

Fakultät für Physik und Astronomie

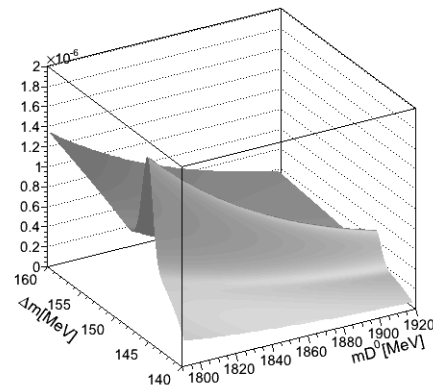
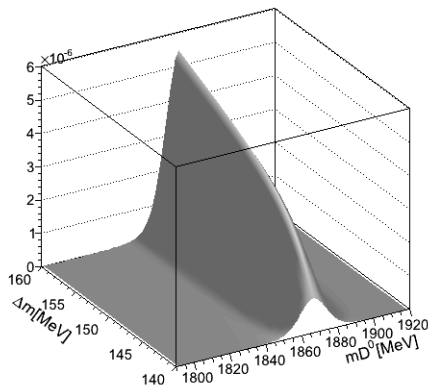
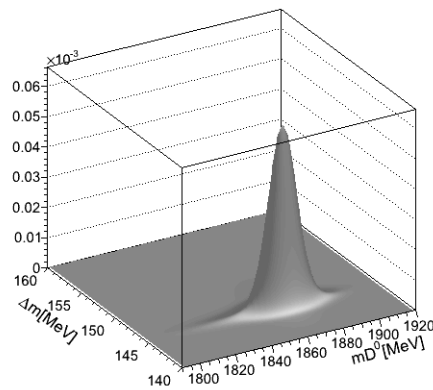
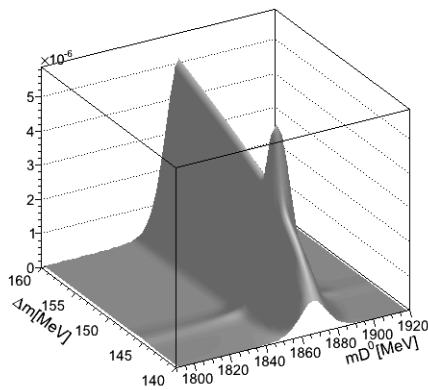
Universität Heidelberg

Bachelorarbeit
in Physik

eingereicht von
Andreas Weiden
geboren in Köln

August 2012

Zeitintegriertes Verhältnis der $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Zerfälle bei LHCb



*Diese Bachelorarbeit wurde von Andreas Weiden am
Physikalischen Institut Heidelberg
unter der Aufsicht von
Prof. Dr. Ulrich Uwer
durchgeführt*

Kurzfassung

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Messung des zeitintegrierten Verhältnisses von $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ Zerfällen. Dabei werden Daten des LHCb-Experiments am Large Hadron Collider von 2011 benutzt. Diese Messung ist eine wichtige Kontroll-Messung, bevor mittels des Verhältnisses dieser beiden Zerfallskanäle in Abhängigkeit der D^0 -Zerfallszeit die Oszillation von D^0 - und \bar{D}^0 -Mesonen gemessen werden kann. Dazu ist es notwendig, die vorhandenen Untergründe nach der Daten-Selektion zu verstehen und zu bestimmen.

In dieser Arbeit wird zur Beschreibung der Daten ein Modell entwickelt, das in der Lage ist Signal und Untergrund zu separieren. Aus der Anzahl der mit einem Fit gewonnenen Signalereignisse wird das zeitintegrierte Verhältnis zwischen $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ Zerfällen bestimmt. Eine Korrektur auf Akzeptanz-Effekte liefert einen mit dem Welt-Mittelwert kompatiblen Wert:

$$R = \frac{D^0 \rightarrow K^+\pi^-}{D^0 \rightarrow K^-\pi^+} = (0,3942 \pm 0,0144 (stat.) \pm 0,0063 (sys.))\%$$

Abstract

This bachelor-thesis deals with the measurement of the time-integrated ratio of $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ decays. For this analysis, data collected in 2011 by the LHCb-experiment at the Large Hadron Collider are used. This measurement is an important control-measurement of the D^0 -lifetime-dependent analysis of these two decays to measure particle-antiparticle oscillations of D^0 -mesons. In order to achieve this, it is essential to understand and determine the backgrounds present after the data-selection.

In this thesis, the model used to describe and separate the data into signal- and background-events is developed. The time-integrated ratio between $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ decays is determined. A correction for time-acceptance-effects yields a value compatible with the world-average:

$$R = \frac{D^0 \rightarrow K^+\pi^-}{D^0 \rightarrow K^-\pi^+} = (0,3942 \pm 0,0144 stat. \pm 0,0063 sys.)\%$$

Inhaltsverzeichnis

1	Der LHC und der LHCb-Detektor	1
1.1	Der Large Hadron Collider	1
1.2	Das LHC-Beauty Experiment (LHCb)	2
2	Teilchen-Antiteilchen Oszillationen im Charm-System	7
2.1	Teilchen-Antiteilchen Mischung	8
2.2	Right-Sign und Wrong-Sign Zerfälle	10
2.3	Tagging	13
3	Datensätze und Selektion	15
3.1	Die verwendeten Datensätze	15
3.2	Daten-Selektion	16
3.2.1	log(IP)-Schnitt	17
3.2.2	Teilchenhypothese des Random- π_s	20
3.2.3	Akzeptanz-Schnitte	21
3.2.4	Reduzierung der Datenmenge durch die Selektionen	23
4	Das Spektrum der D^0-Mesonen	25
4.1	Signal	26
4.2	Untergründe	26
4.2.1	Random- π_s Untergrund	26
4.2.2	Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse	29
4.2.3	Kombinatorischer Untergrund	29
5	Anpassung der Daten	31
5.1	Random- π_s Untergrund	32

5.2	Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse	36
5.3	Die Signal-Form in Δm und $m(D^0)$	37
5.4	Visualisierung der verwendeten Verteilungen	39
5.5	Der zweidimensionale Fit für den <i>widemass</i> -Datensatz	42
5.6	Korrekturfaktor	45
6	Systematische Fehler und Kontrollmessungen	49
6.1	Ergebnisse für den gesamten Datensatz	49
6.2	Systematische Fehlerquellen	52
7	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	55
7.1	Schlussfolgerung	56
	Anhang	57
	Literaturverzeichnis	59

Kapitel 1

Der LHC und der LHCb-Detektor

1.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) der European Organization for Nuclear Research (franz.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN) ist die größte von Menschen jemals gebaute Maschine. Er ermöglicht es, Pakete von Protonen gegenläufig auf einer Kreisbahn zu beschleunigen und an vier verschiedenen Stellen mit bis zu 14 TeV Schwerpunktenenergie zur Kollision zu bringen. Die dabei erreichbaren Kollisionsraten von bis zu 40 MHz (eine Kollision pro 25 Nanosekunden) erlauben es, Luminositäten von bis zu $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zu erreichen. Der LHC wurde in den Jahren 1998 bis 2008 in der Nähe von Genf in der Schweiz und zum Teil in Frankreich im Tunnel des LEP-Beschleunigers gebaut. Er versorgt vier Groß-Experimente (ALICE, ATLAS, CMS und LHCb) mit Proton-Proton, Blei-Blei oder Proton-Blei Kollisionen. Der Beschleuniger-Ring hat einen Umfang von ca. 27 km und ist mit 9.300 supraleitenden Magneten, zum Ablenken der Protonenstrahlen auf eine annähernde Kreisbahn, bestückt. Nach mehreren Anläufen gelang es am 30. März 2010 das erste Mal, Protonen mit einer Schwerpunktenenergie von 7 TeV kollidieren zu lassen. Seitdem wurde sowohl die Luminosität stetig erhöht, als auch die Schwerpunktenenergie auf 8 TeV angehoben.

Mit dem LHC werden mehrere physikalische Fragestellungen untersucht. Das primäre Ziel ist der Nachweis des Higgs-Bosons, des letzten im Standardmodell der Teilchenphysik noch fehlenden, vorhergesagten Teilchens. Dies ist die

Hauptaufgabe der beiden Experimente ATLAS und CMS. Ein weiteres Ziel ist die präzise Vermessung des Standardmodells, wodurch Anzeichen für Physik jenseits des Standardmodells gesucht werden sollen. Das ALICE-Experiment untersucht mit Hilfe von Pb-Pb Kollisionen das Quark-Gluon-Plasma. Das LHCb-Experiment untersucht Fragen zur CP-Verletzung in Systemen schwerer Mesonen.

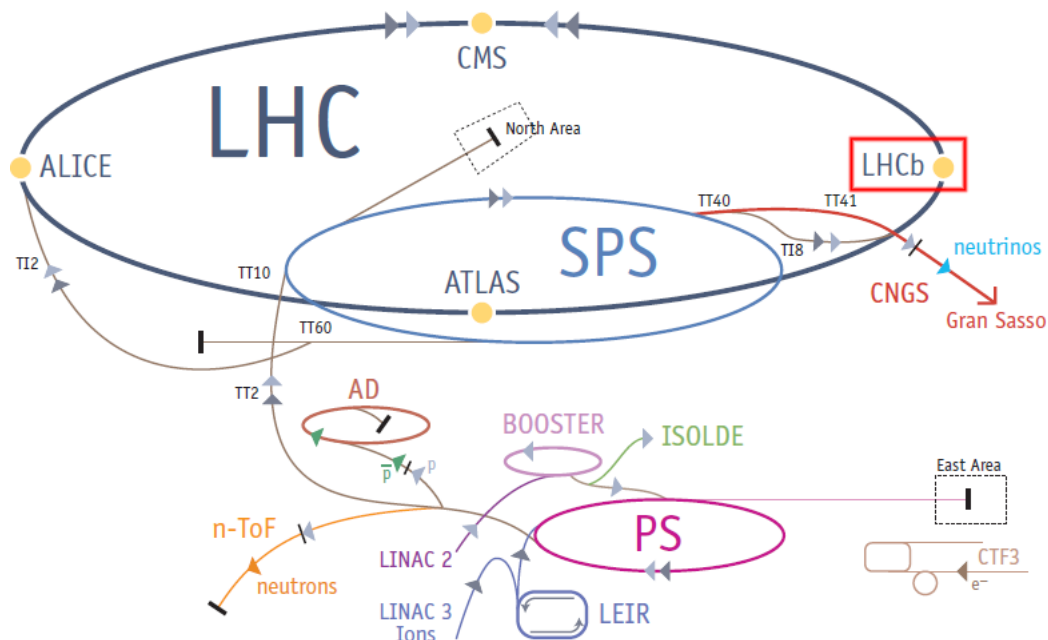


Abbildung 1.1: Der LHC mit den verschiedenen Vorbeschleuniger-Stufen, sowie den vier Haupt-Experimenten, zu denen auch LHCb (rot) zählt. [2]

1.2 Das LHC-Beauty Experiment (LHCb)

Eines der vier Haupt-Experimente des LHC ist das LHCb-Experiment [1]. Es wurde zur Untersuchung von Zerfällen mit b - und \bar{b} -Quarks (Bottom- oder Beauty-Quarks) gebaut. Durch eine Studie der dabei entstehenden B -Mesonen lassen sich CP-Verletzung und das Oszillieren in das jeweilige Antiteilchen in diesem System untersuchen, was eine Präzisionsmessung der Vorhersagen des Standardmodells erlaubt. Daraus erhofft man sich Aussagen unter anderem darüber, ob neben der CP-Verletzung der schwachen Kraft weitere im Labor messbare CP-Verletzungen existieren (z.B. aufgrund von Supersymmetrie).

Neben der Produktion von B -Mesonen werden viel häufiger, nämlich in jeder

zehnten Kollision, am LHC auch Charm- und Anti-Charms-Quarks ($c\bar{c}$) erzeugt ($\sigma_{c\bar{c}} = 6,10 \pm 0,93 \text{ mb}$ [3]). Aus diesen entstehen durch Hadronisierung in großer Zahl D -Mesonen. Diese sehr große Menge an Daten erlaubt die Untersuchung sowohl von Teilchen-Antiteilchen Oszillationen als auch der kürzlich entdeckten Evidenz von CP-Verletzung im Charm-System [4].

Der LHCb-Detektor ist ca. 20 m lang und bis zu 10 m hoch. Er detektiert nur Teilchen in Vorwärts-Richtung in einem Raumwinkel von 10 bis 300 mrad horizontal und 250 mrad vertikal zur Strahlachse. Dies ist ausreichend, da durch Gluon-Gluon-Fusion entstehende schwere Quarks (also b und \bar{b} , aber auch c und \bar{c}), vorwiegend unter sehr kleinen Winkeln produziert werden (siehe Abbildung 1.2). Dadurch sind sie im Laborsystem stark „geboostet“ und daher auch nur in einem kleinen Bereich um die Strahlachse herum zu finden. Dies gilt dann auch für ihre Zerfallsprodukte. Der Detektor besteht aus fünf Teilen (siehe Abbildung 1.3), die im folgenden genauer erläutert werden:

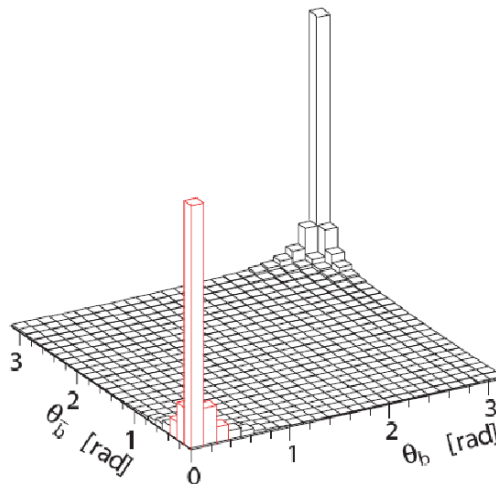


Abbildung 1.2: Zweidimensionale Winkelverteilung von $b - \bar{b}$ -Mesonen in Proton-Proton Kollisionen. Der LHCb-Detektor deckt den rot markierten Bereich ab. [5]

Der Vertexdetektor (VELO)

Der Vertexdetektor (VERTex LOCator) dient dazu, Teilchenspuren nahe am Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren. Daher ist er um den Kollisionspunkt herum gebaut. Er erlaubt es, die Primär-Vertizes der Proton-Proton-Kollisionen und die

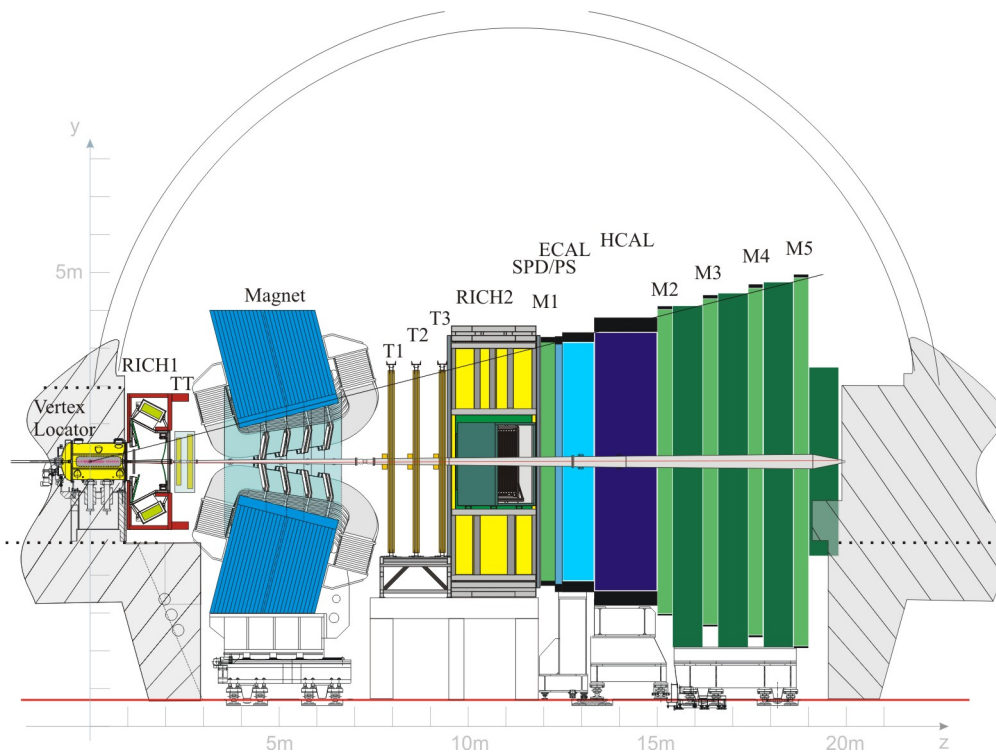


Abbildung 1.3: Profil des LHCb-Detektors in der Ebene der Krümmung durch das Magnetfeld. Der Kollisionspunkt befindet sich links im VELO und die entstehenden Teilchen werden in den Sub-Detektoren rechts davon detektiert (VELO bis M5). [6]

Sekundär-Vertizes der zerfallenden B - und D -Mesonen mit einer Auflösung von $60\mu\text{m}$ in z -Richtung und $11\mu\text{m}$ in x - y -Richtung zu bestimmen. Die Zeitauflösung für die Lebensdauer ist in der Größenordnung von 50 fs.

Der Magnet

Um die Impulse von geladenen Teilchen messen zu können, wird ein magnetisches Feld, das die Spuren geladener Teilchen krümmt, benötigt. Der Magnet des LHCb-Experiments erzeugt ein Magnetfeld mit einer integrierten Magnetfeld-Stärke von 4 Tm. Die Polung des Magnetfeldes ist invertierbar, was es ermöglicht, systematische Fehler aufgrund von Detektor-Asymmetrien zu minimieren.

Die Ring Imaging CHerenkov (RICH) Detektoren

Zwei RICH-Detektoren dienen zur Teilchenidentifizierung, im Besonderen zur Unterscheidung von Pionen und Kaonen. Die Effizienz ein Kaon als solches zu identifizieren ist im Mittel 95 %, die Misidentifikationsrate ein Pion als Kaon zu identifizieren beträgt 7 %. Der erste RICH Detektor dient dabei zur Identifizierung von Teilchen mit niedrigem Impuls, während der zweite RICH-Detektor der Identifizierung von Teilchen mit hohem Impuls dient.

Das Spur-System

Das Haupt Spur-System dient zum Rekonstruieren der Spuren geladener Teilchen und zur Bestimmung ihrer Impulse. Ein Teil des Spur-Systems befindet sich vor dem Dipol-Magnet und besteht aus einem Silizium-Streifen-Detektor. Zwei weitere Komponenten befinden sich hinter dem Magneten, der Inner- und der Outer-Tracker. Der Inner-Tracker ist ebenfalls ein Silizium-Streifen-Detektor und deckt die innere Detektor-Akzeptanz ab. Der Outer-Tracker, der den äußeren Detektorbereich abdeckt, ist als Straw-Detektor konzipiert. Die Impulsauflösung beträgt bei 5 GeV ungefähr 0,4 % und sinkt auf 0,6 % bei 100 GeV ab.

