

Fakultät für Physik and Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Nina Krieger
aus Achim

Mai 2008

Untergrundstudie des Zerfalls
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$
am LHCb-Experiment

*Die Diplomarbeit wurde von Nina Krieger ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Dr. Stephanie Hansmann-Menzemer*

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Untergrundstudie zu dem Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$, welcher am LHCb-Experiment im CERN untersucht werden soll. In diesem Kanal soll CP-Verletzung im B_s^0 -System studiert werden. Um Vorhersagen auf die Sensitivität der CP-verletzenden Phase ϕ_s zu erhalten, leistet das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis einen wichtigen Beitrag. Bei der nominellen Luminosität werden in einem Jahr $4,4 \cdot 10^4$ rekonstruierte Signalereignisse erwartet. Ein wesentlicher Untergrund bei diesem Zerfall besteht aus prompten J/ψ -Mesonen, die mit einem zusätzlichen ϕ -Kandidaten im Ereignis zu einem B_s^0 -Kandidaten kombiniert werden. Da die Anzahl der Ereignisse dieses Untergrundes die des Signals um einige Größenordnungen übersteigt, ist es nicht möglich, eine ausreichende Anzahl von Untergrundereignissen zu generieren. Mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Mischungsmethode, welche auf der Kombination von J/ψ - und ϕ -Mesonen aus unterschiedlichen Ereignissen basiert, lässt sich die Zahl der Untergrundereignisse eines Jahres angeben. Daraus ergibt sich eine erste Abschätzung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses von $2,2 \pm 0,03(\text{stat})_{-0,07}^{+1,20}(\text{sys})$ in dem für die Messung von ϕ_s benutzten Bereich der Eigenzeit.

Abstract

The presented work is concentrated on a study of background events in the $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ decay, which will be analysed at the LHCb experiment at CERN. This channel will be explored to measure CP violation in the B_s^0 system. The signal to background ratio is an important contribution to the sensitivity of the CP violating phase ϕ_s . The expected number of signal events is $2,6 \cdot 10^6$ in one year data taking at nominal luminosity. An essential background for this channel consists of prompt J/ψ mesons, which combine with a ϕ meson to a potential B_s^0 candidate. It is impossible to generate an adequate background sample, because the number of background events exceeds the number of signal events by higher orders of magnitude. In this work an event-mixing method is developed, which combines J/ψ and ϕ mesons from different events and thus reproduces the number of background events expected in one year. The event-mixing method gives an estimate on the signal to background ratio of $2,2 \pm 0,03(\text{stat})_{-0,07}^{+1,20}(\text{sys})$ in the region of sensitivity of the ϕ_s analysis.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 CP-Verletzung im Standardmodell	9
1.1 Das Standardmodell	9
1.2 CKM-Mechanismus	10
1.3 CP-Verletzung im B-System	12
2 Der LHCb-Detektor	15
2.1 Der Large Hadron Collider	15
2.2 Das LHCb-Experiment	16
2.2.1 Spurrekonstruktion	17
2.2.2 Teilchenidentifikation	19
3 Rekonstruktion des Zerfalls	23
3.1 Verwendete Datensätze	23
3.2 Zerfallstopologie	24
3.3 Selektionsschnitte	25
4 Studium des $c\bar{c}$-Untergrundes	33
4.1 Jährliche Datenrate	33
4.2 Untergrundsimulation	35
4.3 Technische Implementierung	36
4.3.1 Validierung des Vertexfitters	36
4.3.2 Vorbedingungen der Mischprozedur	36
5 Signal-zu-Untergrund-Verhältnis	51
5.1 Skalierung des gemischten Untergrundes	51
5.2 Signal-zu-Untergrund-Verhältnis	54
6 Zusammenfassung und Ausblick	57
Danksagung	59
Abbildungsverzeichnis	61

Tabellenverzeichnis

63

Einleitung

Um die Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum zu erklären, benötigt man unter anderem CP-Verletzung¹. Im Standardmodell der Teilchenphysik ist die einzige Quelle von CP-Verletzung die Mischung im Quark-Sektor (CKM-Mechanismus). Dieser Mechanismus ist allerdings bei Weitem nicht in der Lage die beobachtete Asymmetrie im Universum zu erklären. Obwohl das Standardmodell die Wechselwirkungen von Teilchen phänomenologisch sehr gut beschreibt, kann es sich daher nicht um eine fundamentale Theorie handeln. Es werden Erweiterungen erwartet, die über das Standardmodell hinausgehen und sogenannte Neue Physik einführen.

Neue Physik im Quark-Sektor gibt voraussichtlich keine Erklärung des Materie-Antimaterie-Übergewichts. Dennoch werden Präzisionsmessungen des CKM-Mechanismus zur Validierung des Standardmodells sowie zur Suche nach neuen Quellen für CP-Verletzung genutzt, da der Quark-Sektor theoretisch sehr gut beschrieben ist. Jede Abweichung zwischen Theorie und Experiment ist ein eindeutiger Hinweis auf Neue Physik.

CP-Verletzung im B-System wurde erstmals 2001 an den sogenannten B-Fabriken² BABAR [1] am SLAC und Belle am KEK [2] nachgewiesen. Während der CKM-Mechanismus im B^0 - und B^\pm -System an diesen Detektoren bereits gut vermessen wurde, sind B_s^0 -Mesonen aufgrund der geringen Schwerpunktsenergie an den B-Fabriken nicht verfügbar.

Im Jahr 2006 wurde die Oszillation von B_s^0 - \bar{B}_s^0 an den Experimenten CDF [3] und D0 [4] am Hadronenbeschleuniger Tevatron am Fermilab entdeckt. Die Messung der CP-Verletzung im B_s^0 -System ist das nächste Ziel in diesem Bereich. Die theoretischen Vorhersagen für CP-Verletzung sind sehr klein und haben geringe theoretische Unsicherheiten. Neue Physik-Modelle sagen signifikante Beiträge zur CP-Verletzung im B_s^0 -System voraus. Erst vor Kurzem konnten die ersten Messungen von CDF [5] und D0 [6] vorgestellt werden, die statistisch allerdings noch stark limitiert sind. Ende dieses Jahres wird der LHC-Beschleuniger (Large Hadron Collider) in Betrieb genommen. Eines der vier großen Experimente am LHC ist das LHCb-Experiment (LHCbeauty-Experiment). Dieses ist speziell auf

¹CP-Verletzung ist die Asymmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen bei gleichzeitiger Raumspeieglung.

²B-Fabriken sind e^+e^- -Beschleuniger bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10,6\text{GeV}$

Messungen im Bereich der B-Physik ausgerichtet und für den Nachweis der Zerfallsspuren von B-Mesonen optimiert.

Eine der interessantesten Analysen zu Beginn der Datennahme wird die Messung der CP-Verletzung im B_s^0 -System sein. Der hierfür am Besten geeignete Kanal ist $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 2 \text{ fb}^{-1}$ werden $4,4 \cdot 10^4$ rekonstruierte Ereignisse dieses Zerfalls innerhalb eines Jahres erwartet. Um die potentielle Sensitivität auf die CP-verletzende Phase ϕ_s zu bestimmen, benötigt man unter anderem eine gute Abschätzung für die Rate der Untergrundereignisse. Der dominante Untergrund für diesen Zerfall sind physikalische J/ψ -Teilchen aus $c\bar{c}$ -Ereignissen, die mit einem ϕ -Kandidaten aus Spuren des Primärvertex kombiniert werden. Dieser Untergrund kann durch Rekonstruktionsschnitte deutlich reduziert werden. Dennoch übertrifft deren Anzahl vor der B_s^0 -Rekonstruktion die des Signals um mehrere Größenordnungen. Aus diesem Grund ist es nicht möglich einen Datensatz von Untergrundereignissen zu simulieren, der etwa einem Jahr Datennahme entspricht. Dies führte zu einer bisher sehr unsicheren Abschätzung der zu erwartenden Untergrundrate. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die auf der Mischung von J/ψ - und ϕ -Kandidaten aus unterschiedlichen Ereignissen basiert. Mit diesem Verfahren ist es möglich eine erste Abschätzung des Untergrundes anzugeben, die in die Vorhersage der Sensitivität der CP-verletzenden Phase ϕ_s eingeht.

In Kap. 1 wird zunächst in die Theorie der B-Physik und CP-Verletzung eingeführt. Anschließend folgt in Kap. 2 eine kurze Darstellung des LHCb-Experiments. Die für den Zerfall verwendete LHCb-Standardselektion von $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ ist in Kap. 3 erläutert. In Kap. 4 wird die Mischungsmethode zur Skalierung des Untergrundes vorgestellt und validiert. Die aus der Mischung resultierenden Ergebnisse werden in Kap. 5 präsentiert. In Kap. 6 erfolgt eine Zusammenfassung der vorgelegten Arbeit.

Kapitel 1

CP-Verletzung im Standardmodell

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt das Wissen der heutigen Elementarteilchenphysik, in dem es den Zusammenhang zwischen den Grundbausteinen der Materie und ihren Wechselwirkungen herstellt. Durch zahlreiche Experimente wurde es in den letzten Jahren sehr gut bestätigt.

Die als punktförmig angesehenen Elementarteilchen werden in zwei Kategorien unterteilt. Fermionen mit halbzahligem Spin, welche die Materie bilden, und Bosonen, die einen ganzzahligen Spin haben und die Wechselwirkungen vermitteln. Fermionen werden wiederum in Quarks und Leptonen eingeordnet. Jedes der Teilchen hat ein Antiteilchen, welches sich durch ein umgekehrtes Vorzeichen der elektrischen Ladung von seinem Teilchen unterscheidet. Da Teilchen und Antiteilchen den gleichen physikalischen Prozessen gehorchen, haben sie dieselbe Zerfallsrate. Dies wird durch die sogenannte CP-Symmetrie beschrieben. C steht hierbei für die Ladungskonjugation, die ein Teilchen in sein Antiteilchen überführt. P steht für Parität und ist eine Punktspiegelung im Raum. Haben Teilchen und Antiteilchen asymmetrische Zerfallsraten ist die CP-Symmetrie verletzt.

Quarks und Leptonen können drei Generationen zugeordnet werden, wobei die der zweiten und dritten Generation nicht stabil sind. Die sichtbare Materie besteht nach bisherigem Kenntnisstand aus der ersten Generation. Quarks wie Leptonen unterliegen der schwachen Wechselwirkung mit den Austauschteilchen W^\pm und Z^0 und der elektromagnetischen Wechselwirkung mit dem Photon γ als Austauschteilchen. Da Quarks eine Farbladung tragen, nehmen diese zudem an der starken Wechselwirkung teil, die durch die Gluonen g übermittelt wird.

1.2 CKM-Mechanismus

Die schwachen Eigenzustände der Quarks sind eine Linearkombination aus den Masseneigenzuständen. Dies führt dazu, dass sich Quarks ineinander umwandeln können. Die Transformation zwischen den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung q' und den Masseneigenzuständen q wird durch eine unitäre Matrix, der sogenannten Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben [7],

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Da die Diagonalelemente ungefähr eins sind, treten Übergänge innerhalb derselben Generation am Wahrscheinlichsten auf. Übergänge zwischen verschiedenen Generationen sind dagegen unterdrückt. Die Übergänge zwischen den Quarks erfolgen über geladene Ströme mit dem Austausch von W^\pm -Bosonen. Daher sind nur Quarkübergänge mit einer Ladungsänderung von ± 1 der Elementarladung möglich.

Da die CKM-Matrix unitär ist, ergeben sich aus ihr vier freie Parameter, drei Winkel und eine Phase δ . Die Voraussetzungen der CP-Verletzung sind durch Werte $\delta \neq 0$ bzw. $\delta \neq \pi$ dieser Phase gegeben. Eine für die CP-Verletzung zusätzliche Bedingung sind die unterschiedlichen Massen der Quarks.

Eine Näherung der CKM-Matrix ist durch die Wolfensteinparametrisierung durch die reellen Parameter (λ, A, ρ, η) bis einschließlich zur dritten Ordnung in λ ($\lambda \approx 0,22$) gegeben [8],

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.2)$$

$\mathcal{O}(\lambda^4)$ beschreibt die durch die Näherung entstehenden Korrekturen. Die in den Matrixelementen V_{ub} und V_{td} komplexen Beiträge sind für die CP-Verletzung des CKM-Mechanismus verantwortlich.

Mit der Unitaritätsgleichung

$$\sum_k V_{ik} V_{jk}^\dagger = \delta_{ij} \quad (1.3)$$

erhält man u. a. eine Gleichung, die in der komplexen Zahlenebene durch ein Dreieck dargestellt werden kann:

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0. \quad (1.4)$$

Abb. 1.1 zeigt das Dreieck mit einer Normierung auf $V_{cd} V_{cb}^*$ [9]. Durch Bestimmung der Größe und Form dieses sogenannten Unitaritätsdreiecks lassen sich die Einträge der CKM-Matrix und die komplexe Phase bestimmen. So erhält man

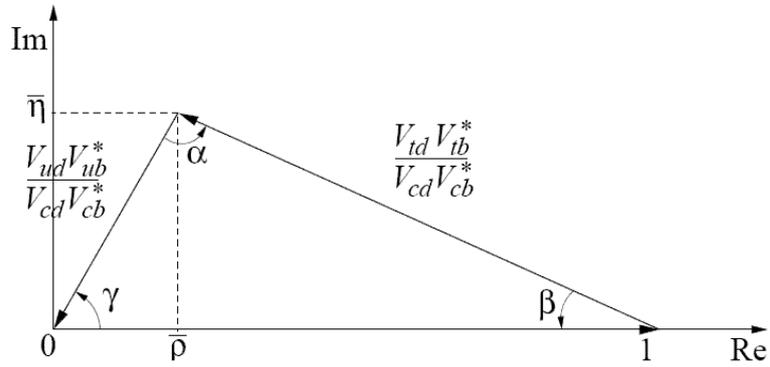


Abbildung 1.1: Aus den CKM-Matrixeinträgen erhaltenes Unitaritätsdreieck [9].

für die Winkel des Dreiecks den Zusammenhang

$$\alpha \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \gamma \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right). \quad (1.5)$$

Abb. 1.2 zeigt die Messung des Unitaritätsdreiecks im Sommer 2007 [10]. Die unterschiedlich gefärbten Segmente stellen die Resultate der Einzelmessungen für die in der Abbildung angegebenen Größen dar.

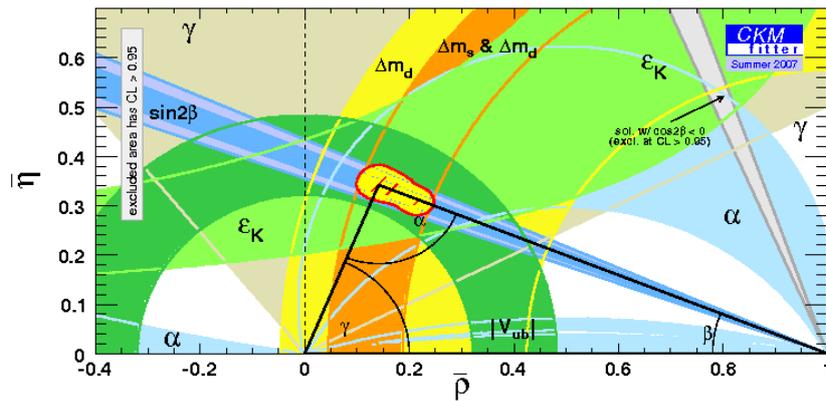


Abbildung 1.2: Ergebnisse aller bisherigen Messungen die zur Bestimmung des Unitaritätsdreiecks beitragen. Der Stand entspricht dem Sommer 2007 [10].

Die Breite dieser Segmente geben die jeweilige Unsicherheit an. Die Spitze des Dreiecks ist die Kombination aller Messungen.

Bei der genauen Vermessung der CKM-Matrixeinträge gilt es zu ermitteln, ob die theoretischen Modelle und das Experiment gleiche Resultate ergeben. Da die schwache Wechselwirkung im Standardmodell theoretisch sehr gut beschrieben ist, werden Abweichungen als Anzeichen für Physik jenseits des Standardmodells gewertet. Diese werden als sogenannte Neue Physik bezeichnet.

1.3 CP-Verletzung im B-System

Die schwachen Eigenzustände der B^0 -Mesonen entsprechen nicht den Masseneigenzuständen, sondern sind wie im Quark-Sektor eine Linearkombination aus diesen,

$$\begin{aligned} |B^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B_L^0\rangle + |B_H^0\rangle) \\ |\bar{B}^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|B_L^0\rangle - |B_H^0\rangle). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Daher können die B^0 und \bar{B}^0 ineinander übergehen. Die dazu beitragenden Feynmandiagramme sind in Abb. 1.3 zu sehen [9].

Dies führt zu einer Oszillation, deren Frequenz proportional zur Massendifferenz $\Delta m = M_H - M_L$ ist. Für das B_s^0 -Meson wurde Δm zum ersten Mal 2006 am Fermilab mit den Detektoren CDF [3] und D0 [4] gemessen. Der erhaltene Wert wurde zu $\Delta m_s = (17,77 \pm 0,10(stat) \pm 0,07(syst))ps^{-1}$ ermittelt. Um die Differenz der Zerfallsbreiten $\Delta\Gamma$ und die Mischungsphase ϕ_s bestimmen zu können, wird der Zerfall

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$$

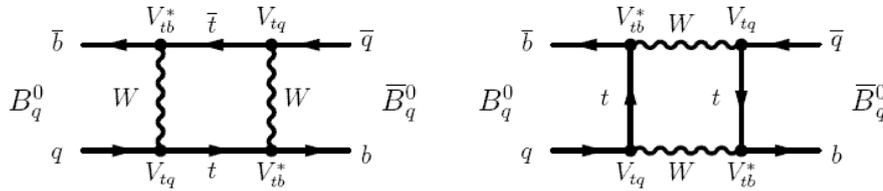


Abbildung 1.3: Boxdiagramme der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation. Ersetzt man das noch allgemein gehaltene q -Quark durch ein s -Quark erhält man den Feynmangraphen zur B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Mischung [9].

untersucht. Die aktuellen Messungen für die Differenz der Zerfallsbreiten ist $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = 0,19 \pm 0,07(stat)_{-0,01}^{+0,02}(syst)\text{ps}^{-1}$. Für die Mischungsphase wurde ein Wert zu $\phi_s = -0,57_{-0,30}^{+0,24}(stat)_{0,02}^{0,07}(syst)$ ermittelt. Beide Messungen wurden am D0-Experiment durchgeführt und stammen vom Februar dieses Jahres [6]. Statistisch kompatible Ergebnisse wurden auch von der CDF-Kollaboration veröffentlicht [5].

