

Fakultät für Physik und Astronomie

Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Kerstin Richter
aus Schlema

Dezember 2005

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

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

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ vorgestellt. Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ wird dabei zum einen direkt aus der Zahl von Ereignissen, zum anderen relativ zum gut bekannten Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ bestimmt. Dazu werden Kriterien entwickelt, mit denen zunächst τ -Paare angereichert und anschließend die Zerfälle in $K^- \pi^0 \nu_\tau$ bzw. $h^- \pi^0 \nu_\tau$ identifiziert werden. Mit den vorgestellten Kriterien werden 126,6 Millionen τ -Paare, die mit dem *BABAR*-Detektor aufgenommen wurden, analysiert. In diesem Datensatz werden 1.089.402 Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und 28.216 Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ mit einer Effizienz von 1,484 % bzw. 1,218 % und bei einem Untergrundanteil von 12,4 % bzw. 50,6 % selektiert. Die Effizienz und der Untergrundanteil wurden durch die Analyse von Monte-Carlo Simulationsdaten ermittelt. Damit lassen sich die direkt gemessenen Verzweigungsverhältnisse von $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,30 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 1,30_{\text{syst}}) \%$ und $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,448 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}) \%$ bestimmen. Das mit der relativen Messung in dieser Arbeit bestimmte Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,450 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}) \%$ ist die bisher beste Einzelmessung dieses Verzweigungsverhältnisses.

Abstract

In this thesis a measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ is presented. The branching fraction of the decay $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ is measured directly from the number of events, as well as relative to the well known decay channel $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$. Selection criteria, which enrich τ -pairs and identify decays into $K^- \pi^0 \nu_\tau$ and $h^- \pi^0 \nu_\tau$ respectively, are developed. 126.6 million τ -pairs, accumulated with the *BABAR*-detector, are analysed with these selection criteria. 1,089,402 (28,216) events of the type $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ ($\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$) are selected with an efficiency of 1.484 % (1.218 %) and with a share of background of 12 % (50 %). The efficiency and share of background have been determined from a Monte-Carlo Simulation. The directly measured branching fractions $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,30 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 1,30_{\text{syst}}) \%$ and $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,448 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}) \%$ are determined. The branching fraction determined with the relative measurement is $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,450 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}) \%$. Currently there exists no individual measurement with smaller uncertainties.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	<i>BABAR</i>-Experiment	9
2.1	PEP-II-Speicherringe	9
2.2	<i>BABAR</i> -Detektor	10
2.3	Beschreibung der Daten und der Monte-Carlo Simulation	14
3	Theoretische Grundlagen	19
3.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	19
3.2	CKM-Matrix	20
3.3	τ Zerfall	20
3.4	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen	22
3.4.1	Direkte Messung	22
3.4.2	Relative Messung	24
3.4.3	Skalierung und Korrekturen	24
4	Teilchenidentifikation	25
4.1	Beschreibung der Teilchenidentifikation	25
4.2	Korrekturen	29
4.2.1	Spurrekonstruktionseffizienz-Korrektur	30
4.2.2	Korrektur der Effizienz der Teilchenidentifikation	30
4.2.3	Korrektur der Effizienz der Rekonstruktion neutraler Teilchen	32
5	Signalselektion	35
5.1	Vorselektion	35
5.2	Weitere Anreicherung der Tau-Paare	36
5.3	Selektion der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse	38
5.4	Selektion der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse	41
5.5	Zusammenfassung der Selektionskriterien	41
5.6	Beschreibung der Daten durch die Simulation	43
5.7	Vergleiche der Ereignisanzahlen	48
5.8	Selektionseffizienzen	49
5.9	Zusammensetzung des $\tau\tau$ -Untergrundes	53

6	Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	55
6.1	Fehler der Verzweigungsverhältnisse	55
6.2	Systematische Studien	56
6.3	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$	62
6.4	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$	62
7	Zusammenfassung	65
A	Weitere Verteilungen	69

Kapitel 1

Einleitung

Das Element $|V_{us}|$ der Cabibbo-Kobayashi-Masakawa-Matrix (CKM-Matrix) wird üblicherweise über den semileptonischen Kaonzerfall $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu}_e$ bestimmt. τ -Zerfälle ermöglichen eine davon unabhängige Bestimmung von $|V_{us}|$ [1]. Dabei wird $|V_{us}|$ aus dem Verzweungsverhältnis des τ -Leptons in Endzustände mit Netto-Strangeness bestimmt. Eine Messung der Momente der hadronischen Massenverteilung aller Endzustände mit Netto-Strangeness erlaubt darüber hinaus eine gleichzeitige Messung der Masse des Strange-Quarks m_S [1].

Die *B-Fabrik* am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), also der *BABAR*-Detektor und die PEP-II-Speicherringe, wurden entworfen, um die CP-Verletzung im B -Meson-System nachzuweisen [2]. Neben den B -Mesonen wird jedoch auch eine große Anzahl an τ -Leptonen erzeugt, die sich für Physikanalysen nutzen lassen. Bei einer integrierten Luminosität von etwa 315 fb^{-1} bis Ende 2005 entspricht dies bei einem Produktionswirkungsquerschnitt von $0,89 \text{ nb}$ einer Anzahl von 267 Millionen τ -Paaren .

In dieser Arbeit wird die Messung des Verzweungsverhältnisses einer der τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness, $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ vorgestellt. Dabei wird ein Datensatzes von 126,7 Millionen τ -Paaren verwendet. Dieser Zerfallskanal ist bereits von CLEO [3], ALEPH [4] und OPAL [5] vermessen worden. Der Weltmittelwert beträgt $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,450 \pm 0,030) \%$. Die bisherigen Messungen waren jedoch durch die Statistik limitiert. Aufgrund der großen verfügbaren Statistik wird erwartet, dass die Präzision der Messung von *BABAR* erheblich verbessert werden kann.

Kapitel 2

BABAR-Experiment

Der *BABAR*-Detektor befindet sich am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) nahe San Francisco in Kalifornien (USA). Die auch unter der Bezeichnung *B*-Fabrik bekannte Anlage umfasst den Linearbeschleuniger, die PEP-II-Speicherringe und den *BABAR*-Detektor. Zunächst wird in diesem Kapitel auf die Speicherringe und den Detektor näher eingegangen. Desweiteren werden die Eigenschaften der Daten und der Monte-Carlo Simulation beschrieben.

2.1 PEP-II-Speicherringe

Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Linearbeschleuniger und die PEP-II-Speicherringe, die Position des *BABAR*-Detektors ist markiert.

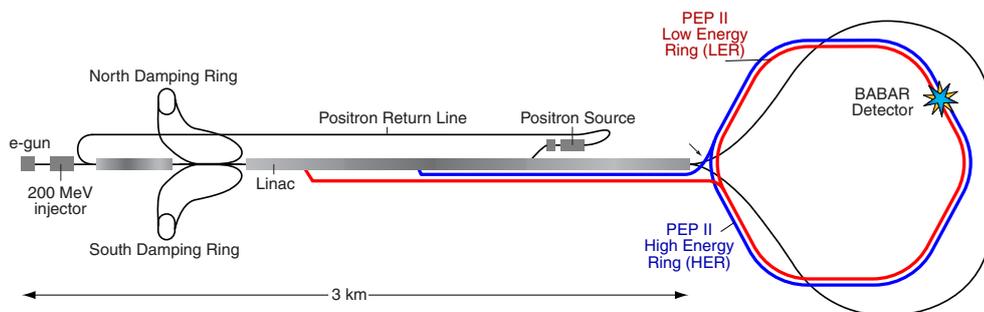


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers und der PEP-II-Speicherringe. Rechts oben ist die Position des *BABAR*-Detektors vermerkt [6].

Die PEP-II-Speicherringe sind zwei übereinander angeordnete Speicherringe, deren Umfang etwa 2,2 km beträgt. Das Hauptmerkmal, das sie von anderen e^+e^- -Speicherringen unterscheidet, ist die Asymmetrie der Energien der gespeicherten Teilchen. Die Elektronen im Hochenergie-Ring werden auf eine Energie

von rund 9 GeV und die Positronen im Niederenergiebereich werden auf eine Energie von etwa 3,1 GeV beschleunigt. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10,58$ GeV und damit der Ruhemasse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die asymmetrischen Energien der beteiligten Teilchen führen zu einem geboosteten System. Der Boost beträgt $\beta\gamma = 0,56$. Dieser ist entscheidend für die Messung der Zerfallslängen von B -Mesonen und damit zum Nachweis der CP-Verletzung.

2.2 BABAR-Detektor

Zunächst werden der BABAR-Detektor und dessen Subdetektorkomponenten vorgestellt. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [6]. Abbildung 2.2 zeigt einen Längsschnitt durch den Detektor. Aufgrund des geboosteten Systems wurde

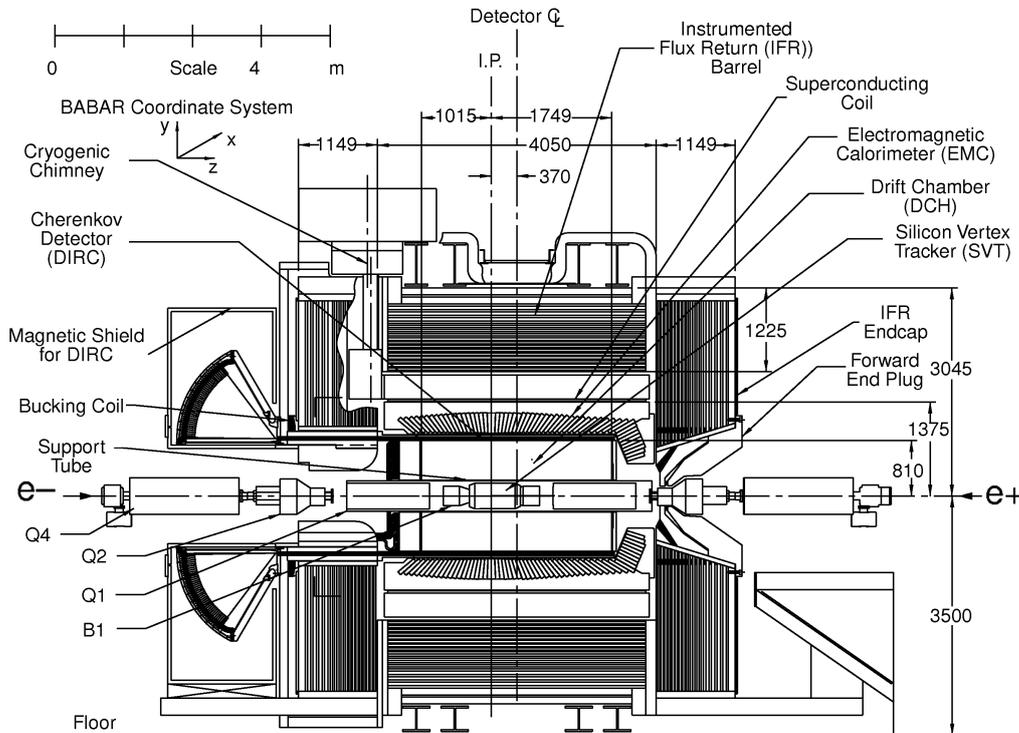


Abbildung 2.2: Längsschnitt durch den BABAR-Detektor [6]. Die Elektronen treten von rechts in den Detektor ein, die Positronen von links.

der Detektor nicht symmetrisch entworfen. Der Wechselwirkungspunkt, an dem sich die Teilchenpakete treffen, liegt etwas in Rückwärtsrichtung, d.h. in Flugrichtung der Positronen verschoben. Um diesen Wechselwirkungspunkt herum sind

radial die Komponenten des *BABAR*-Detektors angeordnet. Den am weitesten innen liegenden Teil nimmt das Spursystem ein, bestehend aus dem Silicon-Vertex-Detektor (SVT¹) und der Driftkammer (DCH²). Als nächste Komponente folgt der Cherenkov-Detektor (DIRC³), der der Identifikation von Kaonen und Pionen dient. Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC⁴) besteht aus CsJ(Tl) Kristallen. Es hat in Vorwärtsrichtung eine Abschlusskappe. Das EMC ist die letzte innerhalb der supraleitenden Magnetspule liegende Komponente. Der am weitesten aussen liegende Subdetektor ist das instrumentierte Magnetjoch (IFR⁵).

Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor ist Teil des Spursystems und liefert Informationen geladener Spuren nahe dem Wechselwirkungspunkt. Mit dem SVT können außerdem sekundäre Vertizes, die z.B. bei *B*-Zerfällen auftreten, gefunden werden. Er besteht aus fünf zylindrischen, konzentrisch angeordneten Schichten doppelseitiger Siliziumstreifendetektoren. Die innerste dieser Schichten liegt direkt am Strahlrohr an.

Die Driftkammer

Die Driftkammer dient der Spurrekonstruktion, der Impulsmessung und der Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dX zur Identifikation geladener Teilchen. Die Driftkammer ist eine Vieldrahtkammer, die aus insgesamt 40 Lagen hexagonaler Driftzellen besteht. Der Radius der innersten Lagen beträgt 26,6 cm, der Radius der äusseren Lagen 80,9 cm. Die Driftkammer ist 280 cm lang. 24 der Lagen sind zwischen 45 und 76 mrad gegen die z-Achse geneigt, um Ortsinformationen in Längsrichtung zu erhalten. Als Driftgas wird ein Gemisch aus Helium und Isobutan in einem Verhältnis von 80:20 verwendet. Abbildung 2.3 zeigt einen Längs- und einen Querschnitt durch die Driftkammer.

Der Cherenkov-Detektor

Der Cherenkov-Detektor ist das wichtigste Instrument zur Teilchenidentifikation. Er dient vor allem der Trennung geladener Kaonen von geladenen Pionen. Er besteht aus 144 Quarzstäben mit einer Dicke von 1,7 cm, einer Breite von 3,5 cm und einer Länge von 490 cm. Die Stäbe dienen dabei gleichzeitig als Radiatormaterial und Lichtleiter. Die von Teilchen, die den Cherenkov-Detektor durchqueren, emittierten Cherenkov-Photonen werden durch Totalreflexion in den Stäben zum

¹Silicon Vertex Tracker

²Driftchamber

³Detector of Internally Reflected Cherenkov Light

⁴Electromagnetic Calorimeter

⁵Instrumented Flux Return

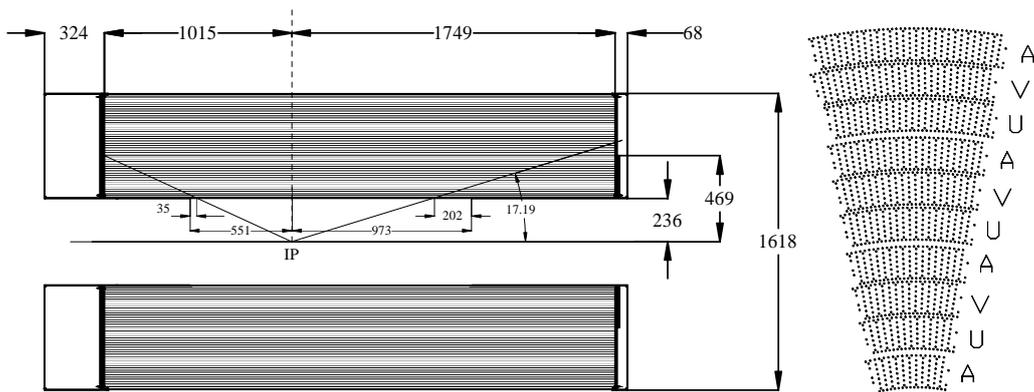


Abbildung 2.3: Längs- (links) und Querschnitt (rechts) durch die Driftkammer des BABAR-Detektors. Im Querschnitt sind die verschiedenen Neigungswinkel der Signaldrähte markiert. A bezeichnet Drähte parallel zur Strahlachse, U und V entsprechend geneigte Drähte [6].

hinteren Ende des Detektors geleitet, wo sich ein Wassertank befindet. An dessen Rückwand sind etwa 11.000 Sekundärelektronenvervielfacher angebracht, mit denen die Cherenkov-Protonen nachgewiesen werden. Abb. 2.4 zeigt schematisch den Aufbau des DIRC.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient zum einen der Rekonstruktion von Photonen und damit auch von neutralen Pionen. Zum anderen können mit dem EMC Elektronen von geladenen Pionen und Myonen getrennt werden. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus 6.580 Kristallen aus mit Thallium dotiertem Cäsiumjodid (CsJ(Tl)). Die Kristalle sind in insgesamt 56 Ringen angeordnet, wovon die ersten acht Ringe als Endkappe bezeichnet werden. Abb. 2.5 zeigt einen Längsschnitt des Kalorimeters. Rechts sind die acht Ringe der Endkappe zu erkennen. Das EMC deckt insgesamt einen Winkelbereich von $15,8^\circ \leq \theta \leq 141^\circ$ ab.

Die Spule und das instrumentierte Joch

Alle bisher genannten Komponenten werden von einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von $B = 1,5 \text{ T}$ parallel zur Strahlachse erzeugt, umschlossen. Das umschließende instrumentierte Eisenjoch dient zum einen der Flussrückführung mittels segmentierter Eisenplatten. Zum anderen können durch die Instrumentierung mit Resistive-Plate-Chambers (RPC) Myonen identifiziert werden.

2.3 Beschreibung der Daten und der Monte-Carlo Simulation

Daten

In der hier vorgestellten Analyse werden Daten, die in den Jahren 2002 und 2003 vom BABAR-Detektor aufgenommen wurden, verwendet. Die aufgezeichneten Daten sind in sogenannte Runperioden unterteilt, die in etwa Kalenderjahren entsprechen. Seit Beginn des Experiments im Jahre 1999 wurden so bereits Daten in vier Runperioden genommen, während die fünfte Runperiode momentan läuft. Die Runperioden sind wiederum in einzelne Runs von ein bis zwei Stunden Zeitdauer unterteilt.

Da das zu messende Verzweigungsverhältnis nicht durch die Ereignisstatistik limitiert ist, werden in dieser Arbeit lediglich Daten der Runperioden 3 und 4 verwendet, die sich durch besondere Konstanz der Betriebsparameter des Detektors auszeichnen.

Wie in Abschnitt 2.1 erklärt, beträgt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 10,58$ GeV. Daten, die bei dieser Energie aufgenommen wurden, werden als On-Peak-Daten bezeichnet. Um für B -Analysen eine gute Abschätzung des Untergrundes zu erhalten, wird PEP-II regelmäßig für kurze Zeitspannen mit Energien von etwa 40 bis 60 MeV unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz betrieben. Die bei diesen Energien aufgenommenen Daten werden Off-Peak-Daten genannt. Bei diesen Energien entstehen zwar keine $b\bar{b}$ -Paare mehr, sehr wohl aber $\tau^+\tau^-$ -Paare. Daher muss in dieser Analyse nicht zwischen On- und Off-Peak-Daten unterschieden werden. Die Luminositäten der in dieser Analyse verwendeten Daten sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Als Fehler der Luminositäten wird ein Wert von $\delta\mathcal{L}_{daten} = 1,2\%$ [8] angenommen.

Run-Periode	Luminosität \mathcal{L}_{daten} [fb^{-1}]
Run 3 (On-Peak)	30,63 \pm 0,36
Run 3 (Off-Peak)	2,39 \pm 0,04
Run 4 (On-Peak)	99,41 \pm 1,19
Run 4 (Off-Peak)	9,90 \pm 0,12
Summe:	142,33 \pm 1,71

Tabelle 2.1: Luminositäten der Daten der betrachteten Run-Perioden [9].

Monte-Carlo Simulation

Parallel zur Datennahme werden Simulationsdaten mit der jeweils aktuellen Detektorkonfiguration produziert. In einem Datensatz wurden Ereignisse des Typs

$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ simuliert. In fünf weiteren Datensätzen sind Untergrundereignisse simuliert.

Ereignisse des Typs $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ werden vom Monte-Carlo-Ereignisgenerator *KK 2f* [10] erzeugt. Die Zerfälle der τ -Leptonen werden von *TAUOLA* [11] simuliert. Die Simulation des Detektors erfolgt mit *GEANT4* [12]. Dabei wurden unter anderem die in Tabelle 2.2 aufgelisteten, für diese Analyse wichtigen Zerfallskanäle berücksichtigt.

Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow$	Verzweigungs- verhältnis [%]
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17,865
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17,355
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25,375
$K^- \pi^0 \nu_\tau$	0,45465
$\pi^- \pi^0 \gamma \nu_\tau$	0,08
andere	38,87035

Tabelle 2.2: *Simulierte τ -Zerfallskanäle im $\tau^+ \tau^-$ -Datensatz.*

Weitere Datensätze beschreiben Ereignisse der Typen $e^+ + e^- \rightarrow$

- $\mu^+ \mu^-$,
- $B^0 \bar{B}^0$,
- $B^+ B^-$,
- $c\bar{c}$ und
- $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$.

Der Datensatz $c\bar{c}$ ist nicht mit dem anderen Quark-Antiquark Datensatz $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ zusammengefasst, da die c -Quarks aufgrund der höheren Masse im Detektor andere Signaturen erzeugen als die leichteren Quarks u, d und s . Es existiert ein weiterer Datensatz, der die Bhabha-Streuung beschreibt. Dieser wurde aber in dieser Analyse nicht verwendet. Die Bhabha-Ereignisse werden benutzt, um das elektromagnetische Kalorimeter zu kalibrieren. Da die Bhabha-Streuung stark vom Polarwinkel θ abhängt, werden die Bhabha-Ereignisse bereits bei der Aufnahme der Daten vorskaliert, um für die Kalibration eine gleichmäßige Ausleuchtung des Detektorvolumens zu erreichen. Daher ist es nicht ohne weiteres möglich, eine Luminosität für den Bhabha-Datensatz anzugeben. Außerdem ist der simulierte Bhabha-Datensatz sehr klein im Vergleich zur Häufigkeit der Bhabha-Ereignisse in den Daten.

