

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit
im Studiengang Physik

eingereicht von

Sebastian Klewin

geboren in Friedrichshafen

März 2013

**Messung der B_d -Lebensdauer
im Zerfallskanal
 $B_d \rightarrow J/\psi K_s$
am LHCb-Experiment**

Diese Bachelorarbeit wurde erstellt von Sebastian Klewin am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Stephanie Hansmann-Menzemer

- *You can't just turn on creativity like a faucet. You have to be in the right mood.*
- *What mood is that?*
- *Last-minute panic.*

(Calvin & Hobbes, Bill Watterson)

Kurzfassung:

In dieser Bachelorarbeit wurde die Lebensdauer in $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ Zerfällen am LHCb-Experiment gemessen. Bei Lebensdauermessungen ist die größte Herausforderung die Bestimmung der Akzeptanzfunktion. In diesem Zerfallskanal erschweren dies die relativ langlebigen K_s -Mesonen. Sie haben im LHCb-Experiment eine mittlere Fluglänge von mehr als einem Meter. Das bedeutet, dass ein Großteil der K_s aus den B_d -Zerfällen außerhalb des Vertex-Detektors zerfallen und somit nicht rekonstruiert werden können. Die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls außerhalb des Detektors setzt sich zusammen aus dem B_d -Produktionsvertex sowie der B_d - und K_s -Zerfallszeit.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde nun eine Methode entwickelt, die Akzeptanz als Funktion der B_d -Zerfallszeit auf Daten zu bestimmen und so die B_d -Lebensdauer zu messen. Dabei führt die Methode zu einer systematische Unsicherheit von lediglich $\Delta\tau = 0,005$ ps, was unter der, bei der aktuellen Statistik zu erwartenden, statistischen Unsicherheit von $\Delta\tau \approx 0,010$ ps liegt.

Abstract:

In this bachelor-thesis the lifetime in $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ decays at the LHCb-Experiment was measured. For lifetime measurements, the biggest challenge is the determination of the acceptance funktion. In this decay channel the relatively long-living K_s mesons make this difficult. In the LHCb-Experiment they have a mean flight length of more than one meter. This means that a large part of the K_s from the B_d decays decay outside the vertex detector and thus they can not be reconstructed. The likelihood of a decay outside the detector is made up of the B_d production vertex and the B_d and K_s decay time.

As part of this bachelor thesis a method was developed to determine the acceptance as a function of B_d decay time on data and thereby perform the measurement of the B_d lifetime. The method leads to a systematic uncertainty of only $\Delta\tau = 0.005$ ps, which is below the expected statistical uncertainty of $\Delta\tau \approx 0.010$ ps at the current available statistics.

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung	1
1. Das LHCb-Experiment	3
1.1. Der Large Hadron Collider	3
1.2. Der LHCb-Detektor	4
1.2.1. Vertexdetektor (VeLo)	4
1.2.2. Spurrekonstruktions-System	5
1.2.3. RICH-Detektoren	8
1.2.4. Kalorimeter	8
1.2.5. Myon-System	8
2. Datensatz und Selektion	9
2.1. Selektionsschnitte	10
2.2. Rekonstruktionsschritte	12
3. Akzeptanzkorrektur der B_d-Eigenzeitverteilung	15
3.1. Akzeptanzeffekte	15
3.1.1. VeLo-Spurrekonstruktions-Effizienz	15
3.1.2. Geometrische Akzeptanz des VeLo	17
3.2. Korrekturmethode	18
3.2.1. Normierung	19
3.2.2. Skalierungsfaktoren	23

4. Validierung der Akzeptanzkorrektur	29
4.1. Generierte MC-Daten	29
4.2. Rekonstruierte MC-Daten	30
4.3. Bestätigung des Fit-Bereichs	37
5. Zusammenfassung	41

Kapitel 0.

Einleitung

Diese Arbeit ist Teil einer Studie zur Messung der Lebensdauer in $B \rightarrow J/\psi X$ Zerfällen. Dabei wird der Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ genauer betrachtet. In diesem ist der größte Akzeptanzeffekt bestimmt durch die langlebigen K_s . Durch ihre hohe Lebensdauer und die daraus resultierende lange Flugstrecke, zerfallen die K_s zum Großteil außerhalb des Vertexdetektors, wodurch deren Rekonstruktion nicht möglich ist. Dieser Effekt muss korrigiert werden, um die Lebensdauer des B_d -Mesons in diesem Zerfallskanal exakt messen zu können. Mit der präzisen Messung der effektiven Lebensdauer der B-Mesonen kann die Heavy-Quark-Expansion-Theory (HQET) überprüft werden.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird zunächst auf den generellen Aufbau des LHCb-Experiments eingegangen. Es werden kurz die einzelnen Detektorkomponenten vorgestellt und deren jeweiligen Aufgaben erläutert. In Kapitel 2 werden der verwendete Datensatz sowie die angewendeten Selektionsschnitte beschrieben. Danach (Kapitel 3) wird auf die einzelnen Akzeptanzeffekte eingegangen und im Detail erklärt, welche Voraussetzungen erfüllt sein müssen, damit die im Anschluss daran vorgestellte Methode zur Korrektur dieser Effekte verwendet werden kann. In Kapitel 4 wird dann die Akzeptanzkorrektur auf die einzelnen Schritte der Rekonstruktion angewendet, um zu zeigen, dass die Methode in der Lage ist, die B_d -Eigenzeitverteilung in jedem einzelnen Schritt so zu korrigieren, dass die Lebensdauer gemessen werden kann. Am Schluss werden dann noch die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst.

Kapitel 1.

Das LHCb-Experiment

Eines der vier großen Experimente des **L**arge **H**adron **C**ollider's (LHC) am CERN ist das LHCb-Experiment. Der Name steht für *LHC-beauty*, wodurch der Fokus des Experiments deutlich wird, denn die Hauptaufgabe ist die präzise Messung von Quantenkorrekturen in B- und D-Hadron-Zerfällen^[1], um Hinweise auf eine mögliche Physik außerhalb des Standardmodells zu erlangen. Die anderen großen Experimente sind ATLAS (**A** **T**oroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**) und CMS (**C**ompact-**M**uon-**S**olenoid), deren Primärziel die direkte Suche nach neuen, schweren Teilchen ist, und ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment), welches die Existenz und die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas untersucht. Bisher konnten beim LHCb-Experiment 3 fb^{-1} an Daten gesammelt werden, davon 1 fb^{-1} im Jahr 2011 und 2 fb^{-1} in 2012.

1.1. Der Large Hadron Collider

Beim LHC handelt es sich um den bisher leistungsstärksten Ringbeschleuniger. Um keinen neuen Tunnel bauen zu müssen, wurde er in den bereits bestehenden LEP-Tunnel am CERN gebaut und soll Schwerpunktennergien von bis zu 14 TeV bei Proton-Proton-Kollisionen bzw. 1150 TeV bei Blei-Blei-Kollisionen (2,76 TeV/u bei Blei-Ionen) erreichen. Der Tunnel hat einen Umfang von 26,7 km und verläuft im Durchschnitt 100 m unter der Erde (zwischen 50 m und 175 m).

^[1]B-Hadronen enthalten ein Beauty(Bottom)-Quark, D-Hadronen ein Down-Quark

Um die geladenen Teilchen auf einer stabilen Kreisbahn zu halten, sind 1232 Dipolmagnete mit einem Magnetfeld von bis zu 8,3 T notwendig. Die Magnete sind supraleitend und werden bei einer Temperatur von 1,9 K betrieben.

Da der LHC aus Sicherheitsgründen langsam hochgefahren und nicht von Beginn an bei voller Energie betrieben wird, wurde im Jahr 2011 nur eine Schwerpunktennergie von 7 TeV und im Jahr 2012 von 8 TeV erreicht. Die angestrebten 14 TeV sollen erst nach dem ersten langen Shutdown, das heißt voraussichtlich 2015, erreicht werden [1].

1.2. Der LHCb-Detektor

Der Aufbau des Detektors beim LHCb-Experiment unterscheidet sich stark von dem der anderen Experimente. Während bei ATLAS, CMS und ALICE versucht wird, möglichst den kompletten Raum um den Kollisionspunkt mit dem Detektor abzudecken, nimmt der LHCb-Detektor nur einen kleinen Raumwinkel um die Strahlachse in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung ein. Die einzelnen Komponenten sind in einen Bereich von 10 bis 300 mrad in horizontaler und 10 bis 250 mrad in vertikaler Richtung zur Strahlachse angeordnet (siehe Abbildung 1.1). Dieser Aufbau ist insofern ausreichend, da die Paare von B- und D-Mesonen, welche bei Proton-Proton-Kollisionen produziert werden, vorzugsweise in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung relativ zur Strahlachse fliegen.

Um B- und D-Mesonen untersuchen zu können, benötigt man eine gute Teilchenidentifikation und Spurrekonstruktion. Im Folgenden werden die einzelnen Subdetektoren hierfür kurz vorgestellt [2].

1.2.1. Vertexdetektor (VeLo)

Der **Vertex Locator** (VeLo) befindet sich am nächsten am Wechselwirkungspunkt. Er wurde direkt um den Kollisionspunkt herum gebaut und ist ein Silizium-Streifen-Detektor aus 21 Lagen. Jede Lage besteht aus radial angeordneten Streifen, um die ϕ -Koordinate, und aus ringförmig angeordneten Streifen, um die r-Koordinate zu messen (siehe Abbildung 1.2). Für eine möglichst hohe Auflösung, sind die einzelnen Lagen so nah wie

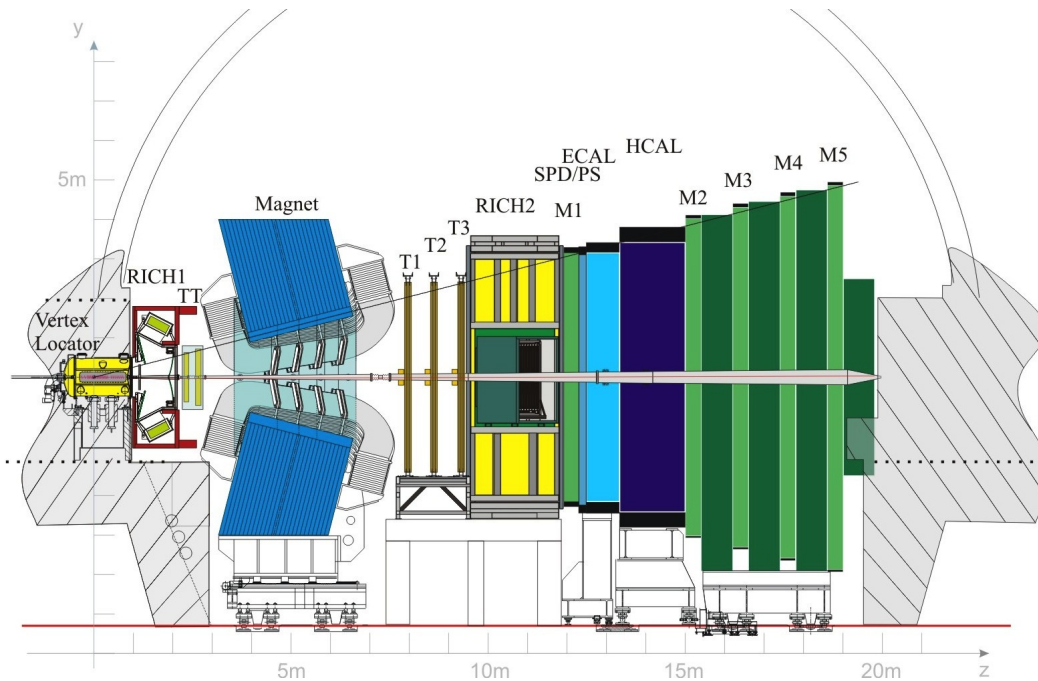


Abbildung 1.1.: Schematischer Aufbau des LHCb-Detektors. Der Kollisionspunkt ist auf der linken Seite, innerhalb des Vertex Locator's, bei $z = 0$ [2].

möglich an den Teilchenstrahl gebaut, gerade einmal 5 mm von der Strahlachse entfernt. Damit die Sensoren keinen Schaden nehmen, ist der VeLo aus zwei beweglichen Hälften aufgebaut. Beim Einschuss der Protonen in den Beschleuniger sind diese Hälften in offener Stellung, etwa 6 cm voneinander entfernt (siehe Abbildung 1.2). Sobald der Strahl stabil genug ist, werden die Hälften dann zusammengefahren, um nun so nah wie möglich an der Strahlachse Daten zu sammeln.