Die Kalorimeter (ECAL und HCAL)

Der LHCb-Detektor besitzt ein Kalorimeter-System aus einem Szintillationszähler mit Pad-Struktur, einem Preshower-Detektor und einem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Das Kalorimeter wird für diese Analyse hauptsächlich im Trigger benutzt.

Das Myon-System

Das Myon-System dient zum Rekonstruieren der Spuren von Myonen, da diese die restlichen Detektoren nahezu unbehelligt passieren. Es besteht aus mehreren Schichten von Straw-Detektoren.

Der Trigger

Um die aufzunehmende Datenmenge zu reduzieren und zur Auswahl und Klassifikation der Ereignisse wird das Trigger-System verwendet. Es besteht zu einem

Teil aus einem Hardware-Trigger, der Informationen des Kalorimeters, des Myon-Systems und des VELOs verwendet. Der andere Teil ist ein Software-Trigger, der rekonstruierte Größen, wie Anzahl und Position von Vertizes, Teilchenhypothesen, Impuls und Energie, benutzt.

Kapitel 2

Teilchen-Antiteilchen Oszillationen im Charm-System

Werden ein Anti-Up-Quark (Up-Quark) und ein Charm-Quark (Anti-Charm-Quark) kombiniert, entsteht ein neutrales $D^0(\overline{D}^0)$ -Meson. Dieses hat eine Ruhemasse von $(1.864,86 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$ und eine mittlere Lebensdauer von $(410,1 \pm 1,5) \text{ fs}$ [7]. D -Mesonen sind, nach den Kaonen (1956) [8][9], B -Mesonen (1987) [10][11] und B_S -Mesonen (2006) [12][13], das vierte neutrale Mesonen-System, bei dem sich das Oszillieren in das eigene Antiteilchen beobachten lassen sollte. Dafür wurden 2007 die ersten Anzeichen ($3,9\sigma$) von der BaBar-Kollaboration vorgelegt [14] und daraufhin von CDF [15] und BELLE [16] bestätigt. Eine Kombination aller Messungen zeigt Evidenz für Teilchen-Antiteilchen Oszillationen im D -Meson System von mehr als 10σ [17]. Mit den Daten von 2011 hat LHCb nun die Gelegenheit, mit einer einzelnen Messung Teilchen-Antiteilchen Oszillationen signifikant ($> 5\sigma$) nachzuweisen.

D -Mesonen können sowohl durch Prozesse der starken Wechselwirkung, als auch der schwachen Wechselwirkung entstehen. Sie können jedoch nicht mittels der starken Wechselwirkung zerfallen, da diese die interne Charm-Quantenzahl im Standardmodell nicht verletzen darf und es kein leichteres Meson gibt, das ebenfalls ein Charm-Quark enthält. Nur schwache Zerfälle können den Flavour eines Teilchens ändern. Dies geschieht über ein W -Boson, welches zu ca. 68 % in Hadronen zerfällt [7], wodurch D -Mesonen bevorzugt in Kaonen und Pionen zerfallen.

2.1 Teilchen-Antiteilchen Mischung

Neutrale D -Mesonen sind nicht die einzigen neutralen Mesonen, die in ihre eigenen Antiteilchen übergehen können. Sie sind allerdings das einzige System mit „up-artigen“ Quarks, das diese Eigenschaft zeigt. Diese Oszillationen können auf zwei unterschiedliche Arten geschehen. Zum einen über Box-Diagramme mit „down-artigen“ Quarks und W -Bosonen und zum anderen durch langreichweitige Zwischenzustände wie z.B. $D^0 \rightarrow KK \rightarrow \bar{D}^0$. Der Weg über Box-Diagramme ist durch den GIM-Mechanismus¹ stark unterdrückt. Daher sind die langreichweitigen Beiträge im Charm-Sektor besonders relevant. Dies macht es jedoch im Vergleich zu den K , B und B_s Systemen wesentlich schwieriger, sie theoretisch zu berechnen. Diagramme der beiden Beiträge sind in Abbildung 2.1 gezeigt.

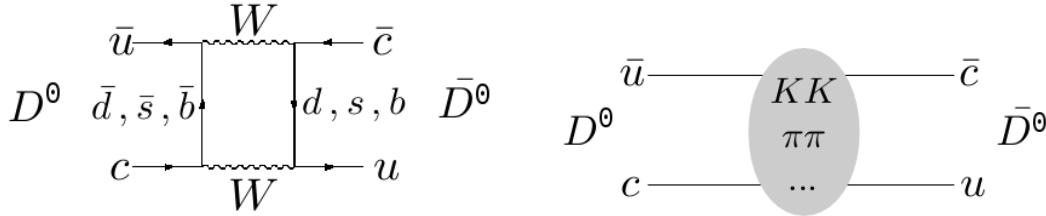


Abbildung 2.1: Prozesse der Oszillation im neutralen Charm-System. Links das Box-Diagramm (kurzreichweitig) und rechts einige Möglichkeiten der langreichweitigen Beiträge durch KK , $\pi\pi$ und weitere.

Für die im folgenden betrachteten Grundlagen siehe auch [19] und [20]. Die Zeitentwicklung des $D^0 - \bar{D}^0$ -Systems ist durch eine phänomenologische Schrödinger-Gleichung gegeben:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma}) \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix}$$

wobei \mathbf{M} und $\mathbf{\Gamma}$ hermitesche 2×2 Matrizen sind. Die Annahme von CPT -Invarianz bedingt, dass $M_{1,1} = M_{2,2} \equiv M$ und $\Gamma_{1,1} = \Gamma_{2,2} \equiv \Gamma$, beziehungsweise $m(D^0) = m(\bar{D}^0)$ und $\Gamma(D^0) = \Gamma(\bar{D}^0)$ ist. Die Elemente abseits der Diagonalen beschreiben die Teilchen-Antiteilchen Oszillation.

Unter der Voraussetzung, dass CP -Verletzung klein ist, sind die Masseneigenzustände mit den CP -Eigenzuständen identisch. Nach Diagonalisierung fin-

¹Der GIM-Mechanismus ist die destruktive Interferenz ununterscheidbarer Prozesse, im Besonderen bei leichten Quarks. Er hat zur Vorhersage des Charm-Quarks geführt [18]

det man für die Massen-Eigenzustände:

$$|D_{1,2}\rangle = p |D^0\rangle \pm q |\overline{D^0}\rangle$$

mit

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{M_{1,2}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}^*}{M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}}$$

Dabei ist die Normierung der beiden komplexen Koeffizienten p und q gegeben durch $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

Liegt keine CP-Verletzung in der Mischung vor, so gilt $M_{1,2}^* = M_{1,2}$ und $\Gamma_{1,2}^* = \Gamma_{1,2}$, woraus $\frac{q}{p} = 1$ folgt. Ist dies nicht der Fall, so ist die Mischung für $D^0 \rightarrow \overline{D^0}$ und $\overline{D^0} \rightarrow D^0$ unterschiedlich.

Die Eigenwerte bezüglich der Schrödinger-Gleichung sind $\lambda_{1,2} = M_{1,2} \pm \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}$, daher gilt für die Zeitentwicklung:

$$|D_{1,2}(t)\rangle = e^{-i(M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2})t} |D_{1,2}(t=0)\rangle$$

Die Massen-Eigenzustände D_1 und D_2 haben unterschiedliche Massen M_1 und M_2 und unterschiedliche Zerfallsbreiten Γ_1 und Γ_2 . Werden diese zu den Mittelwerten $\Gamma = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$ und $M = \frac{M_1 + M_2}{2}$ zusammengefasst, so erhält man dimensionslose Mischungs-Parameter:

$$x = \frac{M_1 - M_2}{\Gamma}$$

$$y = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2\Gamma}$$

Die Wahrscheinlichkeit, nach der Zeit t ein als D^0 produziertes Meson auch wieder im Zustand D^0 zu finden, ist gegeben durch:

$$P(D^0 \rightarrow D^0, t) = |\langle D^0 | D^0(t) \rangle|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} (\cosh(y\Gamma t) + \cos(x\Gamma t))$$

Die Wahrscheinlichkeit es im Zustand $\overline{D^0}$ zu finden ist gegeben durch:

$$P(D^0 \rightarrow \overline{D^0}, t) = |\langle \overline{D^0} | D^0(t) \rangle|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left|\frac{p}{q}\right|^2 (\cosh(y\Gamma t) - \cos(x\Gamma t))$$

Um die Zeitentwicklung dieser Wahrscheinlichkeiten besser zu veranschaulichen, sind sie in Abbildung 2.2 dargestellt. Da die Mischungsparameter x und y

im Charm-System sehr klein sind, ist das Mischen jedoch nicht sehr gut erkennbar. Daher sind diese hier um den Faktor 100 vergrößert worden. Zu Beginn ($t=0$) ist das Meson ein D^0 (blau), mit der Zeit jedoch nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, es als \bar{D}^0 (rot) zu beobachten. Nach weniger als einer Oszillation klingt diese jedoch ab.

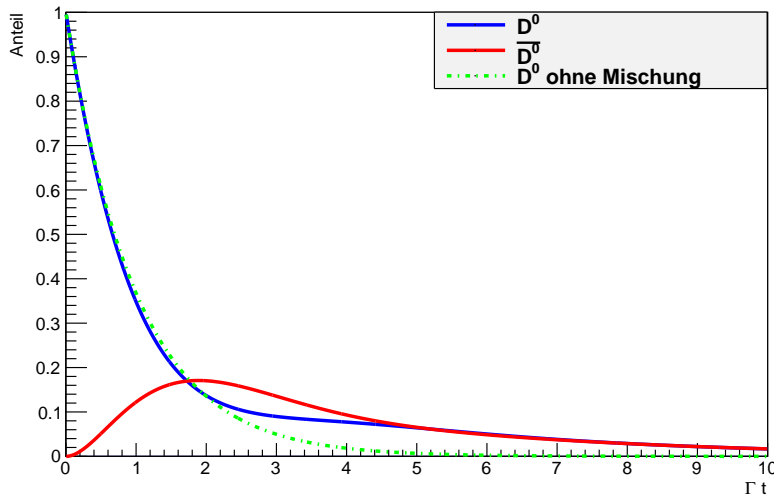


Abbildung 2.2: Oszillation zwischen Teilchen (D^0 , blau) und Antiteilchen (\bar{D}^0 , rot) im neutralen D -System. In grün ist zum Vergleich der normale exponentielle Zerfall, der ohne Mischung erwartet würde, eingezeichnet.

2.2 Right-Sign und Wrong-Sign Zerfälle

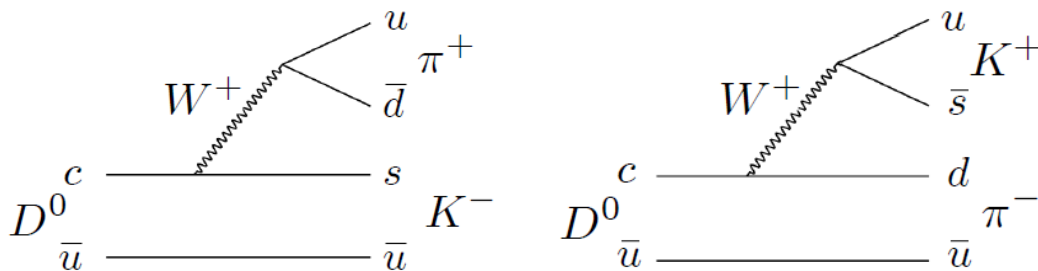


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der Zerfälle von $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, einmal RS (links) und WS (rechts).

Die Abbildung 2.3 zeigt die Feynman-Diagramme des D^0 -Zerfalls in Kaon

und Pion. Im linken Graphen finden die beiden Übergänge mit dem W-Boson innerhalb einer Quark-Generation statt. Dadurch ist dieser Zerfall häufiger als der rechte Fall, der jeweils durch einen Faktor $\sin^2 \theta_C$ pro Vertex, also insgesamt mit $\sin^4 \theta_C \approx (0,2)^4$, unterdrückt ist. Dabei ist θ_C der Cabibbo-Winkel². Daher heißt der im rechten Graph gezeigte Übergang $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ „Cabibbo-favored“ (CF) und der linke Übergang $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ entsprechend „doubly Cabibbo suppressed“ (DCS).

Im Zusammenhang mit Teilchen-Antiteilchen Übergängen wird der CF-Übergang $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ mit Right-Sign (RS) und der unterdrückte Übergang $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ mit Wrong-Sign (WS) bezeichnet. Der RS-Zerfall hat ein Verzweungsverhältnis von $(3,88 \pm 0,05) \%$, der WS-Zerfall von $(1,47 \pm 0,07) \times 10^{-4}$ [7], ist also um zwei Größenordnungen unterdrückt.

WS-Zerfälle entstehen aber nicht nur durch den DCS-Zerfall eines D^0 , sondern ebenfalls durch das in Abschnitt 2.1 beschriebene Oszillieren in das eigene Antiteilchen und dessen anschließenden CF-Zerfalls. Dies ist in Abbildung 2.4 illustriert.

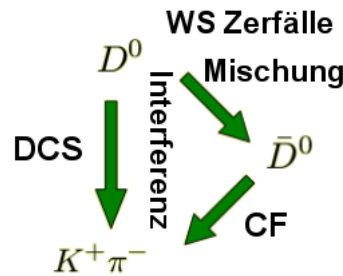


Abbildung 2.4: Die beiden Möglichkeiten des WS-Zerfalls.

Beide Prozesse, DCS-Zerfall und Mischung, sind quantenmechanische Prozesse, die im selben Zustand enden und sind daher zunächst ununterscheidbar. Daher gibt es zusätzlich noch eine quantenmechanische Interferenz der beiden. Eine Trennung der Anteile ist durch eine zeitabhängige Messung der Zerfallsrate möglich. Die Zeitabhängigkeit der WS-Zerfälle ist in Gleichung 2.1 gegeben.

Im Allgemeinen kann eine starke Phasen-Differenz δ zwischen DCS-Zerfall

²Dieser wurde 1963 von N. Cabibbo postuliert und gibt die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen Quarks der ersten beiden Generationen an [21]. Dies wurde von Kobayashi und Maskawa auf drei Quark-Familien erweitert, wodurch man die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) erhält, die die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen zwei beliebigen Quarks durch den schwachen Zerfall angibt [22]. Es gilt: $|\sin \theta_C| = |V_{us}| = 0,2255 \pm 0,0019$ [23]

und Mischung auftreten. Daher werden modifizierte Mischungsparameter x', y' mit $x' = x \cos(\delta) + y \sin(\delta)$ und $y' = -x \sin(\delta) + y \cos(\delta)$ eingeführt. Von der CLEO-Kollaboration wurde gemessen, dass $\cos(\delta)$ nahe eins ist:

$$\cos \delta_{K\pi} = 1,10 \pm 0,35(stat.) \pm 0,07(sys.) \quad [24]$$

Unter der Annahme, dass die Mischungsparameter klein sind, $x', y' \ll 1$, gilt für die Wahrscheinlichkeit, dass ein als D^0 produziertes Teilchen als RS zerfällt:

$$RS(t) \propto e^{-\Gamma t}$$

Für die WS-Zerfälle gilt in niedrigster Näherung:

$$WS(t) \propto e^{-\Gamma t} \left(R_D + \sqrt{R_D} y' \cdot \Gamma t + \frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (\Gamma t)^2 \right) \quad (2.1)$$

Daraus folgt dann für das zeitabhängige Verhältnis $R(t)$ der beiden:

$$R(t) = \frac{WS(t)}{RS(t)} = \left(\underbrace{R_D}_{\text{DCS}} + \underbrace{\sqrt{R_D} y' \cdot \Gamma t}_{\text{Interferenz}} + \underbrace{\frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (\Gamma t)^2}_{\text{Mischung}} \right)$$

Dabei ist R_D die Rate der DCS-Zerfälle. Der letzte Term ist durch die Mischung mit der Mischungs-Rate $R_M = \frac{x'^2 + y'^2}{2}$ und der mittlere Term durch die quantenmechanische Interferenz der beiden Prozesse gegeben.

Durch die zeitabhängige Messung des Verhältnisses $R(t)$ lassen sich die Mischungs-Parameter x'^2, y' und R_D extrahieren und damit Mischung und DCS-Beitrag voneinander trennen.

Vor einer direkten Messung der Mischungs-Parameter ist es wichtig, das zeitintegrierte Verhältnis von WS- zu RS-Zerfällen zu untersuchen, da dieses eine wichtige Kontrollmessung darstellt. Das zeitintegrierte Verhältnis erlaubt die Bestimmung des Modells zur Anpassung an die Daten und die Untergründe korrekt zu behandeln. Die Messung dieser Größe und die Bestimmung des Fit-Modells sind der zentrale Aspekt dieser Arbeit.

2.3 Tagging

Damit der Übergang von Teilchen zu Antiteilchen gemessen werden kann, muss zunächst der Anfangszustand (D^0 oder \overline{D}^0) bestimmt werden. Deshalb werden nur D -Mesonen aus Zerfällen des etwas schwereren ($2010,28 \pm 0,13 \text{ MeV}/c^2$, statt $1.864,86 \pm 0,13 \text{ MeV}/c^2$) D^* -Mesons benutzt:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$$

Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung dieses Zerfalls. Das D^* ist sehr kurzlebig und zerfällt quasi instantan am Primärvertex (PV) in das neutrale D^0 -Meson und ein langsames Pion (π_s). Das D^0 -Meson zerfällt weiter in ein Kaon und ein Pion. Bei Zerfällen dieser Art ist der Flavour des D -Mesons (also, ob es sich um ein D^0 oder um ein \overline{D}^0 handelt) bestimmt durch die Ladung des entstehenden Pions. Der oben beschriebene Prozess findet daher ebenfalls mit entgegengesetzten Ladungsvorzeichen statt. Im weiteren Text sind die ladungskonjugierten Prozesse immer implizit eingeschlossen. Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow \overline{D}^0 \pi_s^+$ hingegen ist aufgrund der Quarkinhalte der Teilchen nicht erlaubt.

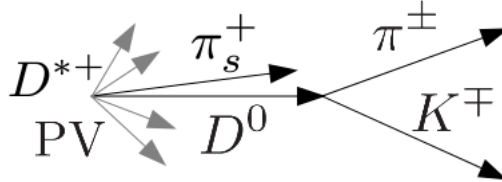


Abbildung 2.5: Schema des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\mp \pi^\pm) \pi_s^+$, wobei das D^* am Primär-Vertex (PV) erzeugt wird.

