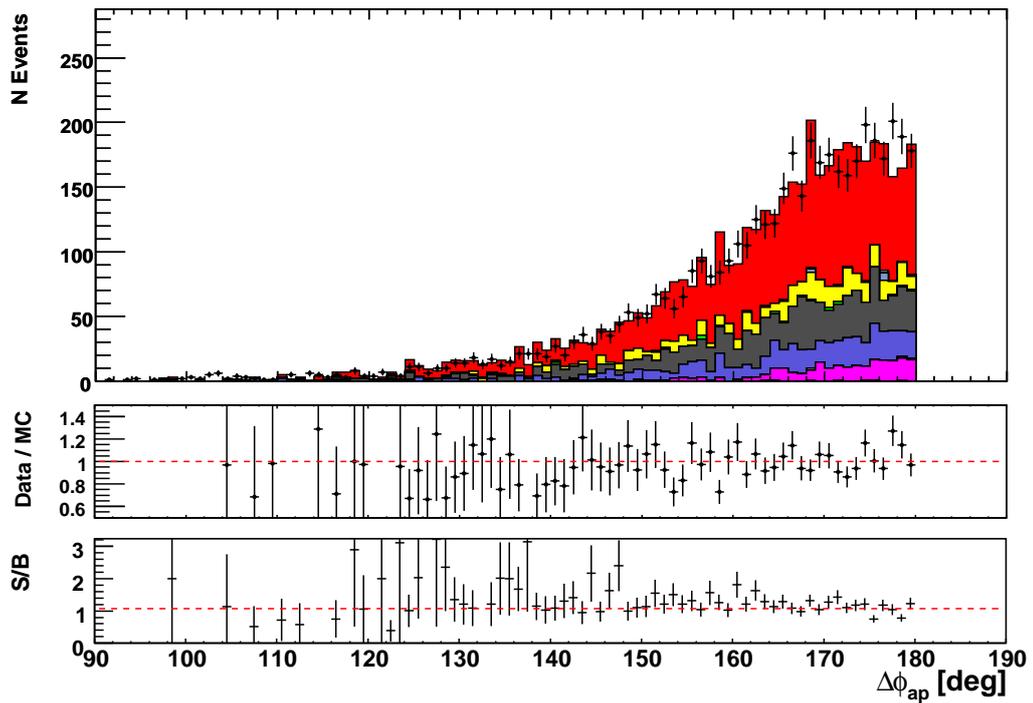


Abbildung 6.10: Akoplanaritätswinkelverteilung für „e-tag“ nach allen Schnitten. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Es ist kein signifikanter Datenüberschuss mehr festzustellen.

6.2 Wirkung der Schnitte

6.2.1 Vergleich der „Schnitteffizienzen“ in Daten und Simulation

Die Wirkung der gewählten Selektionen kann an der Tabelle 6.2 nochmals quantitativ nachvollzogen werden. In dieser Tabelle sind die Anzahl der Ereignisse nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien und die Effizienzen dieser Schnitte¹ eingetragen. Wie in der Referenzmessung werden die simulierten Tau-Ereignisse in Signal und Untergrund aufgeteilt, was zur Verdeutlichung der Wirkung der Schnitte gegen simulierte Untergründe beiträgt.

Tabelle 6.3 zeigt die Effizienzen der auf kinematischen Verteilungen basierenden Schnitte für den Fall, dass alle anderen Selektionskriterien schon vorher angewendet wurden (Vgl. 5.5).

¹„Schnitteffizienzen“ sind nur für Daten und Tau-Simulation angegeben, da andere Untergründe vernachlässigbar sind (siehe Tab. 6.2)

Selektion	Daten		$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$		τ^- -Untergrund		Simulation					
	N_{events}	ϵ (%)	N_{events}	ϵ (%)	N_{events}	ϵ (%)	$\mu^+ \mu^-$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	N_{events}	$c\bar{c}$	$B^+ B^-$	$B^0 \bar{B}^0$
Alle Ereignisse	486.797.780		172531		27.815.469		35.232.000	66.894.000	78.316.000	47.102.000	50.556.000	
τ^- -Vor Selektion	68.476.726	14,1	88510	51,3	14.908.568	53,6	21.460.667	2.571.272	1.359.186	22057	21896	
$N_{chargedTracks} = 4$	8.829.321	12,9	57880	65,4	3.678.987	24,7	206737	962303	423399	6612	5896	
1-3 Topologie	8.006.476	90,7	56212	97,1	3.514.450	95,5	176375	829183	368970	5469	4835	
Anzahl $K_s^0 N_{K_s^0}$	998957	12,5	45834	81,5	516853	14,7	4197	141477	74016	772	848	
K_s^0 -Töchter auf der Hadronseite	945492	94,6	45791	99,9	495603	95,9	4134	128709	67440	697	763	
Leptonselektion	304372	32,2	15716	34,3	166958	33,7	2868	3741	12916	242	286	
Pionselektion	178718	58,7	13897	88,4	131225	78,6	901	2671	9084	147	168	
Ladungserhaltung	169216	94,7	13850	99,7	129419	98,6	839	2277	8496	111	132	
Aktives Detektorvolumen	97944	57,9	8998	65,0	82941	64,1	400	1041	4975	74	82	
L_{xy}	97434	99,5	8942	99,4	82535	99,5	392	1026	4945	74	82	
Δ_{sep}	90868	93,3	8365	93,4	78235	94,7	214	963	4657	69	74	
L_{xyz}	9194	10,1	4835	57,8	3776	4,8	76	142	867	12	11	
$p_{miss} > 1,5 \text{ GeV}$ oder $\Delta\phi_{aco} < 170^\circ$	8281	90,1	4575	94,6	3525	93,4	10	62	710	9	6	
$\phi_{had} < 2 \text{ rad}$	8245	99,6	4568	99,8	3523	99,9	10	62	709	9	6	
$\phi_{had} > 0,4 \text{ rad}$ oder $p_{max}^* < 3 \text{ GeV}$	7526	91,3	4257	93,2	3247	92,2	1	61	697	9	6	

Tabelle 6.2: Übersicht über die Zahl der Ereignisse nach den verschiedenen Selektionsschnitten. Für gemessene Daten, simuliertes Signal und Tau-Untergrund sind auch die „Schnitteffizienzen“ angegeben. Die Reihenfolge der Schritte hier entspricht der Reihenfolge in der Analyse.

Schnitt	Daten				Simulation					
	N_{events}^{before}		N_{events}^{after}		$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$			τ^- -Untergrund		
	N_{events}^{before}	ϵ (%)	N_{events}^{after}	ϵ (%)	N_{events}^{before}	N_{events}^{after}	ϵ (%)	N_{events}^{before}	N_{events}^{after}	ϵ (%)
Aktives Detektorvolumen	11752	64,0	7526	64,0	6337	4257	67,2	4817	3247	67,4
Δ_{sep}	9766	77,1	7526	77,1	4704	4257	90,5	4809	3247	67,5
L_{xyz}	77593	9,7	7526	9,7	7464	4257	57,0	68389	3247	4,7
$\vec{p}_{miss} > 1.5 \text{ GeV}$ oder $\Delta\phi_{aco} < 170^\circ$	8131	92,6	7526	92,6	4451	4257	95,6	3447	3247	94,2
$\theta_{lab}^{miss} < 2 \text{ rad}$	7562	99,5	7526	99,5	4264	4257	99,8	3249	3247	99,9
$\theta_{lab}^{miss} > 0.4 \text{ rad}$ oder $p_{max}^* < 3 \text{ GeV}$	8245	91,3	7526	91,3	4568	4257	93,2	3523	3247	92,2

Tabelle 6.3: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse vor und nach den gewählten Selektionen (nach den Ereignisselektionskriterien), wobei alle anderen Schritte schon davor angewandt wurden. Für jeden Schnitt sind außerdem noch die „Schnitteffizienzen“ angegeben.

6.2.2 Korrekturen

Die Mittelwerte der verwendeten Lepton- und Pionkorrekturen sind in etwa gleich den Mittelwerten in Kap. 5.5.2 (Tabelle 6.4). Der Mittelwert der K_s^0 -Korrekturen liegt hier, wie bereits in Abschnitt 6.1.3 besprochen, ebenfalls sehr nah bei 1.

Korrektur	Mittelwert $\langle \eta_{PID} \rangle$	
	„e-tag“	„ μ -tag“
Lepton	1,010	0,830
Pion	0,989	0,984
K_s^0	0,996	0,995
Produkt der Mittelwerte	0,995	0,813

Tabelle 6.4: Mittelwerte der angewandten Korrekturen im K_s^0 -Kanal. Die Korrekturen der *muMicroTight*-Kriterien liegen im Gegensatz zu anderen Korrekturen deutlich unter 1 (vgl. Kap. 4.4).

6.2.3 Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation

In diesem Abschnitt soll die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation diskutiert werden. Dazu werden zuerst Verteilungen von kinematische Schnittvariablen gezeigt, die gegen simulierte Untergründe wirken sollen (vgl. Kap. 5.5.3). An den Abb. 6.11 und 6.12 läßt sich die Beschreibung der Verteilungen der Schnittvariablen Δ_{sep} und L_{xyz} durch die Simulation untersuchen. Diese ist für beide Verteilungen in der Schnittregion zufriedenstellend.

Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Daten nach Anwendung aller Selektionskriterien läßt sich an der Abb. 6.13 studieren. In der Abb. 6.13 ist die Massenverteilung der K_s^0 -Kandidaten und die Verteilung des Polarwinkels θ_{lep} des rekonstruierten Leptons nach allen Schnitten zu sehen. Es kann festgestellt werden, dass die Form der Verteilungen in Daten und Simulation gut übereinstimmen, allerdings ist die K_s^0 -Massenverteilung in gemessenen Daten etwas zu kleineren Massen hin verschoben. Dieser Effekt ist in der *BABAR*-Kollaboration bekannt [35] und hat auf die Ergebnisse dieser Analyse keine Auswirkungen. Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Daten ist in der Verteilung von θ_{lep} absolut zufriedenstellend.

