

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Ralf Klemt

geboren in Heidelberg

2014

Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls

$$B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$$

am LHCb-Experiment

Die Bachelorarbeit wurde von Ralf Klemt

ausgeführt am

Physikalischen Institut , LHCb Gruppe

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Ulrich Uwer

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird das Verzweigungsverhältnis (BR) des seltenen B-Mesonzerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ relativ zu dem Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ bestimmt. Es werden dabei Daten ausgewertet, welche 2011 und 2012 am LHCb-Detektor bei Proton-Proton-Stößen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV beziehungsweise $\sqrt{s} = 8$ TeV aufgenommen wurden, und einer integrierten Luminosität von etwa 3 fb^{-1} entsprechen. Der Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ wird bei 51 ± 11 rekonstruierten B_s^0 -Mesonen mit einer statistischen Signifikanz von 6.3σ nachgewiesen. Das relative Verzweigungsverhältnis wird zu

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu) f_0)} = (9.89 \pm 2.14(stat.)) \times 10^{-3}$$

bestimmt. Mit dem Literaturwert des Verzweigungsverhältnisses [1] des Referenzkanals erhält man zusätzlich das absolute Verzweigungsverhältnis:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0) = (7.57 \pm 1.64(stat.) \quad {}^{+2.35}_{-1.36}(norm.)) \times 10^{-8}$$

Abstract

In this thesis, a measurement of the branching ratio (BR) of the rare B-meson decay $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ relative to the decay $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ is presented. The data used was taken during the years 2011 and 2012 at proton-proton collisions at the LHCb experiment with a total integrated luminosity of about 3 fb^{-1} . The center of mass energy of these collisions was $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2011 and $\sqrt{s} = 8$ TeV in 2012. The decay $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ is observed with a statistical significance of 6.3σ with 51 ± 11 B_s^0 mesons being reconstructed. The relative branching ratio is measured to be

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu) f_0)} = (9.89 \pm 2.14(stat.)) \times 10^{-3}$$

Furthermore, using the known branching ratio of the reference decay [1] the absolute branching ratio can be determined as:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0) = (7.57 \pm 1.64(stat.) \quad {}^{+2.35}_{-1.36}(norm.)) \times 10^{-8}$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Theorie	7
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
2.1.1	Fundamentale Teilchen und Wechselwirkungen	7
2.1.2	Flavourphysik	9
2.2	Seltene Zerfälle der B-Mesonen	9
3	Das LHCb-Experiment	12
3.1	Der LHC	12
3.2	Der LHCb-Detektor	12
3.2.1	Magnet	14
3.2.2	Spurrekonstruktion	14
3.2.3	Teilchenidentifikation	16
3.2.4	Trigger	17
4	Verwendete Daten	19
4.1	Verwendete Daten des LHCb-Detektors	19
4.2	Verwendete simulierte Daten	19
4.3	Massenverteilungen	20
5	Vorgehensweise bei der Analyse	22
5.1	Maximum Likelihood Methode	22
6	Signalselektion	24
6.1	Definition der verwendeten Variablen zur Eventrekonstruktion	24
6.2	Neugewichtung der Monte Carlo-Daten	25
6.2.1	Erstellen eines reinen MC-Signalsamples	26
6.2.2	Erstellen eines reinen Daten-Signalsamples	26
6.2.3	Neugewichtung	29
6.3	PID Neubestimmung	32
6.4	Identifizierung der $\mu\mu$ -Resonanzen	33
6.5	Multivariate Analyse	36
6.6	Überprüfung der PID und Ergebnisse der Signalselektion	40
7	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses	42
8	Diskussion der systematischen Unsicherheiten	49
9	Zusammenfassung	51
	Anhang	52
A	Zur Neugewichtung der Monte Carlo-Daten	52
	Literatur	55

1 Einleitung

Der Zerfall des B-Mesons B_s^0 (Quarkzusammensetzung $|\bar{b}s\rangle$) in die $\pi\pi$ -Resonanz f_0 und ein nicht-resonantes Myonenpaar wurde bisher noch nicht beobachtet. Doch nicht nur dieser Umstand allein macht eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses dieses Zerfalls so interessant. Dieser seltene B-Mesonzerfall, der im Standardmodell nur über sogenannte „Pinguin“- und „Box“-Zerfälle möglich ist, kann einen sensitiven Test auf neue Physik außerhalb des Standardmodells liefern. Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Quantenfeldtheorie, die - auch wenn die Gravitation nicht berücksichtigt wird - die meisten Phänomene der Teilchenphysik zu beschreiben vermag. Einige Phänomene sind jedoch ungeklärt: Aus was besteht die dunkle Materie? Wieso umgibt uns fast ausschließlich Materie und nicht zu einem gewissen Teil auch Antimaterie? Diese und weitere Fragen könnten durch neue Physik, also Physik außerhalb des Standardmodells, beantwortet werden!

Hierzu wird zum Beispiel nach neuen Teilchen gesucht, welche bei den hohen Energien in der Zeit direkt nach dem Urknall eine Rolle gespielt haben könnten. Doch wie weist man diese Teilchen nach? Natürlich ist es prinzipiell möglich an einem Teilchenbeschleuniger in Teilchenkollisionen eine Schwerpunktsenergie zu erzeugen, die ausreichend für die Entstehung der neuen Teilchen ist. Jedoch ist nicht bekannt, welche Masse diese haben und ob die entsprechende Energie direkt bereit gestellt werden kann. Die neuen Teilchen könnten sich aber auch indirekt bemerkbar machen: Als virtuelle Teilchen könnten sie das Verzweigungsverhältnis, etwa des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ beeinflussen.

Um einen solchen seltenen Zerfall überhaupt beobachten zu können, wird eine sehr große Zahl an präzise rekonstruierten B_s^0 -Zerfällen benötigt. Diese Daten kann der LHCb-Detektor am LHC-Ringbeschleuniger des CERN liefern. Der Detektor ist speziell für die Beobachtung von B- und D-Mesonen ausgelegt und vermag die große Zahl der in den Proton-Antiproton-Kollisionen am LHC produzierten B-Mesonen (aus nahezu 10^{11} produzierten $b\bar{b}$ -Paaren pro Jahr [2]) präzise zu rekonstruieren.

In dieser Analyse werden Daten aus den Jahren 2011 und 2012 bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 7$ TeV beziehungsweise $\sqrt{s} = 8$ TeV verwendet. Die integrierte Luminosität beider Jahre zusammen entsprach dabei etwa 3 fb^{-1} [3].

Nachfolgend soll nun ein kurzer Überblick über den Aufbau der Bachelorarbeit gegeben werden: Zunächst einmal werden in Abschnitt 2 die theoretischen Grundlagen gelegt. Hierzu zählt ein kurzer Überblick über das Standardmodell in Abschnitt 2.1, wobei insbesondere auf die Flavourphysik eingegangen werden soll (Abschnitt 2.1.2). Ebenso wird der in dieser Bachelorarbeit betrachtete Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ in Abschnitt 2.2 erklärt und die Bestimmung seines Verzweigungsverhältnisses nochmals motiviert.

Um eine Auswertung der Daten, die am LHCb-Experiment aufgenommen wurden, durchzuführen, ist eine genauere Kenntnis des Experiments und des Detektors unabdingbar. Daher wird in Abschnitt 3 ein ausführlicher Überblick über den Detektor gegeben.

In Abschnitt 4 werden schließlich die in dieser Arbeit verwendeten Daten vorgestellt, bevor in Abschnitt 5 das Vorgehen bei der Analyse zusammengefasst wird.

Bevor das Verzweigungsverhältnis bestimmt werden kann, muss zunächst eine Signalselektion stattfinden. Die Daten, die am LHCb aufgenommen wurden, enthalten natürlich neben dem gesuchten Zerfall auch noch weitere Zerfallskanäle sowie einen signifikanten Anteil an Untergrund. Die Signalselektion wird in Abschnitt 6 durchgeführt. Da sie zu großen Teilen auch auf simulierten Zerfällen beruht, wird in Abschnitt 6.2 und Abschnitt 6.3 zunächst einmal die Güte der mittels der Monte Carlo-Technik simulierten Events überprüft. Unerwünschte Zerfallskanäle werden anschließend, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, herausgeschnitten und der kombinatorische Untergrund mit einer sogenannten BDT-Analyse in Abschnitt 6.5 unterdrückt. Die Ergebnisse der Signalselektion werden in Abschnitt 6.6 präsentiert.

Die eigentliche Bestimmung des relativen wie auch des absoluten Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ findet in Abschnitt 7 statt.

Obwohl die Genauigkeit des bestimmten Verzweigungsverhältnisses in erster Linie durch die statistische Unsicherheit limitiert sein dürfte, gehört zu dessen vollständiger Angabe auch eine systematische Unsicherheit. Eine detaillierte Untersuchung aller Systematiken ist im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht möglich. Dennoch soll in Abschnitt 8 ein Überblick über potentielle systematische Fehler gegeben werden.

2 Theorie

In diesem Abschnitt sollen in knapper Form die entscheidenden theoretischen Grundlagen dieser Bachelorarbeit dargelegt werden. Zunächst einmal soll auf das Standardmodell der Teilchenphysik und im Speziellen auf die Flavourphysik eingegangen werden. Es soll sich jedoch rein auf die Nennung der wichtigsten Ergebnisse beschränkt werden, eine ausführlichere Beschreibung findet sich in einer Vielzahl an Lehrbüchern; beispielhaft seien hier [4], [5], [6] sowie [7] genannt. Neben dem Standardmodell allgemein soll zusätzlich der in dieser Bachelorarbeit untersuchte Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ erklärt, und die Untersuchung dieses Zerfalls motiviert werden.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Quantenfeldtheorie, welche die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen (mit Ausnahme der Gravitation) beschreibt. Das Standardmodell wurde bis jetzt nicht widerlegt, kann aber nicht alle bekannten Phänomene vollständig beschreiben. Insbesondere seien hier die Gravitation, die Existenz dunkler Materie, sowie die Materie-Antimaterie-Asymmetrie genannt.

2.1.1 Fundamentale Teilchen und Wechselwirkungen

Die fundamentalen Teilchen lassen sich ihrem Spin nach in drei Gruppen einordnen: Die Fermionen, welche einen Spin von $\frac{1}{2}$ besitzen, sind die Grundbausteine der Materie, die Spin-1 Eichbosonen vermitteln die fundamentalen Kräfte und das skalare (Spin 0) Higgsboson verleiht den Teilchen ihre Masse. Die fundamentalen Fermionen lassen sich - anhand ihrer Wechselwirkungen - in Quarks und Leptonen und weiter in drei Generationen mit je zwei Teilchen einteilen. Die unterschiedlichen Teilchen werden hierbei als unterschiedliche Flavour bezeichnet. Bezieht man zudem auch noch die Antiteilchen, welche abgesehen von einem Vorzeichenwechsel in den jeweiligen Ladungen den Teilchen entsprechen, mit ein, erhält man eine Gesamtzahl von 24 fundamentalen Fermionen. Zusammen mit ihrer elektrischen Ladung und der Masse sind diese in Tabelle 1 vermerkt, die Eigenschaften sind dabei [1] entnommen.

Quarks			
Generation	Flavour	Elektrische Ladung [e]	Masse
I	u	2/3	$2.3_{-0.5}^{+0.7} \text{ MeV}/c^2$
	d	-1/3	$4.8_{-0.3}^{+0.7} \text{ MeV}/c^2$
II	c	2/3	$1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}/c^2$
	s	-1/3	$95 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$
III	t	2/3	$173.07 \pm 0.52 \pm 0.72 \text{ GeV}/c^2$
	b	-1/3	$4.18 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$

(a) Liste der Quarks

Leptonen			
Generation	Flavour	Elektrische Ladung [e]	Masse
I	e^-	-1	$511 \text{ keV}/c^2$
	ν_e	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
II	μ^-	-1	$106 \text{ MeV}/c^2$
	ν_μ	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
III	τ^-	-1	$1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}/c^2$
	ν_τ	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$

(b) Liste der Leptonen

Tabelle 1: Die fundamentalen Fermionen mit ihrer Masse und elektrischen Ladung. Die Massen sind [1] entnommen.

Quarks tragen Farb-, schwache und elektromagnetische Ladung und nehmen daher an allen fundamentalen Wechselwirkungen teil. Die elektromagnetische Ladung der Quarks beträgt entweder $+\frac{2}{3}$

e (bezeichnet als up-Typ Quarks) oder $-\frac{1}{3} e$ (down-Typ Quarks). Für die zugehörigen Antiteilchen ändert sich das Vorzeichen der Ladungen entsprechend.

Leptonen tragen schwache Ladungen und Elektron, Myon sowie Tauon zusätzlich eine elektromagnetische Ladung von $-1 e$ (die entsprechenden Antiteilchen haben demnach eine Ladung von $+1 e$). Die zugehörigen Neutrinos sind ungeladen.

Die Eichbosonen sind das Photon, die acht Gluonen sowie die W^+ -/ W^- -Bosonen und das Z^0 -Boson. Das Photon koppelt an die elektrische Ladung und vermittelt daher die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Gluonen koppeln als Vermittler der starken Wechselwirkung an die Farbladung. Da sie selbst Farbladung tragen, ist auch eine Gluon-Gluon-Kopplung möglich. Die schwache Wechselwirkung wird über die (elektrisch) geladenen W^+ - und W^- -Bosonen, sowie das neutrale Z^0 Boson vermittelt. Im Gegensatz zu den Photonen und Gluonen haben die W^\pm - und Z -Bosonen eine Masse (ca 80 resp. 91 GeV/c^2). Da sie zusätzlich elektrische (W -Bosonen) und schwache Ladung (W - und Z -Bosonen) tragen, können sie auch untereinander koppeln. Alle Eichbosonen sowie zusätzlich das Higgsboson sind in Tabelle 2 mit ihren Eigenschaften vermerkt.

Bosonen			
Boson	Spin	Masse	Kopplung an
Photon γ	1	0	el. Ladung
Gluon g	1	0	Farbladung
W^+	1	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	schwache und el. Ladung
W^-	1	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	schwache und el. Ladung
Z^0	1	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	schwache Ladung
H^0	0	$125.9 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2$	Masse

Tabelle 2: Die fundamentalen Bosonen mit den Eichbosonen sowie dem Higgsteilchen. Die Massen sind [1] entnommen.

Die starke Wechselwirkung ist die stärkste der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Sie ist allerdings kurzreichweitig. Dies hängt mit dem so genannten Confinement zusammen: Teilchen mit Farbladung treten nicht isoliert auf. Die benötigte Kraft, um ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, bleibt ab einem bestimmten Abstand etwa konstant (das Potential steigt linear), so dass theoretisch eine unendlich große Energie benötigt würde, um die Teilchen zu trennen. Tatsächlich bilden sich stattdessen ab einem bestimmten Abstand (also ab einer bestimmten Energie) neue Quark-Antiquark-Paare aus.

Die elektromagnetische Wechselwirkung ist am zweitstärksten und besitzt zudem eine unendlich große Reichweite.

Einige Größenordnungen schwächer ist die schwache Wechselwirkung. Sie ist zusätzlich ebenfalls kurzreichweitig. Dies ist durch die (hohe) Masse der Austauschbosonen (W^\pm/Z^0) begründet ¹.

Die Gravitation ist nicht Teil des Standardmodells. Jedoch ist diese so schwach, dass sie auf den Skalen der Hochenergiephysik in sehr guter Näherung vernachlässigt werden kann.

Typische Werte für die relative Stärke der unterschiedlichen Wechselwirkungen sind in Tabelle 3 vermerkt. Man beachte, dass die Stärke der Wechselwirkungen stark energieabhängig ist.

Wechselwirkung	relative Stärke	Reichweite
starke Wechselwirkung	1	$< 1 \text{ fm}$
elektromagnetische Wechselwirkung	$\sim 10^{-2}$	∞
schwache Wechselwirkung	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-3} \text{ fm}$
Gravitation	$\sim 10^{-41}$	∞

Tabelle 3: Relative Stärke der fundamentalen Wechselwirkungen. Die angegebenen Werte entsprechen Prozessen bei einer Energie von einigen GeV [8]. Insbesondere die schwache Wechselwirkung kann bei in dieser Analyse betrachteten Prozessen bei höheren Energien auch einige Größenordnungen stärker sein.

¹Die schwache Wechselwirkung ist auch nur so lange „schwach“, wie der Impuls nicht groß verglichen mit der Masse der Austauschbosonen ist.

Über die Kopplung des Higgsbosons wird den Elementarteilchen zusätzlich eine Masse zugeteilt.

2.1.2 Flavourphysik

In der schwachen Wechselwirkung ist der Quarkflavour nicht erhalten. Über die Kopplung mit einem W^+ oder W^- sind Übergänge von einem up-Typ Quark in ein down-Typ Quark, zunächst einmal innerhalb einer Generation, möglich. Jedoch entsprechen die Masseneigenzustände $|q\rangle$ der Quarks nicht den elektroschwachen Eigenzuständen $|q'\rangle$. Daher ist eine Flavouränderung zwischen den Generationen möglich. Die Massen- und die elektroschwachen Eigenzustände sind über die unitäre CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa)-Matrix verknüpft.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

In der natürlichen Parametrisierung lässt sich die CKM-Matrix gemäß

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

darstellen. In dieser Formulierung ist die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls des Flavoureigenzustands i in den Flavourzustand j proportional zu $|V_{ij}|^2$. Direkte Übergänge sind auf Grund der Ladungserhaltung im Standardmodell nur zwischen up-Typ und down-Typ Quarks erlaubt. Über sogenannte Pinguin- und Boxdiagramme sind jedoch durchaus auch flavourändernde neutrale Ströme möglich. Dies sind jedoch alles Übergänge höherer Ordnungen (siehe Abschnitt 2.2).

Als komplexe Matrix besitzt die CKM-Matrix 18 Parameter. Durch die Forderung der Unitarität reduziert sich diese Anzahl auf 9. Zusätzlich beeinflussen fünf relative Phasen keine der messbaren Größen und sind daher eliminierbar. Es verbleiben somit vier Parameter. In einer möglichen Parametrisierung sind dies drei Quarkmischungswinkel (die drei Eulerwinkel θ_{12}, θ_{13} und θ_{23}) sowie eine komplexe Phase δ , welche die Ursache von CP-Verletzung innerhalb des Standardmodells ist ². Mit der zusätzlichen Information, dass die Diagonalelemente nahe bei eins liegen (am weitaus Wahrscheinlichsten sind Übergänge innerhalb einer Generation), bietet sich alternativ aber auch die so genannte Wolfenstein-Parametrisierung an. Sie ist als Entwicklung eines kleinen Parameters λ formuliert. Die weiteren Parameter A, ρ und η sind alle maximal von der Größenordnung 1.

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

Die Parameter wurden hierbei zu

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.22535 \pm 0.00065, & A &= 0.817 \pm 0.015 \\ \bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) &= 0.136 \pm 0.018 & \bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) &= 0.348 \pm 0.014 \end{aligned}$$

bestimmt.

2.2 Seltene Zerfälle der B-Mesonen

Das Standardmodell bietet eine umfassende Beschreibung vieler Aspekte der uns bekannten Physik. Es ist jedoch nicht in der Lage alle Fragen der Teilchenphysik zu beantworten. Insbesondere die (vollständige) Erklärung der Existenz der dunklen Materie sowie der Materie-Antimaterie-Asymmetrie steht noch aus.³ Antworten könnten noch unentdeckte Teilchen liefern, die eine Rolle in der Frühgeschichte unseres Universums spielten.

²Mit C wird die Ladungskonjugation und mit P die Paritätstransformation bezeichnet. Die CP-Transformation realisiert also den Übergang zwischen Teilchen und Antiteilchen. CP-Verletzung meint demnach, dass sich bestimmte Eigenschaften durch Anwendung einer kombinierten CP-Transformation ändern.

³Teilweise, wenn auch lange nicht vollständig, kann diese über die CP-Verletzung der schwachen Wechselwirkung im CKM-Mechanismus erklärt werden.

Es gibt keine sicheren Informationen, in welchem Energiebereich diese neuen Teilchen außerhalb des Standardmodells anzusiedeln wären. Unter Umständen lassen sie sich bei den momentan oder in naher Zukunft verfügbaren Energien direkt an Teilchenbeschleunigern wie dem LHC erzeugen. Genauso ist es jedoch möglich, dass die neuen Teilchen (deutlich) schwerer sind. In diesem Fall wäre nur ein indirekter Nachweis möglich. Die neuen schweren Teilchen könnten in der Form von virtuellen Teilchen etwa die gemessenen Übergangsamplituden beziehungsweise Verzweigungsverhältnisse beeinflussen, da sie im Zuge des Heisenbergschen Unschärfepinzips nicht direkt an die verfügbare Energie gebunden sind. Mögliche Kandidaten für Zerfälle, in denen sich neue Teilchen bemerkbar machen könnten, sind die sogenannten flavourändernden neutralen Ströme. Bei dieser elektroschwachen Wechselwirkung wandelt ein Quark des Anfangszustandes seinen Flavour, ohne dabei effektiv Ladung auszutauschen. So wird etwa in dem Prozess $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ ein b-Quark in ein s-Quark unter der Aussendung eines Myonenpaares umgewandelt. In niedrigster Ordnung der Störungstheorie (tree level) sind diese Prozesse im Standardmodell nicht erlaubt, möglich sind jedoch Zerfälle höherer Ordnung in Form von sogenannten elektroschwachen Pinguin- sowie Boxdiagrammen. Die entsprechenden Feynmandiagramme finden sich in Abbildung 1. Da Quarks nicht frei vorkommen, wurde ein B_s^0 im Anfangszustand angenommen. Vernachlässigt man die Bindung von b- und s-Quark, so hat letzteres im Zerfall nur eine unbeteiligte Zuschauerrolle.

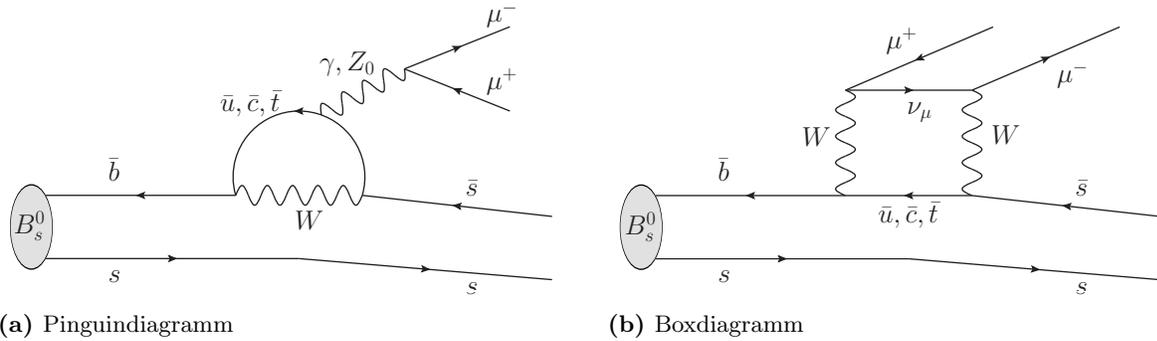


Abbildung 1: Feynmandiagramme des $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ Zerfalls

Die Übergangsamplitude der Diagramme aus Abbildung 1 ist proportional zu den CKM-Matrixelementen der vorhandenen Vertices, den Kopplungskonstanten und insbesondere zu einem kinematischen Faktor von $\frac{m_q}{m_W}$ mit der Masse m_q des virtuellen Quarks q (in Abbildung 1a also entweder ein \bar{u} , ein \bar{c} , oder ein \bar{t}) und m_W der Masse des W-Bosons. Das Top-Quark ist bereits mehr als einen Faktor 100 schwerer als das Charm-Quark [1], daher werden die Übergangsamplituden im Standardmodell von Übergängen mit virtuellen Top-Quarks dominiert. Außerhalb des Standardmodells wären Beiträge neuer schwererer Teilchen möglich. [9] [10]

In dieser Analyse wird der Zerfall des B_s^0 in zwei Myonen und die Resonanz $f_0(980)$ ⁴ bei einer Masse von $(990 \pm 20) \text{ MeV}/c^2$, welche weiter in ein Pionenpaar zerfällt, untersucht [1]. Diesem Zerfall liegen in erster Linie die in Abbildung 1 gezeigten Feynmandiagramme zugrunde. Das f_0 selbst lässt sich dabei als Überlagerung eines $s\bar{s}$ und eines $u\bar{u} + d\bar{d}$ Quarkzustandes in der Form $|f_0\rangle = |s\bar{s}\rangle \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle \sin \theta$ mit einem Mischungswinkel θ darstellen [11]. Aufgrund der Beimischung von $|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle$ sind auch Beiträge von Feynmandiagrammen, wie sie in Abbildung 2 zu sehen sind, möglich.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ ist auch nach Standardmodellvorhersagen nicht exakt bekannt. Einige Standardmodellvorhersagen, ausgehend von verschiedenen phänomenologischen Modellen, sind in Tabelle 4 vermerkt.

Als Referenzkanal wird in dieser Analyse der Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(1S)f_0$ verwendet. Er hat ein bekanntes Verzweigungsverhältnis von

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0) = (1.29_{-0.23}^{+0.40}) \times 10^{-4} [1].$$

⁴Im Folgenden wird das $f_0(980)$, sofern keine Verwechslungsgefahr besteht, nur als f_0 bezeichnet.

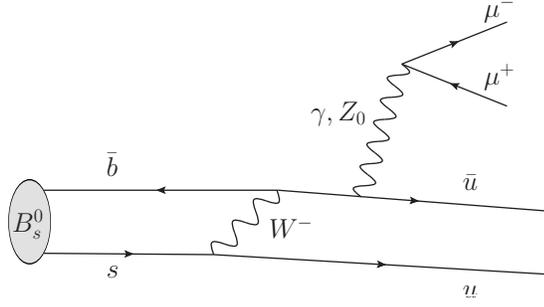


Abbildung 2: Weiteres mögliches Feynmandiagramm des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$

Model	Verzweigungsverhältnis	Ref
perturbative QCD	$(5.21_{-2.06}^{+3.23}) \times 10^{-7}$	[11]
light-cone QCD erster Ordnung	$(9.5_{-2.6}^{+3.1}) \times 10^{-8}$	[12]
light-cone QCD mit Schätzung zweiter Ordnung	$(1.67 \pm 0.61) \times 10^{-7}$	[12]
three-point QCD ohne long-distance Effekte	$(0.81 - 2.02) \times 10^{-8}$	[13]
three-point QCD mit long-distance Effekten	$(0.63 - 3.37) \times 10^{-9}$	[13]

Tabelle 4: Vorhersagen des BR des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ im Standardmodell

Dieser Zerfall lässt sich in führender Ordnung gemäß des Feynmandiagramms in Abbildung 3 auf tree level-Niveau beschreiben.