Die Aufgabe des VeLo's ist die genaue Rekonstruktion der Primärvertices der Kollision und der Sekundärvertices der weiteren Teilchenzerfälle. Es wird eine Auflösung von $60 \mu\text{m}$ in z -Richtung (entlang der Strahlachse) und $10 \mu\text{m}$ in der xy -Ebene erreicht [3].

1.2.2. Spurrekonstruktions-System

Das Spurrekonstruktions-System, im Folgenden auch Tracking-System genannt, besteht aus **T**rigger **T**racker (TT) und den drei **T**racking **S**tations (T-Stations), welche wiederum

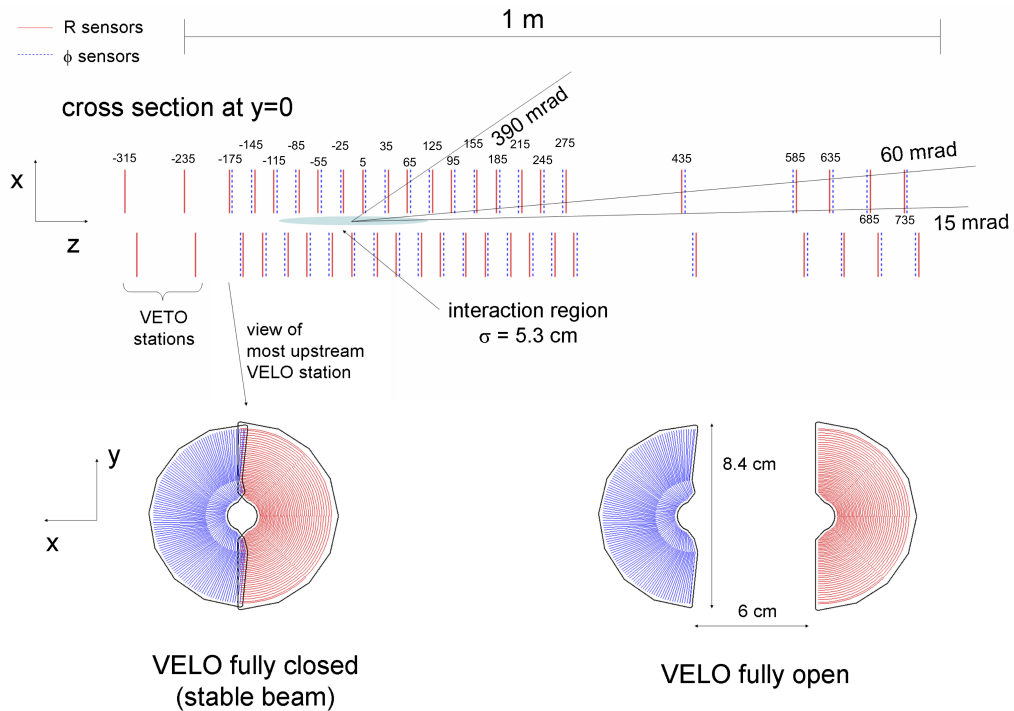


Abbildung 1.2.: Positionen der Sensoren im VeLo [2], ergänzt durch die z-Koordinate der einzelnen Sensoren in mm, wobei der Kollisionspunkt bei $z = 0$ ist.

aus Inner Tracker (IT) und Outer Tracker (OT) aufgebaut sind.

Der Trigger Tracker befindet sich ungefähr 2 m hinter dem VeLo, direkt vor dem Magneten, und ist ein Silizium-Streifen-Detektor. Er ist $1,5 \text{ m} \times 1,3 \text{ m}$ groß und füllt den gesamten Raumwinkel des Detektors. Die Anordnung und der Aufbau seiner zwei Stationen mit je zwei Lagen ermöglichen eine dreidimensionale Spurrekonstruktion. Einzelne Messungen der Spuren haben eine Auflösung von $\sim 60 \mu\text{m}$.

Die T-Stationen kommen nach dem Magneten und haben eine Größe von $6 \text{ m} \times 5 \text{ m}$. Der Inner Tracker ist ebenfalls ein Silizium-Streifen-Detektor und besteht aus drei mal vier Lagen (siehe Abbildung 1.3). Er befindet sich direkt um die Strahlachse, also der Region mit dem größten Teilchenfluss. Die Auflösung einer einzelnen Messung des Inner Tracker liegt bei $50 \mu\text{m}$.

Der Outer Tracker ist ein Gas-Detektor, bestehend aus langen Driftröhren. Diese Röhren haben einen Außendurchmesser von 5 mm und enthalten in der Mitte einen $24 \mu\text{m}$

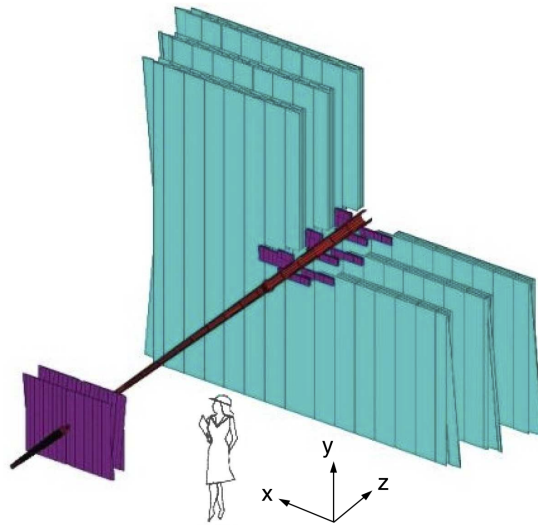


Abbildung 1.3.: Das Spurrekonstruktions-System des LHCb-Experiments. Der Trigger Tracker und Inner Tracker sind in lila, der Outer Tracker in türkis dargestellt [2].

dicken Anodendraht. Sie werden bei einer Spannung von 1550 V betrieben. Eine Auflösung von $200 \mu\text{m}$ wird im Outer Tracker erreicht. Er ist um den Inner Tracker angeordnet, besteht somit ebenfalls aus drei mal vier Lagen, und deckt den restlichen Raumwinkel ab (siehe Abbildung 1.3).

Obwohl der Inner Tracker nur 1,3 % der Fläche der T-Station einnimmt, verlaufen 20 % aller Spuren durch diesen kleinen Bereich. Dies ist auch der Grund, warum er eine wesentlich bessere Auflösung haben muss.

Mit den Signalen des Tracking-Systems lassen sich die Spur vor und nach dem Magneten messen und somit die Krümmung der Spuren im Magnetfeld bestimmen. Aus dieser Krümmung kann dann der Teilchenimpuls ermittelt werden. Dieser Magnet ist ein Dipolmagnet und erzeugt ein integriertes Magnetfeld von $\int B dl = 4,2 \text{ Tm}$ entlang der Strahlachse [4, 5].

1.2.3. RICH-Detektoren

Für die Proton-Pion-Kaon-Separation werden die zwei **R**ing-**I**maging-**C**herenkov (RICH) Detektoren verwendet. Diese nutzen den Cherenkov-Effekt, also dass geladene Teilchen Cherenkov-Strahlung emittieren, wenn sie schneller durch ein Medium fliegen, als die Lichtgeschwindigkeit $c' = \frac{c}{n}$ in diesem Medium ist. Mit dem Brechungsindex n des Mediums und $\beta = \frac{v}{c}$ kann man den Öffnungswinkel θ des Cherenkov-Kegels wie folgt berechnen:

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

Somit lässt sich β und folglich die Geschwindigkeit der Teilchen direkt durch die Messung des Öffnungswinkels des Cherenkov-Kegels messen. Zusammen mit der Impulsinformation aus dem Spurrekonstruktions-System kann dann die Masse bestimmt und dadurch die Teilchenart identifizieren werden.

Der erste RICH-Detektor befindet sich direkt hinter dem Vertexdetektor und identifiziert Teilchen mit geringem Impuls (1 bis 50 GeV). Der zweite RICH-Detektor (RICH2) steht dagegen erst nach dem Magneten und den T-Stations und ist für die Identifikation von Teilchen mit höheren Impulsen gebaut (15 bis 100 GeV) [6].

1.2.4. Kalorimeter

Der LHCb-Detektor hat für die Energiemessung sowohl ein elektromagnetisches als auch ein hadronisches Kalorimeter. Das **E**lectromagnetic **C**ALorimeter (ECAL) misst die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen, wohingegen das **H**adronic **C**ALorimeter (HCAL) die Energie von geladenen und ungeladenen Hadronen misst [7].

1.2.5. Myon-System

Zum Schluss gibt es noch das Myon-System, bestehend aus fünf Kammern (M1 bis M5). Diese funktionieren nach dem Prinzip der MultiWire Proportional Chambers. M2 bis M5 sind durch 80 cm dickes Eisen voneinander getrennt, welches die letzten Hadronen absorbieren soll, die nicht im Kalorimeter gestoppt wurden [8].

Kapitel 2.

Datensatz und Selektion

In dieser Arbeit wird eine Methode entwickelt, um die B_d -Lebensdauer im Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ (das Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2.1 dargestellt) zu messen. Auf die Methode wird näher in Kapitel 3.2 eingegangen. Als Daten wird eine MC-Simulation (Monte-Carlo-Simulation) verwendet. Diese ist in unterschiedliche Ebenen aufgeteilt. Der erste Schritt ist die Simulation von Proton-Proton-Kollisionen und die Berechnung der Viererimpulse der dabei entstehenden Teilchen (Generatorebene). Bis hierhin wurden die Wechselwirkungen mit dem Detektor noch nicht berücksichtigt. Dies geschieht auf der Detektorebene, wo nun geprüft wird, ob die Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, und die Treffer in den einzelnen Detektorkomponenten simuliert werden. Anschließend werden diese Treffer mit derselben Rekonstruktionssoftware analysiert, die auch für echte Daten verwendet wird. Diese rekonstruiert nun die Teilchenspuren, wobei auch Rekonstruktionsfehler auftreten können. Anhand dieser Spuren werden dann

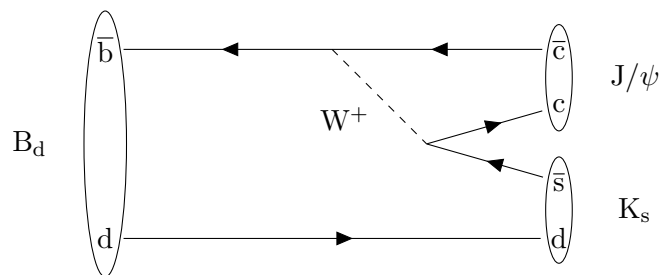


Abbildung 2.1.: Feynman-Diagramm des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K_s$.