6.3 Weitere untersuchte Selektionsvariablen

Im Laufe der vorliegenden Diplomarbeit wurden, abgesehen von den oben beschriebenen, letztendlich ausgewählten Selektionen, noch weitere Selektionskrite-

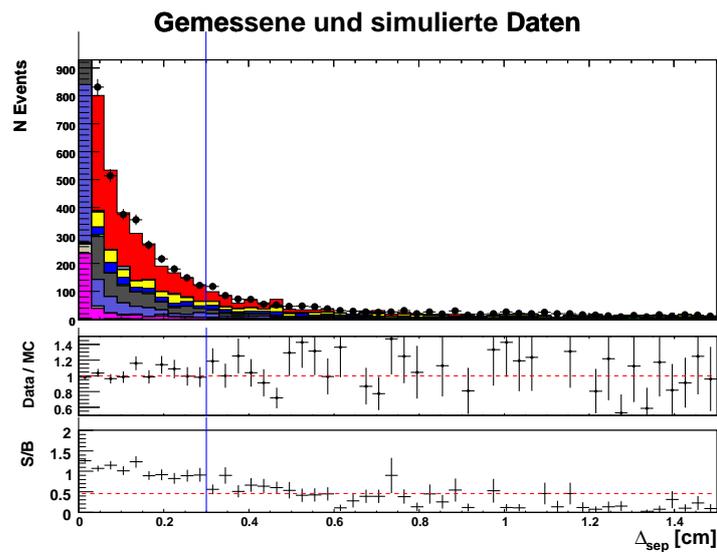
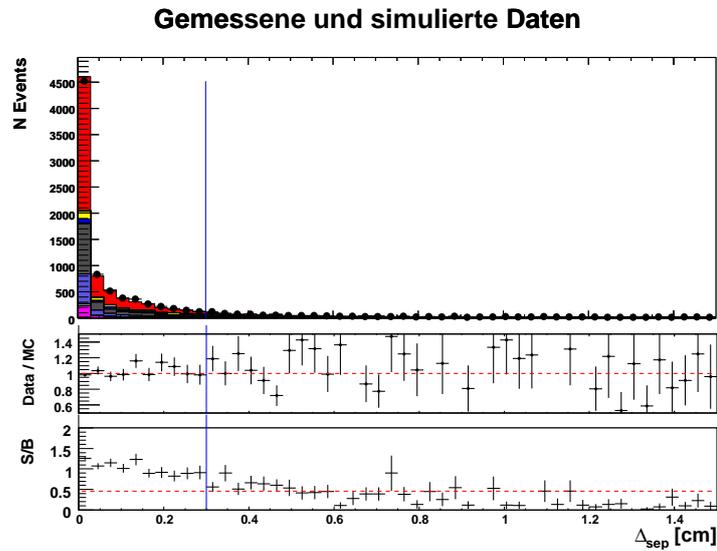


Abbildung 6.11: Verteilung der Δ_{sep} -Variablen für Daten und Simulation nach allen Selektionen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Die Beschreibung der Variablen durch die Simulation ist zufriedenstellend.

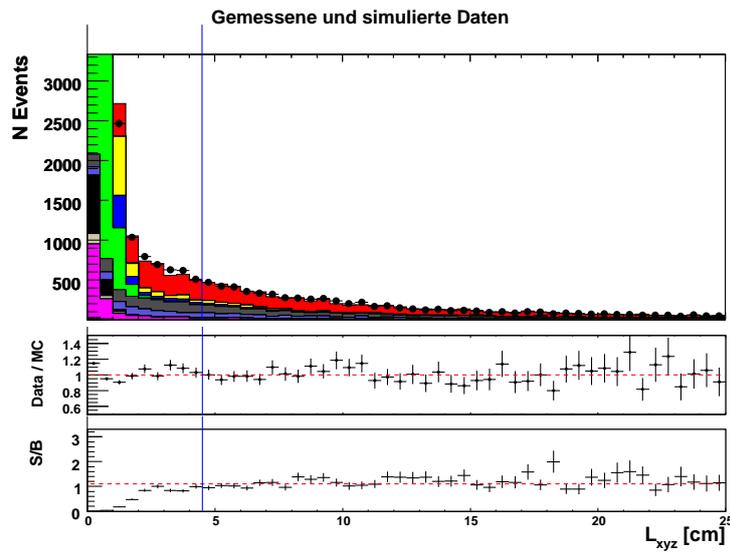
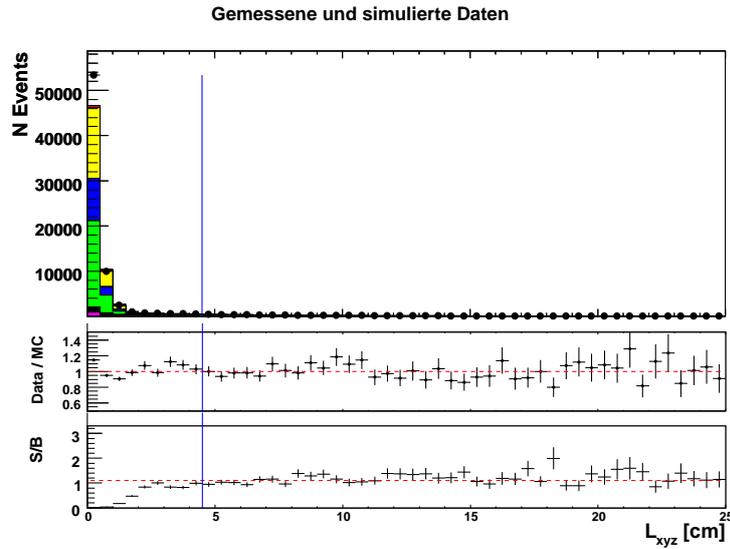


Abbildung 6.12: Verteilung von L_{xyz} nach der Anwendung aller anderen Kriterien für Daten und Simulation. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Die Beschreibung der Selektionsvariablen durch die Simulation ist im Selektionsbereich zufriedenstellend. Der Datenüberschuss bei kleinen L_{xyz} kann seine Ursachen in fehlender Beschreibung der Photonenkonversion im Strahlrohr durch die Simulation haben. Ferner ist die Variation des Wechselwirkungspunktes, die in Daten vorliegt, in der Simulation nicht enthalten.

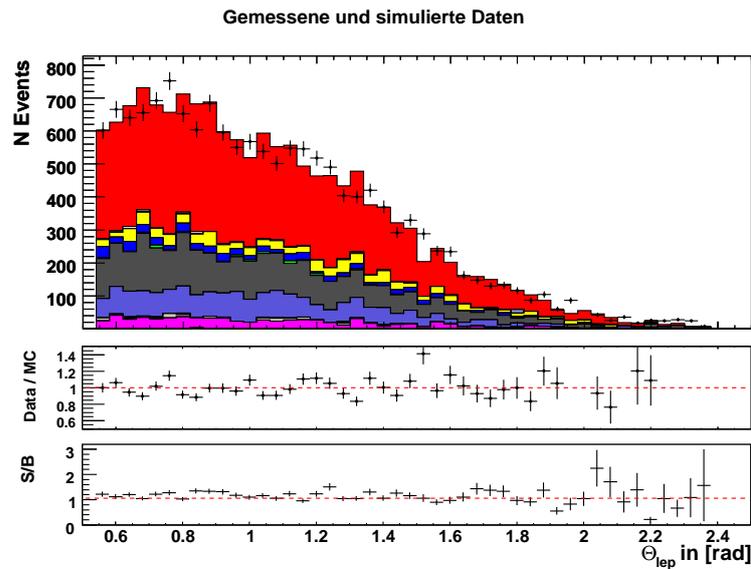
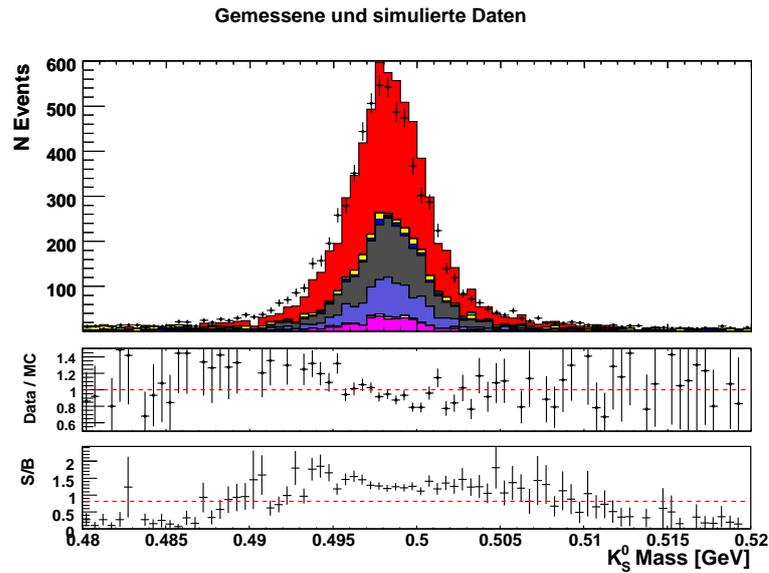


Abbildung 6.13: Verteilung der K_s^0 -Masse (oben) und des Polarwinkels θ_{lep} (unten) des rekonstruierten Leptons nach allen Schnitten in Daten und Simulation. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Die Form der Verteilungen stimmen überein, man beobachtet allerdings eine leichte Verschiebung des Massenspektrums in Daten hin zu niedrigeren Massen. Dies ist aber kein Problem für diese Arbeit.

rien für den K_s^0 -Kanal studiert. Sowohl diese Selektionsvariablen an sich, als auch die Gründe für den Verzicht auf ihre Verwendung sollen hier zusammengefasst und erläutert werden.

- Das K_s^0 des Signalkanals kommt direkt von dem Wechselwirkungspunkt, da das Tau eine sehr kurze Lebensdauer hat. Diese Eigenschaft kann ausgenutzt werden, um diejenigen K_s^0 aus dem kombinatorischen Untergrund zu eliminieren, die nicht direkt vom Wechselwirkungspunkt kommen (Abb. 6.14). Dazu können die Verteilung der $d_{min, xy}$ und $d_{min, z}$ Variablen des K_s^0 nach allen Schnitten studiert werden (Abb. 6.15). An diesen Verteilungen erkennt man jedoch, dass das Verhältnis von Signal zum Untergrund bei beiden Verteilungen relativ konstant ist. Ferner zeigt sich, dass sie nur unzureichend durch die Simulation beschrieben werden. Vor allem bei kleinen Werten von $d_{min, xy}$ und $d_{min, z}$ ist ein signifikanter Datenüberschuss zu sehen, wogegen bei größeren Werten die simulierten Ereignisse einen Überschuss aufweisen. Eine Selektion auf diese Variablen wurde deswegen nicht mehr in Betracht gezogen.

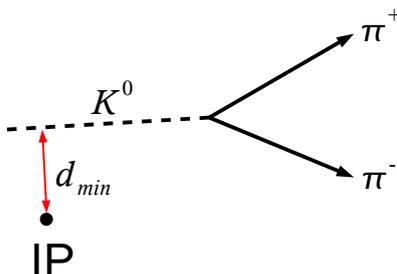


Abbildung 6.14: Skizze des Mindestabstands d_{min} des K_s^0 zum Wechselwirkungspunkt.

- Um den Untergrund des Kanals $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau \pi^0$, in welchem also ein zusätzliches π^0 entsteht, zu reduzieren, kann man in Betracht ziehen, eine Schnitt auf die gesamte „neutrale Energie“ (siehe Kap. 5.4) im Ereignis zu wählen: E_{cal} . Das Studium der Verteilung von E_{cal} , welche nach Anwendung aller anderen ausgewählten Schnitten erstellt wird (Abb. 6.16), zeigt deutlich, dass bei einem Selektionswert zwischen 500 MeV und 1 GeV tatsächlich eine Trennung zwischen Signalereignissen und π^0 -Untergrund erreicht werden kann. Allerdings ist E_{cal} in diesem Bereich in der Simulation schlecht beschrieben, die Daten liegen hier systematisch über der Simulation. Auf Anwendung dieser Selektion wurde daher verzichtet.

