

Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit  
im Studiengang Physik  
vorgelegt von  
Daniel Philipp Richter  
geboren in Lörrach

2014



# Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall

$$B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$$

mit dem LHCb Experiment

Diese Bachelorarbeit wurde von Daniel Philipp Richter

ausgeführt am

Physikalischen Institut Heidelberg

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Ulrich Uwer

## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  des Zerfallskanals  $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$  unter Verwendung des Normierungskanals  $B^+ \rightarrow \Psi(2s) K^+$  mit  $\Psi(2s) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$  mit Daten des LHCb-Experiments bestimmt. Die Daten wurden in den Jahren 2011 und 2012 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 3 \text{ fb}^{-1}$ . Mittels Selektionskriterien werden beide Kanäle separiert und die jeweilige Ereignisanzahl unter Berücksichtigung des Untergrundes mittels eines Unbinned Maximum Likelihood Fits bestimmt. Zusätzlich werden die Detektoreffizienzen für beide Zerfallskanäle mittels einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dabei müssen die simulierten Ereignisse durch eine Umgewichtung an die Daten angepasst werden. Mit Spurrekonstruktions- und Myonenrekonstruktions-Korrekturfaktoren sowie dem aus der Literatur entnommenen Verzweigungsverhältnis des Normierungskanals kann das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  des Zerfallskanals bestimmt werden und beträgt

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (7,165 \pm 0,052 \text{ (stat.)} \pm 0,416 \text{ (sys.)}) \cdot 10^{-4}.$$

Dieser Wert weist im Vergleich zu vorhergehenden Messungen den kleinsten statistischen Fehler und den kleinsten Gesamtfehler auf, weshalb es sich um die bis jetzt genaueste Messung dieses Verzweigungsverhältnisses handelt. Das Ergebnis ist im  $1\sigma$ -Bereich sowohl mit dem Literaturwert, als auch mit der aktuellsten Einzelmessung der Belle-Kollaboration kompatibel.

## Abstract

This thesis presents a determination of the branching ratio  $\mathcal{B}$  of the decay channel  $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$  using the normalisation channel  $B^+ \rightarrow \Psi(2s) K^+$  with  $\Psi(2s) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$  and data collected by the LHCb-Experiment. The data was collected in 2011 and 2012, which corresponds to an integrated luminosity of  $\mathcal{L} = 3 \text{ fb}^{-1}$ . Using selection criteria, both channels are separated and their event number is determined under appropriate consideration of background events using Unbinned Maximum Likelihood Fits. Additionally, the detector efficiencies of both channels are determined using a Monte-Carlo-Simulation. In this simulation, the events have to be adapted to the data by re-weightings. Using tracking- and IsMuon-correction factors and the branching ratio of the normalisation channel from the literature, the branching ratio  $\mathcal{B}$  of the decay channel can be determined to be

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (7,165 \pm 0,052 \text{ (stat.)} \pm 0,416 \text{ (sys.)}) \cdot 10^{-4}.$$

In comparison to previous measurements, this value offers the smallest statistical and total error. Therefore, it is the most accurate measurement of this branching ratio until now. The result is in good agreement ( $1\sigma$ ) with the literature value as well as the latest single measurement of the Belle-Collaboration.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell der Teilchenphysik</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Das LHCb-Experiment</b>	<b>5</b>
3.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	5
3.2	Der LHCb-Detektor . . . . .	6
3.2.1	Tracking-System . . . . .	6
3.2.2	Teilchenidentifizierung . . . . .	8
3.2.3	Das Triggersystem . . . . .	9
3.3	Rekonstruktion des Zerfalls in dieser Analyse . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Ablauf der Analyse</b>	<b>15</b>
4.1	Verwendete Daten . . . . .	15
4.2	Verwendete Monte-Carlo-Daten . . . . .	15
4.3	Unbinned Maximum Likelihood Fit . . . . .	17
4.4	Verfahren zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses . . . . .	17
<b>5</b>	<b>Selektion der Signalereignisse</b>	<b>19</b>
5.1	Trigger-Schnitte . . . . .	19
5.2	Optimierung der Vorselektionsschnitte . . . . .	19
5.3	Untergründe . . . . .	22
5.3.1	$B^0$ -Schnitt . . . . .	22
5.3.2	$\Psi(2s)$ -Vetoschnitt . . . . .	22
5.3.3	Weitere Untergrunduntersuchungen . . . . .	24
5.3.4	sWeights . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Vergleich der Daten mit der Simulation</b>	<b>29</b>
6.1	PID Neuberechnung . . . . .	29
6.2	Neugewichtung . . . . .	31
6.3	Spurrekonstruktions- und Myonenrekonstruktionseffizienz . . . . .	32
6.4	Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo . . . . .	34
6.5	Bestimmung der Detektoreffizienzen . . . . .	34
<b>7</b>	<b>Berechnung des Verzweigungsverhältnisses</b>	<b>37</b>
7.1	Bestimmung der Signal- und Normierungsereignisse . . . . .	37
7.2	Kontamination durch X(3872) . . . . .	37
7.3	Berechnung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)$ . . . . .	39

<b>8</b>	<b>Systematische Unsicherheiten</b>	<b>40</b>
8.1	Daten . . . . .	40
8.1.1	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ des Normierungskanals . . . . .	40
8.1.2	Signalmodelle . . . . .	40
8.1.3	Untergrundmodelle . . . . .	40
8.1.4	Subtraktion der X(3872)-Resonanz . . . . .	41
8.1.5	Kandidatenauswahl . . . . .	41
8.1.6	Peakender Untergrund . . . . .	42
8.2	MC-Daten . . . . .	43
8.2.1	Neugewichtung . . . . .	43
8.2.2	PID Neuberechnung . . . . .	43
8.2.3	Spurrekonstruktionseffizienz . . . . .	44
8.2.4	Myonenrekonstruktionseffizienz . . . . .	44
8.2.5	Statistische Fehler der Detektoreffizienz . . . . .	44
8.2.6	$K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung . . . . .	44
8.2.7	$\Psi(2s)$ -Vetoschnitt . . . . .	45
8.3	Überblick der systematischen Fehler . . . . .	45
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>46</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>48</b>
<b>11</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>59</b>

# 1 Einleitung

Der **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) ist ein kreisförmiger Teilchenbeschleuniger am CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire, Europäische Organisation für Kernforschung), in dem Protonen zur Kollision gebracht werden. Der LHC ist mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 14$  TeV der leistungsstärkste Beschleuniger der Welt. Am LHC werden vier große Experimente mit jeweils separaten Detektoren durchgeführt. Eines davon ist das LHCb-Experiment, an dem 1057 Wissenschaftler aus 67 Instituten und 16 Ländern [1] beteiligt sind. Ziel des Experiments ist die Untersuchungen von CP-Verletzung<sup>1</sup> in den Zerfällen von schweren B- und D-Mesonen. CP Verletzung ist eine der notwendigen Voraussetzungen für beobachtbare Baryonenasymmetrie in unserem Universum, die bisher noch nicht verstanden ist.

Der LHCb-Detektor ist auf die Untersuchungen von B-Mesonen spezialisiert, deren Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden können und so die vollständige Rekonstruktion eines Zerfalls ermöglichen. Die in dieser Arbeit untersuchten  $B^+$ -Mesonen können dabei in unterschiedliche Zerfallskanäle zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines Teilchens in einen Kanal ist durch das Verzweigungsverhältnis (engl. Branching Ratio)  $\mathcal{B}$  gegeben. Ziel dieser Analyse ist die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)$ . Bei diesem Zerfall handelt es sich um einen unterdrückten Vergleichskanal für die Messung  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \mu^+ \mu^-)$  [2]. Hierfür wurden Daten, die in den Jahren 2011 und 2012 mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV (2011) bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV (2012) aufgenommen wurden, verwendet. Da die Gesamtzahl aller zerfallenen  $B^+$ -Mesonen nicht bekannt ist, wird für die Bestimmung ein Normierungskanal benötigt, dessen Verzweigungsverhältnis aus der Literatur bekannt ist. Hierfür wird der Kanal  $B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi \pi^+ \pi^-)_{\Psi(2s)}K^+$  verwendet, da dessen Verzweigungsverhältnis einen Fehler von 4% aufweist und über den gleichen Endzustand rekonstruiert werden kann.

Ziel dieser Messung ist es, das Verzweigungsverhältnis unter Verwendung eines im Vergleich zu früheren Analysen umfangreicheren Datensatzes erneut zu bestimmen, um somit einerseits durch die höhere Ereignisanzahl den statistischen Fehler reduzieren zu können, andererseits durch den Vergleich mit anderen Messungen diese zu überprüfen. Die hier vorgestellte Messung wurde gemeinsam mit Johannes Gry durchgeführt, weshalb in einigen Kapiteln auf Ergebnisse seiner Bachelorarbeit mit dem Verweis [3] referenziert wird.

Der Aufbau der Arbeit ist wie folgt: Zu Beginn wird das Standardmodell der Teilchenphysik erläutert, anschließend wird ein Überblick über das LHCb-Experiment mit dem Detektor und seinen einzelnen Komponenten und deren Funktionsweisen gegeben. Danach werden die verwendeten Datensätze vorgestellt, sowie das prinzipielle Verfahren zur Bestimmung eines Verzweigungsverhältnisses erläutert. Weiterhin wird die verwen-

---

<sup>1</sup>Verletzungen der Symmetrie bei gleichzeitiger Ladungs- (C) und Paritätsumkehr (P)

dete Selektion der Daten vorgestellt und verschiedene Schritte beschrieben, um die Verteilungen von simulierten Ereignissen zur Bestimmung der Detektoreffizienz an die der Daten anzupassen. Zuletzt wird das gesuchte Verzweigungsverhältnis berechnet und systematische Fehlerquellen studiert.



## 2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell bildet mit seinen fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkungen die Grundlage der Teilchenphysik [4].

Die Quarks und Leptonen stellen dabei die Bausteine der Materie dar. Sie sind in drei Generationen aufgeteilt und tragen den Spin  $\frac{1}{2}$ , sind also aufgrund des halbzahligen Spins Fermionen (siehe Tabelle 1). Quarks jeder Generation sind dabei in einen „Up-Typ“ mit Ladung  $\frac{2}{3}$ , sowie einen „Down-Typ“ mit Ladung  $-\frac{1}{3}$  aufgeteilt. Als Leptonen werden die Elektronen ( $e$ ), Myonen ( $\mu$ ) und Tauonen ( $\tau$ ) (Ladung jeweils  $-1$ ) mit den jeweils zugehörigen Neutrinos (ladungsneutral) bezeichnet. Zu jedem der 12 Fermionen existiert ein zugehöriges Antiteilchen, welches die gleiche Masse, jedoch entgegengesetzte Ladungen aufweist. Die uns umgebende Materie besteht allerdings ausschließlich aus den leichten Fermionen der ersten Generation. Teilchenbeschleuniger ermöglichen es jedoch, durch Kollision neue Teilchen aller Generationen zu produzieren, welche anschließend untersucht werden können.

Tabelle 1: Quarks und Leptonen im Standardmodell [5]

		Quarks		Leptonen		
Gen.	Flavor	Ladung [e]	Masse	Flavor	Ladung [e]	Masse
I	up	$+\frac{2}{3}$	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	$\nu_e$	0	$\leq 2\text{eV}$
	down	$-\frac{1}{3}$	$4,8_{-0,3}^{+0,7}$ MeV	$e$	-1	511,0 keV
II	charm	$+\frac{2}{3}$	$1,28 \pm 0,03$ GeV	$\nu_\mu$	0	$\leq 2\text{eV}$
	strange	$-\frac{1}{3}$	$95 \pm 5$ MeV	$\mu$	-1	105,7 MeV
III	top	$+\frac{2}{3}$	$173,5 \pm 1,0$ GeV	$\nu_\tau$	0	$\leq 2\text{eV}$
	bottom	$-\frac{1}{3}$	$4,18 \pm 0,03$ GeV	$\tau$	-1	1,78 GeV

Die Austauschteilchen der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen sind Bosonen mit ganzzahligem Spin. Das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung koppelt an geladene Teilchen. Die  $W^\pm$ - und die  $Z^0$ -Bosonen koppeln als Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung an den schwachen Isospin. Bei den 8 Gluonen handelt es sich um die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Sie tragen selbst Farbladung<sup>2</sup> und koppeln an Farbladungen, wie sie Quarks oder andere Gluonen tragen. Gluonen sind für die Bindung von Quarks in farbneutralen Hadronen verantwortlich. Diese farbneutralen („weißen“) Hadronen können dabei entweder aus drei Quarks verschiedener Farbe (Baryonen) oder einem Quark-Antiquarkpaar mit Farbe-Antifarbe bestehen (Mesonen). Da die Kraft der starken Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand zunimmt, stellen diese farbneutralen Zustände eine Einheit dar, in welche sich Quarks stets anordnen („Confinements“). Die Gravitationskraft konnte

<sup>2</sup>Es existieren die Farbladungen rot, grün und blau mit den dazugehörigen Antifarben

bisher noch von keiner Theorie in das Standardmodell integriert werden, spielt jedoch aufgrund der kleinen Massen der Elementarteilchen (und der daraus resultierenden geringen relativen Stärke) eine untergeordnete Rolle für die Teilchenphysik.

Bei den in der vorliegenden Arbeit relevanten B-Mesonen handelt es sich um ein System bestehend aus einem Anti-Bottom-Quark, sowie entweder einem Down-Quark ( $B^0$ ), einem Up-Quark ( $B^+$ ), einem Strange-Quark ( $B_s^0$ ) oder einem Charm-Quark ( $B_c^+$ ). Ihre Antiteilchen ( $\overline{B^0}$ ,  $\overline{B^-}$ ,  $\overline{B_s^0}$  und  $\overline{B_c^-}$ ) bestehen aus den entsprechenden Antiquarks. Eine ausführliche Erläuterung des Standardmodells ist beispielsweise in [4] zu finden.

## 3 Das LHCb-Experiment

### 3.1 Der Large Hadron Collider

Das LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty)-Experiment [6] ist eines der vier großen Experimenten am LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), welche am CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucleáire) in der Nähe von Genf in der Schweiz durchgeführt werden. Beim LHC handelt es sich um einen Proton-Proton-Kreisbeschleuniger<sup>3</sup>, welcher sich in einem unterirdischen Tunnel mit einem Umfang von 27 km unter der schweizerisch-französischen Grenze befindet und auf eine maximale Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  sowie eine maximale Luminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ausgelegt ist. Dabei werden die Protonen in zwei gegenläufigen Strahlen, welche aus jeweils 2808 Bündeln mit über  $10^{11}$  Protonen bestehen, mit einer Rate von 40 MHz in den vier Interaktionspunkten zur Kollision gebracht, an denen sich die Detektoren der vier Experimente befinden. Neben dem LHCb-Experiment handelt es sich dabei um ATLAS (**A** **T**oroidal **L**H**C** **A**pparatus), CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) und ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment). Während ATLAS und CMS auf die Suche nach schweren Resonanzen, dem Higgs-Boson, sowie neuen Teilchen jenseits des Standardmodells ausgelegt sind, ist der ALICE-Detektor auf die Vermessung des Quark-Gluon-Plasmas spezialisiert, welches durch die Kollision von schweren Blei-Ionen erzeugt wird. Der LHCb-Detektor ist auf die präzise Vermessung von b- und c-Hadronen ausgelegt, um über die Untersuchung von CP-Verletzungen die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum zu erklären. CP-Verletzungen sind bereits seit längerer Zeit bekannt [7], jedoch ermöglicht das LHCb-Experiment durch eine höhere statistische Genauigkeit deutlich präzisere Messungen. Ein weiteres Ziel ist die Untersuchung seltener Zerfälle von B-Mesonen, um so Hinweise auf Phänomene jenseits des Standardmodells zu finden [8].

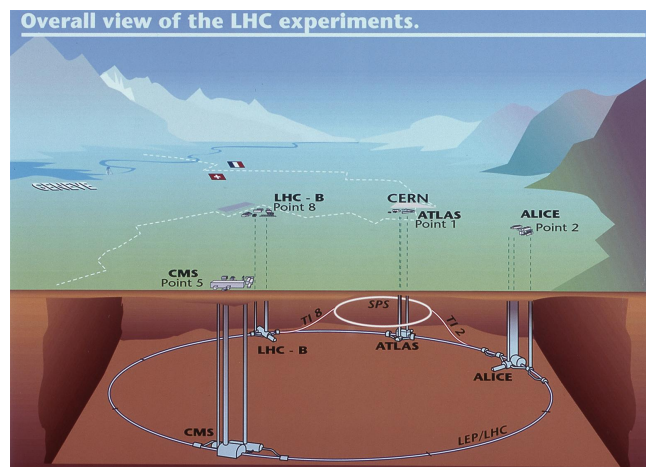


Abbildung 3.1: Geographische Lage des LHC sowie des vier größten Experimenten [9].

<sup>3</sup>für kurze Zeiträume werden auch Blei-Ionen beschleunigt

## 3.2 Der LHCb-Detektor

Der LHCb-Detektor ist darauf spezialisiert, die bei der Proton-Proton-Kollision hauptsächlich durch Gluon-Gluon-Fusion entstehenden Bottom-Antibottom-Paare ( $b\bar{b}$ -Paare) nachzuweisen. Beide Quarks der  $b\bar{b}$  Paare bewegen sich nach der Kollision in gleiche Richtungen entlang der Strahlachse, sodass der Detektor als einarmiges Spektrometer ausgelegt werden konnte. Der Detektor deckt in vertikaler Ebene einen Bereich von  $10 - 250$  mrad, sowie in horizontaler Ebene einen Bereich von  $10 - 300$  mrad ab. Eine Seitenansicht des  $5600$  t schweren und  $21$  m langen,  $10$  m hohen sowie  $13$  m breiten Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt [10].

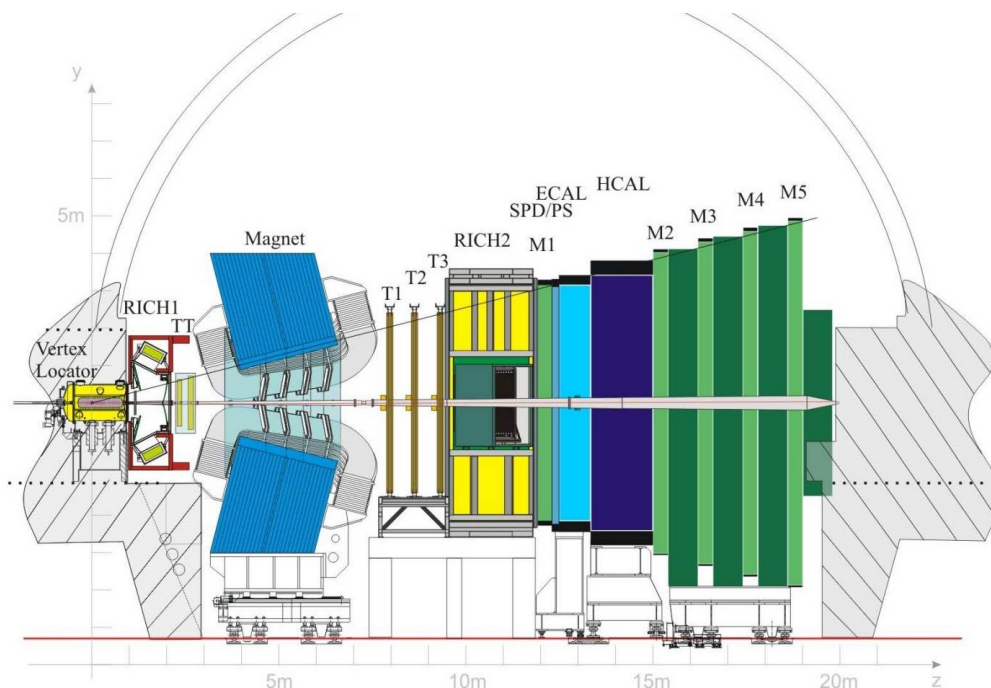


Abbildung 3.2: Aufbau des LHCb-Detektors in der Seitenansicht [11] mit farblicher Darstellung der Detektorkomponenten (Erklärung der Abkürzungen siehe Kapitel 3.2).

### 3.2.1 Tracking-System

Das Tracking-System des Detektors besteht aus mehreren Subdetektoren. Hauptaufgabe dieser Detektoren ist eine präzise Messung der Spuren sowie der Impulse geladener Teilchen. Dabei wird ausgenutzt, dass der Magnet, welcher Feldlinien zum Großteil in  $y$ -Richtung bildet, auf die geladenen Teilchen eine Lorentzkraft ausübt und diese somit auf eine Kreisbahn abgelenkt werden. Über die rekonstruierten Spuren vor und nach dem Magnet kann auf diese Weise der Impuls bestimmt werden. Das integrierte Magnetfeld  $B$  über die Länge  $l$  der Gesamtausdehnung des Feldes in  $z$ -Richtung beträgt dabei  $\int B dl = 4$  Tm. Die Polarität des Magneten lässt sich invertieren, sodass auf den

gesamten Datensatz betrachtet die Verteilung der Teilchenspuren im Detektor symmetrisch zur x-Achse ist. Auf diesem Weg mitteln sich einige Asymmetrien des Detektors weg. Das Tracking-System des LHCb-Detektors besteht aus dem **Vertex Locator** (VELO) und **Tracker Turicensis** (TT) zur Spurrekonstruktion vor dem Magneten sowie den Spurkammern (T1–T3) zur Spurrekonstruktion nach dem Magneten [10].

### **Vertex Locator**

Der **Vertex Locator** (VELO) erlaubt eine genaue Vermessung von Spuren geladener Teilchen im Bereich um den Kollisionspunkt beider Protonen, dem **Primärvertex** (PV). Weiterhin rekonstruiert der VELO den **Sekundärvertex** (SV), in dem die bei der Proton-Proton-Kollision entstandenen b- oder c-Hadronen zerfallen, und kann dadurch zwischen prompten Teilchen, die direkt in der *pp*-Kollision entstehen und Teilchen, die erst im Sekundärvertex entstehen, unterscheiden. Der VELO besteht aus zwei halbkreisförmigen Detektorhälften, welche erst nach Stabilisierung des *pp*-Strahls an den Kollisionspunkt gefahren werden. Jeder Detektor besteht aus 21 Lagen doppelseitiger Siliziumstreifendetektoren, welche die Spuren nachweisen. Jeweils eine Sensorseite misst dabei die radiale Komponente  $r$ , die andere den Polarwinkel  $\phi$ . Abhängig vom Streifenabstand wird dabei eine Auflösung von  $10 - 25 \mu\text{m}$  in radialer Richtung sowie  $10 - 28 \mu\text{m}$  in polarer Richtung erreicht [10].

### **Tracker Turicensis**

Beim Tracker Turicensis handelt es sich um einen 150 cm breiten und 130 cm hohen vierlagigen Siliziumstreifendetektor, welcher sich direkt vor dem Magneten befindet und dessen gesamten Akzeptanzbereich abdeckt. Die erste und letzte der vier Lagen des Detektors sind dabei um  $\pm 5^\circ$  gedreht, um eine zweidimensionale Auflösung zu erreichen. Die Spurauflösung beträgt  $50 \mu\text{m}$ . Durch Kombination mit dem vom VELO rekonstruierten Vertices und Spursegmenten kann so die Spur geladener Teilchen vor dem Magneten rekonstruiert werden [10].

### **Spurkammern**

Die Spurkammerstationen T1-T3 sind je nach Abstand zur Strahlachse in einen **Inner Tracker** (IT) und **Outer Tracker** (OT) unterteilt. Beim Inner Tracker handelt es sich um einen Siliziumstreifendetektor, welcher 120 cm breit sowie 40 cm hoch ist. Beim Outer Tracker handelt es sich um einen Driftröhrendetektor, welcher eine Breite von 6 m, sowie eine Höhe von 5 m aufweist. Jeder der drei Stationen besteht aus vier Lagen. Wie beim Tracker Turicensis sind die äußeren der vier Lagen um  $\pm 5^\circ$  gedreht, um zweidimensionale Messungen zu ermöglichen [10].