Zerfallskanal	Parameter	Wert
$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\chi_{\text{track}}^2/\text{nDoF}(\pi)$	> 4
	$p(\pi)$	$> 2 \text{ GeV}/c$
	$p_T(K_s^0)$	$> 1 \text{ GeV}/c$
	$ M(\pi^+ \pi^-) - M(K_s^0) $ (LL)	$< 12 \text{ MeV}/c^2$
	$\chi_{\text{vtx}}^2(K_s^0)$	< 20
	decay length sig. (K_s^0)	> 5
	$\tau/\sigma_\tau(K_s^0)$	> 5
$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	$M(B^0)$	$\in [5100, 5450] \text{ MeV}/c^2$
	$\chi_{\text{vtx}}^2(B^0)/\text{nDoF}$	< 10
	$\chi_{\text{DTF}(B+PV)}^2(B^0)/\text{nDoF}$	< 5
	$\chi_{\text{IP}}^2(B^0)/\text{nDoF}$	< 20

Tabelle 2.1.: Übersicht über die verwendeten Schnitte, entnommen aus [9].

die B_d -Kandidaten rekonstruiert. In simulierten Daten kann überprüft werden, ob die rekonstruierten B_d -Kandidaten simulierten B_d -Zerfällen entsprechen. Dabei wird jedem Kandidaten das assoziierte MC-Teilchen aus der Generatorebene zugeordnet. Sollte es solch ein assoziiertes MC-Teilchen nicht geben, wurde es falsch rekonstruiert und ist für die weitere Untersuchung nicht weiter von Bedeutung.

2.1. Selektionsschnitte

Um nun das Signal vom Untergrund zu trennen, beziehungsweise um diesen zu reduzieren, werden verschiedene Selektionsschnitte auf kinetische Variablen und Parameter der Teilchenidentifikation angewendet. Die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte sind aus Referenz [9] übernommen und in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Dabei bezeichnen p und p_T Schnitte auf den Impuls der Pionen beziehungsweise auf den Transversalimpuls der Kaonen, also dem Impulsanteil, der senkrecht zur Strahlachse steht. Außerdem wird auch

auf die Signifikanz der Zerfallslänge (*decay length sig.*) und der Zerfallszeit (τ/σ_τ) der K_s geschnitten. Wichtig ist ebenfalls die Qualität der Spurrekonstruktion, um schlecht rekonstruierte Spuren herauszufiltern. Hierbei wird an die Detektortreffer eine Spur gefittet, indem deren χ^2_{track} -Wert minimiert wird. Um diesen vergleichbar zu machen, wird er auf die Anzahl an Freiheitsgrade (nDoF) normiert. Dieser Wert ist ein Maß für die Güte des Fits und sollte idealerweise $\chi^2/\text{nDoF} = 1$ betragen. Ein analoges Kriterium gibt es für die Vertexrekonstruktion (χ^2_{vtx}) und den kinematischen Fit ($\chi^2_{\text{DTF}} - \text{Decay Tree Fit}$).

In dieser Arbeit werden insbesondere zwei dieser Schnitte von Bedeutung sein. Diese beiden sind der Schnitt auf die Zerfallslängensignifikanz des K_s und der auf die Zerfallszeitsignifikanz des K_s . Hierbei wird die Zerfallslänge beziehungsweise die Zerfallszeit durch deren Fehler dividiert. Gefordert wird nun jeweils eine Signifikanz, die größer als fünf ist. Das heißt, dass insbesondere K_s mit einer kurzen Flugstrecke und mit einer kurzen Zerfallszeit oder jeweils mit einem großen Messfehler weggeschnitten werden. Da kurze Flugstrecken meist mit kurzen Zerfallszeiten zusammenfallen, denn die Teilchen haben hohe Impulse, führen diese beiden Schnitte zu einem „Turn-On“-Effekt zu Beginn der Eigenzeitverteilung der K_s (siehe Abbildung 3.6).

Die Detektions- und Rekonstruktionseffizienz des LHCb-Detektors hängt von dem Produktionsvertex und dem Phasenraum der Teilchen ab. Insbesondere für Teilchen, die durch die Randbereiche des Detektors fliegen, oder die eine sehr große Pseudorapidität η ^[1] haben, kann keine homogene Rekonstruktionseffizienz garantiert werden. Aus diesem Grund wurde ein weiterer Schnitt eingeführt, der „Fiducial-Cut“. Dieser verlangt, dass die B_d -Kandidaten einem Primärvertex mit einer z-Koordinate von ± 100 mm um den Nullpunkt zugeordnet werden müssen. Zudem müssen alle Tochterpartikel, in diesem Zerfallskanal also die Myonen und Pionen, eine Pseudorapidität von $2 < \eta < 4.5$ haben. Der „Fiducial-Cut“ wurde aus Referenz [10] übernommen.

^[1]Die Pseudorapidität η wird in der experimentellen Teilchenphysik verwendet und beschreibt den Winkel eines Vektors, relativ zur Strahlachse. Er wird meist als $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$ definiert, wobei θ der Winkel zwischen Teilchenimpuls und Strahlachse ist.

2.2. Rekonstruktionsschritte

Der Datensatz wird durch verschiedene Rekonstruktionsschritte nach und nach reduziert. Hierdurch wird versucht, zuerst die Akzeptanz des Detektors nachzubilden und anschließend den Untergrund so effizient wie möglich herauszufiltern. Dabei wird die Anzahl an B_d -Kandidaten von ursprünglich knapp 10 Millionen auf schlussendlich circa 140.000 reduziert. In Tabelle 2.2 sind die einzelnen Rekonstruktionsschritte und die danach noch verfügbare Statistik zusammengestellt.

Der erste Schritt ist die Abfrage, ob alle entstandenen Tochterteilchen, also bei dem in dieser Arbeit betrachteten Zerfallskanal die Pionen und Myonen, die notwendigen Signale im VeLo und im Tracking-System hinterlassen haben, um rekonstruiert werden zu können. Dies ist der „HasVeLoAndT“-Schnitt. Allerdings wird dieser durch die Pionen, welche keine Signale im VeLo hinterlassen, weil das K_s erst außerhalb zerfallen ist, dominiert. Denn alleine diese Bedingung reduziert den Datensatz um 83 %. Die zusätzlich geforderten Signale der Myonen im VeLo und von beiden Teilchenarten im Spurrekonstruktions-System reduzieren diesen nur noch um weitere 11 %.

Die Rekonstruktion beinhaltet diese Schritte. Hierbei werden alle B_d -Kandidaten mit der Rekonstruktionssoftware analysiert und ausgewertet, mit der auch die echten Daten untersucht werden. Es ist klar, dass nur die Kandidaten die Rekonstruktion erfolgreich durchlaufen, die auch die notwendigen Signale in den Detektorkomponenten hinterlassen haben, um eben rekonstruiert werden zu können. Es kommen noch zusätzliche Effekte hinzu, wodurch weitere Kandidaten nicht rekonstruiert werden können. Anschließend werden mit der eben beschriebenen Selektion die tatsächlichen Signale vom restlichen Untergrund getrennt. Schlussendlich überstehen nur 1,6 % der B_d -Kandidaten diese Rekonstruktionsschritte und können dann untersucht werden.

Schritt	noch vorhandene Kandidaten	
alle generierten B_d -Kandidaten	9.280.000	100,0 %
π HasVeLo-Schnitt	1.568.000	16,9 %
HasVeLoAndT-Schnitt	532.000	5,7 %
Rekonstruktion	441.000	4,8 %
Selektion	165.000	1,8 %
„Fiducial-Cut“	144.000	1,6 %

Tabelle 2.2.: Rekonstruktionsschritte mit der danach noch verfügbaren Statistik.

Kapitel 3.

Akzeptanzkorrektur der B_d -Eigenzeitverteilung

In dem nun folgenden Kapitel wird näher auf die Akzeptanz des Detektors eingegangen. Im ersten Teil werden verschiedene Effekte diskutiert, welche die Akzeptanz in jeweils einem bestimmten Bereich der B_d -Eigenzeitverteilung beeinflussen. Anschließend wird die in dieser Arbeit entwickelte Korrekturmethode vorgestellt, welche den Einfluss durch die langlebigen K_s und die endliche Länge des VeLo's korrigiert.

3.1. Akzeptanzeffekte

3.1.1. VeLo-Spurrekonstruktions-Effizienz

Ein innerhalb der Kollaboration bekannter Aspekt der Rekonstruktion von Teilchenspuren ist, dass die Effizienz, mit welcher die Spuren innerhalb des VeLo's rekonstruiert werden können, vom Abstand der Spuren zur z-Achse (DOCAz) abhängt. Zusätzlich beeinflusst auch die Spurmultiplicität der Ereignisse diese Effizienz, da eine hohe Anzahl an Teilchenspuren deren Rekonstruktion erschwert, und ebenso der Transversalimpuls der Teilchen. Um diesen Effekt korrigieren zu können, muss zuerst die Effizienz der Spurrekonstruktion als Funktion von DOCAz bestimmt werden. Für eine Spur mit dem Impuls

Teilchen	a	c
μ_1	$0,9562 \pm 0,0008$	$-0,009537 \pm 0,001683$
μ_2	$0,9571 \pm 0,0009$	$-0,006650 \pm 0,001710$
π_1	$0,9900 \pm 0,0006$	$-0,003730 \pm 0,001444$
π_2	$0,9922 \pm 0,0007$	$-0,002238 \pm 0,002270$

Tabelle 3.1.: Parameter der DOCAz-Effizienz für alle Tochterpartikel.

\vec{p} eines B_d -Kandidaten, welcher am Ort \vec{o} zerfällt, ist die Variable DOCAz folgendermaßen definiert:

$$\vec{p}_\perp = \vec{p} \times \vec{z} \quad (3.1)$$

$$\text{DOCAz} = \frac{|\vec{p} \cdot \vec{o}|}{|\vec{p}_\perp|}, \quad (3.2)$$

wobei $\vec{z} = (0, 0, 1)$ die z-Achse ist. Die VeLo-Spurrekonstruktions-Effizienz kann nun als Funktion von DOCAz berechnet werden, indem die jeweiligen DOCAz-Verteilungen für die Myonen und Pionen einmal für alle generierten Ereignisse berechnet werden, und einmal nach der Rekonstruktion. Anschließend dividiert man die rekonstruierte Verteilung durch die der generierten. Diese Effizienz folgt der empirisch gefundenen Funktion:

$$\varepsilon(\text{DOCAz}) = a + c \cdot \text{DOCAz}^2, \quad (3.3)$$

wobei a die Normierung der Effizienz festlegt und c den Abfall für große DOCAz-Werte charakterisiert. Diese Methode ist in der Kollaboration etabliert und wurde aus Referenz [10] übernommen. Die Parameter sind allerdings speziell für den in dieser Arbeit betrachteten Zerfallskanal bestimmt worden und für die jeweiligen Tochterpartikel in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Anschließend lassen sich die Gewichte w , mit denen die einzelnen Events als Funktion der DOCAz-Werte skaliert werden müssen, folgendermaßen berechnen:

$$w = 1 / \left(\prod_i \varepsilon_i(\text{DOCAz}_i) \right), \quad (3.4)$$

wobei der Index i über alle Tochterpartikel läuft, in diesem Zerfallskanal also die beiden Myonen und Pionen.