- Eine weitere Möglichkeit, den π^0 -Untergrund zu diskriminieren, ist eine Selektion auf die detektierte „neutrale Energie“ auf der Hadronseite im Schwerpunktsystem E_{hs} . Die Hadronseite im Schwerpunktsystem wird durch einen Kegel um die Richtung des Gesamthadronimpulsvektors, welcher sich aus den Impulsen des K_s^0 und des π_b zusammensetzt, mit einem Öffnungswinkel von 90° definiert. Diese Verteilung erlaubt eine noch bessere Trennung zwischen simuliertem Signal und dem π^0 -Untergrund als die Verteilung von E_{cal} . Jedoch ist die Beschreibung dieser Variablen nach allen anderen Selektionen ebenfalls unzureichend (Abb. 6.17). Es wurde in einer Studie festgestellt, dass die Variation der Selektion zwischen $E_{\text{hs}} < 0.25 \text{ GeV}$ und $E_{\text{hs}} < 0.75 \text{ GeV}$ das gemessene Verzweigungsverhältnis um mehr als 4 % verändert. Ferner unterscheiden sich die gemessenen Verzweigungsverhältnisse im Fall der Anwendung dieses Schnittes bei „e-tag“ und „ μ -tag“ Ereignissen um etwa 10 %. Der Grund für diese Abweichung wurde noch nicht verstanden. Auf die Anwendung dieser Variablen wurde deshalb verzichtet.

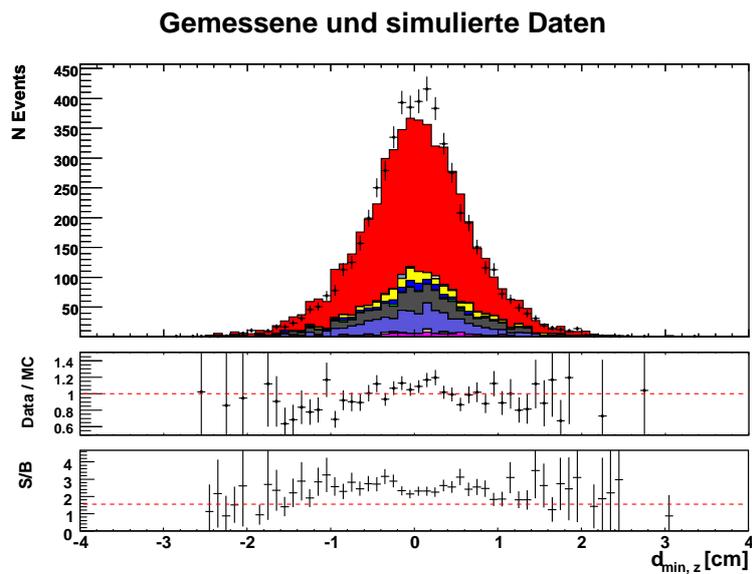
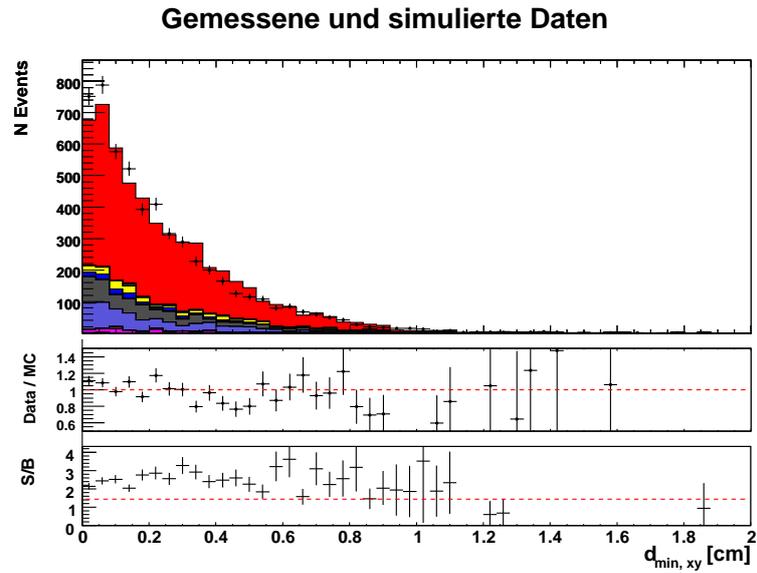


Abbildung 6.15: Verteilung von a) $d_{min, xy}$ und b) $d_{min, z}$ nach allen Schnitten in gemessenen und simulierten Daten. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Das Verhältnis von Signal zum Untergrund ist relativ konstant. Ferner ist ein Datenüberschuss bei kleinen Werten von $d_{min, xy}$ und $d_{min, z}$ zu beobachten.

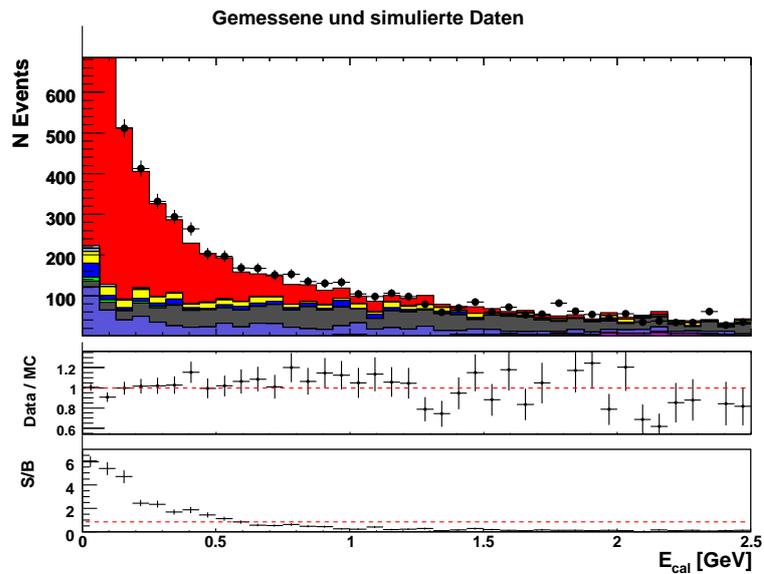
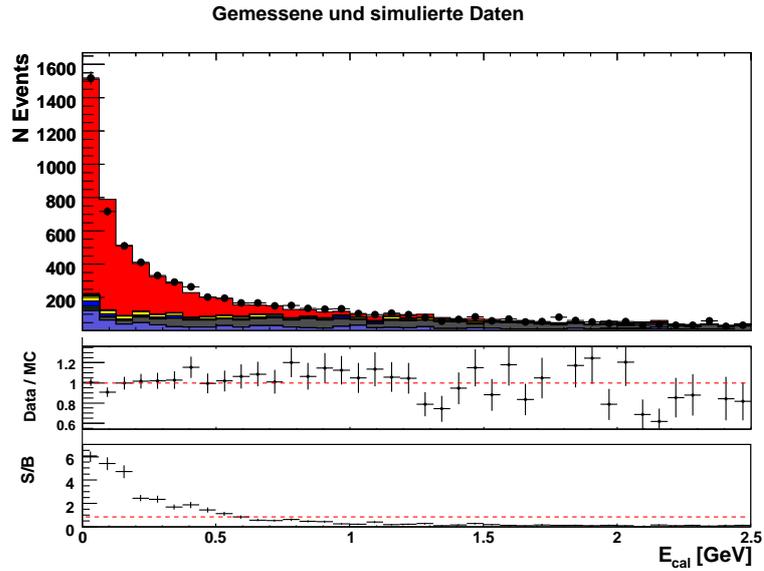


Abbildung 6.16: Verteilung der detektierten neutralen Energie E_{cal} nach allen Selektionen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Im Bereich zwischen 500 MeV und 1 GeV, wo eine Selektion eine gute Separation zwischen Signal und π^0 -Untergrund erlauben würde, ist die Beschreibung der Daten durch die Simulation unzureichend. Die Anzahl der Datenereignisse liegt systematisch über der Anzahl der simulierten Ereignisse.

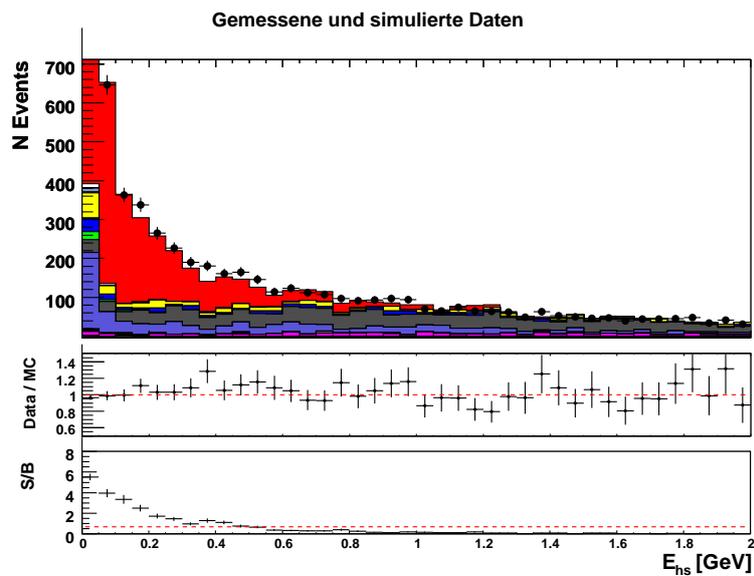
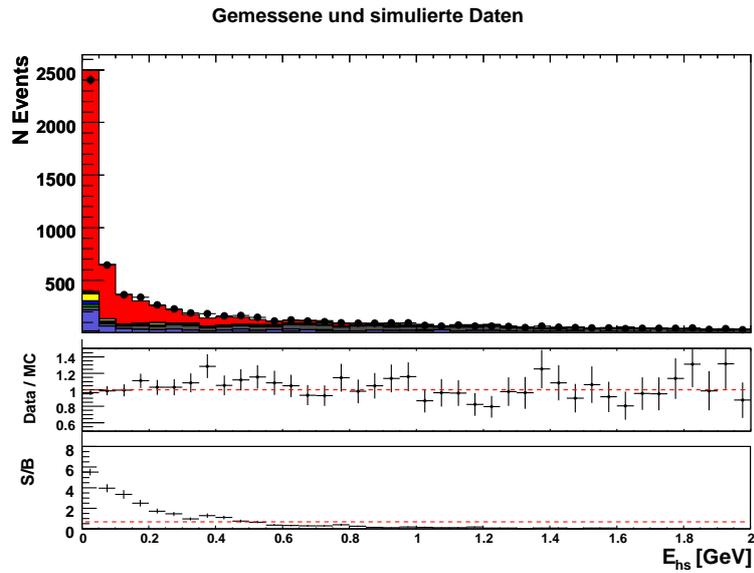


Abbildung 6.17: Verteilung der detektierten neutralen Energie E_{hs} auf der Hadronseite nach allen Selektionen. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. Im Bereich zwischen 250 und 750 MeV, in dem ein Schnitt eine noch bessere Separation zwischen Signal und π^0 -Untergrund als bei einem Schnitt auf E_{cal} erlauben würde, ist die Beschreibung der Daten durch die Simulation unzureichend.