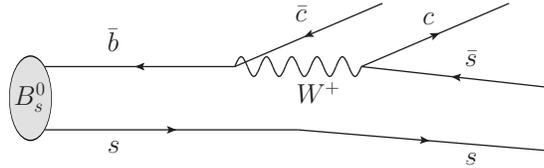


Abbildung 3: Feynmandiagramm des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J\Psi f_0$ in führender Ordnung

3 Das LHCb-Experiment

Das Large Hadron Collider beauty (LHCb)-Experiment ist eines von insgesamt sieben Experimenten am Large Hadron Collider (LHC) des CERN (von Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, etwa: Europäische Organisation für Kernforschung) [14]. Das LHCb-Experiment untersucht die Flavourphysik schwerer Teilchen, im Speziellen die Zerfälle von B- und D-Mesonen. Es werden insbesondere die CP-Verletzung und seltene Zerfälle der Beauty- und Charm-Hadronen betrachtet, um einen sensitiven Test des Standardmodells durchzuführen und unter Umständen einen indirekten Beweis für Physik außerhalb des Standardmodells zu liefern [15].

3.1 Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN ist ein Ringbeschleuniger mit einem Umfang von etwa 27 km. Er ist nahe Genf in einer Tiefe von 45 – 170 m teils unter Frankreich und teils unter der Schweiz gelegen. Mit dem LHC sollen Protonen bei einer maximalen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ bei einer maximalen Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zur Kollision gebracht werden (Proton-Proton-Kollisionen, kurz pp-Kollisionen). Die maximale Schwerpunktsenergie wurde bis jetzt noch nicht erreicht. Die Datenname im Jahr 2011 wurde bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, und die im Jahr 2012 bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ durchgeführt. Für das Jahr 2015 sind bereits 13 TeV angestrebt.

Es gibt am LHC vier große Experimente, welche unterirdisch an vier Kollisionspunkten der Protonbündel gelegen sind. Die beiden Experimente ATLAS und CMS suchen unabhängig voneinander nach schweren Teilchen bei höchsten Energien. ALICE ist auf Schwerionenphysik ausgelegt⁵ und LHCb ist auf Präzisionsmessungen der B- und D-Mesonen spezialisiert. Neben den vier großen Experimenten sind am LHC noch die kleineren Experimente TOTEM, LHCf und MoEDAL lokalisiert [14, 16].

Die Lage des LHC sowie der vier großen Experimente ist schematisch in Abbildung 4, welche [14] entnommen wurde, gezeigt.

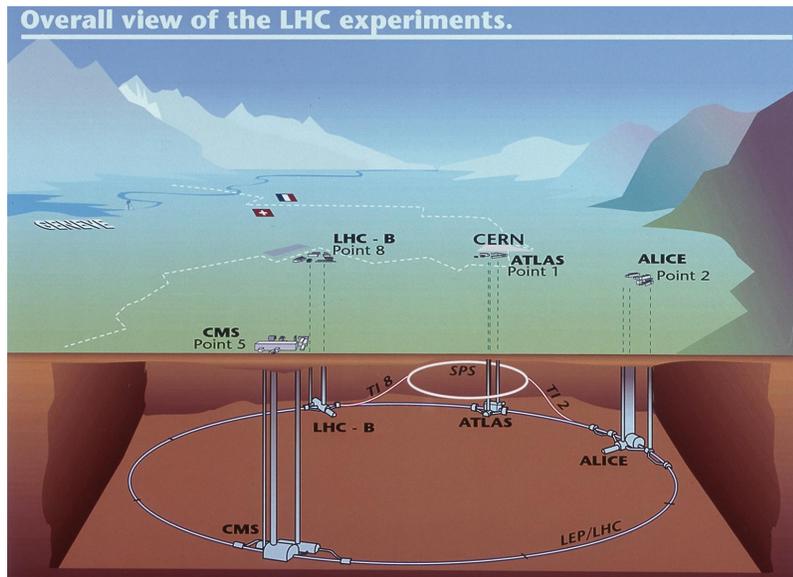


Abbildung 4: Schematische Illustration des LHC und der Lage der vier großen Experimente. [14]

3.2 Der LHCb-Detektor

Im Folgenden soll nun das LHCb-Experiment, welches die Daten für diese Bachelorarbeit liefert, genauer erklärt werden. Alle Informationen dieses Abschnittes entstammen dabei, sofern nicht gesondert angegeben, [15].

⁵Neben pp-Kollisionen werden am LHC auch Bleikollisionen durchgeführt.

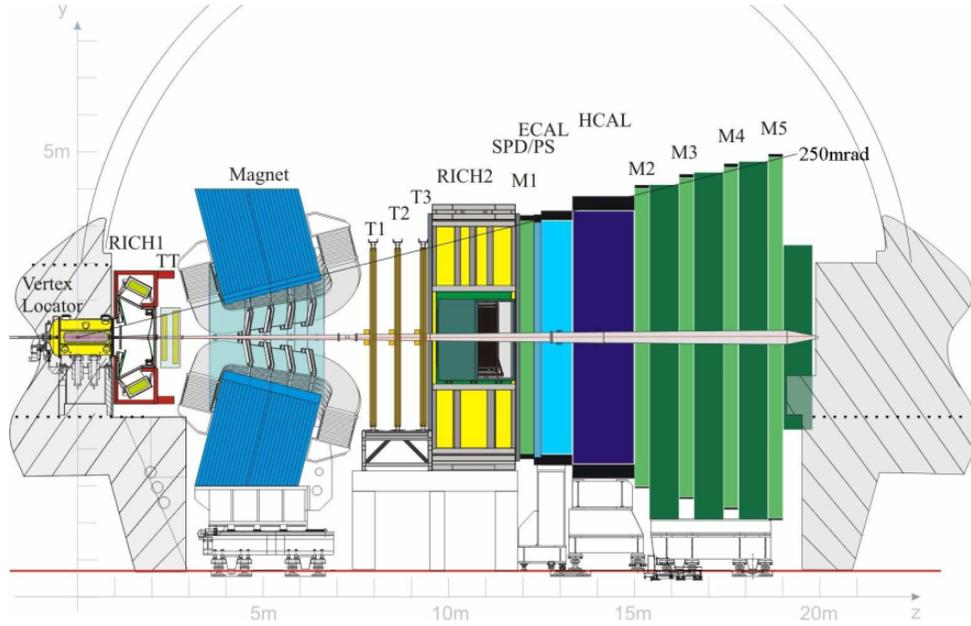


Abbildung 5: Schematischer Aufbau des LHCb Detektors. Abbildung entnommen aus [15]

Bei der maximalen Schwerpunktsenergie von 14 TeV sowie dem hohen Wirkungsquerschnitt von $\approx 500 \mu\text{b}$ der Erzeugung von $b\bar{b}$ -Quarkpaaren können in einem Jahr Datenname (entspricht etwa 10^7 s) und einer Kollisionsrate von 40 MHz bei einer Luminosität von $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bis zu 10^{12} $b\bar{b}$ -Paare erzeugt werden. Im Jahr 2011 wurde bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X) = (284 \pm 20 \pm 49) \mu\text{b}$ gemessen, was bei einer in diesem Jahr erreichten integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 1 \text{ fb}^{-1}$ zu etwa 7×10^{10} produzierten $b\bar{b}$ -Paaren im Akzeptanzbereich des Detektors führte [2, 17].

Insgesamt wäre eine höhere Luminosität möglich, jedoch wird diese durch Aufweiten der Protonenstrahlen künstlich gering gehalten, sodass bei jedem Aufeinandertreffen der Protonbündel meist nur ein oder zwei Proton-Proton-Kollisionen stattfinden und eine exzellente Vertexrekonstruktion gewährleistet wird.

Bei hohen Energien werden die b - und \bar{b} -Hadronen in erster Linie stark korreliert entweder in Vorwärts- oder in Rückwärtsrichtung ausgesandt. Aus diesem Grund ist der LHCb-Detektor als Einarm-Spektrometer ausgelegt. Abbildung 5 zeigt eine schematische Skizze des Detektors. Das Koordinatensystem ist dabei so gewählt, dass die z -Achse mit der Strahlachse zusammenfällt. Die Ablenkung geladener Teilchen erfolgt in der x - z -Ebene. Der abgedeckte Winkelbereich erstreckt sich von etwa 10 mrad bis zu 300(250) mrad in der x - z (y - z)-Ebene. Dies entspricht einer abgedeckten Pseudorapidität η von etwa $1.6 < \eta < 4.9$ ⁶.

Für die Vielzahl der möglichen Endzustände der zu beobachtenden Zerfälle wird auch ein breites Spektrum an Subdetektoren benötigt. Im Folgenden sollen die wichtigsten Komponenten zunächst einmal aufgelistet und benannt werden, bevor sie in den darauffolgenden Unterkapiteln kurz erklärt und in den Gesamtkontext der Zerfallsrekonstruktion eingeordnet werden sollen.

Alle Komponenten sind auch in Abbildung 5 eingezeichnet. Die Benennung erfolgt von dem Proton-Proton-Kollisionspunkt ausgehend entlang der Flugrichtung der entstehenden Teilchen.

VELO Der Vertex Locator (VELO) besteht aus einer Reihe Siliziumstreifendetektoren in unmittelbarer Nähe zum Proton-Proton-Interaktionspunkt und bietet eine hervorragende Auflösung von Spurkoordinaten in der Nähe des primären pp -Vertex.

⁶Die Pseudorapidität η ist hierbei über den Polarwinkel θ relativ zur Strahlachse definiert als $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$.

RICH Die zwei Ring-Tscherenkowdetektoren (Ring-imaging Cherenkov detector, RICH), RICH1 vor und RICH2 nach dem Magneten, ermöglichen eine Teilchenidentifikation geladener Teilchen durch Tscherenkowstrahlung.

Tracking-Stationen Die Tracking-Stationen bestehen aus dem Tracker Turicensis ⁷ (TT), einem Siliziumdetektor vor dem Magneten, sowie den drei Haupt-Spurfindungsstationen T1-T3 nach dem Magneten. Des Weiteren wird für T1-T3 noch zwischen dem Inner Tracker (IT), bestehend aus Siliziumstreifendetektoren, und dem Outer Tracker (OT) aus Driftröhrchen unterschieden.

Magnet Ein normalleitender Dipolmagnet findet Verwendung, um geladenen Teilchen abzulenken und so eine Impulsmessung zu ermöglichen.

Myonkammern Insgesamt fünf Myonkammern (M1-M5) dienen zur Myonen-Identifizierung und als Triggersignal. Die erste Einheit liegt vor den Kalorimetern, während die weiteren (M2-M5) nach den Kalorimetern folgen und zudem jeweils noch durch eine 80 cm dicke Eisenschicht getrennt sind.

Kalorimeter Der LHCb-Detektor besitzt sowohl ein elektromagnetisches (ECAL) als auch ein hadronisches Kalorimetersystem (HCAL). Die Daten der Kalorimeter können für die Energiebestimmung sowie auch als Triggersignal genutzt werden. Ebenfalls als Triggerdetektoren sowie zur Teilchenidentifikation dienen zusätzlich ein Preshower Detektor (PS) und ein Scintillating Pad Detektor (SPD)

Die Subdetektoren lassen sich jeweils entweder der Spurrekonstruktion oder der Teilchenidentifikation zuordnen und sollen derart klassifiziert auch im Folgenden beschrieben werden. Als weitere wichtige Komponente ist zudem auch noch der Magnet zu nennen.

3.2.1 Magnet

Um den Impuls der entstehenden Teilchen zu bestimmen, findet im LHCb Detektor ein normalleitender Dipolmagnet mit Sattelspulen Verwendung. Der Magnet liefert auf einer Länge von 10 m ein integriertes Magnetfeld von 4 Tm. Er ist so ausgelegt, dass eine Ablenkung ausschließlich in x-Richtung stattfindet. Daher verlaufen die Feldlinien des Magneten in der y-z Ebene mit nur einer minimalen Komponente in x-Richtung.

Die beiden Sattelspulen sind identisch und können auch umgepolt werden. Man spricht in diesem Fall von positiver (MagUp) respektive negativer (MagDown) Magnetpolarisation. Somit können durch regelmäßige Umpolung mögliche Detektorasymmetrien in der Detektion von positiven gegenüber negativen Teilchen herausgemittelt werden.

3.2.2 Spurrekonstruktion

Zur Spur- und Vertexrekonstruktion finden der VELO sowie die Tracking-Stationen, bestehend aus TT und T1-T3, Verwendung. In Kombination mit dem Magneten lässt sich aus der Biegung der Spur auch der Impuls bestimmen.

VELO

Das Vertex Locator (VELO)-System liegt in unmittelbarer Umgebung des primären pp-Interaktionsvertex. Es dient der präzisen Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen und der Unterscheidung von Teilchen, die direkt am primären Interaktionspunkt produziert wurden und jenen, die erst in sekundären Zerfällen entstanden sind. Die Module einer Hälfte des VELOs sind in Abbildung 6 abgebildet.

Der VELO besteht aus 21 scheibenförmigen Siliziummodulen mit einem Radius von jeweils 90.5 mm. Jedes Modul für sich misst den Abstand r zur Strahlachse, sowie den Winkel ϕ in der x-y-Ebene durch eine Vielzahl an Siliziumstreifen mit einem minimalen Abstand von etwa 40 μm voneinander. Da die genaue Position der Scheiben auf der z-Achse bekannt ist, liefert jedes Modul für sich einen vollständigen

⁷früher auch Trigger Tracker

Raupunkt mit einer bestmöglichen räumlichen Auflösung von etwa $4\ \mu\text{m}$. Jede Siliziumscheibe ist nochmals zweigeteilt. Während der Messungen sind die beiden Hälften geschlossen und befinden sich in einem radialen Abstand von 5mm zur Strahlachse. Der sensitive Bereich beginnt ab einem Abstand von 8 mm. Während des Befüllens des LHCs mit Protonen können die Hälften bis auf einen Abstand von 6 cm von der Strahlachse entfernt werden, um Schäden am Detektor zu verhindern. Die VELO-Sensoren sind so angeordnet, dass die entstehenden Teilchen im gesamten akzeptierten Winkelbereich mindestens drei Sensoren durchqueren.

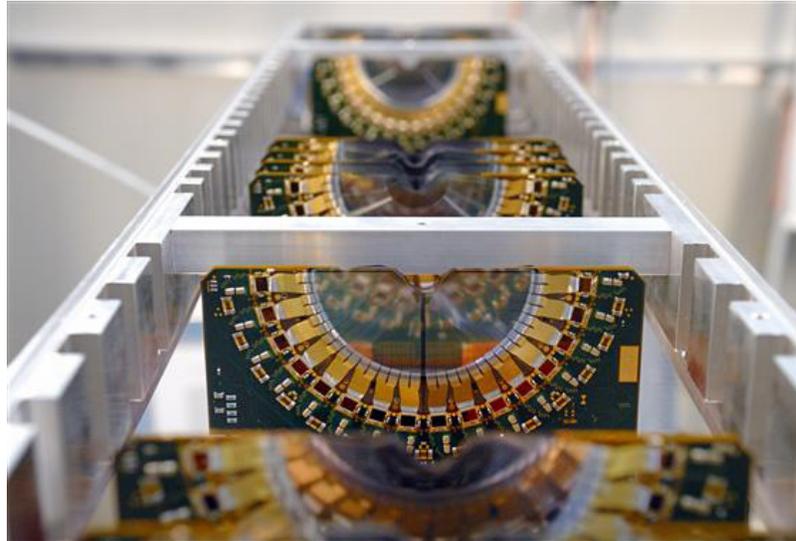


Abbildung 6: Die Module einer Hälfte des VELO. Die Abbildung wurde [17] entnommen.

Silicon Tracker

Neben dem VELO System gibt es mit dem Tracker Turicensis und dem Inner Tracker zwei weitere Siliziumdetektorsysteme, welche unter dem Begriff Silicon Tracker (ST) zusammengefasst werden. Sowohl der TT als auch der IT bestehen aus Siliziumstreifendetektoren mit einem Abstand der einzelnen Streifen von je etwa $200\ \mu\text{m}$. Dies resultiert in einer räumlichen Auflösung eines einzelnen Treffers von etwa $50\ \mu\text{m}$. Jede der ST Stationen besteht aus vier Lagen, welche sich in einer (x-u-v-x)-Anordnung befinden: Die erste und letzte Lage ist in x-Richtung ausgerichtet, während die zweite und dritte Lage um -5° respektive $+5^\circ$ in der x-y-Ebene gedreht ist. Zusammen mit der bekannten Position der Stationen ermöglicht dies eine dreidimensionale Auflösung.

Der TT liegt vor dem Magneten und deckt mit einer Größe von 150 cm auf 130 cm den gesamten Winkelbereich des Experiments ab. Die vier Lagen des TT haben einen minimalen Abstand zur Strahlachse von etwa 27 cm.

Als Inner Tracker wird der innere (näher an der Strahlachse gelegene) Teil der Tracking-Stationen T1-T3, welcher aus Siliziumstreifendetektoren besteht, bezeichnet. Der IT deckt mit einer Breite von etwa 120 cm und einer Höhe von etwa 40 cm nicht den gesamten Winkelbereich ab, sondern nur den Bereich mit einer hohen Spurdichte.

Outer Tracker

In Bereichen geringerer Teilchenmultiplizität bietet sich die Verwendung von Gas-Straw-Detektoren an. Diese decken im Outer Tracker (OT) den verbleibenden, vom IT nicht erfassten Winkelbereich mit einer Größe von ca. 5 m auf 6 m ab. Die Straw-Detektoren bestehen aus einer Vielzahl zylinderförmiger Driftrohrchen (Durchmesser 4.9mm), gefüllt mit einem Gemisch aus Argon(70%) und CO_2 (30%). Im Inneren der Driftkammern befindet sich ein Anodendraht aus goldbezogenem Wolfram. Die Driftzeit liegt bei unter 50 ns. Die Ortsauflösung eines einzelnen Treffers beträgt in x-Richtung etwa $200\ \mu\text{m}$.

Die in einer Kollision entstandenen Teilchen durchqueren den Detektor und hinterlassen Treffer im VELO, dem TT und den Haupt-Spurfindungsstationen beziehungsweise in einem Teil der Tracking-Stationen. Für die Analysen werden meistens nur sogenannte long tracks verwendet, welche Treffer in all diesen Subdetektoren hinterlassen.

Die Information aus den einzelnen Subdetektoren kann gesammelt für die Spur- und Vertexrekonstruktion genutzt werden. Hierfür werden zunächst die einzelnen Treffer den verschiedenen Spuren zugeordnet, welche anschließend mit einem Kalman-Filter-Algorithmus gefittet werden können, welcher auch mögliche Mehrfachstreuung und den Energieverlust der Teilchen im Detektor berücksichtigt. Die Güte des Fits wird über das χ^2 des Fits beziehungsweise das reduzierte χ^2 , also χ^2 dividiert durch die Anzahl der Freiheitsgrade χ^2/ndf^8 , angegeben.

Mit dem Verlauf der Spur und dem bekannten Magnetfeld durch den Dipolmagnet ist auch der Impuls der Teilchen bekannt. Die Impulsauflösung beträgt zwischen $\delta p/p = 0.35\%$ für kleine Impulse und $\delta p/p = 0.55\%$ für große Impulse ($p \gtrsim 120$ GeV).

Für die Vertexrekonstruktion sind im Speziellen die Informationen aus dem VELO von Bedeutung. Typischerweise unterscheidet man zwischen dem sogenannten Primärvertex (PV) und dem Zerfallsvertex (ZV). Der PV entspricht dem pp-Interaktionspunkt. Hier entstehen eine Vielzahl leichterer Teilchen (μ, K, π, \dots) sowie auch die hier interessanten B-Mesonen. Die B-Mesonen können nur schwach zerfallen und legen daher eine auflösbare Strecke innerhalb des VELOs zurück, um dann am ZV zu zerfallen. Hier entstehende schwerere Teilchen wie etwa das J/Ψ oder $\pi\pi$ -Resonanzen wie das f_0 oder das f_2 zerfallen über die elektromagnetische oder die starke Wechselwirkung. Die vor ihrem Zerfall zurückgelegte Wegstrecke ist nicht auflösbar. Der ZV bildet demnach den effektiven Vertex aller Endzustandsteilchen in Zerfällen wie $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu)f_0(\rightarrow \pi\pi)$ oder $B_s^0 \rightarrow f_0(\rightarrow \pi\pi)\mu\mu$.

3.2.3 Teilchenidentifikation

Neben den Teilchenspuren und somit auch dem Impuls der Teilchen, wird für die vollständige Information der Teilchen (in Form des vollständigen Viererimpulses) auch noch die Masse der Teilchen benötigt. Die durch den LHCb-Detektor bestimmte Masse dient jedoch allein der Teilchenidentifikation (particle identification, PID). Aus den Daten der im Folgenden beschriebenen Detektoren kann eine Teilchenhypothese gewonnen werden, der Viererimpuls wird dann jedoch mit dem Literaturwert der Masse, dem Wert der particle data group (PDG, [1])gebildet.

RICH

In den Zerfällen von B- und D-Mesonen entstehen häufig Pionen und Kaon. Daher ist es entscheidend diese zu differenzieren. Die Unterscheidung erfolgt in den beiden Tscherenkowdetektoren RICH1 und RICH2. Aufgrund des Tscherenkoweffekts werden in dem Radiatormedium der Detektoren unter der Bedingung, dass die Geschwindigkeit v der Teilchen größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium (mit dem Brechungsindex n), $v > c/n$, Photonen abgestrahlt. Für die Richtung der abgestrahlten Photonen gilt die spezifische Winkelbeziehung ⁹

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

mit dem Öffnungswinkel des Abstrahlungskegels θ und der Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$.

Somit kann aus dem gemessenen Winkel die Geschwindigkeit bestimmt werden und mit dem zudem bekannten Impuls (Abschnitt 3.2.2) die Masse der Teilchen.

Bei größeren Polarwinkeln der zu identifizierenden Teilchen relativ zur Strahlachse sind die Impulse geringer als bei kleinen Winkeln. Daher werden bei LHCb zwei verschiedene RICH-Detektoren verwendet. Der RICH1-Detektor vor dem Magneten deckt den Impulsbereich von $\approx 1 - 60$ GeV/c ab. Der abgedeckte Winkelbereich reicht von etwa 25 mrad bis zu 250 mrad (y-z-Ebene) respektive 300 mrad (x-y-Ebene). RICH1 benutzt als Radiator ein Aerogel sowie C_4F_{10} .

Der RICH2-Detektor ist nach dem Magneten lokalisiert und deckt einen Impulsbereich von ≈ 15 GeV/c bis hin zu Impulsen von ≥ 100 GeV/c ab. Der Winkelbereich reicht von etwa 15 mrad bis zu 100

⁸ndf steht für number of degrees of freedom

⁹Diese gilt nur im idealisierten Fall eines unendlich großen Detektormediums mit konstantem Brechungsindex, eine exakte Beschreibung findet sich etwa in [18].

mrad (y-z-Ebene) beziehungsweise 120 mrad (x-y-Ebene). Als Radiator wird CF_4 verwendet. Mit dem RICH-Detektorsystem können Kaonen mit einer Effizienz von etwa 95% identifiziert werden, die Teilchenidentifikationswahrscheinlichkeit für Pionen (π als K identifiziert) beträgt etwa 5%.

Kalorimeter

Die Kalorimetersysteme dienen verschiedenen Zielen: Sie liefern Informationen für die Trigger und helfen bei der Identifikation von Elektronen, Photonen und Hadronen sowie bei deren Energie- und Spurbestimmung.

Das Kalorimetersystem besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter gefolgt von einem hadronischen. Vor den eigentlichen Kalorimetern befindet sich ein Scintillating Pad Detektor (SPD), welcher ein Triggersignal für geladene Teilchen liefert, um den Untergrund durch neutrale π^0 zu unterdrücken, sowie ein preshower Detektor für die Unterdrückung des Untergrunds aus geladenen Pionen.

Sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter besteht aus mehreren Absorberschichten, jeweils gefolgt von Plastikszintillatoren. Elektronen sowie Photonen erzeugen im Absorbermaterial des ECAL durch Bremsstrahlung und Paarbildung elektromagnetische Schauer. Analog erzeugen hochenergetische Hadronen im HCAL hadronische Schauer. Hierbei entstehende geladene Teilchen erzeugen in den Szintillatoren Photonen. Dieses Szintillationslicht wird schließlich mit Photomultipliern detektiert.

Als Absorbermaterial für das ECAL wird Blei mit einer Gesamtdicke von 25 Strahlungslängen und für das HCAL Eisen in der Dicke von 5.6 Wechselwirkungslängen gewählt. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%(E \text{ in GeV})$ und die des hadronischen Kalorimeters $\sigma_E/E = (69 \pm 5)\%/\sqrt{E} \oplus (9 \pm 2)\%(E \text{ in GeV})$.

Myonkammern

Die Myonkammern liefern ebenfalls Triggersignale und dienen zur Myonenidentifizierung.

Sie bestehen aus insgesamt fünf rechteckigen Stationen (M1-M5) mit insgesamt 1368 Drahtkammerproportionalitätsdetektoren sowie einigen Gas Electron Multiplier (GEM) Detektoren in Regionen mit hoher Strahlenbelastung und decken den gesamten Winkelbereich des LHCb ab.

