

Fakultät für Physik und Astronomie

Universität Heidelberg

Bachelorarbeit
im Studiengang Physik

eingereicht von
Johannes Gry
geboren in
Georgsmarienhütte

August 2014

**Messung des Verzweigungsverhältnisses
des Zerfalls $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$
unter Verwendung des Referenzkanals
 $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$
am LHCb-Experiment**

Diese Bachelorarbeit wurde von Johannes Gry am
Physikalischen Institut Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer
durchgeführt

Abstract

This thesis discusses the measurement of the branching ratio for the decay $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$. For this analysis data taken by the LHCb experiment in 2011 and 2012 is used. The data, which corresponds to an integrated Luminosity of $\mathcal{L} = 3 \text{ fb}^{-1}$, allows a precise determination of the branching ratio. The candidates are selected by their final state and the number of decays is extracted by an unbinned Maximum-Likelihood-Fit. Initially, the branching ratio is determined relative to the normalization channel $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$. Using the world average for the branching ratio of the normalization channel the branching ratio for the signal channel results in:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K\pi\pi) = (7.165 \pm 0.052 \text{ stat} \pm 0.416 \text{ sys}) \cdot 10^{-4}$$

Kurzfassung

Diese Bachelorarbeit behandelt die Messung des Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$. Dabei werden Daten verwendet, die vom LHCb-Experiment 2011 und 2012 aufgenommen wurden. Aufgrund der Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 3 \text{ fb}^{-1}$ entspricht, kann das Verzweigungsverhältnis präzise bestimmt werden. Die Kandidaten werden über ihren Endzustand selektiert und die Anzahl der Zerfälle über einen ungebinnten Maximum-Likelihood-Fit extrahiert. Das Verzweigungsverhältnis wird zunächst relativ zu dem Referenzkanal $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ bestimmt. Unter Verwendung des Welt-Mittelwerts für das Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals ergibt sich schließlich das Verzweigungsverhältnis für den Signalkanal:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K\pi\pi) = (7.165 \pm 0.052 \text{ stat} \pm 0.416 \text{ sys}) \cdot 10^{-4}$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Standardmodell der Teilchenphysik	6
2.1	Teilchen und Wechselwirkung	6
2.2	Der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$	8
3	Das LHCb-Experiment	9
3.1	Der Large Hadron Collider	9
3.2	Der LHCb Detektor	10
3.2.1	Spurrekonstruktion	11
3.2.2	Teilchenidentifikation	12
3.2.3	Trigger	14
3.2.4	Teilchenrekonstruktion	14
4	Datensätze und Selektion	14
4.1	Verwendete Datensätze	14
4.2	Selektion	16
5	Analyse	20
5.1	Methodik	20
5.2	Untergründe	27
5.2.1	X(3872) Resonanz	28
5.2.2	Falsch identifizierte Teilchen	29
5.2.3	Berechnung des „peakenden“ Untergrundes	34
5.3	Selektion mehrfacher Kandidaten pro Ereignis	35
5.4	Selektionseffizienzen	38
5.5	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses	45
6	Systematische Fehlerquellen	46
7	Zusammenfassung	50
8	Literaturverzeichnis	51

1 Einleitung

Im Standardmodell der Teilchenphysik können Zerfallswahrscheinlichkeiten und entsprechende Verzweigungsverhältnisse berechnet werden. Diese Vorhersagen werden experimentell überprüft, um die theoretische Beschreibung zu testen und um nach Abweichungen, die gegebenenfalls durch neue physikalische Prozesse hervorgerufen werden, zu suchen. Mit Hilfe der vielen B-Mesonen, die mit dem LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) produziert werden, können selbst seltene Zerfälle des B-Mesons mit hoher Präzision gemessen werden.

Das LHCb-Experiment ist neben ALICE, ATLAS und CMS eines der vier großen Experimente die am LHC betrieben werden. Hauptziel des Experimentes ist die Vermessung der CP-Verletzung in Zerfällen von B-Mesonen, sowie Präzisionsmessungen von Zerfällen von Hadronen mit b- und c-Quarks. Unter CP-Symmetrie versteht man die Invarianz eines physikalischen Prozesses unter gleichzeitiger Ladungs- und Raumspiegelung. Die CP-Symmetrie kann im Standardmodell verletzt werden, wenn Teilchen über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Die CP-Verletzung ist im Standardmodell durch den CKM-Mechanismus beschrieben, der experimentell bestätigt wurde. Die im Standardmodell beschriebene CP-Verletzung reicht jedoch nicht aus, um das Verhältnis von Materie zu Antimaterie im Universum zu beschreiben. Beim LHCb-Experiment wird durch genaue Vermessung von B-Zerfällen nach Abweichungen vom Standardmodell gesucht, die möglicherweise durch neue CP-verletzende Effekte erzeugt werden.

In der folgenden Arbeit wird der Zerfallskanal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ untersucht. Das Ziel ist dabei die präzise Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses. Mit Hilfe des Verzweigungsverhältnisses können zukünftige Messungen den hier gemessenen Zerfall als Referenzkanal verwenden. Insbesondere kann der sehr ähnliche, aber wesentlich seltenere, Pinguin-Zerfall $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+ \pi^+ \pi^-$ relativ zum Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ gemessen werden.

In dieser Arbeit wird zunächst eine kurze Einführung der Grundlagen des Standardmodells gegeben, welche in Abschnitt 2 zu finden ist. Das LHCb-Experiment, sowie der Detektor und seine Komponenten, werden im Anschluss in Abschnitt 3 beschrieben und danach werden die Daten und deren Selektion in Abschnitt 4 vorgestellt. Im Hauptteil der Arbeit wird zunächst das Zerfallsverhältnis relativ zum Referenzkanal $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ bestimmt. Anschließend wird durch Multiplikation des PDG Wertes für den Referenzkanal das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)$ ermittelt. Die Vorgehensweise,

welche in Abschnitt 5 beschrieben wird, gliedert sich dabei in zwei Teile. Zum einen in die Untersuchung von Untergrundzerfällen, welche in dieser Arbeit behandelt werden, zum anderen in die Anpassung von Simulationsdaten an die Messdaten, welche in einer parallelen Arbeit von D. Richter [1] durchgeführt wurde. Eine Diskussion der systematischen Fehlerquellen wird in Abschnitt 6 durchgeführt.

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine umfassende Beschreibung der Elementarteilchen und deren Wechselwirkung, bis auf die Gravitation[2]. Aufgrund der großen Anzahl am LHC erzeugter B-Mesonen, können auch die Vorhersagen sehr seltener Zerfälle überprüft werden, wobei noch keine Abweichung zum Standardmodell gefunden wurde.

2.1 Teilchen und Wechselwirkung

Das Standardmodell unterscheidet zwischen den Bausteinen der Materie und den Austauschteilchen der Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Die Bestandteile der Materie sind die Fermionen, welche immer Spin $\frac{1}{2}$ tragen. Die Austauschteilchen werden auch Eichbosonen genannt. Im Standardmodell werden drei Formen der Wechselwirkung beschrieben. Am längsten ist die elektromagnetische Wechselwirkung bekannt, deren Austauschteilchen das Photon ist. Sie wirkt zwischen allen elektrisch geladenen Teilchen und bindet unter anderem Elektronen an Atomkerne. Die schwache Wechselwirkung ist verantwortlich für den radioaktiven β -Zerfall. Nur schwache Zerfälle können den Quark-Flavour ändern. Die Austauschteilchen dieser Wechselwirkung sind die W^\pm - und Z-Bosonen. Die starke Wechselwirkung beschreibt die Bindung von Quarks in Hadronen. Da sie immer stärker wird je weiter zwei durch die starke Kraft gebundene Teilchen voneinander entfernt werden, sorgt sie dafür, dass es keine freien Quarks geben kann. Außerdem hält sie Neutronen und Protonen in Atomkernen zusammen und überwindet dort die elektromagnetische Abstoßung zwischen den Protonen. Die zugehörigen Austauschteilchen sind acht Gluonen, welche verschiedene Kombinationen von Farbladungen tragen. Anders als elektrische Ladung tritt Farbladung in drei Varianten auf, den Farben. Diese werden konventionell mit rot, blau und grün bezeichnet. Auch jedes Quark in einem Hadron besitzt eine Farbe und jedes Antiquark eine Antifarbe. Nach außen hin muss jedes Hadron weiß

2.2 Der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$

Der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ kann über viele verschiedene Zwischenzustände stattfinden. Dabei sind alle Zerfälle der Art $B^+ \rightarrow J/\psi X$ im Signalkanal enthalten, wobei X einen beliebigen Zwischenzustand bezeichnet, der in $K^+ \pi^+ \pi^-$ weiter zerfällt. Am häufigsten tritt der Zerfall über das $K_1^+(1270)$ -Meson auf. Das zugehörige Feynman-Diagramm des Zerfalls ist in Abbildung 2.2 abgebildet. Die Feynman Diagramme anderer Zwischenzustände

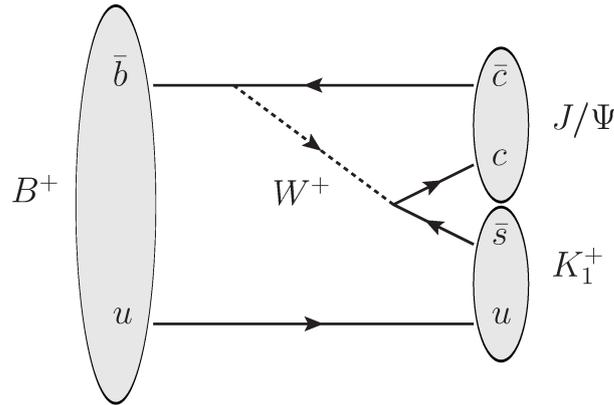


Abbildung 2.2: Feynman Diagramm des Zerfalls $B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+$. Das K_1^+ -Meson zerfällt weiter in $K^+ \pi^+ \pi^-$, wobei zusätzliche Zwischenzustände möglich sind, und das J/ψ -Meson zerfällt in $\mu^+ \mu^-$. Erstellt mit [4].

sehen vergleichbar aus. Dabei wurden die dominanten $K\pi\pi$ -Zwischenzustände des Signalkanals und deren Beitrag zum Verzweungsverhältnis von der Belle Kollaboration bestimmt und sind in Tabelle 1 zu sehen[5]. Hier wird auch deutlich, dass der direkte Zerfall in den Endzustand ebenfalls möglich ist, jedoch lediglich einen kleinen Teil am gesamten Verzweungsverhältnis ausmacht. In der Tabelle addieren sich alle Zwischenzustände und die Interferenzterme, welche auch negativ sein können und hier nicht angegeben sind, zu eins. Insgesamt erkennt man, dass die Zerfälle über das $K_1^+(1270)$ -Meson den Signalkanal dominieren.

Der Referenzkanal $B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)}$, in welchem das J/ψ -Meson über ein $\psi(2S)$ -Meson entsteht, ist kein Bestandteil des Signalkanals. Das Feynman-Diagramm des Referenzkanals sieht dabei äquivalent zu Abbildung 2.2 aus, anstelle des J/ψ -Mesons entsteht das $\psi(2S)$ -Meson und anstelle eines $K_1^+(1270)$ -Mesons entsteht ein Kaon. Der Quarkinhalt von J/ψ und $\psi(2S)$, bzw von $K_1^+(1270)$ und K^+ , ist identisch. Da die Mesonen J/ψ und $\psi(2S)$ aus einem $c\bar{c}$ -Paar bestehen, spricht man auch von Charmonium-

Resonanzen. Abgesehen von J/ψ sind weitere denkbare Charmonium-Resonanzen nicht im Signalkanal enthalten. Das J/ψ -Meson wird sowohl für den Signalkanal, als auch für den Referenzkanal, über den Zerfall in zwei Myonen nachgewiesen.

Tabelle 1: Dominante Resonanzen des Zerfalls $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$

Zerfallskanal	Anteil am Zerfall
prompter Zerfall	$0.152 \pm 0.013 \pm 0.028$
$K_1(1270) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0.232 \pm 0.017 \pm 0.058$
$K_1(1270) \rightarrow K\rho$	$0.383 \pm 0.016 \pm 0.036$
$K_1(1400) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0.223 \pm 0.026 \pm 0.036$
$K^*(1410) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0.047 \pm 0.016 \pm 0.015$
$K_2^*(1430) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0.088 \pm 0.011 \pm 0.011$
$K_2^*(1980) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0.0739 \pm 0.0073 \pm 0.0095$
$K_2^*(1980) \rightarrow K\rho$	$0.0613 \pm 0.0058 \pm 0.0059$
$K(1600) \rightarrow K\rho$	$0.0424 \pm 0.0062 \pm 0.0110$

3 Das LHCb-Experiment

Das LHCb Experiment ist eines von vier großen Experimenten am LHC des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf. Im LHC werden zwei Teilchenstrahlen gegenläufig beschleunigt und bei Energien von 7 TeV zur Kollision gebracht. Hauptsächlich werden Proton-Proton Kollisionen erzeugt, wobei für einige Messungen auch Blei-Blei Kollisionen verwendet werden.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ist ein Ringbeschleuniger mit einem Umfang von ca. 27 km. Teilchen müssen bereits vorbeschleunigt in den LHC geschossen werden, damit sie von ihm gespeichert werden können. Die schematische Anordnung der Beschleuniger und der Experimente ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Der LHC hat seinen Betrieb im November 2009 aufgenommen.

Im LHC werden Strahlen aus 2808 Proton-Paketen mit je 10^{11} Protonen gegenläufig beschleunigt und an den Standorten der Experimente zur Kollision gebracht. Für pp -Kollisionen ist dabei eine Schwerpunktennergie von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV geplant. Die Pakete

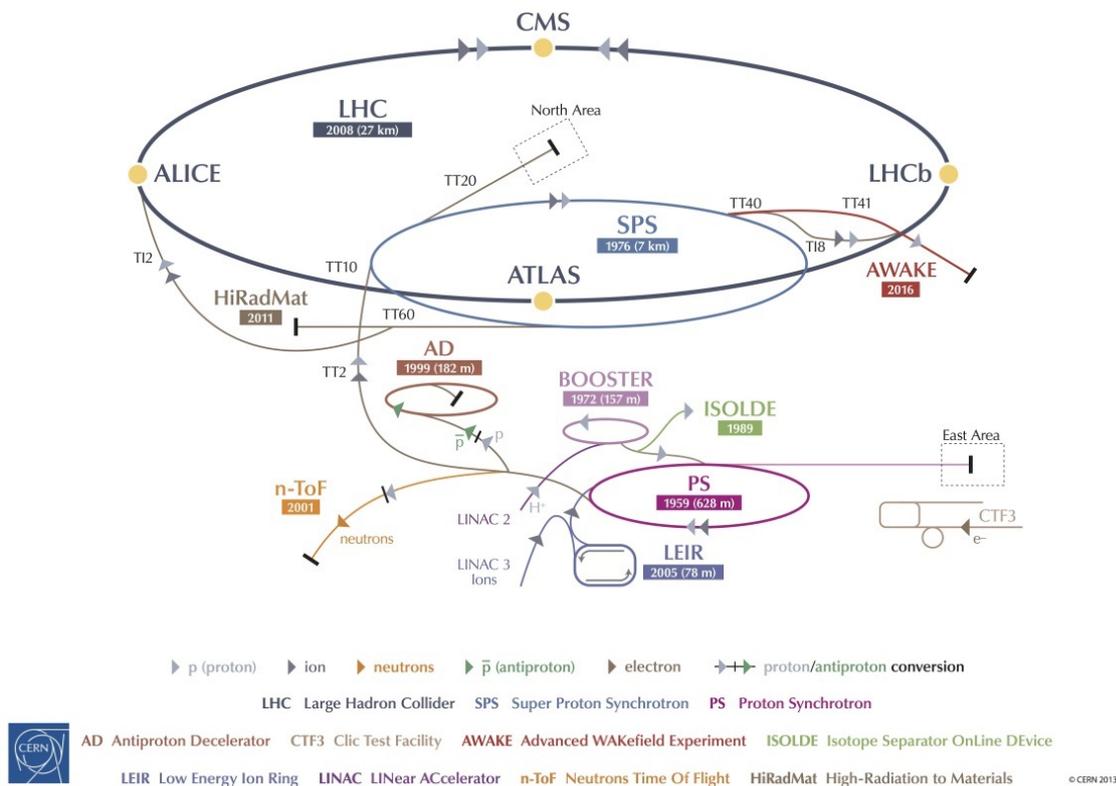


Abbildung 3.1: Der LHC sowie seine Vorbeschleuniger und die Position der vier großen Experimente. Entnommen aus [6]

treffen sich mit einer Rate von 40 MHz, wobei im Mittel 20 pp -Kollisionen stattfinden. Hierdurch kann eine instantane Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erzielt werden [7, 8].