Kapitel 7

Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi_b^- \nu_\tau)$

Im letzten Kapitel wurde die Selektion von Zerfällen $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^-\pi^+)\pi^-\nu_\tau$ beschrieben. In diesem Kapitel wird nun aus der Anzahl der selektierten Ereignisse das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau)$ bestimmt. Besonders wichtig ist dabei die Diskussion der systematischen Unsicherheiten.

7.1 Ergebnisse der K_s -Analyse

Für die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau)$ werden die Gleichungen 5.1 und 5.2 verwendet. Hier sei nochmal auf den Unterschied der in diesen Gleichungen verwendeten Größen \mathcal{B} und \mathcal{B}^* hingewiesen. \mathcal{B} ist das gesuchte Verzweigungsverhältnis, während \mathcal{B}^* der Anteil der Signalereignisse an allen τ -Ereignissen ist. Durch die gewählte Definition von Signalereignissen (siehe Kap. 5.2) sind diese beiden Größen nicht identisch.

In Tabelle 7.1 sind die Größen zusammen mit ihren Fehlern zusammengefasst, die sich nach Durchführung der K_s^0 -Analyse ergeben und für die Berechnung benötigt werden. Die Aufteilung nach Art des „tag“-Leptons ist deshalb sinnvoll, weil mit der Leptonidentifikation und den damit verbundenen Korrekturen unterschiedliche systematische Effekte für Elektronen und Myonen einhergehen. Dies wird in Abschnitt 7.3.2 diskutiert.

7.2 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Die Berechnung nach Gleichungen 5.1 und 5.2 liefert das Ergebnis:

- „e-tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0,906 \pm 0,026) \%$

Größe	Alle Ereignisse	„e-tag“	„μ-tag“
Selektierte Datenereignisse N_D^{sel}	7526 ± 87	4620 ± 68	2906 ± 54
Skalierte Untergrund-Ereignisse $\mathcal{L}_D \Sigma_i (\sigma_i \varepsilon_i^{\text{Bkg}})$	$3462,0 \pm 56,9$	$2097,3 \pm 44,3$	$1364,7 \pm 38,4$
Skalierter τ -Untergrund	$3050,4 \pm 56,0$	$1866,4 \pm 43,8$	$1184,0 \pm 34,9$
Skalierter Untergrund $\tau^- \rightarrow K_s^0 (\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau \pi^0$	$1457,1 \pm 38,7$	$878,8 \pm 30,0$	$578,3 \pm 24,4$
Skalierter Untergrund $\tau^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^-$	$871,6 \pm 30,0$	$546,5 \pm 23,7$	$325,1 \pm 18,3$
Signaleffizienz ε_s	$(2,26 \pm 0,04) \%$	$(1,41 \pm 0,03) \%$	$(0,85 \pm 0,02) \%$
Run 3 Datenluminosität \mathcal{L}_D	$(32280 \pm 390) \text{ pb}^{-1}$		
$\tau^+ \tau^-$ -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tau\tau}$	$(0,89 \pm 0,02) \text{ nb}$		

Tabelle 7.1: Übersicht der zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses verwendeten Größen. Für die Datenluminosität \mathcal{L}_D und den $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Wirkungsquerschnitt sind systematische, für andere Größen statistische Fehler angegeben.

- „μ-tag“ $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,921 \pm 0,032) \%$
- Alle Ereignisse: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,912 \pm 0,024) \%$

7.3 Bestimmung der Unsicherheiten

Der Beitrag einer fehlerbehafteten Größe X mit dem Fehler ΔX zum gesamten Fehler errechnet sich wie folgt nach der Gaußschen Fortpflanzungsregel wie folgt:

$$\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial X} \Delta X = \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \mathcal{B}^*} \frac{\partial \mathcal{B}^*}{\partial X} \Delta X. \quad (7.1)$$

Hier ist \mathcal{B}^* nach Gleichung 5.2 der Anteil der selektierten Signalereignisse in Daten:

$$\mathcal{B}^* = \frac{1}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau}} \frac{N_D^{\text{sel}} - \mathcal{L}_D \Sigma_i (\sigma_i \varepsilon_i^{\text{Bkg}})}{\varepsilon_s} \quad (7.2)$$

Es gilt

$$\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \mathcal{B}^*} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - \mathcal{B}^*}} \approx \frac{1}{2}, \quad (7.3)$$

denn für den Anteil aller Signalereignisse in Daten ist $\mathcal{B}^* \ll 1$, weil das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) \ll 1$ [3]. Daher gilt:

$$\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial X} \Delta X \approx \frac{1}{2} \frac{\partial \mathcal{B}^*}{\partial X} \Delta X \quad (7.4)$$

Der gesamte statistische bzw. systematische Fehler ergibt sich dann aus der quadratischen Addition der einzelnen Fehlerbeiträge.

7.3.1 Statistische Unsicherheit

Die statistische Unsicherheit rührt von der Anzahl der selektierten Datenergebnisse N_D^{sel} her. Hier ist $\Delta N_D^{\text{sel}} = \sqrt{N_D^{\text{sel}}}$. Damit ergibt sich nach Gleichung 7.2 und 7.4:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial N_D^{\text{sel}}} \right| \Delta N_D^{\text{sel}} = \frac{1}{2} \frac{1}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau} \varepsilon_{\text{signal}}} \Delta N_D^{\text{sel}} \quad (7.5)$$

Der sich ergebende statistische Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

7.3.2 Systematische Unsicherheiten

Die systematische Unsicherheit besteht aus mehreren Beiträgen. Die meisten können direkt ausgerechnet werden. Zur Bestimmung des Beitrags der Fehler der Teilchenidentifikationskorrekturen muss jedoch eine spezielle Studie durchgeführt werden. Auf diese wird am Ende des Abschnitts eingegangen.

Fehler der Datenluminosität

Bei *BABAR* wird die den Daten entsprechende integrierte Luminosität mit dem Referenzkanal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bestimmt. Die mit simulierten Daten bestimmte Detektorakzeptanz für diese Ereignisse hängt stark von der richtigen Beschreibung der Photonabstrahlung in Anfangs- und Endzustand ab. Dieser Effekt findet sich bei der Bestimmung der Detektorakzeptanz für $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse in gleicher Weise wieder, so dass die mit $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bestimmte Luminosität und der sichtbare Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ stark korreliert sind. Diese Korrelation wird durch den kombinierten Fehler des Produkts der Datenluminosität mit dem $\tau^+\tau^-$ -Wirkungsquerschnitt berücksichtigt. Der relative Fehler dieser Größe ist: $\frac{\Delta(\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau})}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau}} = 2.3\%$ [36]. Der Beitrag zum systematischen Fehler errechnet sich nach Gleichung 7.4 wie folgt:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial (\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau})} \right| \Delta(\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau}) = \frac{1}{2} \frac{N_D^{\text{sel}} \Delta(\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau})}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau} \varepsilon_{\text{signal}}}$$

Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

Fehler der Signaleffizienz

Zur Bestimmung der Signaleffizienz ε_s aus simulierten Daten steht nur eine begrenzte Zahl an Ereignissen (vgl. Tabelle 6.2). Dadurch ist die Signaleffizienz mit einem statistischen Fehler behaftet, der zum systematischen Fehler des gemessenen Verzweungsverhältnisses beiträgt. Der statistische Fehler der Signaleffizienz

ist:

$$\Delta \varepsilon_s = \sqrt{\frac{N_s^{\text{sel}}(N_s^{\text{gen}} - N_s^{\text{sel}})}{(N_s^{\text{gen}})^3}},$$

wobei N_s^{sel} die Anzahl aller selektierten, und N_s^{gen} die Anzahl aller generierter Signalereignisse sind. Der Beitrag zum systematischen Fehler ergibt sich aus:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \varepsilon_s} \right| \Delta \varepsilon_s = \frac{\mathcal{B}^*}{2} \frac{\Delta \varepsilon_s}{\varepsilon_s}$$

Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

Fehler der Untergrundbestimmung

- Die statistischen Fehler der Effizienzen der Untergrundereignisse zählen ebenfalls zur Systematik und errechnen sich analog. Da jedoch diese Effizienzen nicht linear in \mathcal{B}^* eingehen, ergeben sich ihre Beiträge anders:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \varepsilon_i^{\text{Bkg}}} \right| \Delta \varepsilon_i^{\text{Bkg}} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_i}{\sigma_{\tau\tau} \varepsilon_s} \Delta \varepsilon_i$$

$$\varepsilon_i^{\text{Bkg}} = \frac{N_i^{\text{sel}}}{N_i^{\text{gen}}}$$

Die Fehlerbeiträge der einzelnen Effizienzen müssen dann noch quadratisch aufsummiert werden. Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

- Verzweigungsverhältnisse möglicher Untergrundkanäle sind nicht mit beliebiger Genauigkeit bekannt. Da die Anzahl der Ereignisse von Nicht-Tau-Untergründen vernachlässigbar ist, wird hier nur der Tau-Untergrund behandelt. Es werden dabei Zerfallskanäle betrachtet, bei denen das Produkt aus der Anzahl der Ereignisse (bzw. dem Anteil dieses Zerfallskanals an der Anzahl aller selektierten simulierten Ereignisse) und der Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses besonders groß ist. Hier liefern zwei Zerfallskanäle signifikante Beiträge zum systematischen Fehler (vgl. Tabelle 7.1):

- Der Anteil der Ereignisse vom Typ $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau \pi^0$ an allen selektierten Simulationsereignissen beträgt 19,5 % (für alle Ereignisse) und der relative Fehler des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau \pi^0)$ ist 10,5 % [3].

- Der Anteil der Ereignisse vom Typ $\tau^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^-$ an allen selektierten Simulationsereignissen (für alle Ereignisse) beträgt 11,7% und der relative Fehler des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^-)$ ist 18,2% [3].

Der Beitrag des Fehlers des Verzweigungsverhältnisses des Zerfallskanals j $\Delta\mathcal{B}_j$ errechnet sich dann wie folgt:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \mathcal{B}_j} \right| \Delta\mathcal{B}_j = \frac{1}{2} \frac{N_j^{sel}}{N_{\tau\tau}^{gen}} \Delta\mathcal{B}_j,$$

wobei N_j^{sel} die Anzahl der selektierten Ereignisse vom Typ j und $N_{\tau\tau}^{gen}$ die Anzahl aller generierter $\tau\tau$ -Ereignisse sind.

Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

Unterschiede zwischen Daten und Simulation

- Wie bereits im Kap 4.1 besprochen, ist die Spurrekonstruktion bei *BABAR* mit Unsicherheiten behaftet, abhängig davon welche Kriterien die verwendeten geladenen Spuren erfüllen müssen. In dieser Analyse werden zwei Spuren mit der Qualität `ChargedTracks` und zwei Spuren mit der Qualität `GoodTracksLoose` verwendet. Die gesamte Unsicherheit $\Delta\eta_{\text{tracking}}$ ergibt sich daher zu:

$$\Delta\eta_{\text{tracking}} = (2 \cdot 0,18 + 2 \cdot 0,54) \% = 1,44 \% \text{ (siehe Kap. 4.1.2).}$$

Diese Korrektur ist von der Anzahl der Ereignisse unabhängig. Daraus folgt:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \mathcal{B}_j} \right| \Delta\eta_{\text{tracking}} = \frac{1}{2} \frac{N_D^{sel} \Delta\eta_{\text{tracking}}}{\mathcal{L}_D \sigma_{\tau\tau} \varepsilon_s}$$

Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

- Die Effizienzkorrektur für K_s -Rekonstruktion ist ebenfalls fehlerbehaftet. Die genaue Herleitung des Fehlers dieser Korrekturen bei Anwendung auf einen Satz von Ereignissen findet sich in [34]. Da der Fehler von der Anzahl der Ereignisse abhängt, muss er separat für Signal- und Tau-Untergrundereignisse (andere Ereignisklassen sind vernachlässigbar) bestimmt werden. Für Signalereignisse errechnet sich der Beitrag des Fehlers $\Delta\eta_{K_s^0, s}$ wegen

$$\varepsilon_s = \tilde{\varepsilon}_s \cdot \eta_{K_s^0, s},$$

wobei $\tilde{\varepsilon}_s$ die Signaleffizienz ohne Anwendung der K_s^0 -Korrektur ist, wie folgt:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \eta_{K_s^0}} \right| \Delta \eta_{K_s^0} = \frac{1}{2} \mathcal{B}^* \Delta \eta_{K_s^0, s}$$

Für Tau-Untergrundereignisse wird der Beitrag des Fehlers $\Delta \eta_{K_s^0}^\tau$ wie folgt bestimmt:

$$\left| \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \eta_{K_s^0}^\tau} \right| \Delta \eta_{K_s^0}^\tau = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_\tau}{\varepsilon_s} \eta_{K_s^0}^\tau$$

Der sich ergebende Beitrag zum systematischen Fehler findet sich in Tabelle 7.2 wieder.

- Die Beiträge der Fehler der Teilchenidentifikationskorrekturen zum systematischen Fehler werden in einer speziellen Studie ermittelt. In dieser Studie werden die Teilchenidentifikationskorrekturen innerhalb ihrer Fehler variiert und mit diesen veränderten Korrekturen wird das Verzweigungsverhältnis berechnet. Dies wird 200 Mal in der vorliegenden Studie wiederholt. Die sich so ergebende Verteilung der gemessenen Verzweigungsverhältnisse wird untersucht und ihre Halbwertsbreite als Fehlerbeitrag der Teilchenidentifikationskriterien interpretiert (siehe Anhang, Abb. B.1). Der sich ergebenden Beitrag zum systematischen Fehler finden sich in Tabelle 7.2 wieder.
- Der Einfluss der gewählten Werte für die Selektionskriterien der K_s^0 -Zerfallslänge L_{xyz} und des minimalen Abstandes der K_s^0 -Töchter Δ_{sep} auf das gemessene Verzweigungsverhältnis soll in einer Studie untersucht werden. Es werden nur diese beiden Schnitte untersucht, weil sie die einzigen auf kinematische Verteilungen basierenden Schnitte sind, bei denen eine befriedigende Beschreibung der Daten durch die Simulation erforderlich ist. Diese Schnitte wirken gegen Untergründe, die in der Simulation beschrieben sind, was bei den Anti-Bhabha-Schnitten nicht der Fall ist. Ferner wird bei den Anti-Bhabha-Schnitten davon ausgegangen, dass diese den Bhabha-Untergrund soweit reduzieren, dass der in den Datensätzen möglicherweise noch verbliebene Untergrund keinen messbaren Effekt mehr hervorruft.

In dieser Studie werden die Selektionswerte variiert und das sich so ergebende Verzweigungsverhältnis mit dem im Abschnitt 7.2 bestimmten Wert ($\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = 0.912\%$) verglichen.

In den Abb. 7.1 und 7.2 sind die Ergebnisse der Studie zu sehen. In den Diagrammen sind die Werte des Verzweigungsverhältnisses in Abhängigkeit der Selektionsvariablen aufgetragen. Die Fehlerbalken berücksichtigen die statistischen Schwankungen durch die im Vergleich zum nominalen Schnittwert

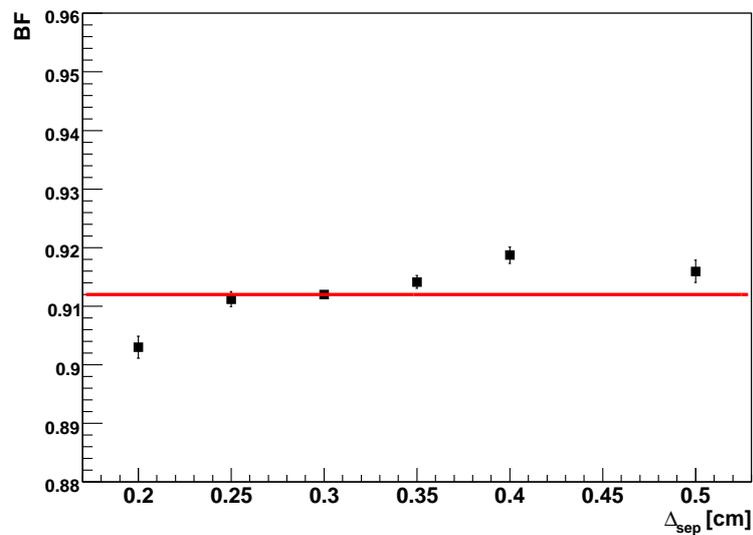


Abbildung 7.1: Gemessenes Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} in Abhängigkeit vom Schnittwert auf Δ_{sep} . Die Fehlerbalken berücksichtigen die Differenz in der Zahl der Ereignisse ΔN (siehe Text). Die rote Linie markiert den Wert des Verzweigungsverhältnisses beim nominalen Wert des Schnittes.

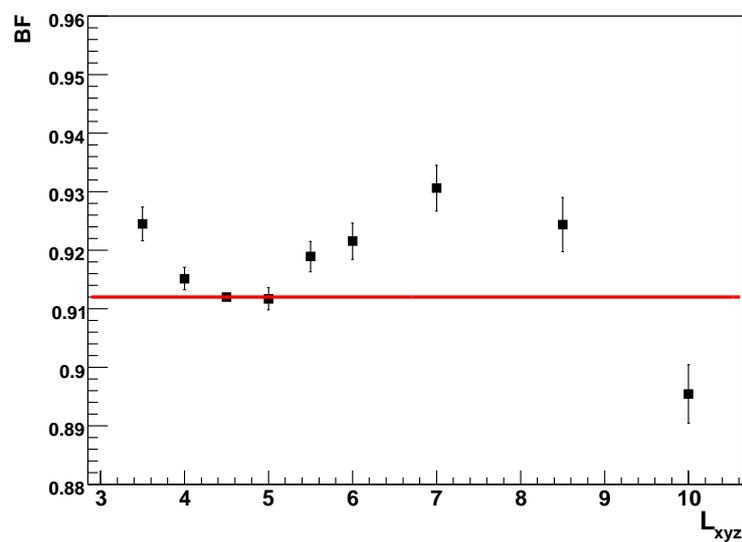


Abbildung 7.2: Gemessenes Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} in Abhängigkeit vom Schnittwert auf L_{xyz} . Die Fehlerbalken berücksichtigen die Differenz in der Zahl der Ereignisse ΔN (siehe Text). Die rote Linie markiert den Wert des Verzweigungsverhältnisses beim nominalen Wert des Schnittes.

zusätzliche, bzw. verlorene Zahl der Ereignisse ΔN , die in die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses eingehen.

Die Variation des Schnittes auf L_{xyz} wird nicht im Bereich $L_{xyz} < 3,5$ cm durchgeführt, weil dieser Bereich einerseits stark durch den Untergrund dominiert ist und sich in diesem Bereich ferner noch andere Effekte in den Daten wie Variation des Wechselwirkungspunkts oder Konversion von Photonen im Strahlrohr (Siehe Kap. 6.2.3 und Abb. 6.12) bemerkbar machen. Diese sind jedoch durch die Simulation nicht richtig beschrieben. Daher gehört dieser Bereich nicht zu möglichen Schnittwerten. Die Abweichungen im übrigen Variationsbereich ist vermutlich auf statistische Effekte zurückzuführen.

Die Variation des gemessenen Verzweigungsverhältnisses in Abhängigkeit vom Schnitt auf Δ_{sep} ist wesentlich geringer als bei L_{xyz} und ist ebenfalls auf rein statistische Effekte zurückzuführen.

Gesamter systematischer Fehler

Der gesamte relative systematische Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der einzelnen Fehlerbeiträge. Es ergibt sich:

- 8.0 % für alle Ereignisse
- 8.1 % für Ereignisse mit „tag“-Elektronen
- 8.6 % für Ereignisse mit „tag“-Myonen

Die Beiträge zu der systematischen Unsicherheit sind nochmals in Tabelle 7.2 zusammengefasst. In Klammern stehen Fehlerbeiträge, die sich ergeben, wenn die Anzahl der Untergrundereignisse im Vergleich zur Anzahl der Datenereignisse vernachlässigbar werden. Der für diesen Fall angegebene Beitrag von $\Delta \mathcal{B}_j$ ist ein Erfahrungswert und soll lediglich darstellen, wie stark dieser Fehlerbeitrag mit einem wirkungsvollen Schnitt gegen den π^0 -Untergrund reduziert werden kann.

7.3.3 Ergebnis und Diskussion

Die drei Messungen des Verzweigungsverhältnisses sind hier nochmal zusammengefasst:

- „e-tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,906 \pm 0,026_{\text{stat}} \pm 0,073_{\text{sys}}) \%$
- „ μ -tag“: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,921 \pm 0,032_{\text{stat}} \pm 0,079_{\text{sys}}) \%$
- Alle Ereignisse: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) = (0,912 \pm 0,024_{\text{stat}} \pm 0,073_{\text{sys}}) \%$

Fehlerquelle	Alle Ereignisse	“tag“-Elektronen	„tag“-Myonen
Relative statistische Fehler			
Anzahl der Datenereignisse N_{data}	2,7 %	2,9 %	3,5 %
Relative systematische Fehler			
Datenluminosität und der $\tau\tau$ -Wirkungsquerschnitt $\Delta(\mathcal{L}_D\sigma_{\tau\tau})$	4,3 % (2,3 %)	4,2 % (2,3 %)	4,3 % (2,3 %)
Signaleffizienz $\Delta\varepsilon_s$	1,6 %	2,0 %	2,6 %
Untergrundeffizienzen $\Delta\varepsilon_i$	1,4 %	1,8 %	2,4 %
Verzw.-Verhältnisse der Untergrundkanäle $\Delta\mathcal{B}_j$	5,4 % (2 %)	5,4 % (2 %)	5,5 % (2 %)
Spurrekonstruktionseffizienz $\Delta\eta_{\text{tracking}}$	2,7 % (1,4 %)	2,6 % (1,4 %)	2,7 % (1,4 %)
K_s^0 -Effizienz $\eta_{K_s^0}$	2,1 %	2,1 %	2,1 %
Teilchen-ID-Effizienzen $\Delta\eta_{\text{pid}}$	0,5 %	0,6 %	0,8 %
Gesamter sys. Fehler	8,0 %	8,1 %	8,6 %
Untere Grenze	3,4 %	3,4 %	3,5 %

Tabelle 7.2: Übersicht über die Beiträge zum systematischen Fehler. Rot sind die Beiträge markiert, die von der Anzahl der selektierten simulierten Ereignisse und insbesondere von der Anzahl der τ -Untergrundereignisse abhängen. Die untere Abschätzung der systematischen Fehler stellt eine untere Grenze für eine zukünftige Analyse dar, bei der eine genügend hohe Luminosität verwendet wird und Schnitte gegen den π^0 -Untergrund angewendet werden können, sodass die rot markierten Fehlerbeiträge vernachlässigbar werden bzw. die in den Klammern angegebenen Werte annehmen.

Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler kommt durch den π^0 -Untergrund, von dem sehr viele Ereignisse nach Anwendung aller Selektionskriterien rekonstruiert werden, weil ein Schnitt gegen diesen Untergrund fehlt. Damit ein solcher Schnitt möglich ist, sollte die Beschreibung der Verteilungen der „neutralen Energie“ in den simulierten Daten verbessert werden. Dann ist auch eine signifikante Reduzierung dieses Fehlerbeitrags zu erwarten. Wie bereits in Kap. 6.3 erwähnt, wurden diese Schnitte im Verlauf der Diplomarbeit studiert. Allerdings musste von ihrer Anwendung auf Grund der unzureichenden Beschreibung durch die Simulation und der großen Diskrepanz von etwa 10 % zwischen den so gemessenen Verzweigungsverhältnissen in „e-tag“ und „ μ -tag“ Ereignissen abgesehen werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnten aus zeitlichen Gründen keine weiteren Möglichkeiten zur Reduzierung des π^0 -Untergrunds mehr studiert werden.

Generell läßt sich noch feststellen, dass einige Beiträge zum systematischen Fehler von der absoluten Anzahl der selektierten simulierten Ereignisse abhängen. Diese sind in der Tabelle 7.2 rot markiert. Diese sollten vernachlässigbar, bzw von der Größenordnung des statistischen Fehlers sein, sobald eine genügend hohe integrierte Luminosität zur Messung des Verzweigungsverhältnisses verwendet wird. Deshalb sind in der Tabelle 7.2 auch systematische Fehler angegeben, bei deren Berechnung die rot markierten Beiträge nicht berücksichtigt bzw. die Werte in den Klammern verwendet wurden, die sich bei einem vernachlässigbaren Untergrundanteil ergeben würden. Diese Zahlen sind also als eine untere Grenze der systematischen Fehler für eine zukünftige Analyse mit dem gesamten *BABAR*-Datensatz und einem wirkungsvollen Schnitt gegen den π^0 -Untergrund zu verstehen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wurden die Analysemethoden und Selektionskriterien für die Analyse des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^-\pi^+)\pi^-\nu_\tau$ zuerst am Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ entwickelt und optimiert. Für beide Analysen wurde der im Jahr 2003 mit dem *BABAR*-Detektor aufgezeichnete Run3-Datensatz verwendet, der einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 32.28 \text{ fb}^{-1}$ entspricht. Das gemessene Verzweigungsverhältnis für den Vergleichskanal beträgt $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau) = (9,04 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 0,35_{\text{syst}}) \%^1$ und stimmt sehr gut mit dem Weltmittelwert $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau) = (9.02 \pm 0.08) \%$ [3]. Das auf diese Weise optimierte und überprüfte Analysverfahren wurde anschließend unter Einbezug der K_s^0 -Selektion zur Analyse des K_s^0 -Kanals verwendet. Für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau)$ wurden folgende Werte gemessen:

- “tag“-Elektronen: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0.906 \pm 0.026_{\text{stat}} \pm 0.073_{\text{syst}}) \%$
- “tag“-Myonen: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0.921 \pm 0.032_{\text{stat}} \pm 0.079_{\text{syst}}) \%$
- Alle Ereignisse: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0.912 \pm 0.024_{\text{stat}} \pm 0.073_{\text{syst}}) \%$

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit dem aktuellen Weltmittelwert von $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0.90 \pm 0.04) \%$. Ferner ist die Genauigkeit der Analyse vergleichbar mit der weltbesten Einzelmessung der ALEPH-Kollaboration: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0\pi^-\nu_\tau) = (0.928 \pm 0.056) \%$ [37].

Für einen Abschluss der Analyse des K_s^0 -Zerfalls muss der gesamte zur Verfügung stehende *BABAR*-Datensatz verwendet werden. Es ist zu erwarten, dass die statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses vernachlässigbar wird. Ferner ist es wünschenswert, dass sich die Beschreibung der Verteilung der detektierten neutralen Energie in den simulierten Ereignissen soweit verbessert,

¹Der systematische Fehler ist hier kleiner als im K_s^0 -Kanal, weil das Verzweigungsverhältnis des π^0 -Untergrunds hier eine viel kleinere Unsicherheit als im K_s^0 -Kanal (vgl. Kap. 5.6 und 7.3.2) besitzt.

dass eine Anwendung der Selektionskriterien gegen den π^0 -Untergrund zukünftig möglich ist. Dadurch sollte sich der systematische Fehlerbeitrag, der durch die Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau) \pi^0$ kommt, signifikant verringern, da dieser Beitrag von der Anzahl dieser Untergrundereignisse abhängt. Es ist dann zu erwarten, dass sich der systematische Fehler dem als untere Grenze für zukünftige Analysen bestimmten relativen Wert von 3.4 % nähert.

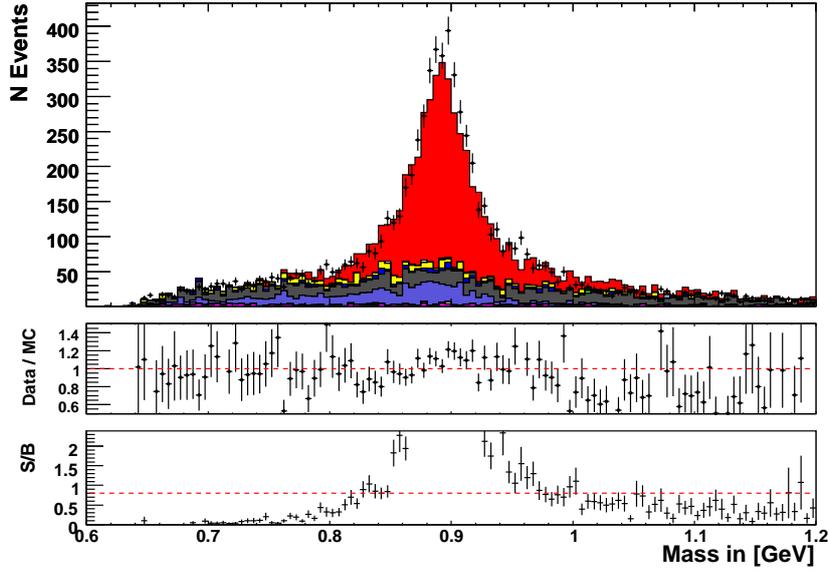


Abbildung 8.1: *Strange-Spektralfunktion des $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ -Zerfalls für gemessene und simulierte Daten, die der Verteilung der invarianten Masse des $K_s^0 \pi_b$ -Systems entspricht. Gleichzeitig wird sowohl das Verhältnis von gemessenen zu simulierten Ereignissen als auch das Verhältnis von Signal zum Untergrund in simulierten Ereignissen gezeigt. Die Monte-Carlo Ereignisse sind korrigiert (Kap. 4.4) und auf die Datenluminosität normiert (Kap. 2.3.2). Zur Farbgebung siehe Abb. 6.1. In Daten und Simulation ist ein Peak bei der K^* -Resonanz ($m_{K^*} = 891.7 \text{ MeV}$) zu beobachten.*

Wie in Kap. 3.3 bereits ausgeführt, ist die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^0 \pi^- \nu_\tau)$ ein Beitrag zur Bestimmung des CKM-Matrixelements $|V_{us}|$. Dafür sollen die Momente der Strange-Spektralfunktion vermessen werden [2]. In Abb. 8.1 ist die gemessene Spektralfunktion² des untersuchten Zerfalls $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$ zu sehen. Man beobachtet in dem dargestellten Massenbereich einen konstanten Kontinuumsuntergrund und einen Peak in Daten und

²Diese Spektralfunktion wurde nicht effizienzkorrigiert.

Simulation bei der Masse der K^* -Resonanz von $m_{K^*} = 891.7 \text{ MeV}$ [3]. Die gesamte Strange-Spektralfunktion erhält man durch Zusammenführen aller Spektralfunktionen von hadronischen τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness. Hierzu ist es notwendig, die Verzweungsverhältnisse und Spektralfunktionen der wichtigsten τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness zu vermessen. Dabei muss die Fehlrekonstruktion ε_{ij} eines generierten τ -Kanals i im rekonstruierten Kanal j berücksichtigt werden. Die gemessenen Momente der gesamten Spektralfunktion können dann zur Berechnung von $|V_{us}|$ und m_s (vgl. Kap. 3.3) verwendet werden.

Anhang A

Studie des fehlenden Impulses

Für die Diskriminierung des Bhabha-Untergrunds wurde im Vergleichskanal der Betrag und der Polarwinkel des fehlenden Impulses im Ereignis p_{miss} verwendet. Für seine Berechnung werden von dem Gesamtlaborimpuls des e^+e^- -Systems die Impulse der Spuren und der nicht mit einer Spur assoziierten Cluster im Kalorimeter subtrahiert. Allerdings werden dabei normalerweise nicht alle Spuren berücksichtigt, sondern nur diejenigen, die die GTVL-Kriterien (siehe Kap. 4.1) erfüllen. Für die Analyse des Vergleichskanals ist eine solche Definition zufriedenstellend, weil in der die geladenen Spuren in etwa 97 % der Signalereignisse¹ die GTVL-Kriterien erfüllen. Hingegen erfüllen die Tochterteilchen des K_s^0 nur in etwa 43 % der Fälle die GTVL-Kriterien². Das bedeutet, dass sich der fehlende Impuls in mehr als der Hälfte der Ereignisse auch aus den Impulsen der K_s^0 -Töchter zusammensetzt. Da das Schwerpunktssystem in positive z-Richtung beschleunigt ist, kann man annehmen, dass der auf diese Weise bestimmte fehlende Impuls p_{miss} häufig einen kleineren Wert für den Polarwinkel $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ aufweist als der tatsächlich erzeugter fehlender Impuls, siehe Abb. A.1. Wie in der Diskussion der Selektionen gegen den Bhabha-Untergrund beschrieben, wird ein Teil der Ereignisse im Bereich kleiner Polarwinkel verworfen (Kap. 5.4). Es kann also bei bestimmten Signalereignissen passieren, dass diese durch die verwendete Definition von p_{miss} im Bereich kleiner $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ zu finden sind und sie dadurch ebenfalls verworfen werden, obwohl der tatsächliche Wert von $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ größer ist. In der vorliegenden Diplomarbeit wurde untersucht, ob es einen wesentlichen Unterschied in der K_s^0 -Analyse gibt zwischen der Anwendung des fehlenden Impulses $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ nach der oben beschriebenen gebräuchlichen Definition und dem fehlenden Impuls $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$, für dessen Berechnung die Impulse **aller** geladenen Spuren im Ereignis verwendet wurde.