Zwischen den Stationen M2 bis M5 liegt jeweils ein Eisenabsorber von 80 cm Dicke, zwischen Station M1 und M2 liegen die Kalorimeter. Die gesamte Dicke entspricht etwa 20 Interaktionslängen. Ab einem Impuls von ca. 6 GeV/c können Myonen den ganzen Absorber durchdringen und bis M5 gelangen. Aufgrund der räumlichen Auflösung können die Spurrichtung und der transversale Impuls p_T mit einer Genauigkeit von 20% bestimmt werden.

Die erste Myonkammer ist vor dem Kalorimeter lokalisiert, um die Impulsauflösung zu erhöhen. Nach dem Kalorimeter ist diese Auflösung durch die stattfindenden Mehrfachstreuungen verringert. Die Absorber zwischen den Myonkammern sollen alle Teilchen abgesehen von den Myonen herausfiltern.

Insgesamt liegt die Myonidentifikationseffizienz bei etwa 97% und es sind mit etwa 1-3% Wahrscheinlichkeit Pion-Myon-Missidentifikationen möglich.

Aus den gesammelten Information aus RICH Detektoren, den Kalorimetern, sowie den Myonkammern kann über den Likelihood-Ansatz (beschrieben in Abschnitt 5.1) eine Teilchenhypothese aufgestellt werden. Man erhält somit den maximierten (logarithmierten) Likelihood-Wert $\ln\mathcal{L}$ für verschiedene Teilchenhypothesen $\ln\mathcal{L}(\pi, \mu, p \text{ oder } K)$. Meist werden die Likelihood-Variablen einer Teilchenhypothese X relativ zur $\ln\mathcal{L}(\pi)$ angegeben, da Pionen die am häufigsten auftretenden Teilchen sind. Dies sind die so genannten DLL-Variablen: $DLL(X - \pi) = \Delta\ln\mathcal{L}(X - \pi) = \ln\mathcal{L}(X) - \ln\mathcal{L}(\pi)$.

3.2.4 Trigger

Bei einer Luminosität von $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer Frequenz von 40 MHz, mit der die Protonbündel aufeinandertreffen, erhält man eine Ereignisrate von etwa 10 MHz. Diese Rate muss durch die Trigger auf 5 kHz reduziert werden, um für weitere Analysen gespeichert werden zu können. Da die Rate der $b\bar{b}$ -Ereignisse etwa 30 kHz beträgt, muss bereits in der Triggerphase eine Vorauswahl interessanter Ereignisse getroffen werden.

Das Triggersystem ist in den Level-0 (L0) Trigger sowie zwei High Level Trigger(HLT1 und HLT2) aufgeteilt.

L0-Trigger

Der Level-0 Trigger ist ein reiner Hardwaretrigger und arbeitet simultan mit den 40 MHz, mit denen sich die Protonbündel treffen, und reduziert die Eventrate auf 1 MHz, in welcher der Detektor ausgelesen werden kann.

B-Mesonen haben eine hohe Masse und zerfallen daher tendenziell eher in Teilchen mit hohem transversalen Impuls (p_T) beziehungsweise hoher transversaler Energie (E_T). Der L0 Trigger versucht daher das Elektron, Hadron und Photon mit dem höchsten E_T in den Kalorimetern sowie die beiden Muonen mit den höchsten p_T in den Myonenkammern zu rekonstruieren. Des Weiteren liefern vier Siliziummodule, im Aufbau dem VELO ähnelnd, Informationen über die geschätzte Zahl an pp-Interaktionen und die Kalorimeter über die Gesamtenergie und die Anzahl der Spuren an den Trigger.

HLT

Die High-Level-Trigger-Stufe läuft auf einem CPU Cluster mit etwa 26000 CPUs. Sie reduziert in zwei Stufen (HLT1 und HLT2) die Datenrate weiter von 1 MHz auf etwa 5 kHz und nutzt dafür das volle Set an verfügbarer Information des Detektors. Sie überprüft zudem die L0 Triggerentscheidungen.

In den beiden HLT Triggern findet die vollständige Ereignisrekonstruktion - ähnlich, wenn auch zeitlich eingeschränkt, der Offline-Rekonstruktion - statt.

4 Verwendete Daten

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die in der Analyse verwendeten Daten gegeben werden. Es wird kurz auf die Extrahierung der Ereignisse aus den Daten des LHCb-Detektors sowie die Erzeugung von simulierten Monte Carlo-Ereignissen eingegangen. Zusätzlich sollen die wichtigsten Massenverteilungen der verwendeten Daten gezeigt und erklärt werden.

4.1 Verwendete Daten des LHCb-Detektors

Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ werden Daten verwendet, die in den Jahren 2011 und 2012 aufgenommen wurden. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der pp-Kollisionen betrug dabei bei den Daten aus dem Jahr 2011 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und bei den Daten aus dem Jahr 2012 $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Die integrierte Luminosität beider Jahre zusammen betrug dabei etwas über 3 fb^{-1} [3]. Der betrachtete Zerfall wird über die Teilchen im Endzustand, namentlich $\pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-$ rekonstruiert. Für diese Teilchen ist jeweils der vollständige Viererimpuls bekannt. Die Viererimpulse der Zerfallsprodukte i , welche nicht direkt, sondern ihrerseits über ihre Zerfallsprodukte detektiert werden - also das f_0 , für den Referenzkanal zusätzlich das J/Ψ , sowie weitere, dem Untergrund zuzuordnende Teilchen - erhält man durch Addition der entsprechenden Viererimpulse p_i . Beispielhaft ist also durch

$$p_{f_0} = p_{\pi^+} + p_{\pi^-}$$

der Viererimpuls des f_0 -Kandidaten gegeben und entsprechend über

$$m_{f_0}^2 = p_{f_0}^2 = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$$

die invariante Masse. Im Gegensatz zur diskreten (da zugeordneten) Masse der Endzustandsteilchen ergibt sich für derart rekonstruierte Teilchen eine Massenverteilung.

Analog zu dem f_0 können auch die Viererimpulse der restlichen Teilchen rekonstruiert werden. Wird dabei im Folgenden etwa von einem $\mu\mu$ -Massenspektrum gesprochen, ist hiermit die Verteilung der invarianten Masse $\sqrt{m^2(\mu\mu)} = \sqrt{(p_{\mu^-} + p_{\mu^+})^2}$ gemeint.

Um ein handliches Datensample zu erhalten, wurde eine Vorselektion (das sogenannte stripping) durchgeführt, welche anhand der Triggerentscheidungen eine Vorauswahl aller Zerfälle eines neutralen B-Mesons mit zwei Pionen und zwei Myonen im Endzustand trifft. Eine Übersicht aller geforderten Triggerentscheidungen liefert Tabelle 5. Hierbei muss jeweils eine der L0-, HLT1- beziehungsweise HLT2-Entscheidungen zutreffen. Eine Beschreibung der Triggerentscheidungen übersteigt den Rahmen dieser Arbeit, findet sich aber in [19].

L0	HLT1	HLT2
L0Hadron	Hlt1TrackMuon	Hlt2Topo(*)
L0DiMuon	Hlt1TrackAllL0	Hlt2DiMuonDetachedHeavy
L0Muon	Hlt1DiMuonLowMass	Hlt2SingleMuon
	Hlt1DiMuonHighMass	Hlt2DiMuonDetached
	Hlt1SingleMuonHighPT	

Tabelle 5: Übersicht der geforderten Triggerentscheidungen. Mit Hlt2Topo(*) wurde hier die Gesamtheit aller möglichen Hlt2Topo Entscheidungen bezeichnet. Eine Beschreibung der einzelnen Trigger findet sich in [19].

Zudem wurden, wie in Tabelle 6 aufgelistet, bereits einige lose Einschränkungen für die kinematischen Variablen sowie für die Variablen der Spur- und Vertexrekonstruktion getroffen. Die Schnitte werden in Abschnitt 6.5 erläutert

4.2 Verwendete simulierte Daten

Neben den „echten“ Daten, welche am LHCb-Detektor aufgenommen wurden, benutzt diese Analyse auch simulierte Daten, welche mit der so genannten Monte Carlo (MC)-Methode erstellt wurden.

Die simulierten Zerfälle entsprechen, im idealen Fall, exakt den tatsächlich gemessenen. Sie haben jedoch zwei entscheidende Vorteile: Zum einen ist es möglich Zerfälle, welche in der Natur nur sehr selten vorkommen, in einer ausreichenden Menge zu simulieren, und zum Anderen ist insbesondere immer

Beschreibung	Selektion
Schnitte auf das Mutterteilchen (B_s^0)	$Vertex\chi^2 < 8$
	$IP\chi^2 < 16$
	$DIRA > 0.9999$
Schnitte auf die Myonenvariablen	$FD\chi^2 > 121$
	$IP\chi^2 > 9.0$
	$PID_\pi > -3.0$
	IsMuon=True
Schnitte auf das $\mu\mu$ -System	$FD\chi^2 > 9.0$
Schnitte auf alle Tochterteilchen des $B_{(s)}^0$	$Vertex\chi^2 < 12.0$
	$DIRA > -0.9$
Schnitte auf alle Hadronen	$IP\chi^2 > 6.0$

Tabelle 6: Schnitte in der Vorselektion. Alle für die weitere Selektion verwendeten Variablen werden in Abschnitt 6.1 definiert und erläutert. Mit IsMuon wird eine binäre Entscheidung in der Myonenidentifikation bezeichnet.

bekannt, welcher Zerfall simuliert wurde. So ist es möglich reine Signalsample zu erstellen, aber auch aus dem Vergleich zwischen simulierten und (in der Simulation) detektierten Zerfällen einen Anhaltspunkt für die Interpretation der echten Daten zu erhalten.

In dieser Analyse wurden die folgenden MC Samples verwendet:

Simulierter Zerfall	Magnetpolarisation	Anzahl Events
$B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$	MagUp	41066
	MagDown	41430
$B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$	MagUp	121109
$B_s^0 \rightarrow J/\Psi K^*$	MagUp/MagDown	451152

Tabelle 7: Verwendete MC Samples

Alle Samples wurden entsprechend den Messbedingungen des Jahres 2012 erstellt, während Daten sowohl aus dem Jahr 2011 als auch aus dem Jahr 2012 Verwendung finden.

4.3 Massenverteilungen

An dieser Stelle sollen bereits einmal die wichtigen Massenverteilungen der Rohdaten, also nach der Vorselektion, jedoch vor jeglichen weiteren Schnitten oder Einschränkungen, gezeigt werden. Die Massenspektren ergeben sich jeweils aus der Kombination der Viererimpulse der Teilchen im Endzustand. Die wichtigen Massenspektren sind zum einen das $\mu\mu$ -Spektrum ($m(\mu\mu)$), zu sehen in Abbildung 7, sowie das $\pi\pi$ -Spektrum in Abbildung 8a und das $\mu\mu\pi\pi$ -Spektrum in Abbildung 8b.

Das $\mu\mu$ -Spektrum zeigt in erster Linie einen großen Peak bei etwa $3100 \text{ MeV}/c^2$ und einen etwas kleineren bei etwa $3700 \text{ MeV}/c^2$ über einem relativ geringen Untergrund. Der größere Peak, welcher in Abbildung 7b auch noch einmal in einem schmaleren Massenfenster zu sehen ist, ist dem $J/\Psi(1S)$ zuzuordnen, der kleinere dem $\Psi(2S)$.

Im $\pi\pi$ -Massenspektrum sind ebenfalls zwei Peaks erkennbar. Diese sind im Gegensatz zu den $\mu\mu$ -Peaks jedoch deutlich breiter. Zudem ist ein höherer Untergrund vorhanden. Letzteres ist unter Anderem in der hohen Zahl an Pionen begründet, welche am PV entstehen. Der prominentere Peak bei etwa $770 \text{ MeV}/c^2$ ist dem ρ^0 zuzuordnen, der kleinere bei etwa $990 \text{ MeV}/c^2$ dem f_0 .

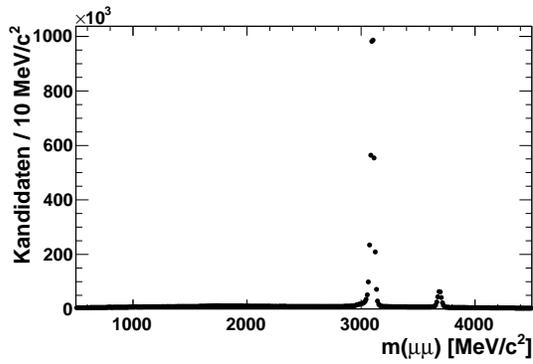
Im $\pi\pi\mu\mu$ -Massenspektrum dominiert ein breiter Peak bei etwa $5180 \text{ MeV}/c^2$. Dieser entspricht der B^0 -Masse des Zerfalls

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K^* (\rightarrow K\pi)$$

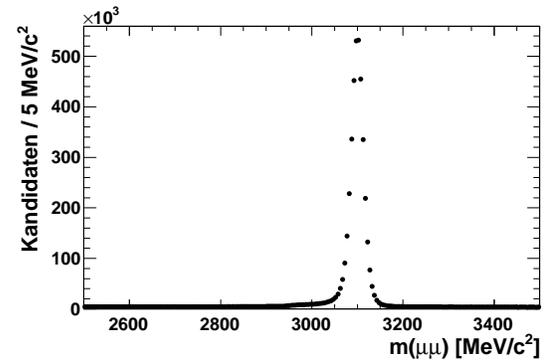
beziehungsweise des direkten Zerfalls

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K\pi.$$

Hierbei wurde jeweils eine falsche Massenhypothese für das Kaon benutzt und dieses als Pion missidentifiziert. Größtenteils überdeckt von diesem Peak findet sich die eigentliche resonante Struktur des

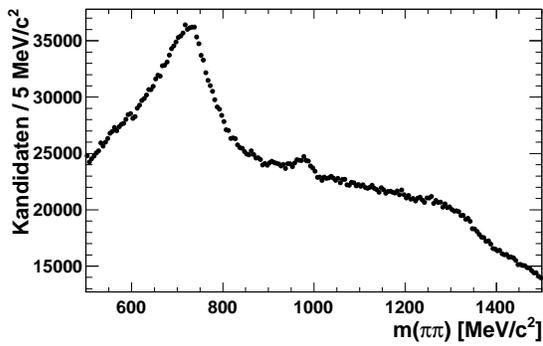


(a) $\mu\mu$ -Massenspektrum

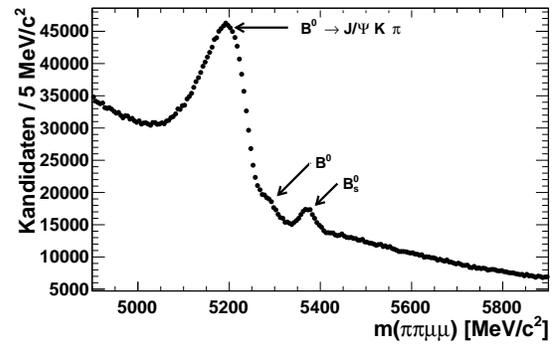


(b) $\mu\mu$ -Massenspektrum mit Zoom auf den J/Ψ Peak

Abbildung 7: $\mu\mu$ -Massenspektren der Rohdaten



(a) $\pi\pi$ -Massenspektrum



(b) $\pi\pi\mu\mu$ -Massenspektrum

Abbildung 8: $\pi\pi$ - und $\pi\pi\mu\mu$ -Massenspektren der Rohdaten

B^0 -Mesons bei etwa $5280 \text{ MeV}/c^2$. Der Peak des B_s^0 ist ebenfalls, bei etwa $5370 \text{ MeV}/c^2$, erkennbar. Als Folge des hohen Untergrundes im $\pi\pi$ -Spektrum ist auch hier der kombinatorische Untergrund recht hoch.

5 Vorgehensweise bei der Analyse

In dieser Arbeit soll das Verzweigungsverhältnis (BR, von engl. branching ratio) des seltenen B-Mesonzerfalls

$$B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$$

relativ zu dem Referenzzerfall

$$B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$$

bestimmt werden.

Aus dem bekannten BR des Referenzzerfalls kann ebenfalls das absolute Verzweigungsverhältnis bestimmt werden.

Der hier betrachtete Zerfall des B_s^0 -Mesons in ein nichtresonantes Myonpaar sowie ein f_0 , welches weiter in ein Pionenpaar zerfällt, wurde bis jetzt noch nicht beobachtet. Jedoch wird eine, im Moment noch unveröffentlichte, LHCb-Messung die Existenz des Zerfalls mit ausreichender Signifikanz zeigen, so dass auf ein blinding¹⁰ der Signalregion - im Rahmen dieser Bachelorarbeit - verzichtet werden kann.

Das Verzweigungsverhältnis soll hierbei wie folgt bestimmt werden:

- Zunächst findet eine Signalselektion statt. Hierfür wird in den Datensampeln, die bereits eine Vorselektion durchlaufen haben, der kombinatorische Untergrund durch eine multivariate Selektion unterdrückt und zusätzlich die Teilchenidentifikation (PID) überprüft.
- Nach der Signalselektion werden die erhaltenen Massenspektren der B_s^0 -Kandidaten durch einen Fit mit einem geeigneten Signal- und Untergrundmodell beschrieben.
- Des Weiteren soll die statistische Signifikanz des zu beobachtenden Zerfalls überprüft werden.
- Anschließend kann das relative Verzweigungsverhältnis gemäß der Formel

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu) f_0)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{N(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0)} \cdot \epsilon \cdot f$$

zusammen mit der statistischen Unsicherheit bestimmt werden. Hierbei werden mit $N(A \rightarrow B)$ jeweils die (aus den Fits) rekonstruierte Häufigkeit eines Zerfalls $A \rightarrow B$, mit ϵ die relative Effizienz der Signalselektion und mit f das Verhältnis der Generierungseffizienzen der simulierten Zerfälle bezeichnet.

Eine eingehende Untersuchung systematischer Einflüsse und Unsicherheiten ist im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht möglich. Dennoch sollen einige Systematiken benannt und kurz erläutert werden.

5.1 Maximum Likelihood Methode

In dieser Arbeit durchgeführte Fits basieren auf der ungebinnten Likelihood Methode. Diese versucht ein Reihe unbekannter Parameter $\vec{\lambda} = \{\lambda_1, \lambda_2, \dots\}$ aus einem Set gemessener Variablen $\vec{X} = \{X_1, X_2, \dots\}$ und unter der Annahme einer Theorieverteilung $f(\vec{\lambda}; \vec{X})$ abzuschätzen. In dieser Analyse werden ausschließlich eindimensionale Fits der rekonstruierten Masse m betrachtet, so dass $\vec{X} = \{m\}$ und sich die Theorieverteilung zu $f(\vec{\lambda}; m)$ vereinfacht. Mit Hilfe der Theorieverteilung wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) durch Normierung über den ganzen betrachteten Massenbereich definiert:

$$\mathcal{P}(\vec{\lambda}; m) = \frac{f(\vec{\lambda}; m)}{\int f(\vec{\lambda}; m') dm'}$$

¹⁰Als blinding wird das Ausblenden der Signalregion während der Analyse bezeichnet, um eine statistische Verzerrung durch die Erwartungshaltung bezüglich des Ergebnisses zu verhindern.

Sie gibt bei einem festen Set an Parametern $\vec{\lambda}$ die Wahrscheinlichkeit, ein einzelnes Event i in dem Massenbereich $m = [m_i, m_i + dm]$ zu finden, an.

Die Likelihood Funktion \mathcal{L} ist bei N gemessenen beziehungsweise rekonstruierten Kandidaten mit Massen $m_i, i = 1, \dots, N$ definiert als:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_i^N \mathcal{P}(\vec{\lambda}; m_i)$$

Bei einem festen Set an Parametern $\vec{\lambda}$ ist sie somit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, das vorhandene Datenset

$$\vec{m} = \bigcup_i m_i$$

zu messen [20].

Für die Fits der Daten wird ein Algorithmus verwendet, der die Likelihood Funktion durch Variieren der Parameter $\vec{\lambda}$ maximiert. Hierbei kann entweder jeder Datenpunkt explizit verwendet werden - in diesem Fall spricht man von einem ungebinnten Fit - oder die Datenpunkte werden zuvor in einer gewissen Zahl an Bins zusammengefasst (gebinnter Fit). Letztere Methode ist weniger rechenaufwändig und damit schneller, jedoch geht auch ein Teil der Information verloren. In dieser Arbeit werden ausschließlich ungebinnte Fits durchgeführt.

In der technischen Realisierung des Fitalgorithmus wird, anstelle der Maximierung der eigentlichen Likelihood-Funktion, der negative natürliche Logarithmus der Funktion minimiert. Man spricht hier entsprechend von der Minimierung der Log-Likelihood Verteilung.

6 Signalselektion

In diesem Abschnitt soll die Signalselektion erläutert werden; das heißt, es soll insbesondere der Zerfallskanal des $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$, aber auch der Referenzkanal des $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ möglichst klar aus den Daten herausgearbeitet werden.

Grundsätzlich wird dies über die Betrachtung verschiedener kinematischer Variablen, sowie Variablen der Event- und Teilchenrekonstruktion ermöglicht, welche in Abschnitt 6.1 zunächst einmal - sofern nicht bereits erläutert - definiert werden.

Anschließend wird eine Übereinstimmung zwischen den vorhandenen Monte Carlo-Daten sowie den gemessenen Daten über eine Neugewichtung in Abschnitt 6.2 und das PID resampling in Abschnitt 6.3 sichergestellt.

Mit Hilfe einer multivariaten Selektion und unter Verwendung der Monte Carlo-Daten wird dann der Versuch unternommen, Signal und kombinatorischen Untergrund zu separieren (Abschnitt 6.5).

Abschließend wird in Abschnitt 6.6, nach Ausnutzung der Ergebnisse der boosted decision tree Analyse und der zusätzlichen Betrachtung der Variablen der Teilchenidentifikation, das Ergebnis der Signalselektion präsentiert.

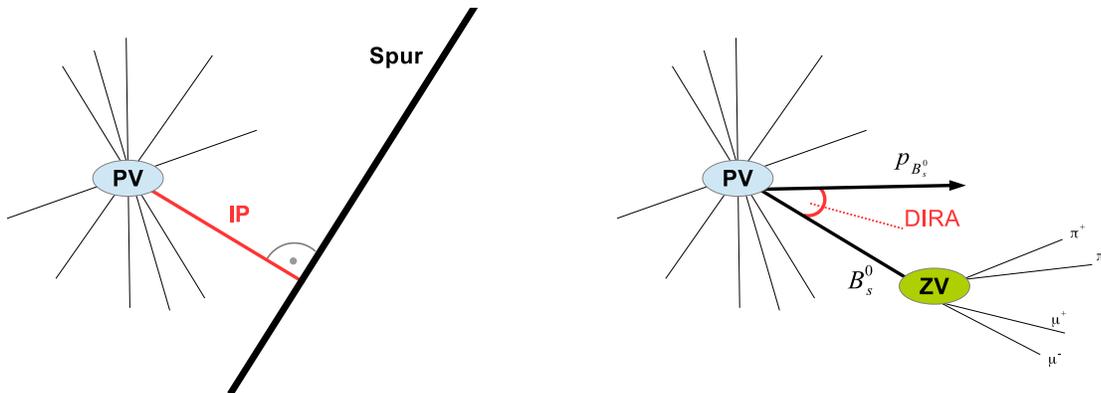
6.1 Definition der verwendeten Variablen zur Eventrekonstruktion

An dieser Stelle sollen kurz die wichtigsten Variablen, die in der Signalselektion Verwendung finden, definiert und erklärt werden.

In den einleitenden Abschnitten über den LHCb-Detektor (Abschnitt 3.2) wurden bereits einige wichtige Variablen der Teilchenidentifikation sowie der Spur- und Vertexrekonstruktion eingeführt. Dies waren insbesondere die DLL-Variablen, welche die Qualität der Teilchen-/Massenhypothese dokumentieren, sowie $Track\chi^2$ (bzw. $\chi^2/nDof$) und $Vertex\chi^2$ (bzw. $\chi^2/nDof$) Werte, welche über die Qualität des Spur- respektive des Vertexfits Aufschluss geben. Letztgenannte können insbesondere auch ein Indiz liefern, ob alle Teilchen dem selben Vertex entstammen.

Eine weitere wichtige Variable ist der so genannte Impact Parameter (IP): Er ist definiert als der minimale Abstand der rekonstruierten Spur zum Primärvertex (siehe Abbildung 9a). Entsprechend lässt sich auch der χ^2 -Wert des Impact Parameters, bezeichnet mit IP_{χ^2} , definieren. Diese Variablen ermöglichen eine Unterscheidung zwischen Teilchen, die direkt am PV erzeugt wurden (sowie kurzlebigen Resonanzen), und den Tochterpartikeln, etwa der B-Mesonen, die im Schnitt einen größeren IP aufweisen, da sie erst am ZV entstanden sind.

Des Weiteren lässt sich der Richtungswinkel (direction angle, DIRA) definieren. Er gibt den Winkel zwischen der Flugrichtung eines Teilchens und dessen rekonstruiertem Impuls an (siehe Abbildung 9b). Oft wird stattdessen auch der Kosinus dieses Winkels betrachtet. Die Flugrichtung ist durch die Verbindung des primären Vertex mit dem Zerfallsvertex gegeben. Bei einer guten Rekonstruktion aller Teilchen und aller Impulse sowie Vertices sollte dieser Winkel entsprechend klein sein.