3.2 Der LHCb Detektor

Der Fokus des Detektors liegt auf der Erkennung von B-Mesonen. Diese weisen bei ihrer Entstehung einen hohen Impuls in Strahlrichtung auf, weshalb sich ein Vorwärtsspektrometer als Detektor eignet. Eine Skizze der Anordnung der verschiedenen Detektorbereiche ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Um ein Teilchen mit dem Detektor zu rekonstruieren, sind verschiedene Informationen nötig. Zum einen muss die Flugbahn des Teilchens bekannt sein, wofür verschiedene Spurdetektoren zuständig sind, zum anderen muss bestimmt werden, um welches Teilchen es sich handelt. Die Teilchenidentifikation wiederum ist verbunden mit der Bestimmung des Impulses. Außerdem muss aufgrund der hohen Ereignisrate ein Trigger frühzeitig darüber entscheiden, ob ein Ereignis von Interesse ist oder nicht.

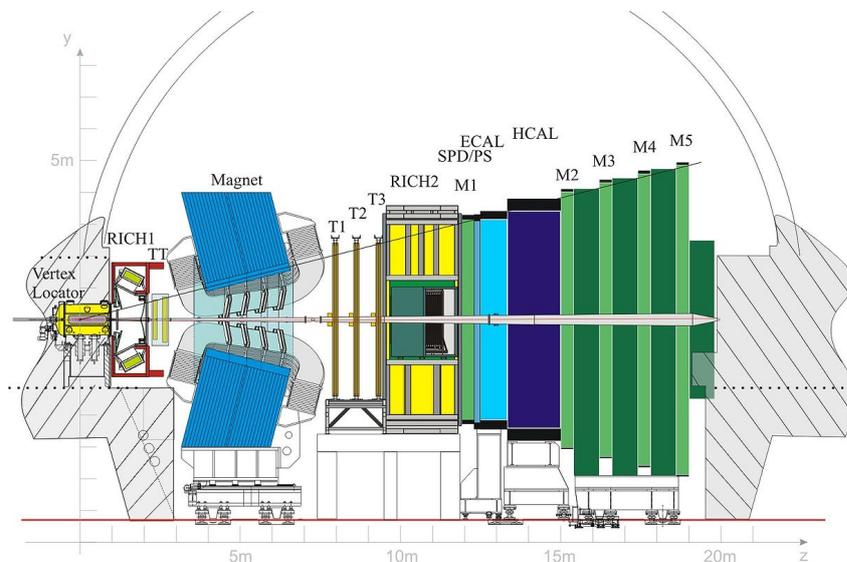


Abbildung 3.2: Die Komponenten des LHCb Detektors. Entnommen aus [9]

3.2.1 Spurrekonstruktion

An der Rekonstruktion der Teilchenspur sind drei verschiedene Bestandteile des Detektors beteiligt. Der VELO (**V**ertex **L**ocator), der TT (**T**racker **T**uricensis) sowie die Hauptspurkamern, bestehend aus den drei Stationen T1-T3. Die Hauptspurkammer befindet sich hinter einem Dipolmagneten, welcher ein Magnetfeld entlang der y -Achse erzeugt. Elektrisch geladene Teilchen werden durch das Feld innerhalb der (x, z) -Ebene abgelenkt. Aus der Stärke der Ablenkung lässt sich der Impuls des Teilchens rekonstruieren.

VELO

Der VELO ist um den Kollisionspunkt herum aufgebaut und dient dazu, die primären Vertizes der Kollision sowie die nahegelegenen Sekundärvertizes der B- und D-Meson-Zerfälle zu rekonstruieren. Er besteht aus mehreren Modulen, die wiederum aus je zwei halbkreisförmigen Siliziumstreifendetektoren bestehen. Jedes Modul misst den Abstand zur Strahlachse r , sowie den Winkel zwischen Flugbahn und Strahlachse Φ [9].

Tracker Turicensis

Der TT ist hinter dem VELO und direkt vor dem Magneten angeordnet. Er besteht aus vier Schichten Siliziumstreifendetektoren, welche leicht gegeneinander gedreht sind.

Aufgrund dieser Drehung wird eine Messung der y -Koordinate möglich. Die erreichte Auflösung des TT beträgt $50\mu m$ in x -Richtung [9]. Da er sich direkt vor dem Magneten befindet, werden außerdem niederenergetische Teilchen bereits durch das Streufeld abgelenkt, wodurch ihr Impuls bestimmt werden kann. Später ist eine Impulsbestimmung dieser niederenergetischen Teilchen nicht mehr möglich, da die Ablenkung beim Passieren des Magneten so groß ist, dass die Hauptspurkammern die Teilchen nicht mehr erfassen.

Hauptspurkammern

Die Hauptspurkammern bestehen aus den drei Stationen T1-T3 und steht direkt hinter dem Magneten. Wie der Tracker Turicensis besteht er aus vier Schichten, die leicht gegeneinander gedreht sind. Da der Teilchenfluss nahe der Strahlachse wesentlich größer ist, muss der Detektor an dieser Stelle eine bessere räumliche und zeitliche Auflösung besitzen. Deshalb besteht jede Station aus einem Inner Tracker(IT), welcher nahe des Teilchenstrahls liegt und einem Outer Tracker(OT), welcher den Bereich mit größerem Abstand zur Strahlachse abdeckt. Der IT besteht wie der TT aus Siliziumstreifendetektoren und besitzt ebenfalls eine Auflösung von $50\mu m$. Der OT besteht aus Driftröhrchen mit einem $AR - CO_2$ Gasgemisch, welches eine kurze Driftzeit garantiert[9].

3.2.2 Teilchenidentifikation

Bei einer Kollision entstehen viele verschiedene Teilchen. Für die Identifikation verwendet LHCb drei Detektoren. Für geladene Hadronen schließen zwei RICH-Detektoren (**R**ing-**I**maging-**C**herenkov-**D**etektoren) auf die Identität des Teilchens. Mit Hilfe des Kalorimetersystems können Photonen, Elektronen und Hadronen identifiziert werden. Myonen, welche ungehindert durch alle anderen Detektoren fliegen, werden in den Myonenkammern rekonstruiert. Aufgrund der Teilchenhypothese wird dem Teilchen die Masse zugewiesen, die von der PDG (**P**article **D**ata **G**roup)[10] für dieses Teilchen bestimmt wurde. Daher spricht man auch von einer Massenhypothese.

RICH

Wenn geladene Teilchen ein Medium mit Brechungsindex n durchqueren und ihre Geschwindigkeit v dabei größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $c' = \frac{c}{n}$ in diesem Medium, so

emittiert es Photonen in einem bestimmten Winkel. Dabei gilt:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (1)$$

Diesen Effekt nennt man Cherenkoeffekt. Misst man mit RICH Detektoren den Cherenkov Winkel θ_C , so kann daraus die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt werden. Zusammen mit der Impulsmessung kann die Masse und damit die Identität des Teilchens ermittelt werden. Da das Impulsspektrum der entstehenden Teilchen sehr groß ist, verwendet LHCb zwei RICH-Detektoren aus Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex[9].

Kalorimeter

Für die Unterscheidung zwischen Photonen, Elektronen und Hadronen sowie die Messung ihrer Energie sind verschiedene Kalorimeter zuständig. Diese setzen sich zusammen aus einem SPD(**S**cintillating Pad Detector), dem PS(**P**re **S**hower)-Detektor, sowie dem ECAL(**E**lectromagnetic **C**alorimeter) und dem HCAL(**H**adronic **C**alorimeter). Im SPD werden nur geladene Teilchen registriert, wodurch Elektronen registriert werden, Photonen aber nicht. Hinter dem SPD befindet sich eine 12mm dicke Bleiplatte, in welcher elektromagnetische Schauer ausgelöst werden. Diese werden dann zunächst im PS identifiziert, um sie von den erst später einsetzenden hadronischen Schauern zu unterscheiden. Im ECAL befinden sich abwechselnd Bleischichten und Szintillatoren in denen die elektromagnetischen Schauer vermessen werden. Das HCAL ist ähnlich aufgebaut wie das ECAL, jedoch werden Eisenplatten statt des Bleis verwendet.

Myonenkammern

Die Myonenkammern M1-M5 befinden sich am Ende des Detektors, wobei M1 noch vor dem Kalorimetersystem liegt, um eine bessere Richtungsrekonstruktion der Myonen zu gewährleisten. M2-M5 befinden sich hinter dem Kalorimetersystem. Zwischen den Kammern befinden sich 80 cm dicke Eisenplatten, um hadronische Teilchen zu absorbieren. Die Eisenplatten, zusammen mit den Kalorimetern, unterdrücken Hadronen dabei über 20 Absorptionslängen, sodass am Ende fast nur Myonen in die letzte Myonkammer gelangen. Da Myonen in vielen Endzuständen der vom LHCb-Experiment untersuchten Zerfälle vorhanden sind ist ihre eindeutige Rekonstruktion sehr wichtig.

3.2.3 Trigger

Am LHC kreuzen sich die Pakete mit einer Rate von 40MHz. Da nicht alle Daten gespeichert werden können, muss ein Triggersystem darüber entscheiden, welche Ereignisse interessant sind und welche nicht. Dies geschieht in zwei Schritten. Zunächst verarbeitet der Level0-Trigger (L0) Informationen aus den Kalorimetern, Myonenkammern und dem VELO. Der L0-Trigger ist hardwarebasiert, das heißt mittels Elektronik implementiert. Die Datenrate kann durch diesen Trigger auf etwa 1 MHz reduziert werden. Im Anschluss reduzieren zwei softwarebasierte HLT(**H**igh **L**evel **T**riger) die Datenrate auf etwa 2 kHz. Die beiden Stufen HLT1 und HLT2 haben dabei Zugriff auf alle von Spektrometer aufgenommenen Daten. Der HLT2 verwendet bereits eine fast vollständige Rekonstruktion [9].

3.2.4 Teilchenrekonstruktion

Da die schnell zerfallenden B-Mesonen nicht gemessen werden können, müssen diese durch ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Hierzu müssen zunächst alle Teilchen gefunden werden, die aus dem Zerfallsvertex kommen. Können diese dann erfolgreich identifiziert und ihr Impuls gemessen werden, so lässt sich ihre invariante Masse¹ bestimmen.

4 Datensätze und Selektion

Für die Analyse werden neben den aufgenommenen Daten auch Simulationsdaten verwendet. Die Datensätze werden einer Selektion unterzogen, um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Im folgenden Kapitel wird erläutert, welche Datensätze verwendet wurden und welche Auswahlkriterien benutzt werden.

4.1 Verwendete Datensätze

Die verwendeten Messdaten wurden 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und 2012 mit $\sqrt{s} = 8$ TeV am LHC aufgenommen[11]. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von 3 fb^{-1} . Des Weiteren wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, um

¹Für Teilchen mit Viererimpuls \mathcal{P} gilt: $m = \sqrt{(\sum_{n=1}^N \mathcal{P}_n)^2}$

die Effizienz des Detektors und der Schnitte zu bestimmen, sowie „peakenden“ Untergrund² zu erkennen.

Stripping

Die verwendeten Daten sind bereits grob vorselektiert, um die Datenmenge gering zu halten und die Geschwindigkeit zu erhöhen mit denen die Daten verarbeitet werden. Diese grobe Selektion wird als Stripping bezeichnet. Dabei wurde der Datensatz aus der Stripping-Linie $B \rightarrow X\mu\mu$ extrahiert, das heißt es werden zunächst alle Zerfälle von B-Mesonen mit zwei Myonen im Endzustand betrachtet. Für die Daten von 2011 wurde dabei die Version Stripping20r1 verwendet und für die Daten von 2012 wurde Stripping20r0p1 genommen. Diese Datensätze erfüllen die in Tabelle 2 gezeigten Bedingungen. Die Bedeutung dieser Schnitte³ wird im Rahmen der kompletten Selektion in Unterabschnitt 4.2 erklärt.

Tabelle 2: Verwendete Schnitte durch das Stripping

Variable	Bedingung
$m(B)$	$\in [4600, 7000]\text{MeV}$
$\chi_{Vtx}^2/nDoF(B)$	< 8
$\chi_{FD}^2(B)$	> 121
$\chi_{IP}^2(B)$	< 16
$DIRA(B)$	> 0.9999
$\chi_{Vtx}^2/nDoF(\mu\mu)$	< 12
$\chi_{FD}^2(\mu\mu)$	> 9
$\Delta\ln\mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$	> -3
$\chi_{Spur}^2/nDoF$	< 5
$\chi_{IP}^2(Spuren)$	> 9

Simulierte Daten

In Monte-Carlo-Simulationen werden nacheinander einzelne Zerfälle simuliert. Hierzu wird ein Ereignisgenerator, Phytia, verwendet, der die einzelnen Zerfälle gemäß der theoreti-

²Als „peakender“ Untergrund werden Untergrundereignisse bezeichnet, die sich an der Stelle eines zu messenden Signals anhäufen. In dieser Arbeit handelt es sich um Zerfälle, die nicht zum zu messenden Zerfallskanal gehören, jedoch aus dem gleichen Elternteilchen stammen und von der Selektion nicht erfasst werden.

³Schnitte sind eindimensionale Auswahlkriterien

schen Vorhersage des Standardmodells erzeugt. Des Weiteren werden verschiedene Detektoreigenschaften, wie die verwendeten Materialien und deren Absorptionseigenschaften berücksichtigt. Dies ermöglicht, die Effizienz des Detektors für einen bestimmten Zerfall zu bestimmen. Zusätzlich können andere Zerfallskanäle simuliert werden, um deren Einfluss auf ein Signal zu bestimmen. Hierdurch lässt sich der Untergrund in einem Zerfallskanal analysieren. Die verwendeten Monte-Carlo-Datensätze sind in Tabelle 3 zu sehen.

Tabelle 3: Auflistung der verwendeten Monte-Carlo Simulationsdateien

Zerfallskanal	Generierte Ereignisse
$B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$	1032495
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	2093236

Der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$ mit dem Zerfall $K_1^+(1270) \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ simuliert dabei das Signalkanal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^+\pi^-$. Der Zerfall $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ wird als Referenzkanal benutzt.

4.2 Selektion

Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu optimieren, werden verschiedene Schnitte angebracht. Hierfür betrachtet man kinematische Variablen, die Wahrscheinlichkeit der Teilchenhypothesen und die Güte der Spurrekonstruktion. Die komplette Selektion ist in Tabelle 5 zu sehen. Des Weiteren werden härtere Triggerbedingungen verlangt, sodass mehr als ein Trigger beim gleichen Ereignis das Signal akzeptieren muss. Die Triggerbedingungen sind in Tabelle 4 aufgelistet. Alle Trigger Entscheidungen dienen dazu, die zwei Myonen im Endzustand des Zerfalls zu finden. Dabei müssen der L0 und die HLT1 und HLT2 Trigger jeweils die Erkennung der Myonen bestätigen. Eine detaillierte Beschreibung der Triggerbedingungen kann in [12] nachgelesen werden.

Die Vorselektion diene als Orientierung und stammt aus einer Analyse der nicht resonanten Pinguin-Zerfälle $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$ und $B^+ \rightarrow \Phi K^+\mu^+\mu^-$ [13]. Aufgrund des gleichen Endzustandes eignet sich die dort verwendete Selektion als Anhaltspunkt. Im Gegensatz zu den Schnitten des Strippings ist die Vorselektion nicht auf den Datensatz angewendet, und die Bedingungen können aufgelockert oder entfernt werden. Ausgehend von der Vorselektion wurde die Selektion angepasst, um mit der finalen Selektion ein

Tabelle 4: Triggerbedingungen

Trigger Level	Trigger Entscheidung
L0	L0Muon
HLT1	Hlt1TrackAllL0 \vee Hlt1TrackMuon
HLT2	Hlt2Topo[2,3,4]BodyBBDT \vee Hlt2TopoMu[2,3,4]BodyBBDT \vee Hlt2SingleMuon \vee Hlt2DiMuonDetached

bestmögliches Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erreichen. Dabei haben die Schnitte folgende Bedeutung:

Um Signalereignisse zu erhalten, wird zunächst die rekonstruierte invariante Masse des B-Mesons um die tatsächliche Masse eingeschränkt. Das gleiche wird auch für das J/ψ -Meson durchgeführt, wofür die invariante Masse der beiden Myonen betrachtet wird.

Um kombinatorischen Untergrund zu minimieren, betrachtet man, mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich bei einem Teilchen um das Teilchen x handelt. Dies wird durch die *Likelihood* (dt: Wahrscheinlichkeit) $\mathcal{L}(x)$ ausgedrückt. Zur Bestimmung der Likelihood werden die Informationen der Spurrekonstruktion, Teilchenidentifikation und der Energiemessung herangezogen, welche durch die in Unterabschnitt 3.2 beschriebenen Detektoren bestimmt werden. Vergleicht man die Teilchenhypothese mit einer anderen, so verrät die Differenz

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{xy} = \ln \mathcal{L}_x - \ln \mathcal{L}_y \quad (2)$$

welche Hypothese wahrscheinlicher ist. Standardmäßig wird die Wahrscheinlichkeit relativ zur Wahrscheinlichkeit, dass es sich um ein Pion handelt, gemessen. Zusätzliche Schnitte sind hier insbesondere bei Kaonen und Pionen erforderlich, da diese schwer zu unterscheiden sind. Da auf dem Datensatz bereits eine Teilchenhypothese besteht wird auch die Notation $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(Y)$ verwendet um die Wahrscheinlichkeit des als Y rekonstruierten Teilchens zu beschreiben.