Um die simulierten Ereignisse quantitativ mit den Daten vergleichen zu können, muss aus der Anzahl der generierten Ereignisse die Luminosität der Datensätze

\mathcal{L}^i bestimmt werden. Die äquivalente Luminosität des i – ten Datensatzes wird dabei aus der Anzahl N_{gen}^i der generierten Ereignisse und dem mit dem Ereignis-generator generierten Wirkungsquerschnitt σ_{gen}^i bestimmt,

$$\mathcal{L}^i = \frac{N_{\text{gen}}^i}{\sigma_{\text{gen}}^i}.$$

Die Anzahl der generierten Ereignisse und die äquivalenten Luminositäten der verwendeten Simulationsdatensätze sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Die

Datensatz $e^+e^- \rightarrow$	generierte Ereignisse N_{gen}^i		\mathcal{L}^i in $[\text{fb}^{-1}]$ für		$\sigma_U(i)$
	Run 3	Run 4	Run 3	Run 4	
$\tau^+\tau^-$	69.852.000	154.900.000	78,4	173,8	0,89
$\mu^+\mu^-$	13.138.000	109.994.000	11,3	94,8	1,16
$c\bar{c}$	57.700.000	245.802.000	44,4	189,1	1,30
B^0B^0	61.158.000	149.306.000	37,4	279,1	0,535
B^+B^-	86.492.000	90.000.000	74,8	168,2	0,535
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	124.040.000	346.923.008	59,3	166,0	2,09

Tabelle 2.3: Anzahlen der generierten Ereignisse N_{gen}^i , Luminositäten \mathcal{L}^i und Produktionswirkungsquerschnitte $\sigma_U(i)$ [2] der verschiedenen Datensätze für die verwendeten Run-Perioden.

Wirkungsquerschnitte σ_{gen}^i sind dabei fehlerbehaftet, und damit auch die Luminositäten. Als Fehler wird für alle Wirkungsquerschnitte $\delta(\sigma) = 2,2$ [8] angenommen.

Die Skalierungsfaktoren $\mathcal{L}_{\text{Daten}}/\mathcal{L}^i$, die auf die Simulationsdatensätze angewendet werden müssen, sind für die verwendeten Datensätze in Tabelle 2.4 angegeben.

Datensatz	Skalierungsfaktor	
	Run 3	Run 4
Daten	1,0	1,0
$\tau^+\tau^-$	0,421	0,629
$\mu^+\mu^-$	2,92	1,15
$c\bar{c}$	0,744	0,578
B^0B^0	0,883	0,392
B^+B^-	0,441	0,650
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	0,557	0,658

Tabelle 2.4: Skalierungsfaktoren der Luminosität für alle in dieser Analyse verwendeten Datensätze.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die gesamte Materie besteht aus drei Sorten elementarer Teilchen, Leptonen, Quarks und Austauscheteilchen. Die sechs Leptonen werden nach ihrer Ladung Q , der Elektronzahl L_e , der Myonzahl L_μ und der Tauonzahl L_τ klassifiziert. Die sechs Leptonen werden üblicherweise in drei Generationen eingeteilt. Tabelle 3.1 zeigt die Eigenschaften der Leptonen. Die Leptonen tragen keine Farbladung, sie

Lepton	Generation	Q [e]	I	I_3	m [MeV]	τ
e	1	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0,510999	∞
ν_e	1	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	< 3 eV	∞
μ	2	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	105,659	$2,197 \times 10^{-6}$
ν_μ	2	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$< 0,19$ eV	∞
τ	3	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1784	$3,05 \times 10^{-13}$
ν_τ	3	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$< 18,2$ eV	∞

Tabelle 3.1: Klassifizierung der Leptonen; ihre Ladung Q , Isospin I , dritte Komponente des Isospins I_3 Masse m und Lebensdauer τ .

nehmen also nicht an der starken Wechselwirkung teil. Zu jedem dieser Leptonen gehört ein Antilepton mit entsprechend umgekehrter Ladung.

Es gibt sechs verschiedene Typen (genannt *Flavors*) von Quarks, die sich wiederum in Familien einteilen lassen. Tabelle 3.2 zeigt einige der Eigenschaften der Quarks. Quarks tragen eine von drei möglichen Farbladungen. Zu jedem Quark gibt es ein Antiquark. Quarks und Leptonen gehören mit einem Spin von $\frac{1}{2}$ zu den Fermionen.

Die Austauscheteilchen sind Vermittler der Wechselwirkungen. Das Photon für die elektromagnetische Kraft, W^+ , W^- und Z^0 für die schwache Kraft und die Gluonen für die starke Kraft. Die Austauscheteilchen tragen Spin 1 und sind damit Bosonen.

Quark	Generation	Q [e]	I	I_3
d	1	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
u	1	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
s	2	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
c	2	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
b	3	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
t	3	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$

Tabelle 3.2: Klassifizierung der Quarks; ihre Ladung Q , Isospin I und die dritte Komponente des Isospins I_3 .

3.2 CKM-Matrix

Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkungen q' entsprechen nicht den Masseneigenzuständen q der Quarks. Daher wird eine unitäre Transformation eingeführt, die die Quarkzustände ineinander überführt,

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

Diese Matrix wird CKM-Matrix¹ genannt. Die Matrix V_{CKM} muss unitär sein, also muss gelten,

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

wobei V_{CKM}^\dagger die komplex konjugierte Matrix bezeichnet. Für die einzelnen Elemente der Matrix gilt dann

$$\sum_j V_{ji} V_{jk}^* = \delta_{ik}.$$

Durch die Unitaritätsbeziehung reduziert sich die Anzahl der freien Parameter auf vier. Diese können interpretiert werden als drei Mischungswinkel der drei Quarkgenerationen untereinander und eine komplexe Phase. Diese komplexe Phase ermöglicht die CP-Verletzung.

3.3 τ Zerfall

Das τ -Lepton zerfällt durch Emission eines virtuellen W -Austauschbosons, welches wiederum in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Relativ zu den Zerfällen ohne Strangeness sind diejenigen mit Netto-Strangeness um einen Faktor $(|V_{us}|/|V_{ud}|)^2$ unterdrückt. Abbildung 3.1 zeigt einen Feynmangraphen des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$, der Gegenstand dieser Analyse ist. Dabei entsteht ein geladenes Kaon, welches ein Strange-Quark beinhaltet.

¹nach N. Cabibbo, M. Kobayashi und T. Masakawa [13]

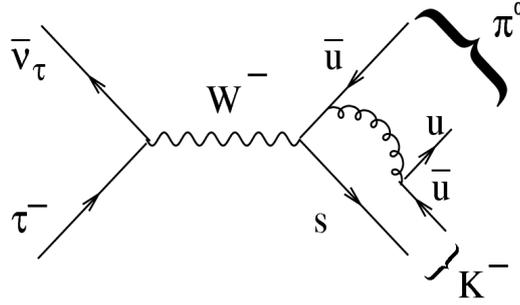


Abbildung 3.1: Feynman-Graph des Zerfalls $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$.

Das Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} ist definiert als

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \text{Zerfallskanal}) = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \text{Zerfallskanal})}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{beliebig})},$$

wobei Γ die Zerfallsraten bezeichnet, mit denen das τ zerfällt. Tabelle 3.3 zeigt die Verzweigungsverhältnisse für alle τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness. Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$, das in dieser Analyse bestimmt wird, ist hervorgehoben. Wenn konkrete Zerfälle genannt sind, ist immer der ladungskon-

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis \mathcal{B}
$\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$	$0,686 \pm 0,023$
$\tau^- \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$	$0,027 \pm 0,006$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$	$0,450 \pm 0,030$
$\tau^- \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \nu_\tau$	$0,890 \pm 0,040$
$\tau^- \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$0,360 \pm 0,040$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$0,380 \pm 0,040$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$0,058 \pm 0,023$
$\tau^- \rightarrow K^*(892) \eta \pi^0 \nu_\tau$	$0,029 \pm 0,009$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$0,065 \pm 0,024$
$\tau^- \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$0,026 \pm 0,024$
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$0,037 \pm 0,021$
$\tau^- \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$0,023 \pm 0,020$
Summe:	$3,031 \pm 0,099$

Tabelle 3.3: τ -Zerfälle mit Netto-Strangeness im Endzustand. Die Verzweigungsverhältnisse sind aus [14] entnommen. Das Verzweigungsverhältnis, das in dieser Arbeit bestimmt wird, ist hervorgehoben.

jugierte Fall eingeschlossen. Also bezeichnet $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ beispielsweise auch den Zerfall $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$.

3.4 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Das Ziel dieser Analyse ist es, das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ zu messen. Dazu gibt es zwei Herangehensweisen. Zum einen ist das die direkte Messung durch Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation, zum anderen eine Messung relativ zu einem weiteren, gut bekannten Kanal. In dieser Arbeit werden beide Strategien parallel verfolgt. Als Vergleichskanal wird dabei $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ verwendet, dessen Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,87 \pm 0,13) \%$ auf $0,5 \%$ [14] genau bekannt ist. Dabei bezeichnet h^- ein beliebiges, geladenes Hadron. Außerdem wurde mit Hilfe des Vergleichskanals ein Satz an Analysewerkzeugen entwickelt und optimiert. Diese Analysewerkzeuge wurden anschließend auf den Zerfall $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ angewendet.

3.4.1 Direkte Messung

Um das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})$ zu messen, wird die Anzahl der Signalereignisse N_D^{Sig} in den Daten mit der theoretisch erwarteten Anzahl der Signalereignisse $N_{\text{exp}}^{\text{Sig}}$ verglichen,

$$\frac{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})}{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})_{\text{Gen}}} = \frac{N_D^{\text{Sig}}}{N_{\text{exp}}^{\text{Sig}}},$$

wobei $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})_{\text{Gen}}$ das theoretisch erwartete Verzweigungsverhältnis bezeichnet. Da jedoch die Daten eine Vielzahl an Zerfallskanälen beinhalten, muss zunächst der Untergrund, also die Ereignisse mit falschen Zerfallskanälen, beseitigt werden. Dafür werden auf verschiedene Verteilungen bestimmter Variablen Selektionsschnitte angebracht. Jedoch gelingt die Trennung von Signal und Untergrund zumeist nicht vollständig. Der in den Daten verbleibende Untergrund kann mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen abgeschätzt, und abgezogen werden,

$$N_D^{\text{Sig}} = N_D^{\text{sel}} - N_U^{\text{sel}},$$

wobei N_D^{sel} die nach den Schnitten zur Beseitigung des Untergrundes übrigbleibenden Datenereignisse bezeichnet, und N_U^{sel} die nach den gleichen Schnitten noch vorhandenen Untergrundereignisse in der Simulation.

In dieser Analyse wurden mehrere simulierte Untergrunddatensätze (siehe Abschnitt 2.3) verwendet. Daher setzt sich Anzahl N_U^{sel} der Untergrundereignisse, die alle Schnitte passieren, aus den in den verschiedenen Simulationsdatensätzen gezählten Ereignissen zusammen:

$$N_U^{\text{sel}} = \sum_i N_U^{\text{sel}}(i),$$

wobei i über die verschiedenen Datensätze läuft.

Neben dem Untergrund wird auch der Signalkanal simuliert. Daraus lässt sich die Anzahl der erwarteten Signalereignisse abschätzen zu

$$N_{\text{exp}}^{\text{Sig}} = \frac{N_{\text{D},\tau\tau}}{N_{\tau\tau}^{\text{gen}}} \cdot N_{\text{S}}^{\text{sel}},$$

wobei $N_{\text{S}}^{\text{sel}}$ die Anzahl der nach den Schnitten zur Untergrundbeseitigung noch vorhandenen Signalereignisse bezeichnet, und der Faktor $\frac{N_{\text{D},\tau\tau}}{N_{\tau\tau}^{\text{gen}}}$ Unterschiede in der insgesamt vorhandenen Menge an τ -Paaren in Daten ($N_{\text{D},\tau\tau}$) und Simulation ($N_{\tau\tau}^{\text{gen}}$) berücksichtigt. Die Anzahl $N_{\text{D},\tau\tau}$ der in den Daten erwarteten $\tau^+\tau^-$ -Paare wird aus dem Produktionswirkungsquerschnitt σ_{τ} und der Luminosität der aufgenommenen Daten $\mathcal{L}_{\text{daten}}$ bestimmt,

$$N_{\text{D},\tau\tau} = \sigma_{\tau} \cdot \mathcal{L}_{\text{daten}}.$$

Der Größe des Wirkungsquerschnittes σ_{τ} beträgt dabei

$$\sigma_{\tau} = (0,891 \pm 0,002) \text{ nb} \quad [9].$$

Damit kann das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})$ aus den gezählten Größen berechnet werden,

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal}) = \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})_{\text{Gen}} \cdot \frac{N_{\tau\tau}^{\text{gen}}}{\sigma_{\tau} \mathcal{L}_{\text{daten}}} \cdot \frac{N_{\text{D}}^{\text{sel}} - \sum_i N_{\text{U}}^{\text{sel}}(i)}{N_{\text{S}}^{\text{sel}}} \quad (3.1)$$

Die Schnitte, mit denen der Untergrund beseitigt wird, wurden mit der Selektion der Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_{\tau}$ entwickelt und optimiert. Sie werden in Kapitel 5 ausführlich besprochen.

Als nützlich erweist sich die Einführung einer weiteren Größe, der Selektionseffizienz ϵ_{S} . Diese wird mit Hilfe der simulierten Signalereignisse bestimmt und ist folgendermaßen definiert:

$$\epsilon_{\text{S}} = \frac{N_{\text{S}}^{\text{sel}}}{N_{\text{S}}^{\text{gen}}},$$

wobei $N_{\text{S}}^{\text{gen}}$ die Anzahl der generierten Signalereignisse in der Simulation bezeichnet und $N_{\text{S}}^{\text{sel}}$ die Anzahl der Signalereignisse, die alle Schnitte passieren. Die Anzahl der generierten Signalereignisse ist dabei

$$N_{\text{S}}^{\text{gen}} = 2 \cdot N_{\tau\tau}^{\text{gen}} \cdot \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \text{Signalkanal})_{\text{Gen}}$$

mit der Anzahl der generierten $\tau^+\tau^-$ -Paare $N_{\tau\tau}^{\text{gen}}$ in der Simulation.

Mit der Selektionseffizienz ϵ_{S} wird Gleichung 3.1 zu

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \text{Zerfallskanal}) = \frac{1}{2\sigma_{\tau} \mathcal{L}_{\text{daten}}} \frac{N_{\text{D}}^{\text{sel}} - \sum_i N_{\text{U}}^{\text{sel}}(i)}{\epsilon_{\text{S}}}. \quad (3.2)$$

3.4.2 Relative Messung

Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ relativ zu $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$ lässt sich berechnen aus dem Verhältnis der in den beiden Zerfallskanälen gezählten Signalereignisse in den Daten $N_D^{\text{Sig}, K\pi^0\nu}$ bzw. $N_D^{\text{Sig}, h\pi^0\nu}$,

$$\frac{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)}{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)} = \frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu}}{\epsilon_S^{K\pi^0\nu}} \cdot \frac{N_D^{\text{Sig}, K\pi^0\nu}}{N_D^{\text{Sig}, h\pi^0\nu}},$$

wobei der Faktor $\frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu}}{\epsilon_S^{K\pi^0\nu}}$ die unterschiedlichen Selektionseffizienzen in den beiden Kanälen korrigiert.

Mit der Abschätzung des Untergrundes durch die Simulation, wie bereits in Abschnitt 3.4.1 besprochen, ergibt sich

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) \cdot \frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu}}{\epsilon_S^{K\pi^0\nu}} \cdot \frac{N_D^{K\pi^0\nu} - \sum_i N_U^{K\pi^0\nu}(i)}{N_D^{h\pi^0\nu} - \sum_i N_U^{h\pi^0\nu}(i)}, \quad (3.3)$$

mit den gezählten Ereignissen in den Daten nach den Schnitten zur Beseitigung des Untergrundes $N_D^{K\pi^0\nu}$ und $N_D^{h\pi^0\nu}$, und der Summe der nach den Schnitten verbleibenden Ereignisse in den Untergrunddatensätzen $\sum_i N_U^{K\pi^0\nu}(i)$ bzw. $\sum_i N_U^{h\pi^0\nu}(i)$.

3.4.3 Skalierung und Korrekturen

Die gezählten Untergrundereignisse müssen, da sie von den Datenereignissen abgezogen werden, auf die Luminosität der Daten skaliert werden. Dazu werden die Skalierungsfaktoren aus Tabelle 2.4 verwendet.

Desweiteren müssen Effizienzkorrekturen an allen simulierten Ereignissen angebracht werden, die Unterschiede zwischen Daten und Simulation in

- der Effizienz der Spurrekonstruktion,
- der Effizienz der Teilchenidentifikation und
- der Effizienz der Rekonstruktion von neutralen Pionen

beheben. Auf diese Korrekturen wird in Abschnitt 4.2 näher eingegangen.

Kapitel 4

Teilchenidentifikation

Zunächst wird in diesem Kapitel die Identifikation der Teilchen beschrieben. Aufgabe der Teilchenidentifikation ist es, Teilchen verschiedenen Typs voneinander zu trennen. Dafür werden komplexe Sätze von Kriterien verwendet, auf die die Teilchenkandidaten getestet werden. In dieser Analyse werden drei verschiedene identifizierte Teilchen benötigt, Elektronen, Myonen und geladene Kaonen. Desweiteren wird auf die Rekonstruktion neutraler Pionen eingegangen.

Um die selektierten Datenereignisse quantitativ mit der Simulation vergleichen zu können, müssen an den Simulationsdaten Korrekturfaktoren angebracht werden. Die benötigten Korrekturen

- Korrektur der Effizienz der Spurrekonstruktion,
- Korrektur der Effizienz der Teilchenidentifikation und
- Korrektur der Effizienz der Rekonstruktion neutraler Pionen

werden im zweiten Abschnitt dieses Kapitels eingeführt.

Diese Korrekturen wurden von anderen Analysegruppen innerhalb der *BABAR*-Kollaboration bestimmt und getestet. Üblicherweise werden diese Korrekturen automatisch während der Physikanalyse angebracht. Da die Messung des Verzweigungsverhältnisses besonders sensibel auf systematische Unterschiede zwischen Daten und Simulation ist, wurde jedoch ein anderer Weg gewählt. Die benötigten Korrekturen werden erst im letzten Schritt, also nach der Selektion der Ereignisse angebracht. Somit besteht die Möglichkeit, systematische Studien durchzuführen, was im folgenden Kapitel 6 beschrieben wird.

4.1 Beschreibung der Teilchenidentifikation

Eines der wichtigsten Instrumente zur Trennung von geladenen Kaonen und geladenen Pionen ist der Cherenkov-Detektor (DIRC). Teilchen emittieren Cherenkov-

Photonen in den Quartzstäben des DIRC oberhalb eines Impulses von

$$p_{lab} > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}},$$

wobei m die Masse der Teilchen, p_{lab} deren Impuls im Laborsystem und n den Brechungsindex des Quartzmaterials, hier $n = 1,473$ [15], bezeichnen. Der Cherenkov-Winkel θ_C , unter dem die Photonen emittiert werden, ist abhängig vom Brechungsindex des durchquerten Materials und der Geschwindigkeit β der Teilchen,

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{p_{lab}}{E_{lab}},$$

mit dem Teilchenimpuls im Laborsystem p_{lab} und der Energie im Laborsystem E_{lab} der Teilchen. Abb. 4.1 zeigt den Cherenkov-Winkel θ_C in Abhängigkeit des Teilchenimpulses im Laborsystem p_{lab} ist für verschiedene Teilchen. Bei bekanntem Impuls p_{lab} können die verschiedenen Teilchen also durch Messung des Cherenkov-Winkels θ_C voneinander getrennt werden.

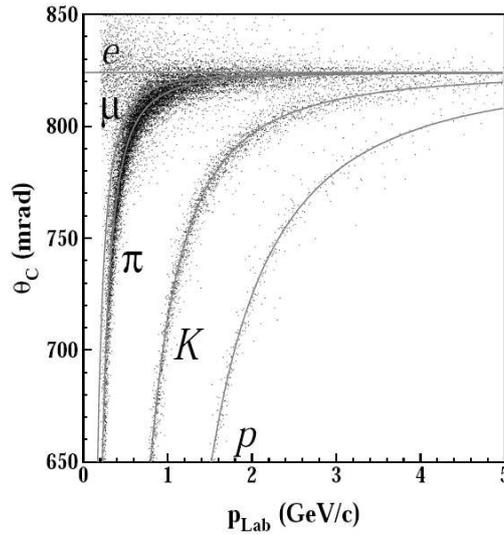


Abbildung 4.1: Gefittete Cherenkov-Winkel θ_C für Multi-Hadron-Ereignisse in Abhängigkeit des Teilchenimpulses im Laborsystem p_{lab} [16].

Neben dem Cherenkov-Detektor können auch das elektromagnetische Kalorimeter und die Spurdetektoren zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Elektronen deponieren nahezu ihre gesamte Energie E_{cms}^{cal} in den Kristallen des elektromagnetischen Kalorimeters, da diese eine Länge von 16,1 bis 17,6 Strahlungslängen X_0 aufweisen. Myonen dagegen verlieren durch Ionisation lediglich 150 bis 200 MeV Energie im EMC. Mittels eines lockeren Schnittes auf die Größe E_{cms}^{cal}/p_{cms} , also

das Verhältnis der im Kalorimeter deponierten Energie zum Teilchenimpuls im Schwerpunktsystem, lassen sich daher Elektronen von Myonen trennen. An einem typischen Elektronenschauer sind mit zehn und mehr Kristallen wesentlich mehr EMC-Kristalle beteiligt als bei Myonen mit etwa ein bis zwei Kristallen. Mit einem Schnitt auf die Anzahl der Kristalle lässt sich die Trennung zwischen Myonen und Elektronen daher noch verbessern. Myonen erreichen, da sie minimal ionisierend sind, die am äusseren Rand des Detektors liegenden Myonkammern und können dort nachgewiesen werden.

Durch eine Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dX in der Driftkammer und dem Vertexdetektor lassen sich weitere Aussagen über den Typ des Teilchens machen. Abbildung 4.2 zeigt den spezifischen Energieverlust dE/dX verschiedener Teilchen im Vertexdetektor und in der Driftkammer in Abhängigkeit des Teilchenimpulses. Bis zu etwa 0,6 GeV können Kaonen gut von Pionen getrennt werden.