Hierzu wird die simulierte Auflösung des fehlenden Impulses für beide Fälle in Tau-Ereignissen nach der Ereignis Selektion studiert, in denen nicht alle vier Spu-

¹Hierfür wird die Anzahl der Signalereignisse vor den Anti-Bhabha-Selektionen verwendet.

²Auch hier wird die Anzahl der Signalereignisse vor den Anti-Bhabha-Schnitte bzw. nach der K_s^0 -Selektion verwendet.

ren die GTVL-Kriterien erfüllen, siehe Abb. A.2 und Abb. A.3. Die Auflösung ist definiert als $\frac{p_{\text{miss}} - p_{\text{miss}}^{\text{true}}}{p_{\text{miss}}^{\text{true}}}$, wobei $p_{\text{miss}}^{\text{true}}$ der in der Simulation erzeugte fehlende Impuls ist. Den Verteilungen entnimmt man, dass die Auflösung für $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ 22.2 % beträgt und damit etwa 4 % besser ist als die Auflösung für $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$, welche 26.3 % beträgt. Es wird ebenfalls der Unterschied in der Auflösung von $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ für beide Fälle betrachtet (Abb. A.4 und A.5). Es ist gut zu sehen, dass beide Verteilungen asymmetrisch sind, die Werte von rekonstruierten $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ sind systematisch zu klein. Allerdings ist diese Asymmetrie bei der $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ Definition deutlich weniger ausgeprägt. Dies spiegelt sich auch in der Auflösung dieser Größe wieder, diese beträgt 37 % für die $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ bzw. 31 % für die $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ -Definition.

Dieser Unterschied bewirkt jedoch keine signifikanten Änderungen in den Analyseergebnissen. Wie man der Tabelle A.1 entnehmen kann, in der die „Effizienzen“ der Anti-Bhabha-Schnitte jeweils unter Verwendung von $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ bzw. $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ für Daten und Tau-Simulation angegeben sind, ist der Unterschied bei der Anwendung beider Definitionen sehr gering. Es liegt jedoch nahe, in der K_s^0 -Analyse die $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ -Definition zu verwenden, weil diese physikalisch sinnvoller ist.

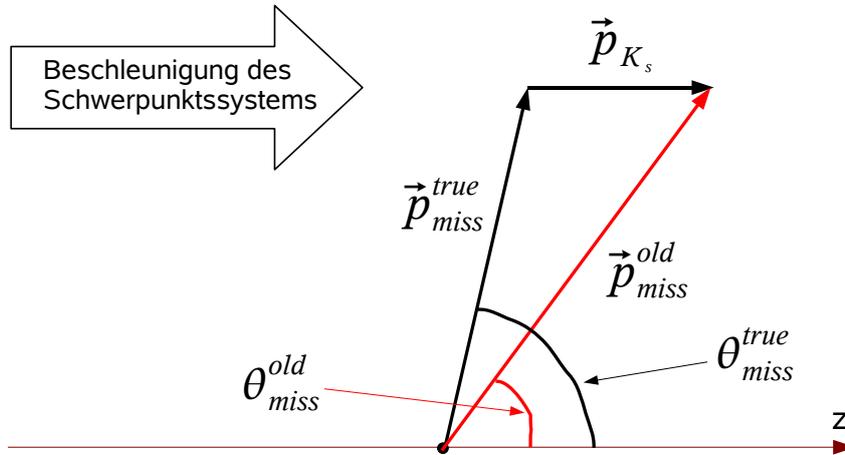


Abbildung A.1: Auswirkung der $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ -Definition des fehlenden Impulses auf das rekonstruierte $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$. Auf Grund des beschleunigten Schwerpunktsystems ist die rekonstruierte Richtung von \vec{p}_{miss} durch die Impulsrichtung des K_s^0 verfälscht und man erhält einen kleineren Wert für $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$.

Selektion	$p_{\text{miss}}^{\text{old}}$			$p_{\text{miss}}^{\text{new}}$		
	Effizienz %					
	Daten	Signal	Untergrund	Daten	Signal	Untergrund
$\vec{p}_{\text{miss}} > 1.5 \text{ GeV}$ oder $\Delta\phi_{aco} < 170^\circ$	91.2	95.5	94.8	90.1	94.6	93.4
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} < 2 \text{ rad}$	99.7	99.9	100.0	99.6	99.8	99.9
$\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}} > 0.4 \text{ rad}$ oder $p_{\text{max}}^* < 3 \text{ GeV}$	91.5	93.3	92.3	91.3	93.2	92.2

Tabelle A.1: Effizienzen der Anti-Bhabha-Selektionen mit der $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ und der $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ -Definitionen des fehlenden Impulses. Die Unterschiede in der Anwendung der beiden Definitionen sind sehr gering.

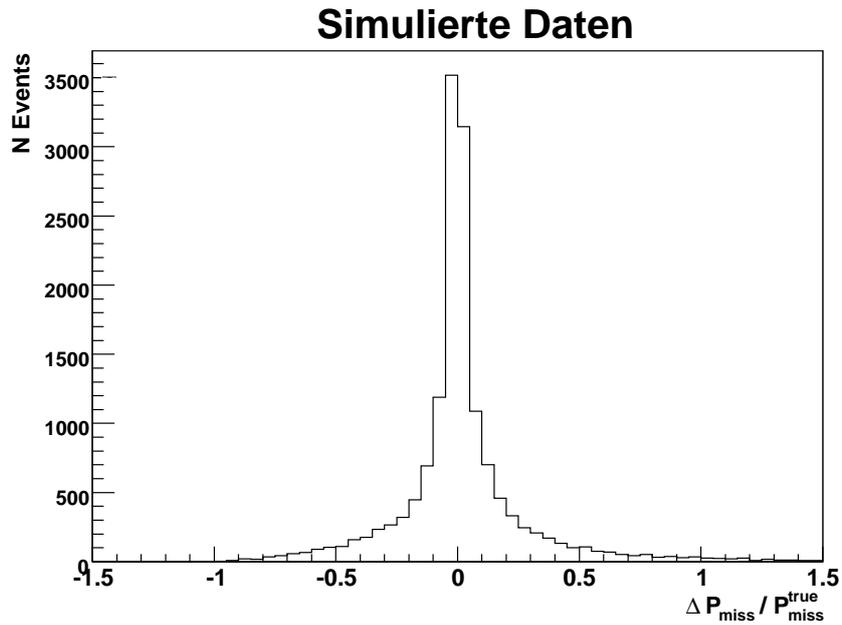


Abbildung A.2: Auflösung des Betrags des fehlenden Impulses nach der $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ -Definition. Die Breite dieser Verteilung liegt bei 26.3 %.

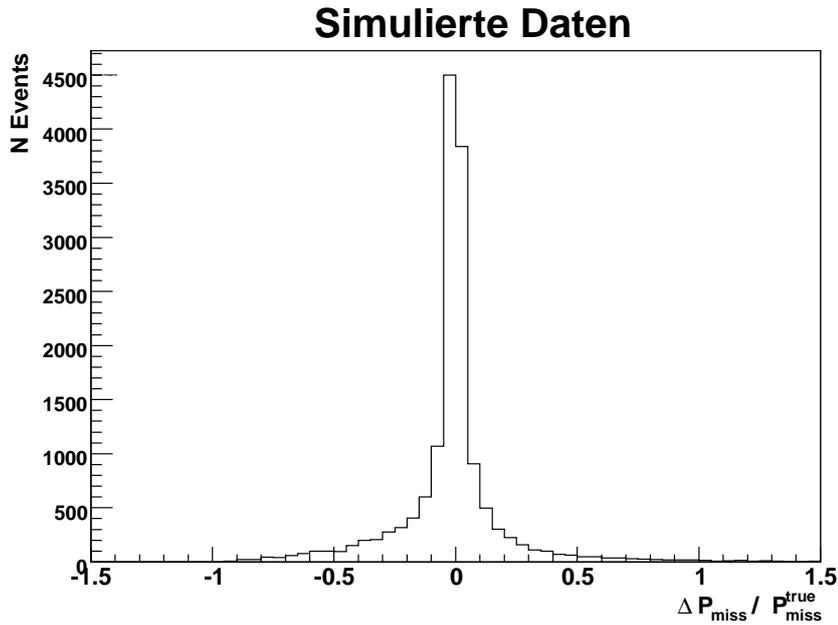


Abbildung A.3: Auflösung des Betrags des fehlenden Impulses nach der $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ -Definition. Die Breite dieser Verteilung liegt bei 22.2 %.

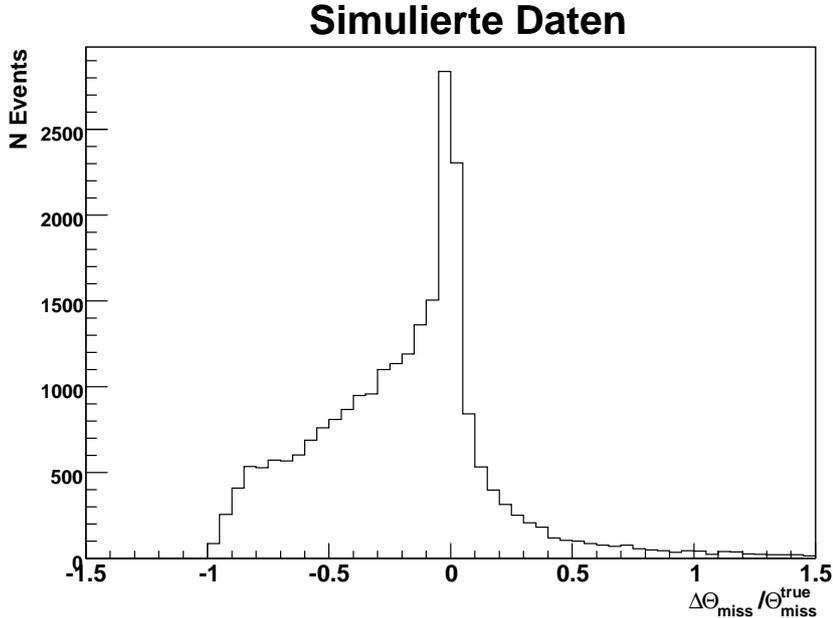


Abbildung A.4: Auflösung von $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ nach der $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ -Definition. Die Breite dieser Verteilung liegt bei 37 %. Die Asymmetrie der Verteilung liegt an den systematisch zu niedrigen Werten von rekonstruierten $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$.