### 3.2.2 Teilchenidentifizierung

Die korrekte Identifizierung von Teilchen (engl. **P**article **I**dentification, PID), insbesondere die Unterscheidung zwischen Kaonen und Pionen, ist von besonderer Bedeutung für die korrekte Rekonstruktion von Zerfällen. Dabei liefern mehrere Detektoren Informationen, welche zu einer gemeinsamen Teilchenhypothese vereint werden. Das Impulsspektrum der Teilchen umfasst mit bis zu  $100 \frac{\text{GeV}}{c}$  einen weiten Bereich, weshalb mit dem RICH 1 (**R**ing **I**maging **C**herenkov detector) und dem RICH 2 mehrere Detektoren mit unterschiedlichen Messbereichen zur Teilchenidentifikation eingesetzt werden. Die Energien der Teilchen werden in einem Kalorimetersystem gemessen, welches aus mehreren Komponenten (SPD, PS, EM-Kalorimeter und hadronisches Kalorimeter) besteht, um alle Teilchen mit ihren verschiedenen Eigenschaften erfassen zu können.

### RICH

Die RICH 1 und RICH 2 Detektoren erlauben eine Geschwindigkeitsbestimmung geladener Teilchen. Der RICH 1 befindet sich vor dem Magneten und umfasst dessen gesamten Akzeptanzbereich. Er deckt Teilchenimpulse bis etwa  $60 \frac{\text{GeV}}{c}$  ab und verwendet Aerogel und  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ -Gas als Radiator. Der RICH 2 ist hinter den T-Station positioniert und ist für Teilchenimpulse von 15 bis  $>100 \frac{\text{GeV}}{c}$  sensitiv. Er deckt mit  $\pm 120$  mrad in horizontaler Richtung bzw.  $\pm 100$  mrad in vertikaler Richtung nur etwa ein Viertel des Raumwinkels des RICH 1 ab, da hohe Impulse vor allem in einem kleinen Bereich um die Strahlachse auftreten. Der RICH 2 ist mit  $\text{CF}_4$ -Gas gefüllt.

Beide RICH Detektoren nutzen für die Messungen den Cherenkov-Effekt, welcher zu einer Lichtemission führt, sobald sich ein geladenes Teilchen mit größerer Geschwindigkeit  $v$  als der Lichtgeschwindigkeit  $c'$  im Medium ( $c' = \frac{c}{n}$ ) mit Brechungszahl  $n$  durch selbiges bewegt. Es wird ein Lichtkegel mit einem Öffnungswinkel  $\theta$  um das geladene Teilchen erzeugt:

$$\cos \theta = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n} \quad (1)$$

Die ausgesandten Photonen werden mit **H**ybrid **P**hoton **D**etektoren (HPDs) nachgewiesen. Die Rekonstruktion des Lichtkegels erlaubt über  $\beta = \frac{v}{c}$  die Bestimmung der Geschwindigkeit. Durch Kombination mit der Impulsmessung aus der Spurrekonstruktion lässt sich so die Masse eines Teilchens ermitteln. Im RICH können Kaonen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 95% nachgewiesen und rekonstruiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pion fälschlicherweise als Kaon zu identifizieren, beträgt etwa 5%. Diese Falschidentifikation wird zu den systematischen Fehlern dieser Messung des Verzweungsverhältnisses beitragen (siehe Kapitel 8) [10, 12].

## Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem des Detektors besteht aus dem **Scintillating Pad Detector** (SPD), dem **Preshower Detector** (PS), dem elektromagnetischen Kalorimeter sowie dem hadronischen Kalorimeter. Es misst die Energie der Teilchen und kann zwischen Photonen, Elektronen und Hadronen unterscheiden. Darüber hinaus trägt es zur ersten Triggerentscheidung (L0 Trigger) bei.

Das elektromagnetische **Kalorimeter** (ECAL) detektiert Teilchenschauer von Photonen und Elektronen. Es ist abwechselnd aus 2 mm dicken Bleiplatten und 4 mm dicken Szintillatorplatten aufgebaut. So können Elektronen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 90 % detektiert und identifiziert werden.

Das **hadronische Kalorimeter** (HCAL) detektiert Teilchenschauer von Hadronen und ist ähnlich wie das ECAL aufgebaut, allerdings werden Eisenplatten anstelle von Bleiplatten verwendet.

Durch dieses System von verschiedenen Kalorimetern kann zwischen Photonen, die nur im PS und ECAL ein Signal liefern, Elektronen, die in allen drei Detektoren ein Signal liefern und Hadronen, welche ausschließlich im hadronischen Kalorimeter ein Signal liefern, unterschieden werden [10] .

## Myonkammern

Die Myonkammern 1–5 des Detektors sind für den Nachweis von Zerfällen mit Myonen im Endzustand sowie den L0 Trigger von Bedeutung.

Die Myonkammern bestehen aus Vieldrahtproportionalitätszählern, welche jeweils von 80 cm dicken Eisenplatten getrennt werden, die sicherstellen, dass nur minimal ionisierende Myonen erfasst werden können und alle Hadronen herausgefiltert werden. Durch diese Absorber benötigen die Myonen einen Impuls von  $>6 \frac{\text{GeV}}{c}$ , um bis zur letzten Myonkammer zu gelangen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt etwa 97 %.

### 3.2.3 Das Triggersystem

Das LHCb-Experiment nutzt im Gegensatz zu ATLAS und CMS eine reduzierte Luminosität, damit pro Kreuzung zweier Protonbündel nicht mehr als ein bis zwei Kollisionen auftreten. Auf diese Weise lassen sich die Ereignisse schnell und effizient rekonstruieren. Die Protonbündel kreuzen sich aber mit einer Rate von 40 MHz, sodass dies unter Berücksichtigung leerer Bündel zu einer Ereignisrate von etwa 15 MHz führt. Da nicht alle Daten abgespeichert werden können (Im Jahr 2011 und 2012 konnten Daten nur mit einer maximalen Rate von 5 kHz abgespeichert werden.) muss durch Trigger eine Vorauswahl interessanter Ereignisse getroffen werden.

Der L0 Trigger reduziert die Ereignisrate zu Beginn auf 1 MHz, mit welcher der gesamte Detektor ausgelesen werden kann. Dabei selektiert er die Ereignisse mit größter Transversalenergie  $E_T$  (Hadronen, Elektronen und Photon Cluster) sowie größtem

transversalen Impuls (Myonen), da die B-Mesonen durch ihre relativ große Masse oft zu Tochterteilchen mit hohen Transversalimpulsen und Energien zerfallen. Für diese Entscheidung benötigt der L0 Trigger  $4 \mu\text{s}$ .

Der HLT (**H**igh **L**evel **T**rigger) reduziert die Ereignisrate von 1 MHz auf 5 kHz. Bei einer Ereignisrate von 5 kHz können die gewünschten Ereignisse gespeichert werden. Hierfür führt HLT 1 eine softwarebasierte Teilchenrekonstruktion im VELO und den T-Stations durch und filtert interessante Ereignisse. Der HLT 2 führt anschließend eine vollständige Ereignisrekonstruktion durch und speichert die gewünschten Ereignisse dauerhaft ab [10].



### 3.3 Rekonstruktion des Zerfalls in dieser Analyse

Die für diese Analyse verwendeten  $B^+$ -Mesonen, bestehend aus einem  $u\bar{b}$ -System, können über verschiedene Zerfallskanäle in die jeweiligen Endzustände zerfallen. Die absolute Häufigkeit wird dabei über das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  angegeben. Die für diese Analyse verwendeten Zerfälle sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Tabelle 2: Betrachtete Zerfallskanäle.

Zerfall	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ laut PDG [5]
$B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$	$(8, 1 \pm 1, 3) \cdot 10^{-4}$
$B^+ \rightarrow \Psi(2s) K^+$	$(6, 27 \pm 0, 24) \cdot 10^{-4}$
$\Psi(2s) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$	$0, 34 \pm 0, 004$

Da es sich bei den  $B^+$ -,  $J/\Psi$ - und den  $\Psi(2s)$ -Mesonen um instabile Teilchen handelt, welche bereits im Detektor zerfallen, können diese nur über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Sowohl im Signalkanal, als auch im Normierungskanal handelt es sich dabei um Myonen, Kaonen und Pionen, welche in den entsprechenden Komponenten des Detektors vermessen werden.

Als Signalkanal werden in dieser Analyse  $B^+ \rightarrow J/\Psi X$  Zerfälle verwendet, wobei das  $X$  als beliebiger Zwischenzustand mit  $X \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$  weiter in den Endzustand zerfällt. Die dominierenden Zwischenzustände sind hierbei mit ihren jeweiligen Zerfallsverhältnissen in Tabelle 3 angegeben. Die Zerfallsverhältnisse aller möglichen Zwischenzustände und aller möglichen Interferenzterme addieren sich dabei zu eins. Es wird deutlich, dass der nichtresonante, „direkte“ Zerfall (also ohne expliziten Zwischenzustand) lediglich in einem kleinen Teil der Ereignisse auftritt. Der am häufigsten auftretende Zwischenzustand ist hingegen das  $K_1(1270)$ . Abbildung 3.3 enthält das zugehörige Feynmandiagramm.

Tabelle 3: Dominierende Zwischenzustände beim Zerfall  $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$  mit den jeweiligen Zerfallsverhältnissen [13].

Zwischenzustand	Zerfallsverhältnis mit stat. und sys. Fehler
nicht resonant $K^+ \pi^+ \pi^-$	$0,152 \pm 0,013 \pm 0,028$
$K_1(1270) \rightarrow K\rho$	$0,383 \pm 0,016 \pm 0,036$
$K_1(1270) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0,232 \pm 0,017 \pm 0,058$
$K_1(1270) \rightarrow K_0^*(1430)\pi$	$0,0157 \pm 0,0052 \pm 0,0049$
Summe $K_1(1270)$	$0,631 \pm 0,024 \pm 0,068$
$K_1(1400) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0,223 \pm 0,026 \pm 0,036$
$K_2^*(1430) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0,088 \pm 0,011 \pm 0,011$
$K_2^*(1980) \rightarrow K^*(892)\pi$	$0,0736 \pm 0,0073 \pm 0,0095$
$K_2^*(1980) \rightarrow K\rho$	$0,0613 \pm 0,0058 \pm 0,0059$
Summe $K_2^*(1980)$	$0,135 \pm 0,009 \pm 0,011$

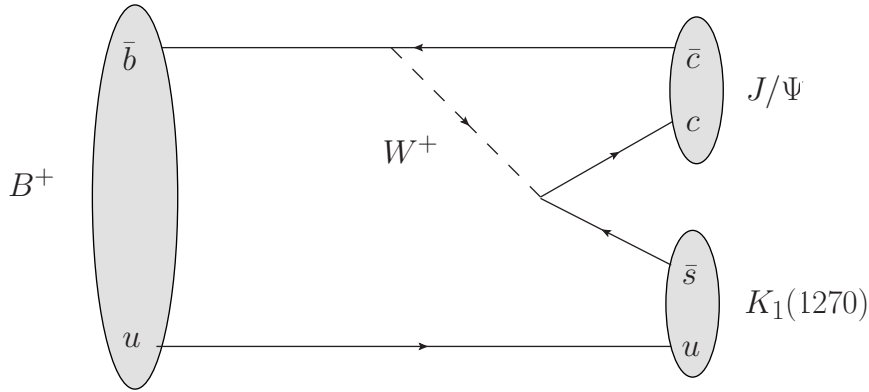
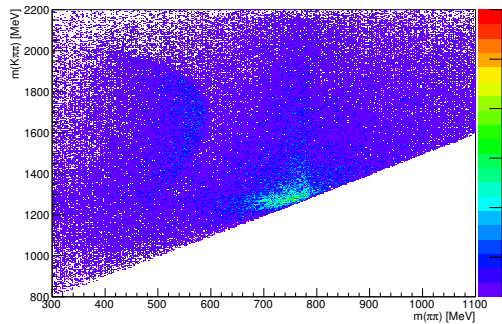


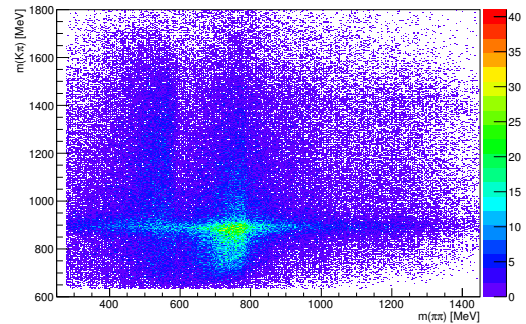
Abbildung 3.3: Feynmandiagramm eines  $B^+$ -Zerfalls durch die schwache Wechselwirkung in den häufigen Zwischenzustand  $J/\Psi K_1(1270)$ .

Das in dieser Analyse als Endzustand betrachtete  $J/\Psi$  zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B}(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (5,93 \pm 0,06)\%$  in zwei Myonen, welche in den Myonkammern nachgewiesen werden.

Im Normierungskanal zerfällt das  $B^+$ -Meson zunächst in ein  $\Psi(2s)$  und ein  $K^+$ . Das  $\Psi(2s)$  zerfällt anschließend in ein  $J/\Psi$  sowie zwei entgegengesetzt geladene Pionen, sodass derselbe Endzustand wie im Signalkanal erreicht ist.



(a)



(b)

Abbildung 3.4: Darstellung von  $m(K^+ \pi^+ \pi^-)$  vs.  $m(\pi^+ \pi^-)$  (a) und  $m(K^+ \pi^-)$  vs.  $m(\pi^+ \pi^-)$  (b) des Datensatzes mit angewendeter Selektion [3].

Zur genaueren Untersuchung der Resonanzen werden in Abbildung 3.4 die invarianten Massen  $m(K^+ \pi^+ \pi^-)$  vs.  $m(\pi^+ \pi^-)$  (a) und  $m(K^+ \pi^-)$  vs.  $m(\pi^+ \pi^-)$  des verwendeten Datensatzes von Signal- und Normierungskanal in zweidimensionalen Diagrammen aufgetragen. Auf diese Weise werden Bereiche mit einer erhöhten Anzahl von Ereignissen in den jeweiligen Massenbereichen sichtbar. In Abbildung 3.4 (a) ist bei  $m(K^+ \pi^+ \pi^-) \approx 1270$  MeV die Resonanz des  $K_1(1270)$ , welche einen häufigen Zwischenzustand des Signalkanals darstellt, und bei  $m(\pi^+ \pi^-) \approx 770$  MeV eine  $\rho^0$ -Resonanz, welche in zwei Pionen zerfällt, erkennbar. Die Struktur im Bereich links oben konnte den Ereignissen

des Normierungskanals zugeschrieben werden, da sie nach Entfernung der Ereignisse des Normierungskanals durch einen Vetoschnitt (siehe Kapitel 5.3.2) verschwindet. In Abbildung 3.4 (b) ist bei  $m(K^+\pi^-) \approx 900$  MeV die  $K^*(892)$ -Resonanz sichtbar. Im  $m(\pi^+\pi^-)$ -Spektrum ist im Bereich von 700-800 MeV wieder die  $\rho^0$ -Resonanz erkennbar und im Bereich um  $m(\pi^+\pi^-) \approx 550$  MeV die Ereignisse des Normierungskanals. Zur einfacheren Darstellung wird die Masse  $[\frac{\text{MeV}}{c^2}]$  und der Impuls  $[\frac{\text{MeV}}{c}]$  durch Verwendung von  $c=1$  in [MeV] ausgedrückt.

Von den im Detektor registrierten Teilchen werden sowohl Impuls  $\vec{p}$ , als auch die Energie  $E$  bestimmt, sodass ihr Viererimpuls  $\mathcal{P} = (\frac{E}{c}, \vec{p})$  bekannt ist. Über die Energie/Impulsbeziehung  $E^2 = m^2c^4 + \vec{p}^2c^4$  kann so die Masse bestimmt werden. Darüber hinaus gilt bei Zerfällen die Viererimpulserhaltung, sodass ebenfalls die Viererimpulse der  $J/\Psi$ -,  $\Psi(2s)$ - und  $B^+$ -Mesonen als Mutterteilchen durch Summation der Viererimpulse der Tochterteilchen berechnet werden können:

$$\mathcal{P}_{J/\Psi} = \mathcal{P}_{\mu^+} + \mathcal{P}_{\mu^-} \quad (2)$$

$$\mathcal{P}_{\Psi(2s)} = \mathcal{P}_{J/\Psi} + \mathcal{P}_{\pi^+} + \mathcal{P}_{\pi^-} \quad (3)$$

$$\mathcal{P}_{B^+} = \mathcal{P}_{J/\Psi} + \mathcal{P}_{K^+} + \mathcal{P}_{\pi^+} + \mathcal{P}_{\pi^-} \quad (4)$$

Eine weitere verwendete Größe stellt die Pseudorapidität  $\eta$  dar, welche vom Winkel  $\theta$  eines Teilchens relativ zur Strahlachse abhängt. Im Gegensatz zur ebenfalls möglichen Angabe eines Winkels  $\theta$  wird diese Größe in der experimentellen Teilchenphysik bevorzugt, da der Teilchenfluss pro  $\Delta\eta$  nahezu konstant ist. Sie berechnet sich über

$$\eta = \ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (5)$$

Für kleine Winkel ( $\theta \rightarrow 0^\circ$ ) gilt somit  $\eta \rightarrow \infty$  und für orthogonale Richtungen ( $\theta \rightarrow 90^\circ$ ) gilt  $\eta \rightarrow 0$  [14].



## 4 Ablauf der Analyse

In diesem Kapitel wird der in dieser Analyse verwendete Ansatz zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)$  vorgestellt. Hierfür werden zuerst die verwendeten experimentellen sowie mittels Simulation gewonnenen Datensätze vorgestellt. Weiterhin wird die verwendete Fittechnik des „Unbinned Maximum Likelihood Fits“ eingeführt sowie die verwendete Formel zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses erläutert.

### 4.1 Verwendete Daten

In dieser Analyse wurden Daten aus den Jahren 2011 und 2012 verwendet, welche mit einer integrierten Luminosität  $\mathcal{L}$  von  $3 \text{ fb}^{-1}$  [2] bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  (2011) und  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  (2012) [15] gemessen wurden. Hierbei wurde das Stripping 20r1 (20r0p1) für die Daten aus 2011 (2012) mit der Stripping Line B2XMuMu verwendet. Dieses Stripping stellt eine erste Auswahl von vollständig rekonstruierten Ereignissen dar, welche für die spätere Analyse selektiert werden. Die verwendeten Schnitte sind in Tabelle 4 angegeben. Auf die genaue Bedeutung der Variablen wird in Kapitel 5.2 eingegangen.

Tabelle 4: Schnitte der B2XMuMu Stripping Line.

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

Nach dem Stripping beinhaltet der Datensatz von 2011 1,33 Mio. Ereignisse, der von 2012 beinhaltet 3,00 Mio. Ereignisse.

### 4.2 Verwendete Monte-Carlo-Daten

Weiterhin wurden in einer Simulation erzeugte Daten, auch Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) genannt, verwendet. Diese ermöglichen eine Untersuchung der Detektoreffizienz für den Signal- und Normierungskanal, welche möglicherweise nicht identisch sind und bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses berücksichtigt werden müssen. Zur Generierung von Monte-Carlo-Daten werden mit der Software Pythia Proton-Proton-

Kollisionen bei der entsprechenden Schwerpunktsenergie und die dabei entstehenden Teilchen mit ihren Vierervektoren simuliert [16]. Diese Ebene wird als Generatorebene bezeichnet. Durch den bekannten Aufbau des Detektors können nun auf Detektorebene die Spuren (Tracks) der Teilchen im Detektor simuliert werden. Aufgrund der vielfältigen Wechselwirkungen der Teilchen mit Detektormaterie, insbesondere durch die dadurch ausgelösten elektromagnetischen und hadronischen Schauer, ist dieser Vorgang sehr rechenintensiv. Nach der Simulation der Detektorantwort auf diese Ereignisse durch die Software Geant4 werden die Teilchen nun mit derselben Software, wie sie auch im Experiment verwendet wird, rekonstruiert [16]. Im Gegensatz zu den experimentellen Daten ist jedoch nun zusätzlich bekannt, welches Teilchen Ausgangspunkt des Ereignisses war und es kann die Detektorantwort auf einen bestimmten generierten Teilchentyp untersucht werden. Dieses Verfahren wird als MC Wahrheit (MC Truth) bezeichnet und hilft dabei, falsch identifizierte Teilchen zu untersuchen [16]. Für die Untersuchung des Signalkanals wird eine Simulation von 2,09 Mio. Ereignissen des Kanals  $B^+ \rightarrow J/\Psi K_1(1270)$  verwendet, da diese Resonanz den dominierenden Zwischenzustand darstellt. Weitere ebenfalls mögliche Resonanzen sind nicht ausreichend genau bekannt, um eine Simulation zu erstellen. Für den Normierungskanal wird eine Simulation von  $B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+$  Zerfällen mit 1.032.495 generierten Ereignissen verwendet [2]. Die Simulation wurde mit den Versionen 6 und 8 der Software Pythia durchgeführt [2]. Diagramme des Impulses und des transversalen Impulses der  $B^+$ -Mesonen in Abbildung 4.1 zeigen jedoch keine offensichtlichen Differenzen, weshalb die Daten beider Versionen verwendet werden. Die Berechnung der Detektoreffizienzen erfolgt in Kapitel 6.5.

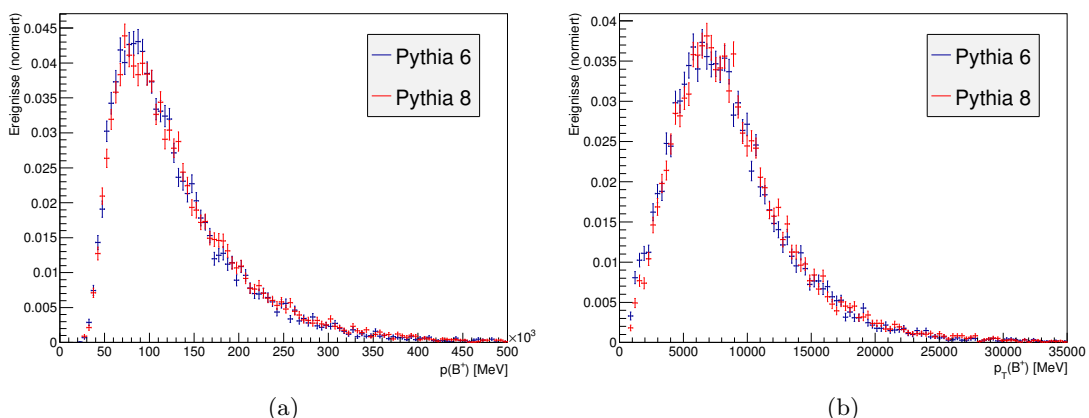


Abbildung 4.1: Histogramme des Impulses (a) und transversalen Impulses (b) der  $B^+$ -Mesonen für beide verwendeten Pythia-Versionen.

### 4.3 Unbinned Maximum Likelihood Fit

Ein wichtiger Teil der Analyse beruht auf Fits der  $B^+$ -Masse im Signalkanal und der  $\Psi(2s)$ -Masse im Referenzkanal. Bei diesen Fits wird die Maximum-Likelihood-Methode verwendet. Der Algorithmus bestimmt einen Satz unbekannter Funktionsparameter  $\vec{\lambda} = \{\lambda_1, \lambda_2, \dots\}$  einer Theorieverteilung aus einem Satz von Messwerten  $\vec{X} = \{X_1, X_2, \dots\}$  und einer Theorieverteilung  $f(\vec{\lambda}; \vec{X})$ . Aus dieser kann durch Normierung über den gesamten Bereich von  $\vec{X}$  die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (probability density function, PDF)  $\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X})$  berechnet werden:

$$\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}) = \frac{f(\vec{\lambda}; \vec{X})}{\int f(\vec{\lambda}; \vec{X}') d\vec{X}'} \quad (6)$$

Diese gibt für einen Parametersatz  $\vec{\lambda}$  die Wahrscheinlichkeit an, ein Ereignis mit Daten  $X_i$  in einem Intervall  $d\vec{X}$  zu messen. Die Likelihoodfunktion  $\mathcal{L}(\vec{\lambda})$  stellt das Produkt der PDFs aller  $n$  Ereignisse dar:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_i^n \mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}) \quad (7)$$

Der Fitalgorithmus maximiert die Likelihoodfunktion durch Variation von  $\vec{\lambda}$  und findet so den Parametersatz, für den die Realisierung der Daten durch die Theoriefunktion am wahrscheinlichsten ist. Dabei wird jeder Messwert exakt berücksichtigt („ungebinnter Fit“). Ein gebinnter Fit unterteilt den Messbereich in Abschnitte („Bins“) und verwendet die Anzahl der Messwerte im jeweiligen Bin für den Fit. Da hierbei über Informationen gemittelt wird, stellt der ungebinnte Fit, welcher in dieser Analyse verwendet wird, die genauere Methode dar.