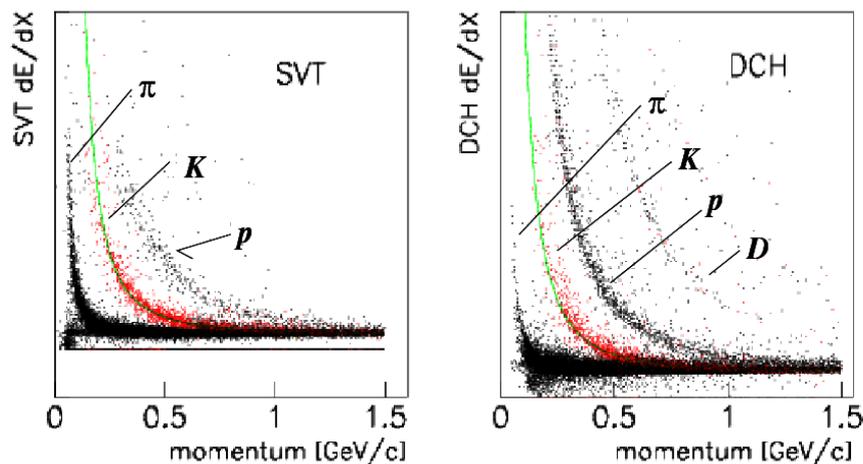


Abbildung 4.2: Spezifischer Energieverlust dE/dX verschiedener Teilchen im Silicon-Vertex-Tracker (SVT, links) bzw. in der Driftkammer (DCH, rechts) in Abhängigkeit des Teilchenimpulses [17].

Kriterien der Elektronidentifikation

Eine detaillierte Beschreibung der Selektion von Elektronen findet sich in [17]. Mittels einer Methode, die auf Wahrscheinlichkeiten basiert, wird getestet, ob eine Spur weitgehend derjenigen eines Elektrons entspricht. Unter anderem wird die Wahrscheinlichkeit (Likelihood) aus folgenden Eigenschaften der Spur bestimmt:

- der Menge der im Kalorimeter deponierten Energie im Verhältnis zum Schwerpunktimпульs $E_{\text{cal}}^{\text{cms}}/p_{\text{cms}}$,

- der Form des Schauers im Kalorimeter,
- dem im SVT und in der DCH gemessene dE/dX und
- dem Cherenkov-Winkel θ_C .

In dieser Analyse werden zwei verschiedene Sätze von Kriterien verwendet, die bei *BABAR* die Bezeichnungen `eMicroTight` und `PidLHElectrons` tragen. Dabei haben die Kriterien des Typs `PidLHElectrons` eine geringere Missidentifikationsrate als diejenigen des Typs `eMicroTight`.

Kriterien der Myonidentifikation

Eine detailliertere Beschreibung der Selektion von Myonen ist in [18] zu finden. Unter anderem werden für eine geladene Spur folgende Eigenschaften verlangt, damit diese als Myon identifiziert wird:

- Die deponierte Energie E_{cal} im Kalorimeter liegt zwischen 0,05 und 0,4 GeV,
- die Anzahl N_L der getroffenen Myonkammerebenen muss größer sein als zwei.

Der in dieser Analyse verwendete Satz an Kriterien wird bei *BABAR* `muMicroTight`-Selektor genannt.

Kriterien der Kaonidentifikation

Die Selektion der geladenen Kaonen ist in [15] beschrieben. Unter anderem wird die Spur auf folgende Eigenschaften getestet:

- Die dE/dX -Messung im Vertexdetektor und in der Driftkammer und
- der gemessene Cherenkov-Winkel θ_C .

Die Kriterien, nach denen in dieser Analyse ein geladenes Kaon ausgesucht wird, werden `KMicroTight` genannt.

Wenn im Folgenden von *identifizierten Teilchen* die Rede ist, sind immer geladene Spuren gemeint, die die hier beschriebenen Kriterien der Elektron-, Myon- oder Kaonidentifikation erfüllen.

Die π^0 -Rekonstruktion

Neutrale Pionen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 98,8% in zwei Photonen. Die Photonen deponieren nahezu ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter. Aus diesen Photonenenergien und den Ortsinformationen der beiden Photonen können die neutralen Pionen rekonstruiert werden.

Eine genauere Beschreibung der π^0 -Rekonstruktion und der geforderten Kriterien finden sich in [19] und [20]. In einem Ereignis können neben den beiden Tochter-Photonen des zerfallenen neutralen Pions noch weitere Photonen vorhanden sein, z.B. durch weitere zerfallene neutrale Pionen oder Abstrahlung von Photonen durch andere Teilchen. Daher müssen zunächst zwei Photonen gefunden werden, die Zerfallsprodukte eines Pions sein könnten. Dafür wird jedes im Ereignis vermessene Photon mit jedem anderen Photon kombiniert. Die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ dieser Pion-Kandidaten wird bestimmt. Abbildung 4.3 zeigt

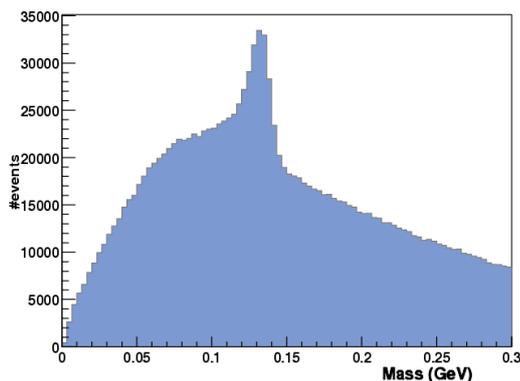


Abbildung 4.3: *Invariantes Massenspektrum $m_{\gamma\gamma}$ der aus zwei Photonen kombinierten Pion-Kandidaten in der Simulation [19].*

das Massenspektrum der Pion-Kandidaten. Das Maximum bei etwa 0,135 GeV entspricht dabei den Pionen, der kombinatorische Untergrund ist sehr groß. Um Photonenpaare, die nicht von Zerfällen neutraler Pionen stammen, die also Teil des kombinatorischer Untergrunds sind, auszusortieren, wird gefordert, dass die Masse $m_{\gamma\gamma}$ mit $(120 < m_{\gamma\gamma} < 150)$ MeV nahe bei der wahren Masse von Pionen, $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006)$ MeV [14] liegt. Neben der geforderten Masse werden noch weitere Schnitte angebracht, die die Qualität der rekonstruierten neutralen Pionen verbessern. Photonen aus Wechselwirkungen zwischen den Teilchenstrahlen und dem Restgas im Strahlrohr, haben typischerweise Energien bis 50 MeV. Daher wird unter anderem gefordert, dass die Energien der zu Pionen kombinierten Photonen größer als 50 MeV sind und in mindestens je zwei Kristallen des Kalorimeters deponiert wurden. Weiterhin müssen die Kalorimetertreffer der beiden Photonen klar voneinander getrennt sein, um eine möglichst gute Messung für den Öffnungswinkel der Photonen zu erhalten.

4.2 Korrekturen

Aufgrund unzureichender Beschreibung des Detektors durch die Monte-Carlo Simulation unterscheiden sich die Effizienzen der Teilchenidentifikation, die Effizi-

enzen in der Bestimmung der geladenen Spuren und die Effizienzen der Rekonstruktion neutraler Pionen in Daten und Simulation. Daher müssen Korrekturen angebracht werden, die im Folgenden besprochen werden.

4.2.1 Spurrekonstruktionseffizienz-Korrektur

Die in Daten und Simulation unterschiedliche Effizienz in der Spurrekonstruktion wird durch die Tracking-Effizienz-Korrektur beseitigt. Mittels τ -Zerfällen wurde diese Korrektur bestimmt. Laut [21] muss pro geladener Spur eine Korrektur von $\eta_{tracking} = 0,995 \pm 0,007$ angebracht werden. Da bei dieser Analyse zwei geladene Spuren gefordert werden, beträgt die Tracking-Korrektur

$$\eta_T = \eta_{Track}^2 = 0,990 \pm 0,014 \quad .$$

Die Abhängigkeit der Korrektur von Transversalimpuls p_t , Azimutwinkel ϕ und Polarwinkel θ und Multiplizität des Ereignisses ist vernachlässigbar klein.

4.2.2 Korrektur der Effizienz der Teilchenidentifikation

Die Effizienzen der in Abschnitt 4.1 besprochenen Identifikation der Elektronen, Myonen und geladenen Kaonen unterscheidet sich für Datenereignisse und simulierte Ereignisse. Diese Unterschiede werden durch eine Korrektur der Identifikationseffizienz beseitigt, welche im Folgenden besprochen wird.

Die Effizienz der Teilchenidentifikation wurde von der *Particle ID Gruppe* der *BABAR*-Kollaboration untersucht [22]. Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch für Daten und Monte-Carlo Simulation der 4. Run-Periode die Effizienzen der Myonidentifikation für positiv und negativ geladene Myonen in Abhängigkeit des Myonimpulses. Hier fällt auf, dass die Identifikationseffizienz ϵ_{Data} für Daten um etwa 15-20 % niedriger ist als die Identifikationseffizienz ϵ_{MC} für die Monte-Carlo Simulation. Dies hat zur Folge, dass Simulationsereignisse, bei denen Myonen identifiziert werden, auf die Effizienz analoger Datenereignisse korrigiert werden müssen. Die Effizienzkorrektur

$$\eta_{PID} = \frac{\epsilon_{Data}}{\epsilon_{MC}}$$

ist dabei abhängig von Impuls p_{lab} , Polarwinkel θ , Azimutwinkel ϕ und Informationen über die wahre Teilchenidentität aus dem Teilchengenerator. Für jedes einzelne der simulierten Ereignisse muss diese Effizienzkorrektur separat bestimmt und angewendet werden. Die *Particle ID-Gruppe* der *BABAR*-Kollaboration stellt dazu Tabellen zur Verfügung, aus denen die Korrekturen abgelesen werden können.

Die relative Effizienzkorrektur $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ der Myonidentifikation ist in Abb. 4.5 exemplarisch für selektierte Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ mit identifiziertem Myon auf der Leptonseite im Signalsimulationsdatensatz für Run 4 gezeigt. In diesem Spezialfall beträgt die mittlere relative Effizienzkorrektur

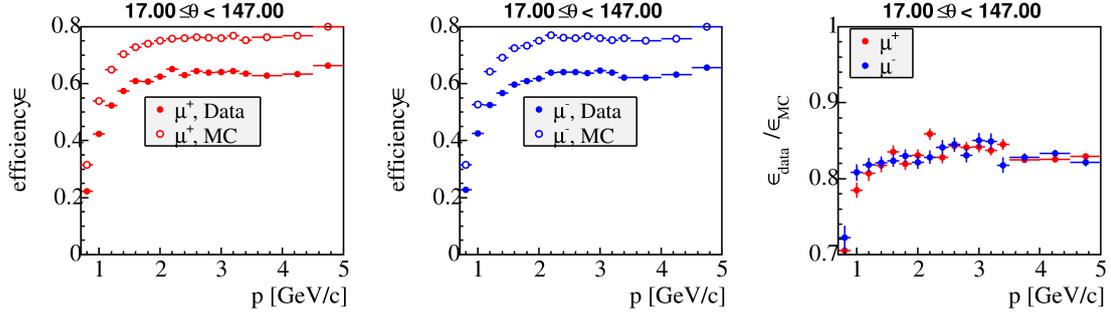


Abbildung 4.4: Effizienzen der Identifikation von Myonen für Daten und Simulation aus Run 4. In der linken Teilabbildung sind die Identifikationseffizienzen positiver Myonen für Daten ($\epsilon_{Data}^{\mu^+}$) und Simulation ($\epsilon_{MC}^{\mu^+}$) gezeigt, in der mittleren Teilabbildung für negativ geladene Myonen ($\epsilon_{Data}^{\mu^-}$ bzw. $\epsilon_{MC}^{\mu^-}$), und rechts das Verhältnis der Identifikationseffizienz zwischen Daten und Simulation $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ entsprechend für beide Ladungsarten. [23]

$\langle \epsilon_{Data}/\epsilon_{MC} \rangle = (83,49 \pm 0,27) \%$. Die Selektion der Ereignisse ist Gegenstand des folgenden Kapitels 5.

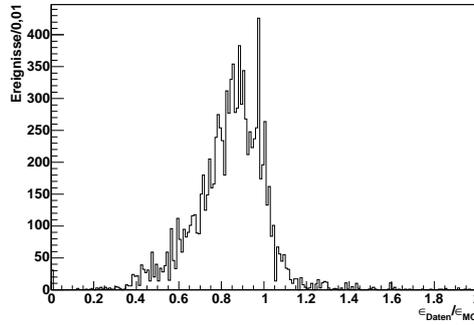


Abbildung 4.5: Relative Effizienzkorrektur $\epsilon_{Daten}/\epsilon_{MC}$ der Myonidentifikation für selektierte Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ mit identifiziertem Myon auf der Leptonseite im Run 4 Signalsimulationsdatensatz.

Ebenso wie die Myonidentifikation zeigen auch die Elektron- und die Kaonidentifikation für Daten und Simulation unterschiedliche Effizienzen. Abbildung 4.6 und 4.7 zeigen die Effizienzen für Elektron- und Kaonidentifikation in Abhängigkeit des Teilchenimpulses für Run 4 Daten und Simulation. Die Identifikationseffizienz unterscheidet sich bei Kaonen und Elektronen nicht so stark zwischen Daten und Simulation wie bei der Identifikation der Myonen. Im Spezi-

allfall der rekonstruierten Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ im Signalsimulationsdatensatz des Runs 4 beträgt die mittlere relative Effizienzkorrektur für Elektronidentifikation $\langle \epsilon_{Data}/\epsilon_{MC} \rangle = (100,94 \pm 0,07) \%$ und für die Kaonidentifikation $\langle \epsilon_{Data}/\epsilon_{MC} \rangle = (97,21 \pm 0,07) \%$.

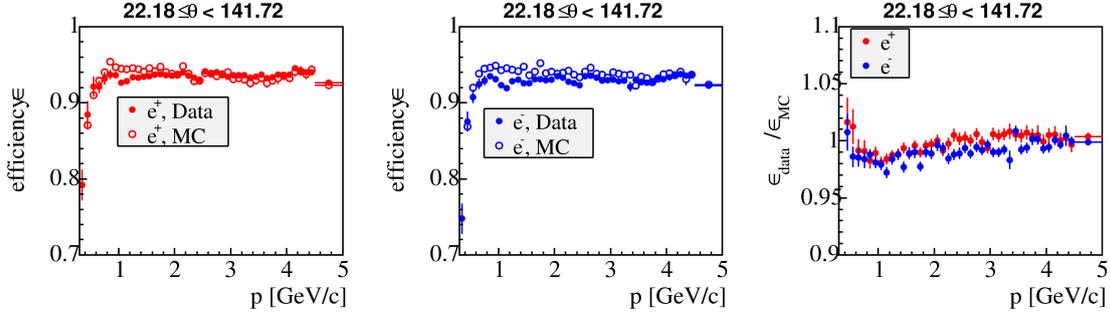


Abbildung 4.6: Effizienzen der Identifikation von Elektronen für Daten und Simulation aus Run 4. In der linken Teilabbildung sind die Identifikationseffizienzen von Positronen für Daten ($\epsilon_{Data}^{e^+}$) und Simulation ($\epsilon_{MC}^{e^+}$) gezeigt, in der mittleren Teilabbildung für Elektronen ($\epsilon_{Data}^{e^-}$ bzw. $\epsilon_{MC}^{e^-}$), und rechts das Verhältnis zwischen Daten und Simulation $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ entsprechend für beide Ladungsarten [25].

4.2.3 Korrektur der Effizienz der Rekonstruktion neutraler Teilchen

Die Effizienz in der Rekonstruktion neutraler Teilchen unterscheidet sich zwischen Simulation und Daten. Als neutrales Teilchen ist in dieser Analyse ein π^0 selektiert, daher muss eine weitere Korrektur angebracht werden. In [27] wird mittels der Zerfälle $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ die Effizienzkorrektur für neutrale Pionen bestimmt. Sie beträgt

$$\eta_{\pi^0} = 0,981 \pm 0,033.$$

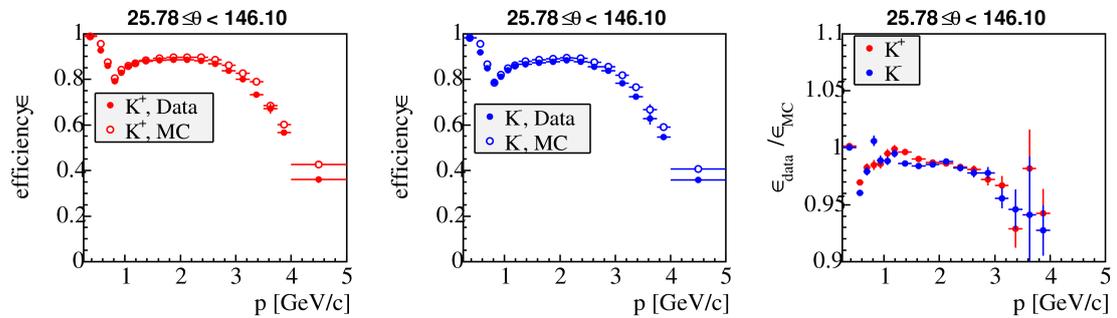


Abbildung 4.7: Effizienzen der Identifikation geladener Kaonen für Daten und Simulation aus Run 4. In der linken Teilabbildung sind die Identifikationseffizienzen positiv geladener Kaonen für Daten ($\epsilon_{\text{Data}}^{K^+}$) und Simulation ($\epsilon_{\text{MC}}^{K^+}$) gezeigt, in der mittleren Teilabbildung für negativ geladene Kaonen ($\epsilon_{\text{Data}}^{K^-}$ bzw. $\epsilon_{\text{MC}}^{K^-}$), und rechts das Verhältnis zwischen Daten und Simulation $\epsilon_{\text{Data}} / \epsilon_{\text{MC}}$ entsprechend für beide Ladungsarten [24].

Kapitel 5

Signalselektion

In diesem Kapitel werden die Schritte vorgestellt, mit denen Ereignisse des Typs

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau \quad \text{und} \\ \tau^- &\rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau\end{aligned}$$

selektiert werden. Es werden dazu zunächst $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ -Ereignisse ausgesucht. Im zweiten Schritt werden in den $\tau^+ \tau^-$ -Ereignissen dann die einzelnen Zerfallsprodukte K^- und π^0 identifiziert. Der Untergrund wird durch weitere Schnitte minimiert.

5.1 Vorselektion

Die gesamte Datenmenge, die mit dem *BABAR* Detektor in den ersten vier Runs aufgenommen wurde, umfaßt ca. 100 Terabyte, die in einem für Physikanalysen nutzbaren Datenformat vorliegen. Um die Laufzeiten der Analyseprogramme auf ein akzeptables Maß zu reduzieren, ist es daher nötig, eine grobe Vorselektion der Ereignisse zu treffen. Diese Selektion der Ereignisse wurde von der τ -Gruppe des *BABAR*-Experimentes entwickelt. Diese vorselektierten Daten werden für alle τ -Analysen verwendet.

So werden zur Vorselektion alle Ereignisse verworfen, die eine zu große Anzahl oder weniger als zwei geladene Spuren aufweisen. Weiterhin werden Ereignisse mit einer zu großen Anzahl an neutralen Objekten im Kalorimeter oder einer zu großen Anzahl rekonstruierter neutraler Pionen verworfen.

Die räumliche Verteilung der Schwerpunktpulse aller beteiligter Teilchen ermöglicht eine Unterscheidung zwischen $\tau^+ \tau^-$ -Ereignissen und $e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ bzw. $B^+ B^-$. Ein Maß für die räumliche Verteilung der Impulse im Schwerpunktsystem ist der Thrust. Die Thrustachse ist dabei definiert als derjenige Einheitsvektor \vec{n} , der den Wert

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

maximiert. Die \vec{p}_i kennzeichnen die Impulse aller beteiligter geladener Teilchen im Schwerpunktsystem. Der maximale Wert

$$T = \max_{\vec{n}}(t)$$

dieser Größe wird als Thrust bezeichnet. Der Thrust ist dimensionslos und kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Bei einem Thrust von 0,5 ist das Ereignis kugelförmig, was einer räumlich isotropen Verteilung der Teilchenimpulse entspricht. Je größer nun der Thrust wird, desto jetartiger wird das Ereignis. $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ -Ereignisse sind eher jetartig verteilt, während Untergründe wie $e^+ + e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ und $e^+ + e^- \rightarrow B^+ B^-$ eher sphärisch verteilt sind, da die entstehenden B -Mesonen im Schwerpunktsystem nahezu ruhen. Daher werden Ereignisse mit Thrustwerten kleiner 0,85 im Schwerpunktsystem bereits bei der Vorselektion aussortiert.

Diese Vorselektionsschnitte für $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Schnittvariable	Wert
Anzahl der geladenen Spuren N_{tracks}	$2 \leq N_{tracks} \leq 8$
Anzahl der neutralen Kalorimeterobjekte N_{calor}	$0 \leq N_{calor} \leq 20$
Anzahl der neutralen Pionen N_{π^0}	$0 \leq N_{\pi^0} \leq 10$
Thrust T	$0,85 \leq T$

Tabelle 5.1: Vorselektionsschnitte, die auf die Rohdaten angewendet werden.

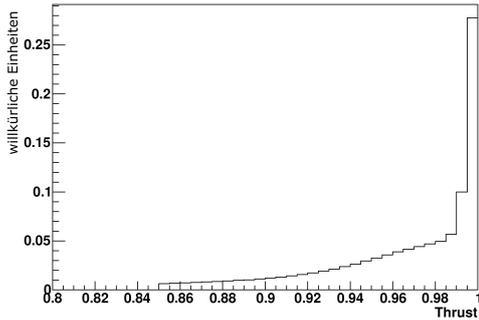
Mittels der Vorselektionsschnitte ist es gelungen, die Gesamtmenge aller für τ -Analysen wichtigen Daten auf etwa 625 Gigabyte zu reduzieren. Die Programmlaufzeit für diese Vorselektion betrug als gemeinsame Anstrengung der τ -Gruppe bei *BABAR* einige Wochen, während die vorselektierten Daten in akzeptablen 30 Stunden bearbeitet werden können.