Kapitel 2

Der LHCb-Detektor

Das europäische Zentrum für Nuklearforschung CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf wurde 1954 gegründet und ist mittlerweile die weltgrößte Organisation im Gebiet der Teilchenphysik. Das aktuelle Projekt ist der Large Hadron Collider (LHC) der im Sommer 2008 in Betrieb genommen werden soll.

Bei einer bisher noch nicht erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV wird am LHCb-Experiment (“Large Hadron Collider beauty”-Experiment) die B-Physik des Standardmodells ergründet. Außerdem wird nach Hinweisen auf Neue Physik gesucht. In diesem Kapitel werden die dafür notwendigen Detektorkomponenten beschrieben.

2.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ist ein Proton-Proton-Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km. Durch den SPS-Ring (Super-Proton-Synchrotron-Ring) werden die Protonstrahlen nach mehreren Beschleunigungsphasen an den Punkten TI 2 und TI 8 in den LHC-Ring injiziert, siehe Abb. 2.1 [11]. Dort werden sie zu Paketen von je 10^{11} Protonen gebündelt und in die beiden Speicherringe mit entgegengesetzter Umlaufbahn eingespeist. Die maximal zu erreichende Luminosität beträgt $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Zu Beginn der LHCb-Laufzeit wird die Luminosität jedoch nur $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ betragen [12]. Alle 25 ns (40 MHz) findet eine Proton-Proton-Kollision (*pp*-Kollision) mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ statt [13].

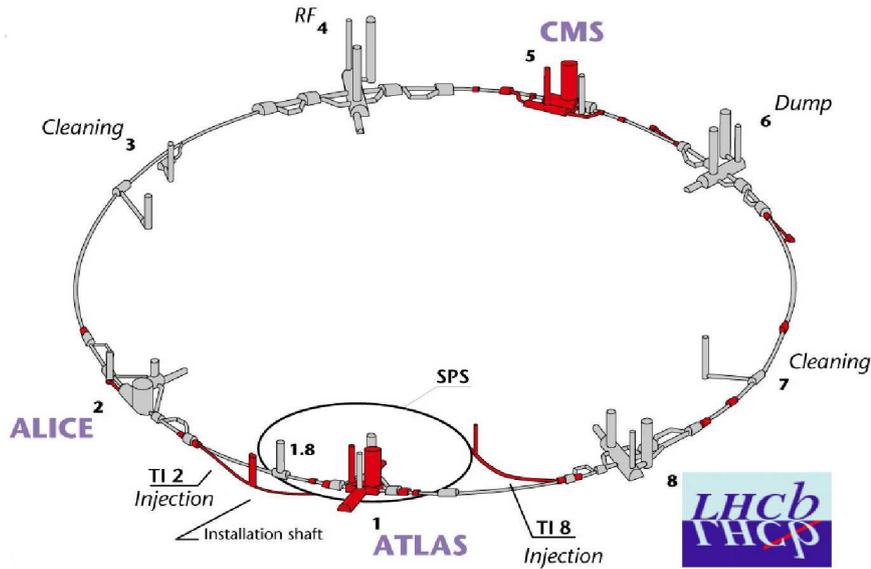


Abbildung 2.1: Der LHC-Beschleuniger mit SPS-Vorbeschleuniger und den Detektoren ALICE, ATLAS, CMS und LHCb [11].

2.2 Das LHCb-Experiment

Das Ziel des LHCb-Experiments sind Präzisionsmessungen im B-System. Um eine eindeutige Spurrekonstruktion zu erhalten, wird im LHCb-Experiment der Strahl so schwach fokussiert, dass durchschnittlich ein Primärvertex pro Kollision stattfindet. Mittels dieser geringen Fokussierung des Strahls erhält man eine Luminosität von $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [13]. Da $b\bar{b}$ -Quark-Paare bevorzugt in die gleiche Richtung und bei kleinen Polarwinkeln produziert werden, wurde der LHCb-Detektor als einarmiges Vorwärts-Massenspektrometer konstruiert. Eine Übersicht ist in Abb. 2.2 gegeben [13].

Die Subdetektoren haben zwei Aufgaben. Sie dienen der Spurrekonstruktion, die den Trigger Tracker, die inneren und äußeren Spurkammern sowie den Vertex-Detektor ("Vertex Locator" - Velo) einschließt. Für die Teilchenidentifikation werden der RICH-Detektor und die Kalorimeter benutzt. Die Myonkammern werden für beide Zwecke verwendet.

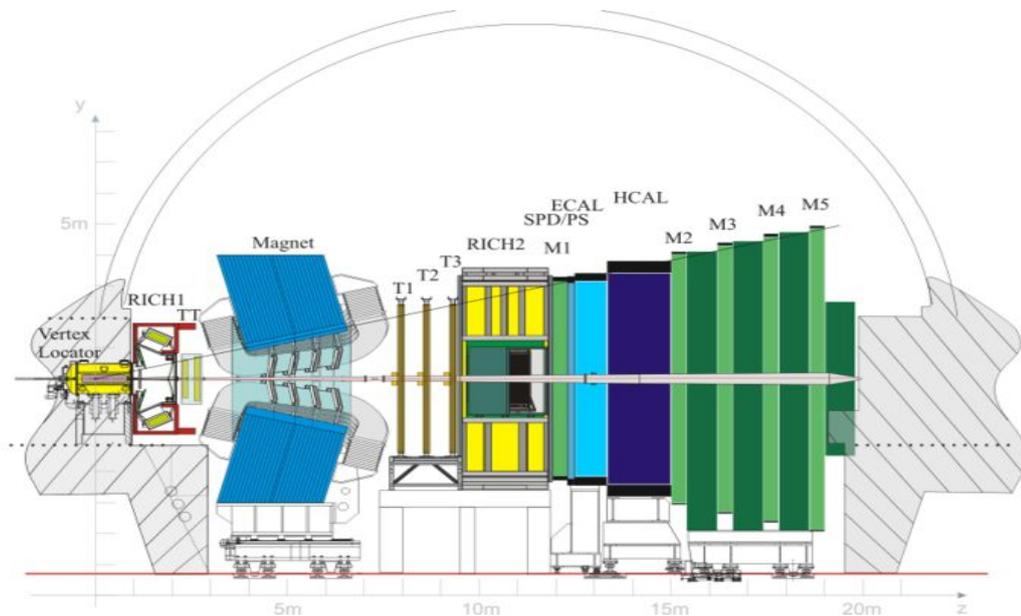


Abbildung 2.2: Die Subdetektoren des LHCb-Experiments in der Seitenansicht (y - z Ebene). Der Vertex-Detektor (Velo), Trigger Tracker (TT), der Magnet, die inneren und äußeren Spurrkammern (T1, T2, T3), der SPD, der PS sowie die Kalorimeter (ECAL und HCAL) dienen zur Rekonstruktion der Spuren. Der RICH1- und RICH2-Detektor werden für die Teilchenidentifikation genutzt. Die Myonkammern (M1-M5) werden für beide Zwecke verwendet. [13].

2.2.1 Spurrekonstruktion

Um die in der pp -Kollision entstandenen geladenen Teilchen zu messen, müssen zunächst deren Spuren rekonstruiert werden. Zwischen dem TT und den Spurrkammern befindet sich ein Magnet mit einem integrierten Magnetfeld von $\int Bdl = 4\text{ Tm}$, welches zu einer Krümmung von Spuren geladener Teilchen führt. Misst man die daraus entstehenden unterschiedlichen Steigungen der Spuren vor und hinter dem Magneten, kann man auf den Impuls der Teilchen schließen.

Der Vertex-Detektor

Der Vertex-Detektor (Velo - "Vertex Locator") befindet sich direkt am Kollisionspunkt und sorgt für eine präzise Messung der am Vertex befindlichen Spurpositionen.

Er besteht aus 42 Siliziummodulen, die entlang des Strahlrohres angebracht sind. Jedes der Module kann sowohl die radiale als auch die Winkelkomponente messen. Um Mehrfachstreuung zu verringern, befindet sich der Aufbau im Vakuum. Zusätzlich wurde eine Radiofrequenz-Abschirmung (RF-Abschirmung) zwischen

den Sensoren und dem Strahl eingebaut, um eine RF-Kopplung zwischen Strahl und Velo zu vermeiden, sowie die hohe Reinheit des Vakuums im Strahlrohr zu erhalten [14].

Eine wichtige Eigenschaft des Velo ist seine Beweglichkeit. Um den Primärvertex der pp -Kollision gut vermessen zu können, hat der Velo einen Abstand zum Strahlrohr von einigen Millimetern. Direkt nach der Injektion des Protonenstrahls in das Strahlrohr ist dieser defokussiert. Um Schäden zu vermeiden, wird der Velo zu einen Abstand von 3 cm zum Strahlrohr verschoben. Bei stabilem Strahl wird er dann wieder auf einige Millimeter herangefahren.

Der Trigger Tracker

Der Trigger Tracker (TT), der zwischen RICH1 und dem Magneten positioniert ist, hat verschiedene Aufgaben. Als Teil des Trackingsystems dient er zur Spur-rekonstruktion. Gleichzeitig wird er zur Impulsmessung niederenergetischer Teilchen genutzt, da diese, aufgrund ihrer starken Krümmung im Magnetfeld, außerhalb der Akzeptanz der Spurkammern T1, T2 und T3 liegen. Langlebige Teilchen, die wegen ihrer großen Flugzeit nicht mehr im Velo zerfallen, werden ebenfalls von dem TT und dem Vorwärtsspektrometer rekonstruiert.

Die Signaldetektierung erfolgt durch in Reihen angeordnete Siliciumsensoren, die unterschiedlich ausgerichtet sind. In dem ersten und letzten von insgesamt vier Lagen sind diese parallel zur y -Achse¹ angeordnet. Um eine räumliche Auflösung zu erhalten, wurde für die zweite Siliciumschicht eine Ausrichtung von -5° , für die dritte eine von $+5^\circ$ zur y -Achse gewählt. Zusätzlich haben die Sensoren nahe des Strahlrohrs eine feinere Segmentierung [13].

Ursprünglich sollte der TT der Impulsmessung im Trigger dienen. Durch die schnelle Auslese in den Spurkammern wurde die Bedeutung des TT in diesem Bereich zurückgestellt.

Die Spurkammern

Die Spurkammern T1, T2 und T3 in Abb. 2.2 sind zwischen Magnet und RICH2 angeordnet. Neben der Impulsmessung geben sie Richtungsinformationen der Teilchenspuren, die wesentlich für die Auswertung der Cherenkov-Ringe des RICH2 sind². Zudem liefern sie Zeitinformationen für die Rekonstruktion in den Kalorimetern sowie in den Myonkammern.

Da die Spurdichte nahe des Strahlrohres im Gegensatz zum äußeren Bereich sehr hoch ist, werden die Spurkammern in innere ("Inner Tracker"-IT) und äußere ("Outer Tracker"-OT) Spurkammern unterteilt. Der aus Siliciumstreifen bestehende IT deckt den Bereich von Spuren mit kleinen Polarwinkeln ab. Der OT

¹Das rechtshändige LHCb-Koordinatensystem hat eine z -Achse parallel zum Strahlrohr. Somit bildet die y -Achse die Vertikale und die x -Achse die Horizontale.

²Die Auswertung der Cherenkov-Ringe wird im Abschnitt zur "Relative Teilchenhypothese" in diesem Kapitel ausführlicher beschrieben.

besteht aus mehreren Proportionalzählrohren mit einer Gasmischung aus 70% Ar und 30% CO₂. Bei diesem Verhältnis wird eine Driftzeit < 75 ns erreicht. Damit besteht die Möglichkeit, Signale von zwei aufeinander folgenden pp -Kollisionen zu unterscheiden [15], [16].

2.2.2 Teilchenidentifikation

Um Teilchen identifizieren zu können, wird den rekonstruierten Spuren eine relative Wahrscheinlichkeit von verschiedenen Teilchenhypothesen zugeordnet. In Kombination mit einer Impulsmessung der Detektoren der Spurrekonstruktion kann mittels einer Geschwindigkeits- und Energiemessung eine Teilchenhypothese aufgestellt werden. Die dafür genutzten Detektoren werden in diesem Abschnitt dargestellt.

Der RICH-Detektor

Der RICH-Detektor (Ring Imaging Cherenkov-Detektor) dient zur Teilchenidentifikation. Um in einem weiten Impulsbereich sensitiv zu sein, wurden zwei RICH-Detektoren (RICH1 und RICH2) verwendet.

Die Spuren von niederenergetischen Teilchen werden stärker im Magnetfeld gekrümmt. Daher müssen diese früh gemessen werden, bevor sie außerhalb der Detektorakzeptanz gelangen. Aus diesem Grund ist der RICH1 zwischen dem Velo und dem TT angeordnet und deckt somit einen Impulsbereich von 1 – 60 GeV ab. Der RICH2, der zwischen den Spur- und den Myonkammern positioniert ist, misst je nach Teilchen in einem Impulsbereich von bis zu 100 GeV [17].

Das Messprinzip beruht auf dem Cherenkov-Effekt, der bei hochenergetischen Teilchen in Materie mit Brechungsindex n auftritt ($\beta > 1/n$). Dieser beschreibt das Emittieren elektromagnetischer Strahlung von geladenen Teilchen, die in einem Material eine Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit $c' = c/n$ erlangen.

Die Strahlung wird in Form eines Kegels unter dem Winkel Θ_c ausgesendet, der Rückschlüsse auf die Teilchengeschwindigkeit gibt:

$$\cos(\Theta_c) = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.1)$$

Im RICH-Detektor werden diese Lichtkegel mit Spiegeln auf Hybrid-Photo-Detektoren projiziert. Über eine Messung des Radius erhält man den Winkel Θ_c .

Aus der Impulsmessung im Trackingsystem und der Geschwindigkeitsmessung im RICH-Detektor kann die Teilchenmasse und somit die Teilchenart bestimmt werden.

Die Kalorimeter

Energiemessungen werden mit dem elektromagnetischem Kalorimeter (ECAL) und dem hadronischem Kalorimeter (HCAL) durchgeführt. Das ECAL misst elektromagnetische Schauer von Photonen und Elektronen, während das HCAL hadronische Schauer detektiert, die durch Pionen, Kaonen und Protonen entstehen. Vor dem ECAL befindet sich der SPD ("Scintillator Pad Detector"), ein Detektor, welcher aus Szintillatoren besteht und Informationen der Spuren misst, bevor diese in der darauf folgenden 12 mm dicken Bleischicht einen Teilchenschauer auslösen. Anschließend werden diese Schauer mit PS ("Preshower Detector"), einem Vorwärtsschauer-Detektor gemessen, bis sie an das ECAL gelangen. Das ECAL besteht aus sich abwechselnden Schichten von 4 mm dicken Szintillatoren und 2 mm dicken Bleiplatten. Die Bleiplatten bewirken, dass elektromagnetische Teilchen durch Bremsstrahlung und Paarproduktion elektromagnetische Schauer bilden, die in den Szintillatoren gemessen werden [18]. Die erreichte Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\%. \quad (2.2)$$

Die Energie E ist in Einheiten von GeV angegeben. Das \oplus symbolisiert die quadratische Addition.

Um hadronische Schauer zu erzeugen, besitzt das nach dem ECAL folgende hadronische Kalorimeter eine Schicht aus sich abwechselnden 16 mm dicken Eisenplatten und 4 mm dicken Szintillatoren. Im HCAL deponieren die Hadronen den größten Teil ihrer Energie. Das entstehende Signal wird mittels der Szintillatoren ausgelesen. Die Energieauflösung des HCAL ergibt sich zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (2.3)$$

Die Myonkammern

Die Myonkammern sind nach allen anderen Detektoren positioniert, da Myonen die einzigen Teilchen sind, die den gesamten Detektor durchqueren. Zusammen mit den Informationen aus den Spurrkammern können die Spuren der Myonen rekonstruiert werden. Daraus erhält man eine Teilchenhypothese der Myonen.

Es gibt insgesamt fünf Kammern M1-M5. M1 ist vor dem ECAL positioniert und dient zur Verbesserung von Ortsinformationen bei der Spurrekonstruktion. M2-M5 befinden sich nach dem HCAL. Zwischen den einzelnen Kammern befinden sich 80 cm dicke Bleiplatten, welche zur Filterung der restlichen hadronischen Teilchen dienen. Die Myonkammern sind aus Vieldraht-Proportionalzählern³ sowie aus Gaselektronenvervielfachern⁴ aufgebaut. Da nahe des Strahlrohres ein

³MWCP - "Multiwire Proportional Chambers"

⁴GEM - "Gas Electron Multiplier"

größerer Teilchenfluß besteht, wurde in dem inneren Teil der Kammern eine feinere Granularität benutzt als in den äußeren Bereichen [19].

Relative Teilchenhypothese

Aus den beschriebenen Detektoren zur Teilchenidentifikation lässt sich eine relative Teilchenhypothese $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}$ ("Delta log-Likelihood") aufstellen, die im Folgenden kurz erläutert wird.

Die im RICH-Detektor gemessenen Cherenkov-Ringe sind ein für ein Teilchen mit bestimmten Impuls p und Masse m spezifisches Signal. Für den Cherenkov-Winkel erhält man dann die Relation [20]

$$\cos\theta_c = \sqrt{1 + (m/p)^2}. \quad (2.4)$$

Allen Spuren in einem Ereignis werden nun Massenhypothesen zugeordnet. Mit zusätzlichen Informationen aus den Myonkammern und den Kalorimetern wird ein relativer Likelihood-Wert dieser Massenhypothese bestimmt. Da Pionen die größte Anzahl von Spuren im Detektor hinterlassen, wird die Hypothese $\ln \mathcal{L}_X$ eines Teilchens X relativ zu der Hypothese der Pionen $\ln \mathcal{L}_\pi$ aufgestellt.

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} = \ln \mathcal{L}_X - \ln \mathcal{L}_\pi = \ln \left(\frac{\mathcal{L}(X)}{\mathcal{L}(\pi)} \right) \quad (2.5)$$

Ist z.B. $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} = 0$, so ist die Zuordnung einer Spur zu einem Myon wie zu einem Pion gleich wahrscheinlich. In dieses Verhältnis geht die a-priori-Wahrscheinlichkeit für Pionen relativ zu anderen Teilchenarten nicht ein.

Kapitel 3

Rekonstruktion des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$

In diesem Kapitel wird zunächst auf den Untergrund des Zerfalls sowie die in dieser Studie verwendeten Datensätze eingegangen. Anschließend werden die Rekonstruktion des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ sowie die darauf angewendeten Kriterien zur Selektion beschrieben.