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund zu minimieren, bilden die Variablen der Spurrekonstruktion. Bei dieser werden Linien an die Treffer in den Detektorlagen angepasst, deren Qualität durch den χ_{Spur}^2 Wert beschrieben wird. Der reduzierte Wert $\chi_{Spur}^2/nDoF^4$ sollte dabei klein sein. Das gleiche Prinzip wird auch auf die Vertex Rekonstruktion an-

⁴nDoF bezeichnet die Anzahl an Freiheitsgraden

Tabelle 5: Verwendete Schnitte

Variable	Vorselektion	Finale Selektion
$m(\text{B})$	$\in [5200, 5600]\text{MeV}$	$\in [5200, 5600]\text{MeV}$
$\chi_{Vtx}^2/nDoF(\text{B})$	< 5	< 4.1
$\chi_{FD}^2(\text{B})$		> 550
$\chi_{IP}^2(\text{B})$		< 12
$DIRA(\text{B})$		> 0.99997
$\tau(\text{B})$		$> 0.25ps$
$p_t(\text{B})$		$> 890\text{MeV}$
$m(\mu\mu)$	$\in [3037, 3157]\text{MeV}$	$\in [3037, 3157]\text{MeV}$
$\chi_{Vtx}^2/nDoF(\mu\mu)$	< 12	< 12
$\chi_{FD}^2(\mu\mu)$	> 9	> 9
$\Delta\ln\mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$	> 0	> -3
$\Delta\ln\mathcal{L}_{K\pi}(\text{K})$	> 3.5	> 3.4
$\Delta\ln\mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$	< 14	< 14.4
$\Delta\ln\mathcal{L}_{K\pi}(\text{K}) - \Delta\ln\mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$	> 10	> 10
$\chi_{Spur}^2/nDoF$	< 5	< 5
χ_{IP}^2		> 10
$p_t(\text{K}, \pi)$		$> 100 \text{ MeV}$
$m(\text{J}/\psi \text{K}\pi)$		$\neq m(\text{B}^0)_{\text{PDG}} \pm 60 \text{ MeV}$
$m(\text{J}/\psi \pi\pi)$		$m(\psi(2S))_{\text{PDG}} \pm 60 \text{ MeV}$

gewendet, deren Güte durch χ_{Vtx}^2 beschrieben wird. Die Qualität der Bestimmung der Fluglänge, und somit der Lebensdauer des Teilchens, wird mit χ_{FD}^2 berücksichtigt.

Um zu garantieren, dass das B-Meson aus dem Primärvertex stammt, werden zwei Variablen betrachtet. Zum einen der Impact-Parameter, dessen Güte durch χ_{IP}^2 ausgedrückt ist und welcher die minimale Distanz zwischen Spur und Vertex festlegt. Zum anderen sorgt der Schnitt auf die Lebensdauer τ des B-Mesons dafür, prompte Zerfälle, also Zerfälle direkt aus dem Primärvertex, zu unterdrücken. Außerdem wird verlangt, dass der Kosinus des Winkels zwischen rekonstruiertem Impuls und rekonstruierter Spur, der *DIRA*, ungefähr 1 ist und somit beide Variablen miteinander vereinbar sind. Dies wäre nicht der Fall, wenn eine Spur vor dem Magnet einer falschen hinter dem Magneten zugeordnet wird.

Die Schnitte auf Impuls p und Transversalimpuls p_t der Tochterteilchen werden angewendet, weil das B-Meson eine viel höhere Ruhemasse hat als die Zerfallsprodukte. Da das B-Meson zudem einen Vorwärtsboost hat, ist es unwahrscheinlich, wenngleich möglich,

dass einzelne Zerfallsprodukte einen sehr geringen Impulsanteil aufweisen. Der Schnitt auf den Transversalimpuls des B-Mesons wird angewendet, weil geringe Transversalimpulse seltener sind.

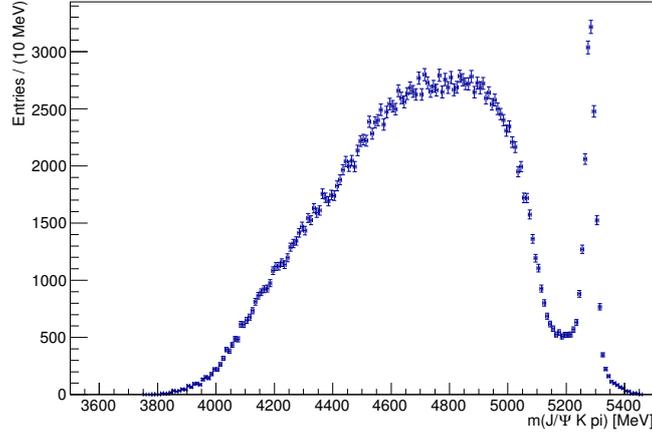


Abbildung 4.1: Graph der invarianten Masse von $J/\psi K^+ \pi^-$. Der Peak befindet sich bei der Masse des B^0 -Mesons.

Zuletzt müssen noch Ereignisse aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K \pi$ durch ein Veto auf die invariante Masse der Zerfallsprodukte ausgeschlossen werden. Dieser Zerfall kann im Signalkanal enthalten sein, wenn die Zerfallsprodukte mit einem nicht zum Zerfall gehörenden Pion, welches zufällig alle anderen Kriterien erfüllt, falsch rekonstruiert werden. Um diesen Einfluss zu überprüfen, wird in Abbildung 4.1 die invariante Masse $m(J/\psi K^+ \pi^-)$ für die Teilchen gezeigt, welche für den Signalzerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ gehalten werden. Die breite, kontinuierliche Struktur entspricht der erwarteten Verteilung ohne Bz -Zerfälle. Der Peak bei $m(J/\psi K^+ \pi^-) = m(5280)$, der B^0 -Masse, zeigt die Ereignisse, die nur mit einem zufälligem Pion für ein Signalereignis gehalten werden. Um diesen Zerfall auszuschließen wird ein Veto-Schnitt auf die invariante $J/\psi K^+ \pi^-$ -Masse verwendet und Ereignisse im Bereich von ± 60 MeV um die tatsächliche Masse des B^0 -Mesons ausselektiert.

Auf die gleiche Weise werden auch Signalkanal und Referenzkanal voneinander getrennt, wobei der Referenzkanal $B^+ \rightarrow (J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)} K^+$ nur Ereignisse enthält, in denen $m(J/\psi \pi \pi) = m(\psi(2S)) \pm 60$ MeV gilt und Umgekehrt diese Ereignisse aus dem Signalkanal entfernt werden. Diese Selektion wird in Abbildung 4.2 durch zwei schwarze Linien angedeutet. Ebenfalls erkennt man den in der Abbildung den Signalkanal, welcher dem großen, grünen Bereich entspricht. Die schwach erkennbare Anhäufung bei

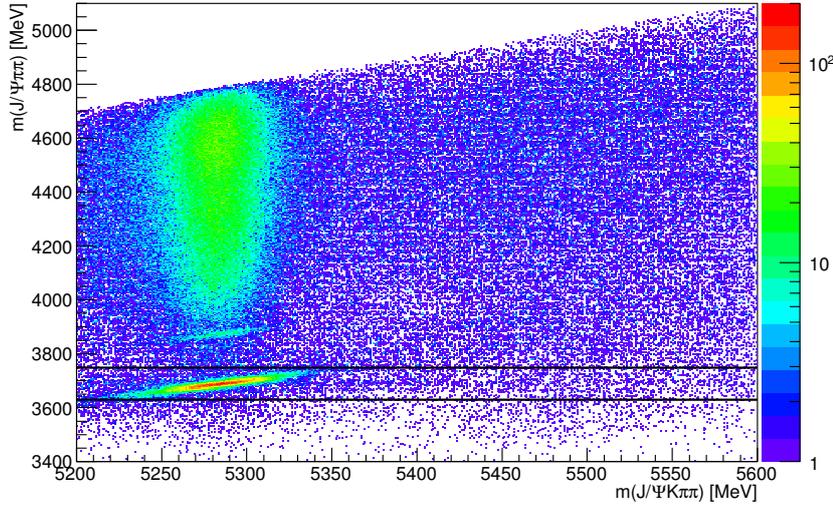


Abbildung 4.2: Dalitzplot der invarianten $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -Masse gegen die rekonstruiert Masse des B^+ -Mesons. Der große, grüne Bereich bei $m(J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-) \approx 5280$ MeV bildet den Signalkanal. Das starke Signal bei $m(J/\psi \pi^+ \pi^-) \approx 3700$ MeV = $m(\psi(2S))$ bildet den Referenzkanal. Die schwarzen Linien kennzeichnen das $\psi(2S)$ -Veto.

$m(J/\psi \pi \pi) \approx 3900$ MeV wird von der $X(3872)$ Resonanz gebildet, welche in Unterunterabschnitt 5.2.1 genauer behandelt wird.

5 Analyse

5.1 Methodik

Ziel der Messung ist es, das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)$ präzise zu bestimmen. Wollte man das Verzweigungsverhältnis direkt messen, so müsste bekannt sein, wie viele B-Mesonen während der Messung produziert wurden. Daher wird das Verzweigungsverhältnis relativ zu dem Referenzkanal $B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ bestimmt. Hierfür wird die Anzahl Ereignisse im Signal- bzw. Referenzkanal durch einen ungebinnten Maximum-Likelihood-Fit ermittelt. Diese Anzahl wird durch Untergründe beeinflusst, welche in Unterabschnitt 5.2 untersucht werden. Ebenso kann es vorkommen, dass zu einem physikalischen Ereignis verschiedene Rekonstruktionen den Anforderungen durch die Schmitte genügen. Dadurch entstehen mehrfache Kandidaten für ein Ereignis, die in Un-

terabschnitt 5.3 beschrieben sind.

Des Weiteren muss die Effizienz bekannt sein, mit der die Zerfallskanäle nachgewiesen werden. Die gesamte Effizienz ist dabei das Verhältnis der Effizienzen von Referenzkanal und Signalkanal: $\epsilon_{Ges} = \frac{\epsilon_{Ref}}{\epsilon_{Sig}}$. Die Effizienzen für die Kanäle setzen sich jeweils zusammen aus der Detektorakzeptanz, beschrieben durch ϵ^{Gen} sowie der Effizienz der Rekonstruktion, Selektion und der Triggerbedingungen, beschrieben durch $\epsilon^{Rek\&Sel\&Trig}$. Diese Effizienzen werden durch Monte-Carlo-Daten bestimmt und die Vorgehensweise wird in Unterabschnitt 5.4 erläutert.

Hat man alle diese Werte bestimmt, so erhält man über Gleichung 3 das Verzweungsverhältnis.

$$\mathcal{B}_{B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-} = \frac{N_{\text{Signalkanal}}}{N_{\text{Referenzkanal}}} \cdot \epsilon_{Gesamt} \cdot \mathcal{B}_{B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-}^{PDG} \quad (3)$$

Ungebinnter Maximum-Likelihood-Fit

Um aus einem Datensatz mit Messdaten \vec{X} die unbekannt Parameter $\vec{\lambda}$ einer gegebenen Verteilung $f(\vec{\lambda}; \vec{X})$ zu extrahieren wird in dieser Analyse das Verfahren des ungebinnten Maximum-Likelihood-Fits verwendet[14]. Dieses beruht auf dem Anpassen einer PDF(**P**robability **D**ensity **F**untion, *dt.*: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) $\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}_i)$ welche definiert ist durch die normierte Theorieverteilung:

$$\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}_i) = \frac{f(\vec{\lambda}; \vec{X}_i)}{\int f(\vec{\lambda}; \vec{X}'_i) d\vec{X}'_i} \quad (4)$$

Diese Funktion gibt, in Abhängigkeit vom Parameter $\vec{\lambda}$, die Wahrscheinlichkeit an, einen Wert \vec{X}_i eines einzelnen Events i innerhalb des Intervalls $\Delta\vec{X}_i$ zu messen. Die Wahrscheinlichkeit, mit den Parametern $\vec{\lambda}$ einen gegebenen Datensatz $\vec{X} = \bigcup_i \vec{X}_i$ zu messen, wird dann durch die Likelihood-Funktion \mathcal{L} ausgedrückt:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}; \vec{X}) = \prod_i \mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}_i) \quad (5)$$

Der Fitalgorithmus versucht dann durch Anpassung der Parameter $\vec{\lambda}$ die Wahrscheinlichkeit zu maximieren. Da hierbei jeder Messpunkt verwendet wird, muss keine Einteilung in Bins vorgenommen werden. Im Gegensatz zu Algorithmen die Bins benötigen bleiben

hier alle Informationen erhalten[14]. Die Fits selbst werden mit dem Softwarepaket *root* [15], sowie der *RooFit* Bibliothek [16] durchgeführt. Der Signalkanal wird mit Hilfe der rekonstruierten Masse des B-Mesons bestimmt. Die Verteilung der Masse wird dabei mit zwei sogenannten Crystal-Ball-Funktionen $\mathcal{C}(m)$ als Signalkomponente $\mathcal{S}(m)$, sowie einer Exponentialfunktion für den Untergrund $\mathcal{U}(m)$ beschrieben. Die Crystal-Ball-Funktion ist im Wesentlichen eine Gaussfunktion mit einer polynomiellen Flanke. Die Flanke beschreibt dabei Energieverluste durch Abstrahlung. Um Effekte der Detektorauflösung zu berücksichtigen, werden zwei Crystal-Ball-Funktionen verwendet. Die in *roofit* implementierte Crystal-Ball-Funktion hat dabei für $\alpha > 0$ die Form:

$$\mathcal{C}(m) = \begin{cases} e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\cdot\sigma^2}} & \text{falls } \frac{m-m_0}{\sigma} \geq -|\alpha| \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{m-m_0}{\sigma}\right)^{-n} \cdot e^{-0.5|\alpha|^2} & \text{falls } \frac{m-m_0}{\sigma} < -|\alpha| \end{cases} \quad (6)$$

Um zu vermeiden, dass der Referenzkanal durch den Signalkanal beeinflusst wird, kann der Referenzkanal in $m(J/\psi \pi\pi)$ gefittet werden. In dieser Masse bildet die rekonstruierte Masse des B^+ -Mesons keinen Peak und Ereignisse, die nicht aus dem Referenzkanal stammen, können durch eine Untergrundfunktion parametrisiert werden. Im Gegenzug ist in der invarianten $J/\psi \pi\pi$ -Masse jedoch keine Information über das Kaon des Endzustands enthalten. Um zu garantieren, dass das $\psi(2S)$ -Meson aus einem B^+ -Meson entstanden ist, wird daher zusätzlich ein Schnitt auf die Masse des B^+ -Mesons verwendet. Die PDF des Referenzkanals setzt sich aus zwei Crystal-Ball-Funktionen für die Signalkomponente und einem linearen Untergrund zusammen. Gleichung 7 zeigt das analytische Modell der Funktionen, für die spätere Verwendung als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wird noch eine Normierung benötigt.

$$\mathcal{S}_{\text{Signalkanal}}(m) = f_1 \cdot \mathcal{C}_1(m) + (1 - f_1) \cdot \mathcal{C}_2(m) \quad (7)$$

$$\mathcal{U}_{\text{Signalkanal}}(m) = e^{x \cdot \tau} \quad (8)$$

$$\mathcal{S}_{\text{Referenzkanal}}(m) = f_2 \cdot \mathcal{C}_1(m) + (1 - f_2) \cdot \mathcal{C}_2(m) \quad (9)$$

$$\mathcal{U}_{\text{Referenzkanal}}(m) = a_0 + a_1 \cdot m \quad (10)$$

Der Parameter f_1 und f_2 beschreiben das Verhältnis der beiden Crystal-Ball-Funktionen und nimmt einen Wert $f_1, f_2 \in [0, 1]$ an.