Aufgrund der Zerfallsprodukte lässt sich nicht eindeutig bestimmen, ob ein gemessener Zerfall der eines D^0 oder eines \overline{D}^0 war. Dies liegt daran, dass durch DCS und Mischung zwei Zerfälle unterschiedlicher Teilchen existieren, die im selben Endzustand enden (einmal WS-Zerfall und einmal RS-Zerfall nach Mischung). Es ist jedoch nicht nötig dies zu wissen, denn die Mischungsparameter lassen sich bereits aus dem Verhältnis zwischen WS- und RS-Zerfällen bestimmen (siehe Gleichung 2.1). Die Ladung des Kaons liefert die dafür notwendige Unterscheidung zwischen RS- und WS-Zerfällen:

Wenn die Ladung des π_s aus dem Zerfall des D^* positiv ist, so handelt es sich zu Beginn um ein D^0 -Meson und nicht um ein \overline{D}^0 . Daher hier wird zunächst nur

dieser Fall betrachtet. Beobachtet man nach dem Zerfall dieses D^0 -Mesons ein K^- , so handelt es sich um einen RS-Zerfall ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$). Wird jedoch ein K^+ gemessen, handelt es sich um einen WS-Zerfall ($D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$).

Für Zerfälle eines \overline{D}^0 -Mesons gilt genau das entsprechende, aber ladungskonjugiert. Dies kann daher auf Zerfälle von D^0 - und \overline{D}^0 -Mesonen verallgemeinert werden. Sind die Ladungen des π_s und des Kaons identisch, so handelt es sich um einen WS-Zerfall, haben sie unterschiedliche Vorzeichen, ist es ein RS-Zerfall.

Kapitel 3

Datensätze und Selektion

3.1 Die verwendeten Datensätze

Für die hier präsentierte Analyse wurden nur die in 2011 aufgenommenen Daten verwendet, die einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = (1.024 \pm 100) pb^{-1}$ entsprechen und bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufgezeichnet wurden. Nach Auswahl von Ereignissen mit dem Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0(\rightarrow K\pi)\pi_s$ findet man ca. $1,1 \times 10^7$ $D^0 \rightarrow K\pi$ -Ereignisse.

Im LHCb-Trigger wird die D^0 -Masse als Selektionskriterium verwendet um Untergrundereignisse gering zu halten. Es werden zunächst nur Ereignisse mit $1820 \text{ MeV} < m(D^0) < 1900 \text{ MeV}$ selektiert. Ungefähr 10 % der Daten wurden mit dem *widemass*-Trigger aufgezeichnet und haben einen Massenbereich von $1790 \text{ MeV} < m(D^0) < 1920 \text{ MeV}$. Der *widemass*-Datensatz erlaubt es, den vorhandenen Untergrund besser zu bestimmen, da ein größerer Teil der Seitenbänder verfügbar ist.

Bei den beiden Datensätzen, dem gesamten D^0 -Datensatz aus 2011 und dem *widemass*-Datensatz, sind jeweils ungefähr die Hälfte der Ereignisse mit verschiedener Magnetfeldpolarisation (nach oben oder nach unten) aufgenommen worden.

Zusätzlich zu der Unterteilung in Magnetfeldpolarisation nach oben und nach unten teilen sich die aufgenommenen Daten in zwei weitere Klassen, in prompte und in sekundäre Ereignisse, auf. Bei prompten Ereignissen entsteht das betrachtete D^* direkt am Primärvertex (PV), bei den sekundären Ereignissen entsteht zunächst ein B -Meson, das ein Stück weit fliegt, bevor es in das D^* -Meson zerfällt (siehe Abbildung 3.1).

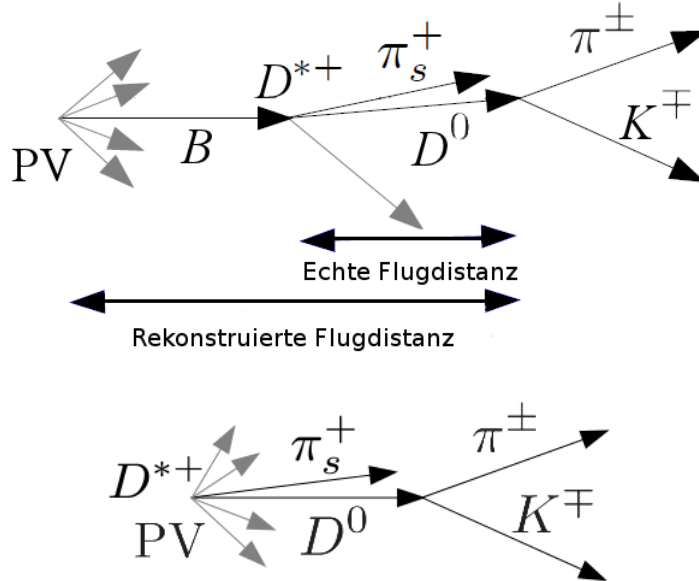


Abbildung 3.1: Schema eines nicht prompten D^0 -Zerfalls durch ein B -Meson und die dadurch verfälschte Messung der Lebensdauer. Darunter zum Vergleich das Schema eines prompten Zerfalls.

3.2 Daten-Selektion

Die Selektion der $D \rightarrow K\pi$ -Ereignisse und die Einteilung in WS- und RS-Zerfälle wird bereits auf dem Trigger-Level, nämlich in der zweiten Stufe (*HLT2*) des Software-Triggers, durchgeführt.¹

Wie in Sektion 2.3 beschrieben wird ein Zerfall als RS-Zerfall identifiziert, wenn die Ladung des π_s und des Kaons entgegengesetzt sind. Sind die beiden Ladungen gleich, so handelt es sich um einen WS-Zerfall. Für beide Fälle gibt es dementsprechende Vorselektionen.² Dabei verwenden beide Vorselektionen die selben D^0 -Kandidaten, aus denen dann mit einem π_s der entsprechende D^* -Kandidat gebildet wird.

Zusätzlich zu den Triggern wurden zur Selektion der WS-Ereignisse einige weitere Kriterien benutzt um den vorhandenen Untergrund zu reduzieren. Diese entsprechen allgemeinen Schnitten, unter anderem auf die Qualität der Rekonstruktion der beiden Vertizes (D^* und D^0) sowie auf die Fit-Wahrscheinlichkeiten

¹Es wurden die beiden *HLT2* Signal-Trigger (Trigger on Signal, TOS) *Hlt2CharmHadD02HD02KPi* und *Hlt2CharmHadD02HD02KPiWideMass* verwendet.

²*D2hhPromptDst2D2RSLine* für RS-Ereignisse und *D2hhPromptDst2D2WSLine* für WS-Ereignisse.

und Signifikanzen von kinematischen Variablen der einzelnen am Zerfall beteiligten Teilchen [25]. Diese Kriterien sind in Tabelle 1 im Anhang zusammengefasst.

3.2.1 $\log(\text{IP})$ -Schnitt

Nicht prompte Ereignisse, das heißt Ereignisse aus B -Zerfällen, verfälschen die für das D^0 gemessene Lebensdauer, da das B -Meson zunächst ein Stück weit fliegt, bevor es zerfällt (siehe Abbildung 3.1). Um den Einfluss von nicht prompten D^0 s auf die Lebensdauerverteilung zu verringern, wird der Impact-Parameter (IP), genauer der natürliche Logarithmus des IP ($\log(\text{IP})$), verwendet. Hierbei ist der IP allgemein definiert als der minimale, senkrechte Abstand eines Tracks zum Primärvertex (PV) (siehe Abbildung 3.2). In diesem Fall wird der IP des D^0 verwendet: Man extrapoliert die Spur des D^0 zum PV hin und bestimmt dann den minimalen Abstand.

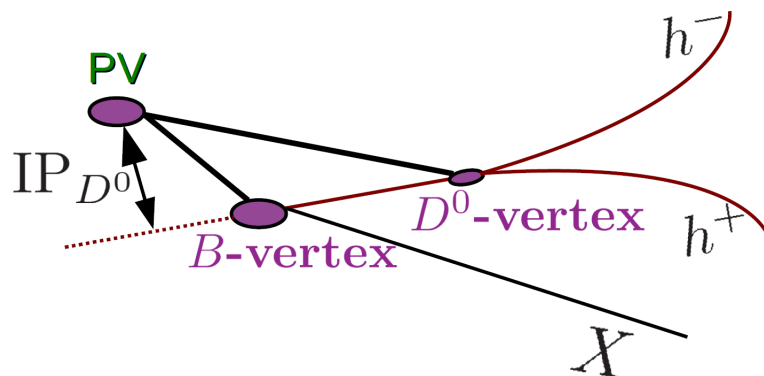


Abbildung 3.2: Skizze zur Definition des Impact-Parameters (IP) eines nicht prompten D^0 's.

Nicht prompte Ereignisse haben die Eigenschaft, einen großen IP zu besitzen. Dies lässt sich ausnutzen um diese Ereignisse auszusortieren. In Abbildung 3.3 sind die unterschiedlichen Verteilungen im IP einmal für die gesamten Daten und einmal für semi-leptonische B -Ereignisse dargestellt. Bei semi-leptonischen B -Zerfällen wird zusätzlich das B -Meson identifiziert. Dies geschieht durch die Detektion eines μ aus einem semi-leptonischen Zerfall der Art $\overline{B}^0 \rightarrow D^* \mu \nu_\mu X$. Zerfälle dieser Art können in den Verteilungen des IP und der Lebensdauer als repräsentativ für alle B -Zerfälle betrachtet werden, wie in [19] gezeigt wird. Es ist erkennbar, dass semi-leptonische B -Ereignisse und damit allgemein B -Ereignisse

tendenziell höhere Werte für $\log(IP)$ haben. Eine Selektion mit $\log(IP) < -3$ entfernt daher einen Teil des Untergrundes durch D^* -Mesonen die erst durch Zerfälle von B -Mesonen entstehen.

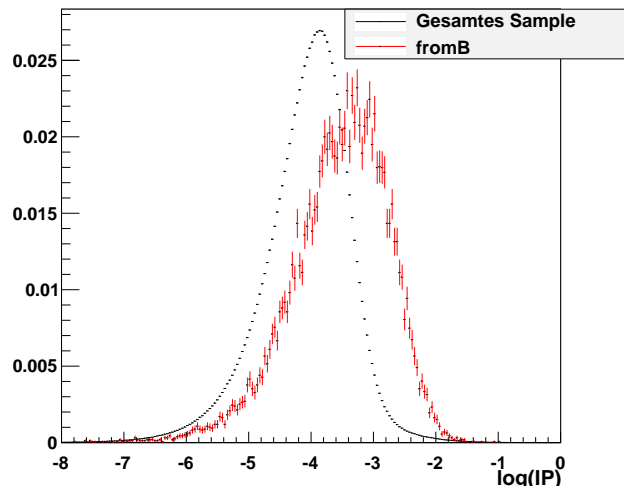


Abbildung 3.3: Auf die Anzahl der Ereignisse normierte Verteilungen des $\log(IP)$'s, einmal für den gesamten Datensatz (schwarz) und einmal für semi-leptonische B -Ereignisse (rot). Diese sind durch eine Selektion in $\log(IP)$ zum Teil entfernbare, zum Beispiel mit $\log(IP) < -3.0$.

Der Einfluss, den dieses Selektionskriterium auf das Zeitverhalten der RS-Zerfälle hat, ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Hier ist die auf die Gesamtzahl normierte Anzahl der Ereignisse gegen die D^0 -Lebensdauer aufgetragen. Ohne diesen Schnitt ist eine recht hohe Kontamination durch sekundäre D^* s bei großen Zeiten erkennbar (links). Mit der Selektion wird dieser Einfluss drastisch reduziert. Das Zeitverhalten im gesamten Datensatz wird homogener und stimmt besser mit dem Fit mit dem Welt-Mittelwert der PDG der D^0 -Lebensdauer überein.

Neben dem $\log(IP)$ gibt es noch eine zweite Variable mit der nicht prompte Ereignisse selektiert werden können. Dies ist die Signifikanz des gemessenen IP (IP_{sig}). Diese ist der gemessene Wert des IP normiert mit dem Fehler der Messung. In Abbildung 3.5 ist die Verteilung der Daten in IP_{sig} gegen den $\log(IP)$ aufgetragen. Ereignisse mit einem hohen $\log(IP)$ haben ebenfalls eine hohe IP-Signifikanz, sodass auf diese Weise ebenso ein Teil des Untergrundes von nicht prompten Ereignisses entfernt werden könnte. Würde man anstatt auf $\log(IP) < -3,0$ auf $IP_{sig} < 3,5$ schneiden, so würden zwar ei-

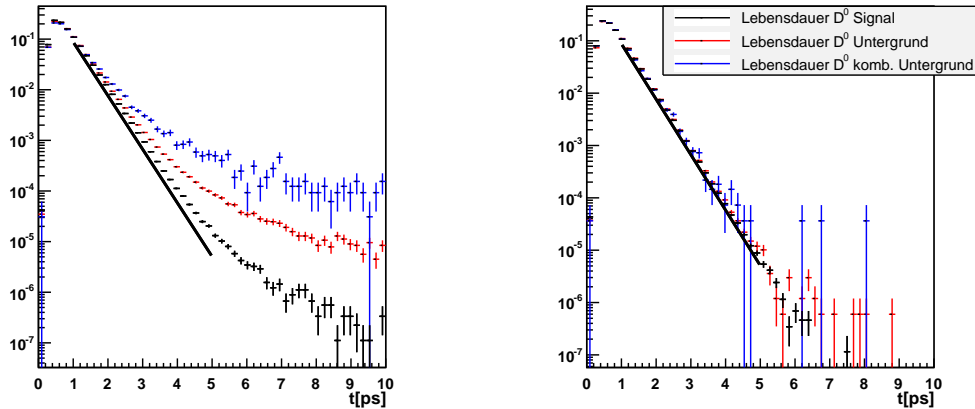


Abbildung 3.4: Auswirkung des $\log(IP)$ -Schnitts auf die D^0 -Lebensdauer, links ohne den Schnitt, rechts mit. Gezeigt sind verschiedene Bereiche, die unterschiedlich stark von Untergründen dominiert sind: Einmal der später selektierte Signalbereich (schwarz), einmal alles außer dem Signalbereich (rot) und einmal der Bereich des kombinatorischen Untergrundes (blau). Siehe Kapitel 4 zur Beschreibung dieser drei Regionen.

nige Ereignisse für die $(\log(IP) < -3,0 \wedge IPsig > 3,5)$ gilt, zusätzlich entfernt. Gleichzeitig ist dieser Schnitt jedoch nicht mehr sensitiv auf Ereignisse mit $(\log(IP) > -3,0 \wedge IPsig < 3,5)$. Diese letzte Region enthält mehr Ereignisse, sodass der Schnitt auf den $\log(IP)$ den Untergrund effektiver reduziert.

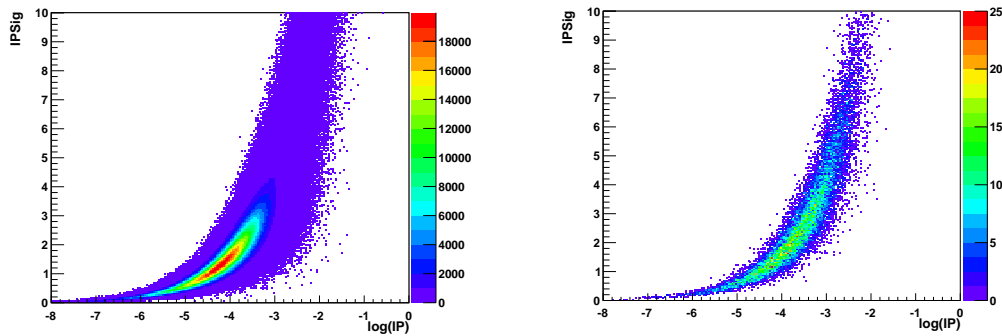


Abbildung 3.5: $IPsig$ Verteilungen als Funktion von $\log(IP)$, links für den gesamten Daten-Satz, rechts nur für semi-leptonische B -Ereignisse. Letztere haben sowohl höhere Werte im $IPsig$, als auch im $\log(IP)$.

3.2.2 Teilchenhypothese des Random- π_s

Während der Rekonstruktion der Ereignisse direkt nach Aufnahme der Daten werden für die verschiedenen beobachteten Teilchen Hypothesen aufgestellt. Jeder dieser Hypothesen wird eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet. Anschließend wird für jedes Teilchen überprüft, welche Teilchenhypothese für dieses am wahrscheinlichsten ist. Dazu wird das Verhältnis zwischen zwei dieser Wahrscheinlichkeiten gebildet. Häufig ist es einfacher, den Logarithmus des Verhältnisses, anstatt das direkte Verhältnis zweier Wahrscheinlichkeiten, zu betrachten. Dieses entspricht dann der Differenz der logarithmischen Wahrscheinlichkeiten, $\log\left(\frac{a}{b}\right) = \log(a) - \log(b)$. Diese Größe heißt DLL (Difference in LogLikelihood) und ist ein Maß dafür, welche Teilchenhypothese wahrscheinlicher ist.

So gibt π_s - $DLLe$ an, wie wahrscheinlich es ist, dass es sich bei einem als π_s identifizierten Teilchen tatsächlich um ein Elektron handelt. π_s - $DLLe = \log(\mathcal{L}(e)) - \log(\mathcal{L}(\pi_s))$, mit der Wahrscheinlichkeit, dass es sich um ein X handelt $\mathcal{L}(X)$.

Je größer π_s - $DLLe$ ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich nicht um ein Pion, sondern um ein Elektron handelt. In Abbildung 3.6 ist die π_s - $DLLe$ Verteilung der Daten zu sehen. Nur sehr wenige Ereignisse liegen bei $\pi_s - DLLe > 0$. Daher handelt es sich bei den meisten Ereignissen wahrscheinlich nicht um ein Elektron.

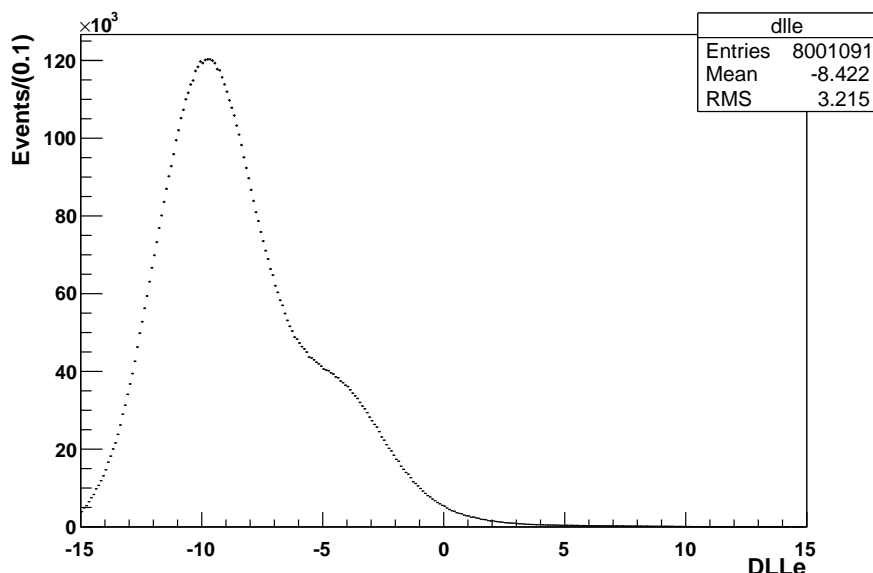


Abbildung 3.6: π_s - $DLLe$ Verteilung der RS-Daten. Nur einige wenige Ereignisse haben einen $DLLe$ von größer Null.