### 4.4 Verfahren zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Eine Möglichkeit zur Berechnung dieses Verzweigungsverhältnisses setzt die Kenntnis der Anzahl von Teilchen im Anfangs- sowie im Endzustand voraus. Da jedoch im Detektor aufgrund der kurzen Lebensdauern häufig lediglich der Endzustand genau untersucht werden kann, ist die Anzahl der Ereignisse im Anfangszustand meistens unbekannt. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses relativ zu einem Normierungskanal. Ist dessen absolutes Verzweigungsverhältnis bekannt, kann allein durch Kenntnis der Teilchenanzahl im Endzustand das Verzweigungsverhältnis berechnet werden. Diese Variante wird in der vorliegenden Analyse verwendet.

Für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses werden die Signalereignisse im Signal- und Normierungskanal,  $n_{\text{Sig}}$  und  $n_{\text{Norm}}$  bestimmt und dividiert. Zur Berücksichtigung der Detektoreffizienzen wird der Quotient  $\epsilon_{\text{tot}}(\Psi(2s)K^+)/\epsilon_{\text{tot}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)$  mittels Monte-Carlo-Simulationen ermittelt, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für bei-

de Kanäle im Detektor voneinander abweichen kann. Dabei setzt sich die totale Detektoreffizienz  $\epsilon_{\text{tot}}$  aus den Raumwinkelbeschränkungen auf den Akzeptanzbereich des Detektors während der Monte-Carlo-Generierung  $\epsilon_{\text{Gen}}$ , der Triggereffizienz  $\epsilon_{\text{Trigger}}$ , sowie der Rekonstruktions- und Selektionseffizienz  $\epsilon_{\text{reco\&sel}}$  zusammen:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{Gen}} \cdot \epsilon_{\text{Trigger}} \cdot \epsilon_{\text{reco\&sel}} \quad (8)$$

Die Multiplikation mit dem Literaturwert der PDG für das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi\pi^+\pi^-)_{\Psi(2s)}K^+)_{\text{PDG}}$  ergibt das gewünschte Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)$  für den Signalkanal:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+\pi^+\pi^-) = \frac{n_{\text{Sig}}}{n_{\text{Norm}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{tot}}(\Psi(2s)K^+)}{\epsilon_{\text{tot}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)} \cdot \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi\pi^+\pi^-)_{\Psi(2s)}K^+)_{\text{PDG}} \quad (9)$$



## 5 Selektion der Signalereignisse

In diesem Kapitel werden die zur Selektion von Ereignissen verwendeten Selektionsschnitte erläutert. Zu Beginn werden mit Triggerschnitten Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand selektiert. Über weitere Schnitte wird anschließend der Untergrund unterdrückt und die Signalsignifikanz der B-Masse verbessert. Zusätzlich werden aus einem  $B^0$ -Zerfall stammende Ereignisse herausgeschnitten, sowie die Aufteilung auf Signal- und Normierungskanal vorgenommen. Zuletzt wird mit der sWeight-Technik [17] jedem Ereignis ein Gewicht zugeordnet, welches später die statistische Subtraktion des verbleibenden Untergrundes ermöglicht.

### 5.1 Trigger-Schnitte

Wie im Kapitel 3.2.3 erläutert, nimmt der Trigger des Detektors eine erste Vorauswahl von interessanten Ereignissen vor. Hierfür stehen verschiedene Triggerkriterien zur Verfügung. In der vorliegenden Analyse werden Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand untersucht, welche ein sehr gutes Signal in den Myonkammern liefern. Die verwendeten Triggerkriterien werden im Anhang aufgeführt.

### 5.2 Optimierung der Vorselektionsschnitte

Zur weiteren Reduzierung des Untergrundes werden Vorselektionsschnitte angewendet, welche einerseits Ereignisse falsch rekonstruierter  $B^+$ -Mesonen entfernen, andererseits Qualitätsanforderungen an die verbleibenden Zerfälle stellen. Falsche Rekonstruktionen können dabei beispielsweise durch falsche Identifizierung eines Tochterteilchens oder durch Rekonstruktion zufällig koinzidenter Spuren aus verschiedenen Zerfällen zu einem Ereignis auftreten. Ziel der Selektion ist, die Eigenschaften des Zerfalls zu analysieren und durch effiziente Schnitte die Signalsignifikanz  $n_{\text{Sig}}/\sqrt{n_{\text{Sig}} + n_{\text{Bg}}}$  zu optimieren, wobei  $n_{\text{Sig}}$  die Anzahl der Signal- und  $n_{\text{Bg}}$  die Anzahl der Untergrundereignisse angibt. Die angewandten Schnitte sind in Tabelle 5 aufgeführt. Hierbei wurden die Schnitte aus einer Analyse des nicht resonanten Zerfalls mit dem gleichen Endzustand  $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$  [2] als Grundlage einer ersten Vorselektion verwendet. Durch Hinzunahme und Optimierung zusätzlicher Selektionsschnitte wurde die Signalsignifikanz weiter verbessert, um so die endgültig verwendeten finalen Schnitte zu erhalten.

Für die Bestimmung des Verhältnisses  $n_{\text{Sig}}/\sqrt{n_{\text{Sig}} + n_{\text{Bg}}}$  wurde ein Fit der B-Masse im Signalkanal mit einer doppelten Crystal-Ball Funktion [18] (siehe Kapitel 5.3.4), sowie einer Exponentialfunktion als Untergrundkomponente erstellt und über einen Bereich von  $\pm 60$  MeV um die B-Masse (5223-5343 MeV) integriert. Durch Optimierung der Schnitte konnte die Signalsignifikanz von 334 auf 342 moderat verbessert werden.

Eine Quelle von Untergrundereignissen stellen dabei Zerfälle dar, von welchen die Tochterteilchen direkt aus dem Primärvertex stammen, also nicht durch den Zerfall ei-

Tabelle 5: Vorselektionsschnitte und finale Schnitte der Datenselektion für die Datenanalyse.

Variable	Vorselektion	finale Selektion
$m(B)$	$\in [5200, 5600]$ MeV	$\in [5200, 5600]$ MeV
$\chi_{\text{FD}}^2(B)$		$> 550$
$DIRA(B)$		$> 0,99997$
$\chi_{\text{IP}}^2(B)$		$< 12$
$\tau(B)$		$> 0,25$ ps
$\chi_{\text{vtx}}^2/nDoF(B)$	$< 5$	$< 4,1$
$p_t(B)$		$> 890$ MeV
$m(\mu\mu)$	$\in [3037, 3157]$ MeV	$\in [3037, 3157]$ MeV
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$	$> 0$	$> -3$ (stripping)
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$	$> 3,5$	$> 3,4$
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$	$< 14$	$< 14,4$
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K) - \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(\pi)$	$> 10$	$> 10$
$\chi_{\text{IP}}^2(\text{Spuren})$		$> 10$
$p_t(K, \pi)$		$> 100$ MeV
$m(J/\Psi K\pi)$		$\neq m(B^0)_{PDG} \pm 60$ MeV

nes  $B^+$ -Mesons im Sekundärvertex entstanden sind. Bei diesem sogenannten prompten Untergrund stimmen der rekonstruierte Primärvertex und Sekundärvertex überein, so dass das fälschlicherweise rekonstruierte  $B^+$ -Meson eine sehr kurze Lebensdauer von  $\approx 0$  ps aufweist. Der Schnitt  $\tau(B) > 0,25$  ps dient der Reduzierung dieses Untergrundes.

Den anderen Teil des Untergrundes stellen Ereignisse dar, von denen mindestens eine Spur aus einem langlebigen B-Meson stammt. Dabei tritt eine falsche Rekonstruktion eines Ereignisses durch Kombination mit zufällig im Detektor vorhandenen Spuren oder durch falsche Identifizierung von Teilchen, insbesondere Pionen und Kaonen, auf. Zur Reduktion dieses Untergrundes werden mehrere Schnitte angewendet:

- Zu Beginn werden Schnitte auf die  $B^+$ -Masse, sowie die  $\mu\mu$ -Masse durchgeführt. Für das B-Meson wird bei einem Literaturwert von 5279 MeV [19] ein Intervall von 5200-5600 MeV gewählt. Der untere Schnitt bei 5200 MeV ist dabei so gewählt, dass kaum Signalereignisse verworfen werden, andererseits jedoch auch kaum Seitenbänder verbleiben, da in diesen durch teilweise rekonstruierten Untergrund keine flache Verteilung auftritt. Somit ist in diesem Bereich kein Fit des Untergrundes möglich. Als Ausgleich wird der obere Schnitt höher angesetzt, um durch ein langes Seitenband im weiteren Verlauf dieser Analyse eine Untergrundfunktion anpassen zu können. Die beiden Myonen im Endzustand entstehen durch den Zerfall eines  $J/\Psi$ . Aufgrund der Erhaltung der invarianten Masse wird daher der Literaturwert des  $J/\Psi$  mit 3097 MeV [19] verwendet und das Intervall mit 3037-3157 MeV auf  $m(\mu\mu) \pm 60$  MeV festgelegt. Eine näherungsweise Beschreibung

des Massenpeaks durch eine Gaußfunktion zeigt, dass der  $\pm 3\sigma$ -Bereich vollständig abgedeckt ist und die Signaleffizienz dieses Schnittes somit bei  $>99\%$  liegt.

- Für die Transversalkomponenten der Impulse des  $B^+$ -Mesons sowie der Spuren (Kaonen und Pionen) werden bestimmte Mindestwerte von  $p_t(B) > 890$  MeV sowie  $p_t(K, \pi) > 100$  MeV gefordert, da die aus dem Zerfall stammenden Teilchen im Gegensatz zu zufällig detektierten Spuren einen hohen Impuls in dieser Komponente aufweisen.
- Ein Maß für die Qualität einer Rekonstruktion geben die  $\chi^2$ -Werte des Impact Parameters, der Flugdistanz, sowie des Vertex an. Der Impact Parameter gibt dabei den geringsten Abstand zwischen der rekonstruierten Spur des B-Mesons und dem Primärvertex an. Stammt die das B-Meson wie gewünscht aus dem Primärvertex, weist es im Gegensatz zu den Spuren, welche erst im Sekundärvertex entstehen, einen kleineren Impact Parameter auf. Für die Selektion wird der  $\chi^2$ -Wert des Impact Parameters verwendet, da dieser eine noch bessere Selektion der Signalereignisse ermöglicht [12]. Die Variable  $\chi_{\text{FD}}^2$  bezeichnet analog den  $\chi^2$ -Wert der Flugdistanz zwischen Primär- und Sekundärvertex. Es werden Ereignisse mit relativ großem  $\chi^2$ -Wert selektiert, um von einer gewissen Flugdistanz und somit einem langlebigen B-Meson ausgehen zu können. Das  $\chi_{\text{vtx}}^2/n\text{DoF}$  stellt einen Qualitätsschnitt an die Rekonstruktion des Primärvertex unter Verwendung der Freiheitsgrade (**number Degrees of Freedom, nDoF**) dar. Für den verwendeten Fit ist  $n\text{DoF}=7$ .
- Der DIRA (**Direction Angle**) ist der Winkel  $\theta$  zwischen der Verbindungslinie zwischen Primär- und Sekundärvertex sowie dem rekonstruierten Impulsvektor des B-Mesons. Stammen alle rekonstruierten Teilchen vom B-Meson und sind diese korrekt identifiziert, beträgt der Winkel im Idealfall  $\theta = 0^\circ$ . Es wird dabei  $\text{DIRA} = \cos(\theta)$  angegeben, so dass ein Schnitt bei  $\text{DIRA} > 0,99997$  verwendet wird [12].
- Eine weitere Möglichkeit zur Selektion bieten die PID (**P**article **I**dentification) Variablen. Hierbei werden jedem Teilchen mehrere Likelihoodwerte  $\mathcal{L}(X)$  zugeordnet, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich um ein Teilchen  $X$  handelt. Diese Informationen werden vom RICH, den Kalorimetern, sowie den Myonkammern gewonnen. Der verwendete **Delta Log Likelihood (DLL)** Wert  $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}(Y)$  eines als  $Y$  identifizierten Teilchens berechnet sich über die Differenz der logarithmierten Likelihoodwerte eines Teilchens  $X$  und eines Pions, welche die im Detektor häufigsten Teilchen sind. Somit gilt:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}(Y) = (\ln \mathcal{L}(X) - \ln \mathcal{L}(\pi))(Y) \quad (10)$$

Ist  $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}(Y) > 0$  so handelt es sich bei dem Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit um ein Teilchen X als um ein Pion [12]. Durch Subtraktion zweier PIDs lassen sich zusätzlich Ereignisse selektieren, in welchen klar zwischen zwei Teilchenarten, beispielsweise zwischen Pionen und Kaonen, unterschieden werden kann, wofür der Schnitt  $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K) - \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(\pi) > 10$  durchgeführt wird.

### 5.3 Untergründe

Durch die in Kapitel 5 beschriebene Selektion konnte die Anzahl nicht relevanter Ereignisse stark reduziert werden. Dennoch verbleibt ein Rest von Untergrundereignissen im Datensatz, welcher in diesem Kapitel behandelt wird. Hierzu zählen zum einen mögliche unerwünschte Zerfälle anderer Kanäle, zum anderen ein verbleibender, gleichmäßig verteilter kombinatorischer Untergrund.

#### 5.3.1 $B^0$ -Schnitt

Einen möglichen Untergrund stellen neben dem gewünschten  $B^+$ -Meson andere ebenfalls zerfallene B-Mesonen dar. Im Fall von  $B^0$ -Mesonen ( $B^0 \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^-$ ) fehlt gegenüber dem Zerfall des Signalkanals lediglich ein  $\pi^+$  im Endzustand. Da Pionen bei sehr vielen Vorgängen im Detektor entstehen, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass zufällig ein  $\pi^+$  vorhanden ist, welches dem Sekundärvertex zugeordnet wird, im richtigen Massenfenster liegt, und somit das Ereignis als Zerfall eines  $B^+$ -Mesons rekonstruiert wird. Um dies zu überprüfen, wurde die  $J/\Psi K^+ \pi^-$ -Masse aufgetragen. Es zeigt sich in Abbildung 5.1 ein Peak bei der  $B^0$ -Masse von 5280 MeV. Um diese falsch rekonstruierten Ereignisse zu entfernen wurde ein Schnitt auf der  $J/\Psi K^+ \pi^-$ -Masse im  $\pm 50$  MeV Bereich um die PDG Masse des  $B^0$ -Mesons angewendet. Da die  $B^0$ -Masse fast identisch mit der  $B^+$ -Masse ist, liegt die Masse der auf diese Weise falsch rekonstruierten  $B^+$ -Mesonen durch das zusätzliche Pion oberhalb der Signalregion, weshalb durch den Schnitt der Untergrund reduziert werden konnte. Ebenfalls mögliche  $B_s^0$ -Mesonen (5367 MeV) sind in der Signalregion nicht vorhanden, da für die Rekonstruktion als  $B^+$ -Meson ein zusätzliches Kaon [19] notwendig ist, welches die rekonstruierte  $B^+$ -Masse stark erhöht, sodass die Ereignisse durch den Schnitt auf die  $B^+$ -Masse entfernt werden.  $B_c^+$ -Mesonen (6,27 GeV) liegen ebenfalls außerhalb des untersuchten Massenfensters und können somit im selektierten Datensatz nicht enthalten sein.

#### 5.3.2 $\Psi(2s)$ -Vetoschnitt

Zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses ist eine Aufteilung der Ereignisse in Signal- und Normierungskanal erforderlich. Da im Normierungskanal das  $B^+$  zuerst in ein  $\Psi(2s)$  und ein Kaon ( $B^+ \rightarrow \psi(2s)K^+$ ) und anschließend das  $\Psi(2s)$  weiter zerfällt ( $\psi(2s) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ), können die Ereignisse durch einen Schnitt auf die invariante Masse  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-)$  getrennt werden. Hierbei wurde ein Bereich von  $\pm 60$  MeV gewählt. In

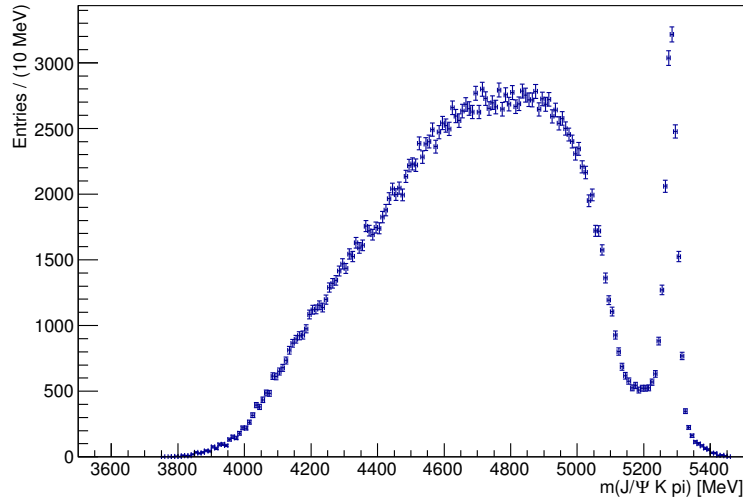


Abbildung 5.1: Diagramm der rekonstruierten  $J/\psi K^+ \pi^-$ -Masse im Signalkanal [3].

Abbildung 5.2 ist dieser Schnitt durch Linien angedeutet, zwischen denen man deutlich die Ereignisse des Normierungskanals sehen kann. Im Bereich  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-) \approx 3900$  MeV sind X(3872)-Resonanzen erkennbar, welche bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses in Kapitel 7 berücksichtigt werden. Im oberen Bereich sind die Ereignisse des Signalkanals sichtbar.

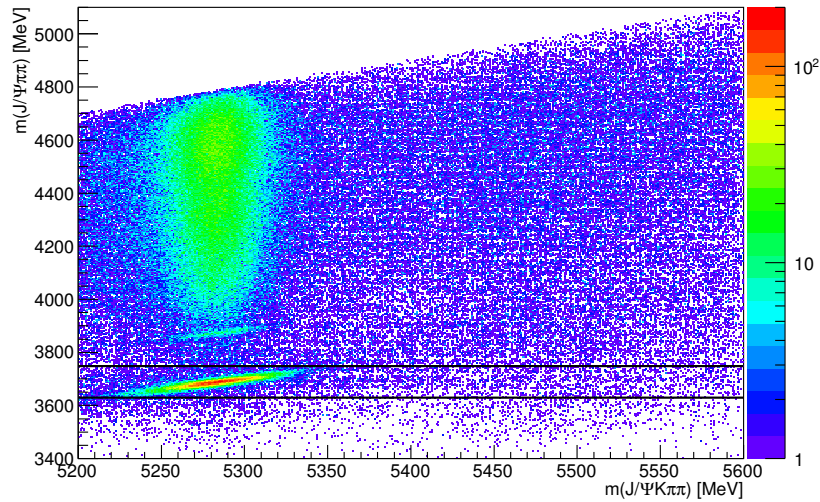


Abbildung 5.2: Diagramm der rekonstruierten  $B^+$ -Masse gegen die rekonstruierte  $\Psi(2s)$ -Masse nach durchgeführter Selektion. Die Linien zeigen den verwendeten Schnitt von  $3629 \text{ MeV} < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) \leq 3749 \text{ MeV}$  zur Separation von Signal- und Normierungskanal [3].

### 5.3.3 Weitere Untergrunduntersuchungen

Durch falsche Rekonstruktion eines Teilchen ist es möglich, dass Ereignisse mit von  $J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$  abweichenden Endzuständen im Datensatz enthalten sind und somit einen ungewollten Untergrund darstellen. Dabei tritt eine falsche Rekonstruktion des Pions als Kaons und umgekehrt mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 5% am häufigsten auf. Um diese Untergründe quantitativ zu untersuchen, wurden mögliche Zerfallskanäle betrachtet, deren Endzustand durch falsche Kaon-Pion-Rekonstruktion zu einem  $J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$ -Endzustand führen könnten. Anschließend wurden den Vierervektoren der entsprechenden Teilchen nachträglich die invariante Masse des gewünschten Teilchens zugeordnet. Die tiefgestellten Bezeichnungen in Tabelle 6 stellen dabei die Identifikation eines Teilchens durch den Detektor dar, welchen jedoch nachträglich die invariante Masse des darüberstehenden Teilchens zugeordnet wurde. Die entsprechenden Massen wurden addiert und die Verteilungen graphisch aufgetragen. Hierbei wurde zusätzlich ein  $\pm 45$  MeV-Schnitt auf die  $B^+$ -Masse verwendet um sicherzustellen, dass es sich bei dem Ausgangsteilchen um ein  $B^+$ -Meson handelt. Untersuchungen von J. Gry [3] zeigten jedoch nach der Selektion in keinem Diagramm Strukturen, welche auf einen Untergrund durch den entsprechenden Kanal in unserem Datensatz hinweisen.

Tabelle 6: Betrachtete mögliche Untergründe durch falsche Identifikation von Teilchen mit Angabe des Graphen in Abbildung 5.3.

Zerfallskanal	
(a)	$B^+ \rightarrow J/\Psi a_1^+(1260) \rightarrow J/\Psi \pi_K^+ \pi^+ \pi^-$
(b)	$B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \Phi \rightarrow J/\Psi K^+ K_\pi^+ K_\pi^-$
(c)	$B^+ \rightarrow \pi_K^+ \psi(2s) \rightarrow \pi_K^+ J/\Psi \pi^+ \pi^-$
(d)	$B^+ \rightarrow J/\Psi K_1^+(1270) \rightarrow \pi_K^+ K^*(892) \rightarrow J/\Psi \pi_K^+ K_\pi^+ \pi^-$
(e)	$B^+ \rightarrow K_\pi^+ \psi(2s) \rightarrow K_\pi^+ J/\Psi \pi_K^+ \pi^-$

Tabelle 7: Auswirkungen der Schnitte auf Simulationsdaten.