3.1 Verwendete Datensätze

Da der Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sehr gut rekonstruiert werden kann, ist der Untergrund durch J/ψ -Mesonen und ϕ -Kandidaten aus Spuren des Primärvertex dominierend. J/ψ -Mesonen können u. a. direkt aus $c\bar{c}$ -Ereignissen, sogenannten prompten J/ψ -Mesonen, entstehen. Zur Studie dieses Untergrundes wird ein inklusiver J/ψ -Monte-Carlo-Datensatz verwendet. In dem J/ψ -Datensatz wird das Verhältnis von $c\bar{c}$ - zu $b\bar{b}$ -Quarkproduktion von 13 berücksichtigt. Die Daten entsprechen mit $2 \cdot 10^6$ Ereignissen einer LHCb-Laufzeit von $1,5 \cdot 10^3$ s (~ 25 min)¹. Das zugrunde liegende Signal ist ein exklusiver² $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ -Datensatz, der mit $1,6 \cdot 10^6$ Ereignissen der Datennahme von $0,5 \cdot 10^7$ s (\sim ein halbes Jahr LHCb-Laufzeit) entspricht.

¹Die Daten gehören zur "Data Challenge 2006"-Produktion. Hierbei wurde die nominelle Luminosität $L = 2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gewählt (DC06-phys-v2-lumi2). In der für die Produktion von Datensätzen verwendeten Gauss-Software-Umgebung trägt der inklusive J/ψ -Datensatz die Bezeichnung "24142001-incl_Jpsi,mm=DecProdCut". Der Zusatz "mm" weist darauf hin, dass das J/ψ -Meson in zwei Myonen zerfällt. "DecProdCut" bedeutet, dass ein Detektor-Akzeptanzschnitt auf 400 mrad durchgeführt wurde.

²Ein exklusiver $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ -Datensatz wird so generiert, dass in jedem Ereignis ein B_s^0 -Meson entsprechend der genannten Zerfallskette simuliert wird. In der Gauss-Software-Umgebung trägt er die Bezeichnung "13144002-Bs_Jpsiphi,mm=CPV,DecProdCut" und entstammt derselben Produktion wie der des inklusiven J/ψ -Datensatzes. Die Bezeichnung "CPV" weist darauf hin, dass bei der Simulation CP-Verletzung berücksichtigt worden ist.

3.2 Zerfallstopologie

Bei einer Kollision am LHC treffen zwei Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ am Primärvertex aufeinander. Handelt es sich um eine inelastische Streuung, können die Partonen der jeweiligen Protonen miteinander wechselwirken und Teilchen erzeugen. Dabei entsteht u. a. ein $b\bar{b}$ -Quark-Paar. Bei LHCb dominiert die Produktion aus zwei hochenergetischen Gluonen. Die entstandenen Quarks hadronisieren zu je 40,5 % in B^+ ($u\bar{b}$) und B^0 ($d\bar{b}$), zu 8,5 % in Λ_b und zu 10 % in ein B_s^0 ($s\bar{b}$). In den restlichen 0,5 % entstehen andere b-Hadronen. Entsprechendes gilt für die Antiteilchen. B_s^0 -Mesonen sind mit einer Lebensdauer von $\tau_{B_s^0} \approx 10^{-12} \text{ s}$ sehr kurzlebig. Daher werden sie nicht direkt gemessen und müssen über die Spuren ihrer langlebigeren Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Das B_s^0 -Meson zerfällt nach einer durchschnittlichen Flugdistanz von $\sim 1 \text{ cm}$ u. a. in die Resonanzen $J/\psi(1S)$ und $\phi(1020)$, die mit einem Wirkungsquerschnitt von $BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = (5,93 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$ und $BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ instantan in ein $\mu^+\mu^-$ - bzw. K^+K^- -Paar übergehen, siehe Abb. 3.2. Die Flugdistanz ergibt sich aus der Differenz der Sekundär- und Primärvertexkoordinaten $\vec{SV} - \vec{PV} = \vec{FD}$. Die im J/ψ - und ϕ -Zerfall entstehenden Myonen und Kaonen haben eine Lebensdauer von $\tau_{\text{Myon}} \approx 10^{-6} \text{ s}$ und $\tau_{\text{Kaon}} \approx 10^{-8} \text{ s}$ [21]. Da sie erst außerhalb des Detektors zerfallen, können die B_s^0 -Mesonen aus ihren Spuren rekonstruiert werden.

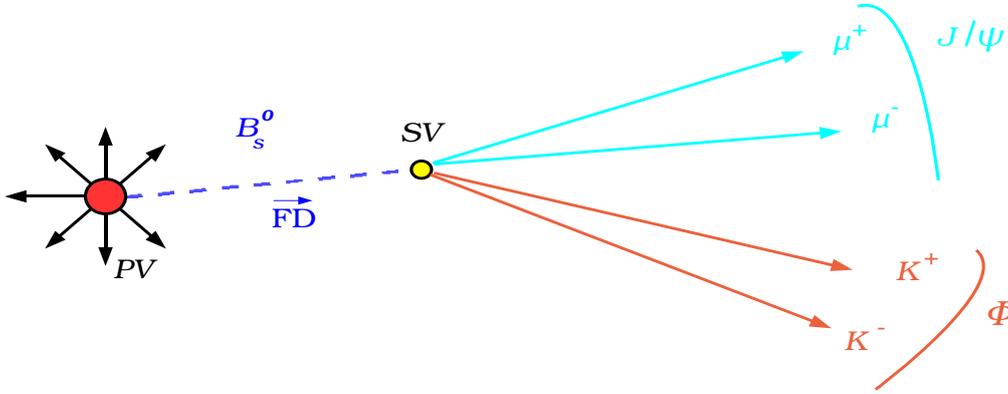


Abbildung 3.1: Zerfallstopologie von $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ im Detektor. Aufgrund der Langlebigkeit des B_s^0 -Mesons zerfällt es mit einer durchschnittlichen Flugdistanz \vec{FD} von etwa 1 cm. Die kurzlebigen Resonanzen $J/\psi(1S)$ und $\phi(1020)$ zerfallen am Sekundärvertex SV instantan u. a. in ein $\mu^+\mu^-$ - bzw. K^+K^- -Paar.

Insgesamt werden also vier Teilchenspuren für die Rekonstruktion des Zerfalls benötigt, die des $\mu^+\mu^-$ - sowie des K^+K^- -Paares. Das Rekonstruktionsprinzip eines $\mu^+\mu^-$ -Paares zu einem J/ψ -Meson ist mit der Rekonstruktion eines K^+K^- -Paares zu einem ϕ -Meson vergleichbar und wird daher nur anhand der Myonen erklärt.

Aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld lässt sich der Impuls p messen. Wird den Spuren ein Teilchen mit der Massenhypothese m zugeordnet, erhält man daraus die Energie $E = \sqrt{p^2 + m^2}$. Aus diesen beiden Größen lässt sich die invariante Masse zweier Myonen $m_{12} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2/c^4 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2/c^2}$ bestimmen. Es werden Spurpaare entgegengesetzter Ladung verlangt, deren invariante Masse nicht mehr als $|\Delta M|$ von der nominellen Masse des zu rekonstruierenden Mutterteilchens abweichen darf. In einem Vertexfit werden die beiden Spuren auf einen Punkt, den Zerfallsvertex, kombiniert. Die Qualität dieses Fits lässt sich mittels eines χ^2 -Schnittes kontrollieren.

Das so erhaltene $J/\psi \phi$ -Paar wird nun auf ähnliche Weise zu einem B_s^0 -Meson rekonstruiert. Dabei ist zu beachten, dass alle vier Spuren der Zerfallsprodukte unterschiedlich sind.

3.3 Selektionsschnitte

Um die Speicherkapazität und die Laufzeit bei der angehenden Analyse großer Datenmengen handhabbar zu halten, muss eine Vorselektion durchgeführt werden. Diese zur Reduktion des Datensatzes angewendeten losen Schnitte sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Der Likelihood-Wert $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}$ stellt die relative Wahrscheinlichkeit von Teilchenhypothesen einer Spur dar und wurde in Kap. 2.2.2 näher diskutiert. Weiterhin wird auf das Massenfenster $|\Delta M|$ und den χ^2 -Wert des Vertexfits geschnitten. Es werden nur Kaon- und Myonspuren benutzt, die ein Signal sowohl im Vertex-Detektor als auch in den Spurkammern hinterlassen haben. Eine solche Auswahl gut rekonstruierbarer Spuren sorgt für eine gute Impulsauflösung und erhöht daher die Qualität der Analyse.

Die im Detektor gemessenen Spuren bestehen zu $\sim 73\%$ aus Pionen, $\sim 16\%$ aus Kaonen und $0,5\%$ aus Myonen. Um den u. a. als Kaon missidentifizierten Pion-Untergrund möglichst stark zu reduzieren, müssen kinematische und geometrische Schnitte, sowie Schnitte zur Teilchenidentifikation angewendet werden. Es wurden die für den Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ spezifische LHCb-Standardselektion gewählt³, die in Tab. 3.1 aufgelistet ist und kurz in diesem Abschnitt erläutert wird.

Um einen geringen Signalverlust zu erhalten, wurden die Schnitte möglichst lose gehalten. Weiterhin wurden nur B_s^0 -Kandidaten verwendet, deren Zerfallsprodukte denselben rekonstruierten Primärvertex besitzen. Da insbesondere Myonen aus prompten J/ψ zum Untergrund beitragen, zeigt der Myon-Likelihood-Schnitt kei-

³Die LHCb-Standardselektion wurde aus [22] entnommen.

	Vorschnitte	Selektionsschnitte
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$	> -45	> -20
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$	> -20	> 0
$p_T(\mu)$	-	$> 500 \text{ MeV}/c$
$p_T(K)$	-	$> 500 \text{ MeV}/c$
$ \Delta M(J/\psi) $	$80 \text{ MeV}/c^2$	$50 \text{ MeV}/c^2$
$ \Delta M(\phi) $	$60 \text{ MeV}/c^2$	$20 \text{ MeV}/c^2$
$ \Delta M(B_s^0) $	$1.5 \text{ GeV}/c^2$	$50 \text{ MeV}/c^2$
$\chi^2(J/\psi)$	< 80	< 9
$\chi^2(\phi)$	< 80	< 40
$\chi^2(B_s^0)$	< 200	< 20
$p(\phi)$	-	$> 12 \text{ GeV}/c$
$\tau_S(B_s^0)$	-	> 5

Tabelle 3.1: Vorschnitte zur Reduzierung des Datensatzes und in der Analyse angewendete Selektionsschnitte auf Myonen, Kaonen, J/ψ -, ϕ - sowie B_s^0 -Mesonen.

ne gute Separation zwischen Signal und Untergrund. Im Fall der Myonen wurde daher ein loser Schnitt auf $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ gewählt. Die Kaon-Likelihood wird enger gesetzt, da zum Kaon Untergrund auch falsch rekonstruierte Spuren beitragen. In Abb. 3.2(a) und 3.2(b)⁴ sind die Likelihood-Verteilungen für das B_s^0 -Signal und inklusiven J/ψ -Untergrund aufgetragen.

Die Resonanzen $J/\psi(1S)$ mit einer Zerfallsbreite $\Gamma \approx 90 \text{ keV}$ und $\phi(1020)$ mit $\Gamma \approx 4 \text{ MeV}$ haben einen schmalen Massenpeak. Ein enges Massenfenster ist daher sehr effektiv, siehe Abb. 3.2(c) sowie 3.2(d). Die Masse des B_s^0 -Mesons hat eine Auflösung von $\sim 15 \text{ MeV}/c^2$ und ist in Abb. 3.4(a) dargestellt.

⁴Auf alle folgenden Verteilungen wurden die Selektionsschnitte auf die J/ψ - und ϕ -Mesonen sowie auf Myonen und Kaonen angewendet. Auf die Größe der jeweils dargestellten Verteilung wurde nicht geschnitten. Die Kriterien auf das B_s^0 -Meson entsprechen den Vorschnitten zur Reduktion des Datensatzes.

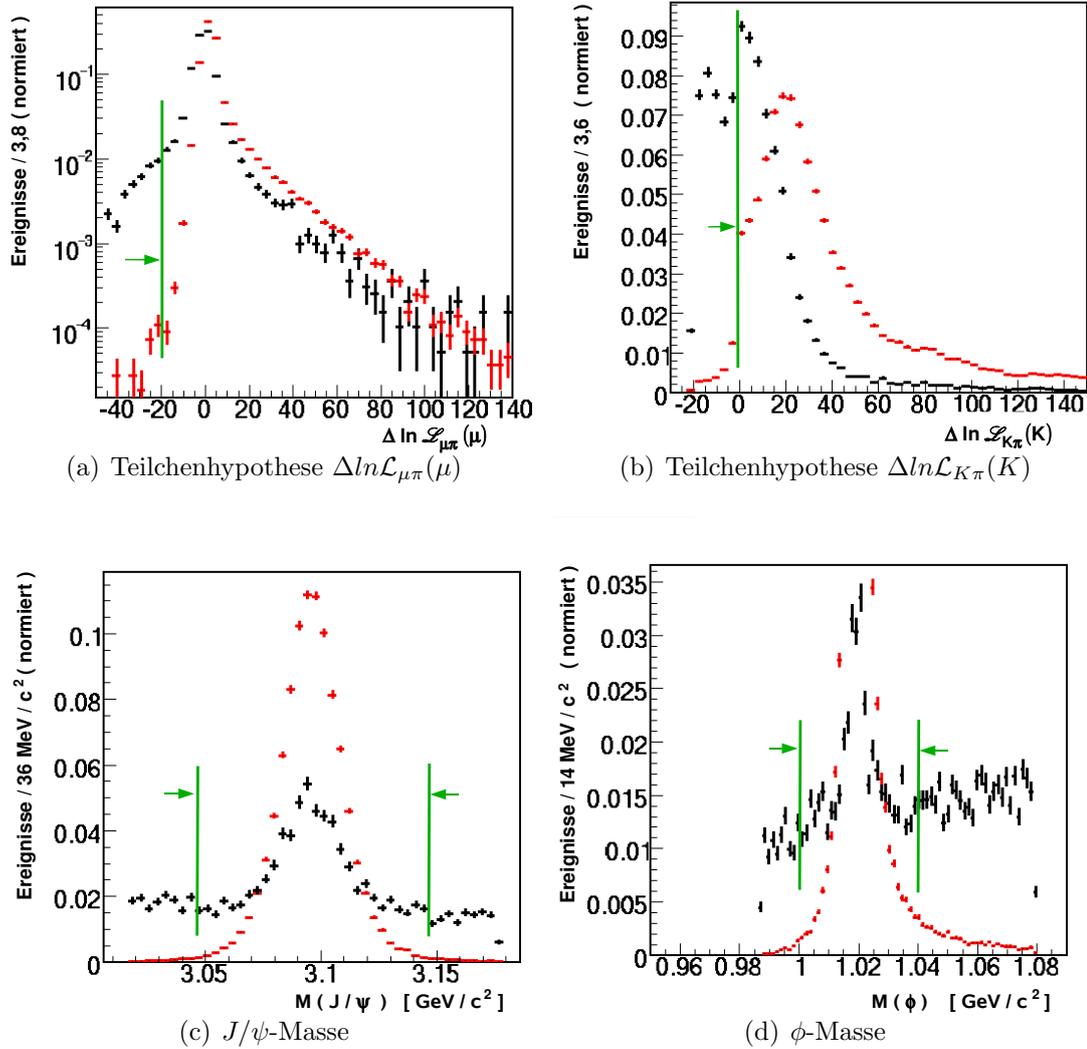


Abbildung 3.2: Auf eins normierte Verteilungen des inklusiven J/ψ -Untergrundes (schwarz) und des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Signals (rot). Die grüne Markierung stellt den durch angewendete Schritte selektierten Bereich dar.

Die zwei aus dem J/ψ -Meson stammenden Myonen tragen durchschnittlich je einen Impuls von $p(\mu) \approx 36 \text{ GeV}/c$ und haben im Gegensatz zu den etwas niederenergetischeren Kaonen aus dem ϕ -Meson mit einem durchschnittlichen Impuls von $p(K) \approx 25 \text{ GeV}/c$ eine bessere Impulsauflösung. Die Konsequenz ist ein engerer χ^2 -Schnitt auf den Vertexfit des J/ψ -Mesons als auf den Vertexfit des ϕ -Mesons, siehe Abb. 3.3(a) und 3.3(b). Die Wahl des χ^2 -Schnittes auf den B_s^0 -Vertexfit wird unter Berücksichtigung der Auflösung aller vier Spuren bestimmt und ist in Abb. 3.4(b) gezeigt.

Bottom-Quarks mit $M(b) = 4.5 \text{ GeV}/c^2$ sind massereicher als up-,down-,strange- und charm-Quarks mit Massen $M < 2 \text{ GeV}/c^2$. Eine Folge ist die in Proton-Proton-Kollisionen benötigte höhere Energie zur Produktion der b-Quarks im Gegensatz zur Produktion der u-,d-,s- sowie c-Quarks. Daher haben aus B_s^0 -Mesonen zerfallende ϕ -Mesonen einen größeren Impuls p als prompte oder aus anderen unterliegenden Zerfällen stammende ϕ -Mesonen [23]. Wie aus Abb. 3.4(c) hervorgeht, ist ein Schnitt auf den minimalen Impuls daher sinnvoll.

Ein Hauptmerkmal der Kaonen und Myonen ist der hohe transversale Impuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Die p_T Verteilungen sowie die angewendeten Schnitte der Myonen und Kaonen sind in Abb. 3.5(a) und 3.5(b) gezeigt. Ein wesentlicher Untergrund entsteht durch prompte J/ψ -Mesonen, die direkt am Primärvertex entstehen und zusammen mit einem im Ereignis vorhandenen ϕ -Meson zu einem falsch rekonstruierten B_s^0 -Meson kombiniert werden können.

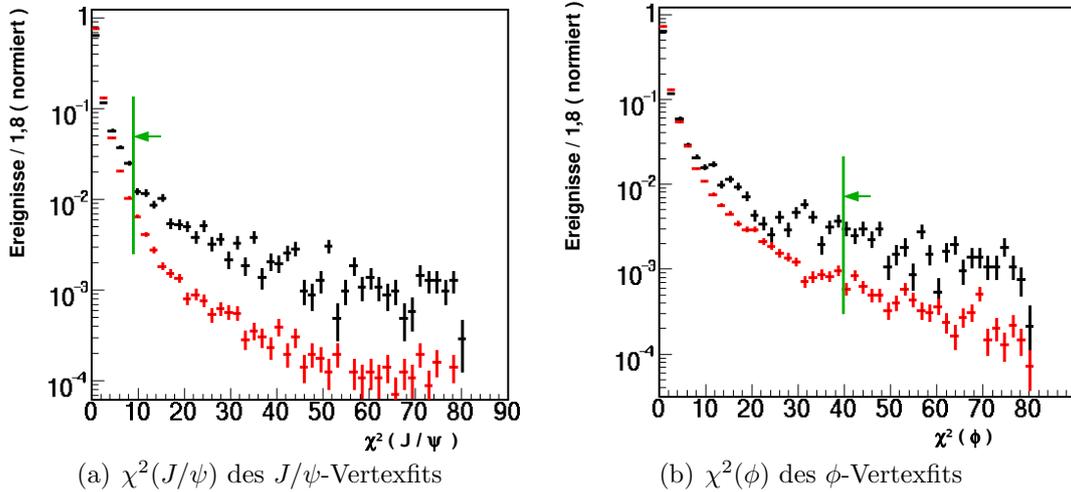


Abbildung 3.3: Auf eins normierte Verteilungen des inklusiven J/ψ -Untergrundes (schwarz) und des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Signals (rot). Die grüne Markierung stellt den durch angewendete Schnitte selektierten Bereich dar.