Die Funktionen werden mit einem ungebinnten Maximum-Likelihood-Fit an die Daten-

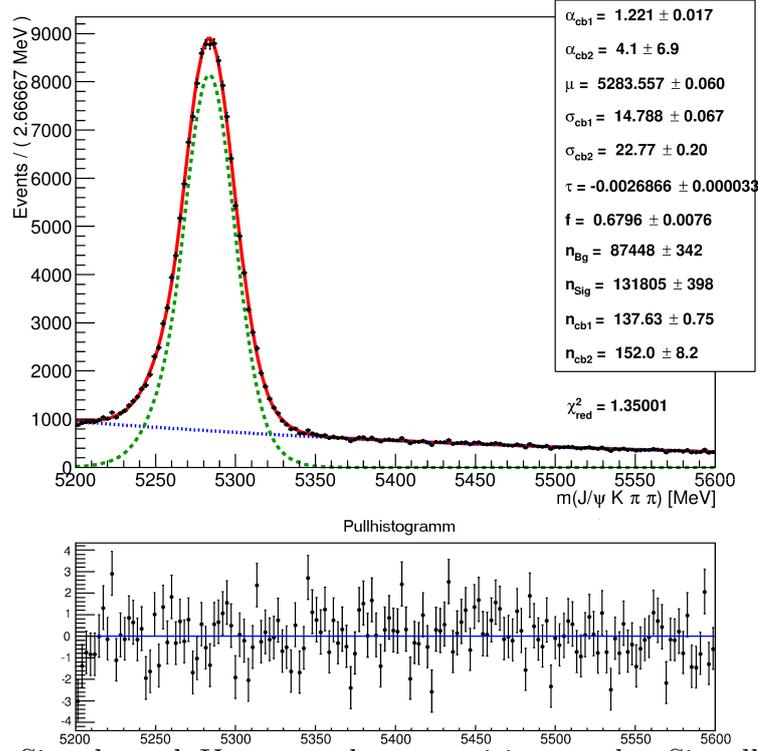


Abbildung 5.1: Signal- und Untergrundparametrisierung des Signalkanals(oben), sowie das zugehörige Pullhistogramm(unten). Die komplette Funktion wird durch die rote, durchgezogene Linie dargestellt. Die blaue, gepunktete Linie beschreibt den Untergrund und die grüne, gestrichelte Linie die Signalkomponente.

verteilung angepasst. Die verwendete Fitfunktion $\mathcal{P}(m)$ setzt sich jeweils aus der Signal- und Untergrundkomponente zusammen, es gilt:

$$\mathcal{P}(m) = \frac{N_{Sig} \cdot \mathcal{S}(m) + N_{Bkg} \cdot \mathcal{U}(m)}{\int N_{Sig} \cdot \mathcal{S}(m) + N_{Bkg} \cdot \mathcal{U}(m) dm} \quad (11)$$

In diesem Fall wird das Verhältnis zwischen Signal- und Untergrundkomponente durch zwei Parameter N_{Sig} und N_{Bkg} ausgedrückt, welche direkt die Anzahl Ereignisse in der Funktion angeben. Die Fitergebnisse sind in Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2 zu sehen. Zur Darstellung werden die Datenpunkte nach dem Fit in Bins eingeteilt. Für dieses Histogramm wird der χ_{red}^2 Wert der Fitfunktion berechnet. Ebenso wird das Pullhistogramm, also die Abweichung der Fitfunktion von den einzelnen Bins, geteilt durch deren Fehler, gezeigt. Die Pullverteilungen zeigt in beiden Fits nur geringe Abweichungen, wel-

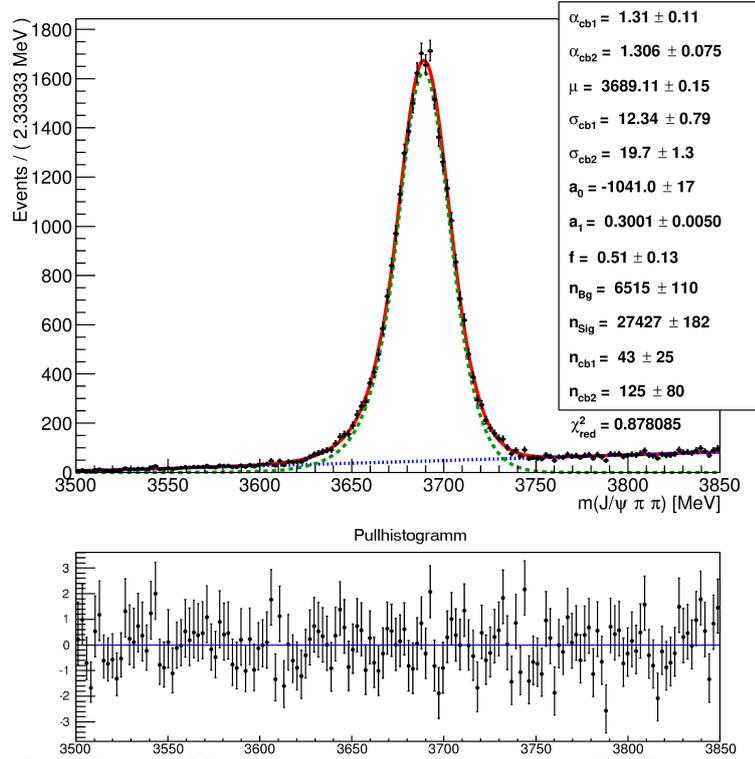


Abbildung 5.2: Signal- und Untergrundparametrisierung des Referenzkanals(oben), sowie das zugehörige Pullhistogramm(unten). Die komplette Funktion wird durch die rote, durchgezogene Linie dargestellt. Die blaue, gepunktete Linie beschreibt den Untergrund und die grüne, gestrichelte Linie die Signalkomponente.

che gleichmäßig um die Nulllinie verteilt sind. Das bedeutet, dass die Daten gut durch die gewählten Funktionen beschrieben werden. Auch der nachträglich ermittelte χ^2_{red} -Wert bestätigt die Güte der Anpassung. Aus den Fits ergeben sich daher für die Anzahl Ereignisse in Signal- und Referenzkanal:

- $N_{Signalkanal} = 131805 \pm 398$
- $N_{Referenzkanal} = 27427 \pm 182$

Trennung von Untergrund und Signal mit sWeights

Um Signal und Untergrund voneinander zu trennen, wird eine Gewichtung verwendet, die sWeight-Methode [17]. Der Vorteil der sWeight-Technik ist es, die Signal und Untergrundverteilung einer Variablen x aus einem Datensatz zu extrahieren, ohne diese zu

kennen oder parametrisieren zu müssen. Hierfür wählt man zunächst eine zu x unkorrelierte Variable y , welche als Kontrollvariable bezeichnet wird. In y müssen sich Signal und Untergrund voneinander unterscheiden lassen und gut zu parametrisieren sein. In dieser Analyse wird als Kontrollvariable die rekonstruierte Masse der B-Mesonen verwendet. Ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion durch einen Fit bestimmt, so lässt sich für jedes Ereignis ein Gewicht w_{Sig} berechnen, welches positive wie negative Werte annehmen kann. Dabei sind die Gewichte in der Signalregion positiv und in den von Untergrund dominierten Seitenbändern negativ. Werden die sWeights auf die Datenverteilung angewendet, so wird der Untergrund abgezogen und die Signalverteilung bleibt übrig. Ist man an der Untergrundverteilung interessiert, so lassen sich äquivalent auch Gewichte w_{Bkg} bestimmen. Die mit durch den Fit der B^+ -Masse in Abbildung 5.1 gewonnenen sWeights sind in Abbildung 5.3 zu sehen.

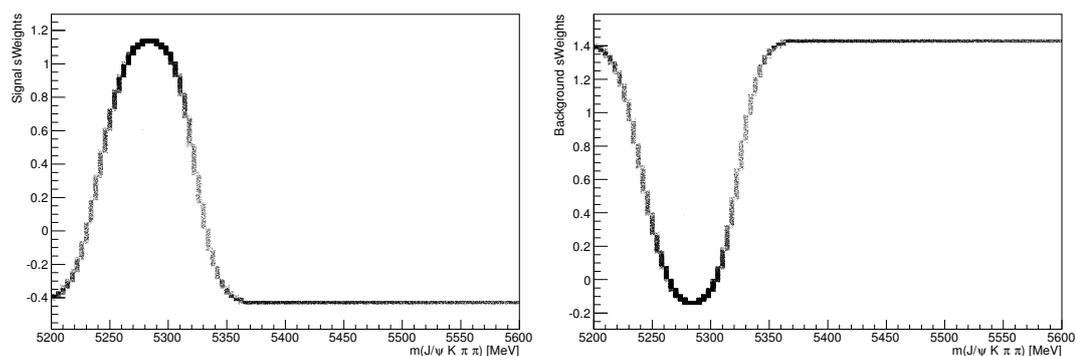


Abbildung 5.3: Signal sWeights (links) und Untergrund sWeights (rechts) des Signalkanals bestimmt mit Hilfe der Masse des B-Mesons.

Auffinden von Resonanzen mittels Dalitz Plots

Eine Möglichkeit, verschiedene Resonanzen eines Zerfalls zu identifizieren, sind Dalitz-Plots. Bei diesen wird die zweidimensionale Verteilung der invarianten Massen verschiedener Zerfallsprodukte dargestellt.

Um festzustellen über welche Resonanzen der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ stattfindet, trägt man z.B. die invariante Masse $m(K^+ \pi^-)$ gegen die invariante Masse $m(K^+ \pi^+ \pi^-)$ auf. Sind keine Resonanzen erhalten, so wird der kinematisch mögliche Bereich gleichmäßig ausgefüllt. Findet der Zerfall über ein $K_1(1270)$ -Meson statt, so häufen sich die Ereignisse

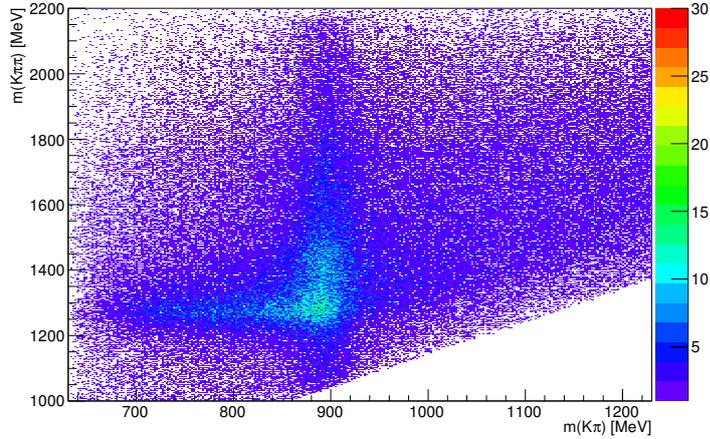


Abbildung 5.4: Dalitzplot der invarianten Massen $m(K^+\pi^-)$ und $m(K^+\pi^+\pi^-)$. Zu sehen sind die $K_1(1270)$ -Resonanz als waagerechte Linie und die $K^*(892)$ -Resonanz als lotrechte Linie.

bei 1270 MeV in der Variablen $m(K^+\pi^+\pi^-)$. In Abbildung 5.4 wird dies verdeutlicht, wobei ebenfalls die $K^*(892)$ -Resonanz in der invarianten Kaon-Pion-Masse zu sehen ist. Abbildung 5.5 zeigt auf der linken Seite erneut die $K^*(892)$ -Resonanz, sowie das $\rho(770)$ -Meson. Zudem zeigt die Abbildung auf der rechten Seite die Gegenüberstellung der invarianten Massen $m(J/\psi\pi\pi)$ und $m(J/\psi\pi)$, in welcher der Referenzkanal erkannt werden kann. Die in den Graphen erkennbaren scharfen Kanten sind durch kinematischen Grenzen zu begründen. So gilt unter Betrachtung von Abbildung 5.4, dass die $m(K^+\pi^+\pi^-)$ Masse mindestens um die Ruhemasse eines Pions größer sein muss als die $m(K^+\pi^-)$ Masse. Auf diese Weise lassen sich die bereits in Unterabschnitt 2.2 von der Belle-Kollaboration bestimmten Resonanzen qualitativ nachweisen. Es wird erneut deutlich, dass die Zerfälle über das $K_1(1270)$ -Meson und das $K^*(892)$ -Meson den Signalkanal dominieren. Beeinflussung des Referenzkanals wurde nicht entdeckt.

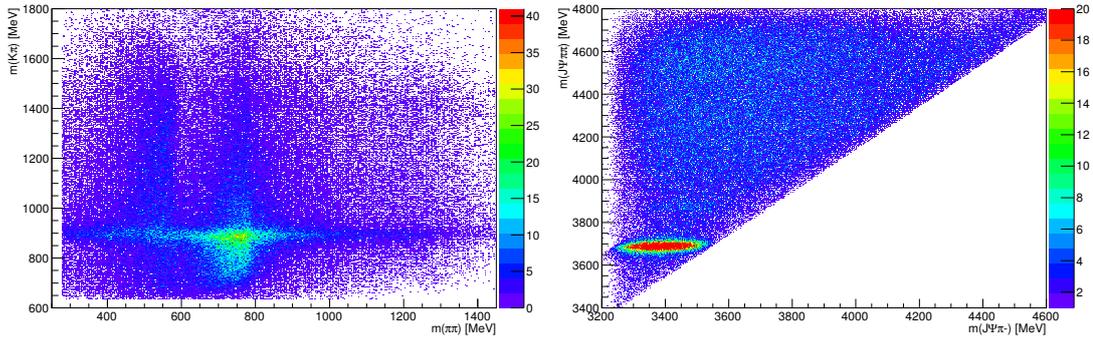


Abbildung 5.5: Links: Dalitzplot der Massen $m(K\pi)$ und $m(\pi\pi)$. Zu sehen sind die $K^*(892)$ -Resonanz als waagerechte Linie und das $\rho(770)$ -Meson als breite, senkrechte Linie. Die Anhäufung bei $m(\pi\pi) \approx 550$ MeV entspringt der Korrelationen zur invarianten $J/\psi \pi\pi$ Masse, in welcher die $\psi(2S)$ -Resonanz dominiert und verschwindet nach dem $\psi(2S)$ Veto. Rechts: Dalitzplot der Massen $m(J/\psi \pi\pi)$ und $m(J/\psi \pi)$. Die Anhäufung bei $m(J/\psi \pi\pi) = m(\psi(2S))$ entspricht dem Referenzkanal.

5.2 Untergründe

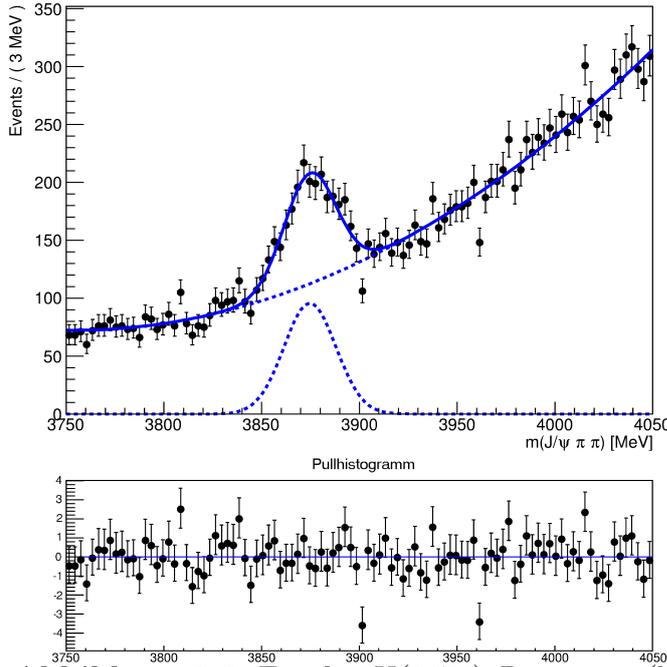
Der Großteil des Untergrundes besteht aus dem kombinatorischen Untergrund. Das heißt Ereignisse, die nicht zum Zerfall gehören und falsch rekonstruiert werden, oder solche, die nur teilweise aus dem Zerfall rekonstruiert und mit zufälligen Teilchen kombiniert werden, genügen dennoch den Anforderungen der Selektion. Dieser Untergrund wird in der Masse des B-Mesons durch die Untergrundfunktion gut parametrisiert und wird damit berücksichtigt. Während der Datennahme sind jedoch alle möglichen Zerfallskanäle vorhanden und es kann vorkommen, dass ein anderer Zerfallskanal des B-Mesons trotz der Schnitte im Messergebnis enthalten ist. Liegt das Verzweungsverhältnis des Untergrundkanals in einer ähnlichen Größenordnung wie das des Signalkanals, so kann dies zu einem erheblichen Untergrundanteil führen.

In den folgenden Abschnitten wird nach verschiedenen „peakenden“ Untergrundkanälen gesucht, sowie eine Methode zur Korrektur der Signalereignisse vorgestellt. Um dabei auszuschließen, dass Untergrundkanäle in den Seitenbändern für „peakenden“ Untergrund gehalten werden, müssen die in der B^+ -Masse bestimmten Signalereignisse von den Untergrundereignissen getrennt werden. Deshalb wird im folgenden ein starker Schnitt auf die B^+ -Masse verwendet, um nur Ereignisse in der Signalregion zu betrachten. Alternativ können Signal und Untergrund auch durch sWeights getrennt werden. Die sWeights

können dabei nur gut in der rekonstruierten Masse des B-Mesons bestimmt werden, die Untergrundkanäle werden jedoch durch die invariante Masse der Tochterpartikel des B-Mesons identifiziert. Aufgrund der Korrelation zwischen diesen Massen wird auf sWeights verzichtet.

5.2.1 X(3872) Resonanz

Die erst kürzlich entdeckte X(3872) Resonanz ist ebenfalls im Datensatz enthalten. Dabei bildet der Zerfall $B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{X(3872)}$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(8.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$ [10] einen „peakenden“ Untergrund im Signalkanal. Auf ein Veto wurde hier bewusst verzichtet, da der Einfluss der X(3872)-Resonanz sehr gering ist und das X(3872)-Signal, in der $J/\psi \pi\pi$ -Masse, auf einem hohen kontinuierlichen Untergrund sitzt. Der Untergrund in der $J/\psi \pi\pi$ -Masse kommt jedoch von den Zerfällen des Signalkanals. Ein Veto, welches auch diesen Untergrund entfernen würde, verschlechtert daher die Statistik des Signalkanals. Stattdessen wird die Massenverteilung der X(3872)-Resonanz parametrisiert und die Anzahl Ereignisse durch einen ungebinnten Maximum-Likelihood-Fit, zu sehen in Abbildung 5.6, bestimmt. Die Fitfunktion besteht aus einer Gaussfunktion und einem polynomiellen Untergrund quadratischer Ordnung. Um nur Ereignisse aus der Signalregion in den Fit einzubeziehen, wird der zusätzliche Schnitt $m(B^+) = m(B^+)_{\text{PDG}} \pm 50 \text{ MeV}$ verwendet. Die Güte des Fits wird durch das Pullhistogramm, sowie den geringen χ^2_{red} -Wert bestätigt. Insgesamt wurden $N_{X(3872)} = 1062$ Ereignisse ermittelt. Das Verzweigungsverhältnis kann damit korrigiert werden, indem die ermittelten X(3872)-Ereignisse von denen des Signalkanals abgezogen werden.