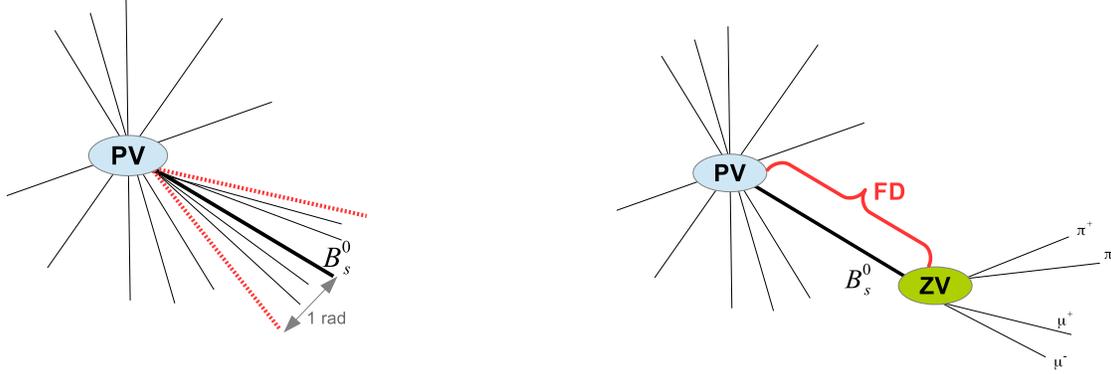


(a) zur Definition des IP

(b) zur Definition des DIRA

Abbildung 9: Schematische Veranschaulichung des impact parameters und des DIRA

Eine gute Rekonstruktion der Spuren geht oft mit einer guten Impuls- und Spurisolation der entsprechenden Teilchenspur einher. Die Isolationsgrößen sind dabei wie folgt definiert (siehe auch Abbildung 10a): Ausgehend von dem Entstehungsvortex eines Teilchens wird entlang der rekonstruierten Teilchenspur ein Kegel unter einem bestimmten Winkel aufgespannt (hier 1 rad). Innerhalb dieses Kegels werden nun entweder alle Spuren (Spurisolation, bezeichnet mit $cmult$) oder alle Impulsbeträge (Impulsisolation, bezeichnet mit cp) aufsummiert. Ausgenommen von dieser Summation sind alle Spuren (Impulsbeiträge), die von dem rekonstruierten Zerfall selbst kommen.



(a) zur Definition der Spurisolation am Beispiel der $cmult$ Variable. In dieser zweidimensionalen schematischen Veranschaulichung wäre $cmult = 4$.

(b) zur Definition der FD

Abbildung 10: Schematische Veranschaulichung der Spurisolation und der flight distance

Zudem können auch rein kinematische Größen zur Unterscheidung von Signal und Untergrund verwendet werden. Hierbei wären vor allem der transversale Impuls (p_T), also der Impuls in der x-y Ebene, insbesondere der Tochterteilchen des $B_{(s)}^0$ -Mesons, sowie auch die vor dem Zerfall zurückgelegte Strecke der B-Mesonen (Abstand zwischen PV und ZV, siehe Abbildung 10b)¹¹, bezeichnet mit FD (von engl. flight distance), zu nennen.

6.2 Neugewichtung der Monte Carlo-Daten

Für die Signalselektion spielen Ereignisse, die mit Hilfe der Monte Carlo-Technik simuliert wurden, eine entscheidende Rolle. Insbesondere ist hierbei die Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes in Abschnitt 6.5, sowie die Sicherstellung der richtigen PID in Abschnitt 6.6 zu nennen. Für diese Zwecke wird an erster Stelle ein Sample mit simulierten Ereignissen des Signalzerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ benötigt. Es ist möglich, die stattfindenden Zerfälle und den Detektor sehr gut zu simulieren. Jedoch ist bei einer solchen Komplexität keine vollständige Übereinstimmung zu erwarten [21]. Zudem wurde das Sample auch anhand der Messbedingungen aus dem Jahr 2012 generiert; es werden jedoch ebenfalls Daten aus dem Jahr 2011 verwendet. Zwischen den beiden Jahren sind (leicht) unterschiedliche Messbedingungen, vor allem wegen der unterschiedlichen Schwerpunktsenergie der pp-Stöße, möglich.

Aus diesen Gründen soll getestet werden, ob eine vollständige Übereinstimmung zwischen Daten und MC in den kinematischen Variablen, sowie den Variablen der Spur- und Vertexrekonstruktion, vorliegt, und gegebenenfalls eine Neugewichtung der Monte Carlo-Daten durchgeführt werden. PID-Variablen werden gesondert in Abschnitt 6.3 betrachtet. Die grundsätzliche Idee der Neugewichtung ist dabei die Folgende:

Da sich die Verteilungen von Signal und Untergrund unterscheiden, wird zunächst sowohl aus Daten als auch aus Monte Carlo ein Sample aus reinen Zerfällen des B_s^0 -Mesons herausgearbeitet. Am

¹¹Weitere betrachtete Teilchen zerfallen entweder zu schnell, um eine auflösbare FD zu haben (z.B.: f_0) oder zerfallen, wie etwa die Myonen, (weit) außerhalb des VELOs und des Detektors.

Naheliegendsten sind hierbei die Zerfälle

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow f_0\mu\mu && [MC] \\ B_s^0 &\rightarrow f_0J/\Psi && [Data]. \end{aligned}$$

War es möglich, die jeweils reinen Zerfallskanäle des gleichen Mutterteilchens zu extrahieren, sollten für diese alle Verteilung der zur Verfügung stehenden Variablen - bei einer perfekten Simulation des Detektors - übereinstimmen. Dies gilt insbesondere auch für die Verteilungen des transversalen Impulses p_T sowie der IP_{χ^2} und $Vertex\chi^2$ Variablen des B_s^0 . Andernfalls wird jedem MC-Event ein spezifisches Gewicht zugeordnet, um eine Übereinstimmung zu gewährleisten.¹²

Die zur Neugewichtung verwendeten Variablen werden nach folgenden Kriterien gewählt:

Zunächst einmal sind die Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo in diesen Variablen besonders deutlich. Dennoch sind die Verteilungen glatt, in dem Sinne, dass keine deutlichen Sprünge erkennbar sind und sich große Abweichungen nicht in Bereichen mit geringen Eventzahlen zeigen. Die letzten beiden Punkte sind entscheidend, da so eine Divergenz der Gewichtungsfaktoren bei einer entsprechenden Divergenz der statistischen Unsicherheit auf diese verhindert werden kann.

Entgegen obiger Überlegungen ist es allerdings nicht möglich, den Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow f_0J/\Psi$ in Daten klar herauszuarbeiten. Der Grund ist bereits in Abbildung 8b sichtbar: Das Massenfenster des B_s^0 und das des B^0 zeigen eine starke Überlappung. Insbesondere der Zerfall $B^0 \rightarrow K^*(\rightarrow K\pi)J/\Psi$, wobei ein Kaon fälschlicherweise als Pion rekonstruiert wird, dominiert. Dies geschieht etwa mit einer Wahrscheinlichkeit von 5% [15]. Zusätzlich entstehen bei LHCb auch etwa viermal so viele B^0 wie B_s^0 und der Zerfall des B^0 in ein K^* hat ein etwa zehnmal so hohes Verzweungsverhältnis wie der des B_s^0 in ein f_0 und ein J/Ψ [22] [1]. Aus diesem Grund lässt sich das B^0 -Meson (mit einer $\pi \leftrightarrow K$ Missidentifikation in den Zerfallsprodukten) durch keine Selektion in dem Maße unterdrücken, dass sich ein reines Zerfallssample des B_s^0 -Mesons, zum Vergleich mit dem reinen MC-Sample im Zuge einer Neugewichtung, erstellen ließe. Möglich ist jedoch, wie im Folgenden auch beschrieben werden soll, die Selektion des in Abbildung 8b dominierenden Massenpeaks des Zerfalls:

$$B^0 \rightarrow K^*(\rightarrow K\pi)J/\Psi.$$

Um eine Neugewichtung durchführen zu können wird nun die Annahme getroffen, dass die Verteilungen der p_T , IP_{χ^2} und der $Vertex\chi^2$ Variablen dennoch zwischen den simulierten B_s^0 - und den gemessenen B^0 -Kandidaten übereinstimmen. Da aber die Massendifferenz zwischen dem B^0 und dem B_s^0 etwa $87 \text{ MeV}/c^2$ beträgt, führt diese Annahme einen systematischen Fehler ein [1].

Die Neugewichtung wird separat für die Daten aus den Jahren 2012 und 2011 durchgeführt.

6.2.1 Erstellen eines reinen MC-Signalsamples

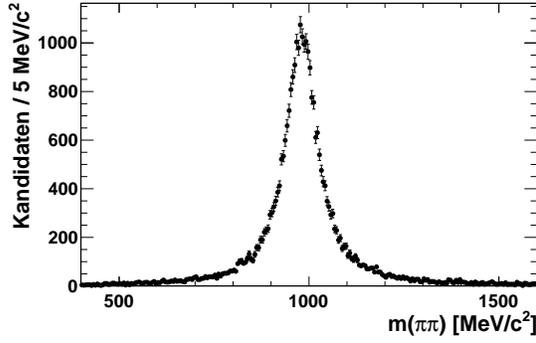
In diesem und dem folgenden Abschnitt soll nun jeweils ein reines Signalsample des B_s^0 respektive des B^0 -Mesons erstellt werden, um die erhaltenen Verteilungen der B-Mesonen anschließend in Abschnitt 6.2.3 vergleichen zu können:

Aus dem Monte Carlo-Datensample werden die reinen Signalevents des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow f_0\mu\mu$ ausgewählt. Hierfür wird gefordert, dass alle detektierten Teilchen richtig identifiziert wurden, sowie alle Mutterteilchen der Zerfallsprodukte dem gewählten Zerfallskanal entsprechen. Es ergeben sich die in Abbildung 11 abgebildeten Massenspektren des reinen Zerfalls.

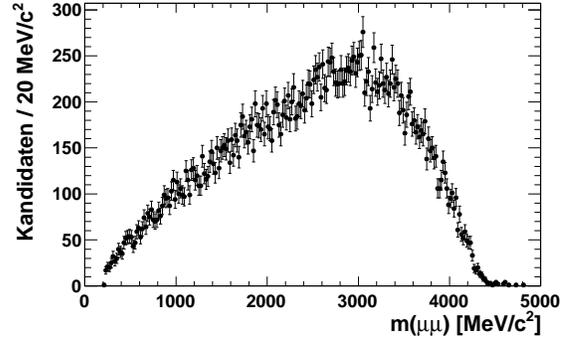
6.2.2 Erstellen eines reinen Daten-Signalsamples

Aus den Daten wird der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow K^*J/\Psi$, wobei das K^* gemäß $K^* \rightarrow K\pi$ weiter zerfällt, herausgearbeitet. Das in diesem Prozess entstandene Kaon wurde hierbei als Pion missidentifiziert. Der Zerfall wird wie folgt über die Zerfallsprodukte J/Ψ und K^* und deren Zerfallsprodukte rekonstruiert: In einem ersten Schritt wird das J/Ψ aus der Kombination der beiden Viererimpulse der Myonen rekonstruiert. Hierfür ist keine zusätzlichen Selektion notwendig. Das Massenspektrum ist in Abbildung 12 zu sehen. Ebenfalls in dieser Abbildung ist ein Fit an die Daten abgebildet. Als Signalmodell wird

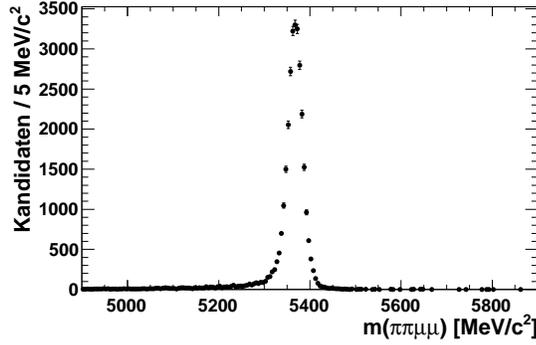
¹²Jede Kombination der kinematischen Variablen der MC-Ereignisse ist schließlich auch in Daten möglich - nur eben mit einer anderen Häufigkeit.



(a) $\pi\pi$ -Massenspektrum, mit dem Peak der f_0 -Kandidaten.



(b) $\mu\mu$ -Massenspektrum. Es sind keine Resonanzen erkennbar.



(c) $\pi\pi\mu\mu$ -Massenspektrum, mit dem Peak der B_s^0 -Kandidaten.

Abbildung 11: Massenspektren des reinen MC Samples des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$.

die Summe zweier CrystalBall (CB)-Funktionen verwendet [23]: Die CB-Funktion, benannt nach dem CrystalBall-Detektor am Stanford Linear Accelerator Center, ist eine asymmetrische Wahrscheinlichkeitsverteilung. Die Verteilung ist prinzipiell gaußförmig, besitzt aber eine (linke) Flanke beschrieben durch ein Potenzgesetz. Diese trägt für verlustbehaftete Prozesse Rechnung. In diesem Fall ist die Verwendung eines solchen Modells aufgrund der signifikanten Abstrahlung von Bremsstrahlung der Myonen notwendig.

Die CB-Funktion besitzt vier Parameter und ist, als Funktion der Masse m , definiert als

$$CB(\alpha, n, \sigma, \mu; m) = N \cdot \begin{cases} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}, & \text{für } \frac{m-\mu}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{m-\mu}{\sigma})^{-n}, & \text{für } \frac{m-\mu}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases}$$

Hierbei sind A und B gemäß

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n \cdot e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \quad \text{und} \\ B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

definiert. Der Parameter μ gibt die Position des Peaks und σ die Breite des gaußförmigen Teils an. Über α ist festgelegt, wann der Übergang in die Flankenfunktion stattfindet, und n beschreibt die Form der Flanke. Um als WDF Verwendung zu finden, wurde die Wahrscheinlichkeitsverteilung zudem über den Faktor N normalisiert.

Hier wird eine doppelte CrystalBall-Funktion verwendet, wobei jedoch gefordert wird, dass die Peakposition beider WDFs übereinstimmt. Es ergibt sich für die mit S bezeichnete Signal-WDF:

$$S = f_1 \cdot CB_1 + (1 - f_1) \cdot CB_2 = f_1 CB(\alpha_1, n_1, \sigma_1, \mu; m) + (1 - f_1) CB(\alpha_2, n_2, \sigma_2, \mu; m)$$

mit f_1 dem relativen Anteil der ersten CB-Funktion CB_1 .

Als Untergrundmodell U wurde eine Exponentialfunktion gewählt:

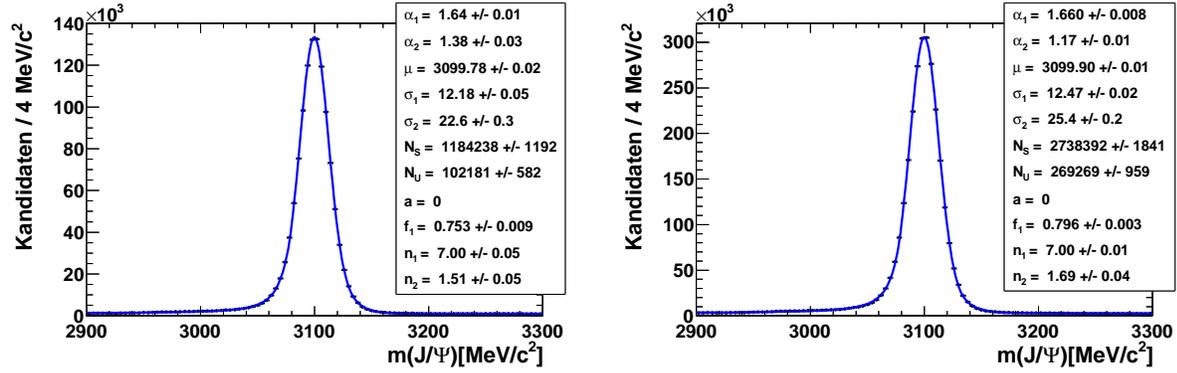
$$U = \frac{1}{N} e^{a \cdot m}$$

N gibt die Normierung und a die Steigung der Exponentialfunktion an.

Das komplette Fitmodell F ist damit durch

$$F = N_S \cdot S + N_U \cdot U$$

gegeben, wobei N_S sowie N_U die absolute Anzahl der Signal- respektive Untergrundevents angibt. Für die weitere Rekonstruktion des B^0 -Mesons werden alle J/Ψ -Kandidaten ausgewählt, die im Massenfenster $m(J/\Psi) \in [2900, 3150] \text{ MeV}/c^2$ liegen. Dies entspricht etwa 98% aller J/Ψ -Mesonen.



(a) Massenspektrum der J/Ψ -Kandidaten mit 2011er Daten.

(b) Massenspektrum der J/Ψ -Kandidaten mit 2012er Daten.

Abbildung 12: Rekonstruktion und Fit des J/Ψ -Massenpeak. In blau ist jeweils eine Anpassung des Modells F an die Daten aufgetragen. Die entsprechenden Anpassungsparameter sind vermerkt.

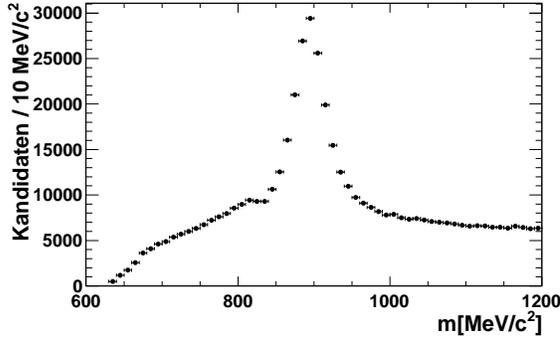
In einem nächsten Schritt wird nun das K^* rekonstruiert. Hierfür werden zunächst einmal ausschließlich Events betrachtet, bei denen das als Pion rekonstruierte Teilchen mit dem höheren DLL_K -Wert einen solchen größer gleich 5 besitzt. Für dieses Teilchen wird nun eine neue Massenhypothese aufgestellt: Im Viererimpuls des ursprünglich als Pion rekonstruierten Teilchens wird die Pionenmasse durch die Masse des Kaons ersetzt. Es werden die PDG-Massen verwendet [1]. Bildet man die invariante Masse dieses Viererimpulses addiert mit dem des zweiten Pions, erhält man nun auch die Massenverteilung des K^* :

$$m^2(K^*) = (p_{\pi \leftrightarrow K} + p_\pi)^2 = \left(\left(\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 + m_K^2} \right)_1 + \left(\frac{E_\pi}{\vec{p}} \right)_2 \right)^2$$

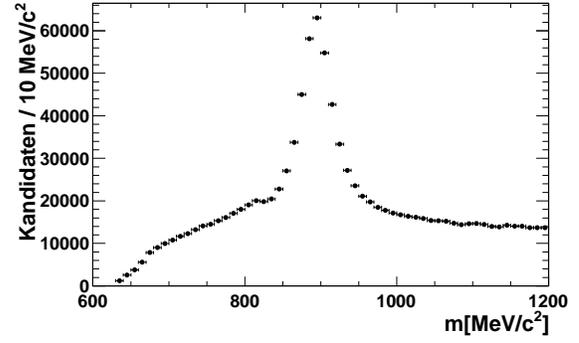
Die Massenverteilung ist in Abbildung 13 gezeigt. Ein direkter Fit ist nur schwer möglich. Jedoch besitzt das K^* eine Massenbreite von $\Gamma_{K^*} = 48,7 \text{ MeV}/c^2$; die Breite des Massenspektrums sollte daher in erster Linie durch die natürlichen Massenbreite gegeben sein und nicht durch die Impulsaufösung des Detektors dominiert werden [1] [15]. Aus diesem Grund lassen sich erneut etwa 98% aller K^* -Mesonen durch die Einschränkung des Massenfensters der K^* -Kandidaten auf $m(K^*) \in [770, 1014] \text{ MeV}/c^2$, was einem Bereich von 2.5 Standardabweichung um die Masse des K^* entspricht, erreichen [1]. Kleinere Bremsstrahlungseffekte, welche insbesondere durch die geringe Masse des Pions auftreten können, werden dabei vernachlässigt.

Abschließend können die Viererimpulse des J/Ψ und des K^* addiert und die Verteilung der invarianten Masse des B^0 bestimmt werden. Das Massenspektrum ist in Abbildung 14 zu sehen.

Die Massenverteilung soll nun mit Hilfe eines ungebinnten Likelihoodfits im Massenbereich zwischen $5100 \text{ MeV}/c^2$ und $5400 \text{ MeV}/c^2$ beschrieben werden. Erneut findet als Signalmodell die Summe zweier CrystalBall-Funktionen und als Untergrundmodell eine Exponentialfunktion Verwendung. Das Fitresultat ist ebenfalls in Abbildung 14 zu sehen. Wie man an abgebildeten Verteilung der Abweichung der

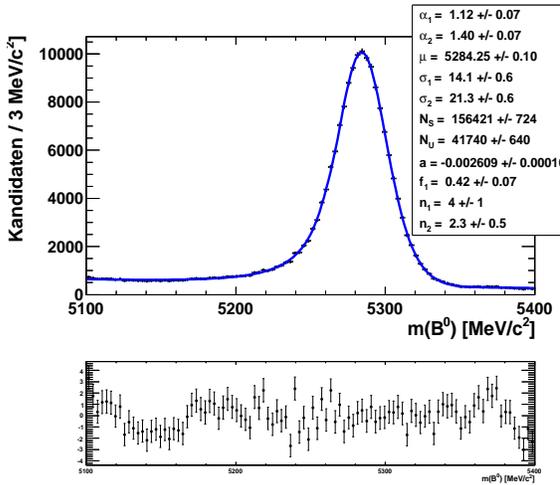


(a) Massenspektrum der K^* -Kandidaten mit 2011er Daten

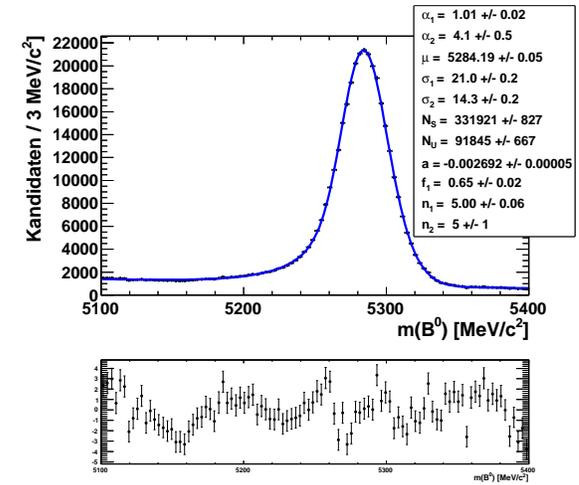


(b) Massenspektrum der K^* -Kandidaten mit 2012er Daten

Abbildung 13: Rekonstruktion der K^* -Massenspektren



(a) Daten von 2011



(b) Daten von 2012

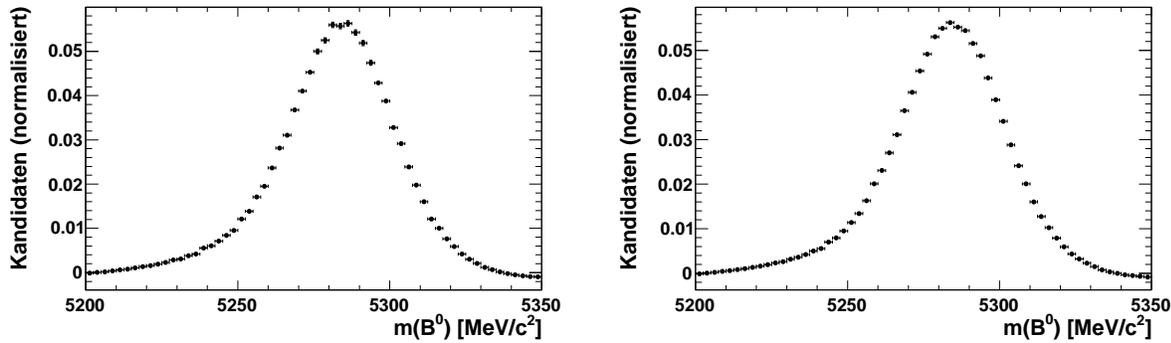
Abbildung 14: Fit der B^0 -Massenverteilung für 2011 respektive 2012. In blau ist jeweils die Anpassung eines Fitmodells aus der Summe zweier CrystalBall-Funktionen und einer Exponentialfunktion aufgetragen. Die Anpassungsparameter, sowie die Abweichungen der Histogrammpunkte von der Anpassungskurve in Einheiten des Fehlers, sind ebenfalls vermerkt.

Daten von der Fitfunktion sieht, ist die Beschreibung der Massenverteilung nur teilweise geglückt. Bei hohen und niedrigen Massen zeigt sich eine gewisse Abweichung zwischen Fit und Daten. Die Beschreibung des Untergrundes durch ein einfaches Exponentialmodell ist anscheinend für das Massenspektrum nicht ausreichend, da noch Reste von Fehlidentifikationen vorhanden sein können. Dennoch sollte dies den direkten Bereich um den Signalpeak kaum beeinflussen, so dass der Fit im Folgenden weiter verwendet werden kann.

Für den Vergleich der B_s^0 -Daten mit den MC-Events ist eine reine Signalverteilung notwendig. Mithilfe der sPlot-Technik [24] kann nun daher unter der Annahme, dass der Fit die Daten vollständig beschreibt, die Verteilung aus Signal und Hintergrund entfaltet werden. Anschließend erhält jedes Event eine Gewichtung, so dass man die reine Signalform erhält. Die reine Signalverteilung für die Daten der Jahre 2011 und 2012 ist in Abbildung 15 aufgetragen.

6.2.3 Neugewichtung

Wie eingangs beschrieben ist eine gute Übereinstimmung des simulierten Zerfalls $B_S^0 \rightarrow \mu\mu f_0$, benötigt insbesondere für die multivariate Analyse in Abschnitt 6.5, entscheidend. Da es nicht möglich war, einen reinen Zerfall des B_s^0 -Mesons aus den Daten zu extrahieren, wurde im vorigen Abschnitt der Zerfall



(a) Daten von 2011.

(b) Daten von 2012.

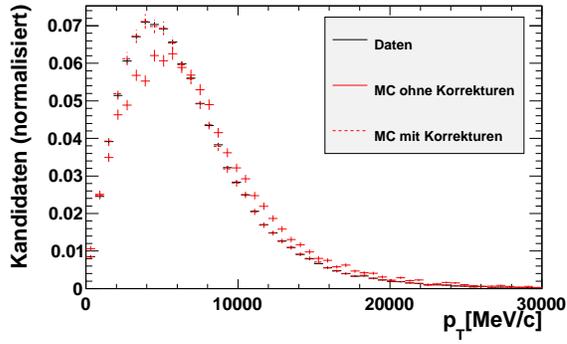
Abbildung 15: Reine Signalverteilung des B^0 -Massenspektrums

$B^0 \rightarrow J/\Psi K^*$ herausgearbeitet - unter der Annahme, dass sich die (kinematischen) Variablen auf Grund einer nur leicht unterschiedlichen Masse stark ähneln.