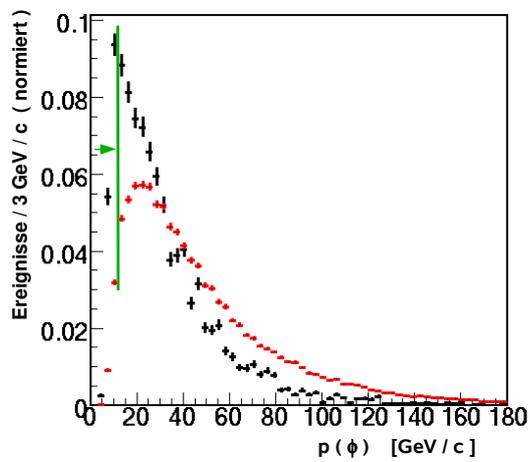
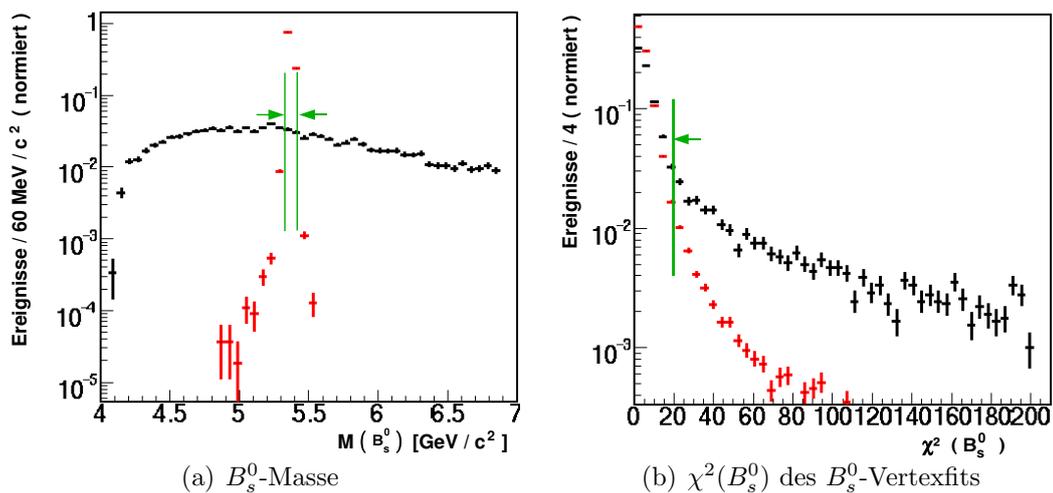


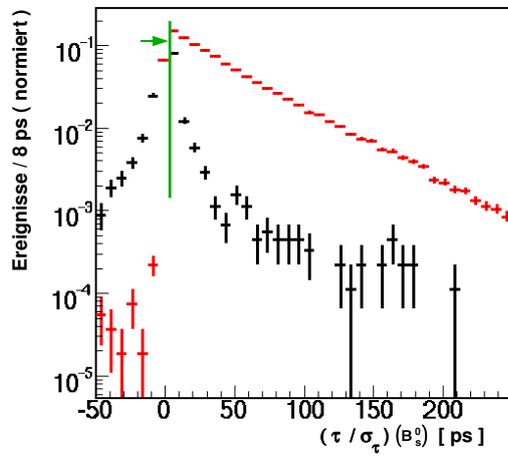
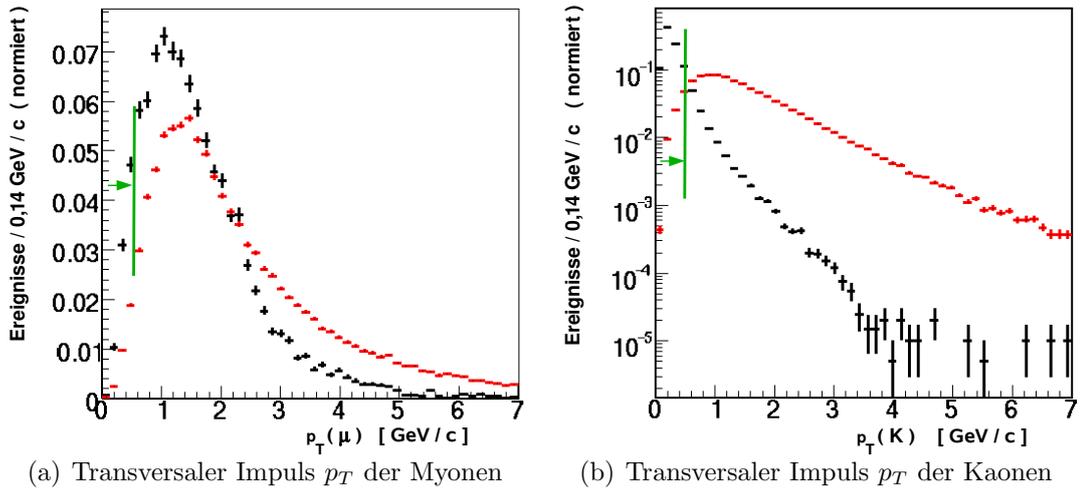
Abbildung 3.4: Auf eins normierte Verteilungen des inklusiven J/ψ Untergrundes (schwarz) und des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Signals (rot). Die grüne Markierung stellt den durch angewendete Schlitze selektierten Bereich dar.

Mit einer durchschnittlichen Eigenzeit von $\tau = 1,5 \cdot 10^{-12}$ s und einem mittleren Impuls $p = 120$ GeV/c ergibt sich für das B_s^0 eine Flugdistanz von $\overrightarrow{FD} = (c\tau p)/M \approx 1$ cm. Die Eigenzeit der B_s^0 berechnet sich dabei nach

$$\tau = \frac{\overrightarrow{FD} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|^2} \cdot M. \quad (3.1)$$

Das Skalarprodukt von \overrightarrow{FD} und \vec{p} zieht in Betracht, dass die Richtung des Impulses nicht immer in die Flugrichtung zeigt. Dies tritt bei der Rekonstruktion von B_s^0 -Kandidaten aus promptem J/ψ -Mesonen auf, die direkt am Primärvertex zerfallen. Da J/ψ -Mesonen zudem instantan zerfallen, entspricht der Zerfallsvertex des prompten J/ψ -Mesons dem des B_s^0 -Kandidaten. Weil sich der Zerfallsvertex des J/ψ -Mesons direkt am Primärvertex befindet, ist die gemessene Flugdistanz des B_s^0 -Kandidaten identisch mit der Auflösung des Primärvertex. Die Folge ist eine sehr kurze rekonstruierte Eigenzeit.

Um eine gute Selektion zwischen Signal und promptem J/ψ -Untergrund zu erhalten, erfolgt deshalb ein Schnitt auf die Signifikanz der Eigenzeit τ/σ_τ . Diese ergibt sich aus dem Verhältnis der Eigenzeit zu ihrem Fehler. Die Verteilung von Signal und Untergrund ist in Abb. 3.5(c) dargestellt.



(c) B_s^0 -Eigenzeitsignifikanz τ_S

Abbildung 3.5: Auf eins normierte Verteilungen des inklusiven J/ψ Untergrundes (schwarz) und des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Signals (rot). Die grüne Markierung stellt den durch angewendete Schritte selektierten Bereich dar.

Kapitel 4

Studium des $c\bar{c}$ -Untergrundes

In der Studie des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ treten in den Messdaten neben dem Signal- auch Untergrundereignisse auf, die in Analysen mitberücksichtigt werden müssen. Die in einem Jahr LHCb-Laufzeit zu erwartende Anzahl von $\sim 3 \cdot 10^6$ Signalereignissen kann mit Monte-Carlo-Methoden generiert werden. Dagegen ist das Erstellen der zu erwartenden inklusiven J/ψ -Untergrundereignisse in demselben Zeitraum mit einer Größenordnung von $\sim 10^{10}$ Ereignissen nicht möglich. Vorliegende Untergrunddatensätze entsprechen LHCb-Laufzeiten von wenigen Minuten. Die Folge ist ein ungenaues Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Dieses geht in die Messung der Sensitivität der Mischungsphase ϕ_s ein, welche u. a. mit diesem Zerfall bestimmt werden kann.

Die hier vorliegende Studie geht zunächst auf die Größen benötigter Datensätze ein. Anschließend wird eine Methode zur Abschätzung des Untergrundes vorgestellt.

4.1 Jährliche Datenrate

Die jährlich zu erwartende Rate von $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Ereignissen bei LHCb ergibt sich zu

$$S_{B_s^0} = L_{int} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2 \cdot f_{B_s^0} \cdot BR_{vis} \cdot \epsilon_{B_s^0}^\theta = (2,6 \pm 1) \cdot 10^6. \quad (4.1)$$

Hierbei ist $L_{int} = 2 \text{ fb}^{-1}$ die integrierte Luminosität von LHCb ($10^7 \text{ s} \approx 1 \text{ Jahr}$ LHCb-Laufzeit) bei einer Luminosität von $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [24]. Alle weiteren Werte sind in Tab. 4.1 gezeigt. $\sigma_{b\bar{b}}$ ist der Wirkungsquerschnitt für $b\bar{b}$ -Ereignisse [25]. Der Faktor 2 berücksichtigt, dass b sowie \bar{b} zu dem Zerfall beitragen. f_B ist die Wahrscheinlichkeit, dass diese in ein B_s^0 -Meson hadronisieren [11]. Das visuelle Verzweigungsverhältnis $BR_{vis}(B_s^0)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das B_s^0 der $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ Zerfallskette folgt [21].

Es ergibt sich daher aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten

$$\begin{aligned}
BR_{vis}(B_s^0) &= BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi) \cdot BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) \\
&= (9,3 \pm 3,3) \cdot 10^{-4} \cdot (5,93 \pm 0,06) \cdot 10^{-2} \cdot (49,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2} \\
&= (2,71 \pm 0,97) \cdot 10^{-5}.
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Der Anteil der B_s^0 , die innerhalb eines Winkels von 400 mrad zur Strahlachse zerfallen, ist durch $\epsilon_{B_s^0}^\theta$ gegeben [26]. Neben dem Signal von etwa 2,6 Millionen Ereignissen pro Jahr erhält man einen Untergrund aus $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Ereignissen, auf deren Größenordnungen im Folgenden eingegangen wird.

Die jährliche Rate der prompten J/ψ -Ereignisse berechnet sich analog zu $S_{B_s^0}$ in Gl. 4.1 zu $S_{J/\psi} = (1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{10}$. Das Verzweungsverhältnis $BR_{vis}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ bezieht sich dabei auf die Wahrscheinlichkeit, dass ein J/ψ -Meson in ein $\mu^+ \mu^-$ -Paar zerfällt [27]. $\sigma_{c\bar{c} \rightarrow J/\psi_{prompt}}$ ist der Wirkungsquerschnitt für $c\bar{c}$ - und angeregte $(c\bar{c})^*$ -Quarks, die in J/ψ -Mesonen übergehen. Alle anderen Größen sind sinngemäß wie bei der Berechnung der B_s^0 -Rate definiert und der Tab. 4.1 zu entnehmen. Für den $b\bar{b}$ -Untergrund ergibt sich eine Jahresrate von $S_{b\bar{b}} = (7,8 \pm 0,8) \cdot 10^8$. Das Verzweungsverhältnis, dass ein beliebiges B_s^0 -Meson nach $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zerfällt ist $BR_{vis}(B_X \rightarrow J/\psi)$ [21].

Dem B_s^0 -Signal mit $\sim 10^6$ Ereignissen pro Jahr steht ein $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Untergrund mit einer Größenordnung von $\sim 10^{10}$ bzw. $\sim 10^8$ Ereignissen gegenüber. Die Simulation des Untergrundes mit hoher Statistik ist daher sehr wichtig. In der folgenden Studie wird der $c\bar{c}$ -Untergrund untersucht, da dieser den Hauptanteil darstellt.

	$\sigma_{b\bar{b}}$	$f_{b \rightarrow B_s^0}$	$BR_{vis}(B_s^0)$	$\epsilon_{B_s^0}^\theta$	$S_{B_s^0}$
B_s^0 inklusiv	0,698 mb	$10,3 \cdot 10^{-2}$	$2,71 \cdot 10^{-5}$	$34,3 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^6$
Fehler	$\pm 0,001$ mb	$\pm 1 \cdot 10^{-2}$	$\pm 0,96 \cdot 10^{-5}$	$\pm 0,4 \cdot 10^{-2}$	$\pm 1 \cdot 10^6$
	$\sigma_{c\bar{c} \rightarrow J/\psi_{prompt}}$		$BR_{vis}(J/\psi)$	$\epsilon_{J/\psi}^\theta$	$S_{J/\psi}$
J/ψ inklusiv	0,277 mb		$5,93 \cdot 10^{-2}$	$38,9 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{10}$
Fehler	$\pm 0,008$ mb		$\pm 0,06 \cdot 10^{-2}$	$\pm 0,5 \cdot 10^{-2}$	$\pm 0,4 \cdot 10^{10}$
	$\sigma_{b\bar{b}}$	$f_{b \rightarrow B_X}$	$BR_{vis}(B_X \rightarrow J/\psi)$	$\epsilon_{B_X}^\theta$	$S_{b\bar{b} \rightarrow J/\psi}$
$b\bar{b}$ inklusiv	0,698 mb	1	$6,46 \cdot 10^{-4}$	$43,4 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^8$
Fehler	$\pm 0,001$ mb	-	$\pm 0,64 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0,3 \cdot 10^{-2}$	$\pm 0,8 \cdot 10^8$

Tabelle 4.1: Zur Berechnung der jährlichen Datenrate wichtige Größen von B_s^0 -Signal- sowie J/ψ - und $b\bar{b}$ -Untergrundereignissen. $\epsilon_{B_s^0}^\theta$, $\epsilon_{J/\psi}^\theta$ und $\epsilon_{B_X}^\theta$ wurden aus [26], $f_{c\bar{c} \rightarrow J/\psi}$, $f_{b \rightarrow B_X}$ und $\sigma_{b\bar{b}}$ wurden aus [25] entnommen. $\sigma_{c\bar{c} \rightarrow J/\psi_{prompt}}$ stammt aus [21].

4.2 Untergrundsimulation durch Mischung von Ereignissen

Das Generieren von $c\bar{c}$ -Ereignissen in einer Größenordnung von 10^{10} ist mit den vorhandenen Rechenleistungen und Speicherkapazitäten nicht durchführbar. Die vorhandenen Daten dieses Untergrundes entsprechen einer LHCb-Laufzeit von 25 min. Um dennoch Aussagen über die Verteilungen physikalischer Größen des in einem Jahr erzeugten Untergrundes zu erlangen, werden die vorhandenen Daten gewöhnlich auf diesen Zeitraum hochskaliert. Die somit erhaltene Abschätzung von Untergrundereignissen nach bereits angewendeten Selektionskriterien ist demzufolge sehr ungenau. Die Konsequenz ist eine große Unsicherheit im Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, welches in die Bestimmung der Sensitivität der Mischungsphase ϕ_s eingeht, siehe Kap. 1 und 5.

Um eine gute Abschätzung dieser Größe zu erlangen, muss ein Untergrunddatensatz generiert werden, der weit über die Menge der vorhandenen Daten hinausgeht. Bei den bisher generierten Daten werden reale Proton-Proton-Kollisionen simuliert, in denen nur Teilchen aus demselben Ereignis a zur Rekonstruktion von B_s^0 -Kandidaten ($B_{s,aa}^0$) benutzt werden. Kombiniert man dagegen Teilchen aus verschiedenen Ereignissen a und b miteinander, kann eine erheblich größere Zahl von B_s^0 -Kandidaten ($B_{s,ab}^0$) produziert werden, siehe Kap. 5. Für diese Mischungsprozedur stehen die nach den Selektionsschnitten aus Kap. 3.3 übrig gebliebenen $1,9 \cdot 10^4$ ϕ - und $1,1 \cdot 10^6$ J/ψ -Kandidaten des gesamten inklusiven J/ψ -Datensatzes zur Verfügung. Ein ϕ -Meson kann nun mit $1,1 \cdot 10^6$ J/ψ -Kandidaten kombiniert werden. Im Gegensatz dazu kann ein ϕ -Meson in der ereignisbasierten Methode zur Rekonstruktion der $B_{s,aa}^0$ nur mit den im selben Ereignis vorhandenen J/ψ -Kandidaten zu einem B_s^0 -Meson kombiniert werden. Darüber hinaus erhöht sich die Gesamtzahl der zur Rekonstruktion der B_s^0 -Mesonen zur Verfügung stehenden J/ψ -Mesonen. Während bisher J/ψ -Mesonen ohne ϕ -Mesonen im gleichen Ereignis vernachlässigt wurden, können diese nun zur Rekonstruktion von B_s^0 -Kandidaten benutzt werden. Da nur 1.8% der gesamten J/ψ einen zusätzlichen ϕ -Kandidaten im Ereignis haben, erhöht sich die Anzahl der verwendbaren J/ψ -Mesonen erheblich.

Die verwendete Software-Umgebung bei LHCb¹ ist für die Rekonstruktion der ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ ausgerichtet. Da das hier vorgestellte Mischverfahren auf einem ereignisübergreifenden Prinzip beruht, wird eine eigene Software-Umgebung zur Erstellung des Datensatzes benutzt, siehe Kap. 4.3.

Der dabei entstehende Datensatz der rekonstruierten B_s^0 -Kandidaten kann relativ klein und die entstehende Datenmenge handhabbar gehalten werden, weil das Generieren des gemischten Untergrundes mit bereits angewendeten Selektionsschnitten durchgeführt wird.

¹DaVinci, Version v19r1.

4.3 Technische Implementierung der Mischungsmethode

In diesem Abschnitt wird die Realisierung der Mischungsmethode vorgestellt. Hierzu wird zunächst gezeigt, dass der zum Mischen verwendete Vertexfitter die gleichen Ergebnisse produziert wie der Vertexfitter der LHCb-Software.