Schnitte	Signalkanal		Normierungskanal	
	Ereignisse	prozentual verbl. Ereignisse	Ereignisse	prozentual verbl. Ereignisse
ohne	338168	100,0%	564747	100%
Trigger Schnitte	240831	71,2%	411741	72,9%
TrueID-Schnitte	41423	12,2%	65034	11,5%
PID Schnitte	37141	11,0%	55249	9,8%
sonstige Schnitte	29724	8,8%	44971	8,0%

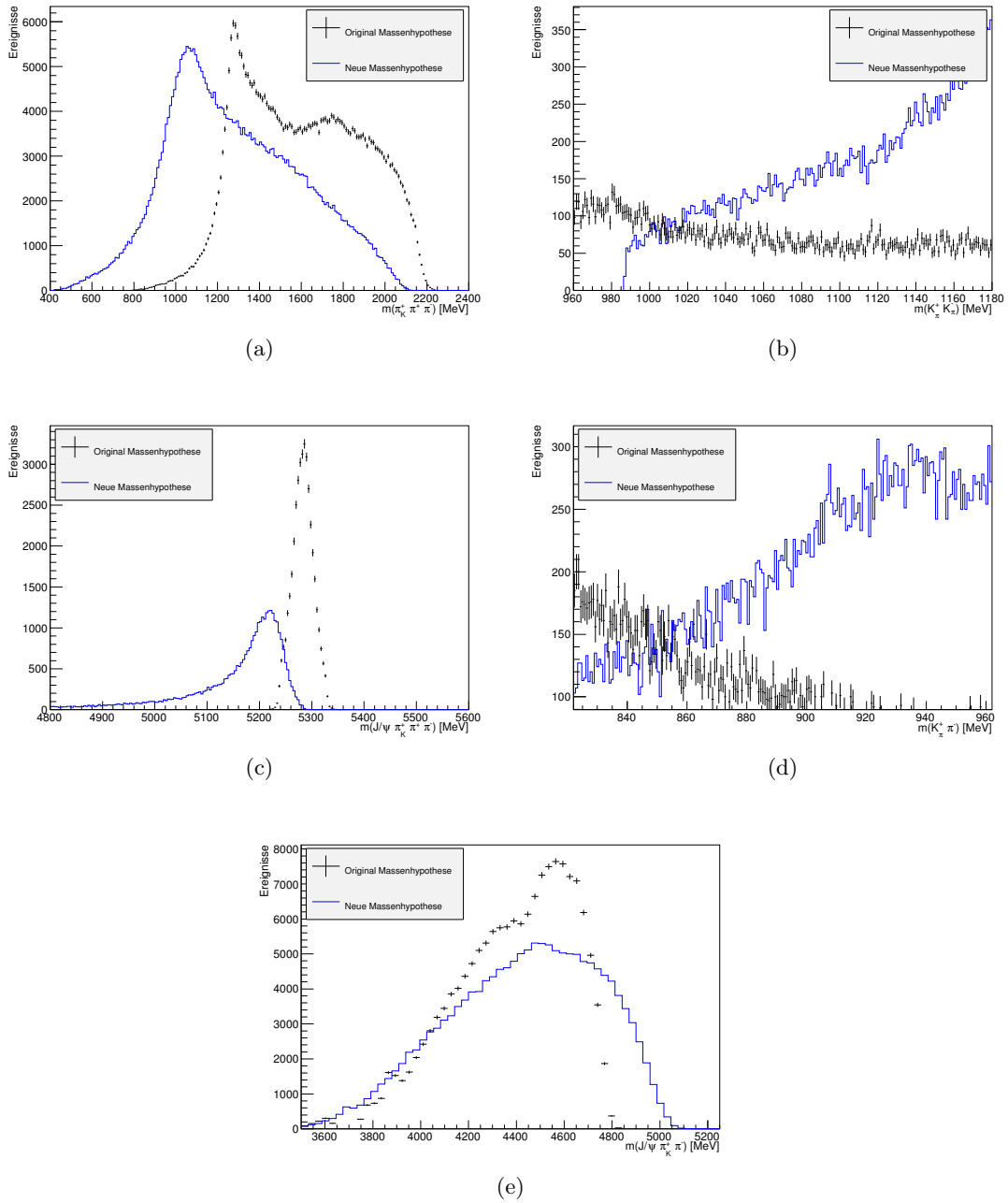


Abbildung 5.3: Darstellungen invarianter Massen möglicher falsch rekonstruierter Endzustände mit und ohne Massenhypothese, Zerfallskanäle siehe Tabelle 6 [3].

### 5.3.4 sWeights

Für den Fit der Signal- und Untergrundverteilung wurde die B-Masse gewählt, da in dieser das Signal durch das Maximum der  $B^+$ -Masse bekannt ist und gut von einem kontinuierlichen Untergrund unterschieden werden kann. Es werden dabei verschiedene mathematische Funktionen verwendet, um einen Fit hoher Güte zu erhalten, welcher

die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse möglichst exakt widerspiegelt:

- Die sogenannte Crystal-Ball Funktion [18] stellt eine asymmetrische Verteilung zur Modellierung verlustbehafteter Prozesse in der Teilchenphysik dar. Zu einer Seite des Maximums handelt es sich dabei um eine Gaußfunktion, zur anderen Seite weist sie aufgrund des Energieverlusts einen Übergang in eine Exponentialfunktion auf. Wie bei Gaußfunktionen üblich, stellen  $\mu$  und  $\sigma$  den Erwartungswert bzw. die Standardabweichung dar. Der Parameter  $\alpha$  gibt an, wie früh die Funktion auf der Seite der Exponentialfunktion in Einheiten der Standardabweichung in die Exponentialfunktion mit dem Parameter  $n$  übergeht [18]:

$$f(x, \mu, \sigma, \alpha, n) = \begin{cases} A \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & , \quad x > \mu - \alpha\sigma \\ A \cdot \frac{\left(\frac{n}{\alpha}\right)^2}{\left(\frac{x-\mu}{\sigma} + \frac{n}{\alpha} - \alpha\right)^n} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) & , \quad x \leq \mu - \alpha\sigma \end{cases} \quad (11)$$

$$\text{mit } A^{-1} = \sigma \cdot \left[ \frac{n}{\alpha} \cdot \frac{1}{n-1} e^{-\frac{1}{2}\alpha^2} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \right) \right] \quad (12)$$

- Eine Möglichkeit ist die Beschreibung der Untergrundkomponente durch eine einfache Exponentialfunktion:

$$f(x, \tau) = e^{-\frac{x}{\tau}} \quad (13)$$

- Weiterhin ist ebenfalls die Beschreibung des Untergrundes mit einem linearen Polynom möglich:

$$f(x, a_0, a_1) = a_1 \cdot x + a_0 \quad (14)$$

Für die Fits werden stets normierte Funktionen verwendet, so dass über die Vorfaktoren  $n_{Sig}$  und  $n_{Bg}$  die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse leicht extrahiert werden kann. Somit gilt für die Fitfunktion  $\mathcal{P}$  mit Signalkomponente  $\mathcal{S}$  und Untergrundkomponente  $\mathcal{B}$ :

$$\mathcal{P}(m(B^+)) = n_{Sig} \cdot \mathcal{S}(m(B^+)) + n_{Bg} \cdot \mathcal{B}(m(B^+)) \quad (15)$$

Für die Signalkomponenten haben sich jeweils zwei Crystal-Ball Funktionen mit prozentualer Aufteilung ergeben. Der Faktor der ersten Funktion ist in Abbildung 5.4 durch den Parameter  $f$  gegeben, der zweite ergibt sich aufgrund der Normierung. Auf diese Weise können mit einer normierten Signalfunktion sowohl die Spitzen, also auch die Flanken über unterschiedliche  $\sigma$  modelliert werden. Beide Crystal-Ball Funktionen weisen dabei einen gemeinsamen Erwartungswert  $\mu$  auf. Für die Beschreibung des Untergrundes wird im Signalkanal eine Exponentialfunktion, im Normierungskanal eine lineare Funktion verwendet, da diese die Daten am besten beschreiben ( $\chi_{red}^2$  möglichst



gering). Für die Berechnung des  $\chi_{\text{red}}^2$  wurden die ungebinnten Daten in Abschnitte („Bins“) eingeteilt.

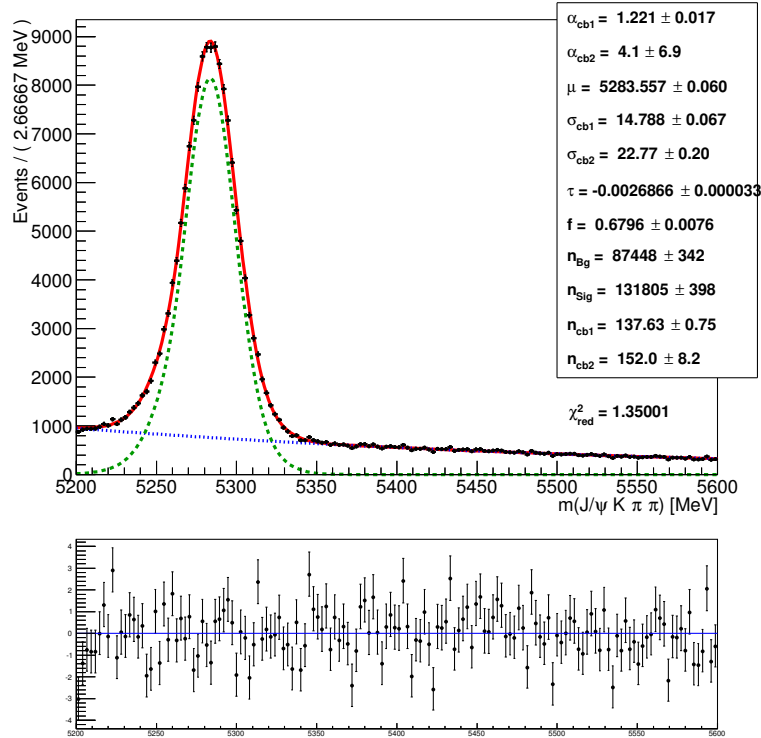


Abbildung 5.4: Fit der  $B^+$ -Masse im Signalkanal mit einer doppelten Crystal-Ball Funktion (Signal, gestrichelt) und einer Exponentialfunktion (Untergrund, gepunktet) zur Bestimmung der sWeights.

Auch nach der vollständigen Selektion ist im Datensatz eine geringe Anzahl von Untergrundereignissen vorhanden. Die Methode der Untergrundsubtraktion mit der sWeight-Technik [17] erlaubt nun, über einen Fit der Signal- und Untergrundverteilung die Berechnung von Signal- und Untergrundgewichten, mit welchen die Seitenbänder in von dem Fit unkorrelierten Variablen statistisch subtrahiert werden können [17]. Dabei wird Signalgewichten von Ereignissen in der Signalregion ein positiver Wert, Signalgewichten den Seitenbändern ein negativer Wert zugewiesen (siehe Abbildung 5.6). Durch Gewichtung von Ereignissen mit dem jeweiligen Signalgewicht kann so der kombinatorische Untergrund statistisch entfernt werden.

Aus der Signal- und Untergrundkomponente kann nun jedem Ereignis ein Signal- und Untergrundgewicht zugeordnet werden. Diese Gewichte sind in Abbildung 5.6 als Funktion der  $B^+$ -Masse aufgetragen. In der Region der Massenspitze dominieren Signaleereignisse, sodass die Signalgewichte stark positiv und die Untergrundgewichte stark negativ ausfallen. Bei Betrachtung der von Untergrund dominierten Seitenbänder sind die Signalgewichte negativ und die Untergrundgewichte positiv.

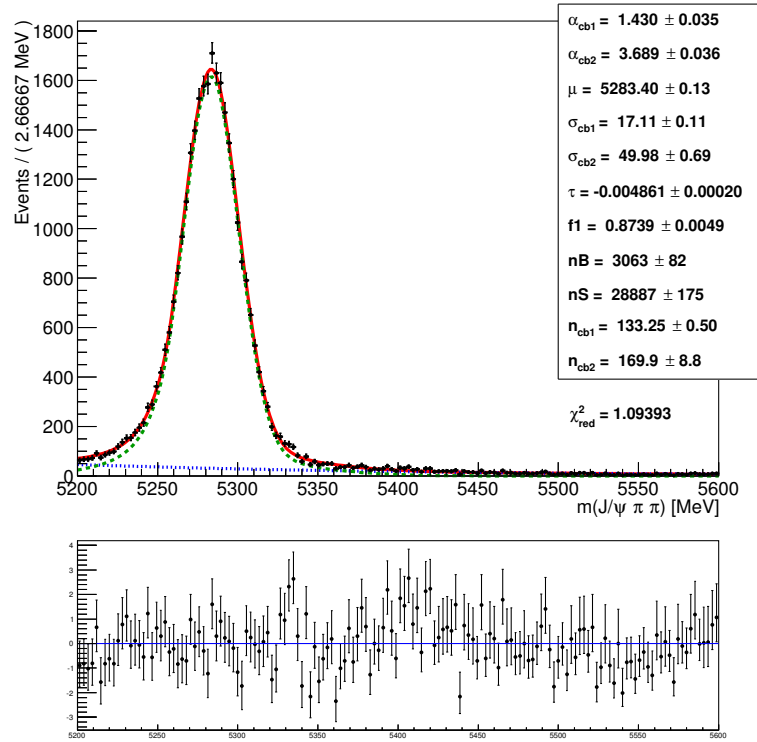


Abbildung 5.5: Fit der  $B^+$ -Masse im Normierungskanal mit einer doppelten Crystal-Ball Funktion (Signal, gestrichelt) und einer Exponentialfunktion (Untergrund, gepunktet) zur Bestimmung der sWeights mit Pulldiagramm in Einheiten der Standardabweichung.

Für den Vergleich der Daten mit MC-Daten werden die sWeights der Signalereignisse als Gewichtsvariable verwendet. Auf diese Weise wird der Untergrund statistisch entfernt und die Signalverteilungen können verglichen werden.

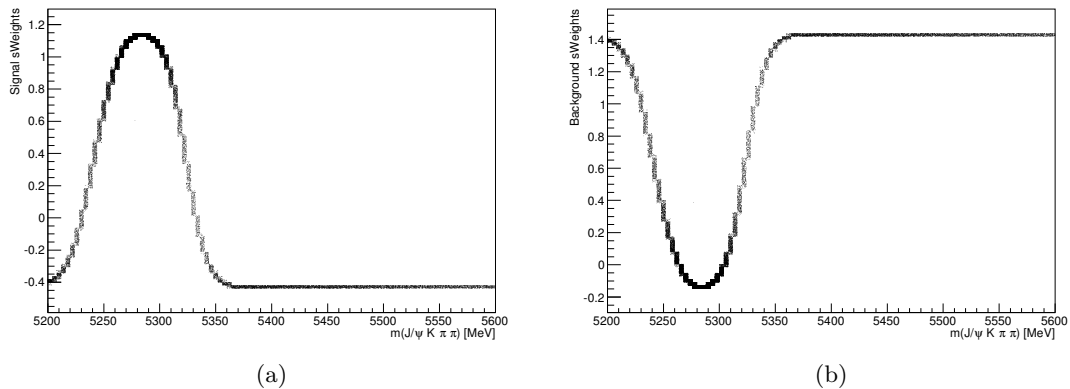


Abbildung 5.6: Berechnete sWeights für (a) Signal- und (b) Hintergrundereignisse im Signalkanal in Abhängigkeit der  $B^+$ -Masse.

## 6 Vergleich der Daten mit der Simulation

Um eine Vergleichbarkeit zwischen den experimentellen Daten und der Monte-Carlo-Simulation zu gewährleisten, werden in der Simulation die identischen Schnitte wie für Daten angewendet. Zusätzlich wurden TrueID-Schnitte angewendet, welche sicherstellen, dass ein detektiertes Teilchen auch als solches erzeugt wurde. Obwohl der Signal- und Normierungskanal als getrennte Dateien vorliegen, wird dennoch jeweils der entsprechende  $\Psi(2s)$ -Schnitt durchgeführt. Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen ist es, eine vergleichbare Verteilung der Ereignisse in jeder Variable zu erhalten, um auf diese Weise die Detektoreffizienz möglichst exakt bestimmen zu können.

### 6.1 PID Neuberechnung

Aufgrund der sehr komplexen und zahlreichen Algorithmen zur Erstellung von Monte-Carlo-Simulationen kann es durch kleine Ungenauigkeiten in der Simulation in einzelnen Variablen zu Abweichungen von der Verteilung im Vergleich zu Daten kommen. Oftmals ist es mit weniger Aufwand verbunden, diese Variablen nach der Erstellung zu korrigieren, als die Algorithmen zu überarbeiten. Da die Verteilungen der PIDs der Kaonen und Pionen deutlich von denen in den Daten abweichen, wurden sie mittels des PIDcalib Programms [20] der ETH Zürich neu bestimmt. Hierfür wurden die ursprünglichen Schnitte auf die PIDs zuerst entfernt. Zur Neubestimmung liest das Programm von jedem Ereignis den Impuls  $P$ , die Pseudorapidität  $\eta$  des entsprechenden Teilchens sowie die Spurmultiplicität ein. Aus diesen Informationen liest das Programm aus vierdimensionalen Diagrammen die zugehörige PID aus. Insgesamt sind 100 Diagramme im Programm enthalten, sodass selbst bei vielen Ereignissen mit denselben Werten in  $P$ ,  $\eta$  sowie der Spurmultiplicität die statistische Streuung der PIDs um einen Mittelwert  $\mu$  berücksichtigt wird. Die vierdimensionalen Diagramme von PIDcalib wurden unter Verwendung von Kalibrierungsdatensätzen von sehr sauberen Zerfällen am LHCb-Detektor erstellt [20].

Tabelle 8: Bereiche der Diagramme von PIDcalib.

Teilchen	Variable	abgedeckter Bereich
$K^+$	Kplus_P	0 - 300000 MeV
	Kplus_ $\eta$	1,8 - 5
$\pi^+$	piplus_P	0 - 300000 MeV
	piplus_ $\eta$	1,8 - 5
$\pi^-$	piminus_P	0 - 300000 MeV
	piminus_ $\eta$	1,8 - 5
alle	Spurmultiplicität	0 - 500

In etwa 0,7% der Ereignisse liegt jedoch mindestens eine Variable außerhalb des durch die Diagramme abgedeckten Bereichs, weshalb diese Ereignisse verworfen wurden. Um dies zu verhindern, wurde PIDcalib so angepasst, dass in diesen Fällen die alte PID übernommen wurde und das Ereignis für die weitere Analyse erhalten blieb. Abschließend wurden die üblichen Schnitte auf die nun neu bestimmten PIDs angewendet. In Abbildung 6.1 sind die Verteilungen vor und nach den Korrekturen dargestellt.

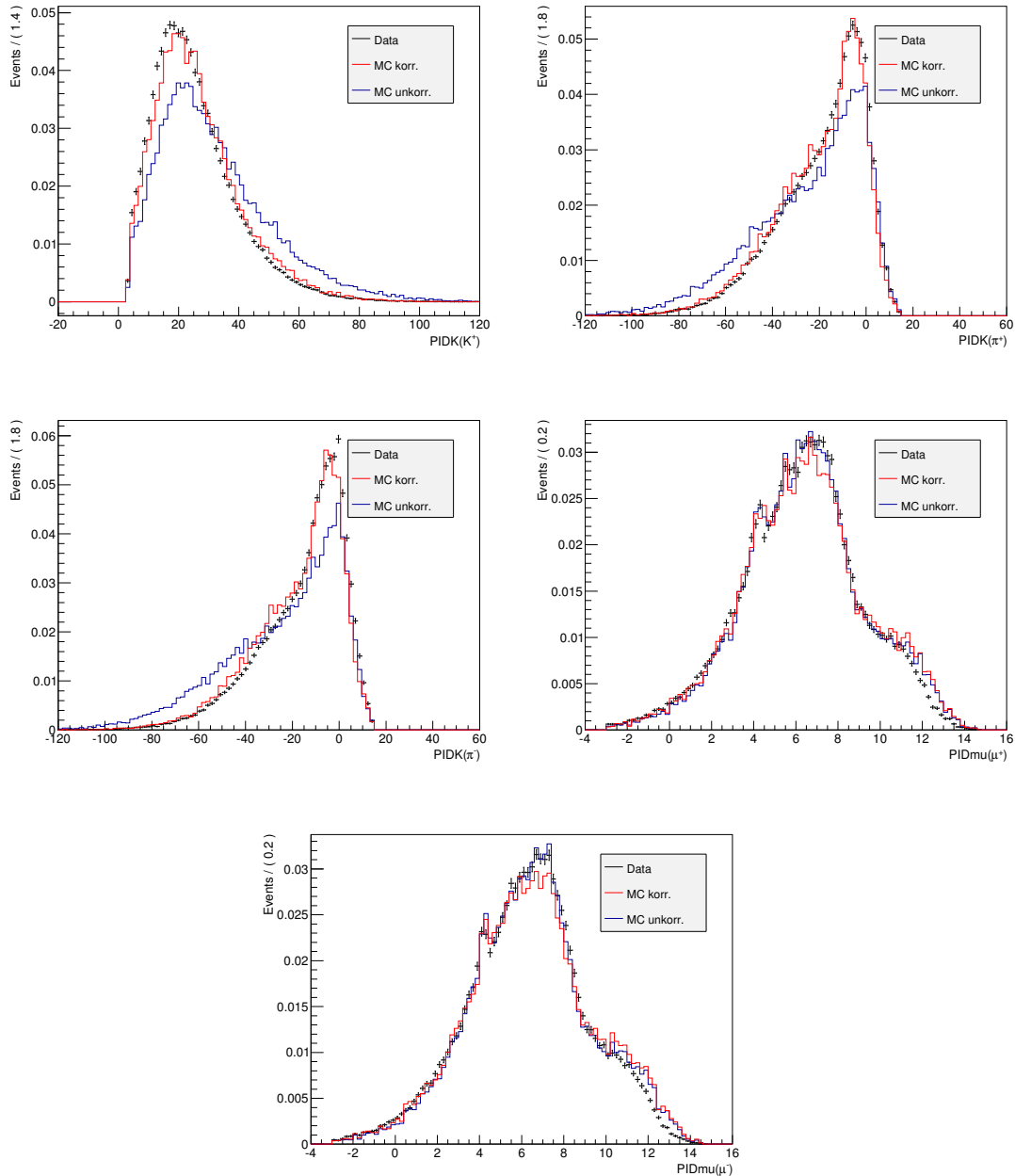


Abbildung 6.1: Vergleich der PID-Verteilungen in den korrigierten/unkorrigierten MC-Daten mit den Daten im Signalkanal, für Vergleiche des Normierungskanals siehe Anhang.

## 6.2 Neugewichtung

Ein erneuter Vergleich der Verteilungen zeigte, dass sich die PIDs deutlich denen der Daten angenähert haben. Dennoch bestehen große Abweichungen in anderen Variablen, insbesondere in  $p_t(B^+)$ ,  $B_{\text{vtx}}^+$ ,  $p(B^+)$ ,  $p_t(K^+)$ ,  $p_t(\pi^+)$ , sowie  $p_t(\mu^+)$ . Um die Übereinstimmung der Verteilungen in den Variablen zu verbessern, werden Neugewichtungen durchgeführt, insbesondere bei den für Schnitte verwendeten Variablen. Hierbei wird die x-Achse in 100 Abschnitte (sogenannte Bins) unterteilt und jedes Ereignis dem entsprechenden Bin zugeordnet. Die auf diese Weise entstehenden Histogramme für Daten und MC-Daten werden normiert und dividiert, so dass der Quotient jedes Bins ein Gewicht für die zugehörigen Ereignisse darstellt. Sind Neugewichtungen in mehreren Variablen notwendig, werden sämtliche Gewichte eines Ereignisses zu einem Gesamtgewicht multipliziert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Variablen nicht korreliert sind, d.h. die Verteilungen statistisch unabhängig voneinander sind, da sonst die zweite Neugewichtung die erste beeinflusst. Kann eine Korrelation nicht vermieden werden, besteht dennoch die Möglichkeit einer höherdimensionalen Neugewichtung, z.B. in zwei Dimensionen. In diesem Fall werden 2D Histogramme mit den korrelierten Variablen erstellt und dividiert. Dies ist möglich, sofern in jedem Bin noch statistisch ausreichend viele Ereignisse vorhanden sind. Vor der Neugewichtung werden bei den Daten und MC-Daten die Schnitte auf die für die Neugewichtung verwendeten Variablen entfernt, und anschließend wieder angewendet. Somit wird eine Übereinstimmung der Verteilungen vor den Selektionsschnitten erreicht (siehe Anhang).