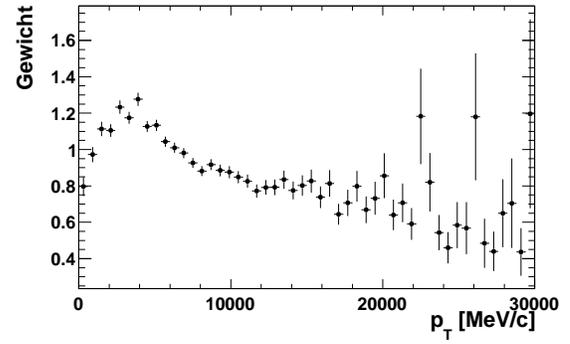
Die Neugewichtung findet in den Variablen $p_T(B_{(s)}^0)$, $IP_{\chi^2}(B_{(s)}^0)$, sowie $Vertex\chi^2(B_{(s)}^0)$ statt. Zunächst einmal werden die normierten Verteilungen der Variablen sowohl in MC als auch Daten geplottet (siehe Abbildung 16a-18a). An dieser Stelle werden nur die Verteilungen aus den Daten des Jahres 2011 gezeigt. Die Verteilungen des Jahres 2012 finden sich im Anhang A. Da keine gute Übereinstimmung gegeben ist, wird die Neugewichtung durchgeführt. Hierzu wird für alle drei Variablen eine Gewichtsverteilung erstellt, indem die normierte Datenverteilung durch die normierte Monte Carlo-Verteilung geteilt wird. Die Gewichtsverteilungen der Einzelgewichte sind in Abbildung 16b - 18b erneut für die Daten des Jahres 2011 gezeigt (die Gewichtsfunktionen des Jahres 2012 finden sich ebenfalls im Anhang A). Entscheidend ist hier eine geeignete Wahl der Bingröße. Ein feineres Binning ermöglicht eine genauere Korrektur. Jedoch ist darauf zu achten, dass die Anzahl der Events pro Bin nicht zu klein wird. In diesem Fall wären die Fehler auf die Gewichte zu groß.

Unter der Annahme, dass alle drei betrachteten Variablen unkorreliert sind, ist eine eindimensionale Neugewichtung - für jede Variable einzeln - ausreichend. Anschließend ergibt sich das Gesamtgewicht aus dem Produkt der drei Einzelgewichte. Nach der Gewichtung mit dem Gesamtgewicht sollten die Verteilungen aller drei für die Neugewichtung verwendeter Variablen zwischen Daten und MC übereinstimmen (da sich die Gewichte der jeweils anderen Variablen bei vollständiger Unkorreliertheit herausmitteln). Dies ist ebenfalls in Abbildung 16a-18a zu erkennen und bestätigt die Annahme der Unabhängigkeit der drei Variablen.

Neben der in diesem Abschnitt gezeigten Neugewichtung des MC-Sample des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow f_0\mu\mu$ (mit einer positiven Polarisierung des Magnetfeldes) gemäß den Daten aus den Jahren 2011 und 2012, welches insbesondere für die multivariate Selektion, beschrieben in Abschnitt 6.5, benötigt wird, wird eine Neugewichtung auch noch für weitere im Rahmen dieser Analyse verwendete simulierte Zerfälle durchgeführt. Dies ist zum einen die Gewichtung eines Samples des gleichen Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ mit umgedrehter (negativer) Magnetfeldpolarisation, sowie eine des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow f_0 J/\Psi$ mit positiver Magnetfeldpolarisation. Beide dieser Datensätze werden für die Akzeptanzen, beschrieben in Abschnitt 7, benötigt und aufgrund der besseren Statistik anhand der 2012er Daten neu gewichtet. Die Erstellung der Gewichte und die Neugewichtung erfolgen analog zu dem zuvor beschriebenen Vorgehen.

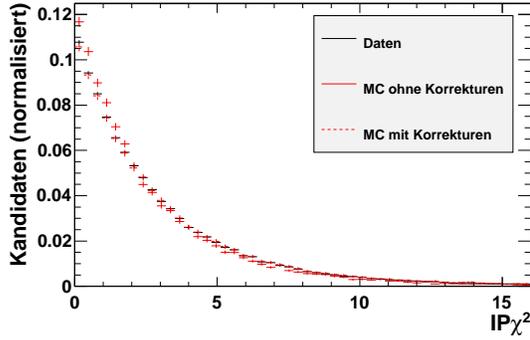


(a) Vergleich der Daten von 2011

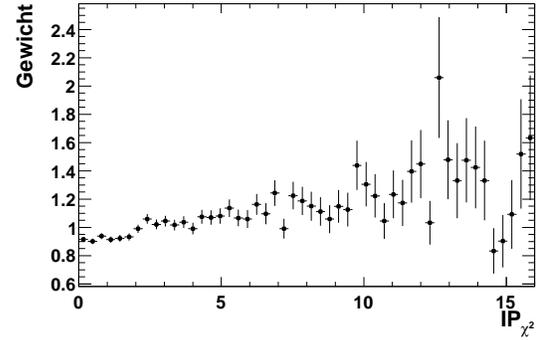


(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 16: Vergleich der $p_T(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung (mit dem Gesamtgewicht) und die zugehörigen Gewichtshistogramme

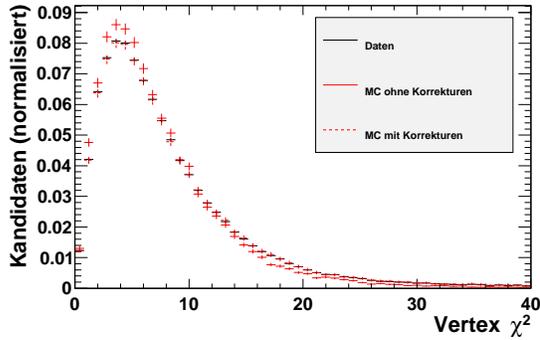


(a) Vergleich Daten von 2011

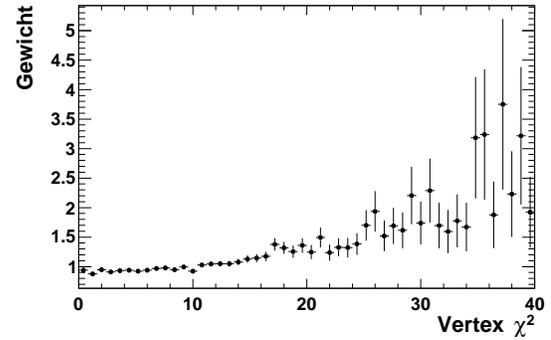


(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 17: Vergleich der $IP_{\chi^2}(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung (mit dem Gesamtgewicht) und die zugehörigen Gewichtshistogramme



(a) Vergleich der Daten von 2011



(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 18: Vergleich der $Vertex_{\chi^2}(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung (mit dem Gesamtgewicht) und die zugehörigen Gewichtshistogramme

6.3 PID Neubestimmung

Neben der Korrektur der kinematischen Variablen durch eine Neugewichtung der MC-Daten müssen für eine Übereinstimmung zwischen MC und Daten auch noch die Variablen der Teilchenidentifikation überprüft werden. Da bei der momentanen Generierung der MC-Daten Abweichungen in den PID-Variablen bekannt sind, steht ein Programmpaket mit dem Namen PIDcalib zur Verfügung, welches aus den Variablen der Pseudorapidität, des Impulses und der Spurmultiplicität einen neuen Wert für die PID-Variablen zur Verfügung stellt [25]. Um mögliche Abweichungen vor und gegebenenfalls nach einer Neuzuweisung zu überprüfen, sollen die Verteilungen der jeweiligen PID-Variablen von MC und Daten verglichen werden. Wie zuvor beschrieben ist die einzige Möglichkeit, einen reinen Daten-Signalkanal zu erhalten, die Betrachtung des $B^0 \rightarrow J/\Psi K^*$ Kanals. Die später benötigten MC-Events simulieren jedoch den Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ oder $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$. Daher wird an dieser Stelle ein weiteres MC Sample des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\Psi K^*$ zu Hilfe genommen. Da es, abgesehen von den unterschiedlichen Endzuständen, unter den exakt gleichen Bedingungen erstellt wurde, wird die Annahme getroffen, dass beide Samples bezüglich der Güte der PID übereinstimmen¹³.

Ohne eine Neuzuweisung der PID-Variablen zeigen sich, wie in Abbildung 19 und 20 beispielhaft für einige Variablen zu sehen, teils starke Abweichungen. Nach der Neuzuweisung (ebenfalls Abbildung 19 und 20) ist eine deutlich bessere Übereinstimmung gegeben.

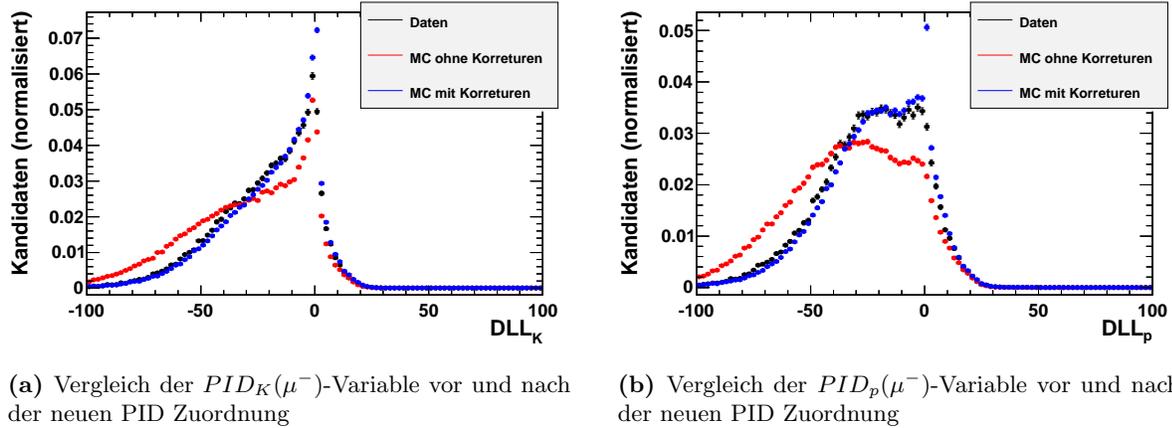


Abbildung 19: Vergleich der $PID_K(\mu^-)$ - und $PID_p(\mu^-)$ -Variablen

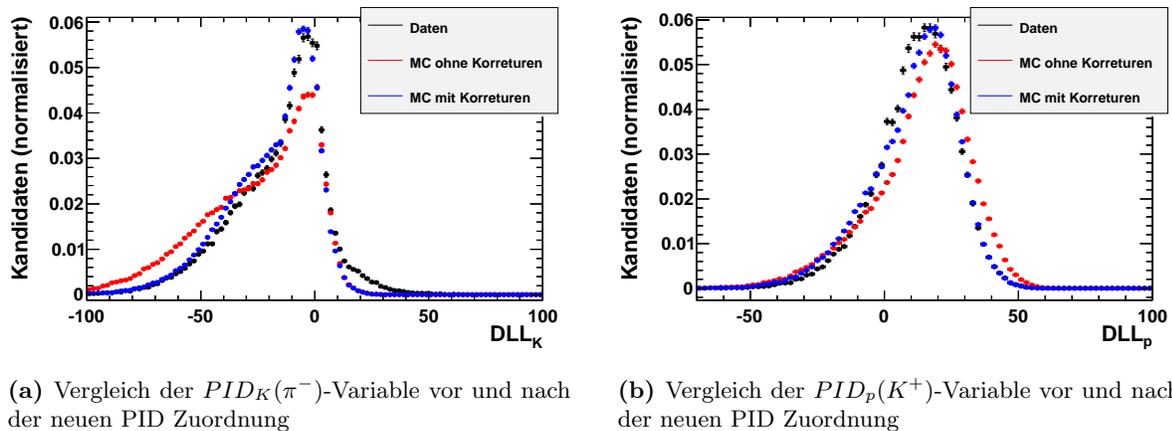


Abbildung 20: Vergleich der $PID_K(\pi^-)$ - und $PID_p(K^+)$ -Variablen

¹³Streng genommen wurde auch ein neues Datensample verwendet. Dies enthält jedoch dieselben Daten, nur mit einer anderen Teilchenzuordnung.

Es gilt zu beachten, dass eine vollständige Übereinstimmung immer noch nicht gegeben ist und zusätzlich geringe Unterschiede zu dem eigentlich verwendeten Monte Carlo Sample vorhanden sein können. Daher wird an dieser Stelle ein systematischer Fehler eingeführt.

6.4 Identifizierung der $\mu\mu$ -Resonanzen

Es soll das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow f_0\mu\mu$ mit zwei nichtresonanten Myonen¹⁴ bestimmt werden. Das erwartete Verhältnis ist mehrere Größenordnungen kleiner als das einiger Zerfälle mit resonanten Myonen (etwa des Referenzkanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$). Daher ist es für den Übergang in den nichtresonanten Kanal entscheidend, alle $\mu\mu$ -Resonanzen vollständig auszusortieren. Im Folgenden soll die Identifizierung der Resonanzen im $\mu\mu$ -Spektrum beschrieben werden. Anschließend kann der entsprechende Massenbereich herausgeschnitten werden, um den Übergang in den nichtresonanten Zerfallskanal zu realisieren.

Um die Anzahl der resonanten $\mu\mu$ -Kandidaten abschätzen zu können, die tatsächlich in den betrachteten Massenbereichen liegen und die Selektion überstehen¹⁵, wird zunächst für alle $\mu\mu$ -Kandidaten die Masse des f_0 -Spektrums gemäß $m(f_0) \in [680, 1280] \text{ MeV}/c^2$ und die Masse des B_s^0 -Spektrums gemäß $m(B_s^0) \in [5170, 5600] \text{ MeV}/c^2$ eingeschränkt. Zusätzlich werden die folgenden a posteriori PID-Cuts angewendet: $PID_K(\pi^\pm) < 2$, $PID_\mu(\pi^\pm) < 5$, sowie $PID_\mu(\mu^\pm) > -3$.

Betrachtet man die Massenverteilung der Kombination aus den zwei Myonen in Abbildung 7, so sind insbesondere zwei Resonanzen klar erkennbar. Dies sind die beiden Charmoniumzustände $J/\Psi(1S)$ bei einer Masse von etwa $3100 \text{ MeV}/c^2$ und $\Psi(2S)$ bei einer Masse von knapp $3700 \text{ MeV}/c^2$ [1]. Zunächst soll ein geeigneter Schnittbereich für ein J/Ψ Veto gefunden werden:

Das J/Ψ entsteht etwa durch die Zerfälle (in Klammern das Verzweigungsverhältnis, alle Daten entstammen [1]):

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow J/\Psi(1S)f_0 && (BR \quad (1.29_{-0.23}^{+0.40}) \cdot 10^{-4}) \\ B^0 &\rightarrow J/\Psi(1S)\pi\pi && (BR \quad (4.03 \pm 0.18) \cdot 10^{-5}) \end{aligned}$$

Weitere Zerfälle sind mit $K \leftrightarrow \pi$ -Missidentifikationen möglich:

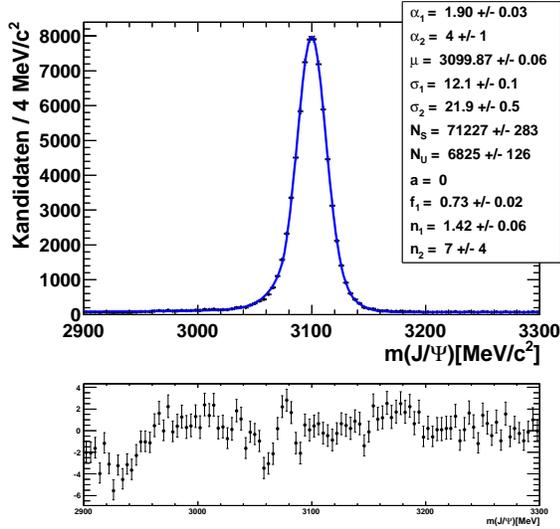
$$\begin{aligned} B^0 &\rightarrow J/\Psi K^*(\rightarrow K\pi) && (BR \quad (1.34 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}) \\ B_s^0 &\rightarrow J/\Psi K^*(\rightarrow K\pi) && (BR \quad (4.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}) \end{aligned}$$

Zur Bestimmung der Schnittwerte werden die Daten zunächst einmal, wie schon im Abschnitt 6.2.2 beschrieben, mit einer Funktion bestehend aus einem doppelten CB als Signalmodell und einem exponentiellen Untergrundmodell gefittet. Die Parameter der Bremsstrahlungsflanke werden dabei aus einem entsprechenden Fit der Monte Carlo-Verteilung (reine Signalevents) übernommen. Hiermit wird versucht zu verhindern, dass der Untergrund teilweise durch das Signalmodell mitbeschrieben wird. Der entsprechende Fit an die Daten ist in Abbildung 21a zu sehen. Er beschreibt die Daten recht gut. Jedoch ist die Tendenz zur Mitbeschreibung des Untergrundes immer noch gegeben und die niedrigere Massenregion kann nicht perfekt beschrieben werden. So lägen außerhalb des Massenfensters $m(J/\Psi) \in [2650, 3250] \text{ MeV}/c^2$ dem Fit nach zu urteilen immer noch 0.1% der Teilchen was mit den Verzweigungsverhältnissen des Standardmodells ausreicht, um das nichtresonante Spektrum zu verfälschen.

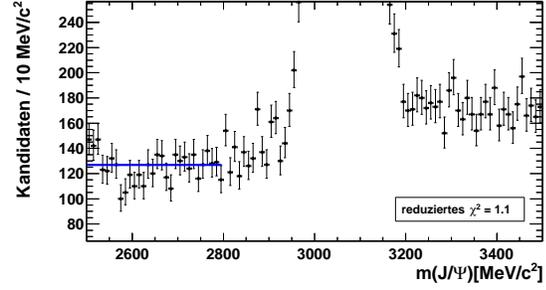
Die geeigneten Schnittwerte werden daher wie folgt ermittelt: Der Untergrund kann in erster Linie als konstant angenommen werden, wie auch schon am Fit in Abbildung 21a zu erkennen ist (die Steigung des exponentiellen Untergrundes wurde zu Null bestimmt). Es wird daher, separat für den oberen beziehungsweise unteren Schnittwert, eine Konstante an den Massenbereich ober- oder unterhalb des J/Ψ -Peaks angefügt und jeweils das reduzierte χ^2 beobachtet (Abbildung 21b). Nun wird schrittweise der Fitbereich ausgeweitet. Nähert man sich der J/Ψ -Resonanz, wächst der reduzierte χ^2 -Wert ab einem bestimmten Punkt sprunghaft an. Dieser Punkt wird als Schnittwert verwendet. Um zu überprüfen, ob die Werte plausibel sind, werden zusätzlich die erhaltenen Cutwerte noch als Abweichung in Einheiten der (breiteren) Standardabweichung des CB-Fits von der Peakposition ausgedrückt.

¹⁴(nicht-)resonant meint hier und im Folgenden (nicht-)resonante Myonen

¹⁵Es wird darauf geachtet, diese Anzahl tendenziell eher zu über- als zu unterschätzen.



(a) J/Ψ -Massenverteilung. In blau ist die Anpassung eines Fitmodells aus der Summe zweier CrystalBall-Funktionen und einer Exponentialfunktion aufgetragen. Die Anpassungsparameter, sowie die Abweichungen der Histogrammpunkte von der Anpassungskurve in Einheiten des Fehlers, sind ebenfalls vermerkt.



(b) Beschreibung des Untergrundes im linken Seitenband durch eine, in blau aufgetragene, Gerade.

Abbildung 21: J/Ψ -Resonanz

Dies sind etwa bei der linken Flanke $13.8\sigma_2$, was auch unter der Berücksichtigung der Bremsstrahlungseffekte eine ausreichende Differenz ist.

Die finalen Schnittwerte des J/Ψ -Vetos sind mit den anderen Resonanzcuts in Tabelle 8 vermerkt.

Die zweite klar erkennbare $\mu\mu$ -Resonanz ist das $\Psi(2S)$. Mögliche Zerfälle sind hier über $K \leftrightarrow \pi$ -Missidentifikationen möglich (in Klammern erneut das Verzweigungsverhältnis):

$$\begin{aligned}
 B_s^0 &\rightarrow \Psi(2S)\phi & (BR & 5.0_{-1.6}^{+1.6}) \cdot 10^{-4} \\
 &\phi \rightarrow KK & (BR & 0.489 \pm 0.005) \\
 B^0 &\rightarrow \Psi(2S)K^+\pi^- & (BR & (5.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4})
 \end{aligned}$$

Die Bestimmung des linken Schnittwertes erfolgt analog zu denen des J/Ψ -Vetos. Der Untergrund im rechten Seitenband kann nun jedoch nicht mehr als konstant angenommen werden, da sich der $\Psi(2S)$ -Peak bereits nahe an der kinematischen Schwelle befindet. Es wird daher ein Fit mit einer CrystalBall-Funktion als Signal und einer Argusfunktion als Hintergrund verwendet. Die Argusfunktion, benannt nach dem ARGUS Detektor am DESY, ist ein Modell für die Beschreibung des Untergrundes nahe der kinematischen Schwelle [26]. Die zugehörige WDF A ist definiert über:

$$A = \begin{cases} 0 & \text{für } \frac{m}{m_0} > 1 \\ m \left(1 - \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right)^p \times e^{c\left(1 - \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right)} & \text{sonst} \end{cases}$$

mit der kinematischen Schwelle m_0 und den Formparametern c und p .

Der Fit ist in Abbildung 22 zu sehen. Im rechten Seitenband ist die Problematik der Mitbeschreibung des Untergrundes nicht gegeben, da Bremsstrahlungsverluste grundsätzlich zu niedrigeren gemessenen Energien führen. Daher kann der Cutwert unter der Forderung, dass im Schnitt nur der Bruchteil eines einzelnen Signalevents den Cut übersteht, direkt aus dem Fit bestimmt werden. Die entsprechenden Werte finden sich wieder in Tabelle 8.

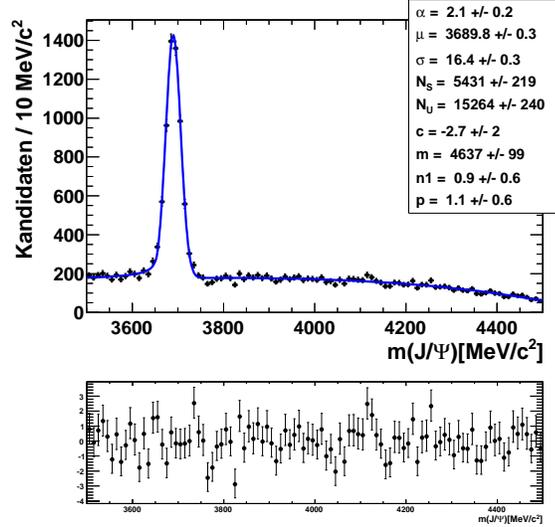


Abbildung 22: $\Psi(2S)$ -Massenverteilung. In blau ist die Anpassung eines Fitmodells aus einer CrystalBall-Funktionen als Signalmodell und einer ARGUS-Funktion als Untergrundmodell aufgetragen. Die Anpassungsparameter, sowie die Abweichungen der Histogrammpunkte von der Anpassungskurve in Einheiten des Fehlers, sind ebenfalls vermerkt.

Die bereits betrachteten Zerfälle $B_{(s)}^0 \rightarrow J/\Psi f_0(\pi\pi)$ bieten noch eine weitere Quelle für mögliche resonante Untergrundzerfälle. Es ist möglich, dass sowohl ein Pion als Myon missidentifiziert wurde, als auch im Gegenzug ein Myon als Pion. Um dies zu testen, wird für alle drei kombinatorischen Möglichkeiten¹⁶ jeweils eine neue Massenhypothese aufgestellt und das neu erhaltene $\mu\mu$ -Massenspektrum geplottet (Abbildung 23). Es sind deutliche Peaks bei der J/Ψ - sowie der $\Psi(2S)$ -Masse zu erkennen. Diese Events werden entsprechen den obigen Cuts für die Resonanzen ohne Missidentifikationen herausgeschnitten.

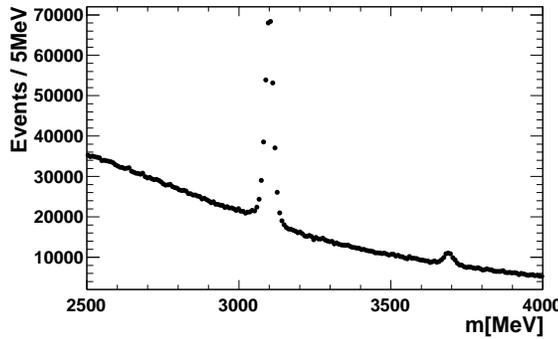


Abbildung 23: Massenverteilung des $\mu\mu$ -Spektrums mit neuer Massenhypothese

Des Weiteren gibt es potentiell noch eine weitere, (deutlich) schwächere Resonanz, welche berücksichtigt werden soll. Dies ist der Zerfall¹⁷

$$B_s^0 \rightarrow \phi \rho \quad (BR < 6.17 \times 10^{-4} \quad CL = 90\%)$$

wobei $\rho \rightarrow \pi\pi$ und der Zerfall $\Phi \rightarrow \mu\mu$ möglich ist.