5.2 Weitere Anreicherung der Tau-Paare

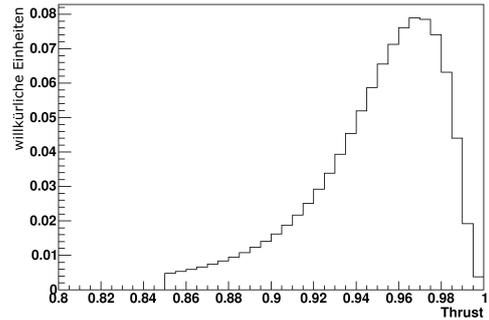
Es wird verlangt, dass eines der Tau-Leptonen rein leptonisch zerfällt, um nicht- τ -Untergründe zu unterdrücken. Dazu wird in den Ereignissen ein identifiziertes Elektron oder Myon nach den in Abschnitt 4.1 besprochenen Kriterien `PidLH-Electrons` bzw. `muMicroTight` verlangt. Das andere Tau-Lepton soll in den Signalkanal $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ zerfallen, in dem es auch nur eine geladene Spur geben darf. Damit ist festgelegt, dass es exakt zwei geladene Spuren geben muß. Diese Forderung wird auf das Folgende erweitert: Jedes $\tau\tau$ -Ereignis wird durch die Ebene senkrecht zur Thrust-Achse, in der auch der Wechselwirkungspunkt liegt, in zwei Hemisphären eingeteilt. Für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ wird nun

verlangt, dass es in jeder Hemisphäre genau eine geladene Spur gibt. Dies wird als 1-1-Topologie bezeichnet. Die Hemisphäre, in der das Lepton gefunden wurde, wird als Leptonseite bezeichnet, die andere Hemisphäre erhält die Bezeichnung Hadronseite.

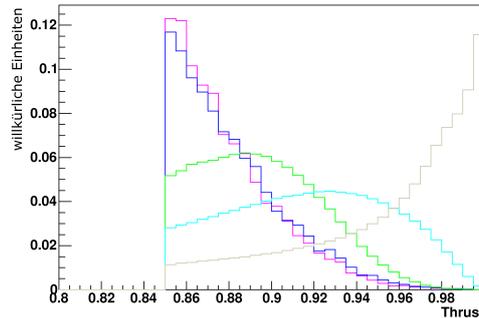
Weiterhin wird der Thrustschnitt auf den Wert 0,9 verschärft, um die Trennung der $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen vom Untergrund zu verbessern. In Abbildung 5.1 sind



(a) Verteilung des Thrusts in den Daten.



(b) Verteilung des Thrusts im simulierten Signal.



(c) Verteilung des Thrusts in den simulierten Untergrunddatensätzen.

Abbildung 5.1: Verteilungen des Thrusts für Datenereignisse (a), simuliertes $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Signal (b) und Untergrund (c) nach den Vorselektionsschnitten, jeweils normiert auf gleiche Fläche. (In (c) gezeigt sind: $B^0\bar{B}^0$ -Untergrund in blau, B^+B^- -Untergrund in magenta, $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ -Untergrund in cyan, $c\bar{c}$ -Untergrund in grün und $\mu^+\mu^-$ -Untergrund in grau.)

Verteilungen des Thrusts nach den Vorselektionsschnitten der Tabelle 5.1 für Daten, simuliertes $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Signal und verschiedene Untergrundmodi gezeigt. Der Vorselektionsschnitt bei $T = 0,85$ ist erkennbar. Wie erwartet nimmt der Thrust für hadronische Untergrundmodi wie $B^0\bar{B}^0$ und B^+B^- niedrigere Werte

an als für das $\tau^+\tau^-$ -Signal. Das Maximum nahe 1 in den Daten stammt vor allem von Bhabha-Ereignissen, die in der Simulation nicht gezeigt sind (siehe Abschnitt 2.3).

Als weitere, die Form des Ereignisses beschreibende Variable wird R_2 , also das Verhältnis zwischen zweitem und nulltem Fox-Wolfram Moment [26] eingeführt. Die Fox-Wolfram Momente sind definiert als

$$H_l = \left(\frac{4\pi}{2l+1} \right) \sum_{m=-l}^{+l} \left| \sum_i^{\text{Teilchen}} Y_l^m(\theta_i, \phi_i) \frac{|\vec{p}_i|}{E_{\text{tot}}} \right|^2,$$

wobei $Y_l^m(\theta_i, \phi_i)$ die Kugelflächenfunktionen mit θ_i und ϕ_i der Teilchen im Endzustand, \vec{p}_i deren Impulsen und E_{tot} der totalen Energie im Ereignis. Das Verhältnis von H_2 zu H_0 , also

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0},$$

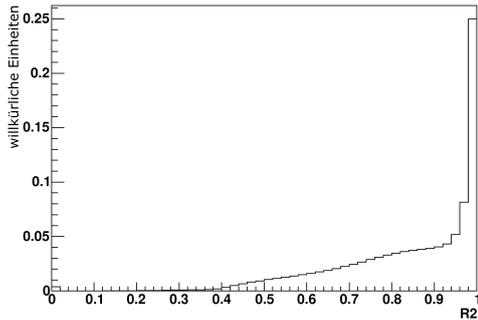
ist dabei für $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ mit $R_2 \sim 0,5..1,0$ größer als für die hadronischen Untergründe mit $R_2 \sim 0,2..0,7$. Daher werden Ereignisse mit $R_2 < 0,5$ verworfen. In Abbildung 5.2 sind Verteilungen von R_2 für Datenereignisse, simuliertes $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Signal und verschiedene Untergrundmodi gezeigt. Das Maximum nahe 1 stammt, wie auch schon bei den Thrust-Verteilungen zum Teil von hier nicht gezeigter Bhabha-Streuung, zum anderen Teil von den $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen.

Bei τ -Zerfällen entstehen Neutrinos, die nicht detektiert werden können. Daher addieren sich die Impulse der detektierten Teilchen im CM-System nicht zu Null. Für ein $\tau^- \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Ereignis wird nun verlangt, dass der Betrag des im CM-System fehlenden Impulses $|p_{\text{miss}}|$ größer als 0,5 GeV ist. In Abbildung 5.3 sind Verteilungen des Betrages dieses fehlenden Impulses für Datenereignisse, simulierte $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Ereignisse und Untergrund jeweils nach den Vorselektionsschnitten gezeigt. Durch diesen Schnitt werden vor allem $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse und hier nicht gezeigte Bhabha-Ereignisse aussortiert, denn bei diesen Ereignissen entstehen keine Neutrinos. Bei hadronischen Ereignissen, die typischerweise eine größere Anzahl nachzuweisender Teilchen haben, passiert es häufiger, dass eines dieser Teilchen den Detektor durch Raumwinkelbereiche verlässt, die nicht vom Detektor abgedeckt werden. Sein Impuls trägt somit zum fehlenden Impuls bei.

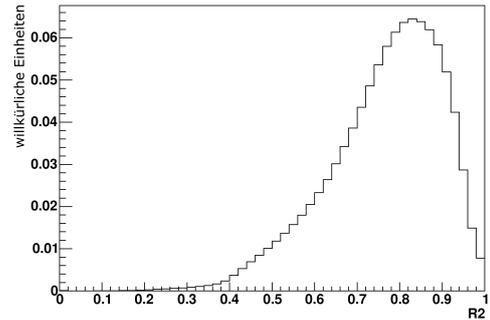
Nach erfolgter Selektion von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen kann nach den Zerfallsprodukten K^- und π^0 gesucht werden.

5.3 Selektion der $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ -Ereignisse

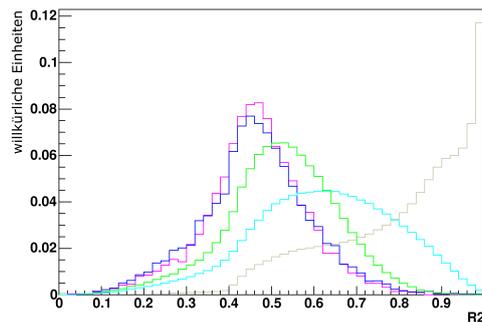
Die in diesem Abschnitt eingeführten Selektionskriterien für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$ gelten unverändert auch für die im folgenden Abschnitt 5.4 besprochenen Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$.



(a) Verteilung von R2 in den Daten.



(b) Verteilung von R2 im simulierten Signal.



(c) Verteilung von R2 in den simulierten Untergrunddatensätzen.

Abbildung 5.2: R_2 -Verteilungen für Datenereignisse (a), simuliertes $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Signal (b) und Untergrund (c), nach den Vorselektionsschnitten, jeweils normiert auf gleiche Fläche. (In (c) gezeigt sind: $B^0 \bar{B}^0$ -Untergrund in blau, $B^+ B^-$ -Untergrund in magenta, $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ -Untergrund in cyan, $c\bar{c}$ -Untergrund in grün und $\mu^+ \mu^-$ -Untergrund in grau.)

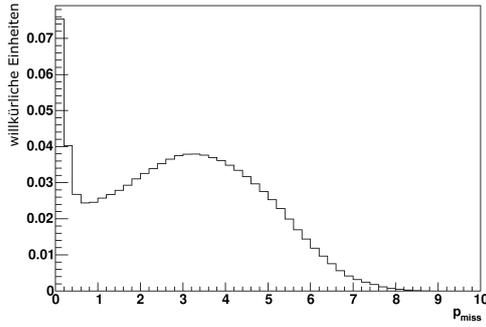
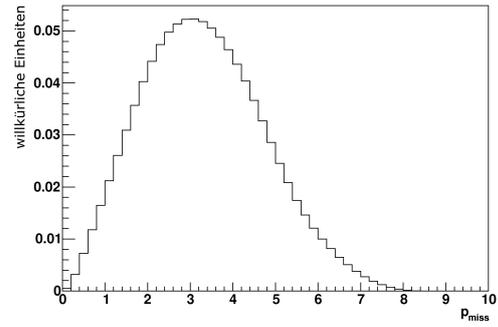
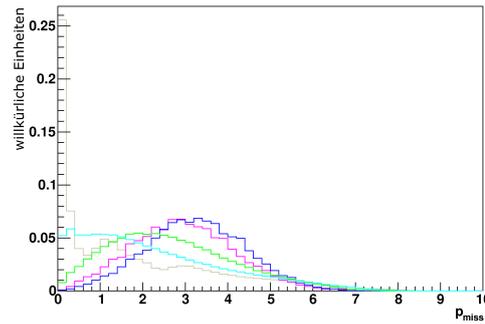
(a) Fehlender Impuls $|p_{\text{miss}}|$ für Datenereignisse.(b) Fehlender Impuls $|p_{\text{miss}}|$ für simuliertes Signal.(c) Fehlender Impuls $|p_{\text{miss}}|$ für simulierte Untergrundereignisse.

Abbildung 5.3: Verteilungen des Betrages des im Schwerpunktsystem fehlenden Impulses $|p_{\text{miss}}|$ in [GeV] für Datenereignisse (a), simuliertes $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Signal (b) und Untergrund (c), nach den Vorselektionsschnitten, jeweils normiert auf gleiche Fläche. (In (c) gezeigt sind: $B^0 \bar{B}^0$ -Untergrund in blau, $B^+ B^-$ -Untergrund in magenta, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ -Untergrund in cyan, $c\bar{c}$ -Untergrund in grün und $\mu^+ \mu^-$ -Untergrund in grau.)

Um fälschlich als $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse klassifizierte Bhabha Streuung auszuschließen, wird verlangt, dass die geladene Spur der Hadronseite nicht die Kriterien der als **eMicroTight** bezeichneten Elektronidentifikation (siehe Abschnitt 4.1) erfüllt. Analog könnte ein Myon-Veto eingeführt werden, um auch Myonpaar-Produktion auszuschließen, doch es hat sich gezeigt, dass dies die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation verschlechtert. Diese Verschlechterung ist auf die unzureichende Beschreibung der Missidentifikationsrate der Myon-Identifikation zurückzuführen.

Es wird genau ein π^0 , welches den in Abschnitt 4.1 geforderten Kriterien entspricht, gefordert.

Um weitere Ereignisse mit falsch rekonstruierten neutralen Pionen auszusortieren, wird weiterhin verlangt, dass die rekonstruierten Pionen einen möglichst kleinen Öffnungswinkel zur Spur auf der Hadronseite aufweisen. Aufgrund des Impulses des τ -Leptons ist davon auszugehen, dass das Hadron, was die Spur erzeugt und das Pion in etwa in Bewegungsrichtung des τ -Leptons emittiert werden.

Ereignisse, in denen K_s^0 s identifiziert werden, werden aussortiert, um Untergrund des Typs $\tau \rightarrow K_s^0 h^- \nu_\tau$ zu unterdrücken.

Ein weiterer Schnitt wird auf den Transversalimpuls $p_{T,\text{lab}}$ des identifizierten Leptons angebracht. Dieser Schnitt wurde im Zuge der Analyse notwendig, weil sich in Bereichen von $p_{T,\text{lab}} < 1$ GeV starke Unterschiede in den Ereignisanzahlen zwischen Daten und Simulation zeigten. Jedoch kann dieser Schnitt nun fallengelassen werden, da die Unterschiede durch Verbesserung der anderen Schnitte und der Effizienzkorrekturen beseitigt werden konnten.

Um eine möglichst gute Energie- und Impulsauflösung der identifizierten Teilchen zu erhalten, wird weiterhin verlangt, dass sich alle betrachteten Spuren und neutralen Energiedepositionen im Zentralbereich des *BABAR*-Detektors. Das entspricht einem Polarwinkelbereich von $31^\circ < \theta < 135^\circ$. Diese Beschränkung des Phasenraumes ist möglich, da die Statistik ausreichend groß ist.

5.4 Selektion der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse

Die $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Analyse entspricht nahezu vollständig der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Analyse. Als einziger Unterschied wird zusätzlich die geladene Spur auf der Hadronseite auf die in Abschnitt 4.1 besprochenen Kriterien für Kaonen getestet. Falls diese nicht erfüllt werden, wird das Ereignis verworfen.

5.5 Zusammenfassung der Selektionskriterien

In Tabelle 5.2 sind die Selektionskriterien zusammengefaßt. Auf die Verteilungen der Variablen, auf die geschnitten wurde, wird im Folgenden eingegangen.

Schnitt	Wert in der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ Analyse	Wert in der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Analyse
Tau-Vorselektion	Ja	Ja
Thrust	$\geq 0,9$	$\geq 0,9$
R_2	$\geq 0,5$	$\geq 0,5$
p_{miss}	$\geq 0,5 \text{ GeV}$	$\geq 0,5 \text{ GeV}$
Geladene Spuren pro Hemisphäre	1	1
Anzahl der K_s^0	0	0
Anzahl der π^0 s	1	1
eine Spur ist	Elektron oder Myon	Elektron oder Myon
Veto: die nicht-leptonische Spur ist nicht	Elektron	Elektron
Hadronseite: die nicht-leptonische Spur ist	-	Kaon
$\theta(h, \pi^0)$	$\leq 1.0 \text{ rad}$	$\leq 1.0 \text{ rad}$
Polarwinkelbereich für alle Spuren und Cluster	$31^\circ < \theta < 135^\circ$	$31^\circ < \theta < 135^\circ$
p_T der leptonischen Spur	$\geq 1,0$	$\geq 1,0$

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der angewendeten Selektionskriterien. Der einzige Unterschied zwischen der Analyse von $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ und der von $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ ist hervorgehoben.

5.6 Beschreibung der Daten durch die Simulation

Nach Anwendung aller Korrekturen aus Abschnitt 4.2 und der Luminositätsskalierung (siehe Abschnitt 2.3) kann die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation überprüft werden. Im Folgenden sind einige Verteilungen gezeigt, die die Eigenschaften der selektierten Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ zeigen.

Die gezeigten Abbildungen sind dabei so aufgebaut, dass jeweils in der oberen Hälfte die Verteilungen der selektierten Datenereignisse sowie die selektierten skalierten und korrigierten Simulationsdaten gezeigt sind. Dabei sind die Daten als schwarze Punkte dargestellt. Jeder Datenpunkt ist mit einem Fehlerbalken versehen, aufgrund der großen vorhandenen Statistik sind diese jedoch häufig sehr klein. Die Simulation des Signals ist in gelb gezeigt, der simulierte $\tau^+ \tau^-$ -Untergrund in rot. Die Farben der anderen Untergrunddatensätze sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Der nicht- τ -Untergrund konnte jedoch durch die in Kapitel 5

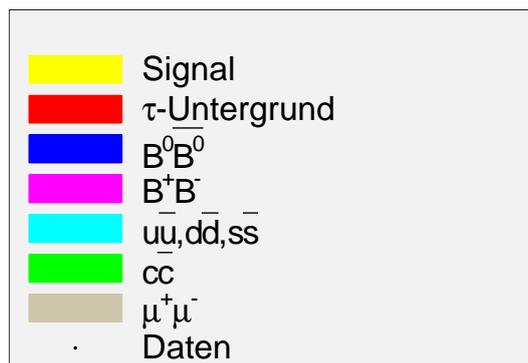


Abbildung 5.4: In den folgenden Abbildungen verwendeter Farbcode für Daten, simuliertes Signal und die verschiedenen Untergründe.

besprochene Ereignisselektion sehr weit reduziert werden. Dies hat zur Folge, dass die wenigen übrig bleibenden Ereignisse in den folgenden Abbildungen zumeist nicht sichtbar sind, obwohl sie berücksichtigt wurden.

In der unteren Hälfte der folgenden Abbildungen ist jeweils das Verhältnis zwischen Daten und Simulation dargestellt, um eventuelle Abweichungen leicht erkennen zu können. Mit einer unterbrochenen roten Linie ist hier der Idealwert von 1 markiert. Dieser Idealwert ist gleichbedeutend mit bestmöglicher Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Sollte auf die Verteilung geschnitten worden sein, ist die Position des Schnitts mit einer blauen Linie markiert.

Verteilungen in den $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignissen für Run 3

Vier der fünf Verteilungen der Variablen, auf die bei der Auswahl der Ereignisse geschnitten (siehe Tabelle 5.2) wird, sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Die Teilabbildungen zeigen Thrust (a), R_2 (b), den Winkel zwischen der hadronischen Spur und dem neutralen Pion $\theta(h, \pi^0)$ (c) sowie den fehlenden Impuls p_{miss} (d) jeweils für selektierte Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ für Daten und Simulation aus Run-Periode 3. In den Verteilungen sind jeweils alle Selektionsschnitte außer dem

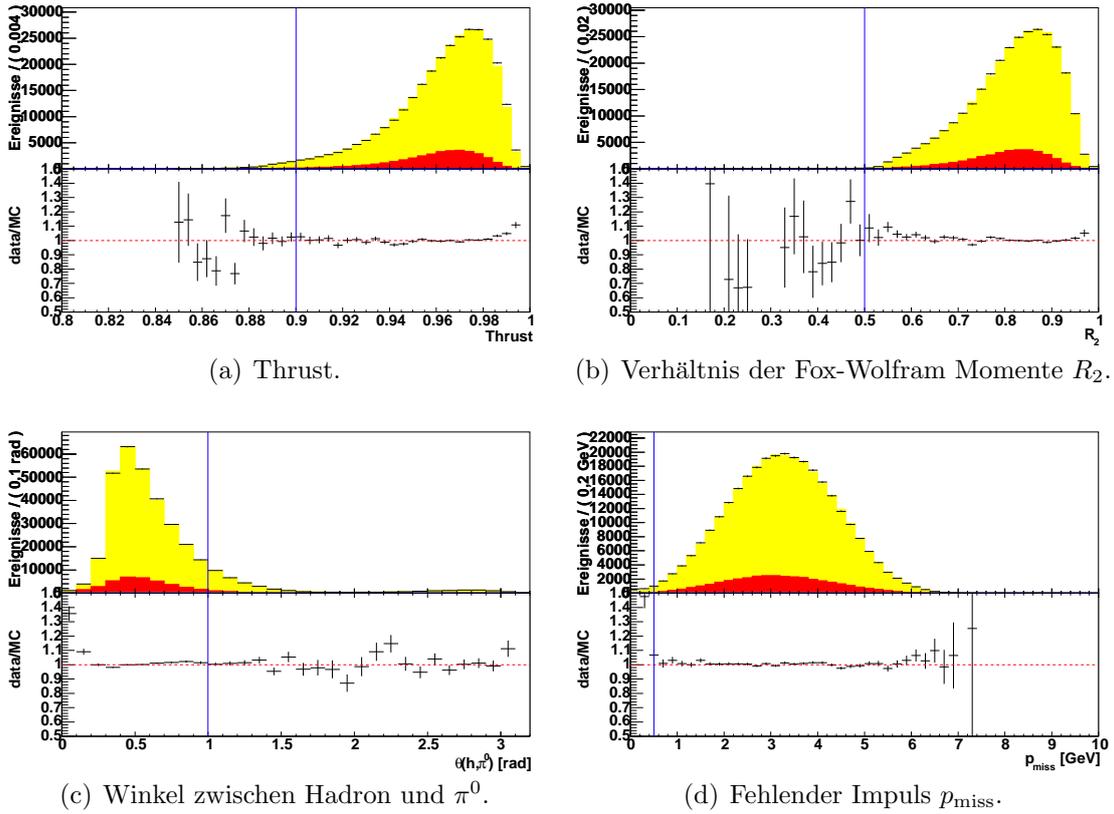


Abbildung 5.5: Variablen, auf die bei der Auswahl der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse geschnitten wird; gezeigt sind Run 3 Daten und Simulation.

gezeigten angebracht. Innerhalb der Fehlergrenzen werden in diesen Verteilungen die Datenereignisse durch die Simulation beschrieben.