### Neugewichtung Signalkanal

Im Signalkanal wurde eine Neugewichtung von  $B_{\text{vtx}}^+$ , der Trackmultiplizität, sowie eine zweidimensionale Neugewichtung der korrelierten Variablen  $p_t(B^+)$  und  $p_t(\pi^+)$  durchgeführt. Die Neugewichtung von Mutterteilchen führt dabei häufig ebenfalls zu einer Verbesserung der Verteilungsübereinstimmung von Tochterteilchen. Die Verteilungen der betreffenden Variablen vor und nach der Neugewichtung sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

### Neugewichtung Normierungskanal

Im Normierungskanal wurde ebenfalls eine Neugewichtung von  $B_{\text{vtx}}^+$  sowie der Trackmultiplizität durchgeführt. Weiterhin wurde eine zweidimensionale Neugewichtung von  $p_t(B^+)$  und  $m(J/\Psi\pi^+\pi^-)$  durchgeführt. Die Verteilungen der betreffenden Variablen vor und nach der Neugewichtung sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

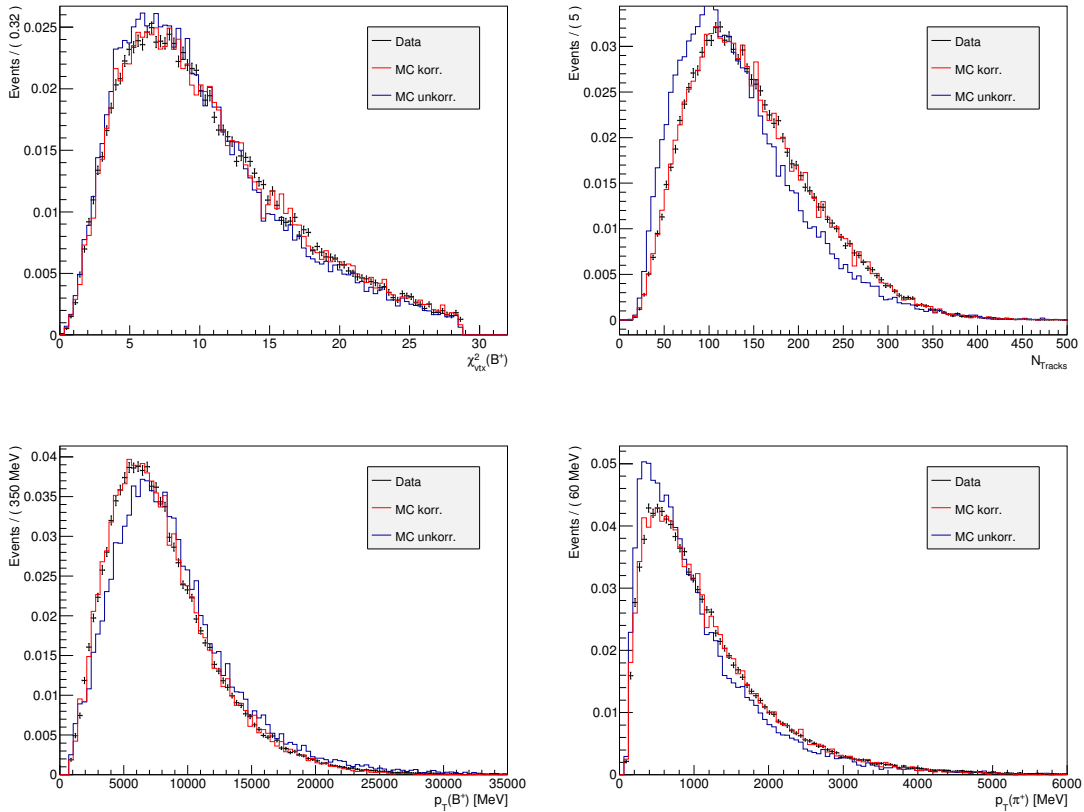


Abbildung 6.2: Vergleich der Verteilungen in korrigierten/unkorrigierten MC-Daten mit den Daten in den neugewichteten Variablen des Signalkanals.

### 6.3 Spurrekonstruktions- und Myonenrekonstruktionseffizienz

Aufgrund der Komplexität von Monte-Carlo-Simulationen werden geringe Abweichungen der Simulation zu den Daten bei Bedarf mit Korrekturfaktoren korrigiert, anstatt die Simulation zu überarbeiten. In der vorliegenden Arbeit wurden Korrekturfaktoren für die Spurrekonstruktions- und Myonenrekonstruktionseffizienz verwendet (engl. Tracking- und IsMuon-Efficiency). Jedem Ereignis werden somit zwei weitere Gewichtungsfaktoren zugeordnet. Für die Korrektur der Spurrekonstruktionseffizienz der simulierten Ereignisse wurden die Gewichte der Analyse [2] verwendet. Diese wurden bei einer unabhängigen Messung über den Zerfall  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  mit dem Quotienten  $\epsilon_{\text{Spur}}(\text{Daten})/\epsilon_{\text{Spur}}(\text{MC})$  bestimmt. Die entsprechenden Gewichte sind in Abbildung 6.4 in Abhängigkeit der Pseudorapidität und des Impulses eines Ereignisses angegeben, da durch eine Neugewichtung in diesen Variablen eine gute Übereinstimmung mit den Daten erreicht werden kann.

Analog wurde ebenfalls ein Korrekturfaktor für die Myonenrekonstruktionseffizienz verwendet, welcher in [2] vergleichbar mit der Spurrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von dem Impuls und Transversalimpuls ausgelesen wird.

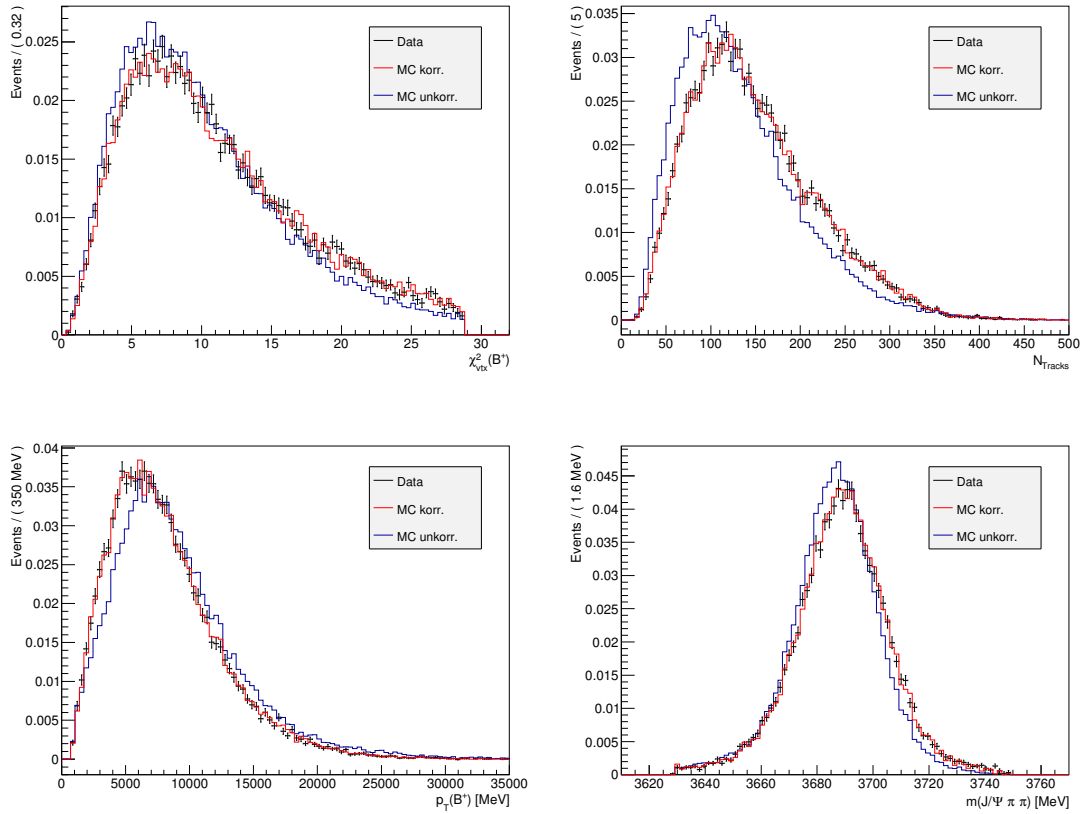


Abbildung 6.3: Vergleich der Verteilungen in korrigierten/unkorrigierten MC-Daten mit den Daten in den neugewichteten Variablen des Normierungskanals.

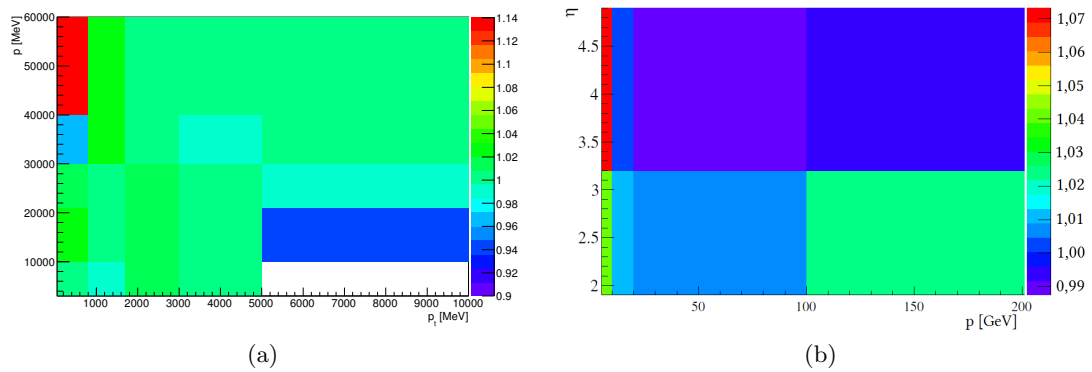


Abbildung 6.4: Myonenrekonstruktions- (a) und Spurrekonstruktions-Korrekturfaktoren (b) (Erstellt unter Verwendung von Daten aus [2]).

## 6.4 Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo

Zur Bestimmung des Gesamtgewichts  $w$  eines Monte-Carlo-Ereignisses werden nun sämtliche Gewichte miteinander multipliziert, da diese statistisch voneinander unabhängig sind. Hierbei beschreiben  $w_{RW,X}$  die durch die Neugewichtung in der Variable  $X$  erhaltenen Gewichte. Die Korrekturfaktoren der Spurrekonstruktionseffizienz  $w_{\text{Trackingeff}}$  bzw. der Myonenrekonstruktionseffizienz  $w_{\text{IsMuon-Eff}}$  werden ebenfalls berücksichtigt:

$$w = w_{RW,\chi^2(B^+)} \cdot w_{RW,Trackmult.} \cdot w_{RW(2D),p_t(B^+),p_t(\pi^+)} \cdot w_{\text{Trackingeff.}} \cdot w_{\text{IsMuon-Eff.}} \quad (\text{Signalkanal}) \quad (16)$$

$$w = w_{RW,\chi^2(B^+)} \cdot w_{RW,Trackmult.} \cdot w_{RW(2D),p_t(B^+),m(J/\Psi\pi^+\pi^-)} \cdot w_{\text{Trackingeff.}} \cdot w_{\text{IsMuon-Eff.}} \quad (\text{Referenzkanal}) \quad (17)$$

Die so gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse werden nun zusammen mit den unkorrigierten Monte-Carlo-Ereignissen, sowie den untergrundsubtrahierten Daten als normierte Histogramme mit 100 Bins dargestellt. Es zeigt sich nun in beiden Kanälen im Allgemeinen eine gute Übereinstimmung zwischen der korrigierten MC-Verteilung und den Daten (siehe Anhang). Eine deutliche Abweichung zeigt jedoch der Vergleich der  $K^+\pi^+\pi^-$ -Masse des Signalkanals in Abbildung 6.5 (a). In der Simulation ist aufgrund der ausschließlich simulierten  $K_1(1270)$ -Mesonen eine deutliche Spitze zu sehen, wohingegen die Verteilung der Daten wesentlich breiter ist. Grund hierfür sind die vielfältigen Resonanzen, welche in den Daten auftreten (siehe Kapitel 3.3). Diese Resonanzen sind teilweise sehr breit [19] und führen durch Überlapp und Interferenz zu der breiten Verteilung. Da die Simulation an dieser Stelle systematisch von den Daten abweicht, werden die Auswirkungen auf das Verzweigungsverhältnis in den Systematiken näher untersucht. Weiterhin sind auch in der  $m(J/\Psi\pi^+\pi^-)$ -Verteilung des Signalkanals in Abbildung 6.5 (b) Abweichungen erkennbar. Aufgrund der starken Korrelation der  $J/\Psi\pi^+\pi^-$ -Masse mit der B-Masse, in welcher die sWeights bestimmt wurden, ist zwischen 4800 und 5000 MeV ein Bereich mit physikalisch nicht möglichen negativen Ereigniszahlen erkennbar. In niedrigen Massenbereichen von 3600 bis 4000 MeV ist ebenfalls eine Abweichung der Verteilungen erkennbar. Diese Abweichung wird ebenfalls in den Systematiken näher untersucht.

## 6.5 Bestimmung der Detektoreffizienzen

Zur Berechnung der Detektoreffizienz wird zunächst die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse beider Kanäle nach der Selektion unter Berücksichtigung der Gewichte bestimmt (siehe Formel 19) und anschließend ein Effizienzquotient berechnet. Die Fehler des Effizienzquotienten werden mittels des Binomialfehlers bestimmt, welcher den Fehler eines binomialen Auswahlprozesses darstellt. Er wird über die Anzahl der Ereignisse  $n$  vor



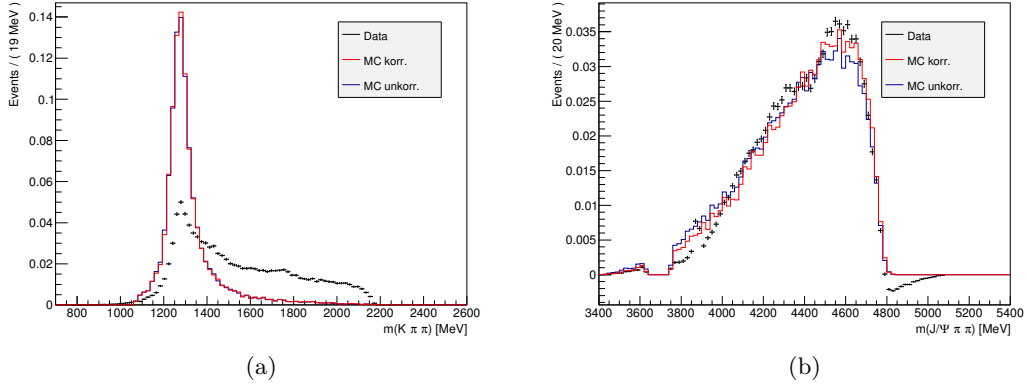


Abbildung 6.5: Vergleich der Verteilungen der  $K^+\pi^+\pi^-$ -Masse (a) und  $m(J/\Psi\pi^+\pi^-)$ -Masse (b) der Daten sowie der korrigierten und unkorrigierten MC-Daten

der Selektion und  $k$  nach der Selektion berechnet [21]:

$$\Delta\epsilon_{\text{trigger\&reco\&sel}} = \sqrt{\frac{k(n-k)}{n^3}} \quad (18)$$

Für die Fehlerrechnung von  $\epsilon_{\text{gen}}$  und  $\epsilon_{\text{trigger\&reco\&sel}}$  kann die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung verwendet werden, da sich die Generierungseffizienz an einem unabhängigen Testdatensatz bestimmen lässt und es sich somit um zwei statistisch unabhängige Fehler handelt. Da im Normierungskanal (siehe Kapitel 7) ein Fit der  $\Psi(2s)$ -Masse mit einem leicht engeren Schnitt von  $\pm 60$  MeV auf den Literaturwert der B-Masse durchgeführt wird, wird dieser Schnitt ebenfalls verwendet. Dies betrifft jedoch weniger als 1% der Ereignisse, weshalb die Neugewichtung hierdurch kaum beeinflusst wird. Weiterhin werden die Generierungseffizienzen benötigt, welche für Pythia 6 und Pythia 8 jeweils für beide Polarisierungen des Magneten der Literatur [2] entnommen wurden. Auf Basis der Ereignisse vor der Selektion wird der gewichtete Mittelwert in Tabelle 9 berechnet. Für die Berechnung der Fehler werden die Quotienten  $\epsilon_{\text{gen},\Psi(2s)K^+}/\epsilon_{\text{gen},J/\Psi K^+\pi^+\pi^-}$  für Pythia 6 und Pythia 8 separat berechnet. Als Fehler wird die volle Differenz beider Werte verwendet, wobei dieser Fehler auf diese Weise wahrscheinlich überschätzt wird. Die Auswirkungen des Fehlers der Detektoreffizienzen auf das Verzweungsverhältnis werden in Kapitel 8 untersucht. Es ergibt sich der in Formel 19 berechnete Quotient der Detektoreffizienzen.

Tabelle 9: Zusammensetzung der gewichteten Datensätze nach Pythia-Versionen und Berechnung des gewichteten Mittelwertes der Generierungseffizienz  $\epsilon_{\text{gen}}$ .

Pythia Version	Magnetstel- lung	Signalkanal		Normie- rungskanal	
		Ereignisse	$\epsilon_{\text{gen}}[\%]$ [2]	Ereignisse	$\epsilon_{\text{gen}}[\%]$ [2]
Pythia 6	Oben	88158	14,81±0,05	142323	14.51±0,05
	Unten	80855	14,73±0,05	142589	14,63±0,05
Pythia 8	Oben	86702	15,74±0,06	140887	15,53±0,06
	Unten	82453	15,49±0,06	138948	15,55±0,06
$\epsilon_{\text{gen, gesamt}}$			15,195		15,051

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \frac{\epsilon_{\text{tot}}(\Psi(2s)K^+)}{\epsilon_{\text{tot}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)} = \frac{\epsilon_{\text{gen}}(\Psi(2s)K^+) \cdot \epsilon_{\text{trigger\&reco\&sel}}(\Psi(2s)K^+)}{\epsilon_{\text{gen}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-) \cdot \epsilon_{\text{trigger\&reco\&sel}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)} \quad (19) \\
&= \frac{\epsilon_{\text{gen}}(\Psi(2s)K^+) \cdot \frac{n_{\text{nachSelektion}}(\Psi(2s)K^+)}{n_{\text{generiert}}}}{\epsilon_{\text{gen}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-) \cdot \frac{n_{\text{nachSelektion}}(J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)}{n_{\text{generiert}}}} \\
&= \frac{15,051\% \cdot \frac{44081}{2093236}}{15,195\% \cdot \frac{30549}{1032495}} \\
&= (0,991 \pm 0,009) \cdot \frac{(2,11 \pm 0,01)\%}{(2,96 \pm 0,02)\%} \\
&= 0,705 \pm 0,008
\end{aligned}$$

## 7 Berechnung des Verzweigungsverhältnisses

Für die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses werden, wie in Abschnitt 4.4 erläutert, die aus den Fits bestimmten Ereignisse für Signal- und Normierungskanal, die Detektoreffizienzen sowie das aus der Literatur entnommene Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi\pi^+\pi^-)_{\Psi(2s)}K^+)$  benötigt.

### 7.1 Bestimmung der Signal- und Normierungsereignisse

Die Signalereignisse im Signalkanal wurden über den Fit der B-Masse als Ausgangsteilchen bereits zur Berechnung der sWeights in Kapitel 5 mit 131805 Ereignissen bestimmt. Die Signalereignisse im Normierungskanal werden über einen Fit der  $\Psi(2s)$ -Masse in Abbildung 7.1 ermittelt, da dieses Teilchen einen gemeinsamen geforderten Zwischenzustand des Normierungskanals darstellt.

Für diesen Fit wurde zusätzlich zur ursprünglichen Selektion ein engerer Schnitt auf die  $B^+$ -Masse [19] von  $(5279 \pm 60)$  MeV verwendet, welcher ebenfalls bei der Bestimmung der Detektoreffizienz des Normierungskanals berücksichtigt wurde. Auf diese Weise wurde sicher gestellt, dass es sich bei dem zerfallenen Teilchen um ein  $B^+$ -Meson handelt und es nicht mit einem zufällig vorhandenen Kaon zu einem  $B^+$ -Meson rekonstruiert wurde. Bei einem Fit der  $\Psi(2s)$ -Masse ergeben sich gegenüber dem Fit der B-Masse mit 28887 Signalereignissen eine leicht reduzierte Anzahl von 27427 Signalereignissen.

### 7.2 Kontamination durch X(3872)

Untersuchungen des Untergrundes [3] haben ergeben, dass im Datensatz eine nicht vernachlässigbare Anzahl an Ereignissen vorhanden sind, welche aus dem Zerfall der X(3872)-Resonanz stammen. Diese Resonanz wurde erst im Jahr 2004 entdeckt [22] und ihre Natur ist noch nicht klar. Sie zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $>2,6\%$  [19] in den Endzustand  $J/\Psi\pi^+\pi^-$ , und ist somit im Gegensatz zum herausgeschnittenen  $\Psi(2s)$  in den Signalereignissen des Signalkanals vorhanden. Diese Ereignisse sind in Abbildung 7.2 durch einen Fit der  $J/\Psi\pi\pi$ -Masse sichtbar [3]. Da durch einen weiteren Schnitt viele erwünschte Signalereignisse, welche in Abbildung 7.2 als Untergrund erscheinen, ebenfalls entfernt werden würden, wird stattdessen ein Fit durchgeführt, um die Anzahl der X(3872)-Zerfälle zu bestimmen. Hierbei wurde eine Gaußfunktion für das Signalmodell und eine Exponentialfunktion für das Untergrundmodell verwendet. Die bestimmten 1062 Ereignisse werden für die Berechnung des Verzweigungsverhältnisses von den Ereignissen im Signalkanal subtrahiert.

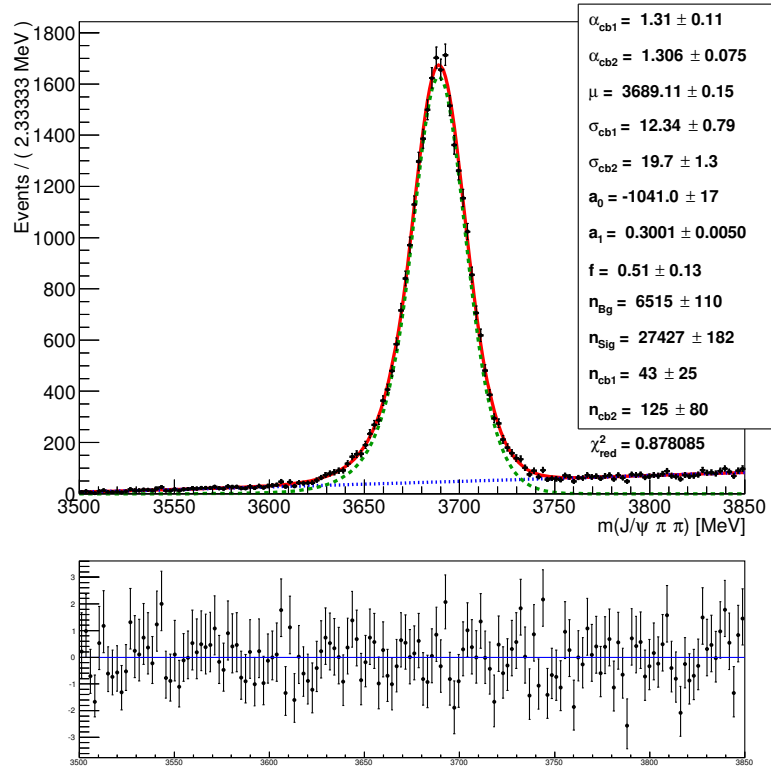
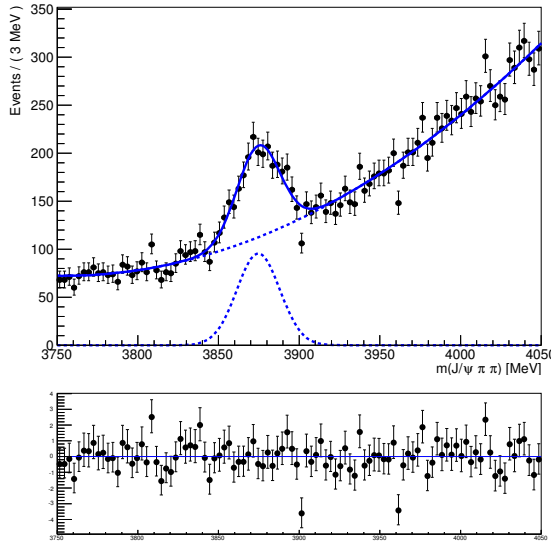


Abbildung 7.1: Fit der  $\Psi(2s)$ -Masse im Normierungskanal mit einer doppelten Crystal-Ball Funktion (Signal, grün) und einem linearen Polynom (Untergrund, blau) mit Pulldiagramm in Einheiten der Standardabweichung.