Durch die neue Prozedur können auch J/ψ -Mesonen ohne ϕ -Meson im Ereignis zu einem B_s^0 -Kandidaten kombiniert werden, daher erhält man unterschiedliche Ausgangsdatensätze zur Rekonstruktion der $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$. Dies hat Auswirkungen auf die Verteilungen der physikalischen Größen, die ebenfalls in diesem Abschnitt dargelegt werden.

4.3.1 Validierung des Vertexfitters

Zur Realisierung der Mischprozedur wird der Vertexfitter² der LHCb-Software-Umgebung in das eigene Analyseprogramm eingebaut und entsprechend angepasst. Auf dem zur Validierung zugrunde liegenden Testdatensatz werden die im Kap. 3.3 zur Ereignisselektion beschriebenen Schnitte auf Myonen, Kaonen, J/ψ - sowie ϕ -Mesonen angewendet. Für die B_s^0 -Mesonen werden die Schnitte der Vorselektion gewählt. Die Rekonstruktion der $B_{s,aa}^0$ -Mesonen mit dem Vertexfitter der LHCb-Software-Umgebung erfolgt ereignisbasiert. Werden die B_s^0 -Kandidaten mit dem eigenen Analyseprogramm ereignisbasiert rekonstruiert ($B_{s,aa}^{0'}$), sollten beide Methoden gleiche Resultate liefern. Da Speicherungenauigkeiten eine endliche Genauigkeit besitzen, entstehen Abweichung der physikalischen Größen, die im Bereich von $\sim 10^{-3}$ liegen. So erhält man eine Anzahl von 15126 $B_{s,aa}^0$ - und 15128 $B_{s,aa}^{0'}$ -Kandidaten. Wird das B_s^0 -Meson nur in einer der beiden Methoden rekonstruiert, befindet sich der Wert des χ^2 -Vertexfits bzw. der Masse des rekonstruierten B_s^0 -Mesons genau an der Selektionsgrenze. So überlebt ein B_s^0 -Meson mit $\chi^2 = 99,998$ einen Schnitt von $\chi^2 < 100$, während es mit $\chi^2 = 100,001$ verworfen wird. Die Anzahl der B_s^0 -Mesonen, die in beiden Methoden rekonstruiert wurden, beträgt 15124. In Abb. 4.1 sind die daraus resultierenden Differenzen der berechneten Masse sowie des χ^2 -Wertes dargestellt. Sie zeigt eine gute Übereinstimmung der rekonstruierten Größen. Daher kann der eigene Vertexfitter innerhalb der Rechnergenauigkeiten äquivalent zum LHCb-Vertexfitter in der Analyse verwendet werden.

4.3.2 Vorbedingungen der Mischprozedur

Die Verteilungen der physikalischen Größen von $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$, die in Kap. 3.3 diskutiert werden, müssen dieselben Resultate liefern. Daher werden in diesem

²VertexFitter v4r2p1, OfflineVertexFitter.

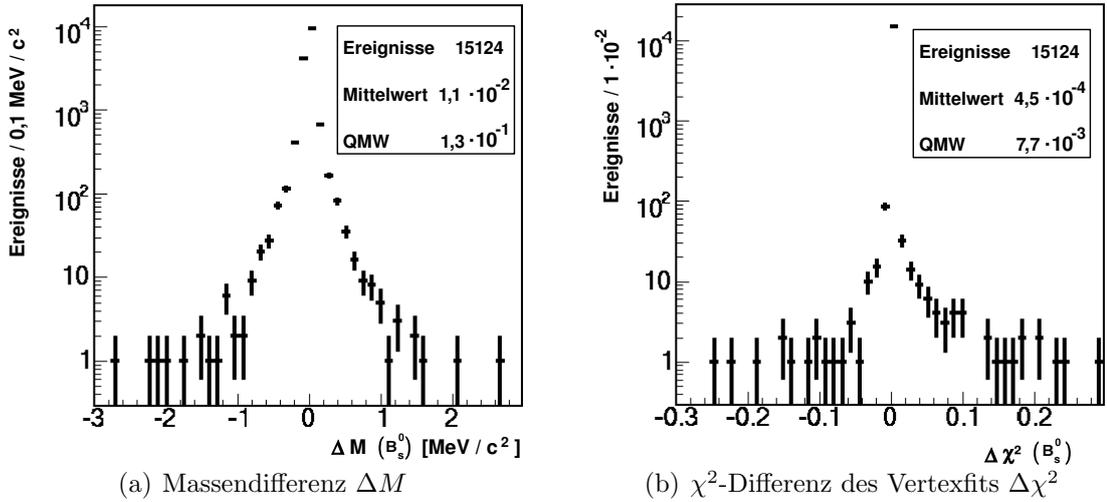


Abbildung 4.1: Massen-Differenz $\Delta M = M_{B_{s,aa}^0} - M_{B_{s,aa}^{0\prime}}$ und χ^2 -Differenz $\Delta\chi^2 = \chi_{B_{s,aa}^0}^2 - \chi_{B_{s,aa}^{0\prime}}^2$ des Vertexfits der B_s^0 -Mesonen, die von dem LHCb-Vertexfitter sowie von dem nachgebauten Vertexfitter des Analyseprogramms rekonstruiert wurden. In beiden ist eine sehr gute Übereinstimmung der Größen zu erkennen.

Abschnitt die zu berücksichtigenden Bedingungen für eine korrekte Mischprozedur beschrieben.

Für diese Teilstudie werden alle $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten, die die Vorselektion ergeben hat, mit einem $B_{s,ab}^0$ -Testdatensatz verglichen, der aus 3000 J/ψ - und 3000 ϕ -Mesonen hergestellt wird und $\sim 7 \cdot 10^6$ B_s^0 -Kandidaten ergibt. Für beide Verteilungen wird der inklusive J/ψ -Untergrunddatensatz benutzt. Es werden die in Kap. 3.3 diskutierten Selektionskriterien auf Myonen, Kaonen, J/ψ - und ϕ -Mesonen angewendet. Auf das B_s^0 -Meson werden die Schnitte der Vorselektion gewählt. Weiterhin werden nur $c\bar{c}$ -Ereignisse aus dem inklusiven J/ψ -Datensatz benutzt.

Verschiebung des Primärvertex

Da es in dem Mischverfahren keine realen Proton-Proton-Kollisionen gibt, muss dem neu rekonstruierten $B_{s,ab}^0$ ein Primärvertex PV zugeordnet werden. Zudem haben J/ψ - und ϕ -Mesonen, die aus einem B_s^0 -Meson entstanden sind, denselben PV. Um einem gemischten $J/\psi \phi$ -Paar einen gemeinsamen PV zu geben, wird eine Translation im Ortsraum vorgenommen, welche die eigentlich verschiedenen Primärvertizes in den Ursprung überführt, siehe Abb. 4.2.

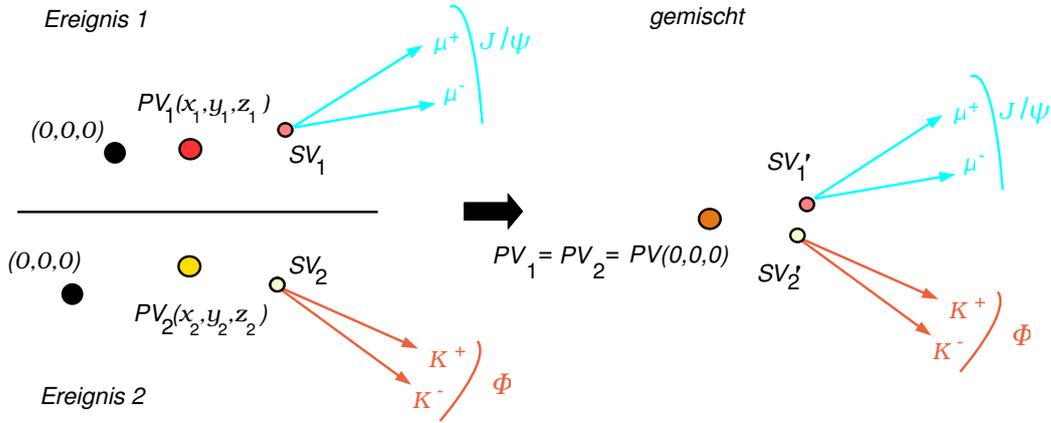


Abbildung 4.2: Die Primärvertizes PV_1 des J/ψ -Ereignisses und PV_2 des ϕ -Ereignisses werden auf Null verschoben. Das neue $J/\psi \phi$ -Paar kann somit zur Rekonstruktion eines $B_{s,ab}^0$ genutzt werden. Der ursprüngliche Sekundärvertex SV geht dabei in den neuen $SV' = SV - PV$ über.

Betrachtung der Spurmultiplicität

Ein wesentlicher Unterschied der $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$ ist in den zur Rekonstruktion der B_s^0 -Mesonen zugrunde liegenden J/ψ - und ϕ -Datensätze erkennbar. Während den $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$ dieselben ϕ zur Verfügung stehen, wird zur Rekonstruktion der $B_{s,ab}^0$ ein bedeutend umfangreicherer J/ψ -Datensatz verwendet. J/ψ -Mesonen ohne ϕ im Ereignis können im ereignisbasierten Verfahren kein B_s^0 -Meson bilden. In der Mischung ist dies jedoch der Fall. In Abb. 4.3(a) und Abb. 4.3(b) ist die Spurmultiplicität in J/ψ -Ereignissen gezeigt. Für $B_{s,ab}^0$ Ereignisse, die vorwiegend aus J/ψ -Mesonen ohne ϕ im Ereignis rekonstruiert werden, liegt der Durchschnitt bei 65 Spuren. Im Gegensatz dazu erhält man für die $B_{s,aa}^0$ im Durchschnitt 180 Spuren. Die Ereignisse der $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$ haben also eine unterschiedliche Anzahl von Spuren.

Aufgrund der höheren Spurmultiplicität in den Ereignissen mit ϕ -Mesonen gibt es mehr Möglichkeiten die Spuren zu einem J/ψ - oder ϕ -Meson zu kombinieren. Daher ist im Fall der $B_{s,ab}^0$ die Zahl der echten J/ψ -Mesonen weitaus größer, als die der fälschlicherweise zu einem J/ψ -Meson kombinierten Spuren. Für die J/ψ der $B_{s,ab}^0$ sowie $B_{s,aa}^0$ ergibt sich das Verhältnis zwischen echten sowie falsch

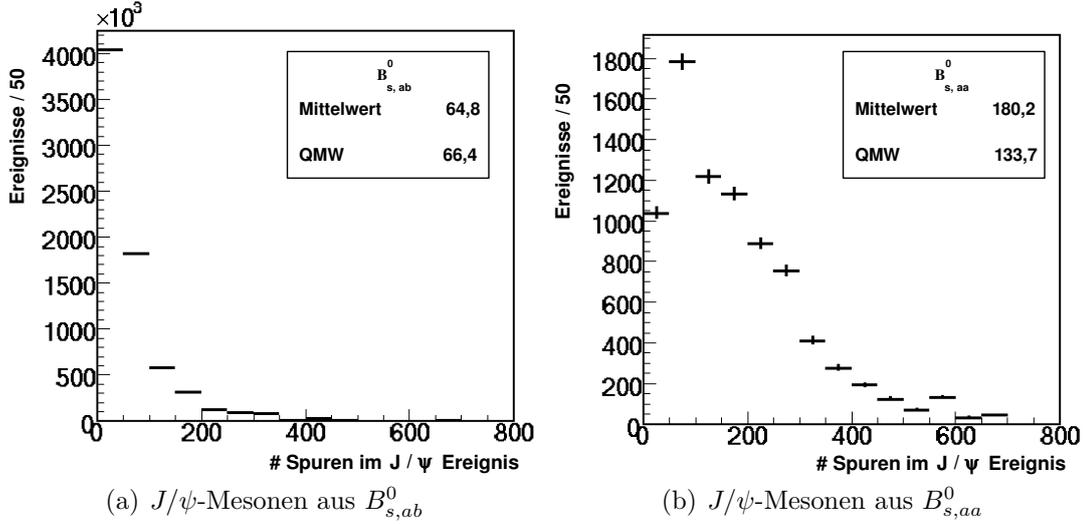


Abbildung 4.3: Spurmultiplicität in Ereignissen der J/ψ -Mesonen aus $B_{s,ab}^0$ sowie aus $B_{s,aa}^0$. J/ψ -Ereignisse aus $B_{s,ab}^0$ besitzen zu 98,2 % der Fälle kein ϕ im gleichen Ereignis und weisen eine niedrigere Spuranzahl als die aus $B_{s,aa}^0$ auf.

rekonstruierten J/ψ zu

$$R_{J/\psi,ab} = \frac{\text{Echte } J/\psi}{\text{Falsche } J/\psi} = \left(\frac{43 \cdot 10^5}{27 \cdot 10^5} \right) = 1,55 \quad \text{sowie} \quad (4.3)$$

$$R_{J/\psi,aa} = \frac{\text{Echte } J/\psi}{\text{Falsche } J/\psi} = \left(\frac{24 \cdot 10^2}{57 \cdot 10^2} \right) = 0,41. \quad (4.4)$$

Infolgedessen sind auch die Myonen aus dem J/ψ -Zerfall der $B_{s,ab}^0$ häufiger echte Myonen als die der $B_{s,aa}^0$. Dieser durch die Spuranzahl verursachte Effekt beeinflusst die Verteilungen der J/ψ -Masse $M(J/\psi)$, des Likelihood-Wertes $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$, des transversalen Myon-Impulses $p_T(\mu)$ sowie der $\tau/\sigma_\tau(B_s^0)$ -Verteilung. Im selbstgemischten Fall erhält man einen schmaleren J/ψ -Massenpeak, wie in Abb. 4.5(a) zu sehen ist. Eine Folge sind die größeren Werte für $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ der Myonen aus $B_{s,ab}^0$ in Abb. 4.5(c).

In Abb. 4.6(a) ist der transversale Impuls der Myonen aufgetragen. Das Maximum dieser Verteilung ist für Myonen aus selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ relativ zu Myonen aus ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ zu höheren p_T verschoben. Für Erstere ist es bei $p_T(\mu) \approx 1,4 \text{ GeV}$.

Die Myonen der ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ haben dagegen ihr Maximum bei $p_T(\mu) \approx 1 \text{ GeV}$. Wie in Abb. 3.5(a) in Kap. 3.3 zu sehen ist, zeigen Signal- bzw. echte Myonen ebenfalls ein höheres p_T als falschrekonstruierte auf. Die Verschiebung der Maxima ist also auch hier durch das oben angegebene Verhältnis $R_{J/\psi,ab}$ und $R_{J/\psi,aa}$ beeinflusst.

Zueinander falsch rekonstruierten Spuren kann eine hohe Flugdistanz und somit eine lange rekonstruierte Eigenzeit zugeordnet werden, die in die Ausläufer der B_s^0 -Eigenzeitverteilung eingeht. Da echte prompte J/ψ -Mesonen direkt am Primärvertex zerfallen, haben solche eine besonders kurze rekonstruierte Eigenzeit. Dies führt zu einer ebenfalls kleinen Eigenzeitsignifikanz τ/σ_τ . Die Überzahl echter J/ψ -Mesonen in der ereignisübergreifenden Methode erklärt damit den höheren Peak der $B_{s,ab}^0$ -Eigenzeitsignifikanz in Abb. 4.6(c).

Zur Berücksichtigung des Effekts wird eine Gewichtung nach der Anzahl der Spuren im J/ψ -Ereignis durchgeführt. Hierzu werden die Flächen der Spurmultiplicität-Verteilungen in Abb. 4.3(a) und 4.3(b) auf eins normiert und für jedes Histogrammbin der Quotient

$$G_{J/\psi\text{-Spuren}} = \frac{\text{Spurmultiplicität im } J/\psi\text{-Ereignis (aa)}}{\text{Spurmultiplicität im } J/\psi\text{-Ereignis (ab)}} \quad (4.5)$$

gebildet.

Aufgrund der geringen Statistik des für die Gewichtung zur Verfügung stehenden J/ψ -Datensatzes, sind einzelne Histogrammeinträge Null, siehe Abb. 4.3(a). Um dennoch für alle Einträge eine Gewichtung zu erhalten, wird die Breite der Histogrammeinträge mit höherer Anzahl von Spuren vergrößert. Das Resultat ist in Abb. 4.4 zu sehen.

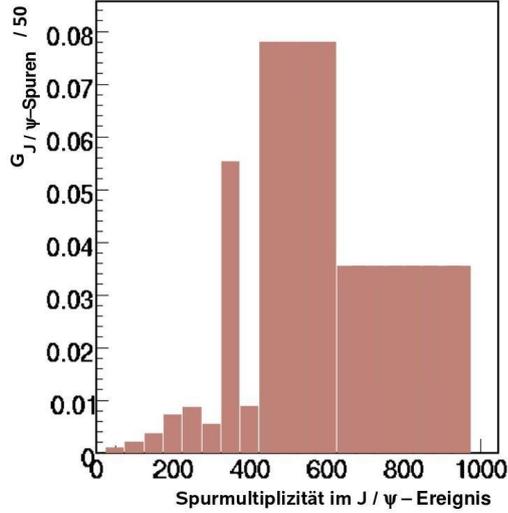
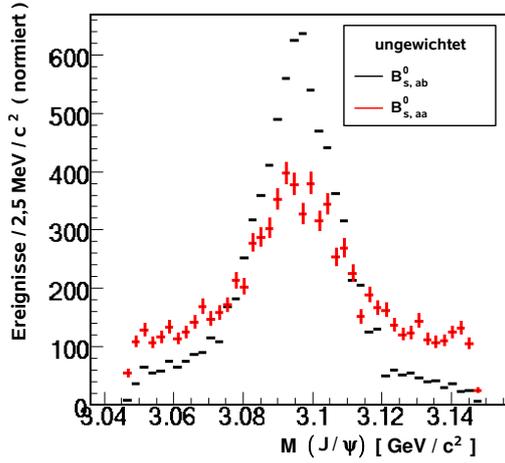
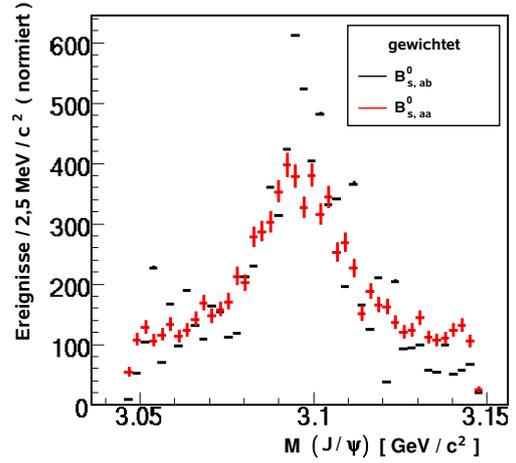


Abbildung 4.4: Gewichtung der $B_{s,ab}^0$ -Verteilungen, die das Verhältnis der Spuren in den J/ψ -Ereignissen der $B_{s,aa}^0$ zu den der $B_{s,ab}^0$ wiedergibt. In der Verteilung der J/ψ -Spurmultiplizität der $B_{s,ab}^0$ sind einzelne Histogrammeinträge Null. Um dennoch eine Gewichtung im gesamten Bereich der J/ψ -Spurmultiplizität zu erlangen, wurde die Breite der letzten Histogrammintervalle vergrößert. Bei dem Eintrag mit einer J/ψ -Spurmultiplizität von 350 handelt es sich um eine statistische Fluktuation.