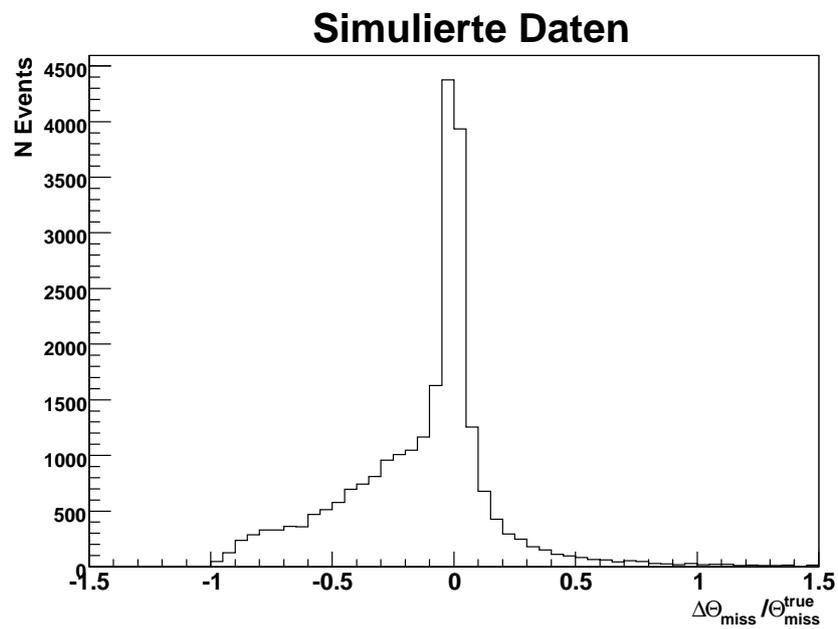


Abbildung A.5: Auflösung von $\theta_{\text{lab}}^{\text{miss}}$ nach der $p_{\text{miss}}^{\text{new}}$ -Definition. Die Breite dieser Verteilung liegt bei 31 %. Die Asymmetrie der Verteilung hat gegenüber der entsprechenden Verteilung (Abb. A.4) der $p_{\text{miss}}^{\text{old}}$ -Definition deutlich abgenommen.

Anhang B

Ergebnis der Studie der Teilchenidentifikations- Korrekturen

Wie in Kap. beschrieben, wurde die Abhängigkeit des gemessenen Verzweigungsverhältnisses von Unsicherheiten der angewandten Teilchenidentifikations-Korrekturen untersucht. Die Halbwertsbreite der gemessenen Verteilungen (Abb. 7.3.2) wurde als Beitrag zum systematischen Fehler interpretiert.

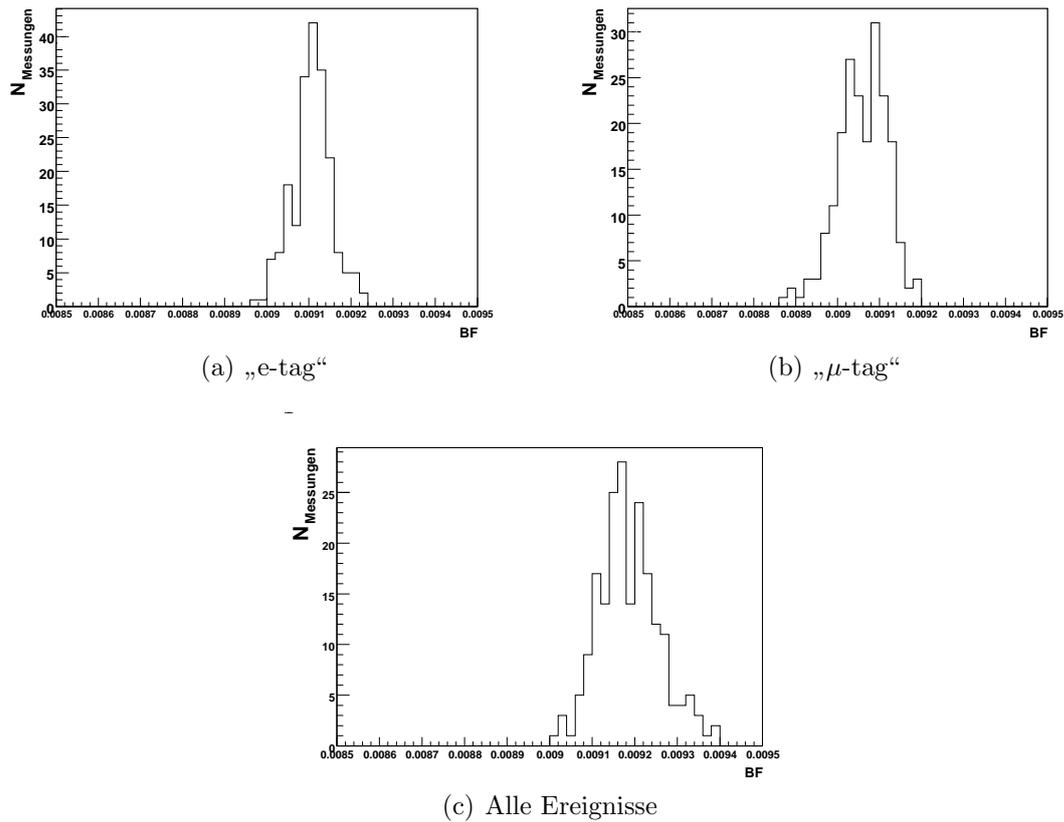


Abbildung B.1: Verteilung der Variation des gemessenen Verzweigungsverhältnisses durch die Variation der Teilchenidentifikations-Korrekturen innerhalb ihrer Fehler. Es sind Verteilungen für „e-tag“, „ μ -tag“ und alle Ereignisse gezeigt.

Literaturverzeichnis

- [1] P.F. Harrison, H.R. Quinn, The *BABAR* Physics Book – Physics at an Asymmetric *B* Factory, SLAC-R-504 (1998).
- [2] E. Gamiz *et al.*,
Determination of $m_S/$ and $||V_{us}||$ from hadronic τ decays
Phys. Rev. Lett. 94: 011803, (2005)
- [3] W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006).
- [4] M. Battle *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **73**, 1079 (1994)
[arXiv:hep-ph/9403329].
- [5] M. Davier and C. z. Yuan [ALEPH Collaboration],
Nucl. Phys. Proc. Suppl. **123**, 47 (2003) [arXiv:hep-ex/0211057].
- [6] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **35**, 437 (2004)
[arXiv:hep-ex/0406007].
- [7] G. Abbiendi *et al.*, the [OPAL Collaboration] Tau decays with neutral kaons
Eur. Phys. J. C13 213-223 (2000).
- [8] M. Athanas *et al.*,
Study of the decays $\tau^- \rightarrow K_S^0 h^- (\pi^0) \nu_\tau$
CLEO-CONF 94-23, 1994
- [9] R. Barate *et al.*, [ALEPH Collaboration]
Eur. Phys. J. **C11**, 599 (1999) [hep-ex/9903015]
- [10] B. Aubert, *et al.* [*BABAR*-Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **479**, 1
(2002).
- [11] N. Cabibbo, M. Kobayashi and T. Maskawa,
CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction, Prog.
Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [12] Venelin Kozhuharov, Recent Results on $|V_{us}|$ from KLOE, KTeV and Na48,
<http://na48.web.cern.ch/NA48/Welcome/images/talks/HQL06/venelin.kozhuharov-hql06-talk.pdf> (2006)

- [13] T. Alexopoulos [KTeV Collaboration]
A Determination of the CKM Parameter — V_{us} —
Phys.Rev.Lett. 93 181802 (2004).
- [14] L. Litov [NA48 Collaboration]
Recent NA48 results on semileptonic and rare kaon decays. Measurement of V_{us} .
hep-ex/0501048
- [15] Matteo Palutan [KLOE Collaboration]
Kaon Physics at KLOE
hep-ex/0605055
- [16] Andrew Lyon, John Allison, Fabrizio Salvatore Measurement of $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow (K\pi)^-\nu_\tau)$ using the *BABAR* detector
BABAR Analysis Document 829 (2004) [<http://www.slac.stanford.edu/babar-internal/BAD/doc/detail.html?docNum=829>]
- [17] *BABAR*-Particle ID Group,
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/pid.html>
- [18] Daniel Bowerman, Carlo Dallapiccola, Xuanzhong Li, Michael Nikolich, Muon Identification in the BaBar Experiment, *BABAR* Analysis Document **917** (2004).
- [19] T. Brandt, Likelihood-based Electron Identification, *BABAR* Analysis Document **396** (2002).
- [20] S. Spanier, *et al.*, Kaon Selection at *BABAR*, *BABAR* Analysis Document **116** (2002).
- [21] *BABAR* Collaboration, The Dirc Particle Identification System of the *BABAR* Experiment, SLAC Pub 10516, (2004).
- [22] Details of PidLHElectronSelector (2006)
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r18a/PidLHElectronSelector_details.html
- [23] Details of TightMuonMicroSelection (2006)
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r18a/TightMuonMicroSelection_details.html
- [24] L. Lista, *et al.*, Muon Identification in the BaBar Experiment, *BABAR* Analysis Document **60** (2000).

- [25] Details of VeryTightLHPionMicroSelection (2006)
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r18a/VeryTightLHPionMicroSelection_details.html
- [26] Tracking Efficiency Task Force (2006)
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/TrackingTaskForce-2006.html>
- [27] TauUser Package Description (2006)
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/taued/TauUser/TauListsAndCuts.html>
- [28] TauUser ntuple columns and histograms (2006)
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/taued/TauUser/TauUser_NtupleAndHistos.html
- [29] P. Billoir, Nucl. Instr. Methods A225 (1984)
- [30] *BABAR* Tau and QED Physics (2006) <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/taued/>
- [31] Grid Computing Centre Karlsruhe (GridKa) <http://www.gridka.de/>
- [32] D. Nekrassov,
Analysis of the decay $\tau^- \rightarrow K_s^0(\pi^- \pi^+) \pi^- \nu_\tau$, current state (2006)
http://www.physi.uni-heidelberg.de/babar/daniil/Slides_KsPiNu_Analysis.pdf
- [33] Ks Reconstruction Efficiency Study for Runs 1-5a in Release-18
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/KsEffR18/Details.html>
- [34] Gritsan, Andrei and Telnov, Alexandre,
 $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Reconstruction Efficiency in *BABAR*: Release-10 Data vs. SP4 Monte Carlo
<http://www.slac.stanford.edu/babar-internal/BAD/doc/detail.html?docNum=677>.
- [35] Shift in the Ks Mass Spectrum
<http://babar-hn.slac.stanford.edu:5090/HyperNews/get/TauQED/1047/2.html>
- [36] O. Igonkina A search for lepton flavor violating decays $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ (*BABAR* Analysis document 761)
- [37] R. Barate *et al.*, [ALEPH-Collaboration] EPJ C10 1