Abweichungen sind bei Thrustwerten über 0,99 sowie bei Werten von R_2 größer als etwa 0,95 zu sehen, diese sind vermutlich durch Bhabha-Ereignisse erklärbar.

Die Abweichung zwischen Daten und Simulation bei Werten von kleiner als 0,2 rad des Öffnungswinkels $\theta(h, \pi^0)$ könnte durch vom Hadron beispielsweise durch Bremsstrahlung abgestrahlte Photonen verursacht sein, die mit Unter-

grundphotonen zu einem neutralen Pion kombiniert wurden. Eventuell könnten auch Bhabha-Ereignisse hierzu beitragen.

Weitere Verteilungen, die die Kinematik der an den Ereignissen beteiligten Leptonen und Hadronen beschreiben, finden sich in Anhang A.

Verteilungen in den $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignissen für Run 3

Die eben besprochenen Verteilungen der Variablen auf die bei der Selektion geschnitten wurde, sind in Abbildung 5.6 für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ für in den Run 3 Datensätzen selektierte Ereignisse gezeigt. In den Verteilungen sind jeweils alle Selektionsschnitte außer dem gezeigten angebracht. Wie schon bei den Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ ist die Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen gegeben.

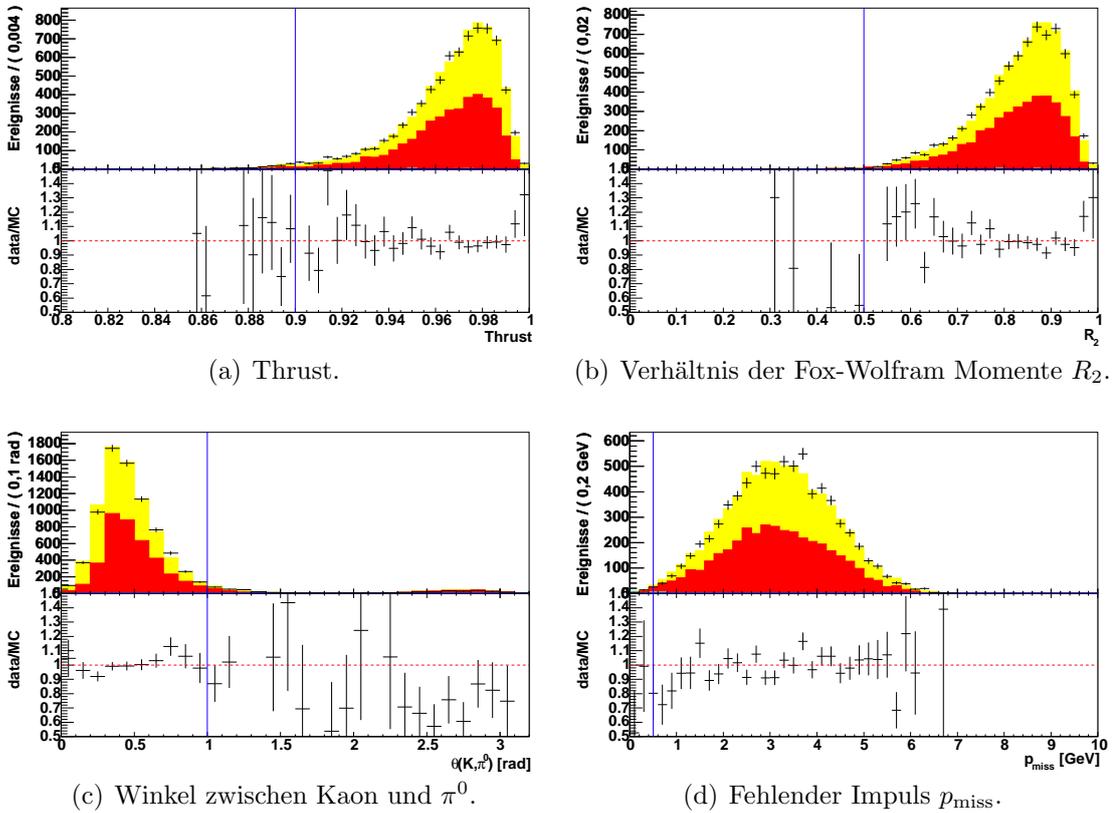


Abbildung 5.6: Variablen, auf die bei der Auswahl der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse geschnitten wird. Es sind Run 3 Daten und Simulation gezeigt.

Weitere, die Kinematik der Ereignisse beschreibende Verteilungen finden sich in Anhang A.

Verteilungen in den $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignissen für Run 4

Abbildung 5.7 zeigt für Run 4 Daten und Simulation die Verteilungen, auf die bei der Auswahl der Ereignisse geschnitten wird. Hier fällt auf, dass die Übereinstimmung wesentlich schlechter ist als bei den entsprechenden Run 3-Verteilungen.

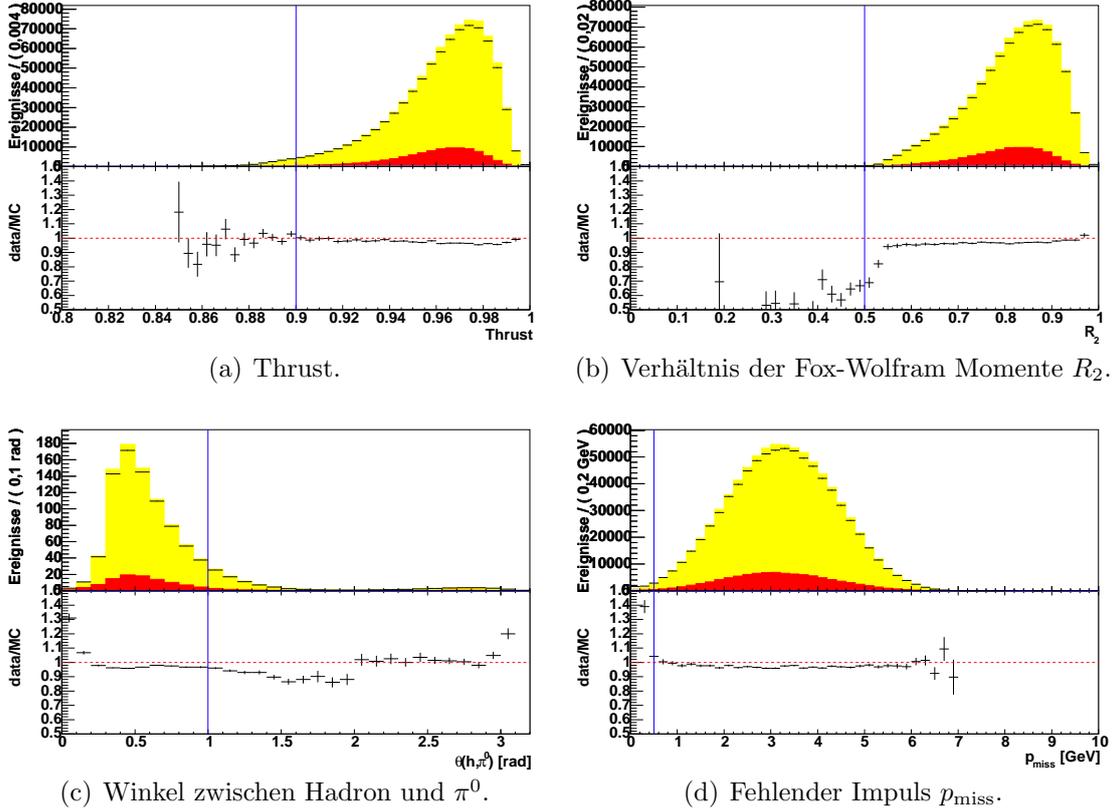


Abbildung 5.7: Variablen, auf die bei der Auswahl der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse geschnitten wird; gezeigt sind Run 4 Daten und Simulation. Deutlich zu sehen ist das Problem in der Normierung, dessen Ursache noch unverstanden ist.

Die Form der Verteilungen stimmt in Daten und Simulation überein, jedoch sind in den Daten überall etwa 3% zu wenige Ereignisse im Vergleich zur Simulation enthalten. Woher diese Abweichungen zwischen Run 3 Ereignissen und Run 4 Ereignissen kommen, ist bisher nicht verstanden.

Der schon für Run 3 erwähnte Überschuss an Datenereignissen für hohe Werte von Thrust und R_2 ist hier auch sichtbar, wenn auch nicht so ausgeprägt wie in Run 3. Dieser Überschuss an Datenereignissen stammt vermutlich von Bhabha-Ereignissen, die nicht in der Simulation enthalten sind. Die Abweichung zwischen Daten und Simulation für kleine Öffnungswinkel $\theta(h, \pi^0)$ ist hier ebenso zu sehen.

In allen weiteren Verteilungen (siehe Anhang A) zeigt sich die gleiche Abweichung von etwa 3%.

Verteilungen in den $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignissen für Run 4

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilungen der Variablen, auf die geschnitten wird. Woher die großen Abweichungen in der Verteilung des Öffnungswinkels $\theta(K, \pi^0)$ kommen, ist nicht verstanden. In den anderen gezeigten Verteilungen werden die Daten innerhalb der Fehlergrenzen durch die Simulation beschrieben.

Weitere, die Kinematik der Ereignisse beschreibende Verteilungen finden sich in Anhang A

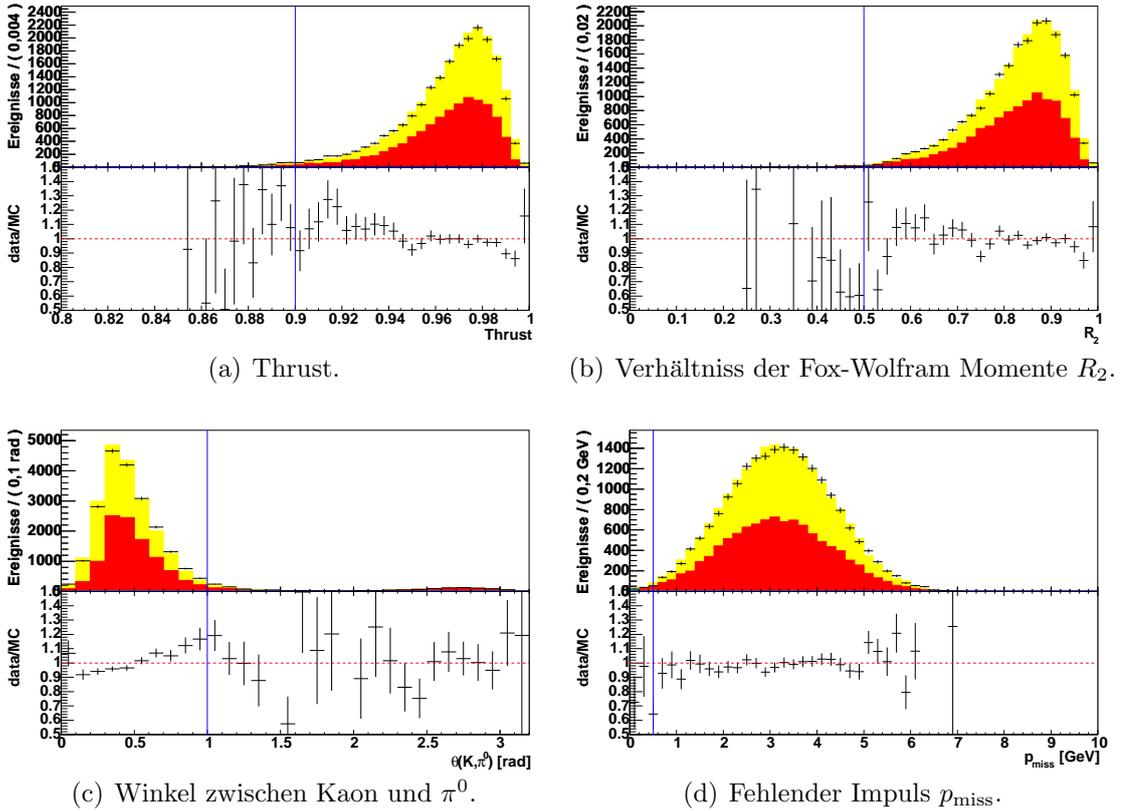


Abbildung 5.8: Variablen auf die bei der Auswahl der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse geschnitten wird, gezeigt sind Run 4 Daten und Simulation.

5.7 Vergleiche der Ereignisanzahlen

Ereignisanzahlen für $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$

Die nach der Selektion gezählten Ereignisse wurden aufgeteilt in solche, bei denen ein Elektron auf der Leptonseite identifiziert wurde und solche, bei denen ein Myon identifiziert wurde. In Tabelle 5.3 sind die Anzahlen der Ereignisse in Daten N_D^{sel} , die luminositätsskalierten und korrigierten Ereignisse im Signaldatensatz N_S^{sel} und die Summe der luminositätsskalierten und korrigierten Untergrundereignisse N_U^{sel} gezeigt. Die Abweichungen zwischen Daten und Simulation

Run	Leptonseite	N_D^{sel}	N_S^{sel}	N_U^{sel}	$\frac{N_D^{\text{sel}} - N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}{N_D^{\text{sel}}}$ [%]	$\frac{N_U^{\text{sel}}}{N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}$ [%]
3	Elektron	147469	128865,5	17916,8	$0,47 \pm 0,27$	12,20
3	Myon	146736	127375,6	18884,9	$0,32 \pm 0,27$	12,91
3	Elektron oder Myon	294205	256241,5	36801,7	$0,39 \pm 0,20$	12,56
4	Elektron	397662	360763,4	49135,5	$-3,08 \pm 0,18$	11,99
4	Myon	397558	358498,9	51777,0	$-3,20 \pm 0,18$	12,62
4	Elektron oder Myon	795197	719259,5	100912,6	$-3,14 \pm 0,14$	12,30

Tabelle 5.3: Ereignisanzahlen und Abweichung zwischen Daten und Simulation für selektierte Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$.

sind mittels

$$\frac{N_D^{\text{sel}} - N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}{N_D^{\text{sel}}}$$

bestimmt, wobei $N_{\text{MC}}^{\text{sel}} = N_S^{\text{sel}} + N_U^{\text{sel}}$ die Summe aller gezählten, simulierten Ereignisse bezeichnet. Desweiteren ist der Anteil des Untergrundes an der gesamten Simulation $\frac{N_U^{\text{sel}}}{N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}$ angegeben.

Der bereits in Abschnitt 5.6 erwähnte große Unterschied zwischen Run 3 und Run 4 wird hier nochmals deutlich. In Run 3 passieren etwa gleichviele Daten- wie Simulationsereignisse die Selektionsschnitte. In Run 4 dagegen erfüllen $(-3,14 \pm 0,14)$ % weniger Datenereignisse als Simulationsereignisse die Selektionskriterien. Woher diese Abweichung stammt, ist unverstanden. Zwischen Ereignissen mit Elektron auf der Leptonseite und Ereignissen mit Myonen auf der Leptonseite sind keine signifikanten Abweichungen erkennbar.

Ereignisanzahlen für $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$

Bei Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ zeigt sich ein etwas anderes Bild. In Tabelle 5.4 finden sich die Ereignisanzahlen sowie die Abweichungen zwischen Daten und

Simulation.

Wird auf der Leptonseite ein beliebiges Lepton, also ein Elektron oder ein Myon, verlangt stimmen Daten und Simulation mit einer Abweichung von $(-0,26 \pm 1,15) \%$ für Run 3 bzw. $(-0,90 \pm 0,70) \%$ für Run 4 überein. Werden jedoch die Leptonen einzeln betrachtet, gibt es, zumindest für Run 3 Unterschiede. Die Abweichung zwischen Ereignissen mit Elektron auf der Leptonseite und Ereignissen mit Myon auf der Leptonseite liegt bei $(2,9 \pm 2,3) \%$.

Der Untergrundanteil ist mit etwa 50 % wesentlich größer als bei den Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ mit nur etwa 12,5 %.

Run	Leptonseite	N_D^{sel}	N_S^{sel}	N_U^{sel}	$\frac{N_D^{\text{sel}} - N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}{N_D^{\text{sel}}} [\%]$	$\frac{N_U^{\text{sel}}}{N_{\text{MC}}^{\text{sel}}} [\%]$
3	Elektron	3790	1835,7	2019,6	$-1,72 \pm 1,62$	52,38
3	Myon	3757	1850,6	1860,5	$1,21 \pm 1,63$	50,13
3	Elektron oder Myon	7547	3686,4	3880,1	$-0,26 \pm 1,15$	51,28
4	Elektron	10323	5104,7	5279,9	$-0,60 \pm 1,00$	50,84
4	Myon	10346	5253,4	5216,4	$-1,19 \pm 1,00$	49,82
4	Elektron oder Myon	20669	10358,2	10496,3	$-0,90 \pm 0,70$	50,33

Tabelle 5.4: Ereignisanzahlen und Abweichung zwischen Daten und Simulation für selektierte Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$.

5.8 Selektionseffizienzen

Die Ereignisse, die die Selektionsschnitte passieren, sind beispielhaft für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ im Falle des Runs 3 für Daten, Signal und die verschiedenen simulierten Untergründe in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Reihenfolge der in Tabelle 5.2 aufgelisteten Selektionsschnitte wurde dabei aufgrund der einfacheren Implementierbarkeit geändert. Zur Bestimmung der Verzweungsverhältnisse wird außerdem die Selektionseffizienz ϵ_S (siehe Abschnitt 3.4.1) benötigt. Diese wird aus der Anzahl der selektierten Signalereignisse bestimmt zu

$$\epsilon_S = \frac{N_S^{\text{sel}}}{N_S^{\text{gen}}}.$$

In Tabelle 5.5 ist auch die Selektionseffizienz des $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Signals zu finden. Die Selektionseffizienz der in dieser Analyse verwendeten Selektionskriterien beträgt $\epsilon_S = 1,89 \%$. Nach Anwendung der in Abschnitt 4.2 besprochenen multiplikativen Korrekturen beträgt die Gesamtselektionseffizienz für beide Runs für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ $\epsilon_S = 1,484 \%$.

Tabelle 5.6 zeigt die entsprechenden Ereignisanzahlen für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$, wiederum für Run 3. Die Selektionseffizienz beträgt $\epsilon_S = 1,59\%$. Mit allen in Abschnitt 4.2 besprochenen multiplikativen Korrekturen beträgt die Gesamtselektionseffizienz für beide Runs für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ $\epsilon_S = 1,218\%$.

Schnitt	Anzahl der Ereignisse										ϵ_S [%]
	Daten		Simulation							$B^0 B^0$	
	$\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$	τ -Untergrund	$\mu^+ \mu^-$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$B^+ B^-$					
Alle Ereignisse	469.131.673	69.852.000	13.138.000	124.040.000	57.700.000	61.158.000	86.492.000				
Vorselektion	39.113.404	33.517.069	588.276	7.423.777	1.949.996	50.353	85.868				
1-1-Topologie	25.875.364		11.349.337	10.816.611	785.990	90.308	2.288	1.671			31,36
0 K_s^0	25.533.836		11.151.854	10.661.573	696.673	68.870	1.741	1.198			30,81
1 π^0	1.736.307		3.019.753	440.274	35.549	1.453	67	39			8,34
Teilchenidentifikation	937.471		1.518.423	240.896	2.279	474	31	26			4,19
Veto	702.382		1.498.105	235.460	2.251	453	30	23			4,13
Volumenschnitt	417.637		966.738	135.998	965	208	20	15			2,67
R_2	406.255		940.924	132.998	881	159	7	7			2,60
Thrust	391.162		905.583	127.960	784	122	4	6			2,50
$p_{mi,ss}$	388.945		903.496	127.658	597	122	4	6			2,50
Lepton p_t	331.758		773.738	107.569	550	96	3	4			2,14
θ (K, π^0)	294.205		682.819	97.277	244	49	1	3			1,89

Tabelle 5.5: Ereignisse, die die $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Selektionsschnitte passieren, für Daten, simuliertes Signal und die verschiedenen Untergrunddatensätze, sowie Selektionseffizienz für das Signal für Run 3. Auf die hier gezeigten Ereignisanzahlen und Selektionseffizienzen wurden keine Korrekturen angebracht.

Schnitt	Anzahl der Ereignisse										ϵ_S [%]
	Daten	$\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu \tau$		Simulation							
		τ -Untergrund	$\mu^+ \mu^-$	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$B^0 \bar{B}^0$	$B^+ B^-$				
Alle Ereignisse	469.131.673	69.852.000	13.138.000	588.276	124.040.000	57.700.000	61.158.000	86.492.000			
Vorselektion	39.113.404	33.517.069			7.423.777	1.949.996	50.353	85.868			
1-1-Topologie	25.875.364	254.065	21.911.884	556.940	785.990	90.308	1.671	2.288			40,00
0 K_S^0	25.533.836	250.044	21.563.382	556.198	696.673	68.870	1.198	1.741			39,37
1 π^0	1.736.307	60.593	3.399.434	1.608	35.549	1.453	39	67			9,54
Teilchenidentifikation	20.995	19.223	19.272	12	403	45	3	3			2,99
Veto	16.750	19.078	18.666	12	395	44	3	3			2,97
Volumenschnitt	10.431	13.470	12.684	4	162	24	2	2			2,09
R_2	10.194	13.239	12.368	4	146	20	1	1			2,06
Thrust	9.923	12.906	12.065	4	133	16	1	1			2,01
p_{miss}	9.894	12.882	12.028	3	92	16	1	1			2,00
Lepton p_t	7.975	10.411	9.730	3	79	13	1	0			1,64
$\theta (K, \pi^0)$	7.547	10.117	8.773	2	39	7	1	0			1,59

Tabelle 5.6: Ereignisse, die die $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu \tau$ -Selektionschnitte passieren, für Daten, simuliertes Signal und die verschiedenen Untergrunddatensätze, sowie Selektionseffizienz für das Signal, jeweils für Run 3. Auf die hier gezeigten Ereignisanzahlen und Selektionseffizienzen wurden keine Korrekturen angebracht.