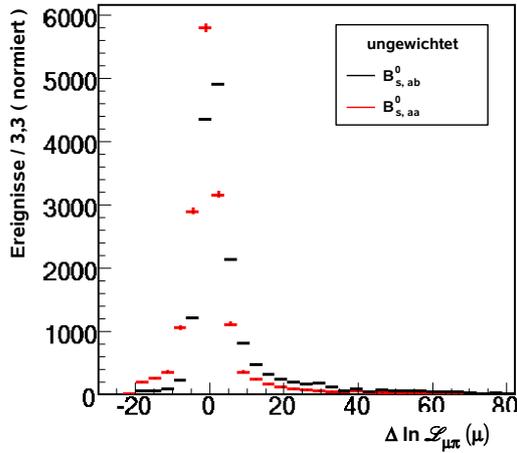
Mit dieser Gewichtung auf die Verteilungen der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ stimmen die $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ - und $\tau_S(B_s^0)$ -Verteilungen zwischen $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ besser überein, siehe Abb. 4.5(d) sowie 4.6(d). Für die Masse der J/ψ -Mesonen konnte nur in den Ausläufern der Verteilung eine Übereinstimmung erlangt werden, siehe Abb. 4.5(b). Die Skalierung des selbstgemischten Untergrundes auf die innerhalb eines Jahres erwartete Rate wird nach dem Schnitt auf die J/ψ -Masse durchgeführt. Deshalb hat die verbleibende Differenz keinen Einfluß auf das Ergebnis. Dennoch wird diese Abweichung in der systematischen Fehlerstudie, vgl. Kap. 5, näher betrachtet. Wie in Abb. 4.6(a) erkennbar, ist die Differenz in der $p_T(\mu)$ -Verteilung zwischen den $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ größer geworden. Da die Abweichung in der J/ψ -Masse einen größeren Fehler aufweist, ist diese Differenz in der Betrachtung des daraus ermittelten systematischen Fehlers berücksichtigt.



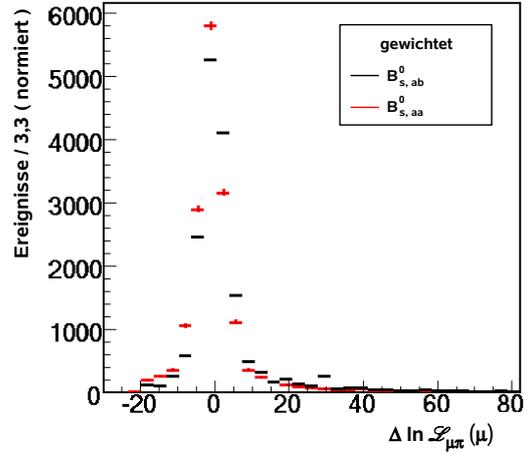
(a) $M(J/\psi)$ vor der Gewichtung



(b) $M(J/\psi)$ nach der Gewichtung

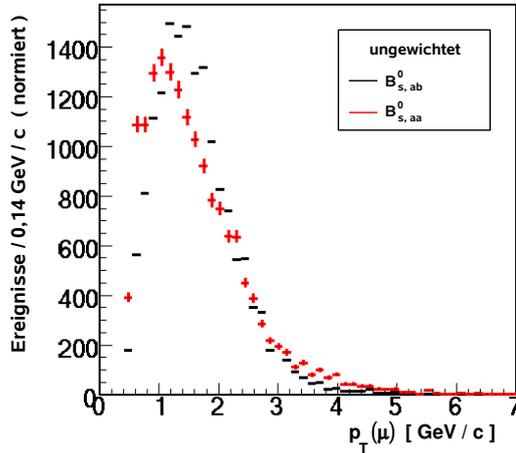


(c) $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ vor der Gewichtung

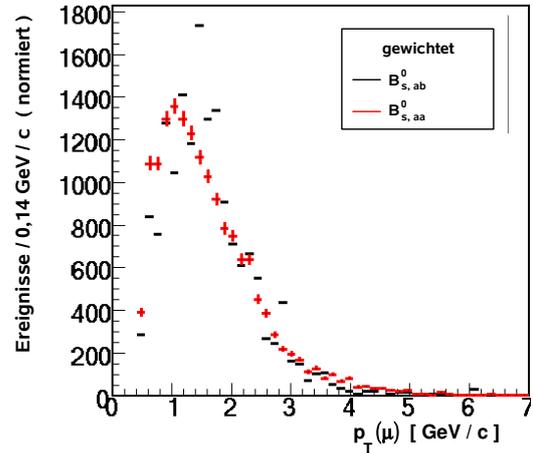


(d) $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ nach der Gewichtung

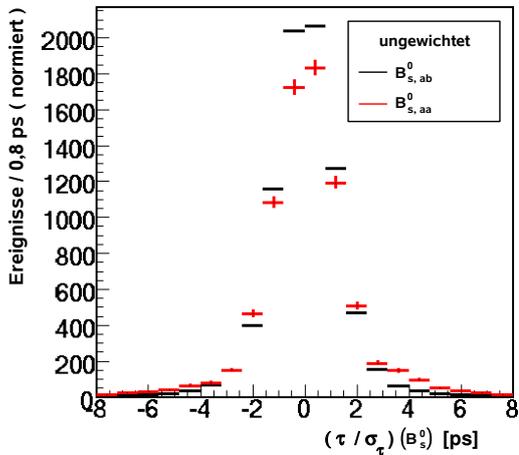
Abbildung 4.5: Verteilungen der J/ψ -Mesonen und Myonen aus selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ (schwarz, $7 \cdot 10^6$ J/ψ - und $2 \times 7 \cdot 10^6$ μ -Ereignisse) und aus ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ (rot, 8097 J/ψ - und 2×8097 μ -Ereignisse), die jeweils auf die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ -Ereignisse normiert ist.



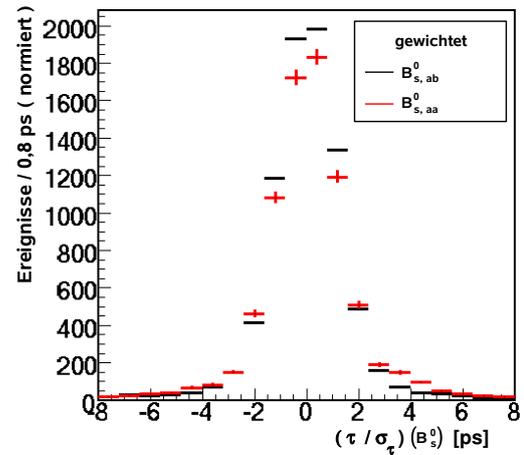
(a) $p_T(\mu)$ der Myonen vor der Gewichtung



(b) $p_T(\mu)$ der Myonen nach der Gewichtung



(c) $\tau_S(B_s^0)$ vor der Gewichtung



(d) $\tau_S(B_s^0)$ nach der Gewichtung

Abbildung 4.6: Verteilungen des Transversalimpulses der Myonen und der B_s^0 -Eigenzeitsignifikanz der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ (schwarz, $2 \times 7 \cdot 10^6$ μ^- - und $7 \cdot 10^6$ B_s^0 -Ereignisse) und der ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ (rot, 2×8097 μ^- - und 8097 B_s^0 -Ereignisse), die jeweils auf die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ -Ereignisse normiert ist.

Setzen der Kovarianzmatrix

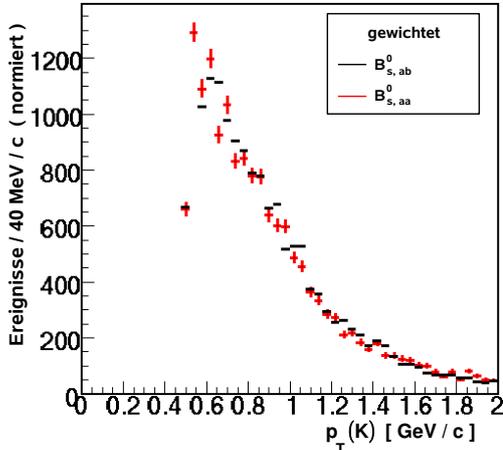
Neben der bereits beschriebenen Zuordnung des Primärvertex muss dem neu rekonstruierten $B_{s,ab}^0$ eine Kovarianzmatrix des PV zugeordnet werden. Die Primärvertexauflösung zeigt ein von der Anzahl der Spuren im Ereignis abhängiges Verhalten. Je mehr Spuren auf den Vertex zurückzeigen, desto besser kann dieser rekonstruiert werden. Die Anzahl der Spuren ist wiederum mit dem Vorhandensein eines zusätzlichen ϕ -Mesons im Ereignis korreliert. Da bei der Rekonstruktion eines $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten immer ein zusätzliches ϕ -Meson im Ereignis ist, haben solche Ereignisse einen Primärvertex besserer Auflösung. Folglich wird den aus der Mischungsmethode erhaltenen $B_{s,ab}^0$ immer die Kovarianzmatrix des Primärvertex des Ereignisses zugewiesen, dass das ϕ enthält.

Qualität der Mischungsmethode

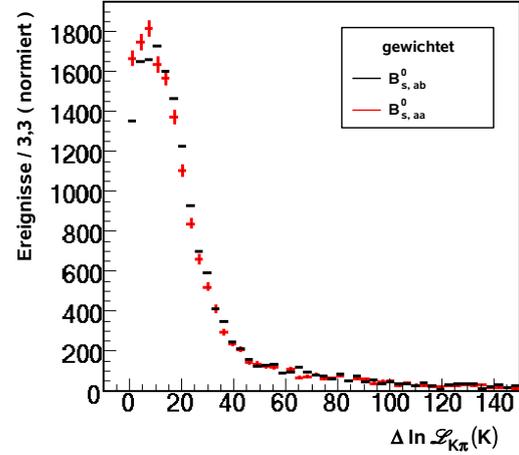
Die Kaon- und ϕ -Verteilungen aus $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ stimmen gut miteinander überein, da beide den exakt gleichen Kaon- und ϕ -Datensatz zur Rekonstruktion benutzen. Für die J/ψ -Mesonen und Myonen ist dies nicht der Fall, da für die $B_{s,ab}^0$ ein größerer Datensatz als für die $B_{s,aa}^0$ zur Verfügung steht.

Alle im Folgenden gezeigten Verteilungen unterliegen der in diesem Kapitel vorgestellten Gewichtung nach der Anzahl der Spuren im J/ψ -Ereignis. Die Verteilungen des Myon p_T - und Likelihood-Wertes sowie der J/ψ -Masse und der B_s^0 -Eigenzeitsignifikanz wurden im vorherigen Abschnitt ausführlich diskutiert. In Abb. 4.7(a) sowie 4.7(b) sind die Transversalimpuls- und Likelihood-Verteilungen der Kaonen dargestellt. Beide zeigen eine gute Übereinsimmung zwischen der ereignisbasierten und ereignisübergreifenden Methode.

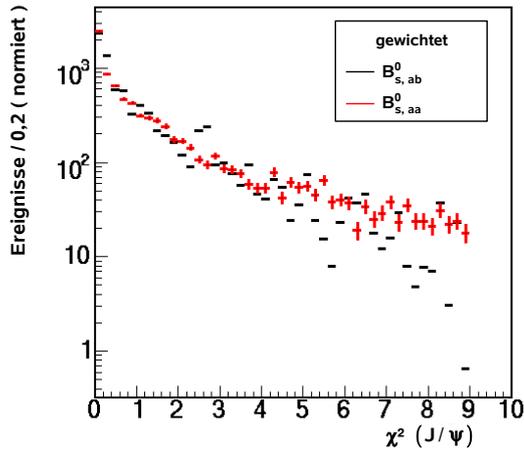
In Abb. 4.7(c) und 4.7(d) sind die χ^2 -Verteilungen des J/ψ - bzw. ϕ -Vertexfits gezeigt. Abb. 4.8(a) und 4.8(b) stellen die Massen- und Impulsverteilungen der ϕ -Mesonen vor. Alle Verteilungen zeigen für die $B_{s,ab}^0$ und für die $B_{s,aa}^0$ einen ähnlichen Verlauf. Für die χ^2 -Verteilung der $B_{s,ab}^0$ -Mesonen erhält man mehr Ereignisse im Maximum und etwas weniger in den Ausläufern der Verteilung, Abb. 4.8(c). In der Massenverteilung der $B_{s,aa}^0$ ist ein Maximum bei $M \approx 5,2$ GeV zu sehen, welches signifikant über der glatten Verteilung der $B_{s,ab}^0$ liegt, Abb. 4.8(d). Es kann sich hierbei nicht um ein B^\pm handeln, da der Datensatz aus reinen $c\bar{c}$ -Ereignissen besteht. Dieses entspricht mit einer Masse $M_{B^\pm} = 5,279$ GeV genau dem Peak-Bereich. Da auch im Bereich von ~ 5 GeV große Abweichungen zu sehen sind, kann von einer statistischen Fluktuation ausgegangen werden. Nach intensiven Studien konnte keine Ursache für den Massenpeak gefunden werden. Innerhalb des B_s^0 -Selektionskriteriums $|\Delta M| = 50$ GeV stimmen die Verteilungen der $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$ jedoch überein. Demzufolge hat die Differenz keinen Einfluß auf die nach allen Selektionskriterien übrig gebliebene Massenverteilung und somit auch nicht auf die Zahl der Untergrundereignisse.



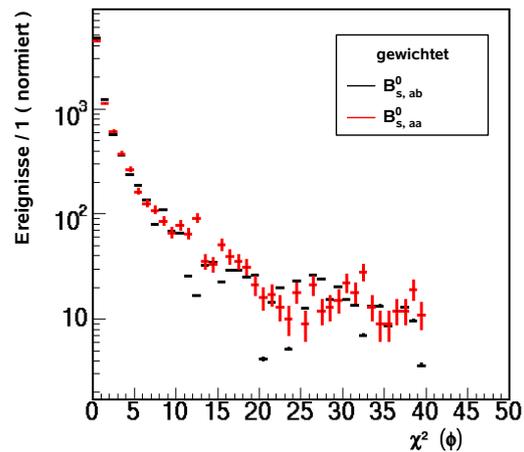
(a) Transversalimpuls $p_T(K)$ der Kaonen



(b) Kaon Likelihood-Wert $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$



(c) $\chi^2(J/\psi)$ des J/ψ -Vertexfits



(d) $\chi^2(\phi)$ des ϕ -Vertexfits

Abbildung 4.7: Nach der Anzahl der Spuren im J/ψ -Ereignis gewichtete Verteilung der Zerfallsprodukte der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ (schwarz, $\sim 7 \cdot 10^6$ J/ψ - bzw. ϕ -, sowie $\sim 2 \cdot 7 \cdot 10^6$ K -, μ -Ereignisse) und aus ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ (rot, 8097 J/ψ - bzw. ϕ -, sowie $\sim 2 \cdot 8097$ K -, μ -Ereignisse). Die $B_{s,ab}^0$ sind jeweils auf die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ -Ereignisse normiert. Die aufgetragenen Fehlerbalken der Verteilungen stellen eine zu positive Abschätzung der Unsicherheit auf die Einträge dar. Da vornehmlich ϕ -Mesonen mehrmals zur Rekonstruktion von $B_{s,ab}^0$ - wie $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten verwendet werden, ergibt sich damit insbesondere bei niedriger Statistik eine zusätzliche Unsicherheit der Einträge.

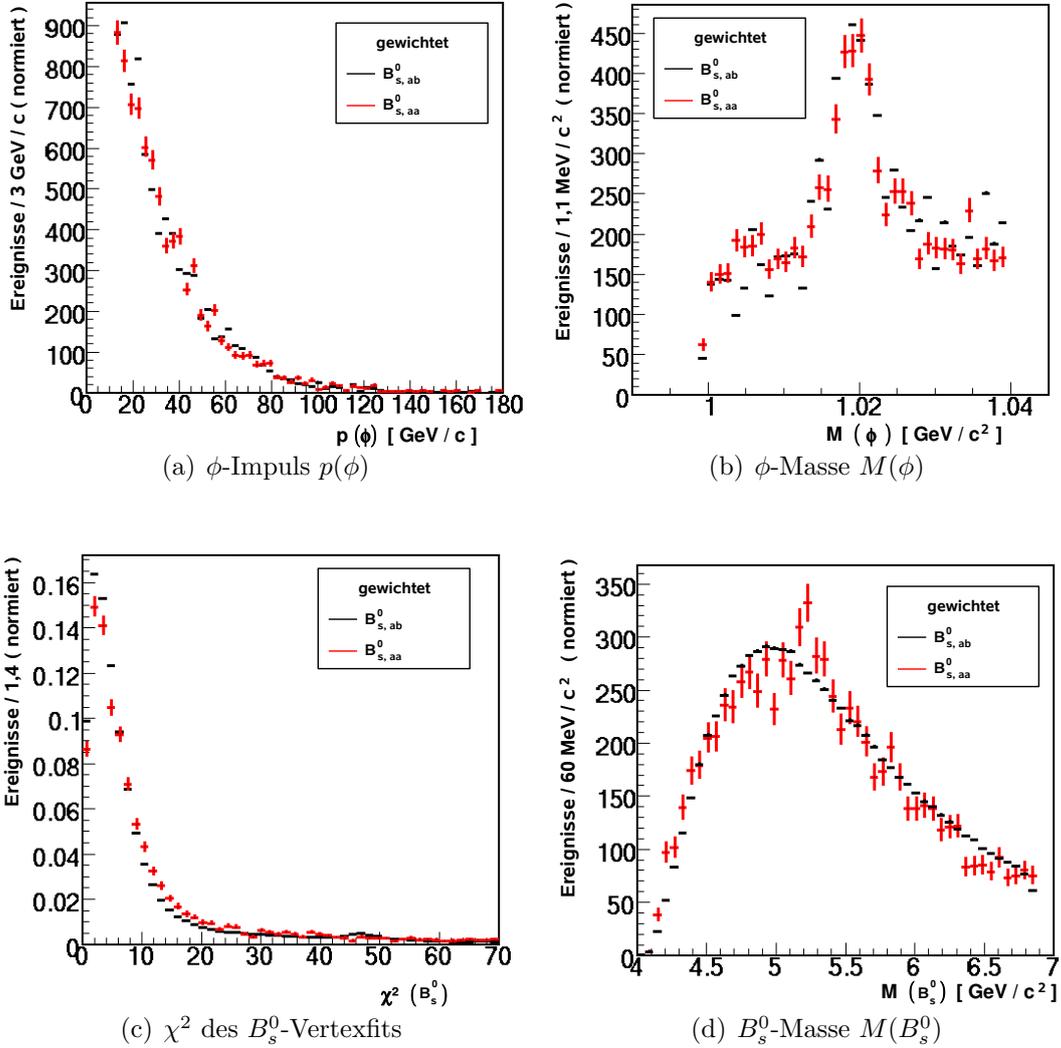
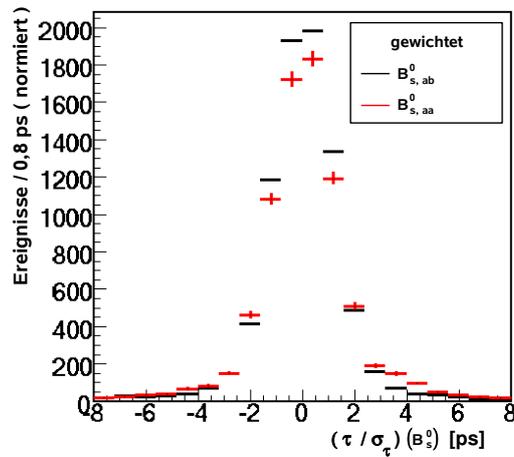


Abbildung 4.8: Nach der Anzahl der Spuren im J/ψ -Ereignis gewichtete Verteilungen der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ (schwarz, $\sim 7 \cdot 10^6$ Ereignisse) und aus ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ (rot, 8097 Ereignisse). Die $B_{s,ab}^0$ sind jeweils auf die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ -Ereignisse normiert. Die aufgetragenen Fehlerbalken der Verteilungen stellen eine zu positive Abschätzung der Unsicherheit auf die Einträge dar. Da vornehmlich ϕ -Mesonen mehrmals zur Rekonstruktion von $B_{s,ab}^0$ - wie $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten verwendet werden, ergibt sich damit insbesondere bei niedriger Statistik eine zusätzliche Unsicherheit der Einträge.