Wird die Δm -Verteilungen für große π_s - $DLLe$ betrachtet, so ist erkennbar, dass bei diesen mehr Untergrund-Ereignisse vorhanden sind, als im restlichen Datensatz (siehe Abbildung 3.7). Daher macht es Sinn, diese Ereignisse nicht zu selektieren, um so den Untergrund weiter zu reduzieren.

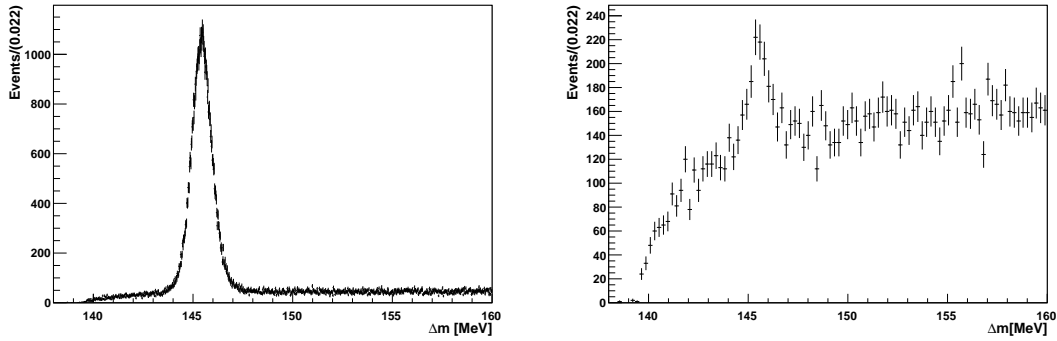


Abbildung 3.7: Verteilung in Δm mit π_s - $DLLe \geq 0$ (links) und mit π_s - $DLLe \geq 5$ (rechts) für RS-Ereignisse. Bei hohen Werten von π_s - $DLLe$ sind fast nur noch Untergrund-Ereignisse vorhanden. Der Schnitt wurde daher bei π_s - $DLLe < 0$ gesetzt.

Um ein Maß für den Anteil des Untergrunds bei verschiedenen Schnitten in π_s - $DLLe$ zu erhalten, wird das Verhältnis Signal/Untergrund (S/U) hier definiert als:

$$\frac{\text{Höhe im Maximum}}{\text{Höhe im rechten Seitenband}}$$

Wie in Abbildung 3.7 zu erkennen ist, enthält das Seitenband, das bei ca. $\Delta m=150$ MeV beginnt, so gut wie kein Signal.

Das so definierte Verhältnis ist für den Datensatz (bereits mit $\log(\text{IP})$ - und Akzeptanz-Schnitt) $S/U = 92,5$. Für den Bereich π_s - $DLLe \geq 0$ ist dies jedoch nur $S/U = 23,1$. Er ist also bereits wesentlich stärker Untergrund-dominiert. Das Hinzufügen des Schnittes π_s - $DLLe < 0$ erhöht S/U auf 95,1, was einer Steigerung von 2,9% entspricht. Auf diese Weise werden ca. $9,7 \times 10^4$ der ca. 11 Millionen Ereignisse des gesamten Datensatzes entfernt.

3.2.3 Akzeptanz-Schnitte

Für geladene Teilchen, deren Bahn nahe des Randes der Detektor-Akzeptanz verläuft, hängt es von der Polung des Magnetfeldes und der Ladung des Teilchens ab, ob sie im Detektorvolumen detektiert werden. Dies ist im Besonderen

für die π -Mesonen des D^* -Zerfalls relevant, da diese zum Taggen benutzt werden. Um diesen Unterschied zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen zu reduzieren, wird ein Schnitt im Impuls und in der x- und y-Komponente des Impulses dieser Teilchen eingeführt, sodass die Regionen mit der größten Asymmetrie ausgeschlossen werden. Zu diesen Regionen zählen einmal die Randregionen des Detektors und zwei Regionen nahe der beiden Strahlrohre. π_s , die potenziell durch das Strahlrohr und damit durch zusätzliches Material laufen, werden entfernt. Die angewendeten Schnitte werden in Abbildung 3.8 für die $|p|-p_x$ -Ebene dargestellt. Für eine detailliertere Beschreibung dieses Schnittes siehe [26].

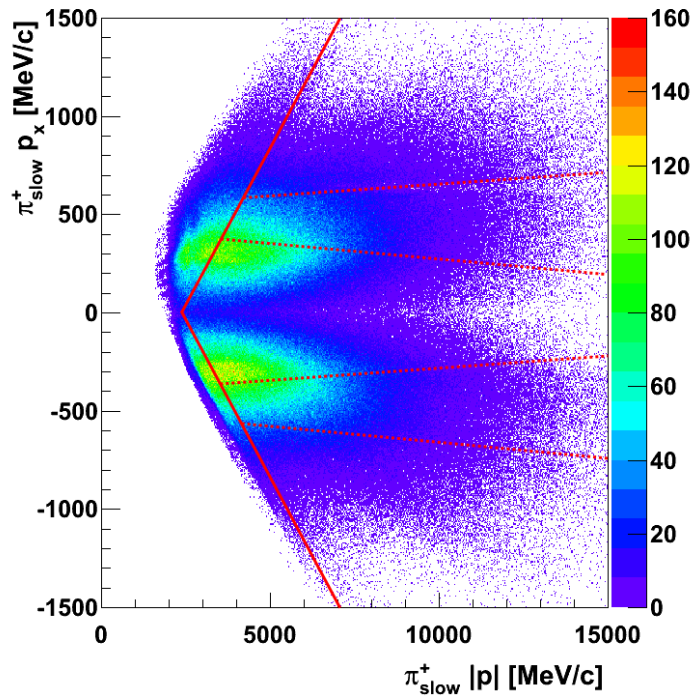


Abbildung 3.8: Positive Pionen mit hohem Impuls in x-Richtung p_x werden durch das Magnetfeld (Polarisation nach oben) nach rechts (in der Abbildung unten) aus der Detektor-Akzeptanz gelenkt. In rot ist der angewendete Akzeptanz-Schnitt eingezeichnet. Dabei ist die durchgezogene Linie der Schnitt in der hier gezeigten $|p|-p_x$ -Ebene und die gepunkteten Linien der Schnitt in der p_x-p_y -Ebene, die senkrecht dazu steht. Nach dem Schnitt ist die Verteilung symmetrischer.

3.2.4 Reduzierung der Datenmenge durch die Selektionen

Insgesamt wird die Zahl der Ereignis-Kandidaten im *widemass*-Datensatz durch die drei besprochenen Schritte von $\approx 1,09 \times 10^6$ auf $\approx 7,93 \times 10^5$ RS-Ereignisse reduziert. Dies entspricht ca. 72,8% der ursprünglichen Datenmenge.

Kapitel 4

Das Spektrum der D^0 -Mesonen

Um die Zahl der WS- und RS-Ereignisse zu bestimmen, werden zwei physikalische Größen benutzt. Zum einen die Massenverteilung des zerfallenden D^0 -Mesons und zum anderen die Verteilung der Differenz der invarianten Massen $\Delta m = m(D^{*+}) - m(D^0) = m(D^0\pi_s^+) - m(D^0)$ zwischen dem D^* und dem D^0 in das es zerfällt. Der Unterschied zwischen der Masse des D^* und des D^0 -Mesons ist nur leicht größer als die Ruhemasse des bei dem Zerfall erzeugten Pions. Daher besitzt dieses nur eine sehr geringe kinetische Energie und wird als π_s (s=slow/soft) bezeichnet.

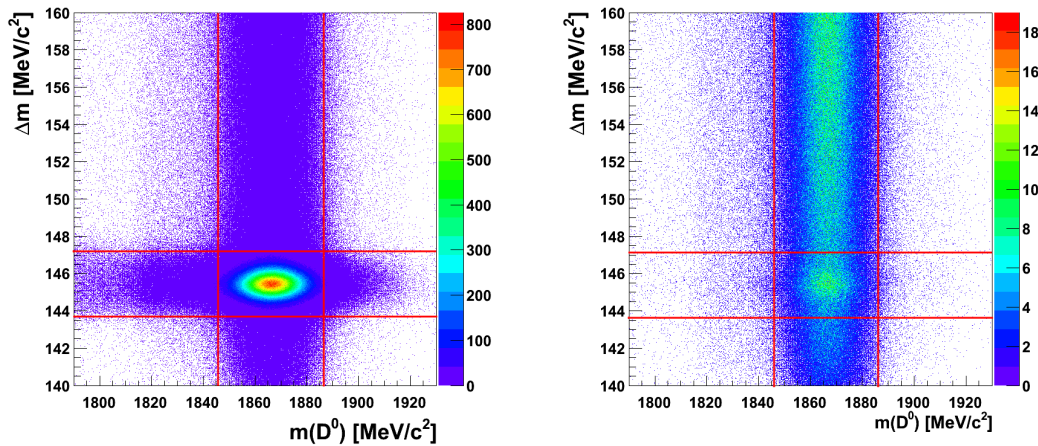


Abbildung 4.1: Zweidimensionale Verteilung der Ereignisse in $m(D^0)$ und Δm mit den Signalbändern in rot, einmal RS (links) und einmal WS (rechts).

4.1 Signal

In einer zweidimensionalen Verteilung der rekonstruierten Größen Δm und $m(D^0)$ erzeugen die Zerfälle von echten D^0 -Mesonen eine starke Häufung. Dies ist in Abbildung 4.1 für RS- und WS-Ereignisse zu sehen. Anhand dieser Abbildung wird die Signal-Region auf 1.843 bis 1.885 MeV in $m(D^0)$ und auf 144,02 bis 146,84 MeV in Δm festgelegt. Dies entspricht einem Bereich von ca. 3σ um das Maximum herum. Durch die so definierten Signalbänder wird die $m(D^0)$ - Δm -Ebene in neun Bereiche geteilt, was in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Das Signal befindet sich in Region V.

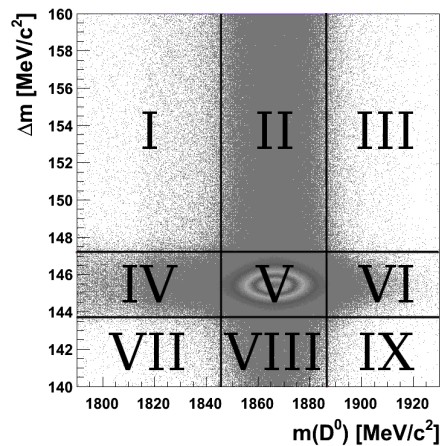


Abbildung 4.2: Regionen in der zweidimensionalen Verteilung der Ereignisse in $m(D^0)$ und Δm , durch die Signalbänder abgetrennt.

4.2 Untergründe

Ein wichtiger Bestandteil dieser Analyse ist die Identifikation der im Datensatz enthaltenen Untergründe und ihre korrekte Parametrisierung. Es werden folgende Arten von Untergründen berücksichtigt:

4.2.1 Random- π_s Untergrund

Der Untergrund durch fälschlicherweise (und zufällig) assoziierte langsame Pionen (Random- π_s) entsteht dadurch, dass ein korrekt rekonstruiertes D^0 -Meson mit einem zufälligen Pion zu einem falschen D^* kombiniert wird. Dieser Untergrund

ist bei der richtigen Masse des D^0 -Mesons zu finden, allerdings sind sie über den gesamten Δm -Bereich verteilt (Regionen II, V und VIII in Abbildung 4.2).

Um die Untergrundverteilung ohne Signal zu simulieren, wurde ein rekonstruiertes D^0 mit einem langsamen Pion eines anderen Ereignisses kombiniert. Zwischen diesen beiden besteht per Konstruktion keine Verbindung, daher beschreiben sie den zufälligen Beitrag.

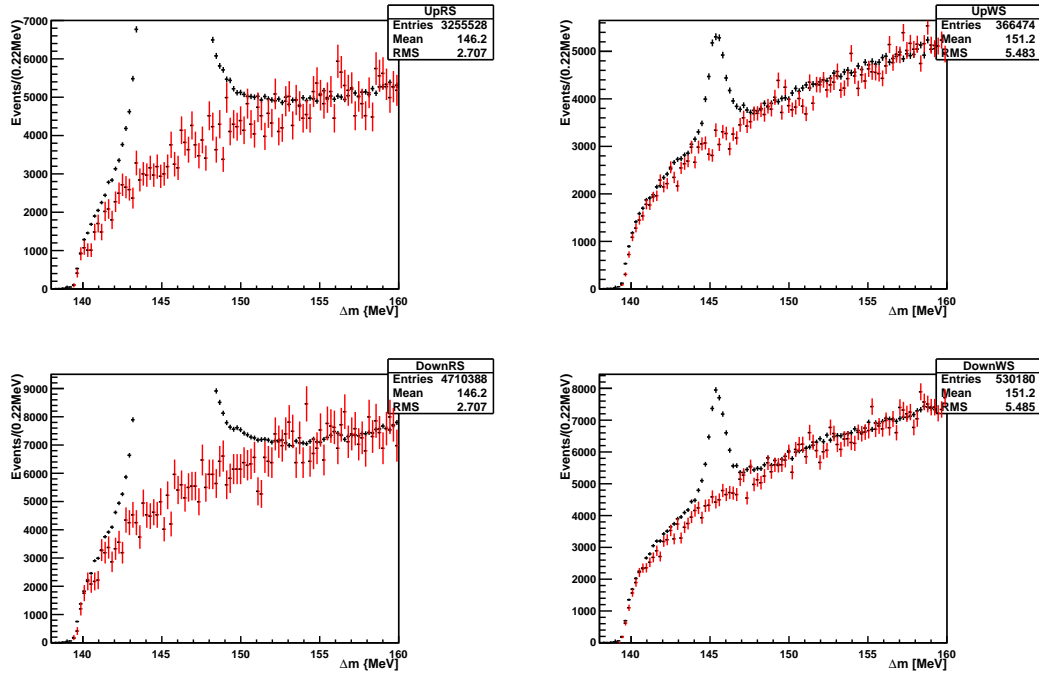


Abbildung 4.3: Vergleich der selektierten Signalkandidaten mit dem skalierten Random- π_s Untergrund für RS-Ereignisse (beide links) und WS-Ereignisse (beide rechts) sowie für Magnetfeldpolarisation nach oben (die oberen beiden) und unten (die unteren beiden). In schwarz jeweils die entsprechenden Daten und in rot der durch die zufällige Kombination erzeugte Untergrund.

Um dies zu zeigen, sind in Abbildung 4.3 vier verschiedene Datensätze der so simulierten Untergrund-Ereignisse dargestellt (rot). Gleichzeitig sind auch die entsprechenden Daten gezeigt (schwarz). Es sollen Unterschiede zwischen RS und WS, aber auch zwischen den beiden Polarisierungen des Magnetfeldes, untersucht werden. Es sind hier daher alle vier Möglichkeiten (WS Magnet oben, WS Magnet unten, RS Magnet oben, RS Magnet unten) zu sehen. Die Untergrund-Ereignisse wurden jeweils so skaliert, dass am Ende der Verteilung die Daten-

menge übereinstimmt. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, können die zufällig kombinierten Ereignisse (rot) in der Tat im Rahmen des statistischen Fehlers den zufälligen Teil der Daten (schwarz) beschreiben.

In Abbildung 4.4 sind alle vier Untergründe, im Bereich $155\text{MeV} < \Delta m < 160\text{MeV}$ auf eins normiert, zusammen aufgetragen um Unterschiede zwischen den WS und RS und den beiden Polungen des Magnetfeldes erkennen zu können. Es ist jedoch kein signifikanter Unterschied erkennbar. Die unterschiedlichen statistischen Fehler in der oberen Abbildung reflektieren die unterschiedlichen Größen der zunächst produzierten Datensätze. Da keine signifikanten Unterschiede zwischen den Magnetfeldpolarisierungen zu erkennen sind, wurden zwei weitere Datensätze produziert, die nur noch zwischen WS- und RS-Ereignissen unterscheiden. Diese beiden Datensätze sind ähnlich groß, sodass die statistischen Fehler ähnlich sind. Sie sind im unteren Teil von Abbildung 4.4 zu sehen.

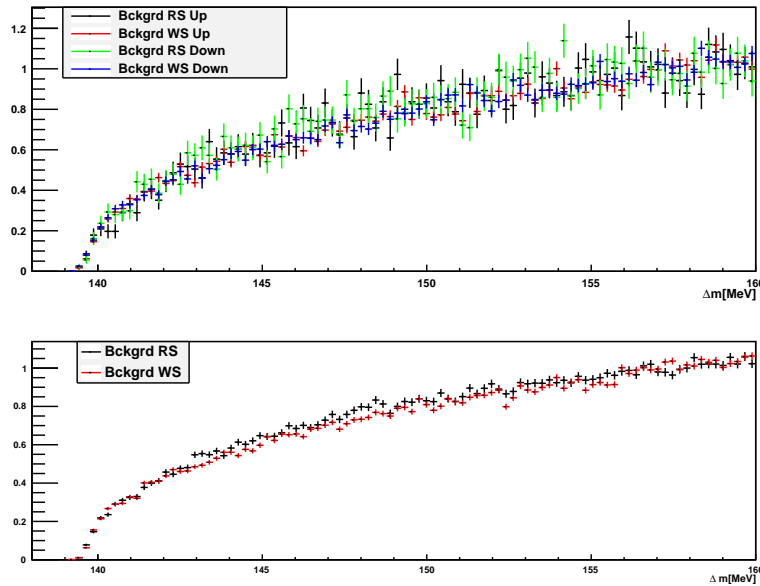


Abbildung 4.4: Übersicht über die normierten Random- π_s Untergründe für RS und WS Zerfälle. In der oberen Abbildung ist außerdem zwischen Magnetfeldpolarisation nach oben oder unten differenziert. Innerhalb der statistischen Fehler ist kein Unterschied erkennbar.

4.2.2 Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse

Neben dem Untergrund aus langsamen Pionen gibt es noch zwei weitere Klassen von Untergründen. Zum einen sind dies Ereignisse, bei denen sowohl Kaon als auch Pion falsch identifiziert wurden. Daher heißen diese doppelt falsch identifizierte Ereignisse. Dies ist besonders in den WS-Ereignissen relevant: Ein sehr viel häufiger auftretender Right-Sign Zerfall kann so für einen Wrong-Sign Zerfall gehalten werden. Für RS-Zerfälle spielt dieser Untergrund aufgrund der Unterdrückung von WS-Zerfällen keine Rolle und kann vernachlässigt werden.