Variable	Fitergebnis
μ	$(3874.71 \pm 0.89) \text{ MeV}$
σ	$(13.32 \pm 0.88) \text{ MeV}$
a_0	2895.30 ± 0.32
a_1	$(-1.52048 \pm 0.00009) \frac{1}{\text{MeV}}$
a_2	$(2.0251 \pm 0.0002) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{MeV}^2}$
$N_{\text{Bkg}}^{X(3872)}$	15202 ± 138
$N_{\text{Sig}}^{X(3872)}$	1062 ± 69
χ_{red}^2	0.970973

Abbildung 5.6: Fit der X(3872) Resonanz (links) und die zugehörigen Fitergebnisse (rechts).

5.2.2 Falsch identifizierte Teilchen

Resonanzen, deren Zerfallsprodukte nicht mit dem gesuchten Endzustand übereinstimmen, sollten, insbesondere nach der Selektion, nicht im Datensatz enthalten sein. Da eine korrekte Teilchenidentifikation jedoch nur mit einer endlichen Effizienz möglich ist, kann es zu falsch rekonstruierten Signalkandidaten kommen. Pionen und Kaonen sind am schwersten voneinander zu trennen. Daher kann beispielsweise der Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \Phi \rightarrow J/\psi K^+ K_\pi^+ K_\pi^-$ für ein Signalereignis gehalten werden, falls die beiden mit K_π bezeichneten Kaonen fälschlicherweise als Pion erkannt wurden. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pion fälschlich als Kaon zu identifizieren beträgt im Mittel 5% [14]. Unter der Annahme, dass die Identifikation verschiedener Teilchen unabhängig voneinander sind, beträgt die Wahrscheinlichkeit zwei solche Verwechslungen in einem Ereignis vorzufinden 0.25%. Um zu prüfen, ob und wie oft diese falsch rekonstruierten Ereignisse vorkommen, betrachtet man die invariante Masse des Endzustandes unter verschiedenen Massenhypothesen. Mit der Methode der neuen Massenhypothese wurde qualitativ nach unterschiedlichen Untergründen gesucht. Dabei beeinflussen die verschiedenen Untergrundkanäle das Messergebnis wie folgt:

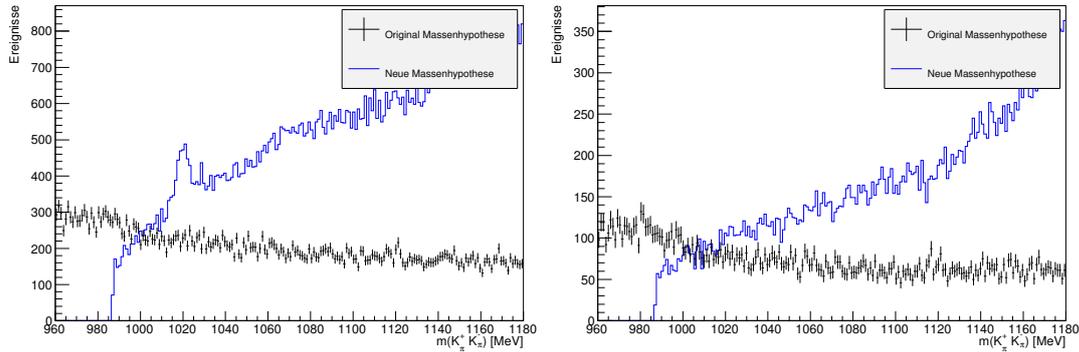


Abbildung 5.7: Die invariante $K_\pi K_\pi$ – Masse ohne PID Schnitte (links) und mit PID Schnitten (rechts). Zusätzlich zur Selektion wurde der Schnitt $m(B^+) = m(B^+)_{\text{PDG}} \pm 45\text{MeV}$ verwendet um Ereignisse aus der Signalregion zu selektieren. Ohne PID Schnitte erkennt man einen Peak bei der Masse des Φ -Mesons im Histogramm der neuen Massenhypothese.

Wird ein Zerfallskanal, welcher nicht zum Signalkanal gehört, dennoch als Signal rekonstruiert, so wird die Anzahl der Zerfälle überschätzt. Dafür kommen vor allem folgende Kanäle in Frage:

a) $B^+ \rightarrow J/\psi K^+(K_\pi^+ K_\pi^-)_\Phi$

Die neue Massenhypothese wird hier gebildet, indem in allen Ereignissen die Masse der Pionen durch die Kaon-Masse ersetzt wird. Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls beträgt nach bisherigen Messungen $(2.54 \pm 0.83) \cdot 10^{-5}$ [10] und ist damit seltener als die Zerfälle des Signalkanals. Der Anteil dieses Zerfalls an den Messdaten wird zudem durch die zwei benötigten Fehlidentifikationen unterdrückt. Ohne die PID-Schnitte der in Unterabschnitt 4.2 beschriebenen Selektion erkennt man in Abbildung 5.7 dennoch einen Peak bei $m(K_\pi^+ K_\pi^-) = 1020$ MeV, was genau die Masse des Φ -Mesons ist. Dieser Peak zeigt, dass der Zerfall wie erwartet auftritt. Betrachtet man die gleiche Massenverteilung mit den PID-Schnitten, so verschwindet die Struktur. Es ist also kein nennenswerter Anteil dieses Untergrundzerfalls im Signalkanal enthalten.

b) $B^+ \rightarrow J/\psi (\pi_K^+ \pi^+ \pi^-)_{a_1^+(1260)}$

In einem Ereignis aus diesem Untergrundzerfall reicht die falsche Rekonstruktion des Pions als Kaon aus, um den Zerfall fälschlicherweise als Ereignis des Signalkanals zu identifizieren. Für das Verzweungsverhältnis ist lediglich eine obere Grenze bekannt,

welche nach bisherigen Messungen $< 1.2 \cdot 10^{-3}$ beträgt[10]. In Abbildung 5.8 ist links die Verteilung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des $a_1^+(1260)$ -Mesons gezeigt. Die dabei sichtbaren Spitzen sind erwartet und entsprechen dem $K_1(1270)$ -Meson. Eine Anhäufung bei $m(\pi_K^+ \pi^+ \pi^-) = 1230 \pm 40$ MeV, der Masse des $a_1^+(1260)$ -Mesons[10], ist jedoch nicht durch die neue Massenhypothese zu erkennen. Daher hat dieser Zerfall keinen sichtbaren Beitrag zum „peakenden“ Untergrund.

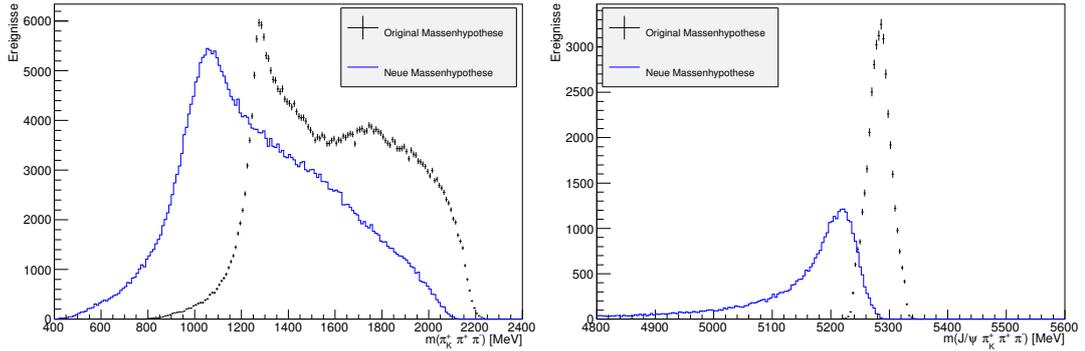


Abbildung 5.8: Links: Histogramm der invarianten $\pi_K^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse zum Auffinden der a_1 -Resonanz. Rechts: Invariante $\pi_K^+ J/\psi \pi^+ \pi^-$ -Masse um den Einfluss des Kanals $B^+ \rightarrow \pi_K^+ \psi(2S)$ zu prüfen.

Im Referenzkanal kann es ebenfalls durch Fehlidentifikationen zur Überschätzung der Ereignisanzahl kommen, wobei hauptsächlich ein Zerfall beiträgt:

- $B^+ \rightarrow \pi_K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)}$

Auch in diesem Zerfall reicht die falsche Rekonstruktion des Pions als Kaon aus, um den Kandidaten für ein Signalereignis zu halten. Der Welt-Mittelwert des Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall beträgt $(8.30 \pm 1.02) \cdot 10^{-5}$ [10], womit der Zerfall deutlich seltener ist als die Zerfälle des Signalkanals. In Abbildung 5.8 rechts ist die rekonstruierte, invariante Masse des B^+ -Mesons mit alter und neuer Massenhypothese gezeigt. Mit der alten Massenhypothese erkennt man dabei den starken Peak des Signalkanals, wobei die Seitenbänder entfernt sind. Betrachtet man die gleichen Ereignisse unter der neuen Massenhypothese, indem man die Kaon-Masse durch die Masse eines Pions ersetzt, so verschiebt sich die Spitze erwartungsgemäß nach links. Der Grund für den stark ausgeprägten Schwanz ist dabei nicht bekannt. Falls der Zerfall $B^+ \rightarrow \pi_K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)}$ einen nennenswerten Beitrag zum „peakenden“ Untergrund liefert, so müsste sich unter der neuen

Massenhypothese eine Spitze mit einem Zentrum bei $m(J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-) = 5280$ MeV bilden. Eine solche Struktur kann in der Abbildung jedoch nicht erkannt werden.

Es kann auch vorkommen, dass ein Zerfall, welcher zum Signalkanal gehört, zwar falsch rekonstruiert, jedoch weiterhin als Signal identifiziert wird. Dazu kommt es vor allem, wenn das positiv geladene Pion als Kaon identifiziert wird und das Kaon als Pion:

$$\text{a) } B^+ \rightarrow J/\psi [\pi_K^+ (K_\pi^+ \pi^-)_{K^*(892)}]_{K_1^+(1270)}$$

$$\text{b) } B^+ \rightarrow J/\psi [\pi_K^+ (K_\pi^+ \pi^-)_{K^*(892)}]_{K_1^+(1400)}$$

Beide Zerfälle sind Teil des Signalkanals und ihr Anteil am Signal beträgt nach Tabelle 1 aus Unterabschnitt 2.2 ungefähr 45%. Im Falle von falschen Rekonstruktionen ist hier keine Korrektur nötig. Um dennoch zu prüfen, ob solche Fehlidentifikationen vorkommen, kann mit einer neuen Massenhypothese nach der $K^*(892)$ -Resonanz gesucht werden. Das Histogramm mit alter und neuer Massenhypothese ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Die $K^*(892)$ -Resonanz ist dabei nur ohne PID-Schnitte als breite, jedoch eindeutige, Spitze erkennbar. Mit den PID-Schnitten geht die Spitze in eine flache Verteilung über, was in Abbildung 5.9 rechts zu sehen ist. Der Grund hierfür ist die geringe Anzahl an doppelten Fehlidentifizierungen. Die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Ereignis das Pion und das Kaon verwechselt werden, kann dabei mittels simulierten Daten durch einen Test der Monte-Carlo-Information abgeschätzt werden. Die Monte-Carlo-Information erlaubt für simulierte Daten mit guter Effizienz zu bestimmen, welches Teilchen bei der Kollision ursprünglich entstanden ist. Wird also von den rekonstruierten Pionen verlangt, dass sie als Kaon entstanden sind und umgekehrt, so ergibt sich eine Abschätzung wie viele Teilchen falsch rekonstruiert werden. Dabei wurde im K_1 -Monte-Carlo in 0.17% der Ereignisse eine zweifache Verwechslung von Pionen und Kaonen festgestellt.

Auch Ereignisse des Referenzkanals können, trotz des $\psi(2S)$ -Vetos, bei falscher Rekonstruktion dem Signalkanal zugeordnet werden. Gleiches gilt für Ereignisse des Signalkanals in umgekehrter Richtung. Dies entspricht dem Zerfall:

$$\bullet B^+ \rightarrow K_\pi^+ (J/\psi \pi_K^+ \pi^-)_{\psi(2S)}$$

Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall beträgt $(2.13 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}$ [10], weshalb eine Kontamination von Signal- und Referenzkanal durch diese Verwechslung möglich ist. Durch zwei benötigte Fehlidentifikationen wird diese falsche Zuordnung unterdrückt,

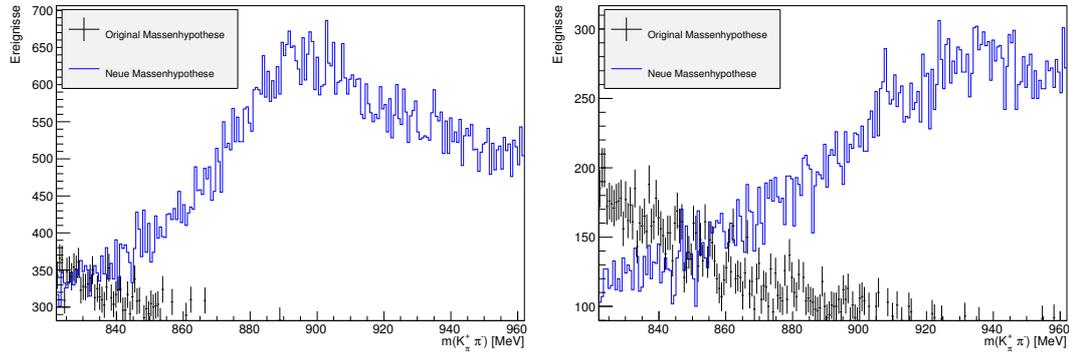


Abbildung 5.9: Die Abbildung zeigt die invariante $K_{\pi}^+ \pi^-$ -Masse ohne PID-Schnitte (links) und mit PID-Schnitten (rechts). Vor den PID-Schnitten erkennt man eine resonante Struktur bei $m(K_{\pi}^+ \pi^-) \approx 895$ MeV, was der Masse des K^* -Mesons entspricht.

hat jedoch einen hohen Einfluss auf die Messung des Verzweigungsverhältnis vom Signalkanal. Wird ein Ereignis des Referenzkanals nicht durch das Veto erfasst, so wird die Zahl der Ereignisse im Referenzkanal unterschätzt und gleichzeitig die Anzahl der Ereignisse im Signalkanal überschätzt. Im umgekehrten Fall ist der Einfluss nicht so groß, da das Massenspektrum des Signalkanals flach in der $J/\psi \pi\pi$ -Masse ist. Obwohl das $\psi(2S)$ -Veto verwendet wurde, werden ohne die PID-Schnitte diese falschen rekonstruierten Kandidaten in Abbildung 5.10 sichtbar, was sich durch eine Anhäufung der Ereignisse bei der Masse des $\psi(2S)$ -Mesons zeigt. Das Veto selbst erkennt man gut an den fehlenden Messpunkten im Histogramm der alten Massenhypothese. Nach den PID-Schnitten ist keine ausgeprägte Struktur mehr zu erkennen. Daher hat auch dieser Untergrundzerfall keinen starken Einfluss auf den Signalkanal.

Insgesamt lässt sich sagen, dass nach den PID Schnitten der finale Selektion der Anteil an Ereignissen mit falsch rekonstruierten Pionen und Kaonen stark unterdrückt ist. Auf zusätzliche Vetos wurde daher verzichtet.

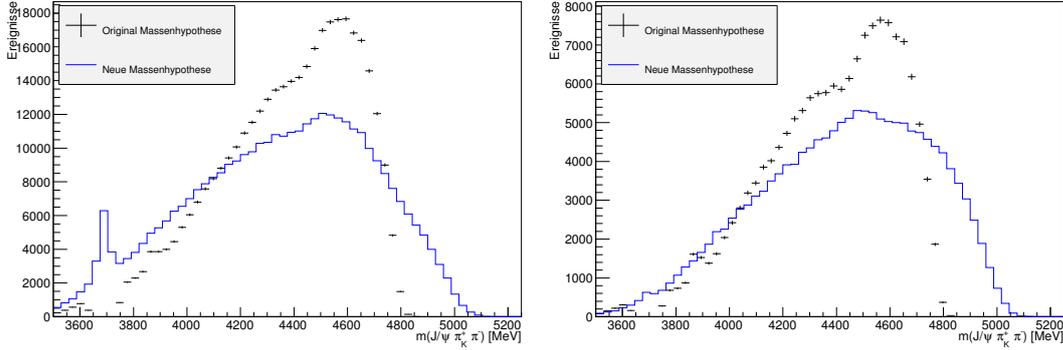


Abbildung 5.10: Die Abbildung zeigt die invariante $J/\psi \pi^+ \pi^-$ Masse ohne PID Schnitte (links) und mit PID Schnitten (rechts). Bevor die PID Schnitte angebracht sind erkennt man deutlich die Ereignisse die das $\psi(2S)$ Veto umgehen.