Tabelle 10: Für die Berechnung des Verzweungsverhältnisses verwendete Ereigniszahlen.

Kanal	Anzahl Ereignisse
Signalkanal	$131805 \pm 398$
Normierungskanal	$27427 \pm 182$



Variable	Fitergebnis
$\mu$	$(3974,71 \pm 0,89)$ MeV
$\sigma$	$(13,31 \pm 0,08)$ MeV
$a_0$	$2859,30 \pm 0,32$
$a_1$	$(-1,52048 \pm 0,00009) \frac{1}{\text{MeV}}$
$a_2$	$(2,0251 \pm 0,0002) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{MeV}^2}$
$n_{\text{Sig},X(3872)}$	$1062 \pm 69$
$n_{\text{Bg},X(3872)}$	$15202 \pm 138$
$\chi_{\text{red}}^2$	$0,97$

Abbildung 7.2: Fit der X(3872)-Resonanz im Signalkanal unter Verwendung einer Gaußfunktion als Signalmodell und eines quadratischen Polynoms als Untergrundmodell mit dem zugehörigen Pullhistogramm und Fitergebnis [3].

### 7.3 Berechnung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)$

Unter Verwendung der Verzweigungsverhältnisse des Normierungskanals von  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+) = (6,27 \pm 0,24)10^{-4}$  und  $\mathcal{B}(\Psi(2s) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-) = (0,340 \pm 0,004)$  [19] folgt für den gesamten Zerfall des Normierungskanals in den Endzustand das Verzweigungsverhältnis:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi \pi^+ \pi^-)_{\Psi(2s)}K^+) &= \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K) \cdot \mathcal{B}(\Psi(2s) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-) \\ &= (2,132 \pm 0,085) \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (20)$$

Der angegebene Fehler wird ebenso wie der Fehler auf die Detektoreffizienzen als systematischer Fehler im Kapitel 8 untersucht. Nun lässt sich unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung mit der in Kapitel 4.4 erläuterten Formel das Verzweigungsverhältnis des Signalkanals bestimmen:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) &= \frac{n_{\text{Sig}}}{n_{\text{Norm}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{tot}}(\Psi(2s)K^+)}{\epsilon_{\text{tot}}(J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)} \\ &\quad \cdot \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi \pi^+ \pi^-)_{\Psi(2s)}K^+) \\ &= \frac{(131805 \pm 398) - (1062 \pm 69)}{(27427 \pm 182)} \cdot 0,705 \cdot (2,132 \cdot 10^{-4}) \\ &= (7,165 \pm 0,052 \text{ (stat.)}) \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (21)$$

## 8 Systematische Unsicherheiten

Im letzten Teil der Analyse wurden mögliche systematische Fehler und deren Einfluss auf das ermittelte Verzweigungsverhältnis abgeschätzt. Insbesondere wurden der Einfluss des Fehlers des Verzweigungsverhältnisses des Normierungskanals, sowie die Einflüsse der Daten/Monte-Carlo-Verteilungen mit deutlichen Abweichungen untersucht. Die Fehlerquellen lassen sich dabei betreffend den Daten und der Simulation aufteilen. Je nach Fehlerquelle wird dabei der systematische Fehler über Fehlerfortpflanzung bestimmt, oder das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  wird neu berechnet und die Differenz zum Hauptwert als Fehler verwendet. Bei den Fehlerabschätzungen der  $X(3872)$  Resonanz, der Kandidatenauswahl und des peakenden Untergrundes wurden Daten aus der parallel durchgeführten Bachelorarbeit von J. Gry [3] verwendet.

### 8.1 Daten

#### 8.1.1 Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ des Normierungskanals

Eine Fehlerquelle stellt der Fehler des Verzweigungsverhältnisses des Normierungskanals dar. Dieser wurde in Kapitel 7 aus Werten der Particle Data Group [19] mit  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi\pi^+\pi^-)\Psi(2s)K^+) = (2,132 \pm 0,0854) \cdot 10^{-4}$  bestimmt. Die Auswirkungen des systematischen Fehlers wurde durch Addition und Subtraktion des Fehlers vom Verzweigungsverhältnis bestimmt, um den gesamten  $\pm 1\sigma$ -Bereich abzudecken. Danach wurde jeweils das Verzweigungsverhältnis neu bestimmt und der Mittelwert beider Differenzen als Fehlerabschätzung verwendet. Es ergaben sich Differenzen von  $0,286 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $0,285 \cdot 10^{-4}$  für die  $+/- 1\sigma$ -Werte, welche zu einem Mittelwert von  $0,286 \cdot 10^{-4}$  führten, welcher als systematischer Fehler aufgrund des Referenzkanals angesetzt wurde.

#### 8.1.2 Signalmodelle

Um den Einfluss verschiedener möglicher Signalmodelle zu quantifizieren, wurde anstelle einer doppelten Crystal-Ball Funktion lediglich ein einfacher Crystal-Ball verwendet, was ebenfalls zu einem guten Fit mit  $\chi_{\text{red}}^2 = 1,59$  im Signalkanal und  $\chi_{\text{red}}^2 = 1,29$  im Normierungskanal führte. Die sich jeweils gegenüber den Hauptfits ergebenden Differenzen in den Signalereignissen wurden als Fehler auf die Signalereignisse betrachtet und, da es sich um in beide Richtungen gleichermaßen abweichende Fehler handelt, der Fehler auf das Verzweigungsverhältnis über Fehlerfortpflanzung bestimmt. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von  $0,071 \cdot 10^{-4}$ .

#### 8.1.3 Untergrundmodelle

Analog wurden die Auswirkungen anderer Untergrundmodelle untersucht. Für den Signalkanal wurde statt der Exponentialfunktion ein lineares Polynom verwendet ( $\chi_{\text{red}}^2 =$

1,42) und für den Normierungskanal ein Polynom kubischer Ordnung statt linearer Ordnung ( $\chi_{\text{red}}^2 = 0,89$ ) verwendet. Der systematische Fehler wurde wie in Abschnitt 8.1.2 mit  $0,164 \cdot 10^{-4}$  bestimmt.

### 8.1.4 Subtraktion der X(3872)-Resonanz

Mit diesem Fehler wird der Einfluss der Fitfunktion auf die bei dem Fit der X(3872) Resonanz erhaltenen Signalereignisse untersucht. Statt einem Polynom als Untergrundfunktion wird nun eine Exponentialfunktion verwendet und die Anzahl der Ereignisse der X(3872)-Resonanz erneut bestimmt. Es ergeben sich 911 Signalereignisse [3], welche zu einem Verzweigungsverhältnis von  $7,173 \cdot 10^{-4}$  und somit einem systematischen Fehler von  $0,008 \cdot 10^{-4}$  führen. Die Verwendung einer Crystal-Ball Funktion als andere Signalfunktion ergibt keine wesentliche Veränderung der Signalereignisse.

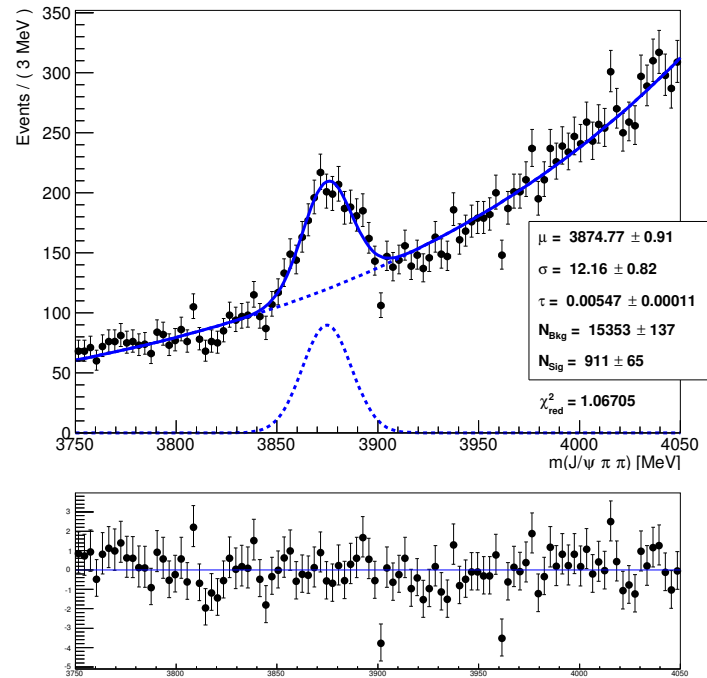


Abbildung 8.1: Fit der X(3872) Resonanz mit einer Gaußfunktion als Signalmodell und einer Exponentialfunktion als Untergrundmodell [3].

### 8.1.5 Kandidatenauswahl

Beim LHCb-Experiment wird die Datennahme in („Runs“) unterteilt. Jeder Run mit einer entsprechenden Runnummer weist dabei eine fortlaufende Zahl von Ereignissen („Events“) auf, welche die jeweils aus einer  $pp$ -Kollision rekonstruierten Daten enthalten. Für den Fall, dass für ein Ereignis mehrere Rekonstruktionsmöglichkeiten in Frage kommen, werden sämtliche Möglichkeiten unter derselben Ereigniszahl in den Datensatz

geschrieben. Dies betrifft 2,88% der Ereignisse im Signalkanal und 1,46% der Ereignisse im Normierungskanal. Für die vorliegende Analyse wurden sämtliche Rekonstruktionen verwendet. Der nun betrachtete systematische Fehler untersucht den Einfluss einer zufälligen Auswahl einer dieser Möglichkeiten auf das Verzweigungsverhältnis. Für die Massenfits im Signal- und Normierungskanal wurden Daten von J. Gry [3] verwendet. Unter Verwendung einer Kandidatenauswahl verbleiben, wie Abbildung 8.2 zu entnehmen ist, im Signalkanal 130476 Signalereignisse, im Normierungskanal 27384 Signalereignisse. Mit den verbleibenden Ereignissen wird das Verzweigungsverhältnis mit  $7,103 \cdot 10^{-4}$  neu berechnet und die entstehende Differenz von  $0,062 \cdot 10^{-4}$  als systematischer Fehler verwendet.

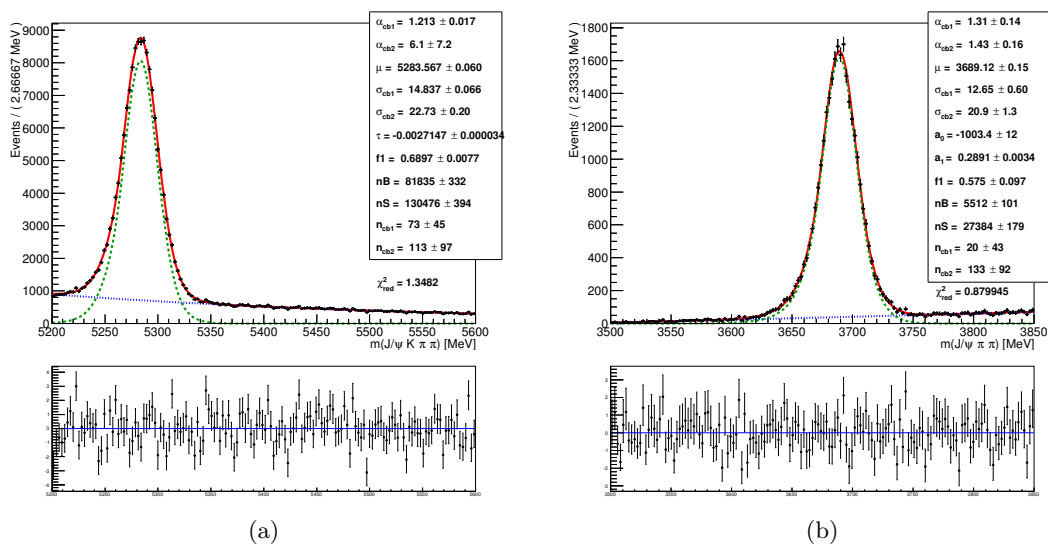


Abbildung 8.2: Fits des Signalkanals (a) und des Normierungskanals (b) unter Verwendung einer Kandidatenauswahl mit Pulldiagramm in Einheiten der Standardabweichung.

### 8.1.6 Peakender Untergrund

Da im Detektor Kaonen und Pionen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 5% falsch identifiziert werden, besteht die Möglichkeit, dass im  $J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-$ -Endzustand ein echtes  $K^+$  als  $\pi^+$  identifiziert wird, jedoch gleichzeitig ebenfalls ein  $\pi^+$  als  $K^+$ , sodass sich der gewünschte Endzustand wieder erreicht ist. Durch die somit verfälschte Masse des  $\Psi(2s)$  ist es möglich, dass Ereignisse des Normierungskanals im Signalkanal verbleiben. Zur qualitativen Untersuchung dieses Effekts wurde hierfür dem Viererimpuls des Kaons nachträglich die Pionmasse und dem Viererimpuls des Pions nachträglich die Kaonmasse zugewiesen. Unter Verwendung aller Schnitte, jedoch ohne PID Schnitte, zeigte sich im Signalkanal eine peakende Struktur [3], welche jedoch durch PID Schnitte fast vollständig entfernt werden konnte. Somit wurde gezeigt, dass durch doppel-



te falsche Identifizierung Ereignisse des Normierungskanals im Signalkanal verbleiben können. Der umgekehrte Fall ist jedoch ebenso möglich. Zur quantitativen Untersuchung wurden MC-Daten verwendet, da somit die Anzahl der generierten Ereignisse bekannt ist. Im  $\Psi(2s)$ -Kanal wurden durch die Anwendung der Schnitte und des  $\Psi(2s)$ -Vetoschnittes ein Großteil der Ereignisse entfernt. Weiterhin wurde durch einen Schnitt im  $\pm 60$  MeV-Bereich um die  $B^+$ -Masse diese selektiert, da im Signalkanal die Signalbestimmung über eine Fit der  $B^+$ -Masse erfolgt und lediglich in diesem Bereich auftretende Ereignisse  $N_{\text{MC,peaking}}$  zu den Signalereignissen beitragen. Die entsprechende Ereignisanzahl  $N$  in den Daten des Signalkanals ergibt sich über Formel 22 [3].

$$\begin{aligned}
N_{\text{Daten,peaking}} &= N_{\text{Daten,gesamt}} \cdot \frac{\mathcal{B}_{PDG}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi\pi^+\pi^-)_{\Psi(2s)}K^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+\pi^+\pi^-)} \\
&\cdot \frac{N_{\text{MC,peaking}}}{N_{\text{MC,generiert}} \cdot \epsilon_{\text{tot},J/\Psi K\pi\pi}} \\
&= 52
\end{aligned} \tag{22}$$

Diese müssten in der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses  $\mathcal{B}$  berücksichtigt werden, jedoch ist deren Zahl gering, sodass sie als systematischer Fehler berücksichtigt werden. Die Berechnung für den Signalkanal erfolgte analog. Es ergaben sich jedoch eine in der  $\Psi(2s)$ -Masse flache Verteilung, sodass keine Spitzen erkennbar waren [3]. Durch Subtraktion der 52 Ereignissen im Signalkanal ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B} = 7,161 \cdot 10^{-4}$  und somit eine Differenz von  $0,004 \cdot 10^{-4}$ , welche als systematischer Fehler angesetzt wurde.

## 8.2 MC-Daten

### 8.2.1 Neugewichtung

Um den Einfluss der durchgeführten Neugewichtung auf das Ergebnis zu untersuchen, wurde das Verzweigungsverhältnis erneut bestimmt, jedoch ohne die durch die Neugewichtung berechneten Gewichte zu berücksichtigen. Es ergab sich ein Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B} = 7,325 \cdot 10^{-4}$  und somit eine Differenz von  $0,160 \cdot 10^{-4}$ . Da die Neugewichtung jedoch einen notwendigen Schritt in dieser Analyse darstellt, wäre der Fehler mit dieser Differenz deutlich überschätzt, weshalb als systematischer Fehler die halbe Differenz von  $0,080 \cdot 10^{-4}$  verwendet wurde.

### 8.2.2 PID Neuberechnung

Zur Bestimmung des Einflusses der PID Neuberechnung auf das Ergebnis wurde auf die Neuberechnung der PIDs verzichtet und die Schnitte auf die ursprünglichen PIDs angewendet. Nach der üblichen Berechnung des Verzweigungsverhältnisses ergibt sich

eine Differenz von  $0,144 \cdot 10^{-4}$ , wobei wie bei der Neugewichtung der halbe Wert von  $0,072 \cdot 10^{-4}$  als systematischer Fehler angesetzt wurde.

### 8.2.3 Spurrekonstruktionseffizienz

Ebenso wird der Effekt der Korrektur der Monte-Carlo-Ereignisse durch die Spurrekonstruktionseffizienz untersucht. Hierfür wird das Verzweigungsverhältnis erneut ohne Berücksichtigung der Spurrekonstruktionseffizienz-Korrektur bestimmt. Es ergibt sich mit  $\mathcal{B} = 7,145 \cdot 10^{-4}$  eine Differenz von  $0,020 \cdot 10^{-4}$ , welche wie oben erläutert zu einem systematischen Fehler von  $0,010 \cdot 10^{-4}$  führt.

### 8.2.4 Myonenrekonstruktionseffizienz

Analog zur Untersuchung des systematischen Fehlers wird der Einfluss der Myonenrekonstruktionseffizienz durch eine erneute Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ohne die Berücksichtigung des Myonenrekonstruktionseffizienz-Korrekturfaktors auf den Monte-Carlo-Daten abgeschätzt. Es ergibt sich mit  $\mathcal{B} = 7,169 \cdot 10^{-4}$  eine Differenz von  $0,004 \cdot 10^{-4}$ , was analog zum Fehler der Neugewichtung zu einem systematischen Fehler von  $0,002 \cdot 10^{-4}$  führt.

### 8.2.5 Statistische Fehler der Detektoreffizienz

Die berechneten Werte für die Detektoreffizienzen beeinflussen aufgrund des begrenzten zur Verfügung stehenden Datensatzes, bzw. der gegebenen Fehler auf die Generierungseffizienzen das gemessene Verzweigungsverhältnis systematisch. Um diesen Fehler abzuschätzen, wurde der Fehler des Verzweigungsverhältnisses unter Verwendung der Fehlerfortpflanzung mit den berechneten Detektoreffizienzen in Kapitel 6.4 bestimmt. Es ergibt sich ein systematischer Fehler von  $0,082 \cdot 10^{-4}$ .

### 8.2.6 $K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung

Bei dem Vergleich der  $m(K^+\pi^+\pi^-)$ -Verteilungen der Daten und MC-Daten fällt, wie bereits erläutert, eine deutliche Abweichung im Signalkanal aufgrund der ausschließlich simulierten  $K_1(1270)$  in der Simulation auf. Im Normierungskanal ist diese Differenz nicht erkennbar. In der vorliegenden Analyse wurde auf eine Neugewichtung verzichtet, da diese Variable einerseits nicht für Schnitte verwendet wurde und andererseits eine zusätzliche Neugewichtung durch Korrelationen die Übereinstimmung in anderen Variablen verschlechtert hätte. Um den Einfluss der Abweichung abzuschätzen, wurde zusätzlich eine eindimensionale Neugewichtung mit  $m(K^+\pi^+\pi^-)$  im Signalkanal vorgenommen. Über die somit neu bestimmte Detektoreffizienz im Signalkanal wurde ein Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B} = 7,004 \cdot 10^{-4}$  und somit eine Differenz von  $0,161 \cdot 10^{-4}$  ermittelt.

### 8.2.7 $\Psi(2s)$ -Vetoschnitt

Um die Vergleichbarkeit von Daten und MC-Daten zu gewährleisten, wurden auf beiden Datensätzen jeweils die gleichen Schnitte durchgeführt. Der Vergleich der Verteilungen von Daten mit der Simulation zeigt jedoch im Diagramm der  $J/\Psi\pi^+\pi^-$ -Masse deutliche Abweichungen. Um die Sensitivität des Verzweungsverhältnisses auf diese Abweichung zu bestimmen, wurde der  $\Psi(2s)$ -Vetoschnitt auf den MC-Daten entfernt und die Detektoreffizienz neu bestimmt. Dies führt zu einem Verzweungsverhältnis von  $\mathcal{B} = 7,061 \cdot 10^{-4}$  und einer Differenz von  $0,104 \cdot 10^{-4}$ , welche als systematischer Fehler verwendet wird.

### 8.3 Überblick der systematischen Fehler

Aufgrund ihrer statistischen Unabhängigkeit werden die einzelnen Fehler quadratisch addiert, um den gesamten systematischen Fehler zu erhalten.

Tabelle 11: Übersicht der systematischen Fehler.

systematischer Fehler	Fehler $\Delta\mathcal{B}$ [ $10^{-4}$ ]
Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}$ des Normierungskanals	0,286
Signalmodelle	0,071
Untergrundmodelle	0,164
Untergrundmodell X(3872) Resonanz	0,008
Kandidatenauswahl	0,062
Peakender Untergrund	0,004
Neugewichtung	0,080
PID Neuberechnung	0,072
Spurrekonstruktionseffizienz	0,010
Myonenrekonstruktionseffizienz	0,002
Stat. Fehler der Detektoreffizienz	0,082
$K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung	0,161
$\Psi(2s)$ -Vetoschnitt	0,104
Gesamtfehler	0,416

## 9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-)$  mit dem Normierungskanal  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+ \rightarrow (J/\Psi \pi^+ \pi^-)_{\Psi(2s)}K^+)$  anhand von Daten des LHCb-Experiments bestimmt. Hierfür wurde zunächst durch eine optimierte Selektion die Signalsignifikanz verbessert. Über einen Fit der B-Masse im Signal- und der  $\Psi(2s)$ -Masse im Normierungskanal wurde die Anzahl der Signalereignisse in beiden Kanälen bestimmt. Weiterhin wurde eine Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Detektoreffizienz verwendet. Hierfür wurde die gleiche Selektion durchgeführt. Nach einer PID-Neuberechnung, Neugewichtung sowie der Berücksichtigung von Korrekturfaktoren der Spurrekonstruktions- und Myonenrekonstruktions-Effizienzen, waren die Verteilungen der simulierten Ereignisse mit denen der Daten vergleichbar und die Detektoreffizienzen beider Kanäle konnten aus dem Quotienten der generierten und verbliebenen Ereignisse bestimmt werden. Nachdem zusätzlich die Anzahl von Zerfällen einer unerwünschten  $X(3872)$ -Resonanz im Signalkanal der Daten bestimmt und subtrahiert wurde, konnte unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses des Normierungskanals das gewünschte Ergebnis berechnet werden. Ebenso wurden die Auswirkungen möglicher systematischer Fehler auf das Ergebnis abgeschätzt. Es ergab sich das Verzweigungsverhältnis:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (7,165 \pm 0,052 \text{ (stat.)} \pm 0,416 \text{ (sys.)}) \cdot 10^{-4} \quad (23)$$

Der statistische Fehler ist dabei wie erwartet durch den großen verwendeten Datensatz von 2011 und 2012 mit 1 % gering und wird deutlich vom systematischen Fehler übertroffen. Hauptbeiträge des systematischen Fehlers stellen dabei die Fehler auf das Verzweigungsverhältnis des Normierungskanals, die verwendeten Untergrundmodelle, die  $K^+ \pi^+ \pi^-$ -Massenverteilung sowie der  $\Psi(2s)$ -Vetoschnitt dar.

Der aktuelle Wert der Particle Data Group [19] beträgt

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (8,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-4} \quad (24)$$

welcher im  $1\sigma$ -Bereich mit dem hier bestimmten Wert kompatibel ist.