Dieser Untergrund bildet durch die Vertauschung der beiden invarianten Massen des Pions und des Kaons in der D^0 -Masse einen breiten Peak unter dem Signal, mit einer Breite von ca. 80 MeV. In der Δm -Verteilung bilden diese Ereignisse eine Häufung unter dem Signal. Daher sind diese Ereignisse hauptsächlich in den Regionen IV-VI in Abbildung 4.2 zu finden.

Neben den doppelt falsch identifizierten Ereignissen gibt es zum anderen auch falsch rekonstruierte D^0 -Zerfälle. Diese liegen unter dem gesamten D^0 -Massenspektrum und fallen mit steigender Masse ab. In Δm sind diese Ereignisse den doppelt falsch identifizierten Ereignissen ähnlich. Das heißt sie sind hauptsächlich bei der richtigen Massendifferenz Δm zu finden. Siehe Regionen IV-VI in Abbildung 4.2.

4.2.3 Kombinatorischer Untergrund

Unter der gesamten $m(D^0)$ - Δm -Ebene liegen zufällige falsche Kombinationen und komplett falsch rekonstruierte Ereignisse. Diese werden jedoch nicht speziell berücksichtigt. Außerhalb der Signalbänder ist nahezu ausschließlich dieser Untergrund zu finden. Siehe Regionen I-IX der Abbildung 4.2.

Kapitel 5

Anpassung der Daten

In diesem Kapitel wird der angewendete Anpassungs-Prozess beschrieben. Zunächst wird der Random- π_s Untergrund mittels der zufällig kombinierten Ereignisse bestimmt. Anschließend wird der doppelt falsch identifizierte und der falsch rekonstruierte Untergrund in den Seitenbändern des $m(D^0)$ -Spektrums angepasst. Darauf folgt ein eindimensionaler Fit zur Bestimmung der Form des Signals in der Δm -Verteilung. Zum Abschluss werden die zuvor genannten Ergebnisse in einem zweidimensionalen Fit, der die D^0 -Masse und die Δm -Verteilung berücksichtigt, kombiniert und das Fit-Modell in einer iterativen Prozedur weiter bestimmt und verbessert.

Alle Fits wurden mit *RooFit* [27], einer Erweiterung von *ROOT* [28], dem C++-Framework des CERN, als zweidimensionaler erweiterter ungebinnter Maximum-Likelihood Fit in Δm und $m(D^0)$ durchgeführt. Das *RooFit*-Paket erlaubt es auf einfache Weise, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (Probability Density Functions, PDFs) durch Angeben eines funktionalen Zusammenhangs, beziehungsweise durch Wahl einer der vielen vordefinierten Funktionen, zu erzeugen. *RooFit* übernimmt die korrekte Normierung der Funktion, sowie die Berechnung der dazu notwendigen Normierungs-Integrale. Summen und Produkte von PDFs lassen sich auch einfach behandeln.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels sind immer nur die grundlegenden funktionalen Zusammenhänge angegeben, die von *RooFit* hinzugefügten Normierungen sind impliziert. Außerdem erlaubt *RooFit* mittels integrierter Werkzeuge die Anzahl der Ereignisse in verschiedene Komponenten wie Signal, Random- π_s Untergrund und doppelt falsch identifizierter und falsch rekonstruierter Untergrund

zu separieren und anschließend direkt die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Komponenten anzugeben.

Für die einzelnen Fits sind jeweils immer die Daten mit dem Fit-Ergebnis und den einzelnen Komponenten eingezeichnet, sowie die Verteilung der absoluten Differenzen zwischen Fit und Daten, gewichtet mit dem statistischen Fehler an dieser Stelle (Pull-Verteilung), angegeben. Sie erlauben, eine Aussage über mögliche systematische Abweichungen zu treffen.

Ein wichtiger Teil des Anpassungs-Prozesses ist zunächst der zeitintegrierte Fit im *widemass*-Datensatz. An ihm lassen sich die optimalen Funktionsparameter bestimmen, was sehr wichtig für die Zuverlässigkeit des Fits in der zeitabhängigen Analyse ist. Aufgrund der zusätzlichen Information in den Seitenbändern des $m(D^0)$ -Spektrums erlaubt es dieser Datensatz auch, die vorhandenen Untergründe besser zu bestimmen, als dies im gesamten D^0 -Datensatz von 2011, der auf einen engeren $m(D^0)$ -Bereich beschränkt ist, möglich wäre.

Für den zeitabhängigen Fit, der in dieser Arbeit nicht durchgeführt wird, werden die aufgenommenen Daten in Intervalle der D^0 -Lebensdauer eingeteilt. Anschließend wird die Anzahl der Ereignisse in jedem dieser Bins mit den im folgenden bestimmten Verteilungen und Parametern angepasst.

5.1 Random- π_s Untergrund

Um den Random- π_s Untergrund beschreiben zu können, wurden zufällige Kombinationen von Pionen mit berechneten Massen des D^0 -Mesons verwendet, wie in Sektion 4.2.1 beschrieben. Dafür wurden 6×10^5 zufällige RS-Ereignisse und 1×10^6 zufällige WS-Ereignisse erzeugt, die in Abbildung 5.1 und 5.2 gezeigt werden. Unterschiede zwischen den beiden Einstellungen der Magnetfeldpolarisation sind, wie bereits gezeigt (Abbildung 4.4), klein und werden hier ignoriert. Um diesen Untergrund zu beschreiben, wurde folgende Parametrisierung gewählt:

$$f(\Delta m; \Delta m_0, a, c) = 1 - \exp\left(\frac{-(\Delta m - \Delta m_0)}{a}\right) + c \cdot \left(\frac{\Delta m}{\Delta m_0} - 1\right)$$

Dies ist eine Vereinfachung einer in *RootFit* zur Beschreibung des Untergrunds einer $D^* - D^0$ -Verteilung bereits implementierten Parametrisierung (*RootDstD0Bck*). Der Fit wurde der Einfachheit halber eindimensional in Δm durchgeführt.

Tabelle 5.1 enthält die aus Abbildung 5.1 extrahierten Werte des Fits für

RS-Zerfälle.

Parameter	Wert
a	$3,761 \pm 0,112$
c	$2,395 \pm 0,154$
Δm_0	$138,85 \pm 0,08$

Tabelle 5.1: Parameter des Fits an den Random- π_s Untergrund, RS-Ereignisse.

Der selbe Fit wurde ebenfalls für WS-Zerfälle durchgeführt, mit den Parametern in Tabelle 5.2 als Ergebnis.

Parameter	Wert
a	$3,304 \pm 0,111$
c	$5,218 \pm 0,193$
Δm_0	$138,74 \pm 0,04$

Tabelle 5.2: Parameter des Fits an den Random- π_s Untergrund, WS-Ereignisse.

Die mit den beiden Fits bestimmten Parameter sind unterschiedlich und nicht innerhalb der Fehler kompatibel. In Abbildung 4.4 war jedoch erkennbar, dass diese beiden Verteilungen nicht sehr unterschiedlich sein dürfen. Dass dennoch unterschiedliche Parameter aus dem Fit resultieren liegt daran, dass diese Verteilung nicht eindeutig bestimmt ist. So ist die genaue Krümmung durch die beiden Parameter a und c gegeben, sodass diese Paarameter stark korreliert sind.

Um dies besser beurteilen zu können, wurden nun die Fehler des Fits berechnet. Dazu ist es nötig, nicht nur die statistischen Fehler der Fit-Parameter einzeln zu betrachten, sondern es muss ebenfalls berücksichtigt werden, dass diese korreliert sind. Dies ist möglich, wenn die Korrelationsmatrix der einzelnen Parameter bekannt ist, was hier dank *RooFit* der Fall ist. Für die Varianz σ_f^2 einer Funktion f , die von n Parametern $x_1 \dots x_n$ mit der Korrelationsmatrix $Cor(x_i, x_j)$ abhängt, gilt:

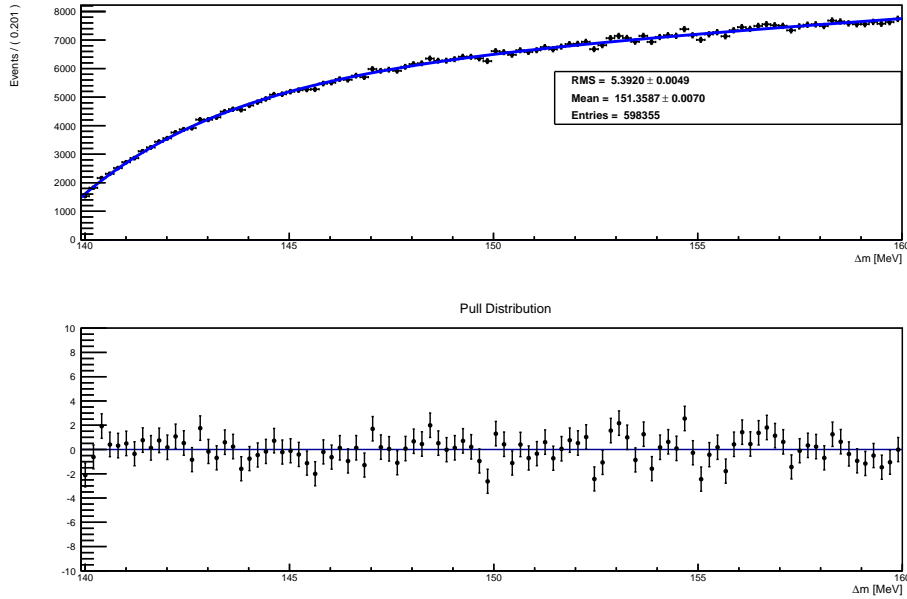


Abbildung 5.1: Fit des Random- π_s Untergrunds mit Pull-Verteilung, RS-Zerfälle.

$$\begin{aligned}\sigma_f^2 &= \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \cdot \sigma_{x_i} \sigma_{x_j} \cdot Cor(x_i, x_j) \\ &= \sum_{i=0}^n \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right|^2 \sigma_{x_i}^2 + \sum_{i=0}^n \sum_{j \neq i}^n \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \cdot \sigma_{x_i} \sigma_{x_j} \cdot Cor(x_i, x_j) \\ &\text{wegen } Cor(x_i, x_i) = 1\end{aligned}$$

Hierbei beschreibt die erste Summe die Gauß'sche Fehlerfortpflanzungs-Formel. Die zweite Summe berücksichtigt die Korrelationen mit der Korrelations-Matrix $Cor(x_i, x_j)$. Auf diese Weise lässt sich für jeden Datenpunkt der Fehler der Fit-Funktion berechnen. Dies ist als 1σ - und 2σ -Band in Abbildung 5.2 für die WS-Daten dargestellt. Der analoge Plot für die RS-Daten ist in Abbildung 5.3 zu finden.

Wie in der Abbildung zu erkennen ist, liegen nahezu alle Punkte im 2σ -Bereich des Fits. Die so bestimmten Parameter für die Random- π_s -Verteilung wurden festgesetzt und im eigentlichen Fit nicht mehr variiert.

Im $m(D^0)$ -Spektrum wird dieser Untergrund durch die später definierte Signal-

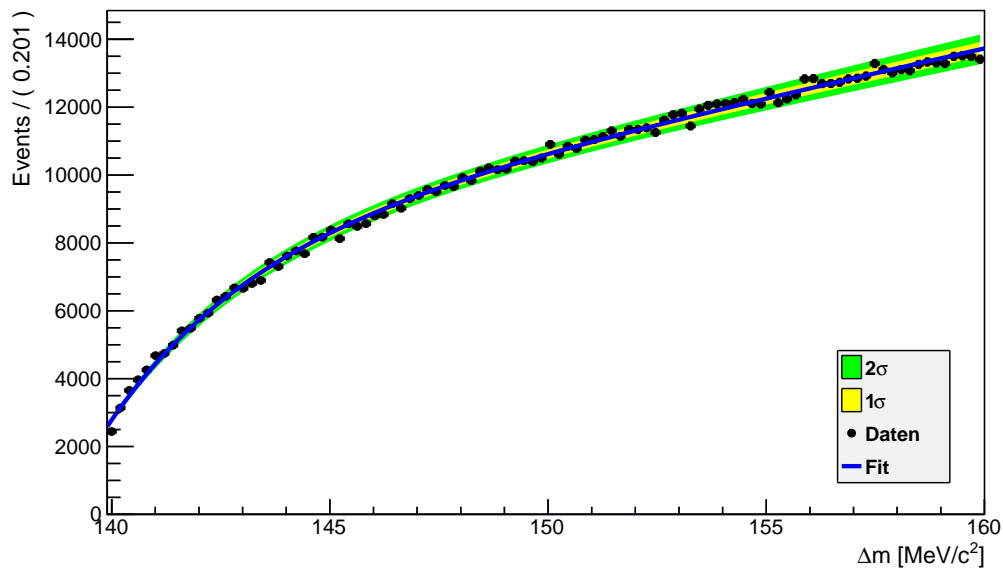


Abbildung 5.2: Fit des Random- π_s Untergrunds mit 1σ und 2σ -Bändern, WS-Zerfälle. Die Fehler der Daten sind in den Punkten absorbiert.

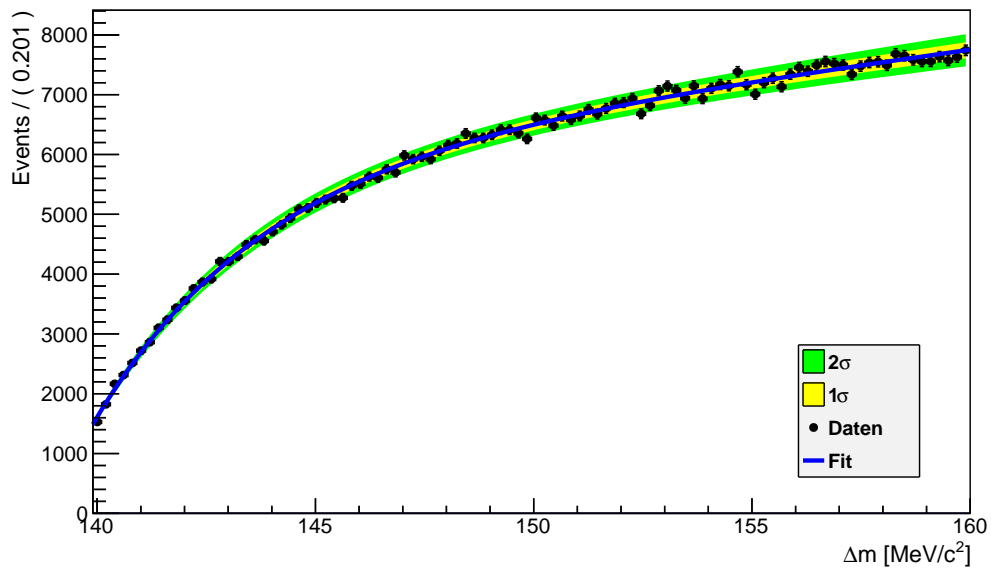


Abbildung 5.3: Fit des Random- π_s Untergrunds mit 1σ und 2σ -Bändern, RS-Zerfälle. Die Fehler der Daten sind in den Punkten absorbiert.

Form beschrieben, da hier ja ein bereits korrekt rekonstruiertes D^0 mit einem zufälligem Pion kombiniert wird. Diese Ereignisse haben daher die richtige D^0 -Masse.

5.2 Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse

Um den Untergrund durch doppelt falsch identifizierte Ereignisse zu beschreiben, war zunächst eine eigene PDF vorgesehen. Diese wurde durch Vertauschen der Kaon- und der π -Massenhypothese und anschließendes Berechnen von $m(D^0)$ und Δm bestimmt und hatte die Form einer sehr breiten Gauss-Verteilung in $m(D^0)$. Allerdings wird diese Komponente vom Fit-Programm konsequent auf Null reduziert, da sie nicht vom falsch rekonstruierten Untergrund separierbar ist. Deshalb werden beide Untergründe gemeinsam behandelt.

Um die Form des Untergrunds durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse in Δm zu bestimmen wurde diese in den Seitenbändern des D^0 -Massen-Spektrums (siehe Abbildung 4.1) von Right-Sign-Ereignissen betrachtet. Die Parameter wurden dann in Δm eindimensional gefittet. Dabei hat sich ergeben, dass dieser Untergrund ein Maximum in der Δm -Verteilung hat. Allerdings ist dieses breiter als das Signal und mit einem leicht verschobenen Mittelwert. Als Fit-Modell wurde hier eine einfache zweigeteilte Gauss-Verteilung zusammen mit der zuvor bestimmten Random- π_s Verteilung verwendet.

Eine zweigeteilte Gauss-Verteilung ist eine stückweise definierte Gauss-Verteilung mit unterschiedlichen Breiten links (σ_l) und rechts (σ_r) des Mittelwertes (μ). Sie wird durch folgenden funktionalen Zusammenhang beschrieben:

$$f(x; \mu, \sigma_l, \sigma_r) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma_l}\right)^2}, & \text{für } x < \mu \\ e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma_r}\right)^2}, & \text{für } x \geq \mu \end{cases}$$

Das Ergebnis dieses eindimensionalen Fits an die Δm -Verteilung der RS-Ereignisse ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Eindeutig erkennbar ist, dass dies nicht durch die eigentlichen Signalereignisse (rot) beschrieben werden kann, sondern, dass die Seitenband-Ereignisse tatsächlich ein anderes Verhalten zeigen. Je nach-

dem, wo das $m(D^0)$ -Seitenband beginnt, nähern sich Breite und Position dieses Maximums immer mehr der Verteilung des Signals an.