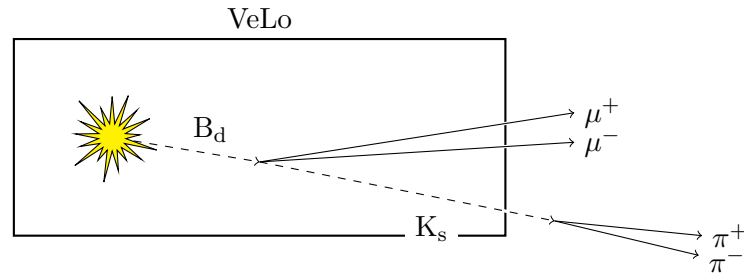


Abbildung 3.1.: Skizzierter Zerfall $B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_s(\pi^+\pi^-)$, bei welchem das K_s nicht im VeLo zerfällt.

3.1.2. Geometrische Akzeptanz des VeLo

Eine spezielle Hürde in diesem Zerfallskanal ist die geometrische Akzeptanz des VeLo's. Durch die lange Lebensdauer des K_s von $(89,54 \pm 0,04)$ ps [11] legen diese eine große Distanz^[1] zurück, bevor sie zerfallen. Da der VeLo allerdings nur etwa ein Meter lang ist, liegt der Zerfallspunkt eines Großteils der K_s außerhalb des VeLo's, wodurch diese nicht rekonstruiert werden können, und somit auch nicht das zugehörige B_d . Dieser Effekt verstärkt sich natürlich für langlebige B_d , wodurch sich die Eigenzeitverteilung ungleichmäßig verändert. Dies verfälscht die Messung der Lebensdauer.

Bei der Diskussion der Selektion (Abschnitt 2.1) wurde bereits erwähnt, dass der Schnitt auf die Signifikanz der Zerfallslänge und der Schnitt auf die Signifikanz der Zerfallszeit von besonderer Bedeutung in diesem Zerfallskanal sind. Dies betrifft nicht nur den „Turn-On“-Effekt, der bereits angesprochen wurde. In Verbindung mit der geometrischen Akzeptanz ergibt sich aus diesen Schnitten ein weiterer Effekt. Langlebige B_d sind bereits besonders davon betroffen, dass die langlebigen K_s aufgrund der Begrenzung des VeLo's nicht detektiert werden. Durch diese Schnitte werden nun auch noch die kurzlebigen K_s weggeschnitten. Dies beeinflusst die B_d mit einer geringen Zerfallszeit natürlich nicht so stark. Hieraus ergibt sich eine weitere Verzerrung der Eigenzeitverteilung.

^[1]mit „großer Distanz“ ist hier mehr als ein Meter gemeint, was bereits ausreicht, da der VeLo nur ein Meter lang ist

3.2. Korrekturmethode

Die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Korrektur der Eigenzeitverteilung des B_d -Mesons und zur Bestimmung der Lebensdauer zielt nun genau darauf ab, diese fehlenden K_s -Zerfälle zu kompensieren.

Die Grundidee ist, dass für jede B_d -Zerfallszeit die dazugehörigen K_s -Eigenzeiten in einer exponentiellen Verteilung vorliegen sollten. Da nun insbesondere durch die große Flugdistanz des K_s viele Einträge im hinteren Bereich der Verteilung fehlen (siehe rote Kurve in Abbildung 3.2), kann diese Verteilung durch den Vergleich mit einem exponentiellen Zerfall korrigiert werden (blaue Kurve). Die Detektion eines B_d 's ist in diesem Zerfallskanal hauptsächlich durch die Detektion des dazugehörigen K_s bestimmt, denn allein die Bedingung, dass die beim Zerfall des K_s entstandenen Pionen die benötigten VeLo-Signale liefern, reduziert die verfügbare Statistik um 83 % (siehe Tabelle 2.2). Dies ist also bei weitem der größte Effekt. Aus diesem Grund müssen die jeweiligen B_d -Kandidaten nur mit dem Faktor der fehlenden K_s gewichtet werden.

Im Folgenden wird die Korrektur im Einzelnen erläutert. Dabei wird dargestellt, was die wesentlichen Punkte sind und welche Schwierigkeiten dabei auftreten.

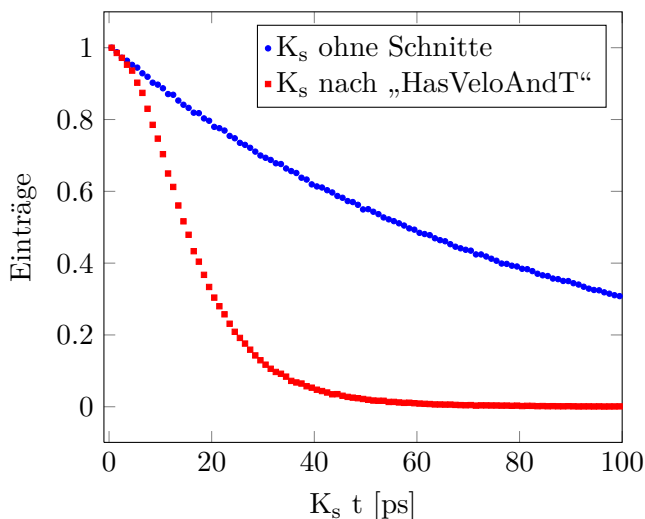


Abbildung 3.2.: Eigenzeitverteilungen der K_s , die Einträge sind im ersten Bin auf eins normiert.

3.2.1. Normierung

Der erste Schritt ist die Wahl des Normierungsbereichs in der K_s -Eigenzeitverteilung. Dieser ist entscheidend, da er bestimmt, in welchem Maße korrigiert wird. Hierbei ist es wichtig, einen Bereich zu wählen, der über eine ausreichende Statistik verfügt. Zudem muss dieser Bereich über das gesamte B_d -Spektrum mit einer möglichst konstanten Effizienz rekonstruiert worden sein, um somit eine gleichmäßige Normierung zu gewährleisten. Im Folgenden werden nun die Eigenschaften, Position und Größe des Bereichs, der hierfür in Frage kommt, diskutiert.

Rekonstruktionseffizienz

Es ist offensichtlich, dass der Normierungsbereich eine konstante Rekonstruktionseffizienz haben muss. Diese Effizienz gibt an, welcher Anteil der Teilchen tatsächlich detektiert und rekonstruiert werden konnte und ist folgendermaßen definiert:

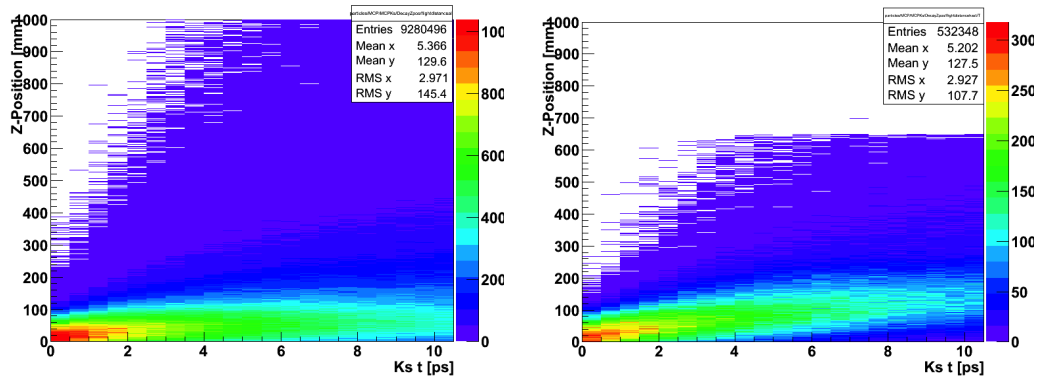
$$\varepsilon(t) = \frac{N_{\text{rek}}(t)}{N_{\text{gen}}(t)}, \quad (3.5)$$

wobei $N_{\text{rek}}(t)$ die Anzahl an rekonstruierten und $N_{\text{gen}}(t)$ die Anzahl an generierten K_s mit der Eigenzeit t ist. Dabei ist es nicht von Bedeutung, wie groß der absolute Wert ist. Eine Veränderung der K_s -Rekonstruktionseffizienz, solange sie konstant als Funktion der B_d -Eigenzeit ist, ändert nicht die gemessene B_d -Lebensdauer.

Wenn die Effizienz für große Zerfallszeiten kleiner wird, dann hat dieser Bereich weniger Einträge, als er bei einer konstant bleibenden Effizienz hätte. Fittet man nun eine Exponentialfunktion der Form wie in Gleichung 3.6 an die Verteilung, wobei N_0 der Anfangsbestand an Teilchen und τ die mittlere Lebensdauer ist, so ergibt sich zwangsläufig bei einer sinkenden Effizienz eine zu kleine Lebensdauer.

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (3.6)$$

Weil wir später aber durch genau solch einen Fit die Lebensdauer der B_d -Mesonen bestimmen wollen, müssen wir dafür sorgen, dass unser Normierungsbereich mit einer gleichbleibenden Effizienz rekonstruiert wurde.


 (a) Verteilung aller generierten K_s .

 (b) Verteilung aller generierten K_s , die Signale im VeLo und in den T-Stations haben.

 Abbildung 3.3.: Z-Position der Zerfallspunkte der K_s , aufgetragen gegen die K_s -Eigenzeit.

Lage des Bereiches

Da im hinteren Bereich der K_s -Spektren im Prinzip alle Einträge aufgrund der zu großen Flugdistanz fehlen, kommt nur der Bereich der kurzlebigen K_s in Frage. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.3 die z-Koordinaten der Zerfallspunkte der K_s gegen deren Lebensdauer aufgetragen.

Es sind zwei Dinge deutlich zu sehen: Zum Einen ist in Abbildung 3.3b ein scharfer Schnitt bei einer Distanz von $z \approx 640$ mm zu erkennen. Dieser ergibt sich aufgrund des Detektoraufbaus (siehe Abbildung 1.2). Bei einem Abstand von ~ 640 mm vom Primärvertex ($z = 0$) liegt der drittletzte Sensor im VeLo. Sollte das K_s nun erst nach dieser Entfernung zerfallen, so können die beiden hierbei entstehenden Pionen noch höchstens zwei Sensoren treffen. Für eine Rekonstruktion innerhalb des VeLo's sind jedoch mindestens drei Messungen notwendig. Wenn nun die Pionen im VeLo nicht rekonstruiert werden können, kann damit auch das K_s nicht rekonstruiert werden und somit auch nicht das B_d . Dies ist der Grund für den starken Abfall im K_s -Spektrum bei hohen Zerfallszeiten.