Der Wert der aktuellsten Einzelveröffentlichung der Belle-Kollaboration [13] vom Februar 2011

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^+ \pi^-) = (7,16 \pm 0,10 \text{ (stat.)} \pm 0,60 \text{ (sys.)}) \cdot 10^{-4} \quad (25)$$

ist ebenfalls im  $1\sigma$ -Bereich kompatibel. Der statistische und systematische Fehler dieser Arbeit liegen unter denen der Belle-Kollaboration. Weiterhin stellt diese Arbeit bezogen auf den Gesamtfehler die bis zum jetzigen Zeitpunkt genaueste Messung dar. In der

vorliegenden Arbeit nicht untersucht wurde ein weiterer Untergrund aufgrund weiterer  $c\bar{c}$ -Resonanzen.

Zur Reduktion des systematischen Fehlers wäre ein genauer bekanntes Verzweigungsverhältnis des Normierungskanals sinnvoll. Es ist wahrscheinlich, dass in der kommenden Betriebsperiode ab 2015 durch eine erhöhte Ereigniszahl dieser Wert mit kleinerem statistischen Fehler neu bestimmt werden kann. Weiterhin stellt die Abweichung der Simulation von den Daten in der  $K^+\pi^+\pi^-$ -Verteilung eine große Fehlerquelle dar. Es ist davon auszugehen, dass mit zunehmenden Erkenntnissen über andere Kaon-Resonanzen diese in Zukunft besser simuliert werden können und dadurch dieser systematische Fehler reduziert werden kann. Ebenso können mit zukünftigen Simulationen möglicherweise die PIDs exakter simuliert werden, so dass keine PID Neuberechnung mehr notwendig sein könnte. Somit können nach dem statistischen Fehler dann möglicherweise auch die systematischen Fehler deutlich reduziert werden, sodass eine deutlich genauere Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses möglich ist.

# 10 Anhang

## Triggerkriterien

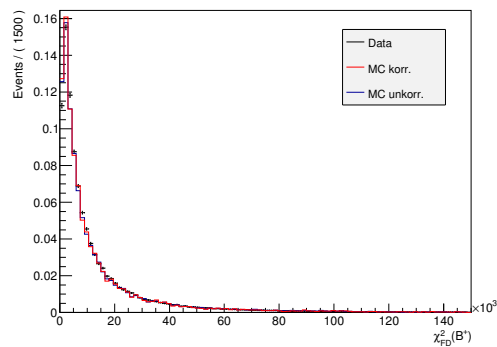
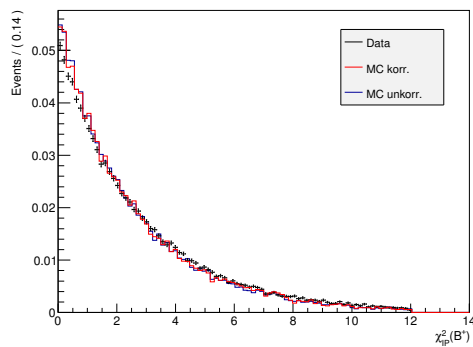
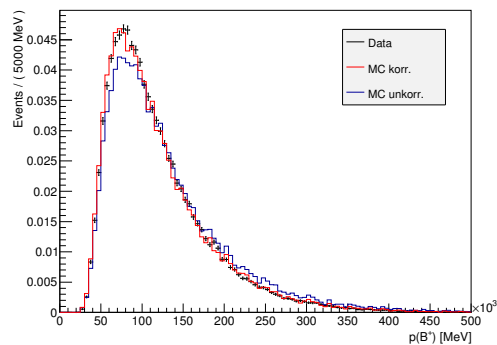
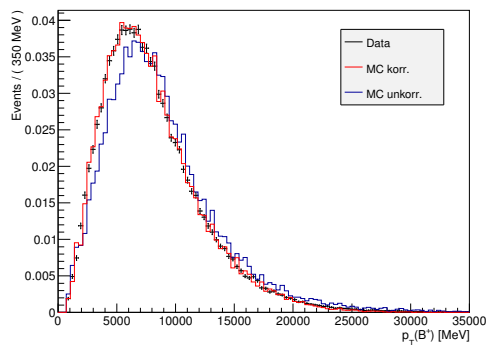
Aufführung der in Kapitel 5 verwendeten Trigger-Schnitte:

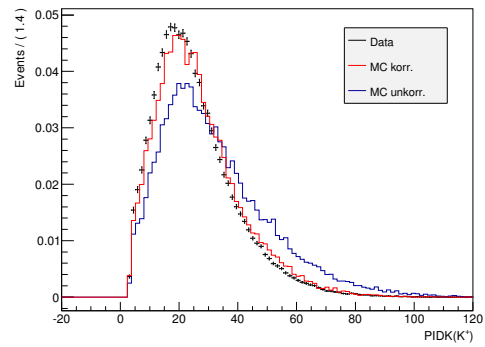
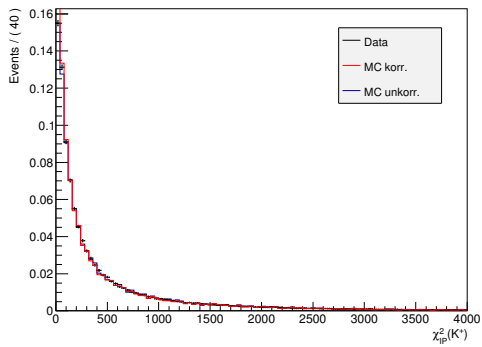
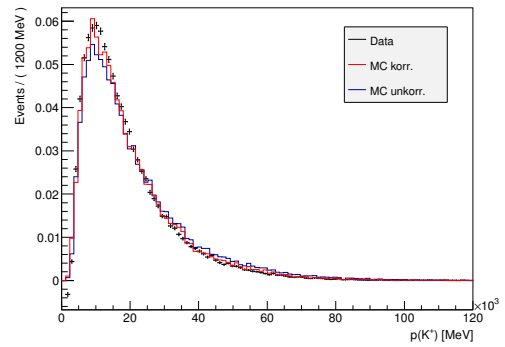
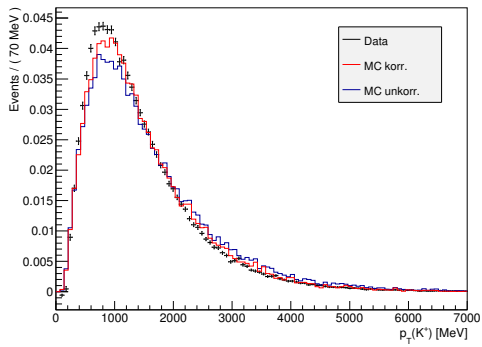
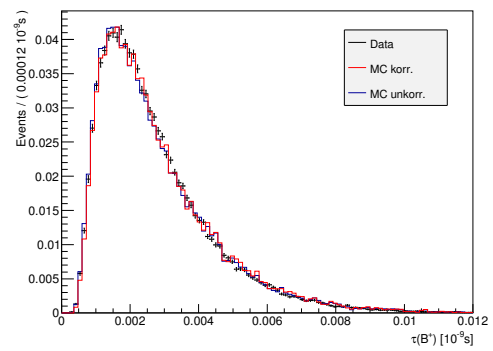
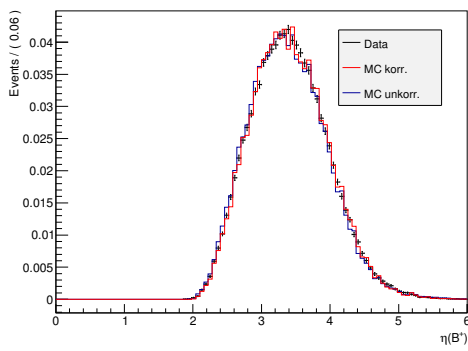
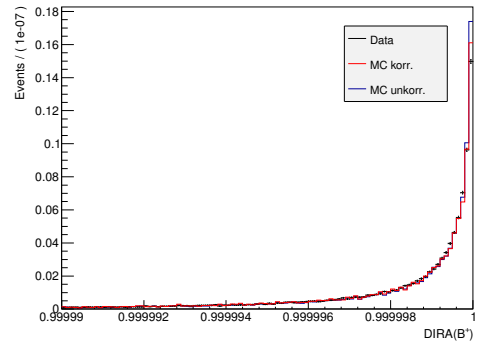
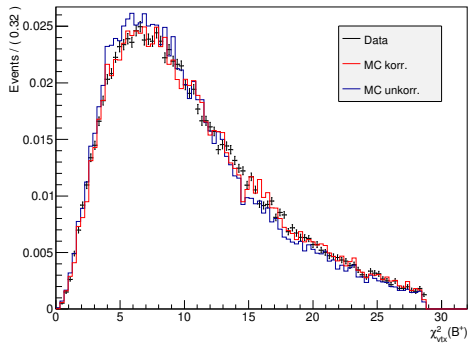
Tabelle 12: Verwendete Trigger-Schnitte [2].

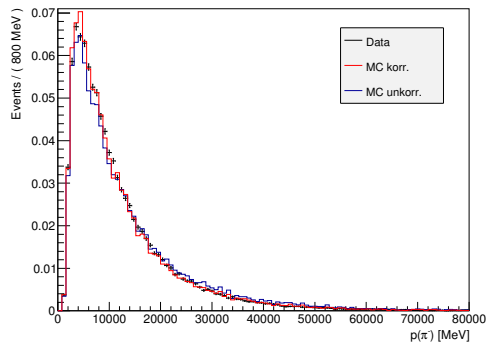
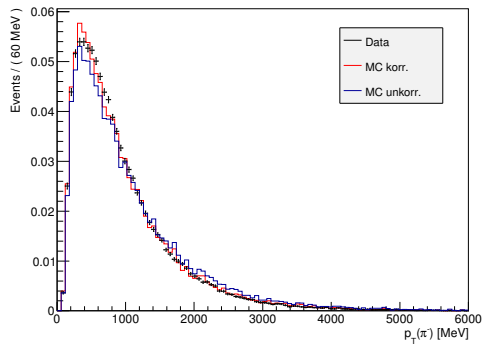
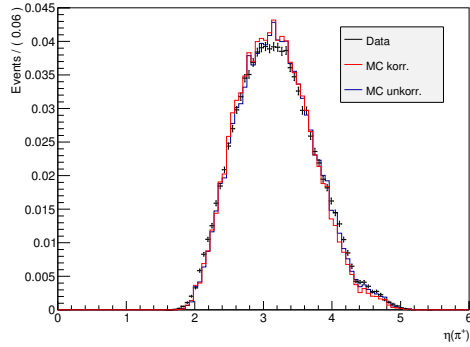
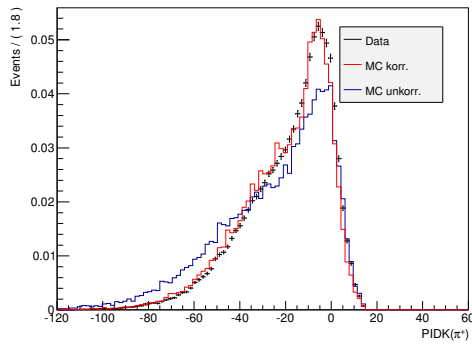
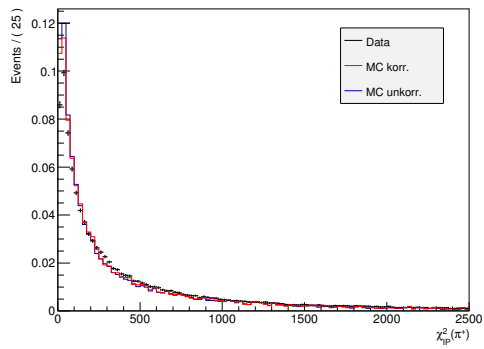
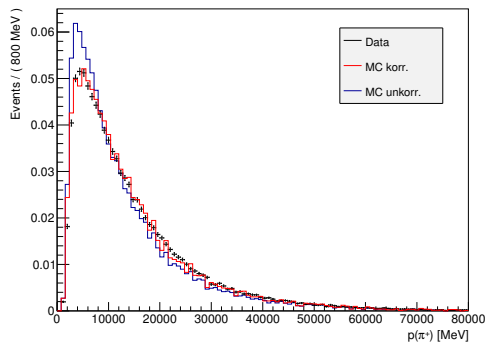
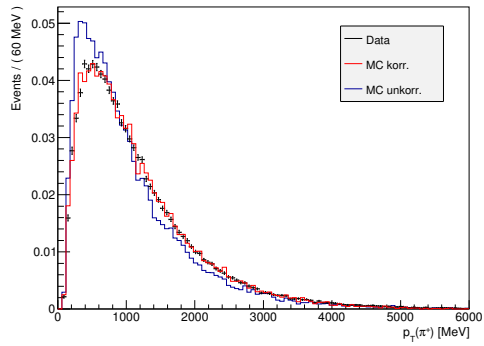
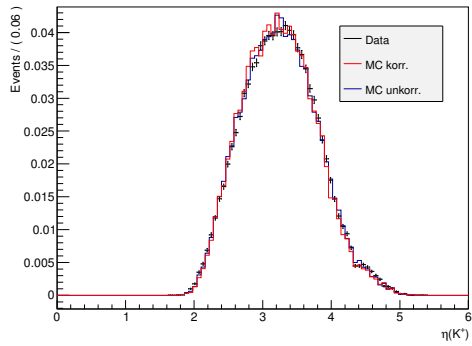
Triggerebene	Trigger Bedingungen
L0	L0Muon
HLT1	Hlt1TrackAllL0 oder Hlt1TrackMuon
HLT2	Hlt2Topo [2,3,4]BodyBBDT oder Hlt2TopoMu [2,3,4]BodyBBDT oder Hlt2SingleMuon oder Hlt2DiMuonDetached

## Vergleich der Verteilungen des Signalkanal

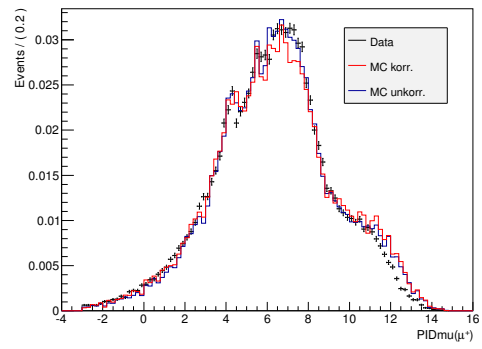
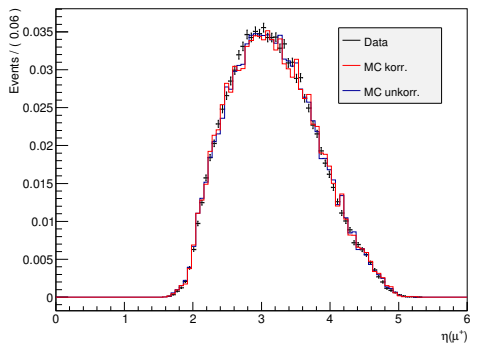
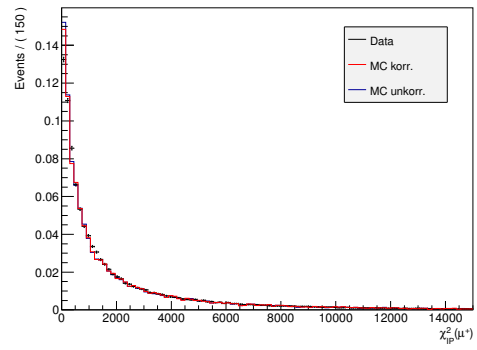
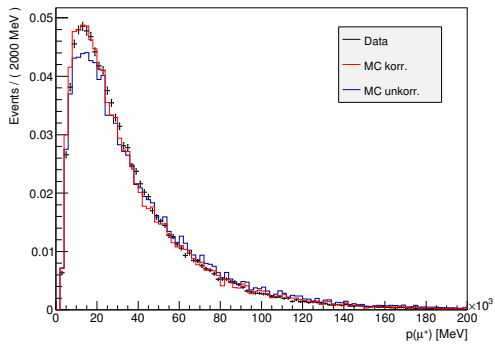
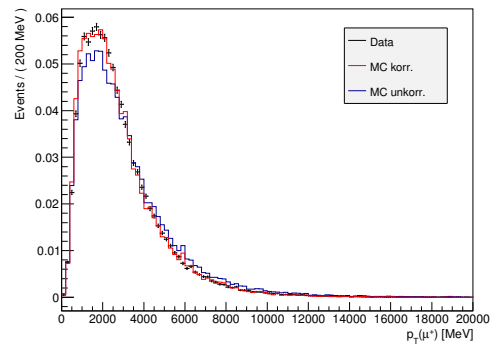
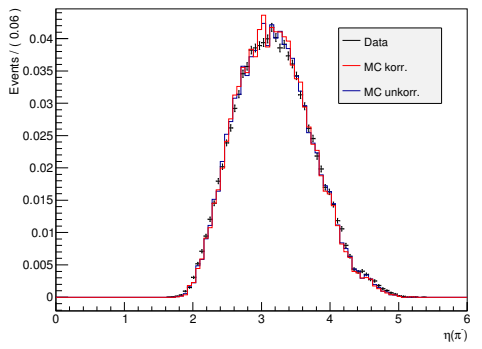
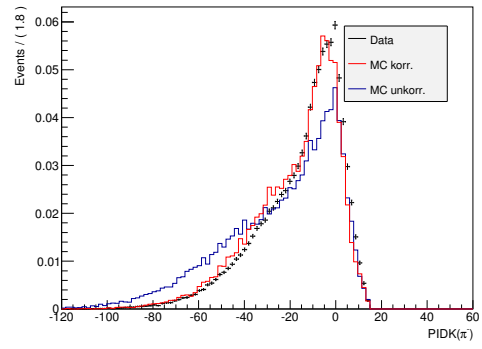
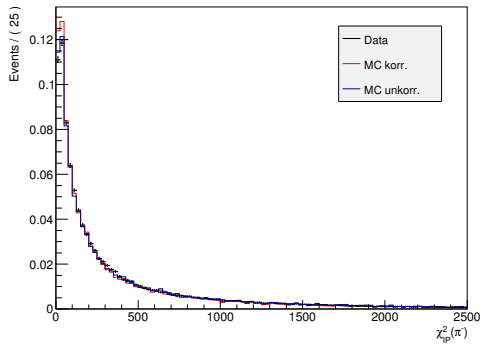
Untergrund der Daten mit der sWeight-Technik subtrahiert, 1-dimensionale Neugewichtung der Simulationsdaten (MC) mit Bplus\_ENDVERTEX\_CHI2, nTracks sowie einer 2-dimensionalen Neugewichtung von Bplus\_PT und pplus\_PT, Korrekturen der Tracking- und IsMuon-Effizienzen, sowie zum Vergleich die unkorrigierten Simulationsdaten

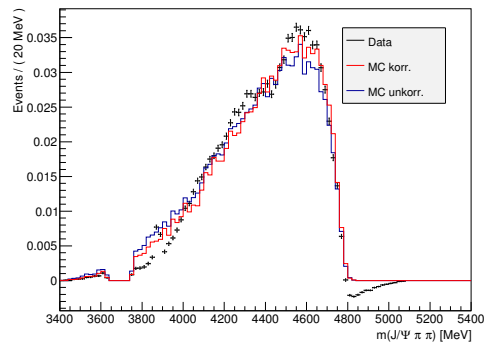
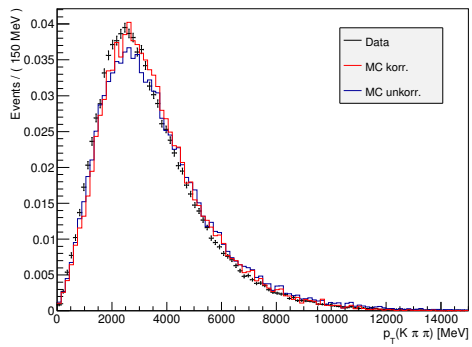
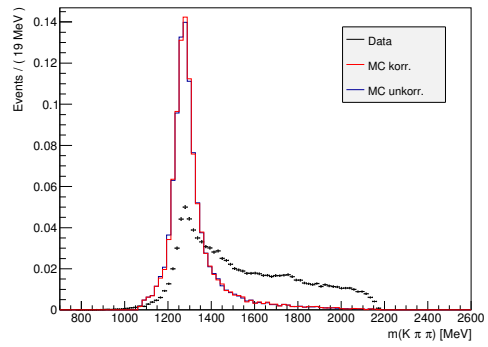
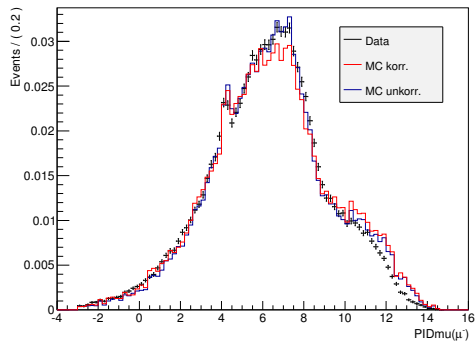
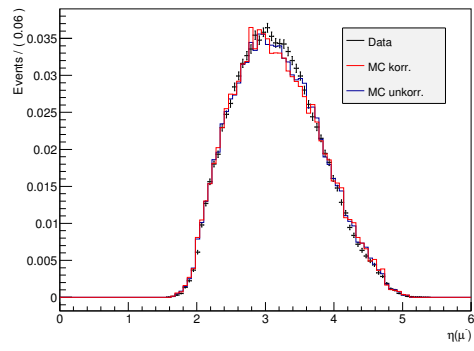
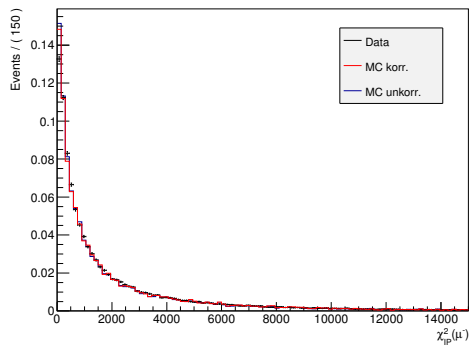
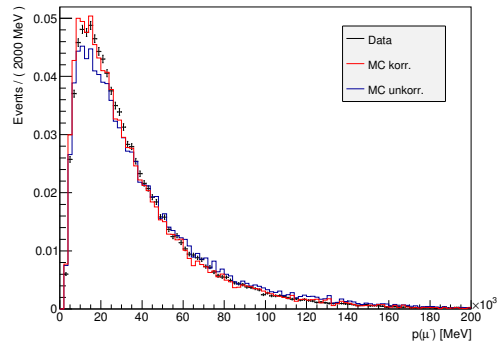
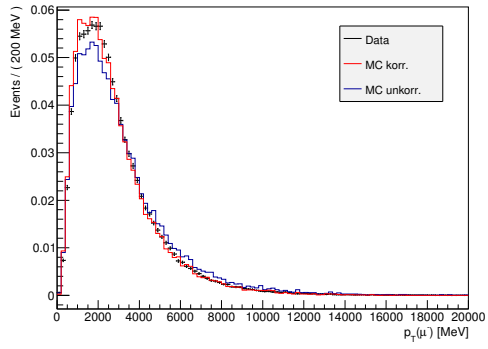