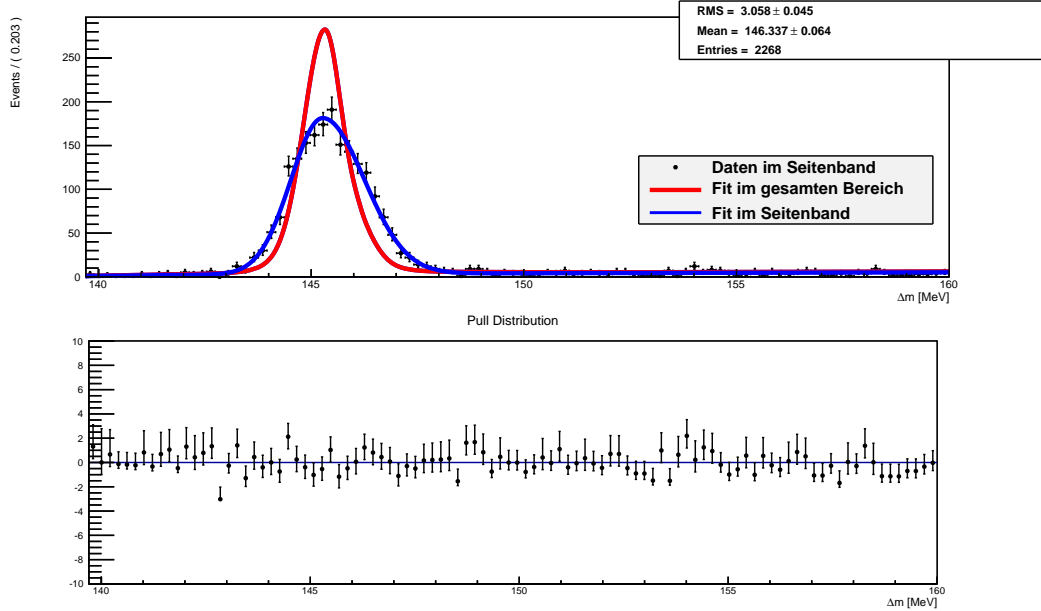


Abbildung 5.4: RS Fit im unteren Seitenband ($1.790\text{MeV} < m(D^0) < 1.820\text{MeV}$) zur Bestimmung des Untergrundes (blau). Zum Vergleich ist ebenfalls der Fit im gesamten Bereich aufgetragen (rot).

Auch diese Verteilung wurde mit den Parametern im eigentlichen zweidimensionalen Fit implementiert und nicht mehr variiert.

Im D^0 -Massen-Spektrum werden diese beiden Untergründe durch eine einfache abfallende Funktion beschrieben, in diesem Fall eine fallende Exponentialfunktion. Die Steigung dieser Funktion wurde so bestimmt, dass sie an den Rändern die Daten beschreibt und anschließend ebenfalls festgesetzt.

5.3 Die Signal-Form in Δm und $m(D^0)$

Um die Signal-Ereignisse in Δm zu beschreiben, wurde zunächst auch ein eindimensionaler Fit durchgeführt. Dafür wurde folgendes Fit-Modell verwendet: Eine schmale zweigeteilte Gauss-Verteilung (s.o.) zur Beschreibung des Peaks selber, sowie eine breite zweigeteilte Gauss-Verteilung kombiniert mit einem ebenfalls breiten einfachen Gauss mit den selben Mittelwerten zur Beschreibung der Ränder

der Verteilung. Zusammen mit der Random- π_s -Verteilung wurde dies gefittet. Das Ergebnis dieses Fits ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Dieses Modell beschreibt die Daten bereits ausreichend, jedoch wurde das Modell, beziehungsweise die Parameter, im zweidimensionalen Fit weiter angepasst und zusätzlich der Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse berücksichtigt. Im Besonderen die exakten Breiten der drei Gauss-Verteilungen sowie deren Verhältnis zueinander wurden weiter angepasst.

Dieser Fit wurde nur für die Right-Signs durchgeführt. Das Signal sollte sowohl in RS als auch in WS gleich beschrieben werden, da RS- und WS-Zerfälle kinematisch identisch sind.

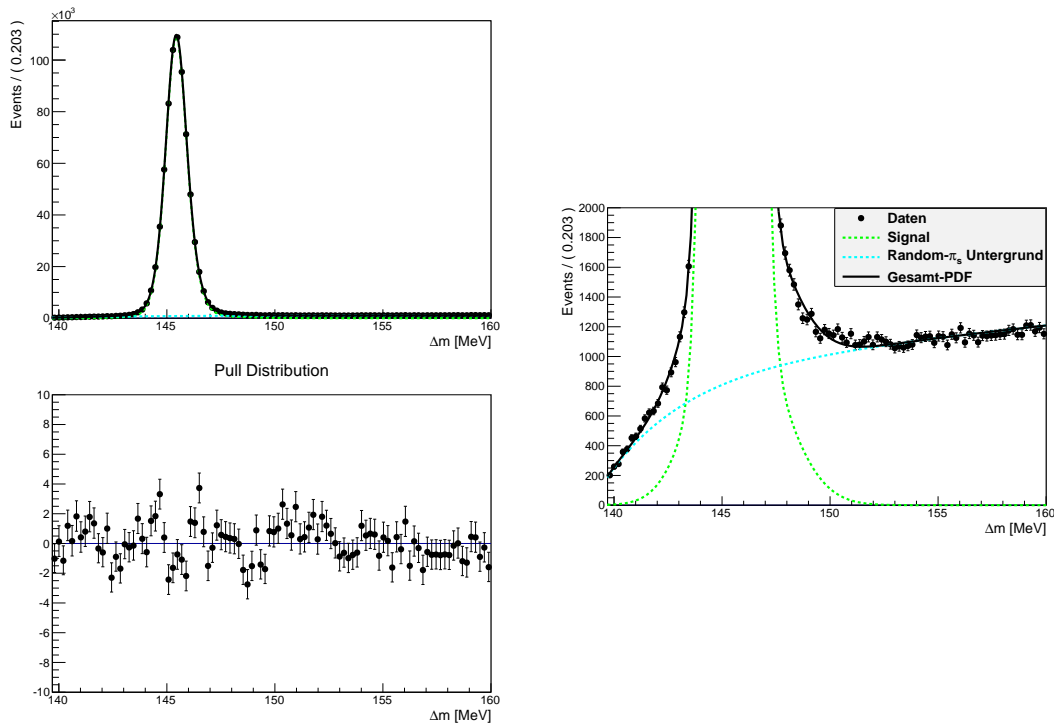


Abbildung 5.5: Fit zur Bestimmung der Signal-Form in Δm der RS-Zerfälle. Rechts eine Vergrößerung um die Komponenten besser unterscheiden zu können. Es sind noch systematische Abweichungen zwischen Fit und Daten zu erkennen, jedoch wurden die Parameter im zweidimensionalen Fit weiter optimiert.

Die Bestimmung der Signal-Form in der Massen-Verteilung des D^0 erfolgt direkt im anschließend beschriebenen zweidimensionalen Fit. Als Modell wird folgende Parametrisierung verwendet: Zwei zweigeteilte Gauss-Verteilungen kom-

biniert mit einer normalen Gauss-Verteilung. Alle drei PDFs haben den selben Mittelwert, mit unterschiedlichen Breiten.

Diese nicht offensichtliche Parametrisierung der Signal-Verteilungen in den beiden Größen $m(D^0)$ und Δm ist rein ergebnisorientiert. Physikalisch motiviert ist nur, dass es sich hierbei um gaussähnliche Verteilungen handelt, nicht jedoch die genaue Zusammensetzung. Die hier gewählte Parametrisierung ist daher sehr stark dateninspiriert und wurde so lange angepasst und verändert, bis sie in der Lage war, die Daten zu beschreiben.

5.4 Visualisierung der verwendeten Verteilungen

Zur Visualisierung der verschiedenen Komponenten des Fits ist in Abbildung 5.6 und 5.7 die zweidimensionale $m(D^0)$ - Δm -Ebene für die WS- und RS-Ereignisse dargestellt. Dabei ist oben links die gesamte Fit-Verteilung, rechts daneben nur die Signal-Komponente und darunter der Random- π_s und der Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse gezeigt. Das entsprechende Bild der RS-Ereignisse ist in Abbildung 5.7 zu finden. Dieses ist qualitativ dem Bild der WS-Ereignisse ähnlich. Allerdings ist das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund wesentlich höher, sodass der Einfluss der Untergrund-Verteilungen kaum zu erkennen ist.

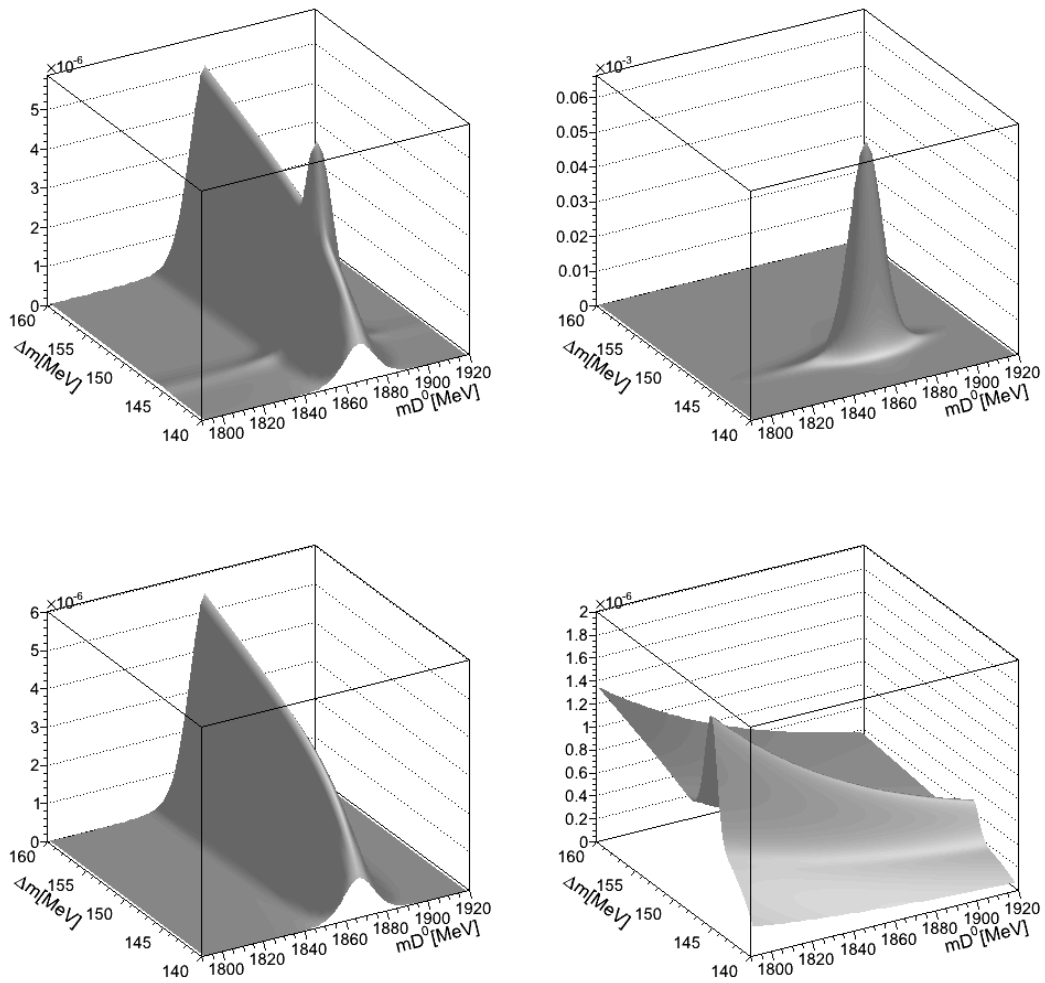


Abbildung 5.6: Übersicht über die verschiedenen Komponenten des WS-Fits im *widemass*-Datensatz: oben links die gesamte Fit-PDF, rechts daneben nur die Signal-Komponente. Darunter links der Random- π_s Untergrund gefolgt vom Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse. Die PDFs sind jeweils auf ihr Integral normiert.

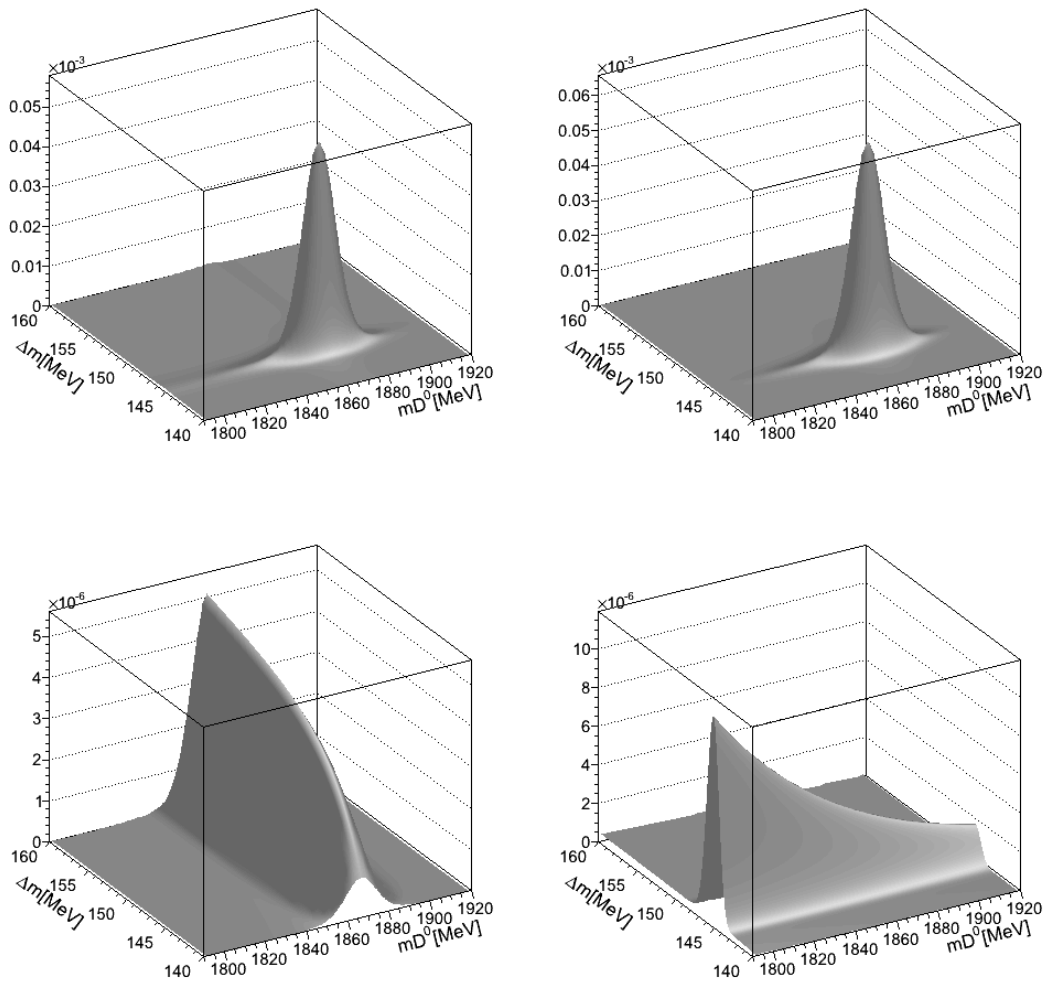


Abbildung 5.7: Übersicht über die verschiedenen Komponenten des RS-Fits im *widemass*-Datensatz: oben links die gesamte Fit-PDF, rechts daneben nur die Signal-Komponente. Darunter links der Random- π_s Untergrund gefolgt vom Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse. Die PDFs sind jeweils auf ihr Integral normiert.

5.5 Der zweidimensionale Fit für den *widemass*-Datensatz

Um die endgültigen Parameter für alle Verteilungen zu erhalten, werden nun die Ergebnisse der eindimensionalen Fits benutzt und die damit erhaltenen Verteilungen und Parameter implementiert. Manche Parameter werden auf das Ergebnis des eindimensionalen Werts festgelegt, andere hingegen erneut variiert. Dabei werden jedoch die im eindimensionalen erhaltenen Werte als Startwerte verwendet, wie an der jeweiligen Stelle erwähnt. Die Bestimmung der Parameter und Verteilungen für $m(D^0)$ und Δm ist nur im *widemass*-Datensatz korrekt möglich, denn im restlichen Datensatz fehlen die in den Seitenbändern zusätzlich enthaltenen Informationen über die Untergründe.

Nach einem Fit zur Bestimmung der Parameter werden diese festgesetzt und mit einer anschließenden Anpassung an die Daten in der $m(D^0)$ - Δm Ebene für den *widemass*-Datensatz wird das Verhältnis zwischen WS- und RS-Ereignissen bestimmt.

Für die Right-Sign Zerfälle zeigt die Tabelle 5.3 die Anzahl der Ereignisse in den verschiedenen Komponenten im Signalbereich ($1.843\text{MeV} < m(D^0) < 1.885\text{MeV}$ und $144,02\text{MeV} < \Delta m < 146,84\text{MeV}$). Abbildung 5.8 zeigt die Projektionen des Fit-Ergebnisses in $m(D^0)$ und Δm und Abbildung 5.9 stellt eine Vergrößerung zur besseren Unterscheidung der einzelnen Komponenten dar. Die systematischen Abweichungen im zweidimensionalen Fit sind klein und im Rahmen des statistischen Fehlers. Wie sich in den Pull-Verteilungen erkennen lässt, sind die Abweichungen alle kleiner als 3σ . Bei der Komplexität des Fit-Modells ist dies als akzeptabel zu erachten.

Komponente	Anzahl Ereignisse
Signal	659.734 ± 811
Random- π_s	$12.587,9 \pm 49,0$
restlicher Untergrund	$2.133,83 \pm 29,60$

Tabelle 5.3: Anzahl der Ereignisse in der Signalregion der einzelnen Komponenten im Fit an den RS *widemass*-Datensatz. Mit dem restlichen Untergrund ist der Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse gemeint.

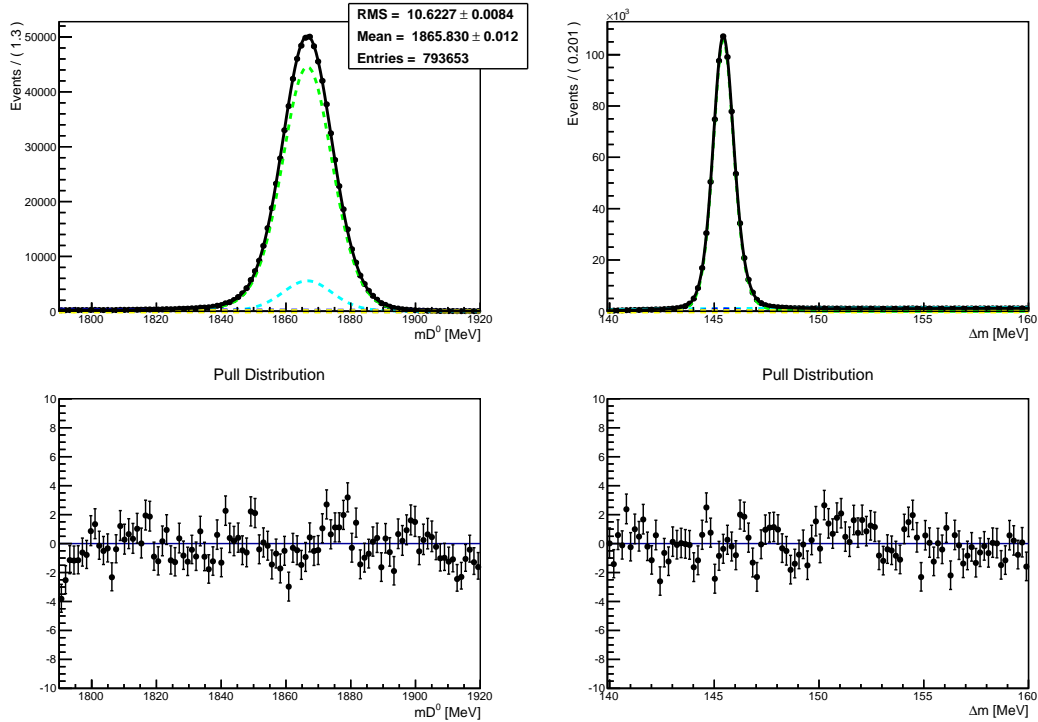


Abbildung 5.8: Zweidimensionaler Fit für die Right-Sign $widemass$ -Daten. Links $m(D^0)$ -Komponente, rechts Δm -Komponente. Legende in Abbildung 5.9, da die Komponenten erst in der Vergrößerung unterscheidbar werden.