¹⁶Vertauschung: 1) $\mu^+ \leftrightarrow \pi^+$, 2) $\mu^- \leftrightarrow \pi^-$, 3) $\mu^+ \leftrightarrow \pi^+$ und $\mu^- \leftrightarrow \pi^-$

¹⁷CL steht dabei für confidence level

Beschreibung	Selektierter Bereich
veto $J/\Psi(1S)$	$m(\mu\mu) \notin [2796, 3225] \text{ MeV}/c^2$
veto $\Psi(2S)$	$m(\mu\mu) \notin [3540, 3800] \text{ MeV}/c^2$
veto $J/\Psi(1S)$ missID	$m((\mu \leftrightarrow \pi)\mu) \notin [2796, 3225] \text{ MeV}/c^2$
veto $\Psi(2S)$ missID	$m((\mu \leftrightarrow \pi)\mu) \notin [3540, 3800] \text{ MeV}/c^2$
veto ϕ	$m(\mu\mu) \notin [1010, 1030] \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 8: Verwendete Veto-Schnitte

Weitere mögliche Resonanzen könnten im Rahmen der Diskussion der systematischen Unsicherheit betrachtet werden.

6.5 Multivariate Analyse

Schnitte auf kinematische Variablen erlauben die Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes. Um Schnitte anbringen zu können, wird eine gewisse Kenntnis über die kinematischen Eigenschaften der Signalzerfälle benötigt. Diese können über theoretische Kenntnisse der stattfindenden Zerfallsprozesse sowie der Funktionsweise des Detektors und der Rekonstruktionsalgorithmen gewonnen werden. Da die Vorgänge im Allgemeinen äußerst kompliziert sind, bietet es sich jedoch zusätzlich an, auf MC-Events zurückzugreifen. Hierbei können die Verteilungen verschiedener Variablen der simulierten Signalevents mit echten Hintergrundzerfällen verglichen werden, um Rückschlüsse über eine mögliche Separation von Signal und Untergrund in bestimmten Variablen zu ziehen. Die Untergrundzerfälle in Daten werden dabei aus den Seitenbändern der Massenspektren gewonnen, die zu einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit aus Untergrund bestehen. Seitenbänder bezeichnen dabei die Massenregionen ohne resonante Strukturen.

Im Folgenden werden zum einen als Signal simulierte Zerfälle $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ mit positiver Magnetpolarisierung und zum anderen als Untergrund echte Daten des rechten Seitenbandes der B_s^0 -Massenverteilung in dem Massenbereich $m(\mu\mu\pi\pi) \in [5600, 5900] \text{ MeV}/c^2$ verwendet.

An dieser Stelle sollen nun einige wichtige Verteilungen, die eine Signal-Untergrund-Separation zeigen, präsentiert und erläutert werden:

Bereits in Abschnitt 6.1 wurde der DIRA definiert. Es zeigt sich, dass dieser eine sehr gute Separation zwischen Signal und Untergrund liefert, wie in Abbildung 24a beispielhaft für die Daten des Jahres 2012 zu sehen ist.

Ebenfalls bereits betrachtet wurde die Flugdistanz FD der B-Mesonen. Wie in Abbildung 24b, erneut für die Daten des Jahres 2012, zu sehen ist, sind Zerfälle mit einer größeren FD mit einer höheren Wahrscheinlichkeit Signalzerfälle. Der Grund ist, dass auch in der primären pp-Reaktion Teilchen des Endzustandes sowie deren Resonanzen in größerer Zahl produziert werden. Zerfällt das B-Meson nun bei einem nur geringen Abstand zum PV, ist die Wahrscheinlichkeit größer, dass der untersuchte Zerfall aus einer kombinatorischen Zusammensetzung von Teilchen aus der Primärinteraktion rekonstruiert wird und somit dem Untergrund zuzuordnen ist.

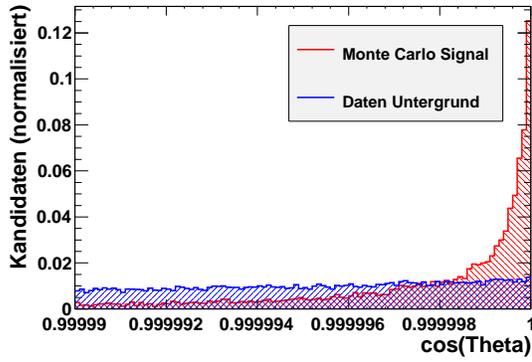
Zudem kann durch Schnitte auf die $Vertex\chi^2$ - sowie IP_{χ^2} - Verteilungen des B-Mesons eine gute Vertexrekonstruktion gefordert werden. Die Separation der $Vertex\chi^2(B_s^0)$ -Variable für die Daten des Jahres 2012 ist in Abbildung 25a gezeigt.

Für die Tochterteilchen sind neben der Qualität der Spurrekonstruktion ($Track\chi^2/nDof$) insbesondere die Verteilungen des transversalen Impulses sowie des IP_{χ^2} -Wertes von Interesse. Durch einen Schnitt, der nur Tochterteilchen mit einem hohen IP_{χ^2} -Wert selektiert, können Teilchen, die am PV anstelle des ZV produziert wurden, unterdrückt werden.

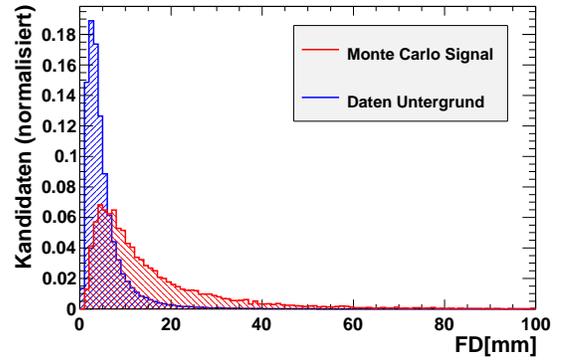
Ein hoher transversaler Impuls der Tochterteilchen hingegen ist ein Zeichen für einen Zerfall eines schweren Teilchens, wie des B_s^0 -Mesons.

Beispielhaft für das Pion und die Daten des Jahres 2012 ist der Vergleich der Variablen $\min(IP_{\chi^2}) = \min(IP_{\chi^2}(\pi^+), IP_{\chi^2}(\pi^-))$ in Abbildung 25b sowie der Summe der transversalen Impulse $p_T(\pi^+) + p_T(\pi^-)$ in Abbildung 26 zwischen Signal und Untergrund aufgetragen.

Weitere Möglichkeiten der Separation sind über die Variablen der Spur- und Impulsisolation gegeben.

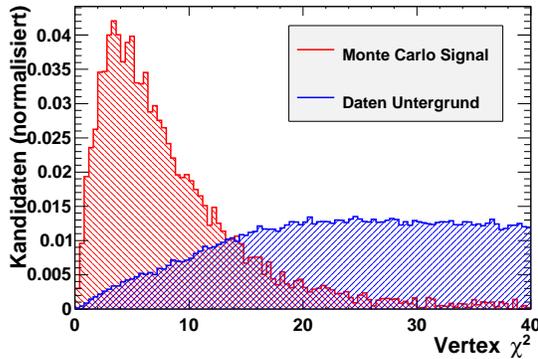


(a) Vergleich des DIRA. Es ist hier jeweils der Kosinus des DIRA θ aufgetragen

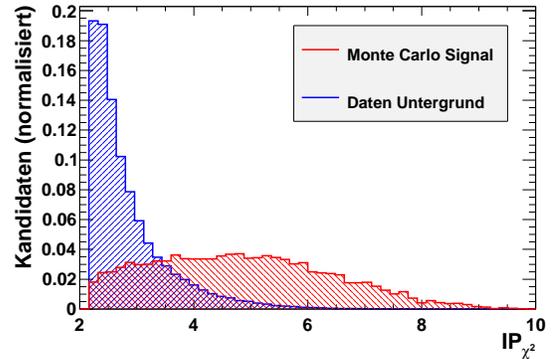


(b) Vergleich der FD.

Abbildung 24: Vergleich der DIRA- und der FD-Verteilung von Signal- mit Untergrundkandidaten



(a) Vergleich der $Vertex \chi^2(B_S^0)$ -Variable zwischen Signal und Untergrund



(b) Vergleich der Variable $\min(IP \chi^2)$

Abbildung 25: Vergleich der $Vertex \chi^2(B_S^0)$ - und der $\min(IP \chi^2)$ -Verteilung von Signal- mit Untergrundkandidaten.

Sind die Variablen, die zur Unterscheidung von Signal und Untergrund dienen können, identifiziert, wäre der naive Ansatz für alle Größen (einzeln) einen geeigneten Wert, gemäß den gewünschten Effektivitäten, für eine Selektion zu wählen. Jedoch sind für eine effektive Rekonstruktion von Zerfällen mit einem solch kleinen erwarteten Verzweungsverhältnis meist recht harte Schnitte auf eine Vielzahl von Variablen notwendig. Diese sind im Allgemeinen zu einem gewissen Maße korreliert, so dass orthogonale Selektionsschnitte wenig effektiv werden. Hier kann das sogenannte Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT (TMVA) Abhilfe schaffen [27].

Nach dem sogenannten Trainieren mit einem Signal- und einem Untergrundsample ist das TMVA mit Hilfe eines Algorithmus, unter Einbeziehung aller zuvor angegebener Selektionsvariablen, in der Lage zwischen signalähnlichen und untergrundähnlichen Events zu unterscheiden. Der für diese Auswertung gewählte Algorithmus wird als Boosted Decision Tree (BDT) bezeichnet.

Ein decision tree besteht aus einer Abfolge binärer Entscheidungen, die so lange durchlaufen werden, bis eine Abbruchbedingung erfüllt ist (siehe Abbildung 27). Die Entscheidungen basieren jeweils auf der Variable, für die sich im Training die beste Separation zwischen Signal und Untergrund ergab. Mögliche Abbruchbedingungen sind durch die zweifelsfreie Zuordnung zu Signal oder Untergrund oder durch eine zu geringe Statistik nach einer bestimmten Anzahl an Verzweigungen gegeben. Ein einzelner decision tree klassifiziert jedes Event grundsätzlich zunächst einmal binär als entweder signal- oder untergrundähnlich [27].

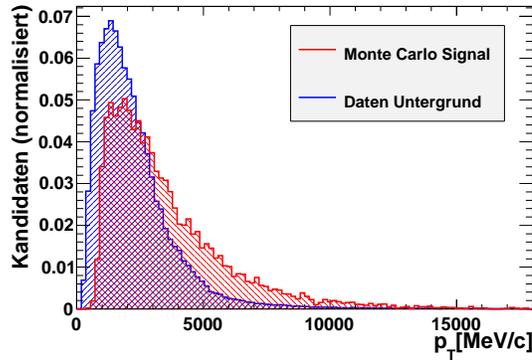


Abbildung 26: Vergleich der $p_T(\pi^+) + p_T(\pi^-)$ -Verteilung von Signal- mit Untergrundkandidaten.

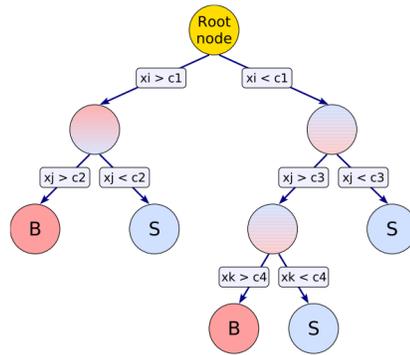


Abbildung 27: Schematische Funktionsweise eines decision trees. Durch eine Abfolge an binären Entscheidungen (indiziert mit i, j, k, \dots) anhand der Separationsvariablen $x_{i,j,k,\dots}$ wird eine Einteilung in Signal (S) oder Untergrund (B) vorgenommen. Der Baum endet, sobald, wie hier schematisch dargestellt, eine eindeutige Zuordnung in Signal oder Untergrund stattgefunden hat, oder die Statistik für eine weitere Verzweigung nicht mehr ausreicht. Die Abbildung ist entnommen aus [27].

Decision trees sind jedoch instabil in Bezug auf Fluktuationen des verwendeten Trainingsamples. Dies wird durch das sogenannte boosting abgeschwächt. Das boosting ist ein iterativer Vorgang, bei dem nach der Erstellung eines decision trees dieser erneut durchlaufen wird und Events (des Trainingsamples), welche falsch zugeordnet werden, eine höhere Gewichtung erhalten. Mit diesem neu gewichteten Sample wird jeweils ein neuer decision tree erstellt. Soll nun ein Datensample klassifiziert werden, muss jedes Event alle decision trees durchlaufen. Für jeden decision tree, der das Event als signalähnlich einordnet, wird die sogenannte BDT-Antwort um Eins erhöht und für jede untergrundähnliche Zuordnung um Eins verringert. Abschließend wird die BDT-Antwort auf die Anzahl der einzelnen trees normiert. Somit liefert der BDT keine binäre Entscheidung, wie ein einzelner decision tree, sondern klassifiziert die Events (quasi-)kontinuierlich zwischen sehr untergrundähnlich (BDT-Antwort = -1) und sehr signalähnlich (BDT-Antwort = +1) [27].

Um eine multivariate Analyse durchzuführen, muss zunächst ein Trainingsample erstellt werden. Hierfür werden auf das reine MC Sample sowie das Untergrundsample aus den Seitenbandzerfällen die Cuts für den Übergang in den nichtresonanten Kanal angewendet. Von dem Trainingsample wird zudem die Hälfte der Events, zufällig ermittelt, für einen Test auf Übertraining ausgewählt. Ein Übertraining ist gegeben, wenn der Algorithmus zur Erstellung des BDT zu viele Freiheitsgrade besitzt, das heißt zu viele Parameter des Modells auf eine zu geringe Anzahl an Datenpunkten kommen [27]¹⁸.

Gemäß den einleitenden Erklärungen dieses Abschnittes wird eine Reihe an Variablen für das Training

¹⁸Eigentlich wären drei statistisch unabhängige Datensamples von Nöten: Je eins für die Erstellung der decision trees, den Test auf Übertraining und den Performance Test. Das TMVA unterscheidet nicht zwischen den beiden letztgenannten Datensets. Der hierdurch eingeführte Fehler ist vernachlässigbar [27].

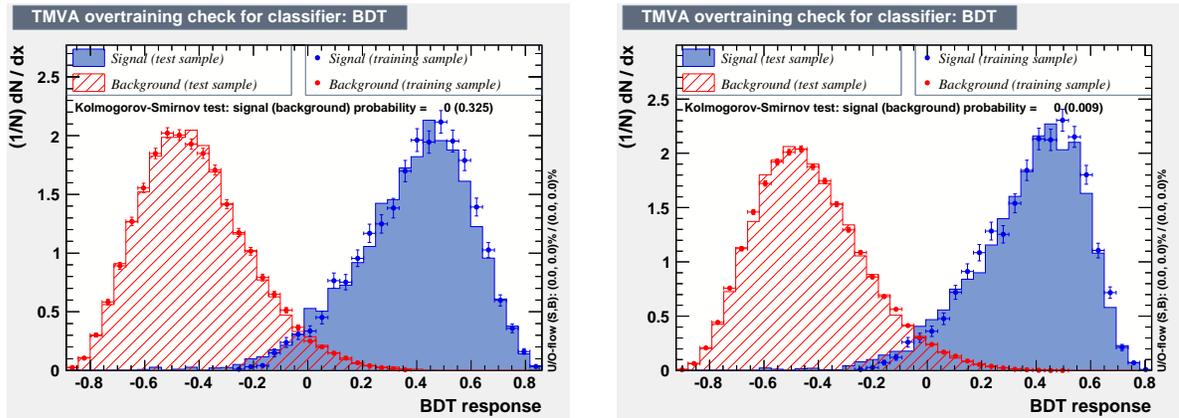
ausgewählt. Eine vollständige Liste, sortiert nach den Teilchen, auf die sich diese beziehen, findet sich in Tabelle 9. Zu beachten ist, dass in einigen Fällen der natürliche Logarithmus der Größen gebildet wurde, wenn die Werte der entsprechenden Variable um mehrere Größenordnungen schwankten. Zudem wurden in einigen Fällen, wie an einem Beispiel in Abbildung 25b bereits gezeigt, Differenzen oder Minimalwerte der beiden Myon- oder Pion- Verteilungen verwendet, um den kombinatorischen Untergrund aus der Kombination eines Teilchens des richtigen Zerfalls mit einem willkürlichen weiteren Teilchen zu unterdrücken.

B_s^0	π	μ
FD	$p_T(\pi^+) + p_T(\pi^-)$	
$FD\chi^2$	$Min(p_T(\pi^+), p_T(\pi^-))$	$Min(p_T(\mu^+), p_T(\mu^-))$
p_T	$ (p_T(\pi^+) - p_T(\pi^-)) $	$ (p_T(\mu^+) - p_T(\mu^-)) $
$DIRA$	$\ln(Min(IP_{\chi^2}(\pi^+), IP_{\chi^2}(\pi^-)))$	$\ln(Min(IP_{\chi^2}(\mu^+), IP_{\chi^2}(\mu^-)))$
$Vertex\chi^2$	$\ln(IP_{\chi^2}(\pi^+) - IP_{\chi^2}(\pi^-))$	$\ln(IP_{\chi^2}(\mu^+) - IP_{\chi^2}(\mu^-))$
IP_{χ^2}	$Track\chi^2/nDof$	$Track\chi^2/nDof$
cp	$\ln(cp)$	$\ln(cp)$
$emult$		

Tabelle 9: Für die BDT-Analyse verwendete Variablen.

Die Ergebnisse der BDT Analyse ist, zusammen mit dem Test auf Übertraining, jeweils für die Daten von 2011 und 2012 in Abbildung 28 gezeigt. Es zeigt sich für die Daten beider Jahre jeweils eine gute Separation von Signal und Untergrund bezüglich der BDT-Antwort. Zudem scheint kein signifikantes Übertraining vorzuliegen.

Nach der Erstellung der boosted decision trees können nun die vorhandenen Daten mit diesen klassifiziert werden. Neben den Daten der Jahre 2011 und 2012 werden zudem noch ein Monte Carlo Sample des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$, nun mit negativer Magnetpolarisation, um statistisch unabhängig von dem für das Training verwendete Sample zu sein, sowie ein MC Sample des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ (positive Magnetpolarisation) für die weitere Analyse klassifiziert. Nach der Klassifizierung ist es nun möglich, durch einen Schnitt auf die BDT-Antwort-Variable den kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken. Die BDT Analyse liefert bei bekannter (erwarteter) Anzahl an Signalevents einen empfohlenen Wert für einen Schnitt auf die BDT-Antwort, welcher einen bestimmten Gütefaktor optimiert (etwa $\frac{Signal}{\sqrt{Signal+Untergrund}}$). Da die Anzahl an Signalevents an dieser Stelle jedoch nicht genauer bekannt ist, wird der Schnittwert im Folgenden direkt an den Daten optimiert.



(a) BDT Analyse mit 2011er Daten

(b) BDT Analyse mit 2012er Daten

Abbildung 28: Ergebnisse der BDT Analyse. Die Verteilung der BDT-Antwort (bezeichnet mit BDT response) ist für das Untergrundsample in rot schraffiert und für das Signalsample in blau gefüllt eingetragen. Zusätzlich sind jeweils die Verteilungen des Testsamples mit den jeweiligen Fehlern vermerkt.

6.6 Überprüfung der PID und Ergebnisse der Signalselektion

Neben der Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes kann auch die Überprüfung der Teilchenidentifikation zur Signalselektion beitragen. Die Variablen der Teilchenidentifikation, die hier betrachtet werden sollen, sind DLL_K , DLL_μ und DLL_p , für jeweils Pion und Myon. Zusammen mit der BDT-Antwort werden Schnitte auf die PID-Variablen direkt an den Daten, gemäß Abschnitt 7, optimiert. Dennoch sollen bereits an dieser Stelle die Auswirkungen einiger, hier nur a posteriori zu rechtfertigender Schnitte auf die BDT-Antwort sowie die PID-Variablen erläutert werden, welche in Tabelle 10 vermerkt sind. Es wird nun wieder auf das vollständige Datensample beider Jahre zurückgegriffen. Prinzipiell wäre es möglich, die Schnitte auf die BDT-Antwort einzeln für die 2011er und 2012er Daten zu optimieren, da die beiden Datensets schließlich auch bezüglich verschiedener BDTs klassifiziert wurden; jedoch zeigt sich, dass die optimalen Schnittwerte für beide Jahre zusammenfallen.

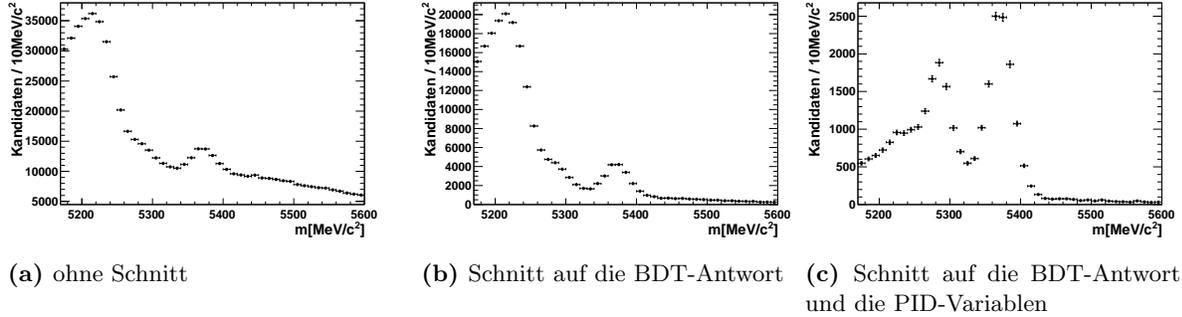


Abbildung 29: Massenspektren der resonanten B_s^0 -Kandidaten

In Abbildung 29 sind die resonanten B_s^0 -Massenspektren vor und nach den Schnitten, gemäß Tabelle 10, aufgetragen. Man kann erkennen, dass der Schnitt auf die BDT-Antwort den Untergrund, besonders deutlich im rechten Seitenband, stark zu unterdrücken vermag. Insbesondere wird aber der Einfluss des Schnitts auf die PID-Variablen deutlich. Dominiert in Abbildung 29a und 29b noch der Peak des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi K^*$, ist dieser in Abbildung 29c zu einem großen Teil verschwunden. Am Wichtigsten für die Unterdrückung dieses Missidentifikationspeaks ist hierbei die DLL_K -Variable der Pionen. Erst nach den PID-Schnitten ist nun auch der eigentliche Peak des B^0 klar zu erkennen. Zudem ist der Untergrund im rechten Seitenband nur noch sehr schwach ausgeprägt.

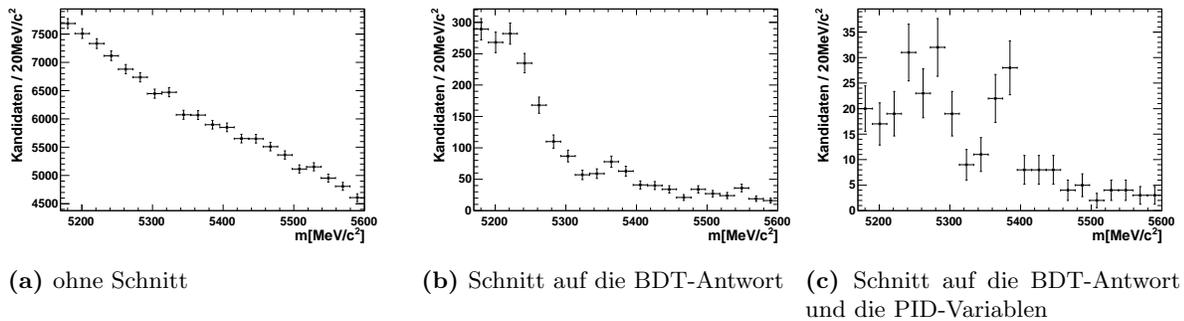
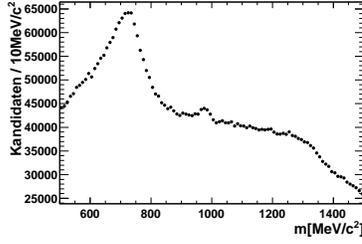
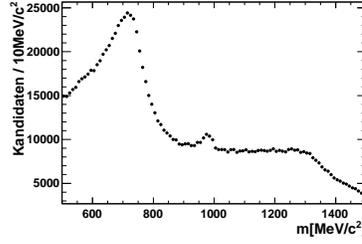


Abbildung 30: Massenspektren der nichtresonanten B_s^0 -Kandidaten

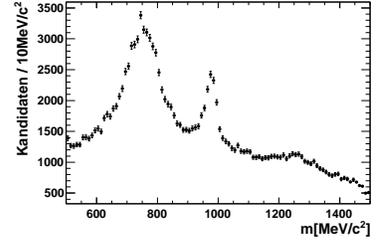
Im B_s^0 -Spektrum mit nichtresonanten Myonen ist eine resonante Struktur ohne Schnitte maximal zu erahnen (Abbildung 30a). Nach dem Schnitt auf die BDT-Antwort ist in Abbildung 30b zumindest ein schwach ausgeprägter B_s^0 -Peak erkennbar. Jedoch ist der Untergrund (also insbesondere B^0 -Zerfälle, teilweise miss- oder teilrekonstruiert) im linken Seitenband stark ausgeprägt. Nach den PID-Schnitten ist ein klarer B_s^0 -Peak neben den zwei, stark mit einander verschmolzenen B^0 -Peaks erkennbar (Abbildung 30c). Allerdings sind nicht allzu viele B_s^0 -Signalevents verblieben. Dies liegt natürlich in erster Linie an dem geringen Verzweungsverhältnis des nichtresonanten Zerfalls, aber auch an den aufgeführten recht harten PID-Schnitten, welche benötigt wurden, um den Peak herauszuarbeiten.