Solche Pionen (und auch Myonen), welche die nötige Anzahl an Signalen im VeLo ha-

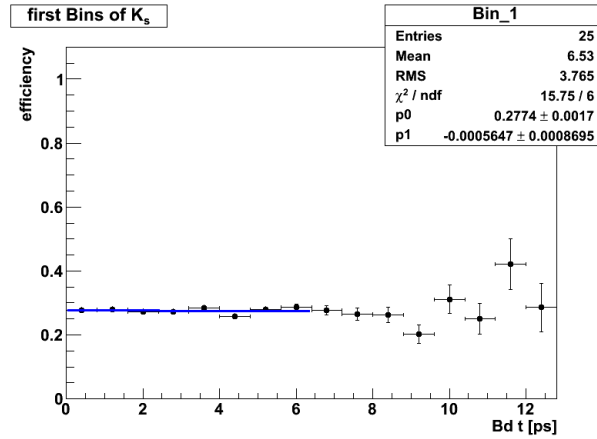


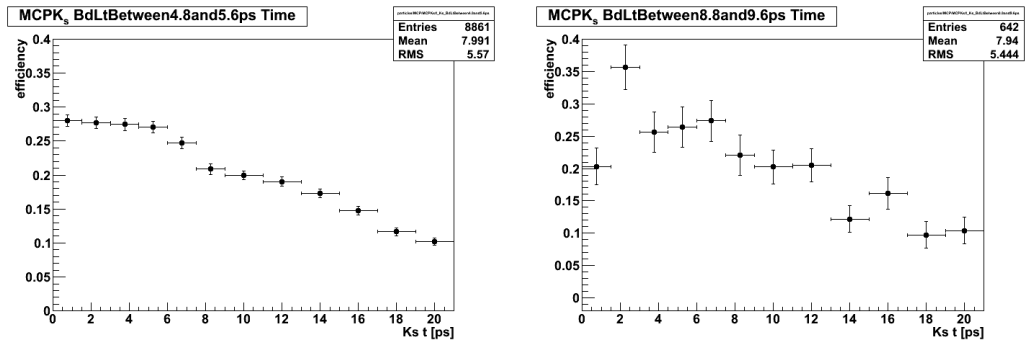
Abbildung 3.4.: Rekonstruktionseffizienzen der ersten K_s -Bins als Funktion der B_d -Eigenzeit bei einer Breite des ersten K_s -Bins von 1,5 ps.

ben, erhalten das Attribut „HasVeLo“. Im Folgenden wird allerdings immer das Attribut „HasVeLoAndT“ verlangt, was zusätzlich noch entsprechende Signale in den T-Stations voraussetzt, um die Spur rekonstruieren zu können. Diese zusätzliche Bedingung reduziert nur die Gesamtzahl an Ereignissen, verändert aber nicht den Verlauf der Eigenzeitverteilung.

In Abbildung 3.3a ist ebenfalls erkennbar, dass bei einer Zeit $t \leq 1,5$ ps der größte Teil der Zerfallspunkte bei einer Distanz von $z \leq 640$ mm liegt. Demzufolge gehen bei einer Zerfallszeit von $t \leq 1,5$ ps keine K_s aufgrund der geometrischen Akzeptanz des VeLo's verloren. Somit sollte der Bereich, den wir zur Normierung verwenden wollen, möglichst im vorderen Teil der K_s -Eigenzeitverteilung liegen, also bei einer Zerfallszeit von $t \leq 1,5$ ps.

Breite des Normierungsbereichs

Um die Statistik so groß wie möglich zu halten, sollte der Normierungsbereich natürlich so groß wie möglich sein. Wir haben bereits gesehen, dass aufgrund der begrenzten Länge des VoLo's nur ein Bereich von 0 bis 1,5 ps der K_s -Eigenzeit zur Normierung in Frage kommt. In Abbildung 3.4 ist nun der Verlauf der Rekonstruktionseffizienzen dieses Bereichs der K_s -Zerfallszeitverteilung als Funktion der B_d -Eigenzeit zu sehen. Diese ver-


 (a) B_d -Eigenzeitbereich von 4,8 bis 5,6 ps.

 (b) B_d -Eigenzeitbereich von 8,8 bis 9,6 ps.

 Abbildung 3.5.: Rekonstruktionseffizienzen der jeweiligen K_s -Bins für verschiedene B_d -Eigenzeitbereiche.

läuft auch, wie gefordert, mit einer sehr konstanten Effizienz. Die Steigung beträgt im vorderen Teil $(-5,6 \pm 8,7) \cdot 10^{-4} \text{ ps}^{-1}$ und ist somit innerhalb des Fehlerbereichs null.

Es zeigt sich jedoch, dass es im Bereich der B_d -Zerfallszeit von 7 bis 10 ps zu einem Abfall der Rekonstruktionseffizienz jeweils im vorderen Bereich der K_s -Verteilungen kommt. In Abbildung 3.5 ist die K_s -Rekonstruktionseffizienz als Funktion der K_s -Eigenzeit exemplarisch in zwei verschiedenen B_d -Eigenzeitbereichen dargestellt. Man sieht, dass der Abfall der Effizienz im B_d -Eigenzeitbereich um 9 ps, wie er in Abbildung 3.4 zu sehen ist, nicht die gesamte K_s -Eigenzeitverteilung betrifft, sondern nur den ersten Bin. Sollte dieser nun dennoch zur Normierung verwendet werden, so fällt diese zu gering aus. Da die Rekonstruktionseffizienz aber im vorderen Bereich flach ist, kann der ganze K_s -Eigenzeitbereich von 0 bis 1,5 ps, welcher nicht von der geometrischen Akzeptanz des VeLo's betroffen ist, zur Normierung verwendet werden. Wir merken uns aber, dass wir im Bereich der B_d -Zerfallszeit von 7 bis 10 ps eine zu geringe Normierung haben werden.

Mir ist es leider bis zum Ende der Arbeit nicht gelungen, die Ursache für diesen Abfall der Effizienz für kurze K_s -Zerfallszeiten zu finden. Ich konnte weder ein Zusammenhang mit dem Öffnungswinkel der beim Zerfall des K_s entstehenden Pionen feststellen, noch konnte ich irgendwelche Abnormalitäten bei den z-Koordinaten der K_s -Zerfallspunkte erkennen. Beides hätte diesen Abfall durchaus erklären können, da, wie in Abbildung 1.2

zu sehen ist, der VeLo im Bereich von $275 \text{ mm} < z < 585 \text{ mm}$ ein „Loch“ hat. Eine Idee war, wenn nun ein B_d am linken Rand dieses Loches zerfällt, so ist der Öffnungswinkel bei dem die Pionen die Möglichkeit haben, genügend Sensoren zu treffen, für kurzlebige K_s kleiner als für langlebige, bei denen das K_s eine Chance hat, im hinteren Bereich zu zerfallen. Leider hat sich dies in keinster Weise bestätigt. Möglicherweise ist dieser Effekt auch einfach eine statistische Fluktuation und verschwindet bei einer größeren Statistik.

Einfluss der Selektion

Nun hat die Selektion natürlich ebenfalls einen Einfluss auf die K_s -Eigenzeitverteilungen. Abgesehen von der generellen Reduktion der Datenmenge wirken sich manche Schnitte unterschiedlich stark auf die verschiedenen Bereiche der K_s -Eigenzeitverteilung aus. So sehen wir nach der Selektion einen „Turn-On“-Effekt zu Beginn K_s -Verteilung (schwarze Kurve in Abbildung 3.6, hier wurde der zweite Bin auf eins normiert, da beim ersten der „Turn-On“-Effekt zu sehen ist), hier werden im Vergleich zum restlichen Spektrum deutlich mehr Teilchen weggeschnitten. Dafür verantwortlich sind, wie in Abschnitt 2.1 schon beschrieben, zwei Schnitte: Der Schnitt auf die Signifikanz der Zerfallslänge des K_s und der auf die Signifikanz der Zerfallszeit des K_s .

Allerdings ist der Verlauf der Rekonstruktionseffizienz, welche noch von weiteren Faktoren beeinflusst wird, davon nicht betroffen. Das heißt, diese ist im vorderen Bereich der K_s -Verteilung weiterhin als Funktion der B_d -Eigenzeit konstant. Aus diesem Grund kann dieser Bereich dennoch nur Normierung verwendet werden.

3.2.2. Skalierungsfaktoren

Da wir nun wissen, auf welchen Bereich wir normieren können, ist der nächste Schritt die Berechnung der Gewichte. Diese werden nicht kontinuierlich berechnet, denn wir nutzen später, um die B_d -Lebensdauer aus den Histogrammen zu ermitteln, einen „Binned Likelihood“-Fit. Die B_d -Histogramme haben eine Binbreite von $0,8 \text{ ps}$, da hierdurch zum einen die Histogramme fein genug aufgeteilt sind, zum anderen aber in jedem Bin eine ausreichende Statistik zur Verfügung steht.

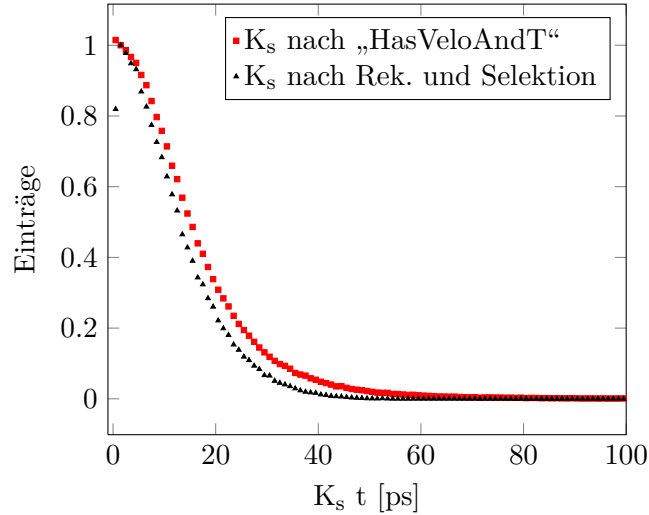


Abbildung 3.6.: Eigenzeitverteilungen der K_s , die Einträge sind im zweiten Bin auf eins normiert.