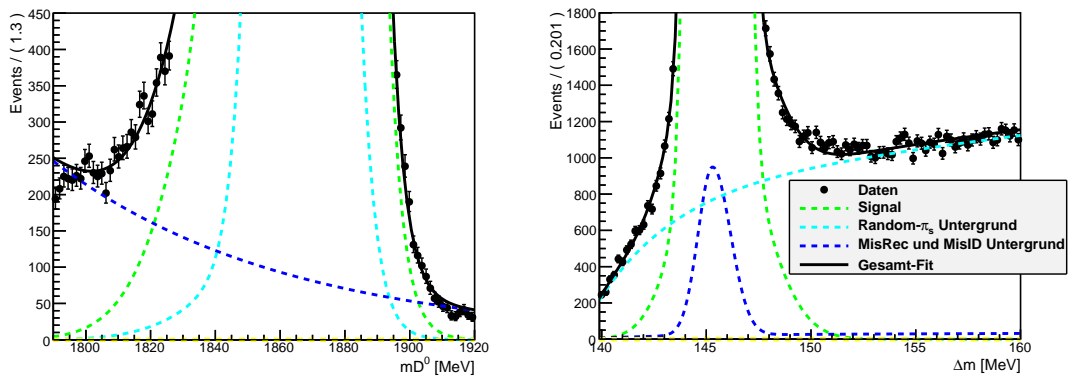


Abbildung 5.9: Vergrößerung des Fits für die Right-Signs in $m(D^0)$ (links) und Δm (rechts) zur besseren Unterscheidung der Komponenten. Der gelbe Anteil ist der auf null reduzierte Anteil des doppelt falsch identifizierten Untergrundes.

Das Ergebnis des Fits der Wrong-Sign *widemass*-Daten ist in Abbildung 5.10 zu sehen, während die Zusammenfassung der Anzahl der Ereignisse der drei Komponenten in Tabelle 5.4 zu finden ist. Auch hier sind in der D^0 -Masse im Peak-Bereich noch systematische Abweichungen zu erkennen. Die statistische Relevanz der Residuen in diesem Fit liegen jedoch zum Großteil unterhalb von 2σ . Die geringere Signifikanz ist auf die kleinere Anzahl an Signalkandidaten und die dadurch vergrößerten statistischen Fehler im WS-Datensatz zurückzuführen.

Komponente	Anteil
Signal	$2.854,57 \pm 100,51$
Random- π_s	11.127 ± 42
restlicher Untergrund	$138,65 \pm 3,99$

Tabelle 5.4: Anzahl der Ereignisse in der Signalregion der einzelnen Komponenten im Fit an den WS *widemass*-Datensatz. Der restliche Untergrund entspricht dem Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse.

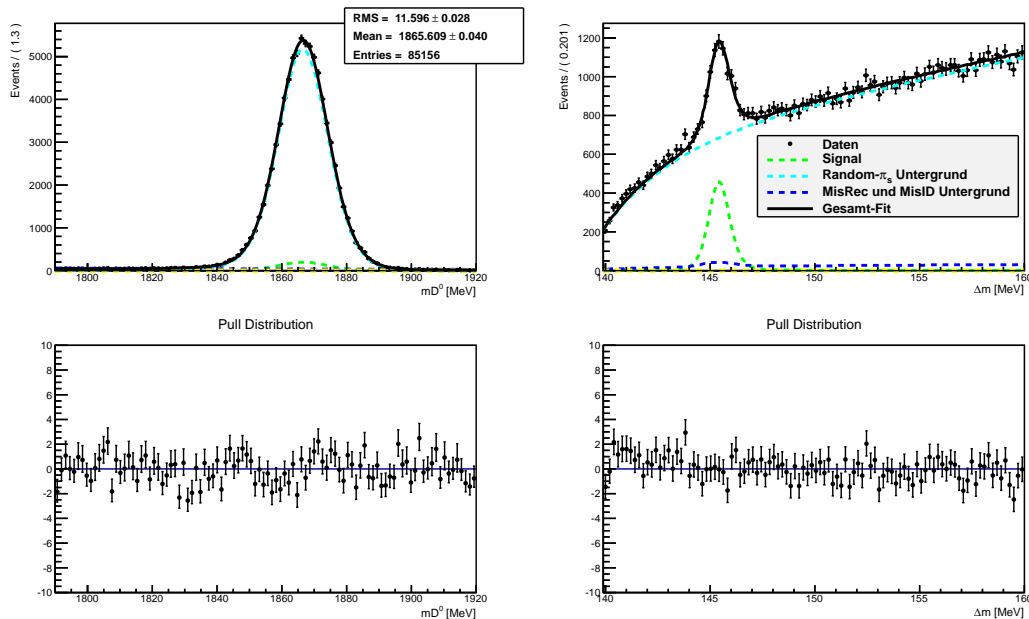


Abbildung 5.10: Zweidimensionaler Fit für den Wrong-Sign *widemass*-Datensatz. Links $m(D^0)$ -Komponente, rechts Δm -Komponente.

Aus den beiden Anzahlen der zeitintegrierten Signal-Ereignisse der Fits an die

WS- und RS-Ereignisse berechnet sich deren Verhältnis zu:

$$R_{widemass} = \frac{WS}{RS} = (0,4327 \pm 0,0158)\%$$

Der statistische Fehler berechnet sich dabei mit:

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial RS} \sigma_{RS}\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial WS} \sigma_{WS}\right)^2 + 2 \cdot \frac{\partial R}{\partial RS} \frac{\partial R}{\partial WS} \cdot \text{Cov}(RS, WS)} \\ &= R \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{RS}}{RS}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{WS}}{WS}\right)^2 + 2 \cdot \frac{\sigma_{RS}}{RS} \frac{\sigma_{WS}}{WS}} \end{aligned}$$

Dabei stammt der letzte Term aus der Korrelation der beiden Werte, da ein D^0 nur entweder via Right-Sign- oder via Wrong-Sign-Zerfall zerfallen kann, sodass die beiden Anzahlen korreliert sind.

5.6 Korrekturfaktor

Das so erhaltene Verhältnis zwischen Wrong-Sign und Right-Sign Zerfällen kann nicht direkt mit den Werten von anderen Gruppen verglichen werden. Da im Trigger IP-Selektionskriterien angewendet werden, fehlen Ereignisse bei kleinen Lebensdauern. Dies verfälscht das gemessene Verhältnis, denn WS- und RS-Ereignisse haben ein unterschiedliches Zeitverhalten, sodass sie nicht auf gleiche Weise davon betroffen sind.

Um diesen Effekt zu korrigieren, wird die Lebensdauer-Akzeptanz benötigt. Diese lässt sich aus den Daten bestimmen, indem eine exponentielle Lebensdauer-Verteilung angenommen wird. Der Unterschied zwischen gemessener und angenommener Verteilung entspricht dann der Akzeptanz. Für die exponentielle Verteilung wurde als D^0 -Lebensdauer der PDG-Wert angenommen [7]. Die so erhaltene Akzeptanz lässt sich wie folgt parametrisieren [29]:

$$\epsilon(t; p_{0..5}) = \begin{cases} p_0 - (p_1 t \cdot e^{-p_2 t - p_3} + p_4 \cdot e^{-p_5 t - p_3})^2 \\ 0 & \text{für } t < 0,3 p_5 \vee \epsilon(t) < 0 \end{cases}$$

Das Ergebnis dieser Parametrisierung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Akzeptanz wird in einem großen Bereich sehr gut von der Parametrisierung beschrieben.

Der Korrekturfaktor c_{acc} berechnet sich aus dem Verhältnis zwischen dem zei-

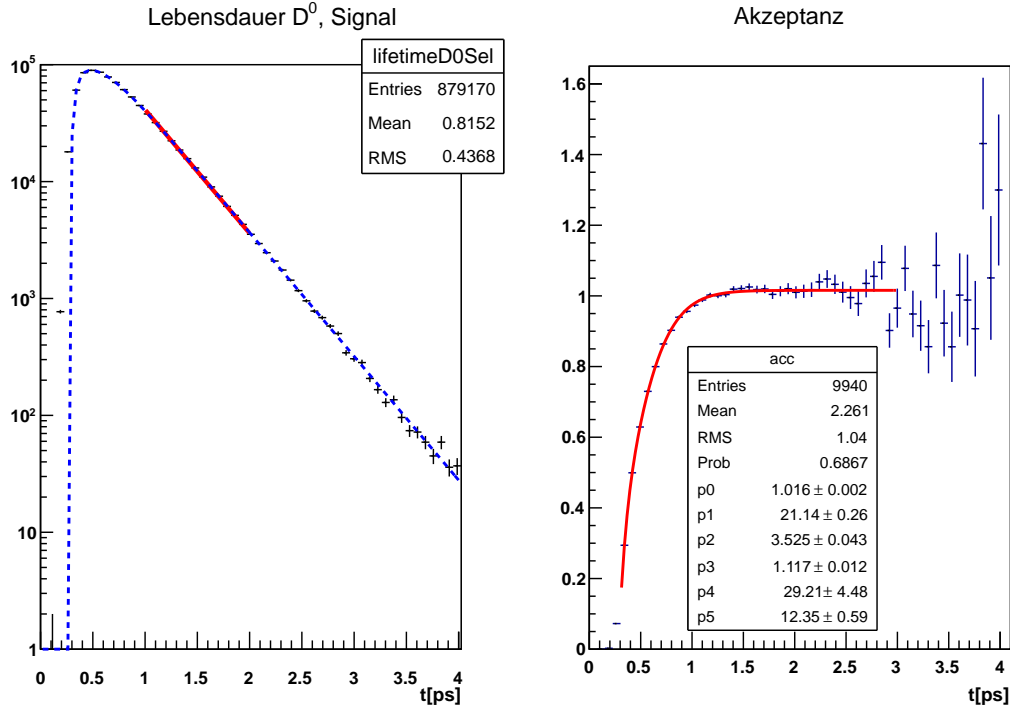


Abbildung 5.11: Berechnung der Akzeptanz. Links das Zeitverhalten mit der Akzeptanz-Funktion eingezeichnet (blau) und dem verwendeten Lebensdauer-Fit (rot). Rechts die numerisch berechnete Akzeptanz mit dem Fit der Parametrisierung.

integrierten theoretischen Zeitverhalten und dem zeitintegrierten theoretischen Zeitverhalten gefaltet mit der zuvor bestimmten Akzeptanz-Funktion $\epsilon(t)$ [25]. Dabei wurde für das theoretische Zeitverhalten der Welt-Mittelwert für die Mischungsparameter verwendet [17]. Somit ist der Korrekturfaktor gegeben durch:

$$c_{\text{acc}} = \frac{R_{\text{theo}}}{R_{\text{meas}}} = \frac{\int_0^{\infty} WS(t)dt}{\int_0^{\infty} RS(t)dt} / \frac{\int_0^{\infty} \epsilon(t)WS(t)dt}{\int_0^{\infty} \epsilon(t)RS(t)dt}$$

Durch das unterschiedliche Zeitverhalten der WS- und RS-Zerfälle ist dieser Faktor nicht eins. Er berechnet sich zu $c_{\text{acc}} = 0,911 \pm 0,004$, woraus für das zeitintegrierte Verhältnis folgt:

$$R_{\text{widemass}}^{\text{Corr}} = c_{\text{acc}} \cdot R_{\text{widemass}} = (0,3942 \pm 0,0144)\%$$

Der aktuelle Welt-Mittelwert für dieses Verhältnis liegt bei:

$$R_{PDG} = (0,380 \pm 0,018)\% [20]$$

Die beiden Werte stimmen sehr gut im 1σ -Bereich überein.

Kapitel 6

Systematische Fehler und Kontrollmessungen

Wie in Gleichung 2.1 zu sehen ist, würde es bereits ausreichen, das Zeitverhalten der WS-Zerfälle zu betrachten, um daraus die Mischungsparameter zu extrahieren. Eine Betrachtung des Verhältnisses führt allerdings zur Eliminierung einiger systematischer Fehler. Dazu zählen z.B. Einflüsse der Verteilungen des Fit-Modells, die in beiden Datensätzen gleich sind. Auch Produktions- und Detektions-Asymmetrien von Kaonen, Pionen und langsamen Pionen(π_s) sollten sich im Verhältnis in erster Näherung aufheben.

Die Akzeptanz-Schnitte auf den Impuls des π_s spielen eine wichtige Rolle bei der Trennung von D^0 und \overline{D}^0 . Die Kontrollmessungen sollten mit dem gesamten Datensatz durchgeführt werden. Da der Fitbereich in der D^0 -Masse, wie diskutiert, verringert werden muss, ist ein Vergleich des Verhältnisses zwischen WS- und RS-Ereignissen für zufällige, unkorrelierte 10 % der Daten mit dem WS/RS-Verhältnis aus dem *widemass*-Datensatz wichtig. Ein Fit des gesamten Datensatzes für ein D^0 -Lebensdauerintervall soll Aufschluss über die Fitqualität geben. Weitere Einflüsse möglicher Fehlerquellen werden ebenfalls untersucht.

6.1 Ergebnisse für den gesamten Datensatz

Für eine Betrachtung des gesamten Datensatzes müssen alle Fitparameter, die die Form der Untergrund-Verteilungen festlegen, auf die im *widemass*-Datensatz bestimmten Werte festgesetzt werden (siehe Kapitel 5). Das WS/RS-Verhältnis

sollte von diesem Verfahren unabhängig sein. Daher wird das Verhältnis mit zufälligen 10 % der Daten bestimmt, wobei für WS- und RS-Ereignisse unterschiedliche 10 % ausgewählt wurden. Das WS/RS-Verhältnis sollte sich nicht signifikant ändern und der Fit sollte weiterhin stabil bleiben.

Die Anzahl der Signal-Ereignisse beträgt $2.905,98 \pm 100,54$ für die WS-Zerfälle. Das Fit-Ergebnis ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Für die RS-Ereignisse ergibt sich eine Anzahl von 658.421 ± 819 Signal-Ereignissen, mit dem Fit-Ergebnis in Abbildung 6.2. Das unkorrigierte zeitintegrierte Verhältnis ist:

$$R_{10\%} = \frac{WS}{RS} = (0,4414 \pm 0,0158)\%$$

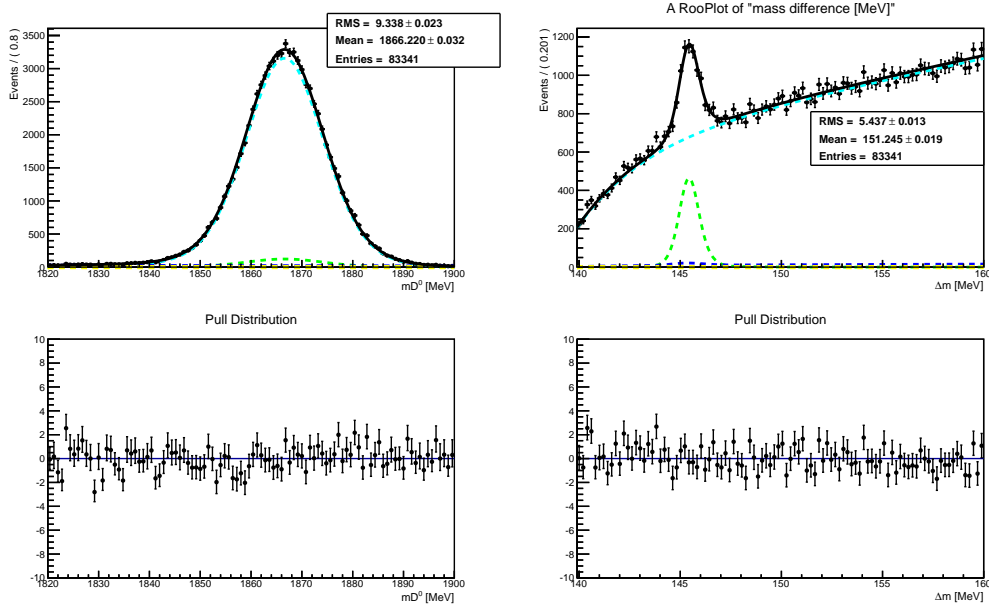


Abbildung 6.1: Zweidimensionaler Fit für zufällige 10 % der WS-Ereignisse. Links $m(D^0)$ -Komponente, rechts Δm -Komponente. Für die Legende der einzelnen Komponenten siehe Abbildung 5.10.

Aus den Abbildungen 6.1 und 6.2 ist ersichtlich, dass die Daten sehr gut durch den Fit beschrieben werden. Die Fluktuationen sind im Rahmen der statistischen Fehler. Die Korrektur auf die Detektor-Akzeptanz mit dem selben Faktor wie im *widemass*-Datensatz von $c_{acc} = 0,911 \pm 0,004$ liefert:

$$R_{10\%}^{Corr} = (0,4021 \pm 0,0145)\%$$

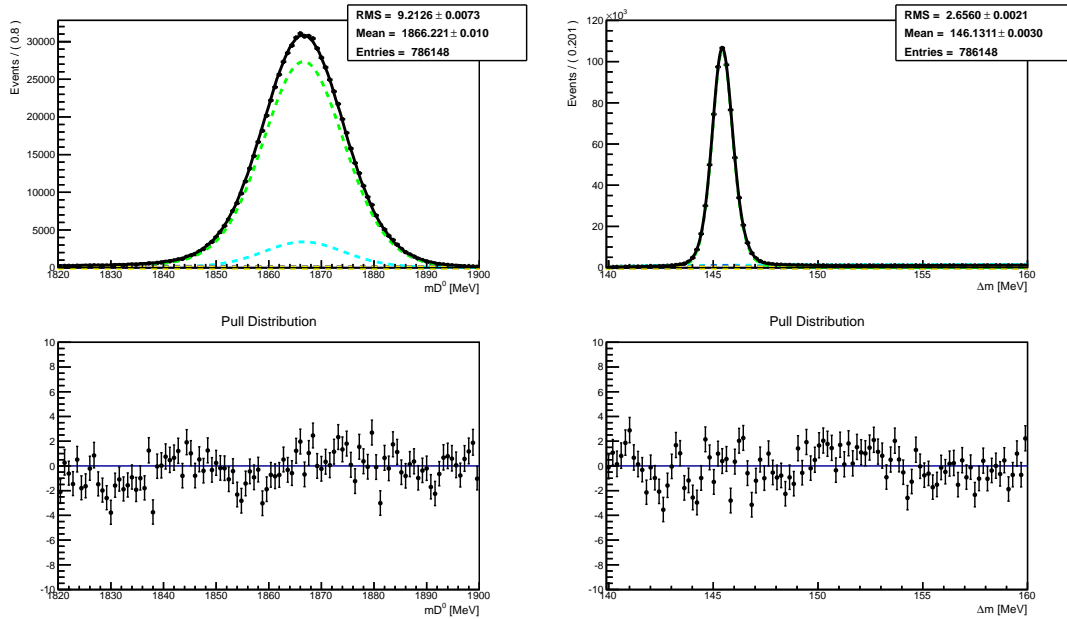


Abbildung 6.2: Zweidimensionaler Fit für zufällige 10 % der RS-Ereignisse. Links mD^0 -Komponente, rechts Δm -Komponente. Für die Legende der einzelnen Komponenten siehe Abbildung 5.9.