(a) ohne Schnitt



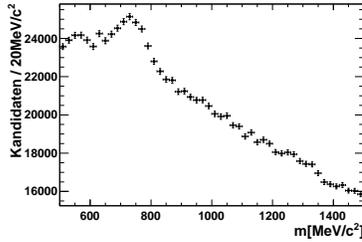
(b) Schnitt auf die BDT-Antwort



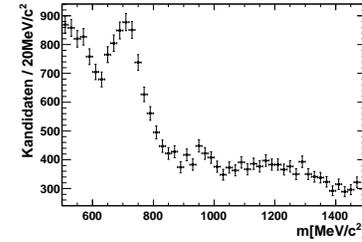
(c) Schnitt auf die BDT-Antwort und die PID-Variablen

Abbildung 31: Massenspektren der resonanten f_0 -Kandidaten

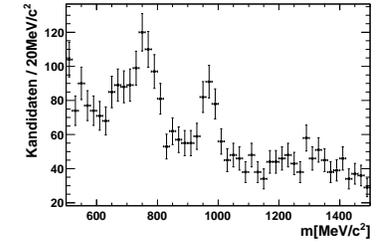
Abbildung 31 zeigt die f_0 -Massenspektren mit resonanten Myonen. In allen drei gezeigten Spektren ist eine sehr breite Struktur zu erkennen. Neben dem ρ^0 -Peak und dem kleineren f_0 -Peak sind, zumindest nach BDT-Antwort und PID-Schnitten, auch noch die breiten Strukturen höherer f-Resonanzen zu erkennen. Beispielsweise hat das $f_2(1270)$ bei einer Masse von $1270 \text{ MeV}/c^2$ eine Breite $\Gamma \approx 185 \text{ MeV}/c^2$ [1]. Diese breiten Strukturen sind typische Merkmale der leichten skalaren Mesonen, die hier im $\pi\pi$ -Spektrum zu sehen sind. Nichtsdestotrotz wird auch deutlich, dass der Massenpeak des f_0 durch die angebrachten Schnitte deutlich herausgearbeitet wird.



(a) ohne Schnitt



(b) Schnitt auf die BDT-Antwort



(c) Schnitt auf die BDT-Antwort und die PID-Variablen

Abbildung 32: Massenspektren der nichtresonanten f_0 -Kandidaten

In Abbildung 32 sind schließlich die Massenspektren der nichtresonanten f_0 -Kandidaten gezeigt. Ohne Schnitte ist das f_0 nicht zu erkennen. Mit dem Schnitt auf die BDT-Antwort wird ein kleiner Peak sichtbar. Zudem ist nun auch das ρ^0 besser herausgearbeitet. Nach den zusätzlichen PID-Schnitten sind schließlich der ρ^0 - sowie f_0 -Peak klar zu sehen. Weitere f-Resonanzen sorgen jedoch wiederum für einen größeren Untergrund im rechten Seitenband.

Um das f_0 weiter hervorzuheben und zu verdeutlichen, dass es ein Zerfallsprodukt des B_s^0 ist, wird in der folgenden Abbildung 33 zusätzlich zu den normalen Schnitten auch noch die Masse des B_s^0 auf den (relativ engen) Bereich $m(B_s^0) \in [5320, 5450] \text{ MeV}/c^2$ eingeschränkt. Das f_0 -Meson ist nun klar gegenüber dem ρ^0 -Meson hervorgehoben. Aufgrund der starken Überlappung der B^0 - beziehungsweise B_s^0 -Massenspektren verbleibt dennoch ein signifikanter Anteil an ρ^0 -Kandidaten. Zudem mussten, um das f_0 gegenüber dem ρ^0 überhaupt hervorzuheben, so starke Schnitte auf die B_s^0 -Massenverteilung angebracht werden, dass die absolute Ereigniszahl im abgebildeten Spektrum bereits recht gering ausfällt.

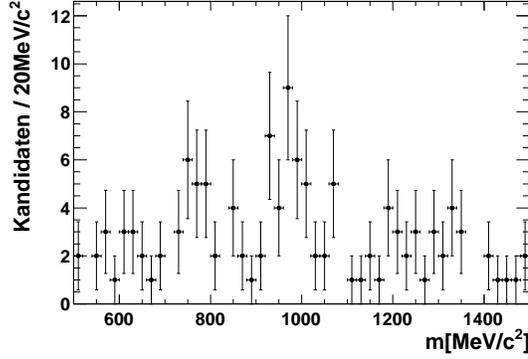


Abbildung 33: Massenspektrum der nichtresonanten f_0 -Kandidaten. Die Masse des B_s^0 wurde eingeschränkt, um den f_0 -Peak gegenüber dem ρ zu betonen.

7 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

In diesem Abschnitt wird die eigentliche Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ relativ zu dem Referenzzerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$, wobei das J/Ψ gemäß $J\Psi \rightarrow \mu\mu$ zerfällt, durchgeführt. Zunächst einmal wird die Formel zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses, welche bereits im Rahmen der Analysestrategie (Abschnitt 5) definiert wurde, in ihren Einzelheiten erklärt. Anschließend werden die Fits an die B_s^0 -Massenverteilungen jeweils des Zerfalls- und des Referenzkanals und jeweils für das MC Sample und die Daten erläutert. Es wird hier auch auf die statistische Signifikanz eingegangen, mit der der B_s^0 -Zerfall bestimmt werden konnte. Abschließend kann dann tatsächlich das relative Verzweigungsverhältnis sowie aus dem Literaturwert des Referenzzerfalls auch das absolute Verzweigungsverhältnis bestimmt werden.

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ soll relativ zu dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu)f_0$ gemäß der Formel

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{N(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu)f_0)} \cdot \epsilon \cdot f$$

bestimmt werden.

Die gemessene Anzahl der rekonstruierten Signalevents eines Zerfalls $A \rightarrow B$ wird hierbei mit $N(A \rightarrow B)$ bezeichnet.

Des Weiteren bezeichnet ϵ die relative Effizienz der Signalsektion, welche - komplett über die Betrachtung von Monte Carlo-Daten - aus den Einzeleffizienzen

$$\epsilon_{J/\Psi f_0} = \frac{N_{MC}(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0)}{N_{MC,gen}(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0)}$$

und

$$\epsilon_{\mu\mu f_0} = \frac{N_{MC}(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{N_{MC,gen}(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}$$

gemäß

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{J/\Psi f_0}}{\epsilon_{\mu\mu f_0}}$$

bestimmt wird. Mit $N_{MC,gen}(A \rightarrow B)$ und $N_{MC}(A \rightarrow B)$ wird hier die Anzahl der generierten respektive der rekonstruierten Signalevents eines Zerfalls $A \rightarrow B$ bezeichnet.

Da die Generierung der MC-Daten selbst auf einen bestimmten Akzeptanzbereich beschränkt ist¹⁹, welcher für die beiden untersuchten Zerfälle nicht exakt übereinstimmt, wird zusätzlich noch eine relative Akzeptanzkorrektur f eingeführt, die gemäß

$$f = \frac{f_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}}{f_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}}$$

¹⁹Es werden etwa Ereignisse, welche außerhalb der Winkelakzeptanz des Detektors liegen, nicht rekonstruiert, um Rechenaufwand zu sparen.

über die einzelnen Akzeptanzen $f_{A \rightarrow B}$ definiert ist.
 Von der Erstellung der MC Samples bekannt sind die folgenden Größen:

- $N_{MC,gen}(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0) = 768497$
- $N_{MC,gen}(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0) = 271250$
- $f_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0} = 0.1518 \pm 0.000571(stat.)$
- $f_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0} = 0.1548 \pm 0.000562(stat.)$

Wie im Folgenden beschrieben, muss nun jeweils aus den simulierten wie auch den gemessenen Daten die Anzahl der rekonstruierten Signalevents bestimmt werden. Hierfür werden zunächst Schnitte auf die PID-Variablen sowie die BDT-Antwort angebracht, um die Signalevents herauszuarbeiten. Die finalen Schnitte sind in Tabelle 10 vermerkt. Sie werden direkt an den Daten optimiert, das heißt mit dem nachfolgend beschriebenen Fit unter Maximierung der statistischen Signifikanz. An dieser Stelle sind die entsprechenden Werte daher erneut nur a posteriori zu rechtfertigen. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da im Zuge dieser Analyse das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ bestimmt werden soll, auf einen expliziten Nachweis der Existenz des Zerfalls jedoch verzichtet wird.

Variable	Selektierter Bereich
BDT-Antwort	BDT-Antwort > 0.24
$PID_K(\pi)$	$PID_K(\pi^+) < 0$ & $PID_K(\pi^-) < 0$
$PID_K(\mu)$	$PID_K(\mu^+) < 15$ & $PID_K(\mu^-) < 15$
$PID_\mu(\pi)$	$PID_\mu(\pi^+) < 5$ & $PID_\mu(\pi^-) < 5$
$PID_\mu(\mu)$	$PID_\mu(\mu^+) > -2$ & $PID_\mu(\mu^-) > -2$
$PID_p(\pi)$	$PID_p(\pi^+) < 15$ & $PID_p(\pi^-) < 15$
$PID_p(\mu)$	$PID_p(\mu^+) < 10$ & $PID_p(\mu^-) < 10$

Tabelle 10: Schnitte auf die BDT-Antwort und die PID-Variablen

Mit diesen Cuts sind nun in den Abbildungen 34 und 35 jeweils für MC und Daten die Massenspektren der B_s^0 -Kandidaten für den Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ sowie den Referenzzerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ aufgetragen. Es wird neben den obigen Schnitten auf die PID-Variablen und die BDT-Antwort zusätzlich die Massenregion der $f_0(980)$ -Kandidaten auf $m(f_0) \in [680, 1280] \text{ MeV}/c^2$ eingeschränkt. Letzteres entspricht 95% der selektierten f_0 -Mesonen. Die Auswahl eines geeigneten $\pi\pi$ -Massenfensters wird dabei gemäß nachfolgender Überlegungen getroffen:

Um einen möglichst gut zu bestimmenden Peak des B_s^0 -Mesons zu bekommen, ist es natürlich zunächst einmal wichtig, nicht zu viele $f_0(980)$ herauszuschneiden. Jedoch gilt es zu beachten, dass neben dem eigentlichen Referenzkanal auch noch Zerfälle des B_s^0 in ein J/Ψ und in weitere leichte flavourlose Mesonen bei Massen nahe der f_0 -Masse möglich sind. Dies ist insbesondere der Zerfall:

$$B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0(1370) \quad (BR \quad (3.9_{-1.7}^{+0.9}) \times 10^{-5})$$

Durch die Einschränkung der $\pi\pi$ -Masse kann ein großer Teil - wenn auch auf Grund der hohen Breite der $f_0(1370)$ -Resonanz nicht alle - dieser Ereignisse herausgeschnitten werden, um eine Verfälschung des Verzweungsverhältnisses zu vermeiden. Zumal das Verzweungsverhältnis dieses Zerfalls an sich bereits etwa fünfmal kleiner als das des eigentlichen Referenzzerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0(980)$ ist, führt dies zwar einen gewissen, wenn auch nicht dominierenden systematischen Fehler ein. Gleiches gilt für Zerfälle in noch weitere, aber deutlich seltenere $\pi\pi$ -Resonanzen.

Zusätzlich zu der Einschränkung der Massen werden gemäß Abschnitt 6.4 für den nichtresonanten Kanal alle $\mu\mu$ -Resonanzen herausgeschnitten. Für den resonanten Kanal wird stattdessen die J/Ψ -Masse auf $m(J/\Psi) \in [2900, 3150] \text{ MeV}/c^2$ eingeschränkt.

Im Folgenden sollen nun die für die Beschreibung der Massenspektren verwendeten Fitmodelle erläutert werden.

Die beiden verwendeten MC-Verteilungen enthalten simulierte Zerfälle allein des B_s^0 . Demnach ist in Abbildung 34a beziehungsweise Abbildung 34b ein einzelner Peak des B_s^0 zu erkennen. Da die Myonen, die im Zerfall des B_s^0 entstehen, signifikant Bremsstrahlung abstrahlen, gilt es dies bei dem

Fit der Verteilungen zu beachten. Es wird daher als Signalmodell jeweils die Summe zweier CrystalBall-Funktionen verwendet. Zu beachten ist, dass das MC Sample des nichtresonanten Zerfalls einen kleinen Anteil Untergrund besitzt; dieser wird durch die Verwendung einer zusätzlichen Exponentialfunktion als Untergrundmodell zusätzlich berücksichtigt²⁰.

Demnach ergibt sich für das Fitmodell F zur Bestimmung von $N_{MC}(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0)$

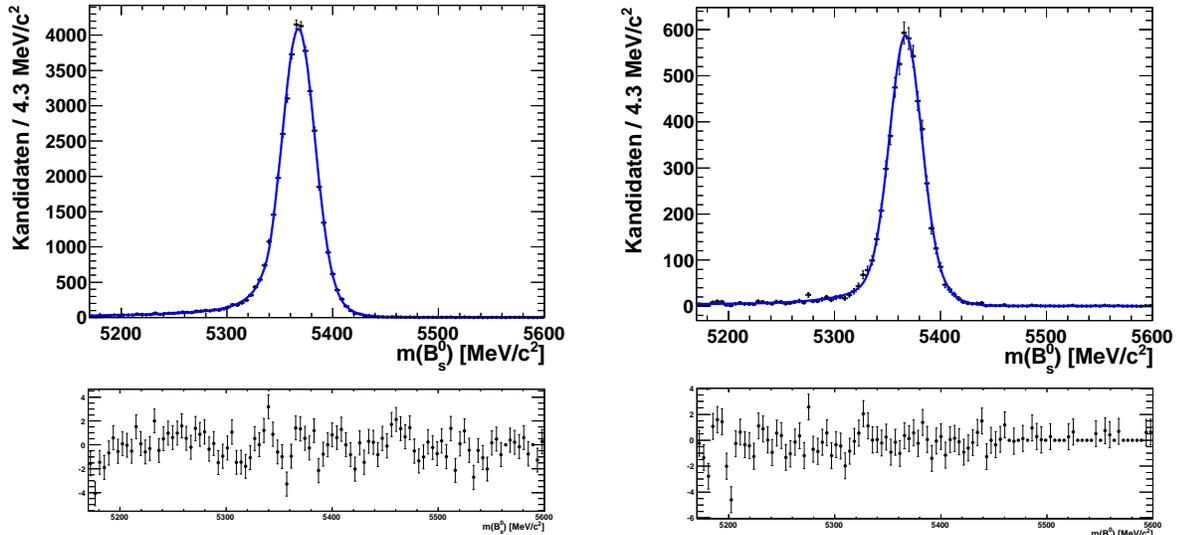
$$F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{MC}(m) = N_S \left[f_1^{J/\Psi f_0} \cdot CB_1(\alpha_1^{J/\Psi f_0}, n_1^{J/\Psi f_0}, \sigma_1^{J/\Psi f_0}, \mu^{J/\Psi f_0}; m) \right. \\ \left. + (1 - f_1^{J/\Psi f_0}) \cdot CB_2(\alpha_2^{J/\Psi f_0}, n_2^{J/\Psi f_0}, \sigma_2^{J/\Psi f_0}, \mu^{J/\Psi f_0}; m) \right]$$

und für das Modell zur Bestimmung von $N_{MC}(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)$

$$F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{MC}(m) = N_S \left[f_1^{\mu\mu f_0} \cdot CB_1(\alpha_1^{\mu\mu f_0}, n_1^{\mu\mu f_0}, \sigma_1^{\mu\mu f_0}, \mu^{\mu\mu f_0}; m) \right. \\ \left. + (1 - f_1^{\mu\mu f_0}) \cdot CB_2(\alpha_2^{\mu\mu f_0}, n_2^{\mu\mu f_0}, \sigma_2^{\mu\mu f_0}, \mu^{\mu\mu f_0}; m) \right] \\ + N_B \left[\frac{1}{N} e^{a \cdot m} \right]$$

mit der Notation und der Definition der Variablen analog zu zuvor.

Das Fitergebnis ist in Abbildung 34a für den resonanten Zerfall und in Abbildung 34b für den nicht-resonanten Zerfall aufgetragen.



(a) Resonantes MC B_s^0 -Massenspektrum mit Anpassung des Fitmodells $F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{MC}$.

(b) Nichtresonantes MC B_s^0 -Massenspektrum mit Anpassung des Fitmodells $F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{MC}$.

Abbildung 34: Monte Carlo-Massenverteilungen des B_s^0 -Mesons. In blau ist jeweils die Anpassung des Fitmodells F aufgetragen. Die Abweichungen der Histogrammpunkte von der Anpassungskurve in Einheiten des Fehlers sind vermerkt; die Anpassungsparameter finden sich in Tabelle 11.

²⁰Die Übereinstimmung mit dem Ergebnis eines Fits an die reine Signalverteilung wurde überprüft und sichergestellt.

Parameter	Wert	Parameter	Wert
N_S	42123 ± 227	N_S	5903 ± 83
$f_1^{J/\Psi f_0}$	0.82 ± 0.05	$f_1^{\mu\mu f_0}$	0.72 ± 0.05
$\alpha_1^{J/\Psi f_0}$	1.70 ± 0.07	$\alpha_1^{\mu\mu f_0}$	5 ± 3
$\alpha_2^{J/\Psi f_0}$	1.6 ± 0.2	$\alpha_2^{\mu\mu f_0}$	0.8 ± 0.1
$n_1^{J/\Psi f_0}$	1.7 ± 0.3	$n_1^{\mu\mu f_0}$	4.0 ± 2.0
$n_2^{J/\Psi f_0}$	1.1 ± 0.3	$n_2^{\mu\mu f_0}$	5.0 ± 1.0
$\sigma_1^{J/\Psi f_0}$	15.2 ± 0.4	$\sigma_1^{\mu\mu f_0}$	14.7 ± 0.5
$\sigma_2^{J/\Psi f_0}$	27 ± 2	$\sigma_2^{\mu\mu f_0}$	26 ± 2
$\mu^{J/\Psi f_0}$	5367.6 ± 0.1	$\mu^{\mu\mu f_0}$	5367.1 ± 0.3
		N_U	143 ± 35
		a	-0.0052 ± 0.001

(a) Parameter der Funktion $F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{MC}$ nach Anpassung an das resonante Spektrum.

(b) Parameter der Funktion $F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{MC}$ nach Anpassung an das nichtresonante Spektrum.

Tabelle 11: Anpassungsparameter der Fits an die B_s^0 -Massenspektren der simulierten resonanten beziehungsweise nichtresonanten Zerfälle

In einem nächsten Schritt soll nun die resonante Verteilung der echten Zerfälle beschrieben werden. Der entscheidende Unterschied zu den zuvor betrachteten MC-Verteilungen ist, dass, wie in Abbildung 35 zu sehen, neben den Zerfällen des B_s^0 auch Zerfälle des B^0 zum Massenspektrum beitragen. Insbesondere sind auch Beiträge von möglichen teil-/fehlrekonstruierten Zerfällen des B^0 zu erkennen.

Der Massenpeak des B_s^0 lässt sich analog zu den Fits an die Monte Carlo-Daten am besten durch die Summe zweier CrystalBall-Funktionen beschreiben. Die Parameter a und n der exponentiellen Flanke werden nun jedoch aus dem zuvor erstellten resonanten MC-Fit übernommen. Hiermit lässt sich insbesondere verhindern, dass in den Bereichen, in denen der B^0 -Peak dominiert, dieser durch die Signalfunktion des B_s^0 teilweise mitbeschrieben wird.

Für den Massenpeak des B^0 gelten im Prinzip dieselben Überlegungen. Jedoch zeigen sich zwei Schwierigkeiten: Einerseits stehen für diesen Zerfall keine Monte Carlo-Daten zur Verfügung und der B^0 -Peak zeigt andererseits eine starke Überlagerung mit dem Peak, der durch Teil- und Fehlrekonstruktionen zustande kommt. Es wird daher anstelle eines doppelten CrystalBall eine doppelte Gaußfunktion verwendet. Dies ist insbesondere gerechtfertigt, da sich in den höheren Massenbereichen, in denen eine signifikante Überschneidung der Peaks des B^0 und des B_s^0 gegeben ist, hierdurch keine Abweichungen ergeben.²¹

Die Gauß- oder Normalverteilung G mit Mittelwert μ und der Breite σ ist dabei über die WDF

$$G(\sigma, \mu; m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

definiert. Die doppelte Gaußfunktion ergibt sich analog zur doppelten CrystalBall-Funktion aus der Addition (mit einem freien Verhältnisparameter f_1) zweier Gaußfunktionen mit gleichem Mittelwert. Für die Beschreibung des teil- und fehlrekonstruierten B^0 -Massenpeaks bei etwa $5230 \text{ MeV}/c^2$ wird ein rein phänomenologisches Modell, hier bezeichnet mit T , verwendet. Es ist definiert über:

$$T(c, m_0, \sigma, \mu; m) = N \cdot \left[\mu \cdot \sqrt{1 - \frac{\mu^2}{m_0^2}} \cdot \Theta(m_0 - \mu) \cdot e^{c \cdot \mu} \right] \otimes G(\mu, \sigma; m)$$

Hierbei bezeichnet μ die Peakposition, $\Theta(m)$ eine Heavyside-Stufenfunktion und m_0 sowie c je einen Parameter, der die Form der Verteilung bestimmt. Der Parameter c ist dabei über $c = \frac{\mu - m_0}{\sigma^2}$ aus den anderen Parametern bestimmt. Mit \otimes ist das Faltungsprodukt und wie auch schon zuvor mit

²¹Es wäre natürlich prinzipiell möglich zusätzlich noch simulierte Zerfälle des B^0 zu betrachten; jedoch zeigen sich bei einem zusätzlich durchgeführten Fit mit einem doppelten CrystalBall mit freien Parametern anstatt eines doppelten Gauß keine nennenswerten Abweichungen, so dass der Aufwand nicht gerechtfertigt wäre. Eine Quantifizierung der Einflüsse dieser Wahl des Fitmodells könnte im Rahmen der Untersuchung von Systematiken stattfinden.

$G(\mu, \sigma; m)$ eine Gaußfunktion mit Mittelwert μ und Breite σ bezeichnet. Der Untergrund wird erneut über eine Exponentialfunktion modelliert. Insgesamt ergibt sich somit folgendes Modell für die Beschreibung des resonanten Massenspektrums:

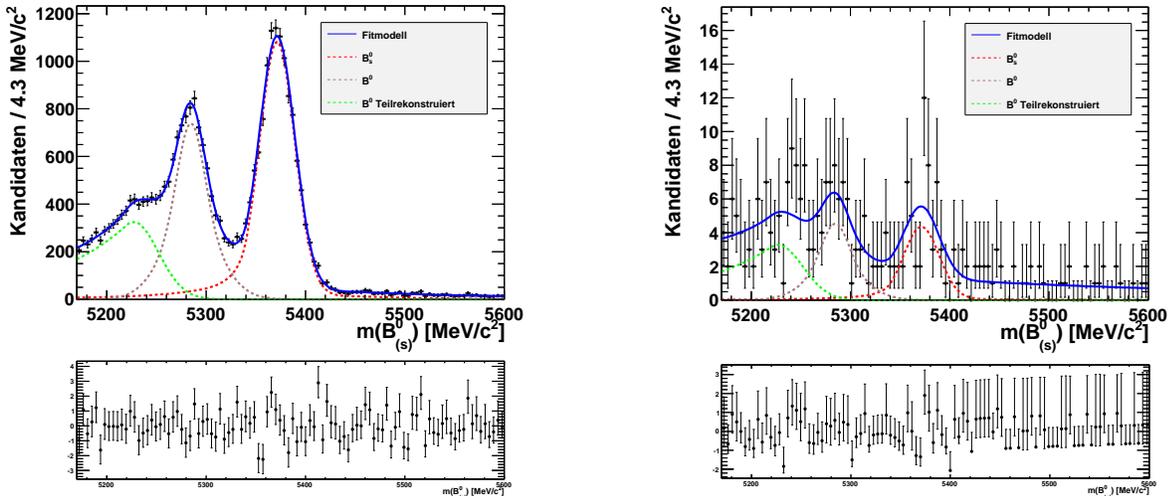
$$\begin{aligned}
F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{Daten}(m) = & N_T \cdot T(c, m, \sigma^T, \mu^T; m) \\
& + N_{B^0} \cdot \left[f_1^{Gauss} \cdot G_1(\mu^{B^0}, \sigma_1^{B^0}; m) + (1 - f_1^{Gauss}) \cdot G_2(\mu^{B^0}, \sigma_2^{B^0}; m) \right] \\
& + N_{B_s^0} \cdot \left[f_1^{CB} \cdot CB_1(\alpha_1^{MC}, n_1^{MC}, \sigma_1^{B_s^0}, \mu^{B_s^0}; m) \right. \\
& \quad \left. + (1 - f_1^{CB}) \cdot CB_2(\alpha_2^{MC}, n_2^{MC}, \sigma_2^{B_s^0}, \mu^{B_s^0}; m) \right] \\
& + N_U \cdot \left[\frac{1}{N} e^{a \cdot m} \right]
\end{aligned}$$

mit $N_{B_s^0}$, N_{B^0} und N_T der Anzahl Events im B_s^0 -, B^0 - sowie teilrekonstruierten B^0 -Peak. Der Fit des resonanten Samples ist in Abbildung 35a gezeigt.

Ebenfalls beschrieben werden muss nun die nichtresonante Massenverteilung. Hierfür findet dasselbe Fitmodell, welches für das resonante Sample verwendet wurde, erneut Verwendung. Alle Parameter, mit Ausnahme der absoluten Signalanzahl in den einzelnen Massenpeaks ($N_{B_s^0}$, N_{B^0} und N_T) sowie die Parameter des exponentiellen Untergrundmodells, werden dabei auf das Fitergebnis des resonanten Fits festgesetzt. Es verbleiben somit mit der Signalanzahl des B^0 -, des B_s^0 - und des teil-/fehlrekonstruierten B^0 -Peaks sowie der Steigung a der Exponentialfunktion und der Anzahl der Untergrundzerfälle fünf freie Parameter des Modells.

$$F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{Daten}(m) = F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{Data}(N_T, N_{B^0}, N_{B_s^0}, N_U, a; m)$$

Der Fit des nichtresonanten Zerfallskanals findet sich in Abbildung 35b.



(a) Resonantes B_s^0 -Massenspektrum mit Anpassung des Fitmodells $F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{Daten}(m)$.

(b) Nichtresonantes B_s^0 -Massenspektrum mit Anpassung des Fitmodells $F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{Daten}(m)$. Gestrichelt sind die die einzelnen Komponenten aufgetragen.

Abbildung 35: Massenverteilungen des B_s^0 -Mesons. In blau ist jeweils die Anpassung des Fitmodells F aufgetragen. Die Abweichungen der Histogrammpunkte von der Anpassungskurve in Einheiten des Fehlers sind vermerkt; die Anpassungsparameter finden sich in Tabelle 12.