(a) Eigenzeit $\tau(B_s^0)$

Abbildung 4.9: Nach der Anzahl der Spuren im J/ψ -Ereignis gewichtete Verteilungen der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ (schwarz, $\sim 7 \cdot 10^6$ Ereignisse) und aus ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ (rot, 8097 Ereignisse). Die $B_{s,ab}^0$ sind jeweils auf die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ -Ereignisse normiert. Die aufgetragenen Fehlerbalken der Verteilungen stellen eine zu positive Abschätzung der Unsicherheit auf die Einträge dar. Da vornehmlich ϕ -Mesonen mehrmals zur Rekonstruktion von $B_{s,ab}^0$ - wie $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten verwendet werden, ergibt sich damit insbesondere bei niedriger Statistik eine zusätzliche Unsicherheit der Einträge.

Anwendung zusätzlicher B-Selektionskriterien

Bisher wurden nur Schnitte der Vorselektion auf die B_s^0 -Mesonen angewendet. Im Folgenden wird das Verhältnis der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach den in Tab. 3.1 aufgelisteten Selektionskriterien auf das B_s^0 -Meson dargelegt. In Tab. 4.2 sind die Anzahl der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach den Schnitten auf alle Zerfallsprodukte aufgelistet. Die erste Zeile beschreibt die Zahl der B_s^0 -Kandidaten, nachdem die Selektionskriterien auf Myonen, Kaonen, J/ψ - und ϕ -Mesonen angewendet wurden. Die nächsten vier Zeilen zeigen die Zahlen nach jedem weiteren Schnitt auf das B_s^0 -Meson. Um eine bessere Statistik zu erhalten, wurde der τ/σ_τ - und $|\tau/\sigma_\tau|$ -Schnitt auch vor den χ^2 - und $M(B_s^0)$ -Schnitt durchgeführt ($(\tau/\sigma_\tau)'$ bzw. $(|\tau/\sigma_\tau|)'$). Das Verhältnis $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0$ sollte nach jedem durchgeführten Schnitt gleich sein, da eine Reduktion durch das jeweilige Selektionskriterium gleichen Einfluß auf die B_s^0 -Kandidaten hat. Nach den Schnitten auf das χ^2 des Vertexfits, auf das B_s^0 -Massenfenster sowie nach allen, auf die Zerfallsprodukte angewendeten Schnitte, erhält man ein Verhältnis $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0 \sim 860$. Für das $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0$ -Verhältnis nach Anwendung des $(\tau/\sigma_\tau)(B_s^0)$ -Schnittes ergibt sich dagegen ein abweichender Wert. Die Abweichung des $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0$ -Verhältnisses nach Anwendung des Selektionskriteriums von $\tau/\sigma_\tau > 5$ ist bereits in Abb. 4.6(d) zu erkennen. Die $B_{s,ab}^0$ -Verteilung ist eine um Null symmetrische Kurve, die die Auflösung der Eigenzeit entspricht. In den Ausläufern bei $(\tau/\sigma_\tau) \approx 5$ weicht die Verteilung der $B_{s,aa}^0$ allerdings von der Symmetrie ab. Diese Differenz ist eine Folge der τ -Verteilung, siehe Abb. 4.9(a). In der τ -Verteilung tritt ebenfalls eine Asymmetrie auf, da in den Ausläufern bei $\tau \approx 0,1$ ps mehr Histogramm-Einträge der $B_{s,aa}^0$ zu sehen sind. Weiterhin ist

angewendete Schnitte	$\# B_{s,ab}^0$	$\# B_{s,aa}^0$	$B_{s,ab}^0 / B_{s,aa}^0$
$\mu, K, J/\psi, \phi$	$(7201 \pm 3) \cdot 10^3$	8097 ± 90	889 ± 10
$ \Delta M(B_s^0) $	$(3617 \pm 6) \cdot 10^2$	443 ± 21	816 ± 39
$\chi^2(B_s^0)$	$(3066 \pm 5) \cdot 10^2$	349 ± 19	879 ± 48
$ \tau/\sigma_\tau(B_s^0) $	3999 ± 63	11 ± 3	364 ± 99
$\tau/\sigma_\tau(B_s^0)$	2162 ± 46	9 ± 3	240 ± 80
$(\tau/\sigma_\tau)'(B_s^0)$	$(3156 \pm 6) \cdot 10^2$	553 ± 24	571 ± 25
$(\tau/\sigma_\tau)'(B_s^0)$	$(1487 \pm 4) \cdot 10^2$	312 ± 18	477 ± 28

Tabelle 4.2: Anzahl der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach der Gewichtung der J/ψ -Spurmultiplizität und das daraus resultierende Verhältnis. In der zweiten Zeile ist die Anzahl nach angewendeten Myon-, Kaon-, J/ψ - sowie ϕ -Selektionskriterien aufgelistet. Anschließend folgt die resultierende Anzahl von Untergrundereignissen nach jedem zusätzlich aufgeführten Schnitt auf das B_s^0 .

das $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0$ -Verhältnis bei Anwendung des Eigenzeitsignifikanz-Schnittes vor τ/σ_τ sowie nach $(\tau/\sigma_\tau)'$ den Selektionskriterien auf $\chi^2(B_s^0)$ und $M(B_s^0)$ dargestellt. Da die Asymmetrie nur in den Ausläufern zu großen τ/σ_τ zu sehen ist, kann dieser durch Betrachtung des Betrages $|\tau/\sigma_\tau|$ entgegengewirkt werden. Eine weitere Ursache ist die geringe Statistik der $B_{s,aa}^0$. Um ein $B_{s,aa}^0/B_{s,ab}^0$ -Verhältnis aus mehreren Einträgen zu erlangen, kann der τ/σ_τ -Schnitt direkt nach den Selektionskriterien der Zerfallsprodukte μ , K , J/ψ und ϕ angewendet werden. Die hier diskutierten Variationen werden in Kap. 5 in der systematischen Fehlerbetrachtung berücksichtigt.

Abschließende Betrachtung

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, mit der entwickelten Mischungsmethode einen Datensatz aus B_s^0 -Kandidaten zu erzeugen, der selbst mit einer Kombination aus 3000 ϕ - und 3000 J/ψ -Kandidaten weit über die bisher generierte Datenmenge hinausgeht. Die in den Abbildungen gezeigten Fehlerbalken der gemischten Verteilungen, stellen eine zu positive Abschätzung dar, da sie allein statistischen Ursprungs sind. In der Mischungsmethode werden insbesondere ϕ -Mesonen mehrmals zur Rekonstruktion von B_s^0 -Kandidaten genutzt. Dies führt zu einer Multiplizität derselben Histogrammeinträge. Eine Folge sind wellige Verläufe die speziell in den Ausläufern mit geringer Statistik zur Geltung kommen. Dies kann in weiteren Studien mit einem Selektionskriterium auf die ϕ -Multiplizität verbessert werden.

Kapitel 5

Bestimmung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses

Durch die in dieser Studie beschriebene Mischprozedur kann ein $c\bar{c}$ -Untergrunddatensatz erstellt werden, welcher der Anzahl der Untergrundereignisse nach einem Jahr LHCb-Laufzeit entspricht. Die bisher vorhandene generierte Datenmenge entspricht einer Laufzeit von etwa 25 min und muss durch Skalieren auf ein Jahr hochgerechnet werden. Aus der Mischungsmethode ergibt sich nun mit einer größeren Zahl von $c\bar{c}$ -Untergrundereignissen eine zuverlässige Abschätzung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses, welches in die Sensitivität der Mischungsphase ϕ_s eingeht. Zudem kann die Eigenzeit-Verteilung des Untergrundes bestimmt werden. Dies war bei den bisher generierten Datenmengen aufgrund der geringen Statistik nicht möglich.

5.1 Skalierung des gemischten Untergrundes

Die Datenmenge von B_s^0 -Kandidaten, die bei der Mischung produziert wird, benötigt nach den in Kap. 3.3 angewendeten Selektionskriterien auf die B_s^0 -Zerfallsprodukte enorme Speicherkapazitäten. Zur Realisierung des großen Untergrunddatensatzes werden daher zusätzliche Schnitte auf das χ^2 des B_s^0 -Vertexfits sowie auf das B_s^0 -Massenfenster angewendet. Weil in dem inklusiven J/ψ -Datensatz noch einige $b\bar{b}$ -Ereignisse enthalten sind, werden diese mittels Monte-Carlo-Informationen ausselektiert. In den nun reinen $c\bar{c}$ -Daten werden die übrig gebliebenen $1,1 \cdot 10^6$ J/ψ - und $1,9 \cdot 10^4$ ϕ -Mesonen miteinander gemischt. Die daraus resultierenden B_s^0 -Kandidaten werden im Folgenden $B_{s,m}^0$ genannt.

In Kap. 4.3 wurden die Verteilungen der ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ und der selbstgemischten $B_{s,ab}^0$ aus $3 \cdot 10^3$ J/ψ - und $3 \cdot 10^3$ ϕ -Mesonen nach allen auf die Zerfallsprodukte angewendeten Selektionskriterien gezeigt. Diese haben nur dann einen ähnlichen Verlauf, wenn sie mit der Spurmultiplicität im J/ψ -Ereignis gewichtet werden. Eine solche Gewichtung muss daher auch auf die $B_{s,m}^0$ -Kandidaten erfolgen, die mit allen J/ψ - und ϕ -Mesonen gewonnen werden.

Um einen Bezug zum Ausgangsdatensatz der gemischten $B_{s,m}^0$ -Kandidaten herzustellen, muss eine Skalierung vorgenommen werden. Daher müssen die $1,1 \cdot 10^6 \times 1,9 \cdot 10^3$ $B_{s,m}^0$ -Kandidaten auf $3 \cdot 10^3 \times 3 \cdot 10^3$ $B_{s,ab}^0$ -Kandidaten des kleineren Mischungsdatensatzes herunterskaliert werden. Um nun noch ein Verhältnis zu den ungemischten $B_{s,aa}^0$ der ereignisbasierten Methode zu erlangen, wird die Anzahl der aus $3 \cdot 10^3 \times 3 \cdot 10^3$ gewonnenen $7201 \cdot 10^3$ $B_{s,ab}^0$ -Kandidaten auf die Anzahl der 8097 $B_{s,aa}^0$ skaliert. Die nach dem Mischen erhaltene Zahl $B_{s,m}^0$ aus allen vorhanden ϕ - und J/ψ -Mesonen muss also mit

$$\mathcal{S} = \frac{3 \cdot 10^3 \times 3 \cdot 10^3}{1,1 \cdot 10^6 \times 1,9 \cdot 10^4} \cdot \frac{8097 \pm 89}{(7201 \pm 3) \cdot 10^3} = (4,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-7} \quad (5.1)$$

multipliziert werden.

Der benutzte $c\bar{c} \rightarrow J/\psi X$ -Datensatz entspricht einem Zeitraum von etwa $25 \text{ min} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}$ und soll beim Mischen die Daten eines Jahres (10^7 s) repräsentieren. Der zweite Skalierungsfaktor ergibt sich somit zu

$$\mathcal{T} = \frac{\text{Laufzeit der } B_{s,m}^0}{\text{Laufzeit der } B_{s,aa}^0} = \frac{10^7 \text{ s}}{1,5 \cdot 10^3 \text{ s}} = 6,7 \cdot 10^3. \quad (5.2)$$

Die Anzahl der B_s^0 -Kandidaten aus $c\bar{c}$ -Untergrund in einem Jahr LHCb-Laufzeit ist nach Berücksichtigung aller Faktoren

$$\begin{aligned} B_s^0(10^7 \text{ s}) &= B_{s,m}^0 \cdot \mathcal{S} \cdot \mathcal{T} \\ &= B_{s,m}^0 \cdot (3,22 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Studie systematischer Fehler

Der systematische Fehler ergibt sich aus der in Kap. 4.3.2 beschriebenen Gewichtung der Spurmultiplicität sowie der Gewichtung der J/ψ -Massenverteilung der ereignisbasierten $B_{s,aa}^0$ und der gemischten $B_{s,ab}^0$ aus $3 \cdot 10^3$ ϕ - und $3 \cdot 10^3$ J/ψ -Mesonen. In Tab. 4.2 sind die Verhältnisse der ereignisbasierten und selbstgemischten B_s^0 -Kandidaten $B_{s,ab}^0 / B_{s,aa}^0$ nach Gewichtung der Spurmultiplicität sowie nach den jeweils angewendeten Selektionskriterien auf das B_s^0 -Meson aufgelistet. Diese sollten nach jedem durchgeführten Schnitt gleich sein, da eine Reduktion durch das jeweilige Selektionskriterium gleichen Einfluß auf die $B_{s,aa}^0$ und $B_{s,ab}^0$ haben sollte. Es existieren Unterschiede in den Verhältnissen, deswegen müssen die daraus entstehenden Fehler berücksichtigt werden. Die Resultate nach dem τ/σ_τ - bzw. $|\tau/\sigma_\tau|$ -Selektionskriterium werden aufgrund der geringen Statistik des ereignisbasierten Datensatzes nicht für die Fehlerabschätzung genommen.

Da die in Abb. 4.5(b) bereits nach der Spurmultiplicität gewichtete J/ψ -Massenverteilung keine Übereinstimmung der ereignisbasierten und gemischten B_s^0 -Kandidaten zeigt, muss dies ebenfalls bei der Fehlerbetrachtung berücksichtigt

werden. Die nach der J/ψ -Massengewichtung erhaltenen Verhältnisse von $B_{s,ab}^0$ - zu $B_{s,aa}^0$ -Kandidaten sind in Tab. 5.1 dargestellt. Sie zeigt die Anzahl der $B_{s,aa}^0$ - und $B_{s,ab}^0$ -Kandidaten, die nach den jeweiligen Schnitten übrig geblieben sind (vgl. Tab. 4.2).

Die Verhältnisse der Ereignisse nach der J/ψ -Massengewichtung zeigen eine größere Streuung als die der Gewichtung nach der J/ψ -Spurmultiplicität. Daher wird als systematischer Fehler die größte Abweichung der Verhältnisse nach der Gewichtung mit der J/ψ -Massenverteilung benutzt. Verglichen mit den $B_{s,ab}^0$ - und $B_{s,aa}^0$ -Verteilungen der anderen physikalischen Größen die in Kap. 4.3 diskutiert wurden, zeigt die J/ψ -Massenverteilung die größten Abweichungen zwischen ereignisbasierten und selbstgemischten B_s^0 -Kandidaten auf. Das Verhältnis $B_{s,ab}^0 / B_{s,aa}^0$ nach den τ/σ_τ - bzw. $|\tau/\sigma_\tau|$ -Selektionskriterien wurde hier ebenfalls aufgrund der geringen Statistik des ereignisbasierten Datensatzes nicht berücksichtigt.

Der Fehler des zur Berechnung der Jahresrate benutzten Wirkungsquerschnittes $\sigma_{c\bar{c} \rightarrow J/\psi_{prompt}} = 0,277 \text{ mb} \pm 0,008 \text{ mb}$ wird ebenfalls in die Fehlerbetrachtung aufgenommen. Aus diesem wurde die dem $B_{s,aa}^0$ -Datensatz entsprechende LHCb-Laufzeit von 25 min berechnet, die in die Skalierung eingeht.

angewendete Schnitte	$\# B_{s,ab}^0$	$\# B_{s,aa}^0$	$B_{s,ab}^0 / B_{s,aa}^0$
$\mu, K, J/\psi, \phi$	$(7083 \pm 3) \cdot 10^3$	8097 ± 90	874 ± 10
$ \Delta M(B_s^0) $	$(3609 \pm 6) \cdot 10^2$	443 ± 21	815 ± 39
$\chi^2(B_s^0)$	$(3145 \pm 6) \cdot 10^2$	349 ± 19	903 ± 48
$ \tau/\sigma_\tau(B_s^0) $	2943 ± 54	11 ± 3	268 ± 81
$\tau/\sigma_\tau(B_s^0)$	1760 ± 42	9 ± 3	196 ± 65
$(\tau/\sigma_\tau)'(B_s^0)$	$(2177 \pm 5) \cdot 10^2$	553 ± 24	394 ± 17
$(\tau/\sigma_\tau)'(B_s^0)$	$(1314 \pm 4) \cdot 10^2$	312 ± 18	420 ± 24

Tabelle 5.1: Anzahl der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach der J/ψ -Massengewichtung und das daraus resultierende Verhältnis. In der zweiten Zeile sind die Anzahl nach angewendeten Myon, Kaon, J/ψ sowie ϕ Selektionskriterien aufgelistet. Anschließend folgt die resultierende Anzahl von Untergrundereignissen nach jedem zusätzlich aufgeführten Schnitt auf das B_s^0 . Aufgrund der geringen Statistik nach Anwendung der τ/σ_τ - bzw. $|\tau/\sigma_\tau|$ -Kriterien wurden diese ebenfalls vor dem B_s^0 -Massen- und χ^2 -Schnitt durchgeführt. Mit einer größeren Statistik erhält man dann ein besseres Verhältnis $B_{s,ab}^0 / B_{s,aa}^0$ als bei zusätzlicher Anwendung des B_s^0 -Massen- und χ^2 -Schnittes.