Dies ist innerhalb von 1σ mit dem vorher im *widemass*-Datensatz bestimmten Wert kompatibel:

$$R_{widemass}^{Corr} = (0,3942 \pm 0,0144)\%$$

Da in der zeitabhängigen Analyse der Datensatz in Bins der D^0 -Lebensdauer mit den im *widemass*-Datensatz bestimmten Verteilungen angepasst wird, sollte die Fitqualität auch in einem ausgewählten Zeit-Bin gut sein. In Abbildung 6.3 ist ein Fitresultat für $0,525 ps < \tau_{D^0} < 0,555 ps$ dargestellt. Die im *widemass*-Datensatz bestimmten Verteilungen beschreiben auch hier die Daten. Es sind keine systematischen Abweichungen zu erkennen.

In diesem Fall kann nicht das WS/RS-Verhältnis in diesem Zeit-Bin berechnet werden, da das Zeitverhalten der WS-Ereignisse für diese Analyse nicht zur Verfügung steht. Dieser Teil der Daten ist verdeckt und wird erst freigegeben, wenn die systematischen Fehler vollständig bestimmt sind.

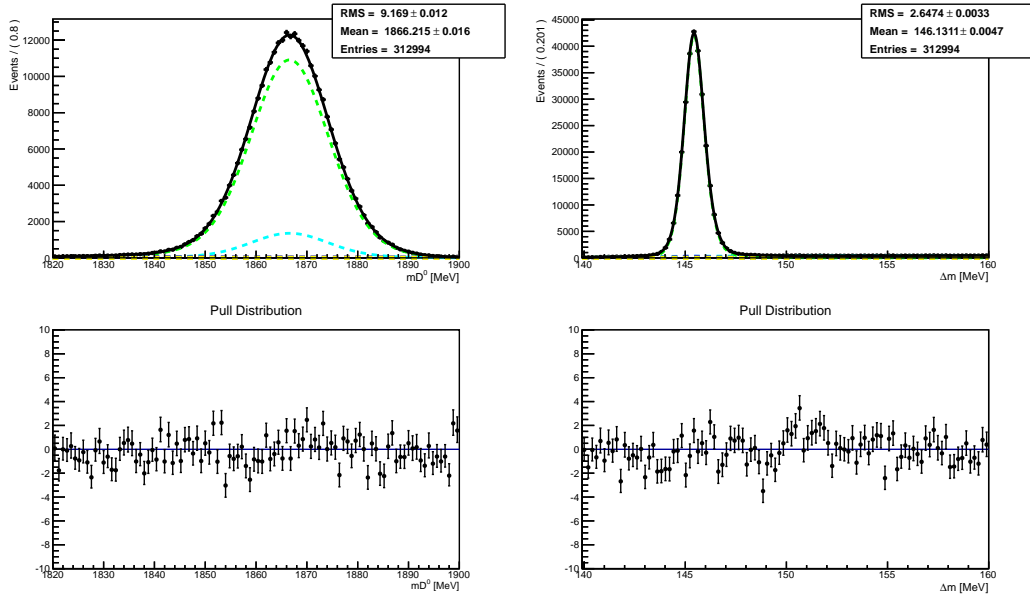


Abbildung 6.3: Zweidimensionaler Fit der RS-Ereignisse im Zeitbereich $0,525 \text{ ps} < \tau_{D^0} < 0,555 \text{ ps}$. Links mD^0 -Komponente, rechts Δm -Komponente. Für die Legende der einzelnen Komponenten siehe Abbildung 5.9.

6.2 Systematische Fehlerquellen

Zunächst sollen Einflüsse der Datenselektion auf das gemessene WS/RS-Verhältnis bestimmt werden. Eine wichtige Rolle spielt hier der $\log(IP)$ -Schnitt, der den Anteil sekundärer D^0 -Mesonen reduziert und der π_s - $DLLe$ -Schnitt. Die aus den einzelnen Fits bestimmten WS/RS-Verhältnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Der Einfluss des $\log(IP)$ -Schnittes wird durch eine Veränderung um $\pm 0,25$ untersucht. Den größeren Einfluss hat hierbei eine Verschärfung des Schnitts auf $\log(IP) < -3.25$. Dies liegt daran, dass auf diese Weise immer mehr tatsächliche Ereignisse und nicht nur sekundäre Ereignisse durch Zerfälle von B -Mesonen weggeschnitten werden, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Die größere Differenz wird als systematischer Fehler angesehen.

Um den Einfluss des π_s - $DLLe$ -Schnittes abzuschätzen, wird dieser Schnitt um eine Einheit variiert und anschließend ebenfalls die größere Differenz als systematischer Fehler verwendet.

Die beiden vorherigen Abschätzungen überschätzen beide den tatsächlichen

Quelle	WS/RS in %	Differenz
<i>widemass</i> -Datensatz	$0,4327 \pm 0,0158$	-
$\log(IP) < -2,75$	$0,4325 \pm 0,0157$	0,0002
* $\log(IP) < -3,25$	$0,4394 \pm 0,0162$	* -0,0067
π_s - <i>DLLe</i> < -1,0	$0,4321 \pm 0,0158$	0,0006
* π_s - <i>DLLe</i> < 1,0	$0,4344 \pm 0,0158$	* -0,0017
*Random- π_s Funktion	$0,4329 \pm 0,0158$	* -0,0002
*Random- π_s WS-Parameter für RS	$0,4321 \pm 0,0157$	* 0,0006
Gesamt *		0,0069

Tabelle 6.1: Anteile des systematischen Fehlers, benutzt wurden nur die mit (*) gekennzeichneten Zeilen. Diese wurden quadratisch zum gesamten systematischen Fehler addiert.

Einfluss dieser beiden Schnitte. Korrekterweise müsste man die Auflösung des Schnitts bestimmen und innerhalb dieser den Schnitt variieren. Beide hier verwendete Variationen sind größer als die erwartete Auflösung, sodass der Fehler nach oben abgeschätzt wird.

Neben dem systematischen Fehler aufgrund der verwendeten Schnitte sind auch die verwendeten Verteilungen eine Fehlerquelle. Dies lässt sich aufspalten in den Einfluss des Untergrundes und den der Signal-Verteilungen.

Für den Untergrund ist im Besonderen der Verlauf des Random- π_s Untergrundes relevant. Aufgrund des Signal-Untergrund-Verhältnisses hat dies für WS-Ereignisse den größeren Einfluss. Zum einen wurde hier die in *RooFit* implementierte Funktion *RooDstD0BG*, anstatt der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen und um einen Parameter reduzierten Version, verwendet. Dies hat nahezu keinen Einfluss auf das WS/RS-Verhältnis. Weiterhin wurden die Parameter, die für die WS-Ereignisse bestimmt wurden, für die RS-Ereignisse verwendet. Auch dies hat nur eine kleine Änderung zur Folge (siehe Tabelle 6.1).

Der systematische Fehler aufgrund der sehr komplexen Signal-Verteilungen ist nur sehr schwer zu bestimmen, da alternative Verteilungen nicht einfach zu finden sind. Eine Lösung war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, muss allerdings für die vollständige Bestimmung des systematischen Fehlers für die zeitabhängige Analyse durchgeführt werden.

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Fehlerquellen können auch die Akzeptanz-Schnitte einen Einfluss haben. Sie ändern die Impuls-Verteilungen und damit auch die Massen-Verteilungen. Dies wurde nicht weiter untersucht.

Um den gesamten hier berücksichtigten systematischen Fehler zu bestimmen sind in Tabelle 6.1 die vorher beschriebenen untersuchten Fehlerquellen zusammengefasst. Für den gesamten systematischen Fehler werden alle mit (*) gekennzeichneten Anteile quadratisch addiert. Somit erhält man für das unkorrigierte Verhältnis:

$$R_{widemass} = (0,4327 \pm 0,0158 (stat.) \pm 0,0069 (sys.))\%$$

und für das auf Akzeptanz korrigierte Verhältnis:

$$R_{widemass}^{Corr} = (0,3942 \pm 0,0144 (stat.) \pm 0,0063 (sys.))\%$$

Kapitel 7

Zusammenfassung und Schlussfolgerung

In dieser Arbeit wurde der Datensatz des LHCb-Experiments von 2011 für Charm-Physik untersucht und ein Fit-Modell für die zweidimensionale Verteilung der Daten in $m(D^0)$ und Δm entwickelt. Dazu wurde der Random- π_s Untergrund durch zufällige Kombinationen beschrieben und der Untergrund durch falsch rekonstruierte und doppelt falsch identifizierte Ereignisse in den Seitenbändern des $m(D^0)$ bestimmt. Anschließend wurde die Grund-Form des Signals eindimensional determiniert und anschließend im zweidimensionalen Fit weiter angepasst.

Nach der endgültigen Bestimmung der Parameter und Verteilungen wurde eine Anpassung an den *widemass*-Datensatz durchgeführt. Das damit erhaltene WS/RS-Verhältnis wurde anschließend auf die Zeit-Akzeptanz korrigiert.

Anschließend wurde gezeigt, dass die bestimmten Verteilungen auch in zufälligen 10 % der Daten in der Lage sind, diese zu beschreiben. Außerdem produzieren sie ein innerhalb der statistischen Fehler zum *widemass*-Datensatz kompatibles WS/RS-Verhältnis.

Um den systematischen Fehler des bestimmten Verhältnisses zu erhalten, wurden verschiedene Fehlerquellen untersucht, wie der Einfluss der verwendeten Selektionen und der Einfluss der Untergrund-Verteilung.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Zum Vergleich ist der Welt-Mittelwert ebenfalls angegeben. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte sind in guter Übereinstimmung mit diesem.

$R_{widemass}$	$0,4327 \pm 0,0158 (stat.) \pm 0,0069 (sys.) \%$
$R_{widemass}^{Corr}$	$0,3942 \pm 0,0144 (stat.) \pm 0,0063 (sys.) \%$
$R_{10\%}^{Corr}$	$0,4021 \pm 0,0145 (stat.) \%$
R_{PDG}	$0,380 \pm 0,018 \%$

Tabelle 7.1: Vergleich der unterschiedlichen, bestimmten WS/RS-Verhältnissen mit dem PDG-Wert.

7.1 Schlussfolgerung

Diese Arbeit ist nur der erste Schritt in dem Versuch, Oszillationen zwischen Teilchen und Antiteilchen im Charm-Sektor präzise zu messen. Mit dem hier bestimmten Fit-Modell, das auch in der Lage ist, die Verteilung der Daten in ausgewählten Lebensdauer-Intervallen zu beschreiben, kann nun die zeitabhängige Messung durchgeführt werden.

Das Ziel ist hierbei, die Oszillation von neutralen D -Mesonen in ihre Antiteilchen unabhängig von anderen Ergebnissen mit mehr als 5σ zu bestätigen und die Mischungsparameter mit hoher Genauigkeit zu messen. Erste Abschätzungen zeigen, dass eine statistische Relevanz des Nachweises des Mischens von bis zu 7σ möglich ist. Weitere dazu notwendige Untersuchungen von systematischen Fehlern im Datensatz, im Besonderen zeitabhängiger Natur, werden in der Bachelorarbeit von R.M. Borchardt [26] untersucht.

Die genaue Messung der Mischungsparameter ist sehr wichtig, da das Mischen sehr empfindlich auf „neue Physik“ jenseits des Standardmodells ist. Zum Beispiel zusätzliche Beiträge in den Box-Diagrammen des Mischens durch „down-artige“ Quarks einer theoretischen vierten Quark-Generation können einen Einfluss haben.

Anhang

Teilchen	Variable	Selektionsbedingung
D^0 Töchter (K, π)	IP_{sig}	> 3
D^0	$\cos(\theta_{DIRA})$	> 0.99995
	$FD/\sigma(FD)$	> 4
	$\cos(\xi)$	< -0.8
	$Vertex \chi^2/nDOF(D^0)$	< 5
π_s	$p(\pi_s)$	$> 1.6 \text{ GeV}/c$
	$IP(\pi_s)$	$< 0.08 \text{ mm}$
	$DLL_{K-\pi}(\pi_s)$	< 3.0
	$Track \chi^2/ndof(\pi_s)$	< 5
D^{*+}	$Vertex \chi^2/nDOF(D^{*+})$	< 13

Tabelle 1: Zusätzliche Selektionskriterien optimiert für die Selektion der WS-Zerfälle zur Reduzierung des Untergrundes [25].

Literaturverzeichnis

- [1] A.A. Alves Jr. *et al.* (LHCb Kollaboration), *The LHCb Detector at the LHC*, JINST3 (2008), S08005
- [2] CERN faq, *LHC - the guide*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf> (5. Juni 2012)
- [3] R. Aaij *et al.* (LHCb Kollaboration), *Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, LHCb-CONF-2010-013 (2010)
- [4] R. Aaij *et al.* (LHCb Kollaboration), LHCb-PAPER-2011-023, *Phys. Rev. Lett.* 108, 111602 (2012)
- [5] Die LHCb Kollaboration, *LHCb Technical proposal*, CERN-LHCC/98-4 (1998)
- [6] WikiCommons, Profil des LHCb-Detektors, <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lhcbview.jpg> (8. Juni 2012)
- [7] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Overview table of Charmed Mesons, W particle listing*, PR D86, 010001 (2012)
- [8] K. Lande, E.T. Booth, J. Impeduglia, L.M. Lederman, W. Chinowsky, *Phys. Rev.* 103, 1901 (1956)
- [9] W.F. Fry, J. Schneps, M.S. Swami, *Phys. Rev.* 103, 1904 (1956)
- [10] C. Albajar *et al.* (UA1 Kollaboration), *Phys. Lett.* B168, 247 (1987)
- [11] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Kollaboration), *Phys. Lett.* B192, 245 (1987)
- [12] V.M. Abazov *et al.* (D0 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* 97, 021802 (2006)

- [13] A. Abulencia *et al.* (CDF Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* 97, 242003 (2006)
- [14] B. Aubert *et al.* (BaBar Kollaboration), *Evidence for D^0 - D^0 bar Mixing*, [arXiv:hep-ex/0703020v1] (2007)
- [15] T. Aaltonen *et al.* (CDF Kollaboration), *Evidence for D^0 - D^0 bar mixing using the CDF II Detector*, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 121802
- [16] M. Staric *et al.* (Belle Kollaboration), *Evidence for D^0 - D^0 bar Mixing*, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 211803
- [17] D. Asner *et al.* (Heavy Flavor Averaging Group), *Averages of b -hadron, c -hadron, and tau-lepton Properties*, [arXiv:1010.1589v2] (2011)
- [18] S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, *Physical Review D*2, (1970) 1285-1292
- [19] M. Bessner (LHCb Kollaboration), *Diplom-Arbeit: Study of the ratio of $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ to $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ decays with the LHCb detector*, Universität Heidelberg (2012)
- [20] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *Review of D^0 - D^0 bar Mixing*, *JPG* 37, 075021 (2010)
- [21] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963)
- [22] M. Kobayashi und T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Progress of Theo. Phys.* 49 Nr. 2 (1973)
- [23] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), *The CKM Quark-Mixing Matrix*, *Physics Letters B*, Band 667, (2008)
- [24] R.A. Briere *et al.*, (CLEO Kollaboration), CLNS 01-1742, (2001)
- [25] R. Aaij *et al.* (LHCb Kollaboration), *Time integrated ratio of wrong-sign to right-sign $D^0 \rightarrow K\pi$ decays in 2010 data at LHCb*, CERN-LHCb-CONF-2011-029 (2011)

- [26] R.M. Borchardt (LHCb Kollaboration), Bachelor-Arbeit: $D^0 \rightarrow \overline{D^0}$ -Mixing über zeitabhängige WS/RS -Ratio-Messungen der D^0 -Zerfallskanäle, Universität Heidelberg (2012)
- [27] W. Verkerke und D.P. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, In the Proceedings of 2003 Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), La Jolla, California, 24-28 Mar 2003, pp MOLT007, [arXiv:physics/0306116]
- [28] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT — An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instr. and Meth. A389 (1997),
URL: <http://root.cern.ch/>
- [29] Private Kommunikation mit J. Marks

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die durch Hinweise und Korrekturen das Fertigstellen dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Im Besonderen danke ich Prof. Dr. Ulrich Uwer und dem Zweit-Korrektor Prof. Dr. Andre Schöning für die Korrektur dieser Arbeit. Weiterhin möchte ich meinem Betreuer Dr. Jörg Marks danken. Zum einen für das vielfache Lesen dieser Arbeit, bereits in einem frühen Stadium, aber auch für das tagelange gemeinsame Herumbasteln an den Verteilungen. Auch Dr. Sebastian Bachmann vielen Dank für seine tatkräftige Unterstützung und dafür, dass er mir von LHCb überhaupt erst erzählt hat.

Ebenfalls Dank gebührt der LHCb-Arbeitsgruppe in Heidelberg für das lockere Arbeitsklima und im Besonderen den dreien, die im gemeinsamen Büro immer bei Fragen da waren: Marco Meißner, Alexander Bien, Andreas Jäger.

Nicht zu vergessen ist aber auch mein tapferer Mitstreiter Rainer Borchardt, denn geteiltes Leid ist schließlich halbes Leid.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die immer für mich da sind, für das mehrfache Korrekturlesen, auch ohne alles zu verstehen. Ein lieber Dank geht an Vaney, für die moralische Unterstützung aus der Ferne.

Ein letzter Dank gilt allen Freunden, die mich die letzten drei Jahre durchs Studium begleitet haben und auch denen, die zwar nicht mehr dabei, aber dennoch nie weit weg sind.

Andreas Weiden, 3. August 2012

Erklärung

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

Heidelberg, den 3. August 2012