5.2.3 Berechnung des „peakenden“ Untergrundes

Der Anteil an „peakendem“ Untergrund kann quantitativ mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten bestimmt werden. Dafür muss eine Simulation des Zerfallskanals vorliegen, dessen Einfluss auf das Signal überprüft werden soll. Zunächst wird anhand der Simulation der Anteil des Untergrundkanals, der als Signal selektiert wird, bestimmt. Dafür werden die gleichen Schnitte verwendet, mit denen das Signal gemessen wird. Aus dem Verhältnis zwischen dem Anteil des Untergrundkanals zu dem des Signalkanals, sowie dem Verzweigungsverhältnis der Kanäle kann die Anzahl Ereignisse bestimmt werden, die man bei den Messdaten im Signal erwartet. Für die Anzahl Ereignisse eines „peakenden“ Untergrundzerfalls im Signalkanal gilt:

$$\frac{N_{\text{Untergrund}}}{N_{\text{Signal}}} = \frac{\mathcal{B}_{\text{Untergrund}}}{\mathcal{B}_{\text{Signal}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{Untergrund}}^{\text{Gesamt}}}{\epsilon_{\text{Signal}}^{\text{Gesamt}}} \quad (12)$$

$$\Leftrightarrow N_{\text{Untergrund}} = N_{\text{Signal}} \cdot \frac{\mathcal{B}_{\text{Untergrund}}}{\mathcal{B}_{\text{Signal}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{Untergrund}}^{\text{Gesamt}}}{\epsilon_{\text{Signal}}^{\text{Gesamt}}} \quad (13)$$

Um $\epsilon_{\text{Untergrund}}^{\text{Gesamt}}$ zu erhalten, wird das Verhältnis aus Ereignissen vor der Selektion zu den Ereignissen nach der Selektion gebildet. Dabei ist es wichtig, nur die Kandidaten zu betrachten, deren Ereignisse auch tatsächlich bei der Signalmasse „peaken“, weil die Ereignisse aus Untergrundkanälen mit flachen Massenverteilungen bereits durch das im

Fit verwendete Untergrundmodell berücksichtigt werden. In dieser Arbeit können lediglich die Einflüsse von Referenzkanal und Signalkanal aufeinander mit dieser Methode überprüft, da Simulationsdaten anderer Zerfälle nicht verfügbar waren. Dabei konnten 52 „peakende“ Untergrundereignisse im Signalkanal bestimmt werden, die aus dem Referenzkanal stammen. Da der Referenzkanal mit Hilfe der $J/\psi \pi\pi$ -Masse bestimmt wird und die Massenverteilung des Signalkanals hier flach ist, wurde kein Einfluss des Signalkanals auf den Referenzkanal festgestellt. Um die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses zu korrigieren, müssten die „peakenden“ Untergrundereignisse von der Anzahl der ermittelten Ereignissen des Signalkanals abgezogen werden. Weil der „peakende“ Untergrund zum einen klein ist und zum anderen nicht vollständig bestimmt werden konnte, wird der Einfluss bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses nicht berücksichtigt. Stattdessen wird der „peakende“ Untergrund in Abschnitt 6 als systematischer Fehler behandelt.

5.3 Selektion mehrfacher Kandidaten pro Ereignis

Einen weiteren Einfluss auf die Messung des Verzweigungsverhältnisses haben mehrfache Kandidaten pro Ereignis. Da bei der Rekonstruktion viele Möglichkeiten bestehen, die verschiedenen Komponenten, wie beispielsweise die Teilchenspuren, einander zuzuordnen,

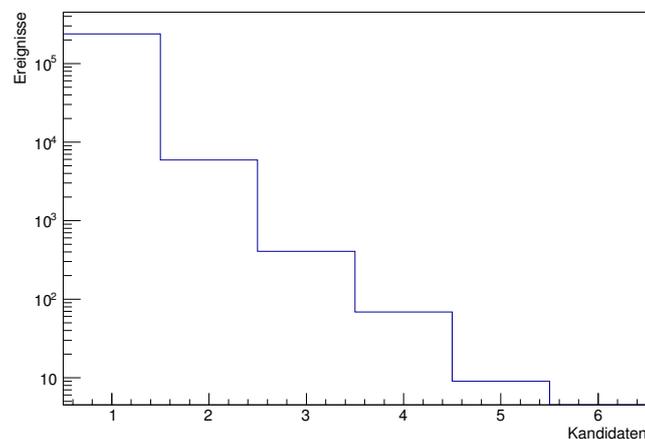


Abbildung 5.11: Ereignisanzahl mit je N Kandidaten nach der Selektion. Dabei wird je nur einer der Kandidaten pro Ereignis ins Histogramm eingetragen. Mehr als 5 Kandidaten bei einem Ereignis sind nach der Selektion nicht vorhanden, mehr als zwei Kandidaten nur selten.

kann es vorkommen, dass verschiedene Rekonstruktionen des gleichen physikalischen Ereignisses den Anforderungen genügen. In diesem Fall bilden alle Rekonstruktionen jeweils einen Kandidaten für das Ereignis und werden in den Datensatz geschrieben. Einige dieser Kandidaten werden durch die härteren Anforderungen der Schnitte entfernt, jedoch auch nach der vollen Selektion bleiben in manchen Fällen mehrere Kandidaten für ein Ereignis übrig. Abbildung 5.11 zeigt die Anzahl der Kandidaten die in einem Ereignis nach der Selektion noch vorhanden sind. Davon ausgehend, dass nur ein Zerfall tatsächlich stattfindet, soll jeweils nur ein Kandidat verwendet werden. Diese Annahme ist berechtigt, da es unwahrscheinlich ist, dass zwei Zerfälle in einem engen Zeitfenster stattfinden. Werden jeweils alle Kandidaten verwendet, so beeinflussen Zerfälle mit hoher Spurmultiplicität⁵ das Ergebnis stärker. Um eine solche Beeinflussung auszuschließen gibt es zwei Möglichkeiten:

- Die Auswahl des besten Kandidaten, z.B. unter Berücksichtigung der Güte der Teilchenrekonstruktion
- Eine zufallsbasierte Auswahl

Wird der beste Kandidat selektiert und als Kriterium eine Variable x verwendet, so muss diese Variable unkorreliert zu den verbleibenden verwendeten Messgrößen sein. Besteht eine Korrelation zu einer anderen Variablen y , so führt die Auswahl des besten Kandidaten zu einer indirekten Selektion in y . Durch solche Effekte kann das Messergebnis beeinflusst werden. Da die Korrelationen zwischen den Variablen nicht bekannt sind, wird in dieser Arbeit eine zufallsbasierte Selektion der Kandidaten verwendet und deren Einfluss auf das Verzweigungsverhältnis untersucht. Die Anzahl der durch diese Methode gefundenen multiplen Kandidaten sind in Tabelle 6 zu sehen. Dabei sind die multiplen Kandidaten diejenigen, die von der Selektion aussortiert werden. Um zu bestimmen, wie viele Kan-

Tabelle 6: Anzahl multipler Kandidaten in Signal- und Referenzkanal

	Signalkanal	Referenzkanal
Ereignisse nach voller Selektion	219257	31951
Ereignisse mit mehr als einem Kandidaten	2.88%	1.46%
Ausselektierte Kandidaten	3.17%	1.50%

didaten tatsächlich in der Signalkomponente von Signal- und Referenzkanal vorkommen,

⁵Die Spurmultiplicität beschreibt die Anzahl rekonstruierter Spuren während eines Ereignisses.

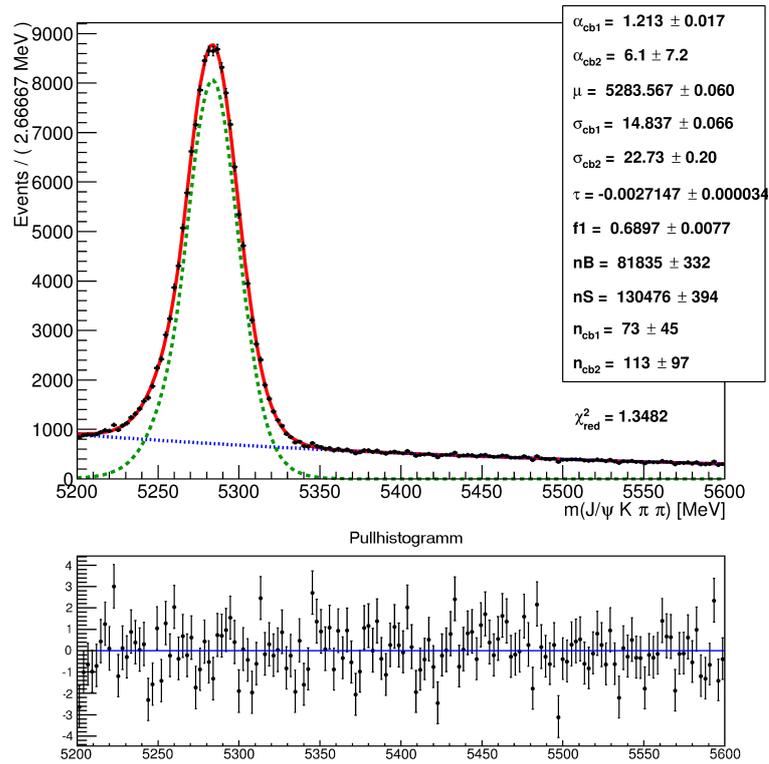


Abbildung 5.12: Fit der B-Massenverteilung des Signalkanals nach der Kandidatenselektion.

wird die Anzahl Ereignisse in beiden Kanälen erneut bestimmt. In Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13 sind die neuen Fits und ihre Ergebnisse dargestellt. Dabei wurden für den Signalkanal, im Vergleich zu den Fits mit allen Kandidaten, 1.01% Ereignisse weniger bestimmt. Im Referenzkanal wurden 0.16% Ereignisse weniger ermittelt. Aufgrund des geringen Einflusses werden die multiplen Kandidaten pro Ereignis lediglich in Abschnitt 6 als systematischer Fehler behandelt.

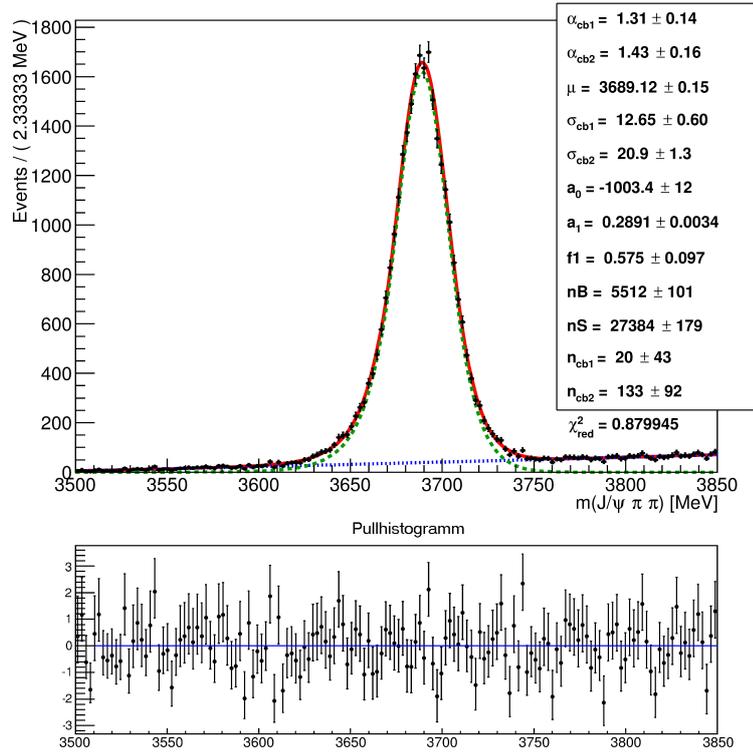


Abbildung 5.13: Fit der B-Massenverteilung des Referenzkanals nach der Kandidatenselektion.

5.4 Selektionseffizienzen

Um das Verzweungsverhältnis korrekt zu bestimmen, wird die Effizienz aller Selektionskriterien benötigt, mit der die Signalereignisse ausgewählt wurden. Dabei ermöglicht das Verwenden von simulierten Daten die Effizienzen zu bestimmen. Außerdem können hier Untergrundereignisse durch die Monte-Carlo-Wahrheitsbedingung ausgeschlossen werden können. Die gesamte Effizienz ϵ_{Ges} setzt sich zusammen aus verschiedenen Bestandteilen, es gilt: $\epsilon_{Ges} = \epsilon_{Trig} \cdot \epsilon_{Reko} \cdot \epsilon_{Sel} \cdot \epsilon_{Gen}$. Während der Erstellung der Monte-Carlo-Datei wird dabei die Korrektur für die Akzeptanz des Generators ϵ_{Gen} berechnet. Dafür beginnt die Simulation mit der pp -Kollision. Die Zerfallsprodukte können in eine beliebige Richtung fliegen und die Simulation wird nur fortgeführt, wenn die Zerfallsprodukte auch vom Detektor registriert werden können. ϵ_{Gen} drückt dabei aus, wie viele der generierten Ereignisse im Akzeptanzbereich des Detektors liegen.

Die Trigger-,Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen ϵ_{Trig} , ϵ_{Reko} und ϵ_{Sel} beschreiben die Effizienz der verschiedenen Teilschritte wie Trigger, Rekonstruktion und Selektion. Die

Methode der Bestimmung der Effizienzen ist immer die gleiche: Die Effizienz ist gegeben durch das Verhältnis der Anzahl Ereignisse in der Auswahl zu den Ereignissen vor der Auswahl. Damit das auf den Simulationsdateien bestimmte Verhältnis übertragbar auf die Messdaten ist, müssen die simulierten Ereignisse in allen Variablen mit denen der Messung sehr gut übereinstimmen. Nach der Generierung ist dies nicht immer der Fall, daher gibt es Methoden um die Übereinstimmung zu verbessern. Diese Anpassung, welche im nächsten Kapitel beschrieben wird, wurde von D. Richter durchgeführt [1].

Anpassung der Simulation an die Daten

Mit den Monte-Carlo-Daten wurde zunächst eine Anpassung der PID-Variablen durchgeführt. Weil die Verteilung der PID-Variablen von der Simulation nicht gut reproduziert ist, wird den rekonstruierten, simulierten Teilchen in Abhängigkeit von anderen Variablen ein neuer PID-Wert zugewiesen. Hierfür wird das PID-Calib Tool der ETH Zürich verwendet [18] verwendet. In diesem Tool sind Histogramme angelegt, welche einem Teilchen in Abhängigkeit von Impuls, Spurmultiplicität und Pseudorapidität⁶ einen PID-Wert zuweisen. Um statistische Schwankungen zu simulieren, existieren zu jedem Histogramm mehrere Kopien mit leicht unterschiedlichen PID Einträgen. Bei der Zuweisung wird dann ein zufälliges Histogramm ausgewählt. In Abbildung 5.14 und Abbildung 5.15 sind die PID Variablen der verschiedenen Teilchen vor und nach der Anpassung der Simulationsdateien gezeigt. Dabei erkennt man gut, dass die Übereinstimmung der simulierten Daten mit den Messdaten, insbesondere für Pionen und Kaonen, durch die Anpassung deutlich verbessert werden können.

Im Anschluss an die PID-Anpassung werden die Simulationsdaten noch neu gewichtet. Die Neugewichtung der Simulationsdaten geschieht, indem aus dem Verhältnis der Verteilung einer Variablen in Monte-Carlo zu den Messdaten ein Gewicht bestimmt wird. Um ein Gewicht zu berechnen, wird das Histogramm einer Variablen der Messdaten durch das Histogramm der Simulationsdaten dividiert. Die simulierten Ereignisse werden dann mit diesem Gewicht multipliziert. Dieses Verfahren wird in mehreren Variablen wiederholt und die Gewichte multiplizieren sich zu einem Gesamtgewicht für jedes Ereignis. Ist die Neugewichtung erfolgreich, so wird die Übereinstimmung in allen Variablen verbessert. Es muss beachtet werden, dass verschiedene Neugewichtungen sich bei korrelierten Varia-

⁶Die Pseudorapidität ist ein Maß für den Winkel zwischen Flugbahn und Strahlachse.