Verlauf der Skalierungsfaktoren

Weil die in dieser Arbeit verwendeten Daten aus einer MC-Simulation stammen, können wir überprüfen, wie sich die Skalierungsfaktoren als Funktion der B_d -Eigenzeit verhalten. Diese sollen die B_d -Eigenzeitverteilung in jedem Rekonstruktionsschritt so korrigieren, dass die Verteilung herauskommt, die ursprünglich in die Simulation gesteckt wurde. Dazu bekommt jedes B_d -Meson entsprechend seiner Zerfallszeit ein Gewicht zugeordnet. Wir können dies nun andersherum betrachten und überprüfen, welche Gewichte nötig wären, um eine B_d -Eigenzeitverteilung so zu korrigieren, dass die ursprüngliche Verteilung dabei herauskommt. Dazu wurden die Einträge im Histogramm aller generierten B_d -Eigenzeiten durch die entsprechenden Einträge im Histogramm der B_d -Eigenzeiten nach dem ersten Rekonstruktionsschritt, also der „HasVeloAndT“-Abfrage, dividiert. Die hieraus resultierenden Faktoren sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Man sieht, dass die Skalierungsfaktoren linear mit der B_d -Eigenzeit ansteigen. Um die Resultate vergleichen zu können, wird eine lineare Funktion der Form

$$f(t) = \alpha(1 + \beta t) \quad (3.7)$$

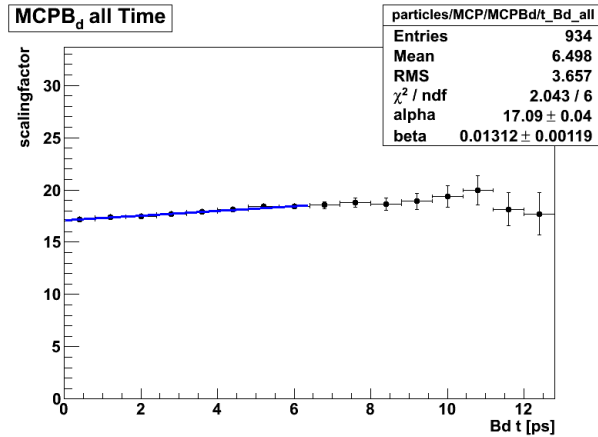


Abbildung 3.7.: Skalierungsfaktoren, berechnet aus den B_d -Eigenzeitverteilungen.

verwendet und an die Faktoren gefittet. Wichtig ist dann, dass die Steigungen β übereinstimmen. Die Normierungen α sind nicht von großer Bedeutung, da es später bei der Messung der B_d -Lebensdauer nur auf den Exponenten in der e -Funktion ankommt und nicht auf dessen Normierung.

Berechnung

Nun ist der Punkt gekommen, an dem wir die Skalierungsfaktoren anhand der Daten berechnen. Wie bereits mehrfach angesprochen wurde, kann in dem in dieser Arbeit betrachteten Zerfallskanal zum überwiegenden Teil das B_d deshalb nicht rekonstruiert werden, weil das zugehörige K_s nicht rekonstruiert werden konnte. Da wir aber bereits wissen, dass die K_s mit einer Zerfallszeit zwischen 0 und 1,5 ps mit einer sehr konstanten Effizienz rekonstruiert werden, setzen wir an diesem Punkt an.

Mit der bekannten Lebensdauer von $(89,54 \pm 0,04)$ ps [11] können wir eine Exponentialfunktion berechnen, die im Normierungsbereich gleich verläuft wie die gemessene K_s -Eigenzeitverteilung. Das Integral über diese Exponentialfunktion gibt dann die Anzahl wieder, wie viele K_s eigentlich in dem jeweiligen Histogramm sein müssten. Dividiert man diesen Wert durch die tatsächliche Anzahl an Einträgen, so erhält man den Skalierungsfaktor. Wird dies nun für jeden B_d -Eigenzeitbin gemacht, dann erhält man wieder den Skalierungsfaktor als Funktion der B_d -Eigenzeit. Die auf diese Weise berechneten

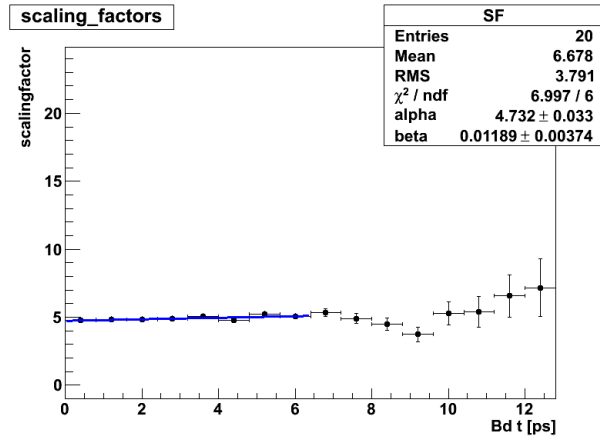


Abbildung 3.8.: Skalierungsfaktoren, berechnet aus den K_s -Eigenzeitverteilungen.

Faktoren sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

In dieser Abbildung sieht man, dass die Steigung β innerhalb der Toleranz mit der Steigung der zuvor berechneten Faktoren übereinstimmt. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.9 noch einmal die durch beide Methoden berechneten Faktoren eingetragen. Um den Verlauf direkt vergleichen zu können, sind sie jeweils im ersten Faktor auf eins normiert. Man sieht, dass der Verlauf sehr gut übereinstimmt.

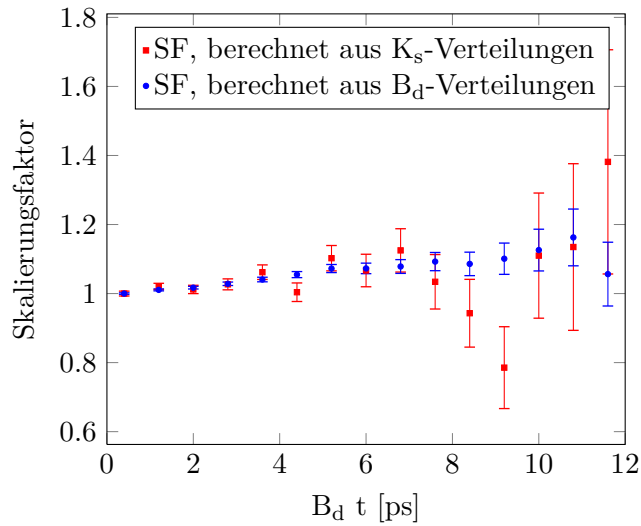


Abbildung 3.9.: Skalierungsfaktoren, jeweils im ersten Faktor auf eins normiert.

Effekt der Rekonstruktionsineffizienz

Als nächstes kann man erkennen, dass die Skalierungsfaktoren, welche durch die K_s -Verteilungen, also nach der hier vorgestellten Methode, berechnet wurden, im Bereich der B_d -Eigenzeit von 7 bis 10 ps deutlich zu klein sind. Dies war auch zu erwarten, denn wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, ist in diesem B_d -Eigenzeitbereich die Rekonstruktionseffizienz für kurze K_s -Lebenszeiten geringer. Hierdurch fällt dann die Exponentialverteilung zu klein aus. Da aber der restliche Bereich der K_s -Eigenzeitverteilung mit einer normalen Effizienz rekonstruiert wurde, ist der Quotient aus der Exponentialverteilung und den Einträge im Histogramm zu klein, was durch diese zu kleine Skalierungsfaktor widerspiegelt wird.

Da allerdings der lineare Verlauf deutlich zu erkennen ist, kann dieser Bereich korrigiert werden. Der lineare Fit der Skalierungsfaktoren wird bis $t = 6,4$ ps durchgeführt (da hier die nächstkleinere Bingrenze ist) und dann bis $t = 10,4$ ps extrapoliert. Diese Grenze wird deshalb gewählt, da bis zu $t = 10,4$ ps die Skalierungsfaktoren in Abbildung 3.7 linear verlaufen. Aus diesem Grund wird die Messung der B_d -Lebensdauer im folgenden Kapitel auch nur bis zu dieser Zeit durchgeführt.

Kapitel 4.

Validierung der Akzeptanzkorrektur

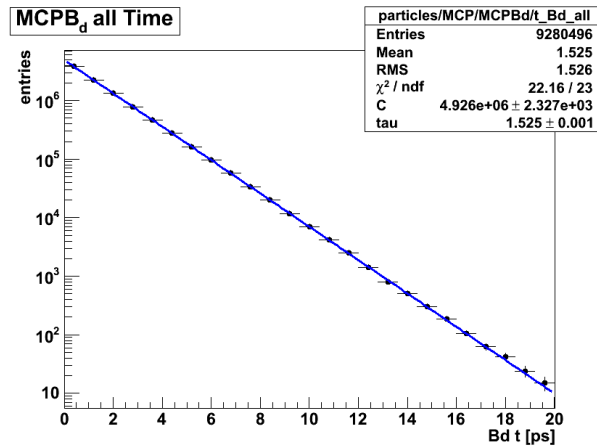
Um zu zeigen, dass die Methode prinzipiell funktioniert, und das unabhängig von der B_d -Eigenzeitverteilung, welche zu Beginn zur Verfügung steht, wird sie nun auf unterschiedliche Rekonstruktionsschritte der MonteCarlo-Simulation angewandt. Angefangen wird mit dem „HasVeLoAndT“-Schnitt auf alle generierten B_d -Kandidaten und geht schlussendlich bis dahin, dass die Ereignisse die Rekonstruktionssoftware durchlaufen und die gesamte Selektion darauf angewendet wird. Um die B_d -Lebensdauer zu bestimmen, wird an die korrigierten sowie an die unkorrigierten Histogramme der B_d -Eigenzeit eine Exponentialfunktion der Form wie in Gleichung 3.6 mithilfe der „Binned Likelihood“-Methode gefittet.

In Abbildung 4.1 ist die B_d -Eigenzeitverteilung aller generierten B_d -Events dargestellt. Ein Fit hieran liefert eine Lebensdauer von 1,525 ps. Das heißt, wenn die Methode funktioniert, sollte sie die B_d -Eigenzeitverteilungen wieder auf diese Lebensdauer korrigieren.

4.1. Generierte MC-Daten

„HasVeLoAndT“-Schnitt

Der erste Schritt ist nun, dass der „HasVeLoAndT“-Schnitt auf alle generierten Daten angewendet wird. Dieser Schnitt ist, wie bereits erwähnt, eine zwingende Voraussetzung, um die Teilchenspuren rekonstruieren zu können. In Abbildung 4.2 und Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst. Die Abbildungen 4.2a und 4.2b wurden


 Abbildung 4.1.: B_d-Eigenzeitverteilung der MC-Simulation.

bereits in Abschnitt 3.2.2 gezeigt. Wie dort erwähnt, sieht man, dass die Steigungen im linearen Bereich gut übereinstimmen. Bei den B_d-Eigenzeitverteilungen erkennt man den exponentiellen Abfall. Die Lebensdauer vor und nach der Korrektur ist in Tabelle 4.1 zu sehen. Die Korrektur bewirkt eine Veränderung der Lebensdauer von $(1,496 \pm 0,002)$ ps auf $(1,522 \pm 0,005)$ ps, was im Rahmen der Fehler mit den 1,525 ps kompatibel ist.

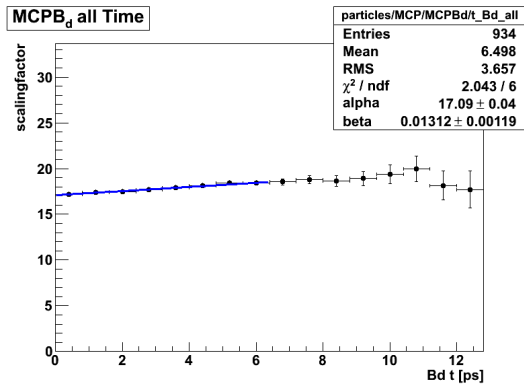
Lebenszeit [ps]	
vor Korrektur	$1,496 \pm 0,002$
nach Korrektur	$1,522 \pm 0,005$

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der Korrektur nach „HasVeLoAndT“-Cut.