5.9 Zusammensetzung des $\tau\tau$ -Untergrundes

In Abbildung 5.9 sind die im $\tau^+\tau^-$ -Untergrund-Datensatz selektierten 8,773 Ereignisse (siehe Tabelle 5.6) des Typs $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ aufgeschlüsselt. Als Beispiel ist die Verteilung des Winkels $\theta(K,\pi^0)$ zwischen dem als Kaon identifizierten Teilchen und dem als π^0 identifizierten Teilchen gewählt. Dabei sind alle Schnitte angebracht, außer der Schnitt auf $\theta(K,\pi^0) \leq 1,0$ selbst. In Tabelle 5.7 sind die verschiedenen Untergrundscenarien zahlenmäßig aufgelistet. Bestimmt wurden die Untergrundtypen aus den Generatorinformationen über die wahre Identität der rekonstruierten Teilchen.

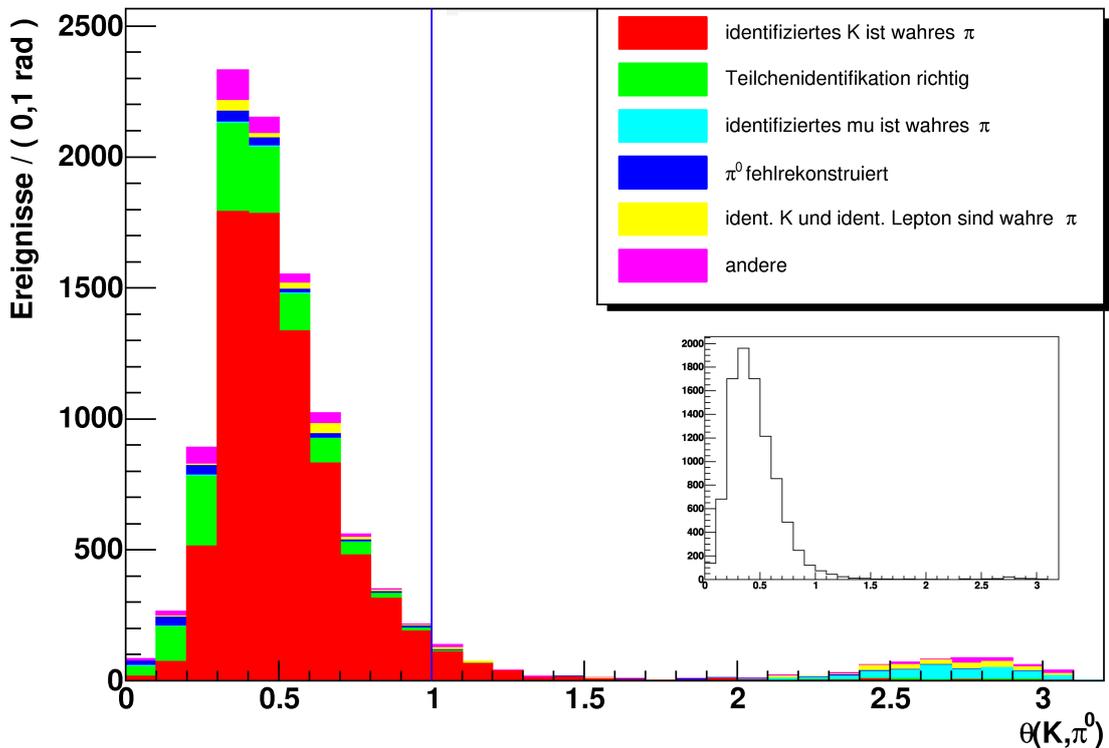


Abbildung 5.9: Zusammensetzung des $\tau^+\tau^-$ -Untergrundes der in Run 3 selektierten $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ -Ereignisse am Beispiel der Verteilung des Winkels $\theta(K,\pi^0)$ zwischen dem als Kaon identifizierten Teilchen und dem als π^0 identifizierten Teilchen. Die Position des Schnittes ist mit einer blauen Linie markiert. Das Inlay zeigt die entsprechende Verteilung des $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ -Signals.

Hauptuntergrund sind falsch rekonstruierte Teilchen, speziell Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow h^-\pi^0\nu_\tau$, bei denen fälschlicherweise ein geladenes Pion als Kaon identifiziert wurde. Dies entspricht auch der Erwartung, denn die Kaonidentifikation hat eine Pion-Missidentifikationsrate von 2% bis 4% je nach Teilchenimpuls [24].

Szenario	Ereignisse	Anteil [%]
identifiziertes Kaon ist wahres Pion	6.515	74,3
Teilchenidentifikation richtig, aber trotzdem falscher Zerfallskanal	1.484	16,9
π^0 falsch rekonstruiert	239	2,7
identifiziertes Lepton und identifiziertes Kaon sind wahre Pionen	134	1,5
identifiziertes Lepton ist wahres Pion	28	0,3
andere	373	4,3
Gesamt:	8.773	100,0

Tabelle 5.7: Zusammensetzung des $\tau^+\tau^-$ -Untergrundes der in Run 3 selektierten Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$.

Ein weiterer Untergrund sind diejenigen Ereignisse, die ein wahres Lepton, ein wahres Kaon, jedoch kein neutrales Pion enthalten. Das neutrale Pion wurde also falsch aus den ebenfalls simulierten Untergrundphotonen rekonstruiert. Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$, bei dem eines der neutralen Pionen nicht identifiziert werden konnte oder Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow K^-K^0\pi^0\nu_\tau$, bei denen das neutrale Kaon nicht identifiziert wurde, werden vom im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Selektionsalgorithmus auch fälschlich als Signalereignisse gewertet. Natürlich treten auch Kombinationen aus den genannten drei Möglichkeiten und weitere, nicht genannte Effekte auf.

Der Schnitt $\theta(K,\pi^0) \leq 1,0$ beseitigt vor allem Untergrundereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$, in denen das geladene Pion fälschlich als Lepton identifiziert wurde.

Kapitel 6

Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

6.1 Fehler der Verzweigungsverhältnisse

Direkte Messung

In den Gesamtfehler der Verzweigungsverhältnisse $\delta\mathcal{B}$ fließen die in Tabelle 6.1 angegebenen Fehler ein. $N_{\text{D}}^{\text{sel}}$, $N_{\text{S}}^{\text{sel}}$ und $N_{\text{U}}^{\text{sel}}(i)$ bezeichnen die Anzahlen der die Selektionskriterien erfüllenden Ereignisse in Daten, Signal und im Untergrund, wobei alle Untergrunddatensätze i berücksichtigt werden müssen. $\sigma_U(i)$ bezeichnet Wirkungsquerschnitte der Untergrunddatensätze, $\mathcal{L}_{\text{daten}}$ die Luminosität der Daten. η_{π^0} und η_T bezeichnen die Korrekturen der Effizienz der Pionrekonstruktion und der Spurrekonstruktion (siehe Abschnitt 4.2). Die Fehler auf die Teilchenidentifikation werden im folgenden Abschnitt 6.2 besprochen. Die Selektionseffizienz des Signals ϵ_S wurde in Abschnitt 3.4.1 eingeführt. Die Selektionseffizienzen der Untergründe werden mit $\epsilon_U(i)$ bezeichnet, und nach

$$\epsilon_U(i) = \frac{N_{\text{U}}^{\text{sel}}(i)}{N_{\text{U}}^{\text{gen}}(i)}$$

aus der Anzahl der generierten Untergrundereignisse $N_{\text{U}}^{\text{gen}}(i)$ und der Anzahl der selektierten Untergrundereignisse $N_{\text{U}}^{\text{sel}}(i)$ bestimmt.

Der Gesamtfehler des Verzweigungsverhältnisses wird nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung bestimmt zu

$$\delta\mathcal{B} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\mathcal{B}}{\partial X_i} \cdot \delta X_i \right)^2}$$

wobei X_i über die in Tabelle 6.1 angegebenen Größen läuft.

Größe	relativer Fehler [%]	Quelle
N_D^{sel}	$(N_D^{\text{sel}})^{-\frac{1}{2}}$	statistisch
N_S^{sel}	$(N_S^{\text{sel}})^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\epsilon_S(1 - \epsilon_S)}$	binomial
$N_U^{\text{sel}}(i)$	$(N_U^{\text{sel}}(i))^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\epsilon_U(i)(1 - \epsilon_U(i))}$	binomial
σ_τ	2,2	siehe Abschnitt 2.3
$\mathcal{L}_{\text{daten}}$	1,2	[8]
$\sigma_U(i)$	2,2	siehe Abschnitt 2.3
η_{π^0}	3,3	siehe Abschnitt 4.2
η_T	0,7	siehe Abschnitt 4.2
Teilchen- identifikation		Variation (siehe Abschnitt 6.2)

Tabelle 6.1: Beiträge zum Fehler der Verzweigungsverhältnisse in der direkten Messung.

Relative Messung

In Tabelle 6.2 sind die Beiträge zum Fehler der relativen Messung aufgelistet. Die Anzahl der in den jeweiligen Zerfallskanälen selektierten Daten sind mit $N_D^{\text{sel}}(h\pi^0\nu)$ bzw. $N_D^{\text{sel}}(K\pi^0\nu)$, die Ereignisse der Signalsimulation mit $N_S^{\text{sel}}(h\pi^0\nu)$ bzw. $N_S^{\text{sel}}(K\pi^0\nu)$ und die Untergrundereignisse mit $N_U^{\text{sel}}(i, h\pi^0\nu)$ bzw. $N_U^{\text{sel}}(i, K\pi^0\nu)$ bezeichnet, wobei alle Untergrunddatensätze berücksichtigt werden müssen. $\sigma_U(i)$ bezeichnet die Fehler der Wirkungsquerschnitte der Untergrunddatensätze, $\mathcal{L}_{\text{daten}}$ den Fehler der Luminosität der Daten. Die Rekonstruktionseffizienzen für neutrale Pionen η_{π^0} und für geladene Spuren η_T wurden in Abschnitt 4.2 besprochen. ϵ_S und $\epsilon_U(i)$ bezeichnen wieder die Selektionseffizienzen im Signal bzw. in den Untergrunddatensätzen.

6.2 Systematische Studien

Variation der Effizienzkorrektur der Teilchenidentifikation

Die Korrektur der Teilchenidentifikationseffizienz variiert mit dem Teilchenimpuls p , dem Polarwinkel θ und dem Azimutwinkel ϕ . Für einzelne (p, θ, ϕ) -Bereiche existiert dabei ein Korrekturwert sowie ein zugehöriger Fehler. Für jedes einzelne identifizierte Teilchen kann so der Fehler der Korrektur der Teilchenidentifikation angegeben werden. Zur Abschätzung des Gesamtfehlers der Korrektur der Teilchenidentifikation wird folgender Ansatz verwendet:

- Der Wert der Korrektur η_{PID} wird für jeden (p, θ, ϕ) -Bereich mittels einer Gaussfunktion verschmiert. Der Fehler der Korrektur δ_η des jeweiligen (p, θ, ϕ) -Bereiches wird als Standardabweichung für die Gaussfunktion verwendet.

Größe	Fehler [%]	Quelle
$N_D^{\text{sel}}(h\pi^0\nu)$	$(N_D^{\text{sel}}(h\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}}$	statistisch
$N_D^{\text{sel}}(K\pi^0\nu)$	$(N_D^{\text{sel}}(K\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}}$	statistisch
$N_S^{\text{sel}}(h\pi^0\nu)$	$(N_S^{\text{sel}}(h\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\epsilon_S(1-\epsilon_S)}$	binomial
$N_S^{\text{sel}}(K\pi^0\nu)$	$(N_S^{\text{sel}}(K\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\epsilon_S(1-\epsilon_S)}$	binomial
$N_U^{\text{sel}}(i, h\pi^0\nu)$	$(N_U^{\text{sel}}(i, h\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\epsilon_U(i)(1-\epsilon_U(i))}$	binomial
$N_U^{\text{sel}}(i, K\pi^0\nu)$	$(N_U^{\text{sel}}(i, K\pi^0\nu))^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\epsilon_U(i)(1-\epsilon_U(i))}$	binomial
$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$	0,5	[14]
$\mathcal{L}_{\text{daten}}$	1,2	[8]
$\sigma_U(i)$	2,2	[8]
η_{π^0}	3,3	siehe Abschnitt 4.2
η_T	0,7	siehe Abschnitt 4.2
Teilchen- identifikation		Variation (siehe Abschnitt 6.2)

Tabelle 6.2: Beiträge zum Fehler des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ in der relativen Messung.

- Die Analyse wird mit den verschmierten Korrekturen vollständig durchgeführt.
- Das Verzweigungsverhältnis wird bestimmt.

Das gleiche wird nochmals mit einer zufälligen Verschiebung der Korrekturen η_{PID} um $+\delta_\eta$ oder $-\delta_\eta$ wiederholt. Aus der Abweichung zwischen dem mit den unverschmierten Selektionseffizienzkorrekturen gemessenen und dem mit verschmierten Korrekturen gemessenen Verzweigungsverhältnis lässt sich der systematische Fehler der Selektionseffizienzkorrekturen abschätzen. Die so erhaltenen Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 6.3 für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und in Tabelle 6.4 für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ aufgelistet. Als konservative Abschätzung wird in dieser Analyse die maximale Abweichung der variierten zum tatsächlich gemessenen Verzweigungsverhältnis als Fehler der Teilchenidentifikation verwendet. In der letzten Spalte finden sich die jeweils ermittelten maximalen Abweichungen, die in den Gesamtfehler der direkten Messung eingehen.

In die relative Messung (siehe Abschnitt 3.4.2) geht in die Bestimmung der Selektionseffizienz nur der Fehler der Kaon-Teilchenidentifikation ein. Die Korrektur der Identifikation der Leptonen ist für beide Kanäle gleich und kürzt sich

Lepton- seite	Verzweigungsverhältnis $B(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$ [%]			maximale Abweichung
	unvariiert	gaussvariiert	+/-variiert	
Elektron	26,05	26,16	26,14	0,11
Myon	26,01	25,38	25,93	0,38
Elektron oder Myon	26,03	25,76	26,03	0,27

Tabelle 6.3: Verzweigungsverhältnisse der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Analyse mit variierten Selektionseffizienzkorrekturen..

Lepton- seite	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ [%]			maximale Abweichung
	unvariiert	gaussvariiert	+/-variiert	
Elektron	0,438	0,451	0,442	0,013
Myon	0,466	0,436	0,446	0,030
Elektron oder Myon	0,452	0,444	0,444	0,009

Tabelle 6.4: Verzweigungsverhältnisse der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Analyse mit variierten Selektionseffizienzkorrekturen.

daher heraus: Der Vorfaktor $\frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu}}{\epsilon_S^{K\pi^0\nu}}$ aus Formel 3.3 wird mit allen Korrekturen zu

$$\frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu}}{\epsilon_S^{K\pi^0\nu}} = \frac{\eta_l \cdot \eta_T \eta_{\pi^0} \cdot \epsilon_S^{h\pi^0\nu^*}}{\eta_l \eta_K \cdot \eta_T \eta_{\pi^0} \cdot \epsilon_S^{K\pi^0\nu^*}} = \frac{\epsilon_S^{h\pi^0\nu^*}}{\eta_K \cdot \epsilon_S^{K\pi^0\nu^*}}.$$

Die gesternten Größen bezeichnen dabei die unkorrigierten Werte, und

$$\eta_l = \begin{cases} \eta_e & \text{bei Ereignissen mit Elektronen} \\ \eta_\mu & \text{bei Ereignissen mit Myonen} \end{cases}$$

bezeichnet die Identifikationskorrektur für die identifizierten Leptonen.

Da keine separate Bestimmung der Korrekturen von Elektronidentifikation, Myonidentifikation und Kaonidentifikation vorgenommen wurde, kann der Fehler der Kaonidentifikation nur abgeschätzt werden. Als gute obere Grenze eignet sich die Bestimmung des Fehlers der Teilchenidentifikation, die für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ nur mit Elektronen auf der Leptonseite durchgeführt wurde. Die Korrektur, die bei der Elektronidentifikation angebracht wurde, ist mit etwa 1 % klein und weist in jedem der (p, θ, ϕ) -Bereiche eine nur kleine Unsicherheit auf. Daher wird die für die Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ mit Elektronen auf der Leptonseite verwendete Unsicherheit des ermittelten Wertes $(0,438 \pm 0,013) \%$ verwendet. Dies entspricht einem relativen Fehler von 3,0 %.

Schnittvariationen

Um die Abhängigkeit der Verzweungsverhältnisse von der Position der Schnitte zu testen, werden die Schnitte variiert. Dafür werden zwei weitere Sätze an Schnitten definiert, einer, in dem die Schnitte härter sind (Tight) und einer, in dem die Schnitte lockerer sind (Loose). So wurden im Loose-Szenario die Schnitte auf R_2 und den Winkel $\theta(h, \pi^0)$ zwischen Hadron und neutralem Pion weggelassen und der Thrustschnitt auf den Wert 0,85 der Vorselektion entschärft. Im Tight-Szenario dagegen wurden die Schnitte auf die Variablen R_2 und p_{miss} auf die Werte 0,56 bzw. 1,0 GeV angezogen. Es wurden weiterhin zu kleine Winkel $\theta(h, \pi^0)$ durch einen Schnitt beseitigt. Auch der Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons wurde variiert. In Tabelle 6.5 sind die Selektionsszenarien zusammengefasst. Diejenigen Variablen, die variiert werden, sind dabei grau hinterlegt.

In Abbildung 6.1 sind die mit den verschiedenen Selektionsszenarien bestimmten Verzweungsverhältnisse für $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$, jeweils normiert auf das mit dem Standardszenario bestimmte, abgebildet.

Innerhalb der statistischen Fehlergrenzen stimmen die unter den verschiedenen Selektionsszenarien ermittelten Verzweungsverhältnisse $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$ überein. Die Fehler sind dabei bestimmt als statistische Fehler der Anzahl der in Tight zusätzlich aussortierten bzw. der in Loose weniger weggeschnittenen Ereignisse. Die Positionen der Schnitte liefert also keinen zusätzlichen systematischen Beitrag zum Gesamtfehler.

Schnitt	Loose	Standard	Tight
Tau-Vorselektion	Ja	Ja	Ja
Thrust	$\geq 0,85$	$\geq 0,9$	$\geq 0,85$
R_2	-	$\geq 0,5$	$\geq 0,56$
p_{miss}	$\geq 0,5 \text{ GeV}$	$\geq 0,5 \text{ GeV}$	$\geq 1,0 \text{ GeV}$
Geladene Spuren pro Hemisphäre	1	1	1
Anzahl der K_s^0	0	0	0
Anzahl der π^0 s	1	1	1
Leptonseite: eine Spur ist	Elektron oder Myon	Elektron oder Myon	Elektron oder Myon
Veto: die nicht-leptonische Spur ist nicht	Elektron	Elektron	Elektron
Signalseite: die nicht-leptonische Spur ist	Kaon	Kaon	Kaon
$\theta(h, \pi^0)$	-	$\leq 1,0 \text{ rad}$	$0,2 \leq \theta(h, \pi^0) \leq 1,7$
Polarwinkelbereich für alle Spuren und Cluster	$31^\circ < \theta < 135^\circ$	$31^\circ < \theta < 135^\circ$	$31^\circ < \theta < 135^\circ$
p_T der leptonischen Spur	$\geq 0,8 \text{ GeV}$	$\geq 1,0 \text{ GeV}$	$\geq 1,2 \text{ GeV}$

Tabelle 6.5: Zusammenfassung der angewendeten Selektionsszenarien für die $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Selektion. Die variierten Schnitte sind grau hinterlegt. Für die $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Selektion wird die Forderung nach dem Kaon weggelassen.

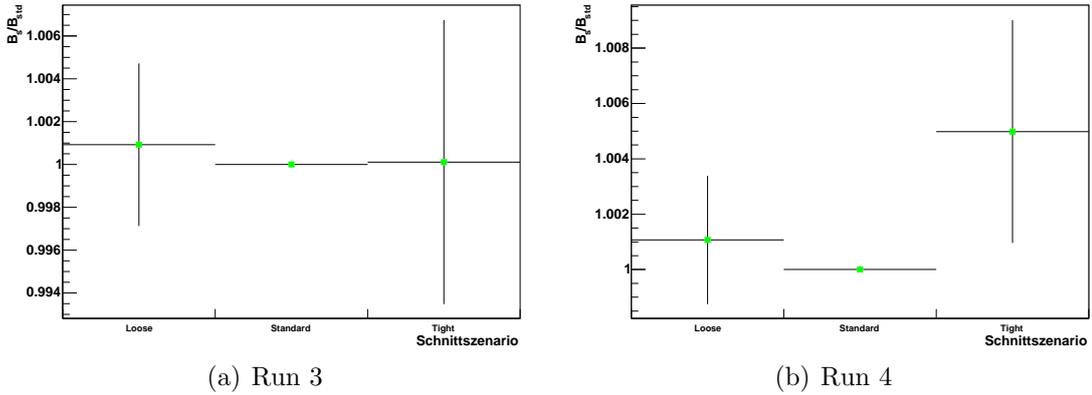


Abbildung 6.1: Vergleich der verschiedenen Selektionsszenarien für Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ für Run 3 und Run 4. Aufgetragen ist das Verhältnis zwischen dem mit variierten Selektionsszenarien Loose bzw. Tight bestimmten Verzweigungsverhältnis und dem Verzweigungsverhältnis für die in Kapitel 5 beschriebene Standardselektion.

In Abbildung 6.2 sind die unter den verschiedenen Selektionsszenarien bestimmten Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ für Run 3 und Run 4 gezeigt. Ebenso wie bei Ereignissen des Typs $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ ist das Verzweigungsverhältnis innerhalb der Fehlergrenzen nicht von der Position der Schnitte abhängig.

6.3 Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$

Die Verzweigungsverhältnisse wurden getrennt für Run 3 und 4 sowie für Elektronen und Myonen auf der Leptonenseite ermittelt. Für Ereignisse des Typs $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ sind die bestimmten Verzweigungsverhältnisse in Tabelle 6.6 aufgelistet. Im Generator verwendet wurde ein Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = 25,91\%$, der Weltmittelwert beträgt $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,78 \pm 0,13)\%$ [14].