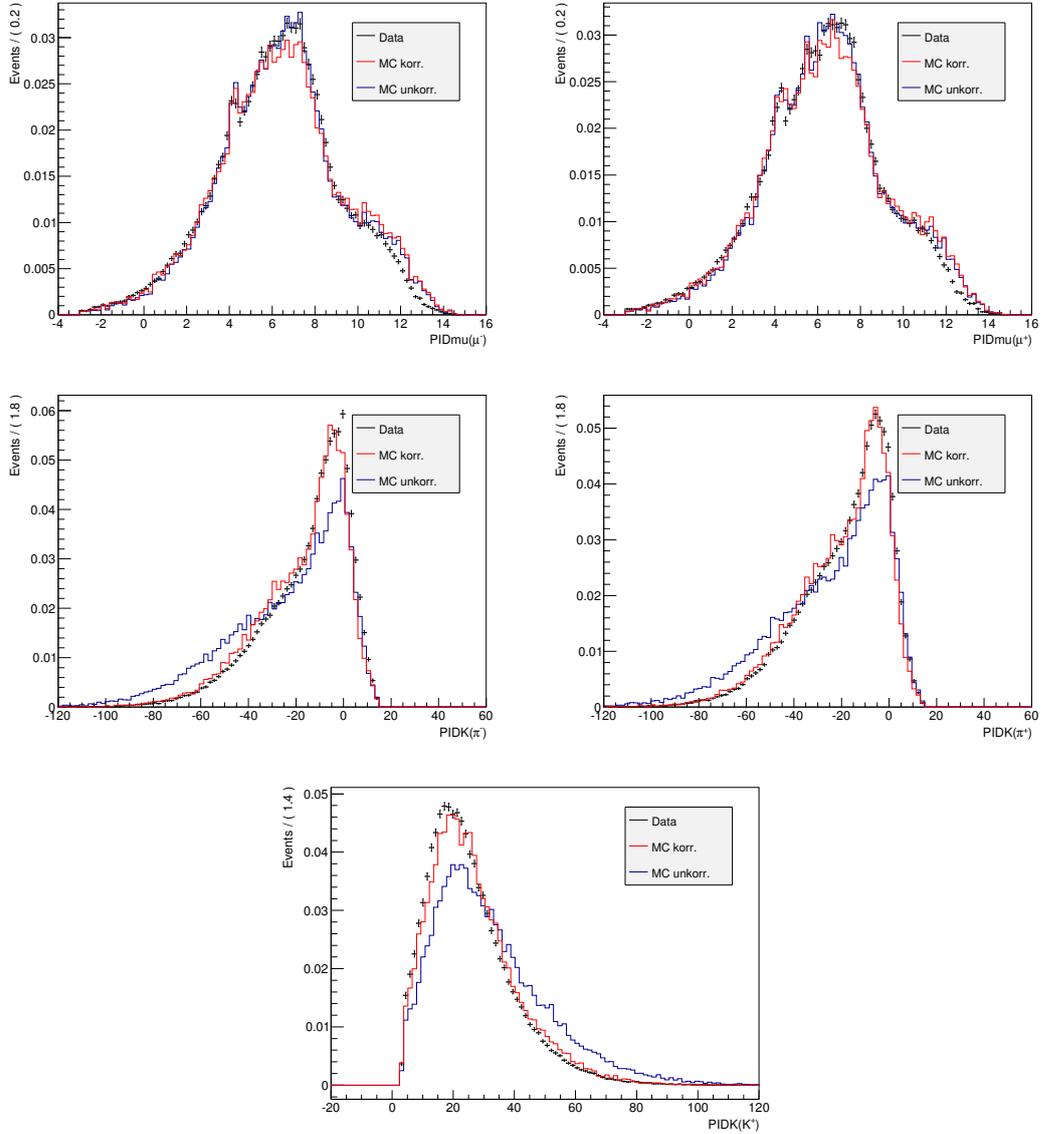


Abbildung 5.14: PID Variablen $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$, $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$ und $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$ im Signalkanal. Entnommen aus [1].

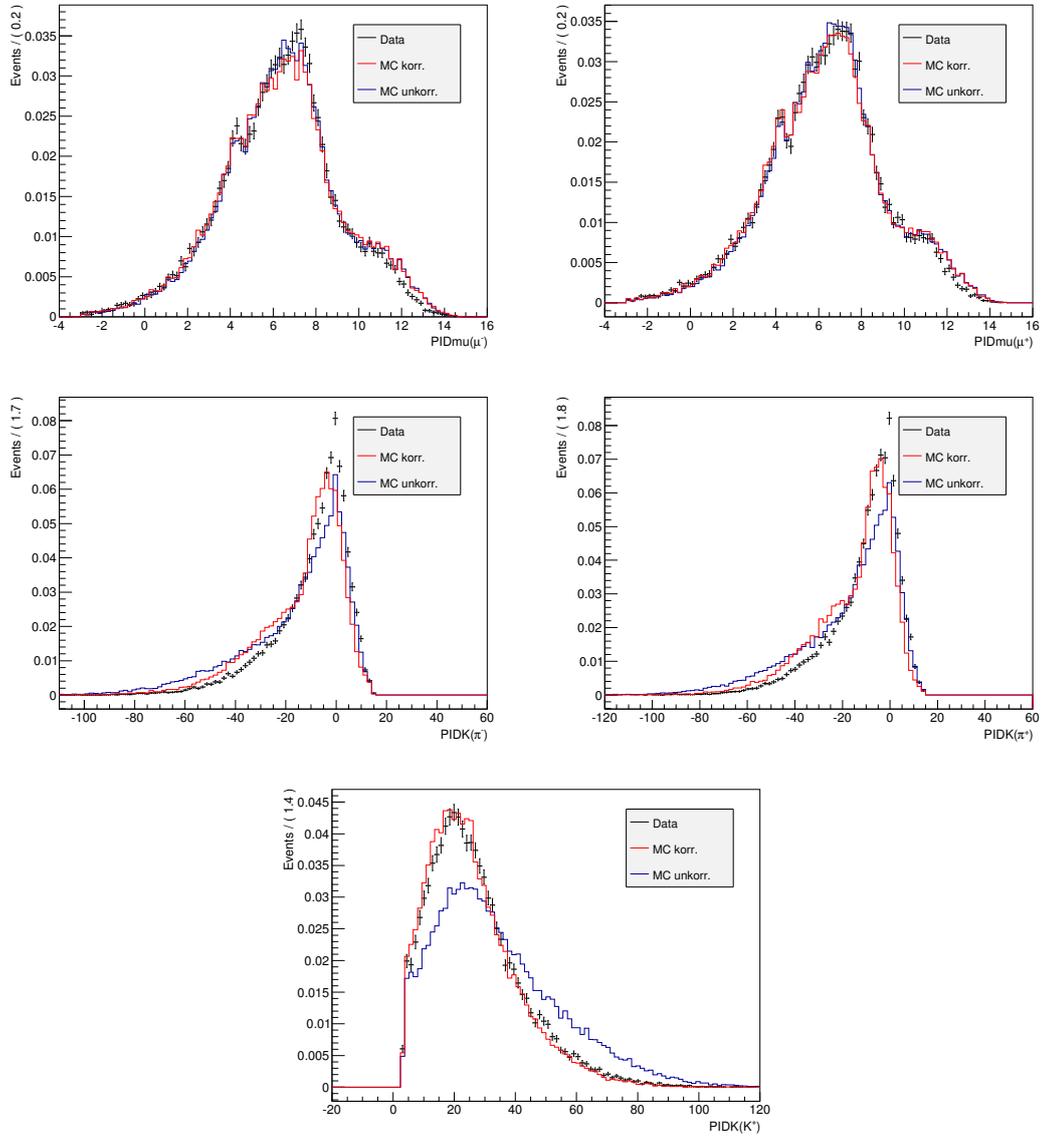


Abbildung 5.15: PID Variablen $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$, $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$ und $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$ im Referenzkanal. Entnommen aus [1].

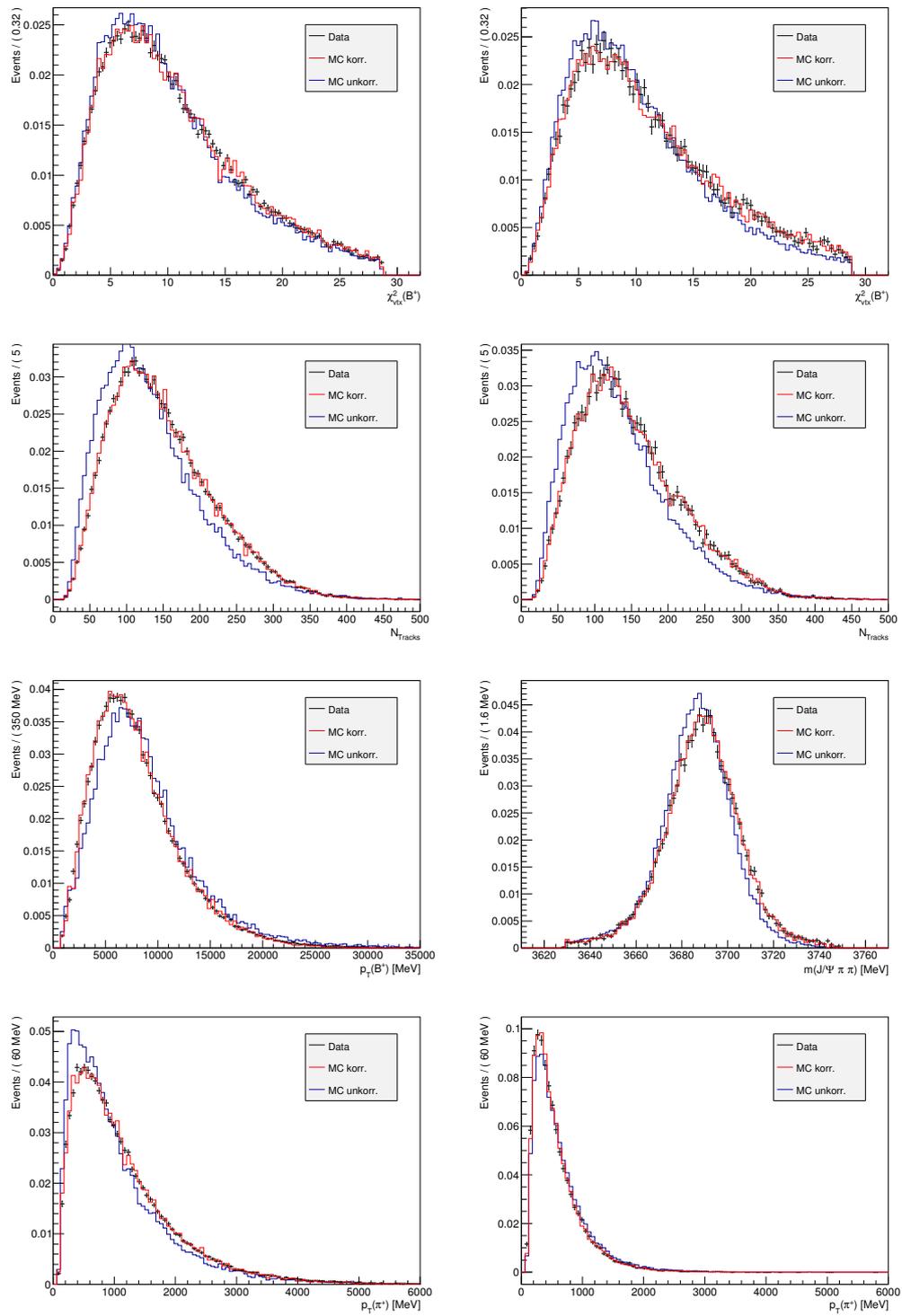


Abbildung 5.16: Vergleich der simulierten Daten mit den Messdaten für die neu gewichteten Variablen. Links ist die Verteilung des Signalkanals zu sehen und rechts die Verteilung im Referenzkanal. Entnommen aus [1].

blen gegenseitig beeinflussen. Daher muss im Falle von Korrelation eine mehrdimensionale Neugewichtung durchgeführt werden. Die Prozedur ist die gleiche, es werden lediglich die mehrdimensionalen Histogramme der Variablen verwendet.

Für die Neugewichtung wurden Gewichte in den Variablen χ_{Vtx}^2 und der Spurmultiplicität jeweils eindimensional berechnet. Zusätzlich wurden für die Simulation des Signalkanals Gewichte in $p_t(B)$ und $p_t(\pi^+)$ zweidimensional bestimmt. Für den Referenzkanal wurden analog Gewichte in $m(J/\psi \pi\pi)$ und $p_t(\pi^+)$ berechnet [1]. Die Verteilung der Messdaten, sowie der Simulationsdaten vor und nach der Anpassung, ist für diese Variablen in Abbildung 5.16 zu sehen. Sowohl im Referenzkanal, als auch im Signalkanal, verbessert sich die Übereinstimmung der simulierten Daten mit den Messdaten deutlich. Sowohl für die Neugewichtung als auch für die Anpassung der PID-Werte wurden die Schnitte auf die Variablen, in denen die Prozedur durchgeführt wird, nicht angewendet.

Des Weiteren werden die Simulationsdaten mit der Effizienz der Spurrekonstruktion korrigiert. Dabei werden für jedes Ereignis Korrekturfaktoren aus einer zweidimensionalen Tabelle nachgeschlagen. In Abhängigkeit vom Impuls p und dem Transversalimpuls p_t erhält jedes Ereignis ein weiteres Gewicht aus der Tabelle. Dieses wird mit dem bisherigen Gesamtgewicht der Neugewichtung multipliziert. Das gleiche Verfahren wird auch für die Korrektur der Effizienz der Myonenerkennung verwendet, welche durch das IsMuon-Kriterium beschrieben wird[1]. Die verwendeten Tabellen sind in Abbildung 5.17 zu sehen. Die Gewichte zur Korrektur der Spurrekonstruktion und zur Korrektur der Myonidentifikation liegen nahe bei eins.

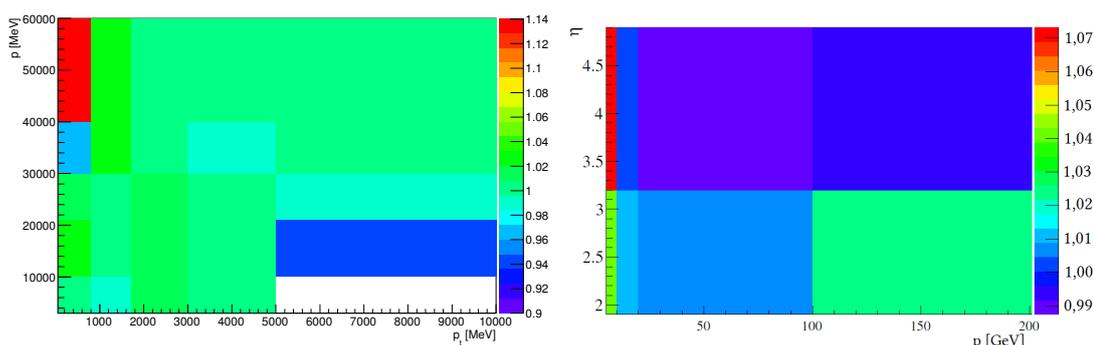


Abbildung 5.17: Links: Tabelle der Gewichte der Myonenerkennung. Rechts: Tabelle der Gewichte der Spurrekonstruktion. Entnommen aus[13].

Akzeptanzkorrektur

Die Akzeptanzkorrektur ϵ_{Gen} der Monte-Carlo-Dateien für die Versionen Phytia 6 und Phytia 8 wurde von der LHCb-Kollaboration für jede Ausrichtung des Magneten einzeln bestimmt[13]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7 zu sehen. Aufgrund der großen Diskrepanz

Tabelle 7: Korrekturfaktoren für die Akzeptanz mittels Monte-Carlo-Dateien

Zerfallskanal	Phytia Version	Polarität	ϵ_{Gen} [%]	$\bar{\epsilon}_{Gen}^{Ref}/\bar{\epsilon}_{Gen}^{Sig}$ [%]
$B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$	Phytia6	MagUp	14.81 ± 0.05	98.635
$B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$	Phytia6	MagDown	14.73 ± 0.05	
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	Phytia6	MagUp	14.51 ± 0.05	
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	Phytia6	MagDown	14.63 ± 0.05	
$B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$	Phytia8	MagUp	15.74 ± 0.06	99.499
$B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$	Phytia8	MagDown	15.49 ± 0.06	
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	Phytia8	MagUp	15.53 ± 0.06	
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	Phytia8	MagDown	15.55 ± 0.06	

in der Akzeptanzkorrektur zwischen Phytia6- und Phytia8-Ereignissen kann der gewichtete Mittelwert nicht verwendet werden. Da ohnehin lediglich das Verhältnis der Akzeptanzen für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnis relevant ist, werden die Mittelwerte für Phytia6 und Phytia8 separat gebildet. Aus diesen Werten kann jeweils das Verhältnis $\frac{\bar{\epsilon}_{Gen}^{Ref}}{\bar{\epsilon}_{Gen}^{Sig}}$ gebildet werden. Um die gesamte Akzeptanz zu erhalten, wird der gewichtete Mittelwert der beiden Verhältnisse gebildet und die Differenz zwischen den Verhältnissen als Fehler betrachtet. Für den gesamten Korrekturfaktor der Akzeptanz gilt dann:

$$\epsilon_{Gen} = \frac{\bar{\epsilon}_{Gen}^{Ref}}{\bar{\epsilon}_{Gen}^{Sig}} = (99.05 \pm 0.86)\%$$