Parameter	Wert	Parameter	Wert	Parameter	Wert
N_T	5599 ± 103	$N_{B_s^0}$	12734 ± 93	N_T	57 ± 20
m_0	5219.5 ± 0.8	f_1^{CB}	0.925 ± 0.005	N_{B^0}	51 ± 12
σ^T	25 ± 2	α_1^{MC}	1.70 ± 0.07	$N_{B_s^0}$	51 ± 11
μ^T	5227 ± 1	α_2^{MC}	1.6 ± 0.2	N_U	121 ± 31
N_{B^0}	8335 ± 111	n_1^{MC}	1.7 ± 0.3	a	-0.0023 ± 0.002
f_1^{Gauss}	0.38 ± 0.02	n_2^{MC}	1.1 ± 0.3		
μ^{B^0}	5284.7 ± 0.3	$\sigma_1^{B_s^0}$	17.9 ± 0.1		
$\sigma_1^{B^0}$	13.2 ± 0.3	$\sigma_2^{B_s^0}$	96 ± 8		
$\sigma_2^{B^0}$	27.3 ± 0.8	$\mu^{B_s^0}$	5371.4 ± 0.1		
N_U	2355 ± 84				
a	-0.00279 ± 0.0002				

(a) Parameter der Funktion $F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{Daten}$ nach Anpassung an das resonante Spektrum.

(b) Parameter der Funktion $F_{B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0}^{Daten}$ nach Anpassung an das nichtresonante Spektrum.

Tabelle 12: Anpassungsparameter der Fits an die B_s^0 -Massenspektren der resonanten beziehungsweise nicht-resonanten Zerfälle

Um die statistische Signifikanz des gefundenen Peaks zu zeigen, wird zusätzlich, wie in Abbildung 36 zu sehen, ein Referenzfit, analog zu dem Fit des nichtresonanten Kanals, durchgeführt. Dieses Mal wird jedoch ein Modell ohne den B_s^0 -Massenpeak verwendet:

$$F^{Referenz} = F_{B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0}^{Daten}(N_T, N_{B^0}, N_{B_s^0} = 0, N_U, a; m)$$

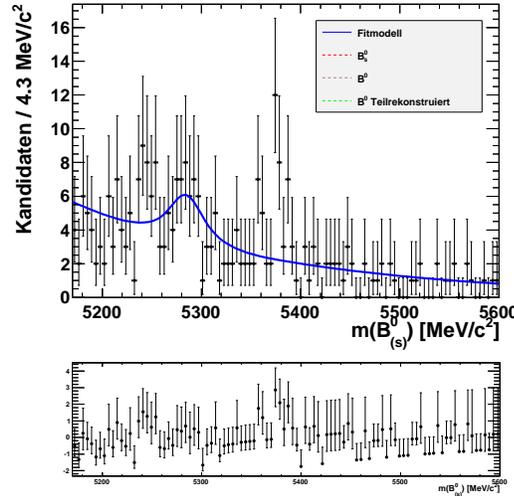


Abbildung 36: Referenzfit der nichtresonanten B_s^0 -Massenverteilung. In blau ist die Anpassung des Fitmodells $F^{Referenz}$ aufgetragen. Die Parameter des Modells finden sich in Tabelle 13.

Die statistische Signifikanz (in Einheiten der Standardabweichung σ) wird unter der Annahme von Wilk's Theorem [28], gemäß

$$s_{stat} = \sqrt{\min[2 \cdot \ln(\mathcal{L}_0)] - \min[2 \cdot \ln(\mathcal{L})]}$$

bestimmt. $\min[\ln(\mathcal{L}_0)]$ bezeichnet hierbei den minimierten logarithmierten Likelihoodwert des Referenzfits und $\min[\ln(\mathcal{L})]$ den entsprechenden Wert des Fits mit Signalmodell. Es ergibt sich eine statistische Signifikanz von:

$$s_{stat} = 6.3\sigma$$

Parameter	Wert
N_T	0 ± 54
N_{B^0}	30 ± 11
N_U	250 ± 18
a	-0.00452 ± 0.0006

Tabelle 13: Anpassungsparameter des Referenzfits an das B_s^0 -Massenspektrum des nichtresonanten Zerfalls

Eine genaue Interpretation der Signifikanz ist an dieser Stelle, auf Grund der nachträglichen Optimierung der Schnitte, allerdings schwierig. Um die endgültige Signifikanz des beobachteten Zerfalls zu ermitteln, fehlt zudem insbesondere noch eine Betrachtung der systematischen Unsicherheit. Die gezeigte statistische Signifikanz motiviert jedoch zumindest eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses.

Die aus den Fits bestimmte Anzahl an Signalevents ist in Tabelle 14 nochmals zusammenfassend vermerkt.

Massenspektrum	rekonstruierte Events
MC resonante B_s^0	42123 ± 227
MC nichtresonante B_s^0	5903 ± 83
Daten resonante B_s^0	12734 ± 93
Daten nichtresonante B_s^0	51 ± 11

Tabelle 14: Rekonstruierte B_s^0 -Signalevents

Aus diesen Werten, zusammen mit den zuvor vermerkten Werten für die Anzahl generierter MC-Events und den Generierungseffizienzen, lässt sich nun das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ relativ zu dem Referenzzfall $B^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ mit den Sekundärzerfällen $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ und $f_0 \rightarrow \pi\pi$ zu

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu) f_0)} = (9.89 \pm 2.14(stat.)) \times 10^{-3}$$

bestimmen.

Das absolute Verzweigungsverhältnis des Referenzzfalls ist bekannt [1]:

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0(\rightarrow \pi\pi)) = (1.29_{-0.23}^{+0.40}) \times 10^{-4}$$

Zusätzlich gilt [1]:

$$BR(J/\Psi \rightarrow \mu\mu) = (0.0593 \pm 0.0006)$$

Hieraus lässt sich schließlich auch das absolute Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ bestimmen:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0) = (7.57 \pm 1.64(stat) \quad {}_{-1.36}^{+2.35}(norm.)) \times 10^{-8}$$

Es wird neben dem statistischen Fehler ein separater Normierungsfehler angegeben, welcher auf Grund der Unsicherheit auf das Verzweigungsverhältnis des Referenzzfalls eingeführt wird.

8 Diskussion der systematischen Unsicherheiten

Systematische Unsicherheiten könnten im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht explizit betrachtet werden. Dennoch soll in diesem Abschnitt zumindest ein Überblick über zu erwartende systematische Einflüsse gegeben werden.

Die systematischen Einflüsse lassen sich grob nach folgenden Punkten klassifizieren:

- Abweichungen zwischen Monte Carlo-Simulation und echten Daten
- Nicht- oder nicht vollständiges Herausschneiden aller Resonanzen für den Übergang in den nicht-resonanten Zerfallskanal
- Unvollständige Kenntnis über den Referenzkanal
- Einflüsse der Fitmodelle.

Abweichungen MC und Daten

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses beruht, aufgrund der Bestimmung der Signaleffizienz, sehr stark auf den Monte Carlo-Daten. Für den Fall, dass keine perfekte Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Daten besteht, resultiert dies in einem systematischen Fehler.

In dieser Analyse werden insbesondere zwei Methoden durchgeführt, um eine Übereinstimmung zu gewährleisten: Eine Neugewichtung der MC Samples sowie eine Neubestimmung der PID-Variablen.

Ein gewisser systematischer Fehler nach der Neugewichtung verbleibt auf Grund des Binnings der Gewichtshistogramme, einer nicht perfekten Signalselektion des Datensamples, des Abgleichs nur eines Teils der Variablen und natürlich der Verwendung des „falschen“ Signalkanals $B^0 \rightarrow J/\Psi K^*$.

Um diese Einflüsse zu quantifizieren, könnte man:

- Das Binning der Gewichtshistogramme variieren, oder eine Gewichtung mit Gewichten, welche innerhalb ihres Fehlerbereichs ($\pm 2\sigma$) variiert wurden, durchführen.
- Die Signalselektion mit einem anderen Signal- und Untergrundmodell durchführen.
- Andere Variablen zur Neugewichtung verwenden. Es muss jedoch darauf geachtet werden, nicht zu viele Größen gleichzeitig neu zu gewichten, um Korrelationseffekte zu vermeiden.
- Es stehen MC Samples sowohl des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J\Psi f_0$ als auch des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\Psi K^*$ zur Verfügung. Die entsprechenden Verteilungen der zur Neugewichtung verwendeten Variablen können verglichen werden, um Abweichungen zu quantifizieren.

Neben der Neugewichtung der MC Samples werden auch die PID-Variablen neu zugeteilt. Auch hier sind systematische Fehler möglich, zumal es sich zeigt, dass auch nach der Neuordnung die reinen Signalverteilungen nicht perfekt übereinstimmen. Erneut könnte man:

- Die Signalselektion mit einem anderen Signal- und Untergrundmodell durchführen.
- Ein Vergleich der PID Verteilungen der MC Samples $B^0 J/\Psi K^*$ und $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ könnte zumindest für die Myonen erfolgen.

Zusätzlich ließe sich auch noch die verbleibende Abweichung zwischen der MC-Simulation und der Datenverteilung abschätzen. Der systematische Fehler könnte dabei als die maximale Differenz zwischen den Verteilungen abgeschätzt werden.

Bei der Verwendung der Monte Carlo-Daten gilt es weiterhin die Unsicherheiten auf die Tracking- und Triggereffizienz zu beachten.

Es ist zu erwarten, dass die hier beschriebenen systematischen Einflüsse des Unterschiedes zwischen MC und Daten zwar einen großen Beitrag zu dem gesamten systematischen Fehler liefern können, jedoch dennoch klein im Vergleich zu den statistischen Unsicherheiten sind.

Identifizierung von Resonanzen

Für den Übergang vom resonanten in den nichtresonanten Kanal müssen alle $\mu\mu$ -Resonanzen vollständig herausgeschnitten werden. Gelingt das nicht, so führt dies zu einer systematischen Unsicherheit.

Es wäre möglich, dass einzelne Ereignisse der eigentlich identifizierten Resonanzen die angebrachten Schnitte überstehen. Es wird jedoch darauf geachtet, die Schnittfenster so groß zu wählen, dass dieser Fehler, insbesondere im Vergleich mit anderen Unsicherheiten, vernachlässigbar bleibt.

Neben bereits herausgeschnittenen Resonanzen ist es natürlich auch möglich, dass einzelne Resonanzen erst gar nicht identifiziert werden. Kandidaten hierfür sind Zerfälle, bei denen die Endzustände entweder falsch oder nur teilweise rekonstruiert werden.

Da bereits alle wichtigen Möglichkeiten der Missidentifizierungen überprüft wurden und teilweise auch Schnitte angebracht werden mussten (etwa bei den $\pi \leftrightarrow \mu$ Missidentifizierungen) und zudem keine möglichen Kandidaten für Teilrekonstruktionen, welche zu einer peakenden Struktur in der B_s^0 -Massenregion führen könnten, gefunden wurden, kann davon ausgegangen werden, dass dieser Einfluss eher gering ausfallen dürfte.

Unvollständige Kenntnis über den Referenzkanal

Eine weitere mögliche Ursache eines systematischen Fehlers birgt die Selektion des Referenzkanals. Es ist zwar durchaus möglich, den Zerfall eines B_s^0 -Mesons in ein J/Ψ -Meson und ein Pionenpaar zu rekonstruieren, jedoch ist die Einschränkung des $\pi\pi$ -Massenbereichs derart, dass nur $f_0(980)$ -Resonanzen selektiert werden, nur eingeschränkt möglich. Der Grund liegt in den ebenfalls auftretenden Zerfällen in ein $f_0(1370)$ (mit einem BR von 3.9×10^{-5}), ein $f_2(1270)$ (BR $\approx 1 \times 10^{-6}$) und zwei nichtresonante Pionen (BR $\approx 1.7 \times 10^{-5}$) [1]. Um zu überprüfen, welcher Anteil dieser Zerfälle mitselektiert wird, könnten simulierte Events dieser Zerfälle erstellt und betrachtet werden. Betrachtet man zudem die Verzweungsverhältnisse, erkennt man, dass der systematische Fehler zwar nicht vernachlässigbar sein, jedoch die Qualität des eigentlichen Ergebnisses nicht entscheidend beeinflussen dürfte.

Einflüsse der Fitmodelle

Ein letzter wichtiger systematischer Einfluss ist durch die Wahl der Fitmodelle gegeben; insbesondere die (halb-)phänomenologischen Modelle, wie es vor allem der häufig verwendete CrystalBall, aber auch das exponentielle Untergrundmodell sind, können die Daten natürlich nur mit einer gewissen Güte beschreiben.

Um die Einflüsse zu betrachten, könnten daher bei jedem durchgeführten Fit Untergrund- und Signalmodell gemeinsam variiert werden. Zudem werden einige Parameter der CrystalBall-Funktionen jeweils aus Fits an die Monte Carlo-Verteilungen übernommen; diese könnten in einem weiteren Fit als freie Parameter mitgefittet werden.

Als letzter systematischer Einfluss ist zudem noch die bekannte Unsicherheit auf die Generierungseffizienz der Monte Carlo-Zerfälle zu beachten.

Insgesamt ist zu erwarten, dass die Genauigkeit des in dieser Analyse bestimmten Verzweungsverhältnisses in erster Linie durch den statistischen Fehler sowie die Kenntnis des Verzweungsverhältnisses des Referenzkanals limitiert ist und die anderen systematischen Einflüsse im Vergleich dazu eher klein sind.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Verzweigungsverhältnis des bisher noch nicht beobachteten Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ relativ zu dem Referenzzerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ gemessen. Es wurden Daten, die in den Jahren 2011 und 2012 am LHCb-Detektor am LHC des CERN bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV beziehungsweise $\sqrt{s} = 8$ TeV und einer integrierten Luminosität von insgesamt etwa 3 fb^{-1} aufgenommen wurden, verwendet. Es wurde eine Signalselektion der Daten durch eine multivariate Selektion mit zusätzlichen Schnitten auf die PID-Variablen durchgeführt. Im Zuge dieser wurden die verwendeten Monte Carlo-Daten neu gewichtet, um eine bessere Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Daten zu gewährleisten. Aus demselben Grund wurden den simulierten Ereignissen auch neue PID-Variablen zugewiesen.

Die Massenverteilungen der B_s^0 -Kandidaten, die sich nach der Signalselektion ergaben, wurden durch einen Fit beschrieben und das relative Verzweigungsverhältnis zu

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0)}{BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\rightarrow \mu\mu) f_0)} = (9.89 \pm 2.14(stat.)) \times 10^{-3}$$

bestimmt. Es konnten dabei 51 ± 11 B_s^0 rekonstruiert werden.

Zusätzlich ist das absolute Verzweigungsverhältnis des Referenzzerfalls mit

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0(\rightarrow \pi\pi)) = (1.29_{-0.23}^{+0.40}) \times 10^{-4}.$$

sowie

$$BR(J/\Psi \rightarrow \mu\mu) = (0.0593 \pm 0.0006) \quad (1)$$

bekannt. Mit dieser Information lässt sich auch das absolute Verzweigungsverhältnis angeben:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0) = (7.57 \pm 1.64(stat) \pm_{-1.36}^{+2.35}(norm.)) \times 10^{-8}.$$

Eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses erschien gerechtfertigt, da der Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ mit einer statistischen Signifikanz von etwas mehr als 6σ nachgewiesen werden konnte.

Die Größenordnung des bestimmten Verzweigungsverhältnisses liegt im Bereich der Standardmodellvorhersagen. Aussagen über die Gültigkeit des Standardmodells können jedoch an dieser Stelle nicht getroffen werden, zumal vorhandene Vorhersagen des Verzweigungsverhältnisses in nicht-Standardmodell-Theorien nicht außerhalb der Unsicherheit der Standardmodellvorhersagen liegen [29] [30].

Neben genaueren theoretischen Vorhersagen wäre jedoch auch eine geringere statistische Unsicherheit auf die Messung des BR erstrebenswert; in dieser Analyse betrug sie etwa 20%. Die statistische Unsicherheit ließe sich durch die Verwendung eines größeren Datensamples verringern. Durch die geplante Wiederinbetriebnahme des LHCb-Detektors ab dem Jahr 2015 ständen mehr Daten zur Verfügung.

Neben dem recht hohen statistischen Fehler fällt auch der hohe Fehler auf das Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals und somit ein hoher Normierungsfehler auf das absolute Verzweigungsverhältnis auf. Da sich diese Unsicherheit nicht direkt beeinflussen lässt, würde sich die Verwendung eines anderen Referenzkanals anstatt des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi f_0$ anbieten. Ein möglicher Zerfall wäre der in dieser Auswertung bereits betrachtete Zerfall $B^0 \rightarrow J/\Psi K^*(892)$, welcher mit

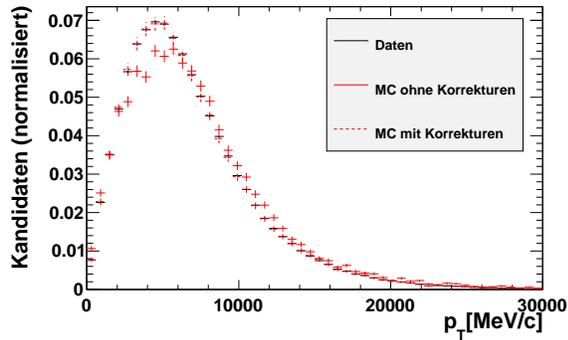
$$BR(B^0 \rightarrow J/\Psi K^*) = (1.34 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

deutlich genauer bestimmt ist. In diesem Fall müsste allerdings noch ein zusätzlicher Faktor eingeführt werden, der dafür Rechnung trägt, dass die Anzahl der produzierten B_s^0 -Mesonen nicht der Anzahl der B^0 -Mesonen entspricht.

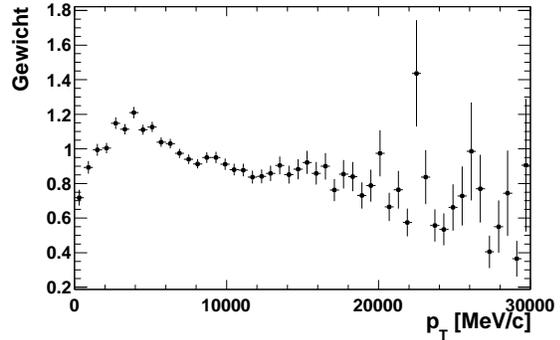
Insgesamt wäre zur vollständigen Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu\mu f_0$ natürlich auch noch eine Betrachtung der systematischen Einflüsse von Nöten. Dies konnte in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht mehr geleistet werden.

A Zur Neugewichtung der Monte Carlo-Daten

Gewichtshistogramme und Vergleich der 2012er Daten.

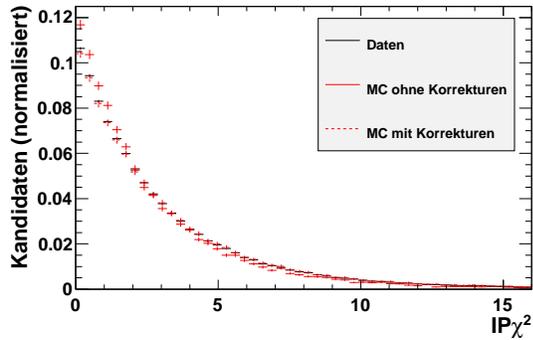


(a) Vergleich der Daten von 2012

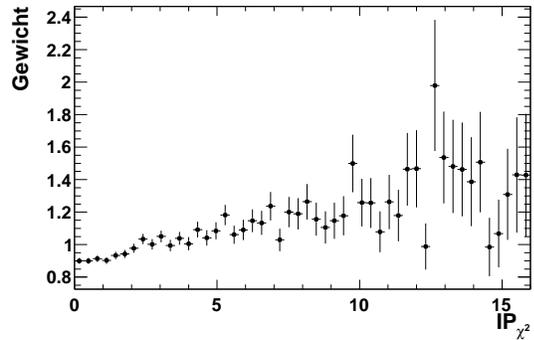


(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 37: Vergleich der $p_T(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung und die zugehörigen Gewichtshistogramme

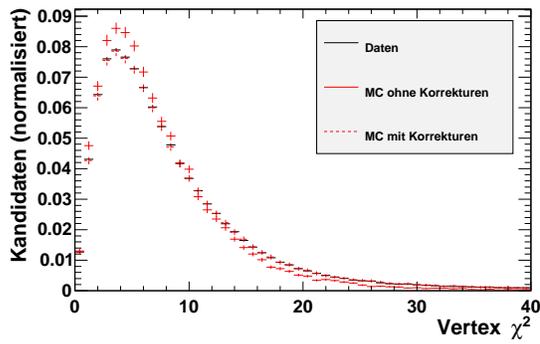


(a) Vergleich Daten von 2012

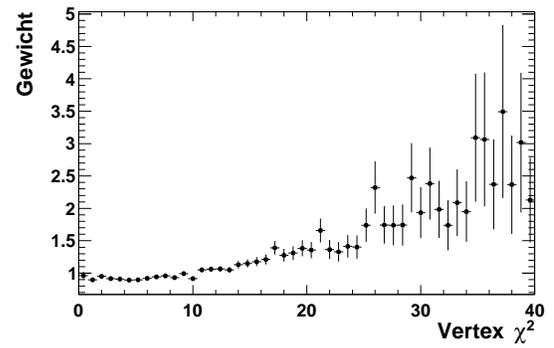


(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 38: Vergleich der $IP_{\chi^2}(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung und die zugehörigen Gewichtshistogramme



(a) Vergleich der Daten von 2012



(b) Gewichtsverteilung

Abbildung 39: Vergleich der $Vertex_{\chi^2}(B_{(s)}^0)$ -Verteilungen aus reinen Signalevents vor und nach der Neugewichtung und die zugehörigen Gewichtshistogramme

Literatur

- [1] J. Beringer et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*86, 2012 and 2013 partial update for the 2014 edition. doi:10.1103/PhysRevD.86.010001.
- [2] The LHCb Collaboration. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region. *Phys. Lett. B* 694, 2010. arXiv:1009.2731 [hep-ex]. doi:10.1016/j.physletb.2010.10.010.
- [3] LHC Performance and Statistics. URL: <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/>.
- [4] W. N. Cottingham. *An Introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge [u.a.]: Cambridge University Press, 2007.
- [5] D. J. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [6] B. R. Martin. *Particle Physics*. Chichester [u. a.]: Weiley, 2008.
- [7] C. Berger. *Elementarteilchenphysik*. Berlin, Heidelberg [u.a.]: Springer, 2006.
- [8] W. Greiner und B. Müller. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Heidelberg [u.a.]: Springer, 2009.
- [9] S. Playfer und S. Stone. Rare b Decays. *Int. J. Mod. Phys. A*10, 1995. arXiv:hep-ph/9505392. doi:10.1142/S0217751X9500190X.
- [10] N. Serra und T. Blake. Chasing new physics with electroweak penguins. *Cern Courier*, Mai 2013.
- [11] R.-H. Li, C.-D. Lu, W. Wang, und X.-X. Wang. B \rightarrow S Transition Form Factors in the PQCD approach. *Phys. Rev. D*79, 2009. arXiv:1002.2880. doi:10.1103/PhysRevD.79.014013.
- [12] P. Colangelo, F. De Fazio, und W. Wang. $B_s^0 \rightarrow f_0(980)$ form factors and B_s decays into $f_0(980)$. *Phys. Rev. D*81, 2012. arXiv:1002.2880 [hep-ph]. doi:10.1103/PhysRevD.81.074001.
- [13] N. Ghahramany und R. Khosravi. Analysis of the $B_c \rightarrow D_0^1 l \nu$ decay. *Phys. Rev. D*81, 81(1), 2010. doi:10.1103/PhysRevD.81.016012.
- [14] CERN public webpage. URL: <http://public.cern.web.ch/>.
- [15] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *JINST* 3 S08005, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [16] L. Evans und P. Bryant (editors). LHC Machine. *Jinst* 3 S08001, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [17] LHCb public webpage. URL: lhc-public.web.cern.ch/lhc-public/.
- [18] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Berlin [u.a.]: De Gruyter, 2001.
- [19] The LHCb Collaboration. The LHCb Trigger and its Performance in 2011. 2012. arXiv:1211.3055 [hep-ex].
- [20] R. A. Fisher. On an absolute criterion for fitting frequency curves. *Statistical Science (Reprinted from Messenger of Mathematics* 41 155-160(1912)), 12(1):39-41, Feb. 1997.
- [21] G. Corti. Overview of Monte Carlo simulation(s) in LHCb. In *LHCb-UK students' meeting*, 2009.
- [22] The LHCb Collaboration. Measurement of b hadron production fractions in 7 TeV pp collisions. *Phys. Rev. D*85, 2012. arXiv:111.2357. doi:10.1103/PhysRevD.85.032008.
- [23] T. Skwarnicki. A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances. *Ph.D. Thesis*, page Appendix E, 1986.
- [24] M. Pivk und F. R. Le Diberder. sPlot: a statistical tool to unfold data distributions. *Nucl. Instrum. Meth. A*555:356-369, 2005. arXiv:physics/0402083 [physics.data-an]. doi:10.1016/j.nima.2005.08.106.

- [25] PIDcalib Package. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/PIDCalibPackage>.
- [26] The ARGUS Collaboration. Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays. *Physics Letters B*, 241(2), 1990. doi:10.1016/0370-2693(90)91293-K.
- [27] A. et al. Hoecker. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS ACAT*, 2007. arXiv:physics/0703039.
- [28] S. S. Wilks. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *The Annals of Mathematical Statistics*, 9(1), 1938. doi:10.1214/aoms/1177732360.
- [29] R. Mohanta. Study of some B_s^0 to $f_0(980)$ decays in the fourth generation model. *Phys. Rev. D* 84, 2011. arXiv:1104.4739 [hep-ph]. doi:10.1103/PhysRevD.84.014019.
- [30] V. Bshiry und K. Azizi. Systematic analysis of the $B_s \rightarrow f_0 l^+ l^-$ in the universal extra dimension. *JHEP* 1202, 2012. arXiv:1112.5243 [hep-ph].

Erklärung

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

Heidelberg, den 18.08.2014,