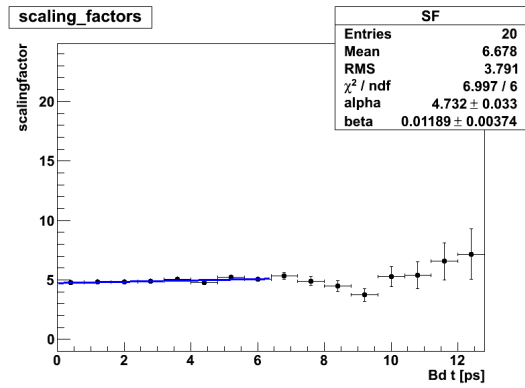
4.2. Rekonstruierte MC-Daten

Rekonstruktion

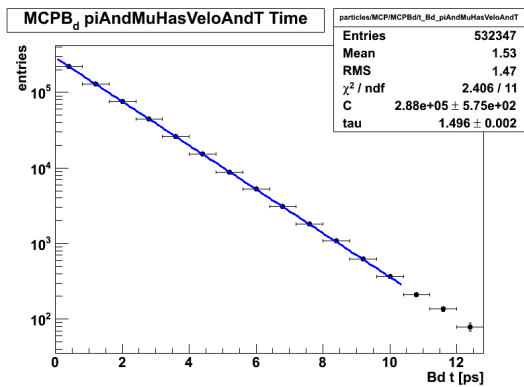
Der nächste Schritt in der Rekonstruktion ist die Rekonstruktion selbst. Hierbei werden die simulierten Events der MC-Simulation durch die Rekonstruktionssoftware bearbeitet und analysiert. Den größten Einfluss hat weiterhin der „HasVeLoAndT“-Schnitt, aller-



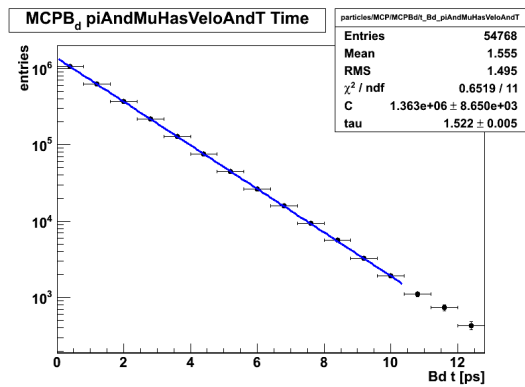
(a) Skalierungsfaktoren aus B_d -Verteilungen



(b) Skalierungsfaktoren aus K_s -Verteilungen



(c) Unkorrigierte B_d -Eigenzeitverteilung



(d) Korrigierte B_d -Eigenzeitverteilung

Abbildung 4.2.: Zusammenfassung der Korrektur nach „HasVeLoAndT“-Cut.

dings kommen weitere Ineffizienzen durch die Rekonstruktion hinzu. Zusätzlich wurden die Events noch neu gewichtet, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, um den Ineffizienzen bei der Spurrekonstruktion im VeLo entgegenzuwirken. Auch hier stimmen die Gradienten der Skalierungsfaktoren überein, womit die lineare Extrapolation weiterhin verwendet werden kann (siehe Abbildung 4.3 und Tabelle 4.2).

	Lebenszeit [ps]
vor Korrektur	$1,489 \pm 0,002$
nach Korrektur	$1,519 \pm 0,005$

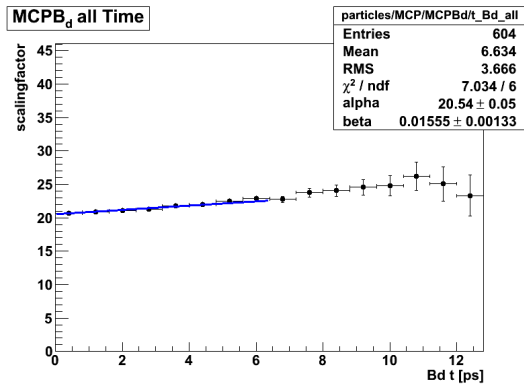
Tabelle 4.2.: Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion.

Selektion

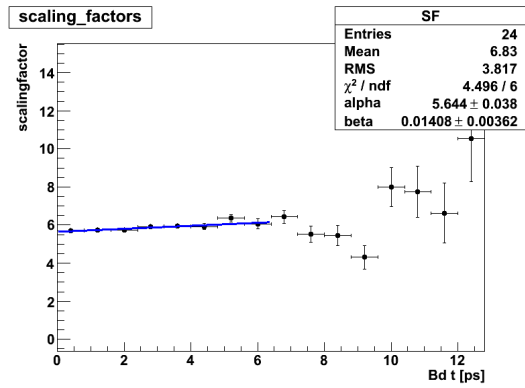
Der nächste Schritt ist die Anwendung der Selektion, die in Abschnitt 2.1 aufgelistet wurde. Diese verursachen mit Abstand den größten Bias. Dieser wird maßgeblich durch die Schnitte auf die Signifikanz der Zerfallslänge sowie auf die Signifikanz der Zerfallszeit, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, verursacht. In Abbildung 4.4c kann man sehen, dass dieser nunmehr schon ~ 100 fs beträgt. Aber auch hier verlaufen die Skalierungsfaktoren noch so, wie sie sollen, womit die Korrektur ebenfalls noch funktionieren sollte, was auch der Fall ist, wie man in Abbildung 4.4d und Tabelle 4.3 sieht.

	Lebenszeit [ps]
vor Korrektur	$1,426 \pm 0,004$
nach Korrektur	$1,521 \pm 0,009$

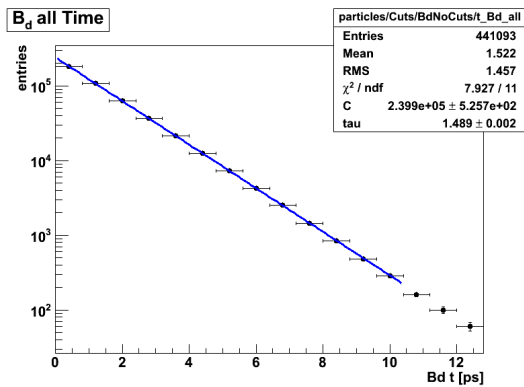
Tabelle 4.3.: Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion und Selektion.



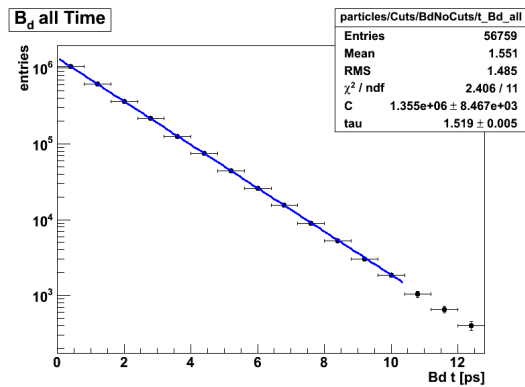
(a) Skalierungsfaktoren aus B_d -Verteilungen



(b) Skalierungsfaktoren aus K_s -Verteilungen

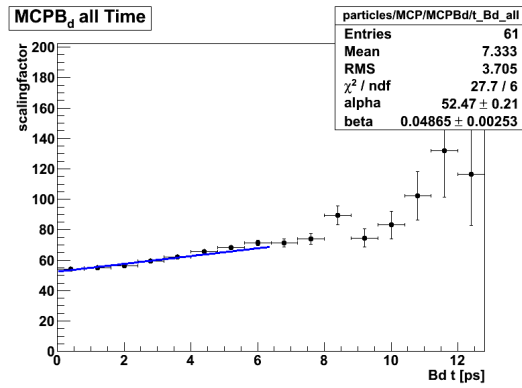


(c) Unkorrigierte B_d -Eigenzeitverteilung

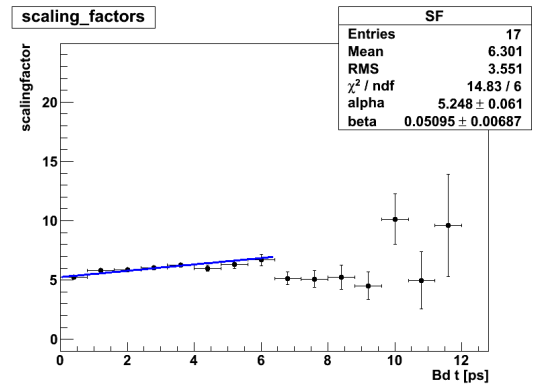


(d) Korrigierte B_d -Eigenzeitverteilung

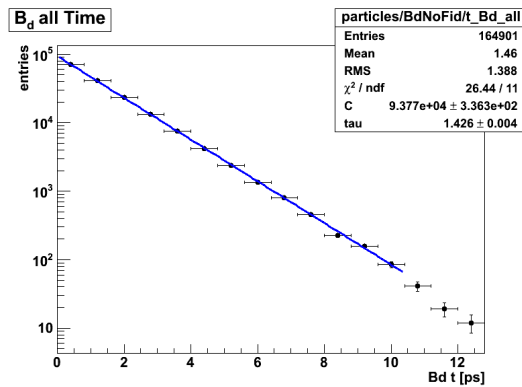
Abbildung 4.3.: Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion.



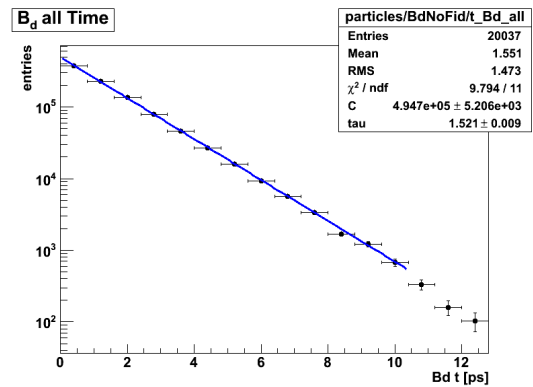
(a) Skalierungsfaktoren aus B_d -Verteilungen



(b) Skalierungsfaktoren aus K_s -Verteilungen



(c) Unkorrigierte B_d -Eigenzeitverteilung



(d) Korrigierte B_d -Eigenzeitverteilung

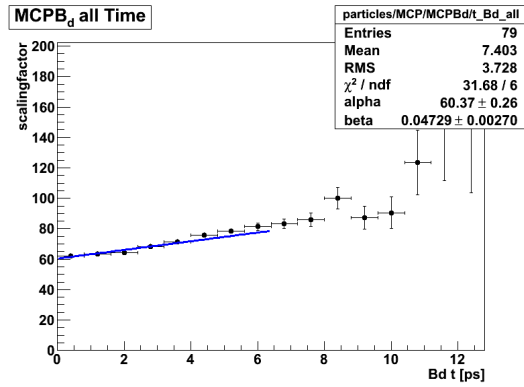
Abbildung 4.4.: Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion und Selektion.

Fiducial-Cut

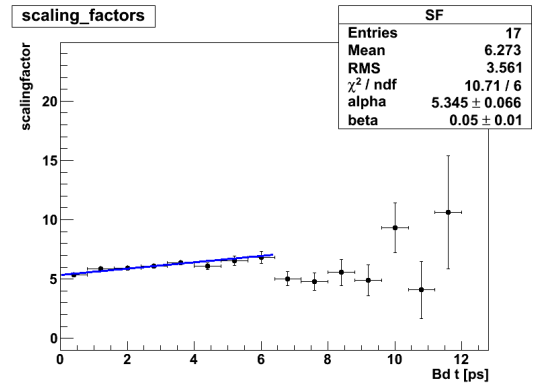
Zum Schluss wird der letzte noch verbliebene Schnitt, der Fiducial-Cut, angewandt. Dieser verändert zwar die B_d -Spektren nicht erwähnenswert, dennoch sollte überprüft werden, ob die Methode noch so funktioniert, wie sie soll. Wie die Resultate in Abbildung 4.5 und Tabelle 4.4 zeigen, führt dieser Schnitt hier ebenfalls zu keinen Problemen.