Trigger-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienz

Ausgehend von einem Datensatz mit N_{Gen} generierten Ereignissen werden Bedingungen an die Daten gestellt um diese zu filtern. Die Effizienz des Triggers, der Rekonstruktion und der Selektion beschreiben den Anteil der Ereignisse die nach dem entsprechenden Analyseschritt verbleiben. In dieser Arbeit wird dabei nicht zwischen den einzelnen Schritten unterschieden und die Effizienz aller Teilschritte wird direkt bestimmt. Dabei werden

die gesamte Effizienz $\epsilon_{Trig,Reko,Sel}$ wie folgt bestimmt:

$$\epsilon_{Trig,Reko,Sel} = \frac{N_{Trig,Reko,Sel}}{N_{Gen}} \quad (14)$$

Für den statistischen Fehler wird der binomielle Fehler verwendet. Dieser berechnet sich aus der Standardabweichung der Binomialverteilung[19]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\epsilon_{Trig,Reko,Sel}} &= \sqrt{\bar{x}^2 - \bar{x}^2} \\ &= \sqrt{\frac{N_{Sel} \cdot (N_{Sel} - N_{Gen})}{N_{Gen}^3}} \end{aligned}$$

Die Selektionseffizienzen für Signal und Referenzkanal betragen:

- Effizienz des Signalkanals: $\epsilon_{Trig,Reko,Sel}^{Sig} = (2.959 \pm 0.017)\%$
- Effizienz des Referenzkanals: $\epsilon_{Trig,Reko,Sel}^{Ref} = (2.106 \pm 0.010)\%$

Für die Messung ist das Verhältnis der Effizienzen zwischen Referenz- und Signalkanal relevant. Zusammen mit der Detektorakzeptanz ergibt sich dadurch der gesamte Korrekturfaktor:

$$\epsilon_{Ges} = \frac{\epsilon_{Trig,Reko,Sel}^{Ref}}{\epsilon_{Trig,Reko,Sel}^{Sig}} \cdot \frac{\epsilon_{Gen}^{Ref}}{\epsilon_{Gen}^{Sig}} = (70.50 \pm 0.80)\%$$

5.5 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Das Verzweigungsverhältnis wird nach Gleichung 3 berechnet. Dafür wird die Anzahl Ereignisse verwendet, die in Unterabschnitt 5.1 unter Verwendung eines ungebinnten Maximum-Likelihood-Fits ermittelt wurde. Beide Kanäle werden dann entsprechend ihrer Effizienz berücksichtigt, wobei die Gesamteffizienz der Kanäle in Unterabschnitt 5.4 hergeleitet wurde. Für das relative Verzweigungsverhältnis ergibt sich:

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)})} = 3.361 \pm 0.025$$

Um aus dem relativen Verzweigungsverhältnis das absolute zu erhalten, wird das Ergebnis mit dem Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals multipliziert:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \pi^+ \pi^-)_{\psi(2S)}) = (2.132 \pm 0.085) \cdot 10^{-4} [10]$$

Insgesamt ergibt sich so:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (7.165 \pm 0.052 \text{ stat} \pm 0.416 \text{ sys}) \cdot 10^{-4} \quad (15)$$

Der statistische Fehler ist dabei ausschließlich durch die statistische Unsicherheit der Messdaten gegeben. Die systematischen Fehlerquellen und deren Einfluss wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben.

6 Systematische Fehlerquellen

Eine Übersicht aller berücksichtigter systematischer Fehlerquellen und deren Auswirkung auf das Verzweigungsverhältnis ist in Tabelle 8 zu sehen. Der gesamte systematische Fehler

Tabelle 8: Systematische Unsicherheiten in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$

Quelle	Systematische Unsicherheit [10^{-4}]
\mathcal{B} Referenzkanal	0.286
Signalmodell	0.071
Untergrundmodell	0.164
X(3872) Resonanz	0.008
Mehrfache Kandidaten	0.062
„peakender“ Untergrund	0.003
Statistischer Fehler der Effizienz	0.053
PID Anpassung	0.072
Neugewichtung	0.080
Effizienz der Spurrekonstruktion	0.010
Effizienz der Myonenerkennung	0.002
$\psi(2S)$ -Veto auf Monte-Carlo	0.104
$K\pi\pi$ -Massenverteilung	0.161
Σ	0.416

setzt sich aus der Wurzel der quadratischen Summe der Einzelfehler zusammen, da diese

zueinander unkorreliert sind. Dabei sind die Einzelfehler wie folgt bestimmt:

Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals

Da das Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals nur mit endlicher Genauigkeit bekannt ist, wirkt sich sein Fehler über Fehlerfortpflanzung auf das Messergebnis aus. Damit der statistische Fehler die Statistik des Datensatzes widerspiegelt wird der Fehler des Referenzkanals als reiner systematischer Fehler behandelt. Er wird berechnet als:

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-) &= \mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-) \cdot \frac{\Delta\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S) \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S) \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-)} \\ &= 0.288 \cdot 10^{-4}\end{aligned}$$

Dieser Fehler dominiert den gesamten systematischen Fehler und ließe sich durch eine genauere Messung des Referenzkanals senken.

Signalmodell

Mit der Verwendung eines Fitmodells sind gewisse Annahmen an die Verteilung verbunden. Um zu berücksichtigen, dass andere Modelle ebenfalls zu einem passenden Resultat führen werden in beiden Zerfallskanälen andere Modelle für die Signalkomponente gewählt und das Verzweigungsverhältnis erneut bestimmt. Die Differenz zum vorigen Ergebnis bildet dann den Fehler. Als alternatives Signalmodell wurde für Signal- und Referenzkanal ein einfacher Crystal-Ball gewählt.

Untergrundmodell

Für die Untergrundkomponente des Fitmodells muss, wie bereits für die Signalkomponente, berücksichtigt werden, dass ein anderes Modell die Verteilung ebenfalls beschreiben kann. Im Signalkanal wurde daher statt eines exponentiellen Untergrundes ein linearer Untergrund an die Datenverteilung angepasst, und im Referenzkanal wurde ein Polynom kubischer Ordnung verwendet. Da jeweils nur die Signal- oder die Untergrundkomponente geändert wurde sind die beiden Resultate unabhängige Einzelfehler.

Einfluss der X(3872)-Resonanz

Der Anteil der X(3872)-Resonanz am Signal wurde ebenfalls über einen Fit ermittelt. Um den systematischen Einfluss durch das dabei verwendete Fitmodell zu bestimmen, wurden erneut die Einflüsse für das X(3872)-Signalmodell, sowie das X(3872)-Untergrundmodell bestimmt. Dabei wurde die Signalkomponente durch einen Crystal Ball ersetzt, beziehungsweise die Untergrundkomponente durch ein Polynom linearer Ordnung ausgetauscht. Der Fehler durch ein anderes Signalmodell erwies sich dabei als vernachlässigbar. Für das andere Untergrundmodell ergaben sich $\Delta N_{X(3872)} = 151$ Ereignisse weniger. Für den systematischen Fehler wurde das Verzweigungsverhältnis erneut berechnet, wobei die X(3872)-Resonanz nur mit $N_{X(3872)} = 911$ Ereignissen berücksichtigt wurde.

Mehrfache Kandidaten

Da nicht bekannt ist welcher Kandidat, bei mehreren Kandidaten pro Ereignis, dem tatsächlichen Zerfall entspricht, wurde in Unterabschnitt 5.3 eine zufallsbasierte Selektion durchgeführt. Ohne die Selektion würden Ereignisse mit hoher Spurmultiplicität stärker gewichtet werden. Die Fits des Signalkanal sowie des Referenzkanal wurden in Unterabschnitt 5.3 erneut durchgeführt und das Verzweigungsverhältnis bestimmt. Die Abweichung zum Verhältnis ohne diese Selektion wird als systematischer Fehler berücksichtigt.

„Peakender“ Untergrund

In dieser Analyse wurden für Referenz- und Signalkanal je eine Monte-Carlo-Simulation verwendet. Daher kann der „peakende“ Einfluss der beiden Kanäle aufeinander untersucht werden. In Unterabschnitt 5.2.3 wurden dabei $N_U = 52$ „peakende“ Untergrundereignisse im Signalkanal bestimmt. „Peakende“ Untergrundereignisse im Referenzkanal wurden nicht gefunden. Der systematische Fehler berechnet sich dann, indem die „peakenden“ Untergrundereignisse von der Anzahl der Ereignisse im Signalkanal abgezogen werden und das Verzweigungsverhältnis erneut berechnet wird. Dieser Fehler berücksichtigt nur einen von vielen möglichen Zerfallskanälen. Um den vollständigen „peakenden“ Untergrund zu berechnen, wäre eine Monte-Carlo-Simulation aller möglichen Zerfallskanäle nötig.

Statistischer Fehler der Effizienz

Der statistische Fehler der Effizienzbestimmung mit simulierten Daten lässt sich zu einem Fehler auf das Verzweungsverhältnis fortpflanzen. Dabei wird dieser Fehler als systematischer Fehler behandelt, damit der angegebene statistische Fehler ausschließlich die statistische Unsicherheit der Messdaten widerspiegelt. Insgesamt gilt also:

$$\Delta\mathcal{B} = \mathcal{B} \cdot \frac{\Delta\epsilon_{Ges}}{\epsilon_{Ges}} = 0.056$$

PID Anpassung

Um den Einfluss der PID Anpassung zu überprüfen, wurde die Effizienz, und damit das Verzweungsverhältnis, erneut ohne die PID Anpassung bestimmt. Für eine korrekte Bestimmung der Effizienz ist die Anpassung erforderlich. Daher wird die halbe Abweichung zwischen dem Verzweungsverhältnis ohne PID Anpassung und dem Verzweungsverhältnis mit PID Anpassung als systematischer Fehler verwendet, um den Fehler nicht zu überschätzen[1].

Neugewichtung

Für den Einfluss der Neugewichtung in den Variablen χ_{Vtx}^2 und der Spurmultiplicität für Signal- und Referenzkanal, sowie der Variablen $p_t(B)$ und $p_t(\pi^+)$ für den Signalkanal und $m(J/\psi\pi\pi)$ und $p_t(\pi^+)$ für den Referenzkanal, wird ein systematischer Fehler angegeben. Die Neugewichtung ist dabei ein wichtiger Schritt für die Bestimmung der Effizienz. Um einen systematischen Fehler anzugeben wird, wie für die PID Anpassung, das Verzweungsverhältnis ohne die Neugewichtung erneut bestimmt und die halbe Abweichung zum vorigen Ergebnis als Fehler verwendet[1].

Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Neugewichtung wurde wie gehabt vorgenommen, jedoch ohne den Korrekturfaktor für die Spurrekonstruktion. Erneut wird, mit der neu bestimmten Effizienz, die Hälfte der Abweichung des Verzweungsverhältnisses als systematischer Fehler verwendet[1].

Effizienz der Myonenerkennung

Wie für die Effizienz der Spurrekonstruktion, wird auch für die Effizienz der Myonenerkennung die Neugewichtung ohne den Korrekturfaktor wiederholt. Es wird ebenfalls die halbe Abweichung des neu bestimmten Verzweigungsverhältnisses als systematischer Fehler betrachtet[1].

Monte-Carlo $K\pi\pi$ -Massenverteilung

Die verwendete Monte-Carlo-Simulation generiert ausschließlich Zerfälle der Art $B^+ \rightarrow J/\psi K_1^+(1270)$ mit $K_1^+(1270) \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$. Daher stimmen Daten und Simulation in der $K\pi\pi$ -Masse, aufgrund der fehlenden anderen Zwischenzustände, auch nach der Neugewichtung, schlecht überein. Um den Einfluss dieser schlechten Übereinstimmung zu prüfen, wurde eine zusätzliche eindimensionale Neugewichtung in $m(K\pi\pi)$ durchgeführt und das Verzweigungsverhältnis neu bestimmt. Die Abweichung zum vorherigen Wert bildet einen systematischen Fehler[1].

$\psi(2S)$ Veto auf Monte-Carlo

Während der Bestimmung der Effizienzen sind die gleichen Schnitte auf den Monte-Carlo-Dateien wie auf den Messdaten. Da die Übereinstimmung zwischen simulierten Daten und Messdaten in der $J/\psi \pi\pi$ -Masse für geringe Massen nicht sehr gut ist, wird das $\psi(2S)$ -Veto entfernt, um die Anfälligkeit auf diese schlechte Übereinstimmung zu testen. Das Verzweigungsverhältnis wird ohne den Schnitt neu berechnet und die Differenz als systematischer Fehler betrachtet[1].

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^+\pi^-$ mit hoher statistischer Genauigkeit gemessen. Dafür wurde das Verzweigungsverhältnis zunächst relativ zu dem Referenzkanal $B^+ \rightarrow \psi(2S)K$ mit $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi\pi$ bestimmt. Für die Analyse wurden Daten, die vom LHCb-Experiment 2011 und 2012 aufgenommen wurden, selektiert und es konnten $N_{Sig}^{Signal Kanal} = 130741 \pm 398$ und $N_{Sig}^{Referenzkanal} = 27427 \pm 182$

Signal- bzw Referenzereignisse bestimmt werden. Unter Berechnung der Selektionseffizienz, die mit simulierten Ereignissen bestimmt wurde, sowie unter Verwendung des Welt-Mittelwerts für den Referenzkanal konnte aus dem Verhältnis der Signalereignisse das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls bestimmt werden:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K \pi \pi) = (7.165 \pm 0.052 \text{ stat} \pm 0.416 \text{ sys}) \cdot 10^{-4} \quad (16)$$

Der gemessene Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Mittelwert bisheriger Messungen, $\mathcal{B}_{\text{PDG}} = (8.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-4}$ [10]. Die Übereinstimmung mit dem genauesten bisher gemessenen Wert, bestimmt durch die Belle-Kollaboration, $\mathcal{B}_{\text{Belle}} = (7.16 \pm 0.10 \text{ stat} \pm 0.60 \text{ sys}) \cdot 10^{-4}$ [5] ist ebenfalls sehr gut. In beiden Fällen stimmen die Ergebnisse im 1σ -Bereich überein. Die hohe statistische Genauigkeit der Messung konnte durch die enorme Datenmenge erreicht werden. Der systematische Fehler limitiert jedoch die Genauigkeit, mit der das Verzweigungsverhältnis ermittelt werden kann. Um eine deutliche Verbesserung des systematische Fehlers zu erreichen, wäre es notwendig, auch das Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals genauer zu bestimmen, da dieses den dominanten Einfluss auf die Systematik hat. Zudem würde die Verwendung einer Monte-Carlo-Datei mit verschiedenen simulierten Resonanzen den systematischen Fehler bei der Bestimmung der Effizienz deutlich verringern.

8 Literaturverzeichnis

- [1] Daniel Richter (LHCb Kollaboration), Bachelorarbeit: *Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfallskanals $B^+ \rightarrow J/\psi K \pi \pi$ am LHCb Experiment*, Universität Heidelberg 2014
- [2] Christoph Berger: *Elementarteilchenphysik*
Springer Verlag, 2002
- [3] *Standardmodell* In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie.
Bearbeitungsstand: 12. Juli 2014
URL: <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Standardmodell&oldid=132074213>
(Abgerufen: 31.07.2014)

- [4] JaxoDraw: *A graphical user interface for drawing Feynman diagrams*
URL: <http://jaxodraw.sourceforge.net/>
- [5] H. Guler et al. (Belle Kollaboration):
Study of the $K^+\pi^+\pi^-$ Final State in $B^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^+\pi^-$ and $B^+ \rightarrow \Psi'K^+\pi^+\pi^-$
arXiv:1009.5256v2 (2011)
- [6] Europäische Organisation für Kernforschung (CERN): *The CERN accelerator complex*. (2013)
URL: <http://cds.cern.ch/record/1621894>
(Abgerufen: 15.07.2014)
- [7] J.Albrecht et al.: *CERN faq, LHC - the guide*. (2009)
URL: <http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>
(Abgerufen: 15.07.2014)
- [8] Europäische Organisation für Kernforschung (CERN): *LHC Machine Outreach*.
URL: <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/collisions.htm>
(Abgerufen: 15.07.2014)
- [9] LHCb Kollaboration: *The LHCb Detector at the LHC*
URL: <https://cds.cern.ch/record/1129809/>
(Abgerufen: 15.07.2014)
- [10] J. Beringer et al. (Particle Data Group): *Phys. Rev. D***86**, 010001 (2012/2013)
(URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [11] Europäische Organisation für Kernforschung (CERN):
LHC Performance and Statistics
URL: <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/index.php>
(Abgerufen: 23.07.2014)
- [12] LHCb-Kollaboration:
The LHCb Trigger and its Performance in 2011
arXiv:1211.3055v2 (April 2013)

- [13] LHCb Kollaboration:
First observation of the rare decays $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$ and $B^+ \rightarrow \Phi K^+\mu^+\mu^-$
arXiv:1408.1137v1 (August 2014)
- [14] Dr. Sebastian Wandernoth(LHCb Kollaboration), Dissertation:
Measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillation Frequency at LHCb using 1 fb^{-1} of data taken in 2011, Universität Heidelberg (2014)
- [15] Rene Brun und Fons Rademakers: *Root - An Object Oriented Data Analysis Framework* Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. URL: <http://root.cern.ch/>
- [16] Wouter Verkerke und David Kirkby: *The RooFit Toolkit for Data Modeling*
URL: <http://roofit.sourceforge.net/>
- [17] M. Pivk, F.R. Le Diberder: *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*
arXiv:physics/0402083v3 (2005)
- [18] Marco Tresch: *PID tool*
URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/PIDCalibPackage>
- [19] T. Ullrich und Z. Xu:
Treatment of Errors in Efficiency Calculations
arXiv:physics/0701199v1 (Januar 2007)

Erklärung

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

Heidelberg, den 24. August 2014