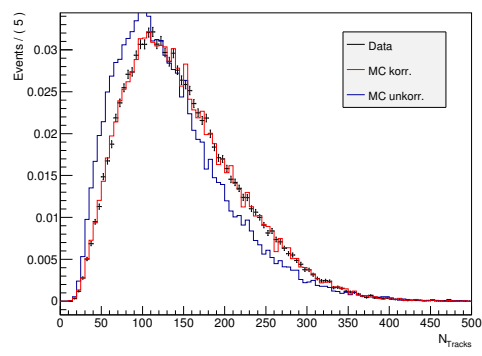






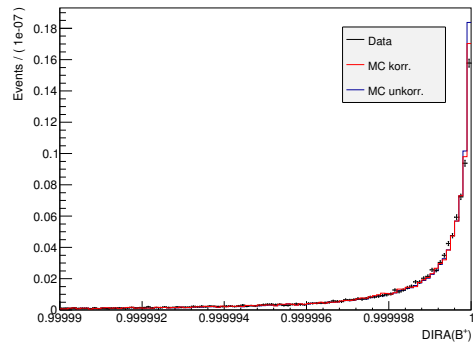
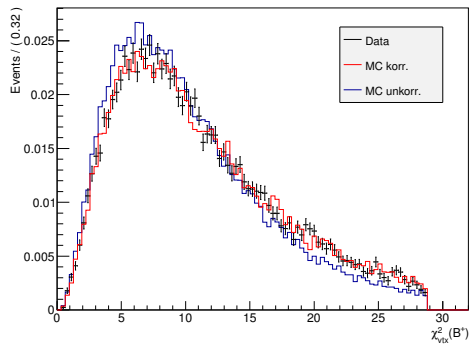
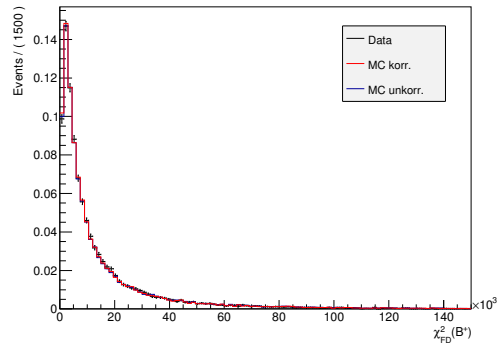
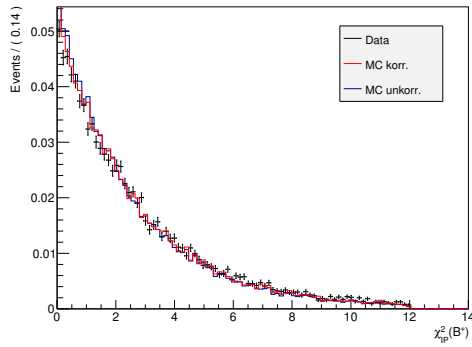
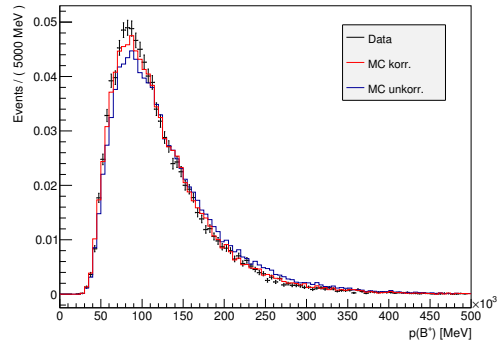
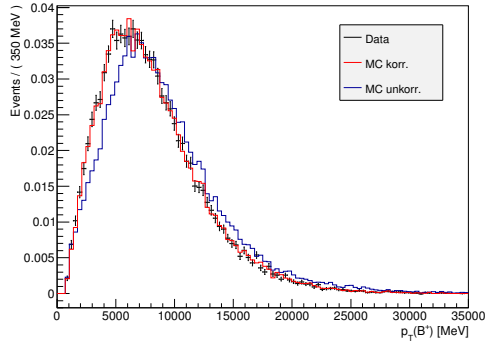


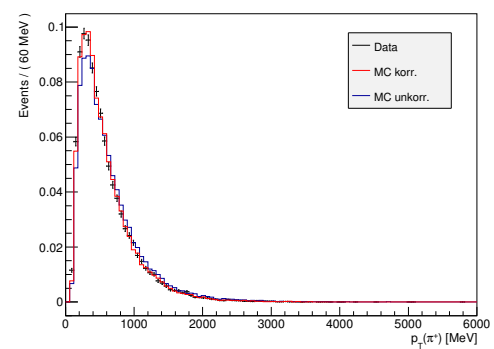
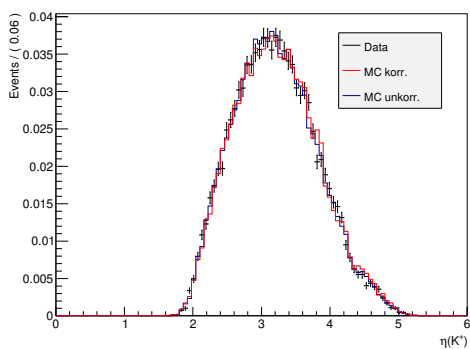
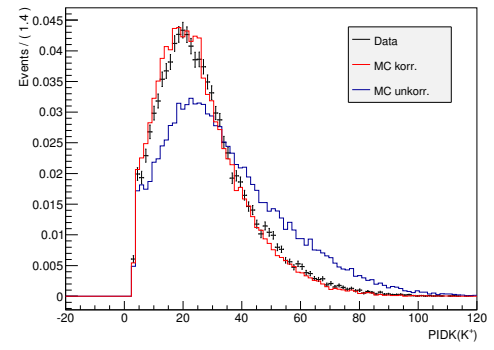
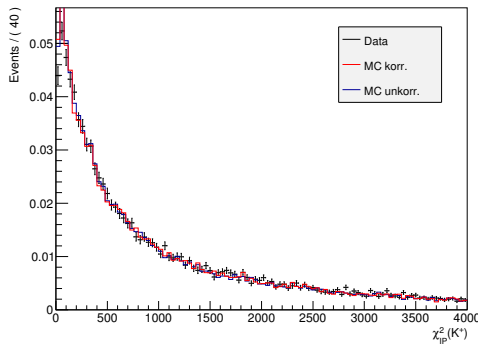
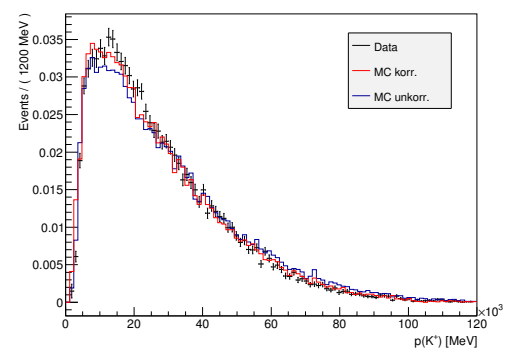
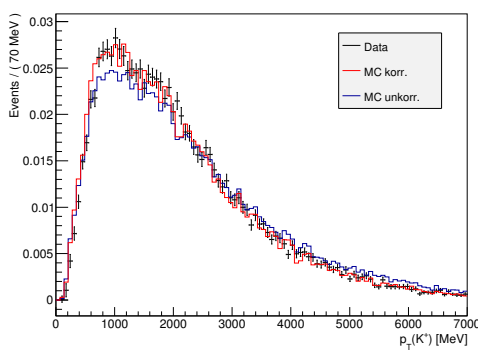
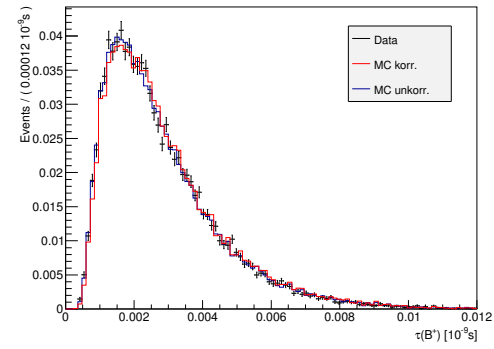
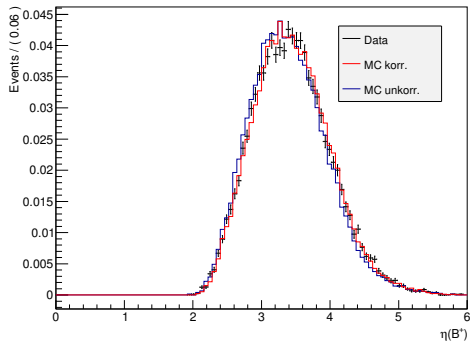


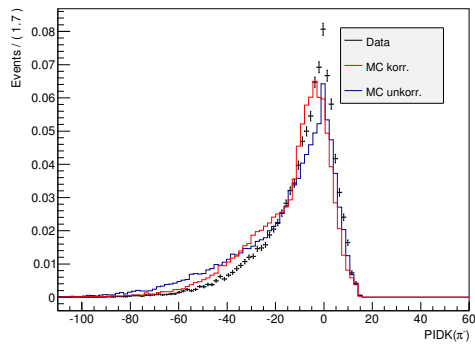
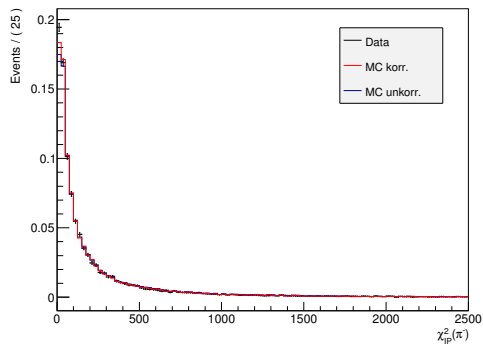
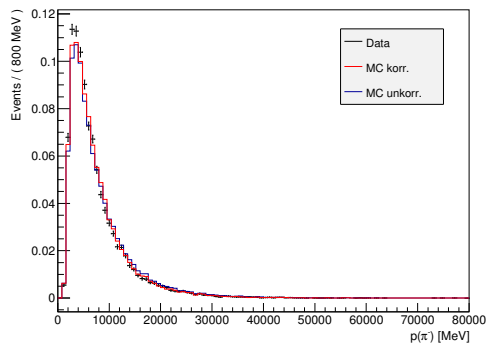
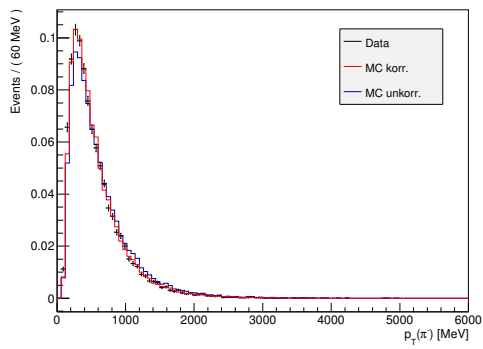
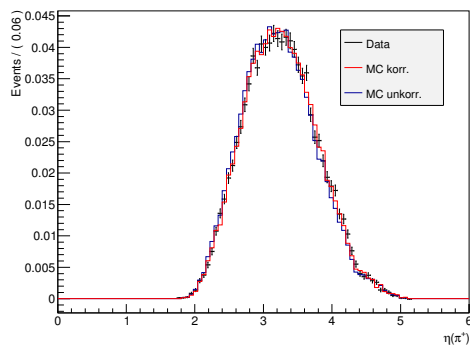
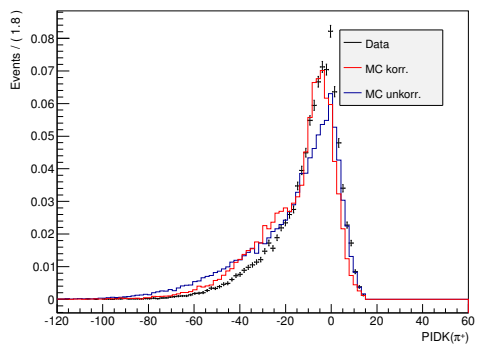
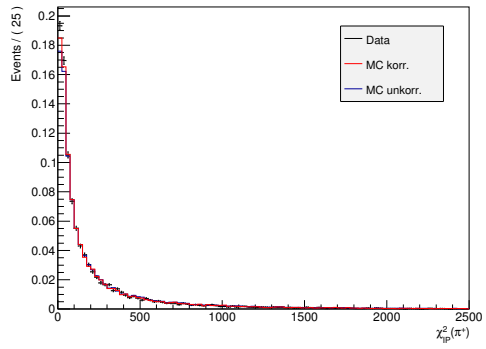
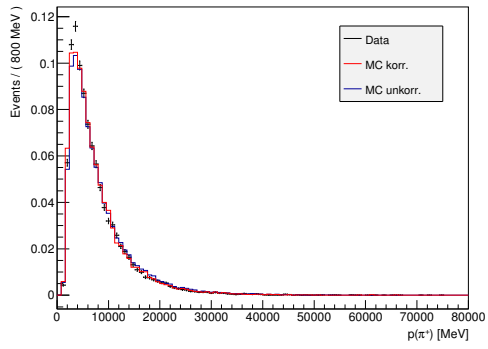


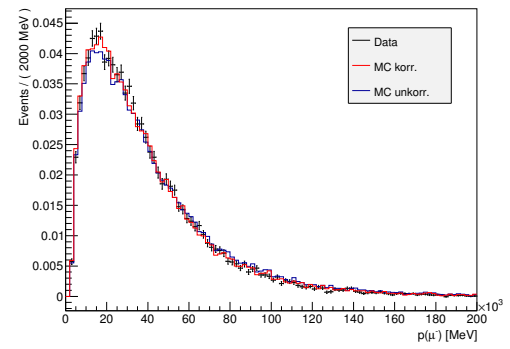
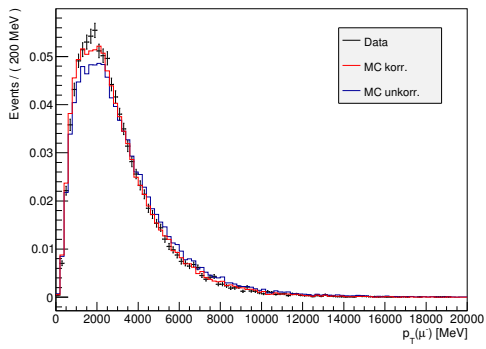
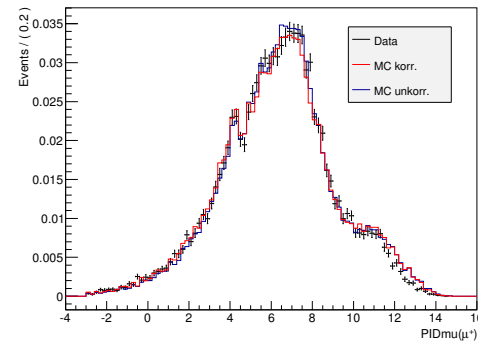
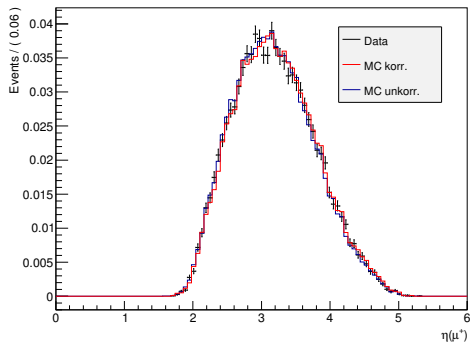
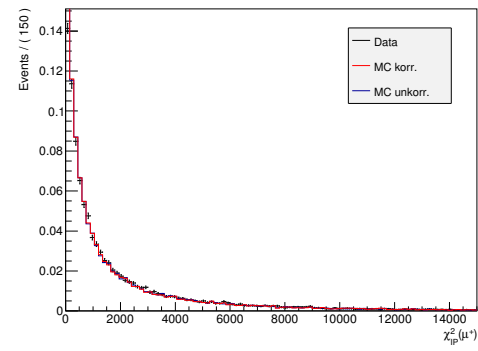
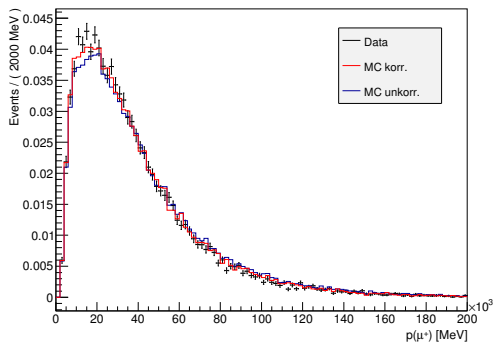
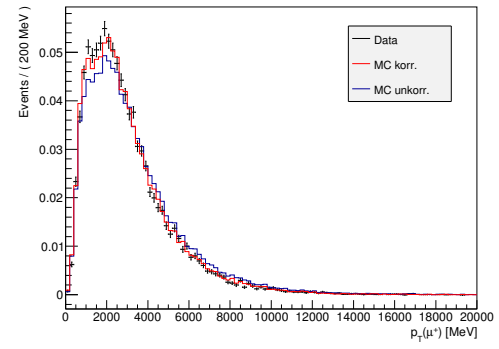
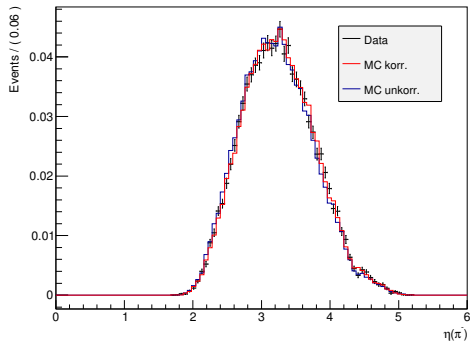
## Vergleich der Verteilungen im Normierungskanal

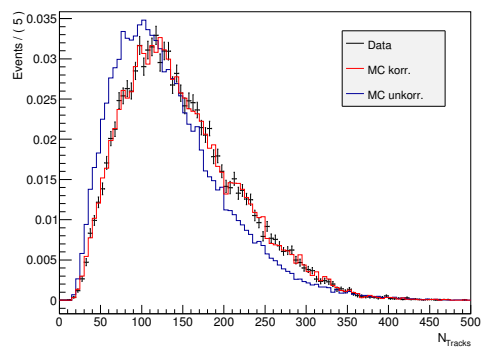
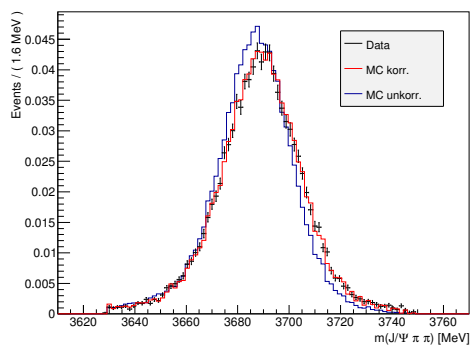
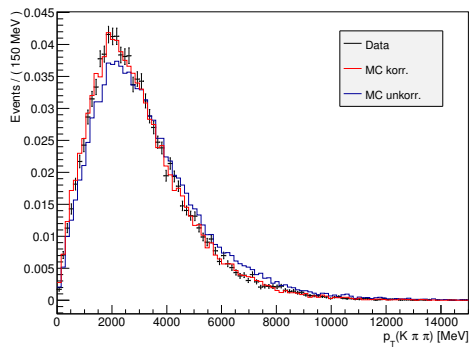
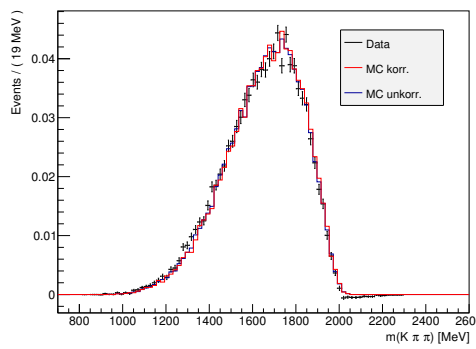
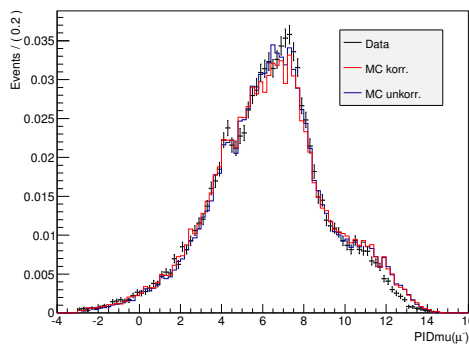
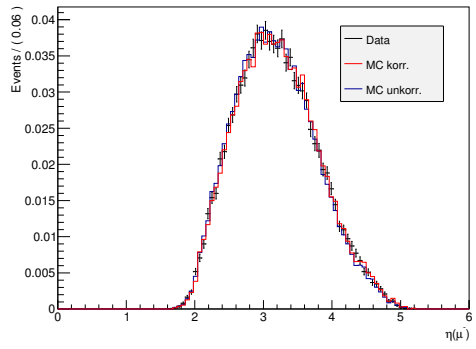
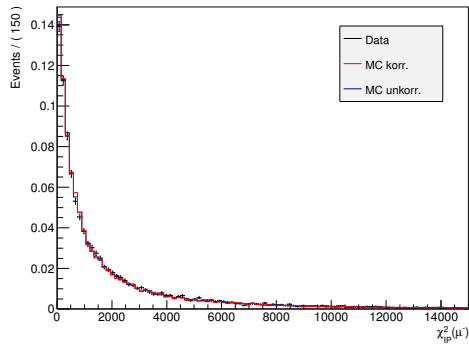
Untergrund der Daten mit der sWeight-Technik subtrahiert, 1-dimensionale Neugewichtung der Simulationsdaten (MC) mit `Bplus_ENDVERTEX_CHI2`, `nTracks` sowie einer 2-dimensionalen Neugewichtung von `Bplus_PT` und `J_Psipipi_M`, Korrekturen der Tracking- und IsMuon-Effizienzen, sowie zum Vergleich die unkorrigierten Simulationsdaten













## 11 Literaturverzeichnis

- [1] *Homepage der LHCb Kollaboration*. 04.08.2014 (Zugriff). CERN. URL: <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [2] R. Aaij *et al.* *First observations of the rare decays  $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$  and  $B^+ \rightarrow \phi K^+\mu^+\mu^-$* . LHCb-PAPER-2014-030, 2014.
- [3] J. Gry. *Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls  $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+\pi^+\pi^-$  unter Verwendung des Referenzkanals  $B^+ \rightarrow \Psi(2s)K^+$  am LHCb Experiment*. Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, Aug. 2014.
- [4] Ch. Berger. *Elementarteilchenphysik*. Springer Verlag, 2002.
- [5] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group). *Particle Physics Booklet*. Juli 2012.
- [6] *Homepage des LHCb-Experimentes*. 15.07.2014 (Zugriff). URL: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>.
- [7] J. H. Chistenson *et al.* "Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $K_0$ ". In: *Phys. Rev. Lett* 13 (1964), S. 138.
- [8] L. Evans und P. Bryant. "LHC machine". In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001.
- [9] *ATLAS Homepage*. 16.07.2014 (Zugriff). URL: <http://www.atlas.ch/photos/detector-site-surface.html>.
- [10] A. Augusto Alves Jr. *et al.* "The LHCb detector at the LHC". In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005.
- [11] *Material for Presentations, LHCb-Experiment*. 38.07.2014 (Zugriff). URL: [http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/Material\\_for\\_Presentations.html](http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/Material_for_Presentations.html).
- [12] S. Wandernoth. "Measurement of the  $B_s$ - $B_s$ bar Oscillation Frequency at LHCb using 1fb-1 of data taken in 2011". Diss. Universität Heidelberg, 2014.
- [13] H Guler u. a. "Study of the  $K^+ \pi^+ \pi^-$ -final state in  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$  and  $B^+ \rightarrow \psi' K^+ \pi^+ \pi^-$ ". In: *Physical Review D* 83.3 (2011), S. 032005.
- [14] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1990.
- [15] *Homepage LHC-Statistics*. 22.07.2014 (Zugriff). URL: <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/index.php?act=2>.
- [16] G. Corti. *Overview of Monte Carlo simulation(s) in LHCb*. CERN. Okt. 2009. URL: <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Simulation/Tutorial/01.GCorti-MCinLHCb-20091013.pdf>.

- [17] M. Pivk und F.R. Le Diberder. “A statistical tool to unfold data distributions”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 555.1 (2005), S. 356–369.
- [18] T. Skwarnicki. “A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances”. Diss. DESY, 1986.
- [19] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group). *PR D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition*. URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [20] M. Tresch. *PID tool, Version 0.2 beta*. Zürich. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/PIDCalibPackage>.
- [21] T. Ullrich und Z. Xu. *Treatment of errors in efficiency calculations*. Techn. Ber. Brookhaven National Laboratory, 2007.
- [22] D. Acosta *et al.* “Observation of the Narrow State  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  in  $p\bar{p}$  Collisions at  $s = 1.96$  TeV”. In: *Physical review letters* 93.7 (2004), S. 072001.

## Erklärung

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

Heidelberg, den 17. August 2014

.....