Das aus Daten und Simulationsdatensätzen des Runs 3 bestimmte Verzweigungsverhältnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Weltmittelwert überein. In Run 4 ist das berechnete Verzweigungsverhältnis aufgrund der in Abschnitt 5.6 gezeigten schlechteren Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation etwas kleiner als in Run 3, stimmt aber innerhalb der Fehlergrenzen sowohl mit Run 3, als auch mit dem Weltmittelwert von $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,78 \pm 0,13)\%$ überein. Eine ausführliche Besprechung der Fehler erfolgte in Abschnitt 6.1.

Über beide Runs gemittelt ergibt sich ein gemessenes Verzweigungsverhältnis

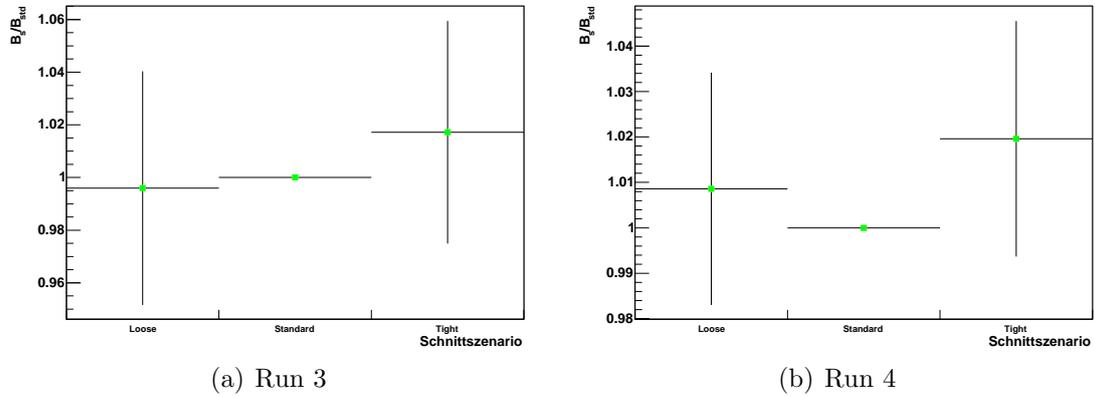


Abbildung 6.2: Vergleich der verschiedenen Selektionsszenarien für Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ für Run 3 und Run 4. Aufgetragen ist das Verhältnis zwischen dem mit variierten Selektionsszenarien Loose bzw. Tight bestimmten Verzweigungsverhältnis und dem Verzweigungsverhältnis für die in Kapitel 5 beschriebene Standardselektion.

Run	Leptonseite	$B(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$ [%]
3	Elektron	$26,05 \pm 0,08_{\text{stat}} \pm 1,29_{\text{syst}}$
3	Myon	$26,01 \pm 0,08_{\text{stat}} \pm 1,34_{\text{syst}}$
3	Elektron oder Myon	$26,03 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 1,31_{\text{syst}}$
4	Elektron	$25,03 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 1,24_{\text{syst}}$
4	Myon	$24,99 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 1,30_{\text{syst}}$
4	Elektron oder Myon	$25,01 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 1,26_{\text{syst}}$

Tabelle 6.6: Für $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Zerfälle bestimmte Verzweigungsverhältnisse.

von

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = 25,30 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 1,30_{\text{syst}}.$$

6.4 Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$

Direkte Messung

Die durch direkte Messung (siehe Abschnitt 3.4.1), also durch den Vergleich mit der Simulation erhaltenen Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 6.7 aufgelistet. Die Ereignisse sind mit einem Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = 0,45465\%$ simuliert worden, der Weltmittelwert beträgt $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,450 \pm 0,030)\%$ [14].

Run	Leptonseite	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)[\%]$
3	Elektron	$0,438 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,041_{\text{syst}}$
3	Myon	$0,466 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,049_{\text{syst}}$
3	Elektron oder Myon	$0,452 \pm 0,011_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}$
4	Elektron	$0,449 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}$
4	Myon	$0,444 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,048_{\text{syst}}$
4	Elektron oder Myon	$0,446 \pm 0,006_{\text{stat}} \pm 0,039_{\text{syst}}$

Tabelle 6.7: Für $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ Zerfälle bestimmte Verzweigungsverhältnisse.

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die bestimmten Verzweigungsverhältnisse mit dem Weltmittelwert überein. Lediglich die Fehler sind größer als bei vergleichbaren Messungen. Eine tiefergehende Besprechung der Fehler erfolgte in Abschnitt 6.1. Die in Abschnitt 5.7 bereits festgestellten leichten Abweichung in den Ereignisanzahlen zwischen Ereignissen mit Elektron bzw. Myon auf der Leptonseite in Run 3 pflanzen sich in die berechneten Verzweigungsverhältnisse fort. Die Schwankungen der Verzweigungsverhältnisse liegen jedoch innerhalb der Fehlergrenzen und daher als nicht signifikant anzusehen.

Gemittelt über beide vermessene Runs wird ein Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = 0,448 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}$$

gemessen.

Relative Messung

Tabelle 6.8 zeigt die mit der relativen Methode (siehe Abschnitt 3.4.2) ermittelten Verzweigungsverhältnisse. Es zeigt sich hier ein ähnliches Bild wie bei der direkten Messung. Zwischen den Ereignissen mit Elektronen und Myonen in Run 3 besteht

Run	Leptonseite	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ [%]
3	Elektron	$0,425 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,026_{\text{syst}}$
3	Myon	$0,463 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,024_{\text{syst}}$
3	Elektron oder Myon	$0,443 \pm 0,011_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}$
4	Elektron	$0,451 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,024_{\text{syst}}$
4	Myon	$0,455 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}$
4	Elektron oder Myon	$0,453 \pm 0,006_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}$

Tabelle 6.8: Für $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ Zerfälle relativ zu $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ bestimmte Verzweigungsverhältnisse.

ein leichter Unterschied in den ermittelten Verzweigungsverhältnissen, der jedoch noch innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Bei Run 4 finden sich diese Schwankungen dagegen nicht. Über beide Runs gemittelt ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = 0,450 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}.$$

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ein Satz von Kriterien wurde entwickelt, mit denen Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ selektiert werden können. Aus einem Datensatz von 126,6 Millionen τ -Paaren, die mit dem *BABAR*-Detektor in den Jahren 2003 und 2004 aufgezeichnet wurden, konnten 1.089.402 Signalereignisse des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und 28.216 Signalereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ ausgewählt werden. Aus der Monte-Carlo Simulation wurde die Selektionseffizienz für $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ zu 1,484 % und für $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ zu 1,218 % bestimmt. Der Untergrundanteil in den Datenereignissen beträgt 12,4 % bei den Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ und 50,6 % bei den Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$. Damit lassen sich die direkt gemessenen Verzweigungsverhältnisse von

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,30 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 1,30_{\text{syst}}) \%$$

und

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,448 \pm 0,003_{\text{stat}} \pm 0,040_{\text{syst}}) \%$$

bestimmen. Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse sind mit den jeweiligen Weltmittelwerten von $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,87 \pm 0,13) \%$ [14] und $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,45 \pm 0,030) \%$ [14] konsistent. Beide Messungen sind durch den systematischen Fehler dominiert. Der größte Beitrag ist hierbei der systematische Fehler der π^0 -Rekonstruktion.

Bei der Messung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$ aus den relativen Anzahlen der selektierten Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ und $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ unter Verwendung des bekannten Weltmittelwertes für $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25,87 \pm 0,13) \%$ [14] fällt ein Teil der systematischen Unsicherheiten weg. Mit dieser Methode wurde ein Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = (0,450 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,023_{\text{syst}}) \%$$

ermittelt.

Abbildung 7.1 zeigt eine Übersicht über die bisherigen Messungen des Verzweigungsverhältnisses. Die relative Messung des Verzweigungsverhältnisses stellt da-

bei die bisher beste Einzelmessung des Verzweigungsverhältnisses $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ dar.

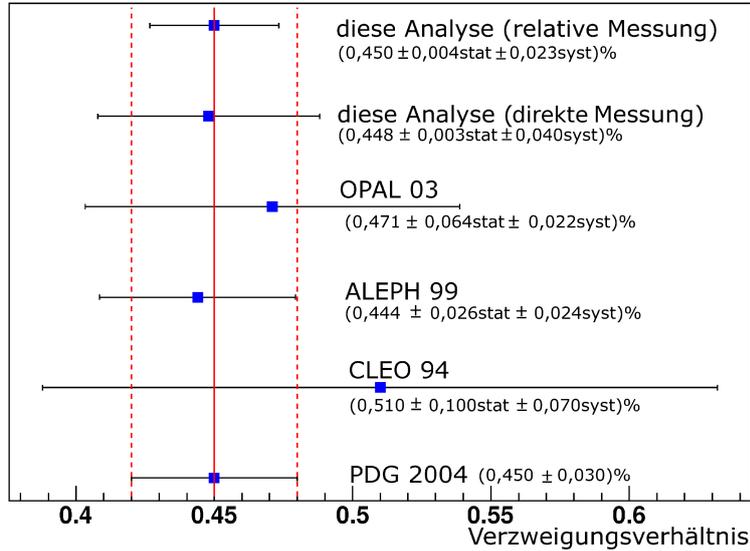


Abbildung 7.1: Vergleich der bisher weltweit gemachten Messungen des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)$. Der Weltmittelwert ist mit PDG 2004 bezeichnet und aus [14] entnommen, die Werte von CLEO, ALEPH und OPAL aus [3], [4] bzw. [5]. Die Gesamtfehler der Messungen sind mit Fehlerbalken markiert.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Gamiz *et al.*, Determination of $m_S/$ and $||V_{us}||$ from hadronic τ decays, JHEP **0301** 060 (2003)
- [2] P.F. Harrison, H.R. Quinn, The *BABAR* Physics Book – Physics at an Asymmetric B Factory, SLAC-R-504 (1998).
- [3] M. Battle *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **73**, 1079 (1994) [arXiv:hep-ph/9403329].
- [4] M. Davier and C. z. Yuan [ALEPH Collaboration], eConf **C0209101**, TU06 (2002) [Nucl. Phys. Proc. Suppl. **123**, 47 (2003)] [arXiv:hep-ex/0211057].
- [5] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **35**, 437 (2004) [arXiv:hep-ex/0406007].
- [6] B. Aubert, *et al.* [*BABAR*-Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **479**, 1 (2002).
- [7] DIRC Detector Image Collection
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/DIRC/dircpix.html>
- [8] O. Igonkina, *et al.*, A Search for Lepton Flavor Violating Decays $\tau^- \rightarrow l^- l^+ l^-$, *BABAR* Analysis Document **722** (2003).
- [9] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/DataQuality/datasets/R16-Skims/R16Skims.html>
- [10] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in $e^+ e^-$ collisions, Comput. Phys. Commun. **130**, 260 (2000) [arXiv:hep-ph/9912214].
- [11] S. Jadach, Z. Was, R. Decker and J. H. Kuhn, The tau decay library TAUOLA: Version 2.4, Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993).
- [12] S. Giani, *et al.*, Geant - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).

- [13] M. Kobayashi and T. Maskawa, "CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction," *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [14] S. Eidelman, *et al.*, *Phys. Lett. Meth. B* **592**, 1 (2004).
- [15] S. Spanier, *et al.*, Kaon Selection at *BABAR*, *BABAR Analysis Document* **116** (2002).
- [16] *BABAR* Collaboration, The Dirc Particle Identification System of the *BABAR* Experiment, SLAC Pub 10516, (2004).
- [17] T. Brandt, Likelihood-based Electron Identification, *BABAR Analysis Document* **396** (2002).
- [18] L. Lista, *et al.*, Muon Identification in the BaBar Experiment, *BABAR Analysis Document* **60** (2000).
- [19] W. Ruddick, *et al.*, Composite pi0 Reconstruction: Using Sequential Momentum Range Analysis, *BABAR Analysis Document* **741** (2003).
- [20] J. Williams, TauUser, *BABAR Analysis Document* **842** (2004).
- [21] Tracking Efficiency Task Force in 2004
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/TrackingTaskForce-2004.html>
- [22] *BABAR* Particle ID Group,
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/pid.html>
- [23] Details of TightMuonMicroSelection
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r16a/TightMuonMicroSelection_details.html
- [24] Details of TightKaonMicroSelection
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r16a/TightKaonMicroSelection_details.html
- [25] Details of PidLHElectronSelector
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Selectors/r16a/PidLHElectronSelector_details.html
- [26] G. C. Fox and S. Wolfram, Event Shapes In $e^+ + e^-$ Annihilation, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1581 1979.
- [27] M. Allen *et al.*, A Study of Pi-zero Efficiency, *BABAR Analysis Document* **870** (2004).

Anhang A

Weitere Verteilungen

Um zu testen, ob die Ereignisse hinreichend gut durch die Simulation beschrieben werden, können die kinematischen Verteilungen betrachtet werden.

Kinematische Verteilungen der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignisse für Run 3

In Abbildung A.1 sind für Run 3, jeweils im Laborsystem, der Betrag des transversalen Impulses $p_{T,\text{lab}}$, der Polarwinkel θ und der Azimutwinkel ϕ der identifizierten Leptonen gezeigt. In den linken Teilabbildungen sind die kinematischen Größen der selektierten Elektronen gezeigt, rechts die der selektierten Myonen. Mit der $p_{T,\text{lab}}$ -Verteilung ist dabei die letzte der fünf Verteilungen, auf die geschnitten wurde, gezeigt. Der Schnitt auf diese Verteilung kann weggelassen werden (siehe Kapitel 5), da sich in dem betroffenen Bereich $p_{T,\text{lab}} < 1 \text{ GeV}$ weder große Unstimmigkeiten zwischen Daten und Simulation zeigen, noch eine Reduzierung des Untergrundanteils erreicht wurde. Die Abweichung für hohe Transversalimpulse der Myonen in Abbildung A.1 b) ist jedoch noch nicht verstanden. In den Verteilungen des Polarwinkels θ ist die Begrenzung auf das innere Detektorvolumen $0,54 \text{ rad} < \theta < 2,36 \text{ rad}$ erkennbar. Innerhalb der statistischen Fehlergrenzen stimmen die Verteilungen der Daten mit denen der Simulation überein.

Die kinematischen Verteilungen von $p_{T,\text{lab}}$, ϕ und θ für die Spur auf der Hadronseite des Ereignisses sind in Abbildung A.2 gezeigt. Auch hier ist die Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehlergrenzen gegeben.

Kinematische Verteilungen der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignisse für Run 3

Abbildung A.3 zeigt die kinematischen Verteilungen der als Leptonen identifizierten Teilchen der Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ in Run 3 Daten und Simulation.

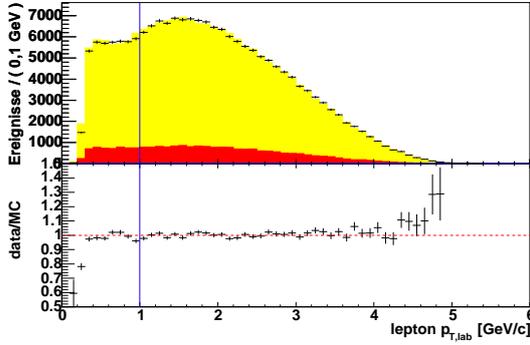
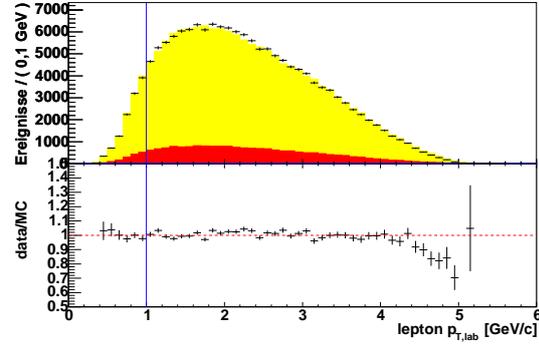
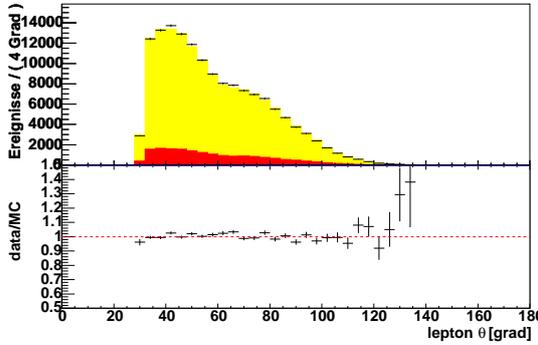
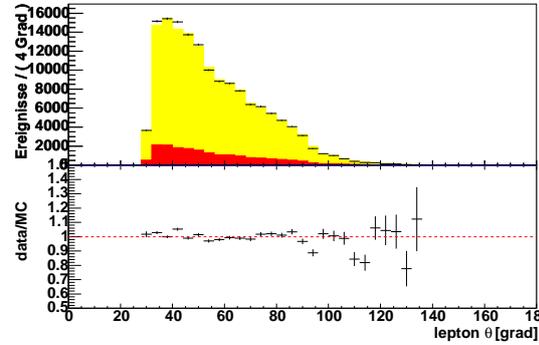
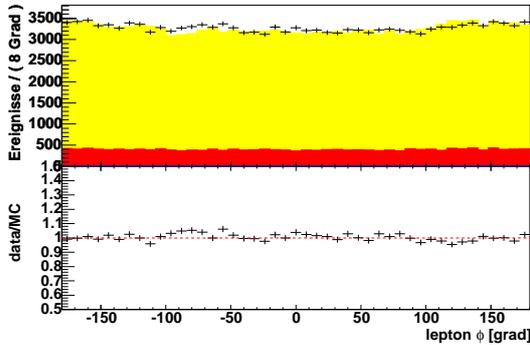
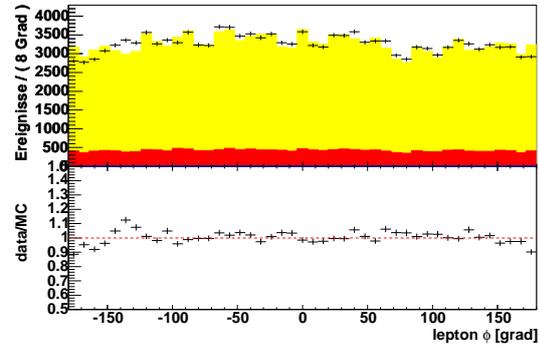
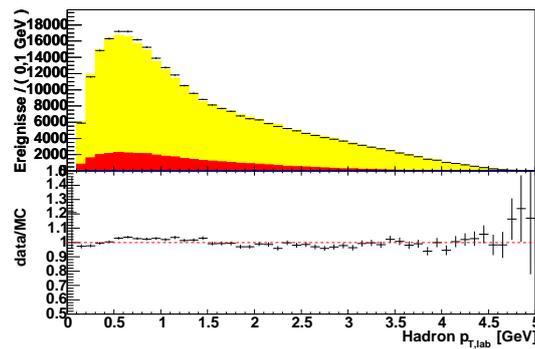
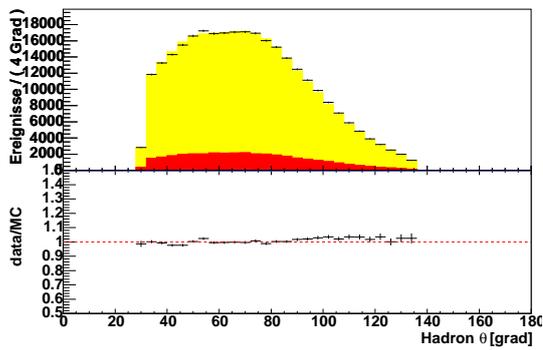
(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Elektronen(b) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Myonen(c) Polarwinkel θ der Elektronen(d) Polarwinkel θ der Myonen(e) Azimutwinkel ϕ der Elektronen(f) Azimutwinkel ϕ der Myonen

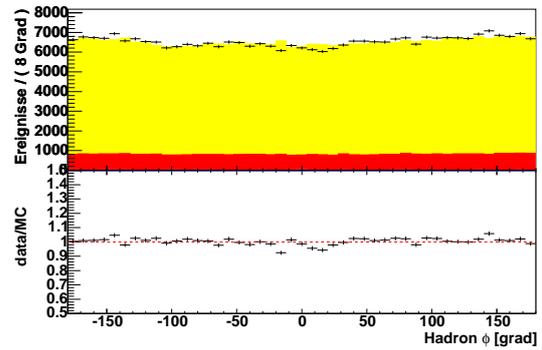
Abbildung A.1: Kinematische Verteilungen im Laborsystem für identifizierte Leptonen der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse. In den linken Teilabbildungen sind Elektronen gezeigt, rechts Myonen. Es sind Run 3 Daten und Simulation gezeigt.



(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ des Hadrons.



(b) Polarwinkel θ des Hadrons.



(c) Azimutwinkel ϕ des Hadrons.

Abbildung A.2: Kinematische Verteilungen der Spur auf der Hadronseite. Es sind Run 3 Daten und Simulation gezeigt.

Der Schnitt auf die Verteilung des Transversalimpulses $p_{T,\text{lab}}$ des Leptons kann auch hier weggelassen werden.

Abbildung A.4 zeigt die kinematischen Verteilungen von p_{lab} , $p_{T,\text{lab}}$, ϕ und θ für die als Kaon identifizierte Spur. Der Transversalimpuls $p_{T,\text{lab}}$ des Kaons zeigt einige Unstimmigkeiten zwischen Daten und Simulation. Bei niedrigen Transversalimpulsen um 1 GeV wurden zu viele Datenereignisse gezählt, während bei höheren Transversalimpulsen von etwa 2 GeV bis 3,5 GeV zu wenige gezählt wurden. Wovon diese Abweichungen verursacht werden, ist noch nicht verstanden. In der Verteilung des Polarwinkels θ und des Azimutwinkels ϕ ist die Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehlergrenzen gegeben.