5.2 Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

Mit der aus der Mischung resultierenden Anzahl von B_s^0 -Kandidaten aus $c\bar{c} \rightarrow J/\psi$ -Untergrund kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis S/B berechnet werden. Hierfür wurde zusätzlich ein Schnitt auf $\tau/\sigma_\tau > 5$ angewendet, da nur langlebiger Untergrund die Sensitivität der Messung der CP-verletzenden Phase ϕ_s beeinflusst. Mit der Skalierung ergibt sich aus den ermittelten $6,3 \cdot 10^6$ $B_{s,m}^0$ -Ereignissen ein Untergrund von

$$B_s^0(10^7 \text{ s})_{J/\psi} = 6,3 \cdot 10^6 \cdot \mathcal{S} \cdot \mathcal{T} = (2,03 \pm 0,04(stat)_{-1,12}^{+0,10}(syst)) \cdot 10^4 \quad (5.4)$$

Kandidaten. Für die $2,2 \cdot 10^4$ Signalereignisse erhält man auf ein Jahr hochgerechnet

$$B_{s,sig}^0(10^7 \text{ s})_{Signal} = (4,4 \pm 0,02) \cdot 10^4 \quad (5.5)$$

Kandidaten. Das resultierende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergibt sich also zu

$$\frac{S}{B} = \frac{4,4 \cdot 10^4}{2,03 \cdot 10^4} = 2,2 \pm 0,04(stat)_{-0,11}^{+1,20}(sys). \quad (5.6)$$

Obwohl der Fehler auf das Ergebnis relativ groß ist, stellt diese Bestimmung des Untergrundes die derzeit beste in der LHCb-Kollaboration verfügbare Abschätzung dar.

Die größte Unsicherheit entsteht durch die Ungewichtung mit der J/ψ -Massenverteilung. Durch eine detaillierte Studie der Ursache der beobachteten Diskrepanz in der J/ψ -Massenverteilung, die eng mit der J/ψ -Spurmultiplizität verknüpft ist, kann dieser Fehler potentiell reduziert werden. Des Weiteren würde ein zweiter Untergrunddatensatz vergleichbarer Größenordnung (etwa 25 min) dazu beitragen, die vermutlich statistischen Fluktuationen des vorliegenden Datensatzes bei großen Eigenzeiten zu verstehen. Dies würde ebenfalls die gegebenen Unsicherheiten reduzieren. In Abb. 5.1 sind die Verteilung der Eigenzeit von Signal und Untergrund dargestellt. Die Signalverteilung zeigt einen exponentiellen Abfall, der durch die Zerfallszeit der B_s^0 -Mesonen beschrieben wird. Die Eigenzeitverteilung des Untergrundes ist bei kleinen Werten von τ symmetrisch um Null verteilt, hat aber Ausläufer zu größeren Eigenzeiten. Diese lassen sich auch mit dem Schnitt der Eigenzeitsignifikanz nicht herausfiltern und führen mit dem vorhandenen Signal zu dem ermittelten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Die Form des Untergrundes ist neben der absoluten Anzahl von Untergrundereignissen ein wichtiger Parameter bei der Studie der Sensitivität von ϕ_s . Diese Analyse gibt die erste Abschätzung der Form des $c\bar{c}$ -Untergrundes bei langen Eigenzeiten an.

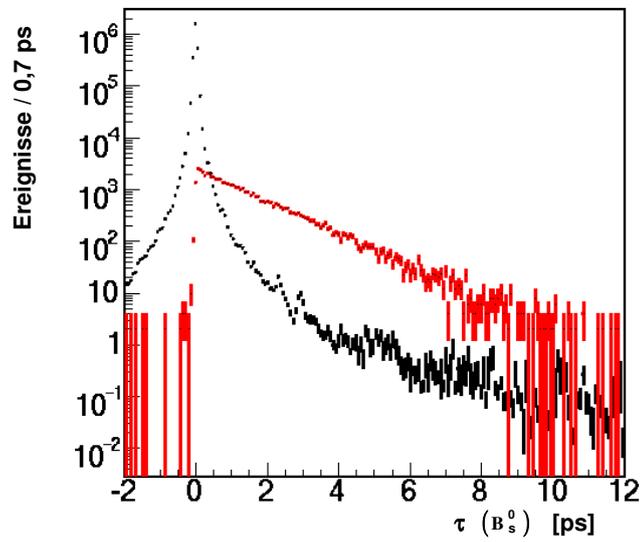


Abbildung 5.1: B_s^0 -Eigenzeit τ von Signal (rot) und Untergrund (schwarz) vor der Anwendung des τ/σ_τ -Kriteriums. Die Struktur in der Untergrundverteilung bei $\tau \sim 2$ ps ist ein Artefakt der Gewichtung der J/ψ -Spurmultiplicität und der geringen Statistik des ereignisbasierten Untergrunddatensatzes.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der für die Bestimmung der CP-Verletzung im B_s^0 -System wichtige Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ untersucht. Zur Abschätzung der Sensitivität auf die CP-verletzende Phase ϕ_s ist das zu erwartende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis eine wichtige Komponente. In der vorliegenden Studie wurde der Untergrund physikalischer J/ψ -Mesonen aus $c\bar{c}$ -Ereignissen, die mit einem ϕ -Kandidaten zu einem potentiellen B_s^0 kombiniert werden, als dominant ermittelt. Der vorliegende $c\bar{c}$ -Monte-Carlo-Datensatz entspricht einer Laufzeit von wenigen Minuten Datennahme bei LHCb. Die zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten sind bei Weitem nicht ausreichend, um eine adäquate Menge an Untergrundereignissen zu simulieren. In dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt und erfolgreich validiert, die J/ψ - und ϕ -Kandidaten aus unterschiedlichen Ereignissen zu B_s^0 -Kandidaten kombiniert. Dadurch konnte ein Untergrunddatensatz simuliert werden, der dem Umfang eines Jahres LHCb-Datennahme entspricht. Es werden

$$S_{J/\psi} = (1.3 \pm 0,4) \cdot 10^{10} \quad (6.1)$$

Kandidaten aus $c\bar{c}$ -Ereignissen in einem Jahr Datennahme erwartet. Da insbesondere Ereignisse mit langer Lebensdauer wichtig für die Bestimmung der CP-verletzenden Phase ϕ_s sind, wurde das S/B-Verhältnis für Ereignisse mit einer Eigenzeitsignifikanz von $\tau/\sigma_\tau > 5$ evaluiert:

$$\frac{S}{B} = 2,2 \pm 0,04(stat)_{-0,11}^{+1,20}(sys). \quad (6.2)$$

Der dominante Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten kommt aus einer nicht optimalen Behandlung der Spurmultiplicitäten in den selbst kombinierten Untergrundereignissen. Hier besteht noch Potential zur weiteren Verbesserung des Ergebnisses. Das vorliegende Ergebnis stellt die beste derzeit in der LHCb-Kollaboration verfügbare Abschätzung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses dar. Zusätzlich konnte zum ersten Mal die Eigenzeitverteilung des Untergrundes bestimmt werden, die neben dem Signal-zu-Untergrundverhältnis eine wichtige Information für die Abschätzung der Sensitivität der CP-verletzenden Phase ϕ_s ist.

Ausblick

1. Eine weiterführende Studie der Korrelationen zwischen ereignisbasierten und gemischten B_s^0 -Kandidaten ist nötig, da die in Kap. 4.3 gezeigten Verteilungen der gemischten und ereignisbasierten B_s^0 -Kandidaten Abweichungen voneinander zeigen. Insbesondere zeigen die $p_T(\mu)$ - und die J/ψ -Massenverteilung Differenzen, die mit der Gewichtung der Spurmultiplicität im J/ψ -Ereignis nicht beseitigt werden konnten und auf eine weitere Korrelation schließen lassen.

Eine weitere Ungenauigkeit der Mischungsmethode entsteht durch fehlende Histogrammeinträge der J/ψ -Spurmultiplicität, die in die Gewichtung eingehen. Dies kann durch eine höhere Statistik der verwendeten J/ψ -Mesonen behoben werden. Aufgrund des Konzeptes des benutzten Analyseprogramms und der zu benötigenden hohen Speicherkapazität konnte dies noch nicht verwirklicht werden.

2. Neben prompten J/ψ -Mesonen aus $c\bar{c}$ -Ereignissen stellen J/ψ -Mesonen aus $b\bar{b}$ -Ereignissen einen weiteren Untergrund dar. Es werden etwa 10^{10} Ereignisse in einem Jahr LHCb-Laufzeit erwartet. Ein generierter Datensatz, der dieser Größenordnung entspricht, ist auf der mit Monte-Carlo-Methoden basierenden Simulation nicht möglich. Mit der entwickelten Mischungsmethode kann damit eine weitere Signal-zu-Untergrund-Abschätzung erzielt werden.

3. Für die Messung der CP-verletzenden Phase ϕ_s sowie der Zerfallsraten der Masseneigenzustände B_L und B_H im B_s -System, benötigt man neben simulierten Signalzerfällen auch eine gute Beschreibung des in der Analyse vorhandenen Untergrundes.

Die durch die Mischungsmethode erhaltenen Untergrundereignisse, weisen selbst nach dem τ/σ_τ -Selektionskriterium eine hohe Statistik auf. Die Beschreibung der Untergrundverteilungen mit hoher Statistik macht eine Extraktion der oben genannten physikalisch interessanten Größen durch einen Likelihood-Fit möglich.

Danksagung

Zu allererst gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Ulrich Uwer, der mir mit anregenden Diskussionen behilflich war, meine Kenntnisse in der Physik zu fördern. Insbesondere möchte ich meiner Betreuerin Frau Dr. Stephanie Hansmann-Menzemer danken, die zu mancher späten Stunde an meiner Seite stand, mir in scheinbar aussichtslosen Momenten Mut machte und mit Geduld meinen Irrungen Widerstand leistete. Ich bedanke mich ebenfalls bei Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Des Weiteren gilt mein Dank meinen Arbeitskollegen Dr. Jens Kessler, Dr. Tanja Haas, Manuel Schiller und Christoph Langenbruch für die hilfreichen Korrekturen dieser Arbeit. Ich danke Jan Knopf für die gemeinsame Zusammenarbeit und die Unterstützung in programmiertechnischen Fragen. Meinen Bürokollegen Johannes Albrecht, Marc Deissenroth und Jan Stefaniak gilt ebenfalls ein spezieller Dank für eine wunderbare gemeinsame Zeit mit viel Unterstützung, gemeinsamen Witzen und ehrlichen Worten.

Ich habe mich in der Gemeinschaft der HE-Gruppe sehr wohlgefühlt. Sei es mit freundlichem Lachen, aufschlußreichen Diskussionen oder unterhaltsamen Geschichten am "grünen Tisch".

Zu allerletzt danke ich den Menschen, die mich in meinem Leben begleitet haben und stets begleiten werden. Ich danke meinem Vater Jürgen Krieger, der mich in meiner Person und Gelassenheit stärkte und der mir dabei half, meinen Traum, das Studium der Physik, zu erfüllen. Ich danke meiner Mutter Mareike Martz mit all ihrer Herzlichkeit und ihrem Zuspruch.

Insbesondere danke ich meinem Freund Uwe Specht, der mir mit nächtlichen Korrekturen eine große Hilfe war und mir in meiner Arbeit Fürsorge und Zuspruch bot.

Parabase

Keines von allen Dingen vergeht und keines entsteht,
was nicht auch schon vorher vorhanden war.

Indem sie sich aber mischen und trennen,
verändern sie sich.

*Anaxagoras, (499 - 427 v. Chr.), griechischer
Philosoph aus Klazomenai, Freund des Perikles*

Abbildungsverzeichnis

1.1	Unitaritätsdreieck	11
1.2	Einzelmessungen des Unitaritätsdreieckes	11
1.3	Boxdiagramme der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation	12
2.1	LHC-Beschleuniger	16
2.2	LHCb-Detektor	17
3.1	Zerfallstopologie	24
3.2	Signal- und Untergrundverteilungen	27
	(a) Teilchenhypothese $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$	27
	(b) Teilchenhypothese $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$	27
	(c) J/ψ -Masse	27
	(d) ϕ -Masse	27
3.3	Signal- und Untergrundverteilungen	28
	(a) $\chi^2(J/\psi)$ des J/ψ -Vertexfits	28
	(b) $\chi^2(\phi)$ des ϕ -Vertexfits	28
3.4	Signal- und Untergrundverteilungen	29
	(a) B_s^0 -Masse	29
	(b) $\chi^2(B_s^0)$ des B_s^0 -Vertexfits	29
	(c) ϕ -Impuls	29
3.5	Signal- und Untergrundverteilungen	31
	(a) Transversaler Impuls p_T der Myonen	31
	(b) Transversaler Impuls p_T der Kaonen	31
	(c) B_s^0 -Eigenzeitsignifikanz τ_S	31
4.1	Validierung des Vertexfitters	37
	(a) Massendifferenz ΔM	37
	(b) χ^2 -Differenz des Vertexfits $\Delta\chi^2$	37
4.2	Verschiebung des Primärvertex	38
4.3	Spurmultiplizität	39
	(a) J/ψ -Mesonen aus $B_{s,ab}^0$	39
	(b) J/ψ -Mesonen aus $B_{s,aa}^0$	39
4.4	Gewichtung der Spurmultiplizität	41
4.5	Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$	42

	(a)	$M(J/\psi)$ vor der Gewichtung	42
	(b)	$M(J/\psi)$ nach der Gewichtung	42
	(c)	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ vor der Gewichtung	42
	(d)	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}(\mu)$ nach der Gewichtung	42
4.6		Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$	43
	(a)	$p_T(\mu)$ der Myonen vor der Gewichtung	43
	(b)	$p_T(\mu)$ der Myonen nach der Gewichtung	43
	(c)	$\tau_S(B_s^0)$ vor der Gewichtung	43
	(d)	$\tau_S(B_s^0)$ nach der Gewichtung	43
4.7		Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach der Gewichtung	45
	(a)	Transversalimpuls $p_T(K)$ der Kaonen	45
	(b)	Kaon Likelihood-Wert $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}(K)$	45
	(c)	$\chi^2(J/\psi)$ des J/ψ -Vertexfits	45
	(d)	$\chi^2(\phi)$ des ϕ -Vertexfits	45
4.8		Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach der Gewichtung	46
	(a)	ϕ -Impuls $p(\phi)$	46
	(b)	ϕ -Masse $M(\phi)$	46
	(c)	χ^2 des B_s^0 -Vertexfits	46
	(d)	B_s^0 -Masse $M(B_s^0)$	46
4.9		Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach der Gewichtung	47
	(a)	Eigenzeit $\tau(B_s^0)$	47
5.1		B_s^0 -Eigenzeit von Signal und Untergrund	55

Tabellenverzeichnis

3.1	Vorselektion des Zerfalls	26
4.1	Jährliche Datenrate	34
4.2	Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach B_s^0 -Selektionskriterien nach J/ψ - Spurmultiplizitäts-Gewichtung	48
5.1	Vergleich der $B_{s,ab}^0$ und $B_{s,aa}^0$ nach B_s^0 -Selektionskriterien mit $M(J/\psi)$ - Gewichtung	53

Literaturverzeichnis

- [1] BABAR-Kollaboration,
“Observation of CP-Violation in the B^0 meson System”,
arXiv:hep:-ex/0107013v1.
- [2] Belle-Kollaboration,
“Observation of Large CP Violation in the Neutral B System”,
arXiv:hep:-ex/0107061v2.
- [3] A. Abulencia et al.,
“Measurement of the B_s^0 - \bar{B} Oscillation Frequency”,
Phys. Rev. Lett. 97, (2006) 062003.
- [4] V.M. Abazov et al.,
“Direct Limits on the B_s^0 Oscillation Frequency”,
Phys. Rev. Let. 97, (2006) 021802.
- [5] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration],
“First Flavor-Tagged Determination of Bounds on Mixing-Induced
CP Violation in $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ Decays”,
arXiv:0712.2397 [hep-ex].
- [6] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration],
“Measurement of B_s^0 mixing parameters from the flavor-tagged decay
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ ”,
arXiv:0802.2255 [hep-ex].
- [7] M. Kobayashi und T.Maskawa,
“CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction”,
Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [8] L. Wolfenstein,
“Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix”,
Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [9] J. van Tilburg,
”Track simulation and reconstruction at LHCb“
Dissertation Universität Amsterdam, 2005.

- [10] CKM-Fitter,
http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_welcome.html.
- [11] L. Fernandez,
“Exclusive Trigger Selections and Sensitivity to the $B_s - \bar{B}_s$ Mixing Phase at LHCb”,
Dissertation École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [12] LHC Design Report Volume I,
<http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [13] The LHCb Collaboration,
“LHCb-reoptimized Detector Design and Performance: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2003-030.
- [14] The LHCb Collaboration,
“LHCb Velo: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2001-011.
- [15] The LHCb Collaboration,
“LHCb Inner Tracker: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2002-29.
- [16] The LHCb Collaboration,
“LHCb Outer Tracker: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2001-024.
- [17] The LHCb Collaboration,
“LHCb RICH: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2000-037.
- [18] The LHCb Collaboration,
“LHCb Calorimeters: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2000-036.
- [19] The LHCb Collaboration,
“LHCb muon systems: Technical Design Report”,
CERN/LHCC 2001-010.
- [20] R. Forty and O.Schneider
”RICH pattern recognition”
LHCb/89-040, 1998.
- [21] Particle Data Group,
“Particle Physics Booklet, 2006.

- [22] G.Raven,
“Selection of $B_s \rightarrow J/\Psi\phi$ and $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ ”,
LHCb 2003-118 Phys.
- [23] S. Klous,
“LHCb: Vertex detector and read out chip, Computing challenge and $B_s \rightarrow J/\Psi\phi$ analysis”,
Dissertation Universität Amsterdam, 2005.
- [24] LHCb Collaboration,
“The LHCb Detector at LHC”, 2007.
- [25] Parameters of DC06 Monte Carlo productions,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc06>.
- [26] Parameters of DC04 Monte Carlo productions,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc04>.
- [27] The GAUSS Project - LHCb build of EvtGen,
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/generator/evtgen.php>.

Erklärung

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

Heidelberg, den 13. Mai 2008