Weitere Verteilungen der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignisse für Run 4

In Run 4 zeigt sich in den kinematischen Verteilungen von Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ das gleiche Bild wie auch schon bei den Variablen, auf die geschnitten wird. Abbildung A.5 zeigt die kinematischen Verteilungen. Es sind etwa 3% weniger Ereignisse in Daten als in der Simulation. Die schon in Run 3 gesehenen Abweichungen bei hohen Transversalimpulsen $p_{T,\text{lab}}$ der Myonereignisse zeigt sich auch hier in Run 4. Die Verteilung der Transversalimpulse $p_{T,\text{lab}}$ der Elektronen zeigt genau den umgekehrten Trend. Diese Abweichungen sind, wie bereits erwähnt, noch nicht verstanden.

Abbildung A.6 zeigt Verteilungen der kinematischen Variablen der Spur auf der Hadronseite. Die Form der Verteilung des transversalen Laborimpulses $p_{T,\text{lab}}$ wird nicht gut beschrieben. Das Maximum bei etwa $p_{T,\text{lab}} = 0,7$ GeV ist in den Daten etwas schmaler und höher als in der Simulation. Bei den beiden Winkelverteilungen wird die Form der Daten durch die Simulation beschrieben, jedoch nicht die Absolutwerte, es fehlen die bereits mehrfach erwähnten 3% in den Daten.

Weitere Verteilungen der $k^- \pi^0 \nu_\tau$ Ereignisse für Run 4

Abbildung A.7 zeigt die kinematischen Verteilungen der als Leptonen identifizierten Teilchen der Ereignisse des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ in Run 4 Daten und Simulation. Links sind wieder die Verteilungen der Elektronen gezeigt, rechts die entsprechenden Verteilungen der Myonen.

Die Datenverteilungen werden innerhalb der Fehlergrenzen durch die Simulation beschrieben.

Abschließend zeigt Abbildung A.8 die kinematischen Verteilungen der als Kaon identifizierten Spur in Daten und Simulation von Run 4. Die Form des Transversalimpulses $p_{T,\text{lab}}$ wird, wie schon bei Run 3 schlecht beschrieben. Im

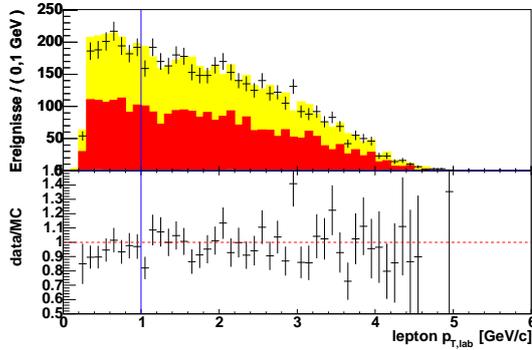
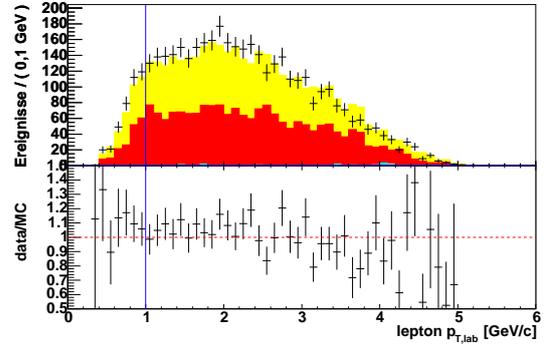
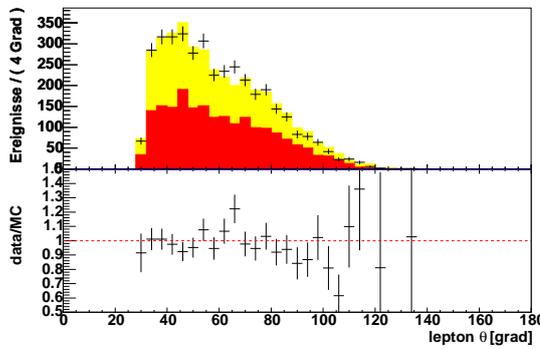
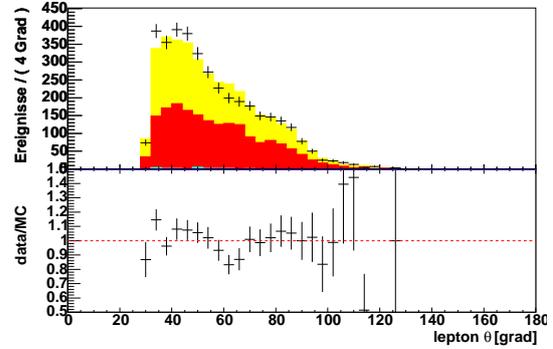
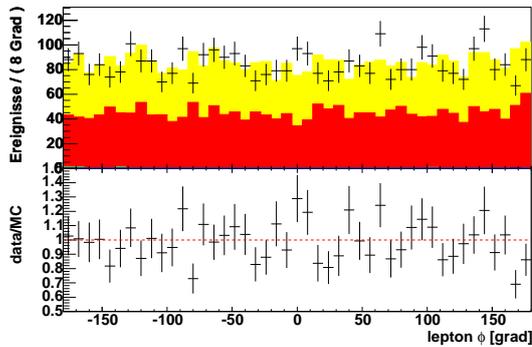
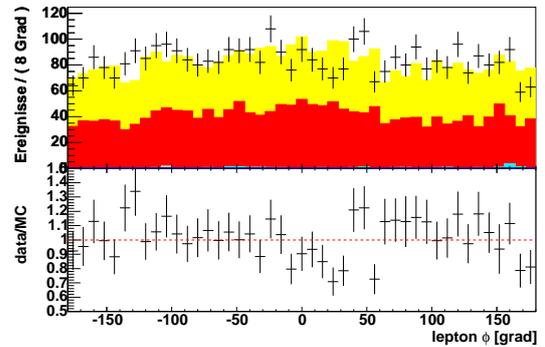
(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Elektronen(b) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Myonen(c) Polarwinkel θ der Elektronen(d) Polarwinkel θ der Myonen(e) Azimutwinkel ϕ der Elektronen(f) Azimutwinkel ϕ der Myonen

Abbildung A.3: Kinematische Verteilungen im Laborsystem für identifizierte Leptonen der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse. In den linken Teilabbildungen sind Elektronen gezeigt, rechts Myonen. Es sind Run 3 Daten und Simulation gezeigt.

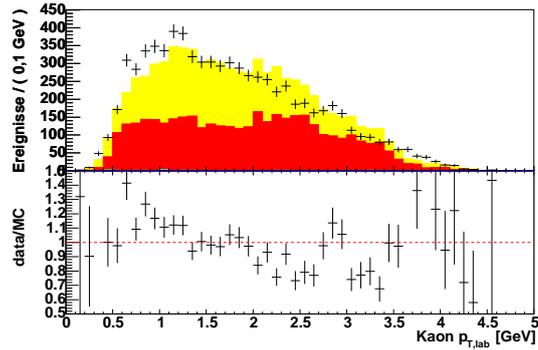
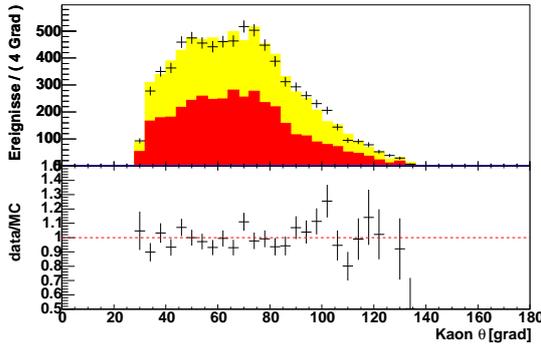
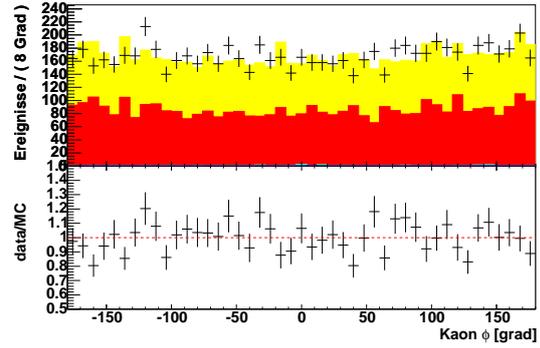
(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,lab}$ des Kaons.(b) Polarwinkel θ des Kaons.(c) Azimutwinkel ϕ des Kaons.

Abbildung A.4: Kinematische Verteilungen der Kaon-Spur in Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$. Es sind Run 3 Daten und Simulation gezeigt.

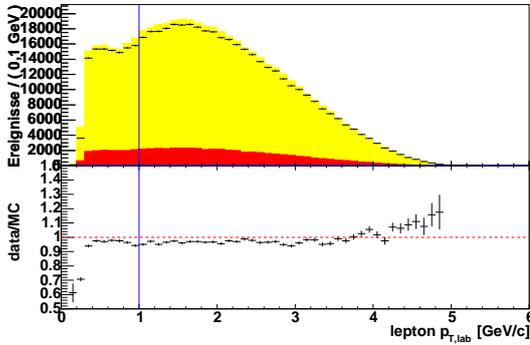
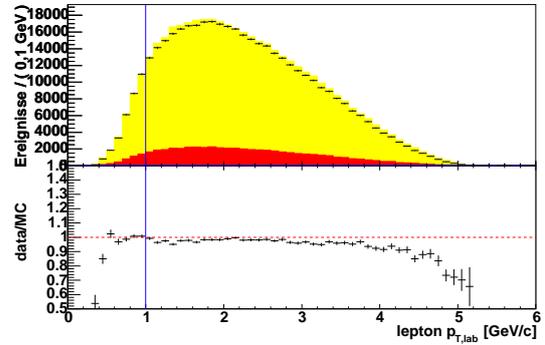
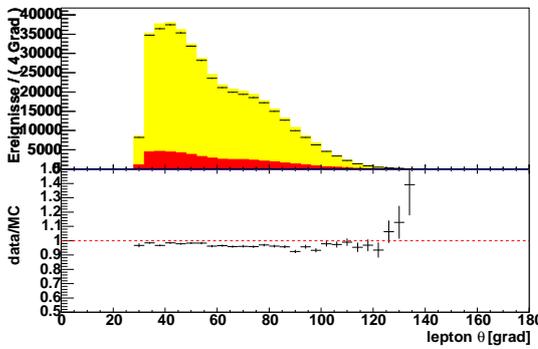
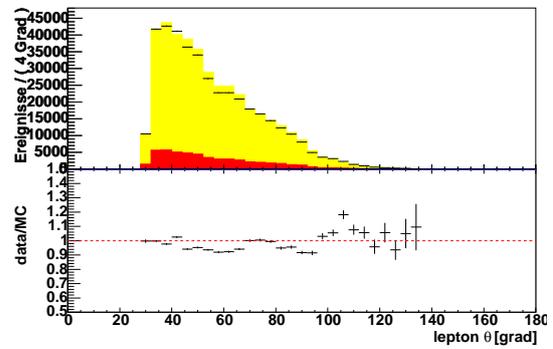
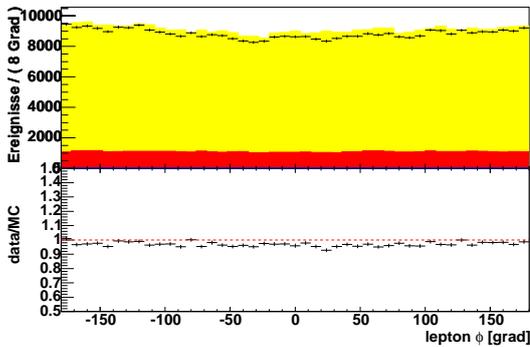
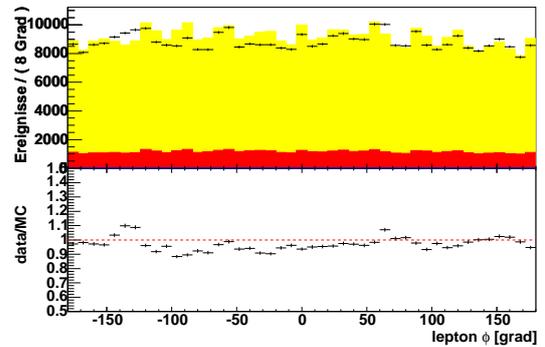
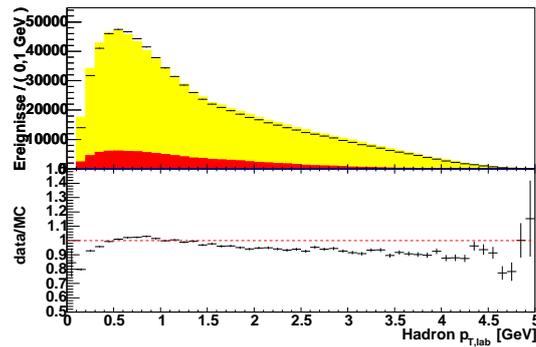
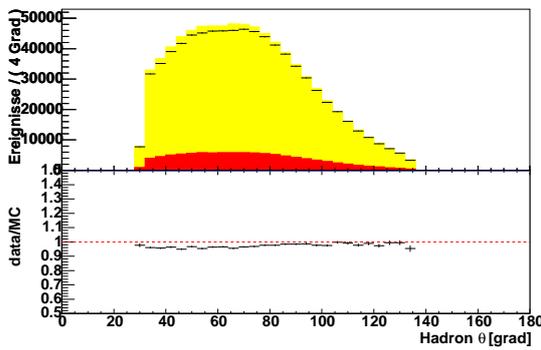
(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Elektronen(b) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ der Myonen(c) Polarwinkel θ der Elektronen(d) Polarwinkel θ der Myonen(e) Azimutwinkel ϕ der Elektronen(f) Azimutwinkel ϕ der Myonen

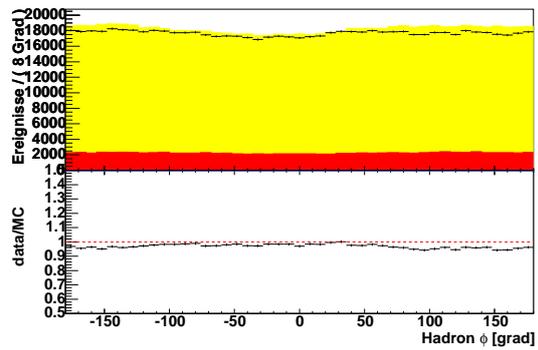
Abbildung A.5: Kinematische Verteilungen im Laborsystem für die Leptonen der $\tau \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse. In den linken Teilabbildungen sind Elektronen gezeigt, rechts Myonen. Es sind Run 4 Daten und Simulation gezeigt.



(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ des Hadrons.



(b) Polarwinkel θ des Hadrons.



(c) Azimutwinkel ϕ des Hadrons.

Abbildung A.6: Kinematische Verteilungen der Spur auf der Hadronseite. Es sind Run 4 Daten und Simulation gezeigt.

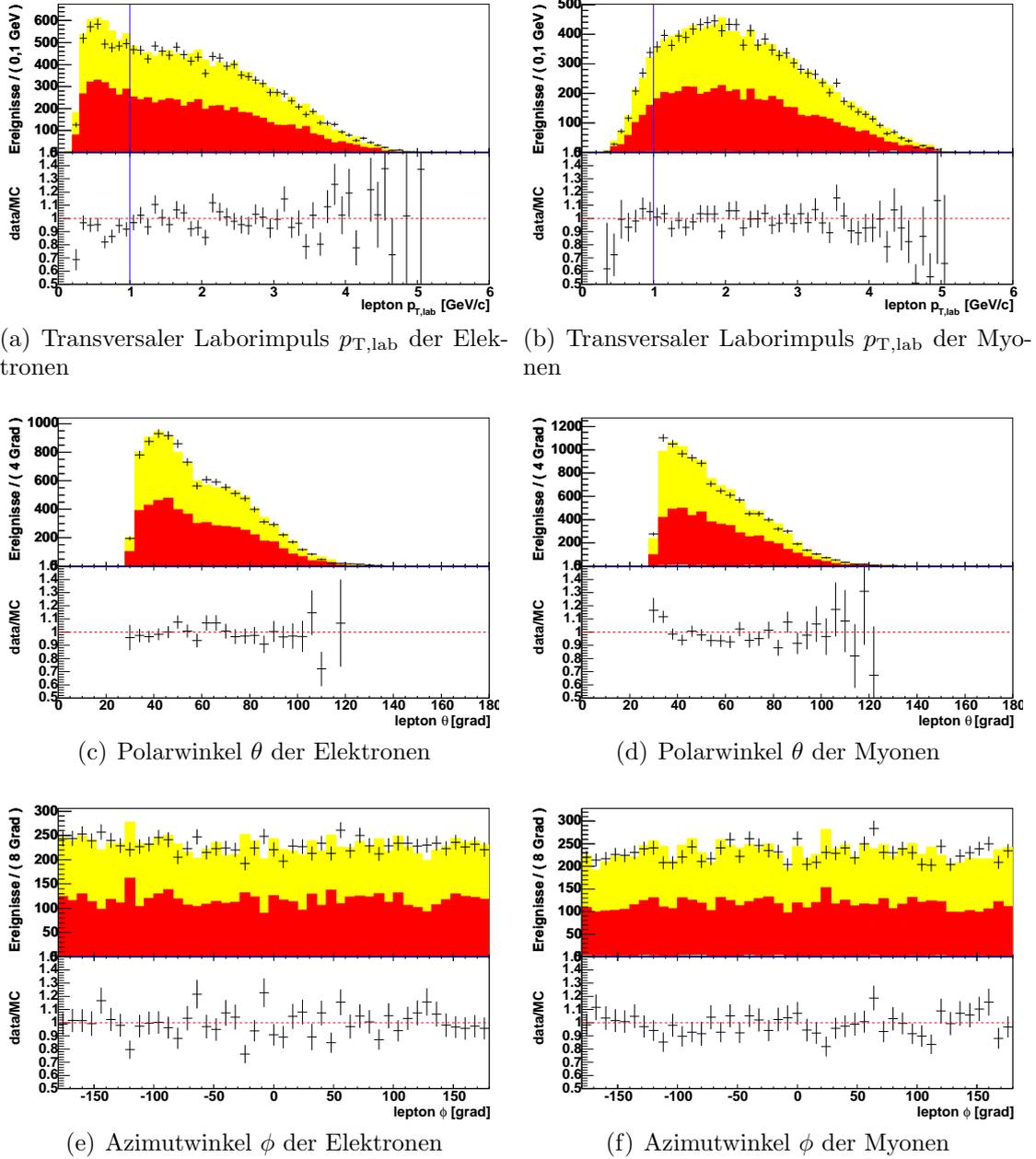
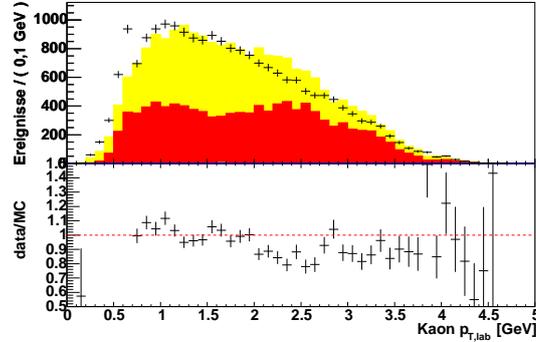
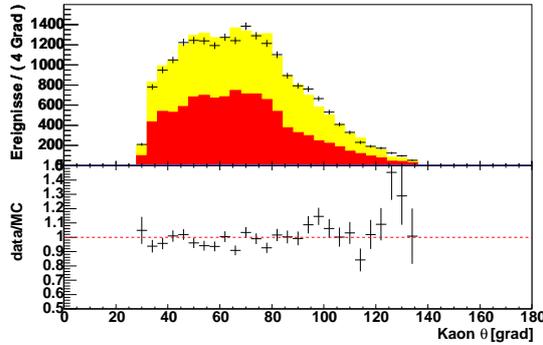


Abbildung A.7: *Kinematische Verteilungen im Laborsystem für die Leptonen der $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ -Ereignisse. In den linken Teilabbildungen sind Elektronen gezeigt, rechts Myonen. Es sind Run 4 Daten und Simulation gezeigt.*

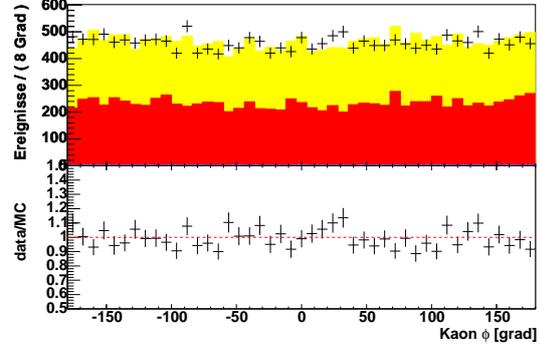
Bereich $p_{T,\text{lab}} < 0,7$ liegen zu viele Daten vor, während es im Bereich $2 < p_{T,\text{lab}} < 3,5$ zu wenige sind. Woher diese Abweichung stammt, ist noch nicht verstanden.



(a) Transversaler Laborimpuls $p_{T,\text{lab}}$ des Kaons.



(b) Polarwinkel θ des Kaons.



(c) Azimutwinkel ϕ des Kaons.

Abbildung A.8: *Kinematische Verteilungen der Kaon-Spur in Ereignissen des Typs $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$. Es sind Run 4 Daten und Simulation gezeigt.*

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während meines Studiums und meiner Diplomarbeit unterstützt haben. Besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. U. Uwer für die hervorragende Betreuung dieser Arbeit und für jederzeit hilfreichen fachlichen Rat,
- Herrn Dr. R. Dubitzky dafür, dass er immer ein offenes Ohr hatte und so herrlich gut erklären kann,
- Herrn S. Schenk für viele Tipps und Anregungen, fürs unerbittliche Korrektur lesen und fürs Kammerjäger spielen,
- der ganzen HE-Gruppe für die freundliche und hilfsbereite Arbeitsatmosphäre,
- Alex, für die vielen und chaotisch-guten gemeinsamen Stunden und offene Ohren in allen Lebenslagen (und die leckeren Weihnachtskekse),
- den TweakPC'lern für anregende Diskussionen über die interessanten Dinge des Lebens (und die weniger interessanten ;))
- und ganz besonders meiner Familie für das Ermöglichen meines Studiums.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 20. Dezember 2005