	Lebenszeit [ps]
vor Korrektur	$1,427 \pm 0,004$
nach Korrektur	$1,521 \pm 0,010$

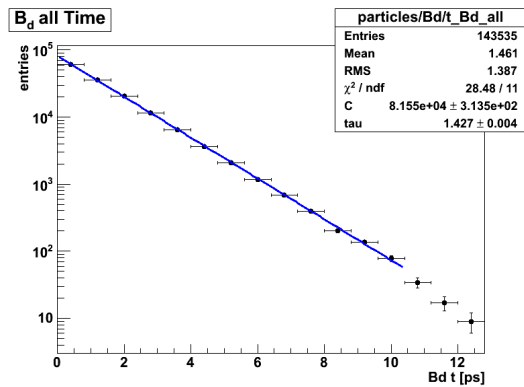
Tabelle 4.4.: Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion und Anwendung aller Schnitte.



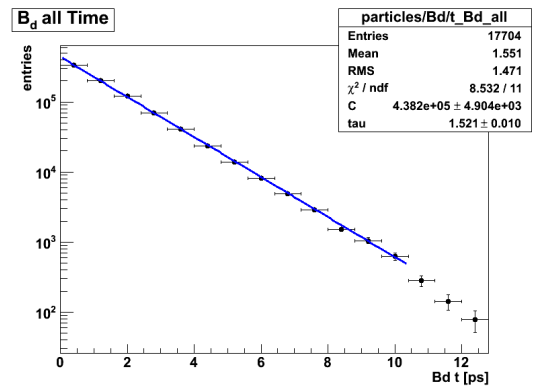
(a) Skalierungsfaktoren aus B_d -Verteilungen



(b) Skalierungsfaktoren aus K_s -Verteilungen



(c) Unkorrigierte B_d -Eigenzeitverteilung



(d) Korrigierte B_d -Eigenzeitverteilung

Abbildung 4.5.: Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion und Anwendung aller Schnitte.

4.3. Bestätigung des Fit-Bereichs

Im nun folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse noch einmal für jeden Rekonstruktionsschritt zusammengefasst. In Abbildung 4.6 sind alle Lebensdauern für jeden Rekonstruktionsschritt eingetragen. Rot sind die unkorrigierten und blau die korrigierten Lebensdauern. Die einzelnen Rekonstruktionsschritte sind die Folgenden:

Der Schritt 0 ist die MC-Lebenszeit, wie sie aus Abbildung 4.1 entnommen ist. Diese sollte durch die Korrektur erreicht werden. Schritt 1 bezeichnet dann den Schnitt auf „HasVeLoAndT“, da diese Signale zwingend für die Rekonstruktion sind. Diese ist mit Schritt 2 gemeint, wobei hier ebenfalls die Gewichtung zur Korrektur bei großen DOCAz-Werten enthalten ist. Der 3. Schritt ist dann die Anwendung der Selektion. Man sieht deutlich, dass der größte Bias hierdurch verursacht wird. Als letztes kommt dann noch Schritt 4, die Anwendung des Fiducial-Cuts. Dieser hat keine großen Auswirkungen auf die Lebensdauer. Man sieht, dass die Methode recht zuverlässig arbeitet. Selbst der große Bias nach Anwenden der Selektion wird korrigiert und die korrigierten Lebensdauern liegen alle im Bereich von $\tau = 1,521$ ps.

Um nun zu zeigen, dass die gemessenen Lebensdauern nicht vom gewählten Fit-Bereich der B_d -Eigenzeit abhängen, wurde die Korrektur für verschiedene Bereiche wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 bis 4.10 zu sehen. Hierbei wurde jeweils der Fit in einem Bereich von 0 ps bis zum angegebenen Wert durchgeführt. Man erkennt, dass die Methode sehr stabil funktioniert. Ab einem Fit-Bereich bis 6,4 ps sind die Ergebnisse flach verteilt, somit hätten wir auch einen Bereich wählen können, der unter 7 ps liegt. Damit wäre die Problematik mit den zu kleinen Skalierungsfaktoren im Bereich von 7 bis 10 ps, was in Abschnitt 3.2.2 erläutert wurde, insofern nicht mehr wichtig, da wir dann nur einen Bereich mit kleineren Lebensdauern als $t \approx 7$ ps betrachtet hätten.

Da nun aber auch der nachfolgende Bereich flach ist, sieht man, dass die lineare Extrapolation der Skalierungsfaktoren den Bereich der zu kleinen Faktoren erfolgreich korrigiert hat. Somit besteht kein Grund, den Fit bereits unter 7 ps aufhören zu lassen. Durch die Erweiterung dieses Bereiches bis auf die verwendeten 10,4 ps verringert sich

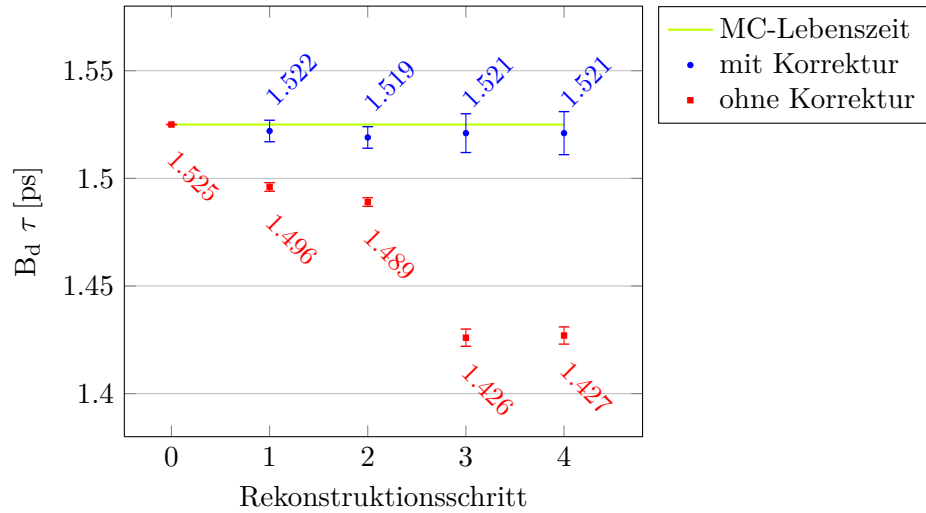


Abbildung 4.6.: Verlauf der Lebensdauer in den einzelnen Rekonstruktionsschritten mit und ohne Korrektur. Schritt 0 ist die generierte MC-Lebenszeit, 1 Has-VeLoAndT, 2 die Rekonstruktion, 3 zusätzlich die Selektion, 4 zusätzlich die Fiducial-Cuts.

der statistische Fehler, welchen der Fit liefert, da die Exponentialfunktion über einen größeren Bereich gefittet wird.

Wenn wir nun den Bereich um den gewählten Fit-Bereich bis 10,4 ps betrachten, also die Fit-Bereiche zwischen 0 bis 8,8 ps und 0 bis 12 ps, so erhalten wir eine Lebenszeit zwischen 1,5207 ps und 1,5192 ps (siehe Abbildung 4.10). Dies führt zu einem systematischen Fehler von $\Delta\tau = 0,002$ ps durch die Wahl des Fitbereiches.

Hinzu kommt ein weiterer systematischer Fehler durch die Methode selbst. Dieser ist bestimmt durch die Differenz aus MC-Lebenszeit von 1,525 ps und dem schlussendlich gefitteten Wert von 1,521 ps, also $\Delta\tau = 0,004$ ps.

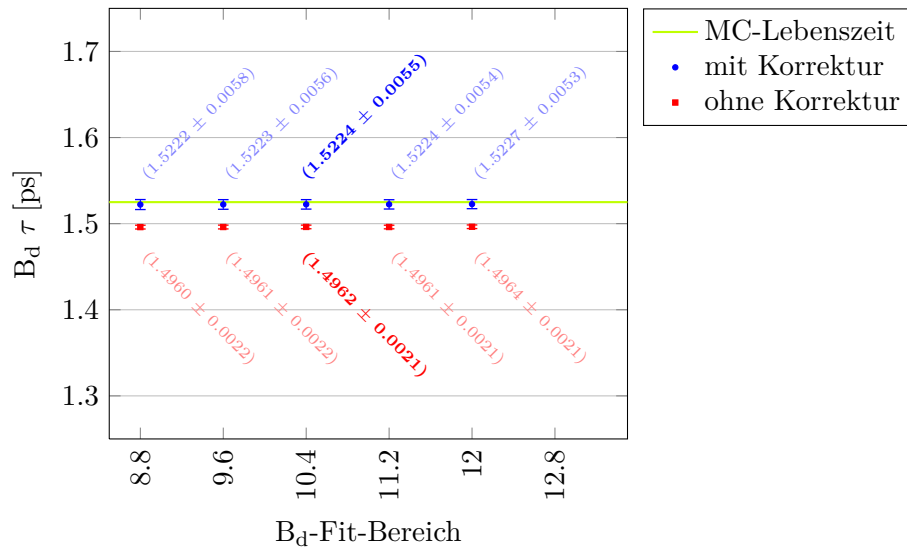


Abbildung 4.7.: Verlauf der Lebensdauer für Schritt 1: HasVeLoAndT.

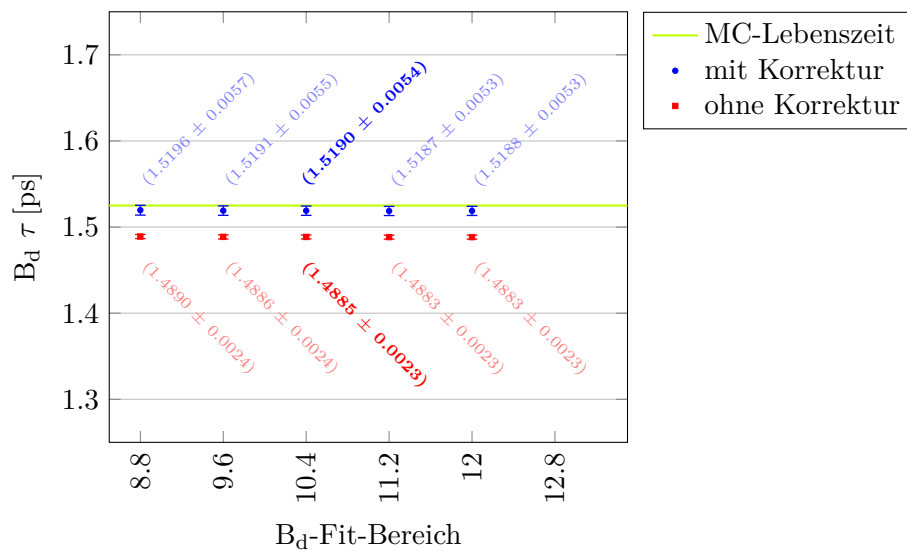


Abbildung 4.8.: Verlauf der Lebensdauer für Schritt 2: Rekonstruktion.

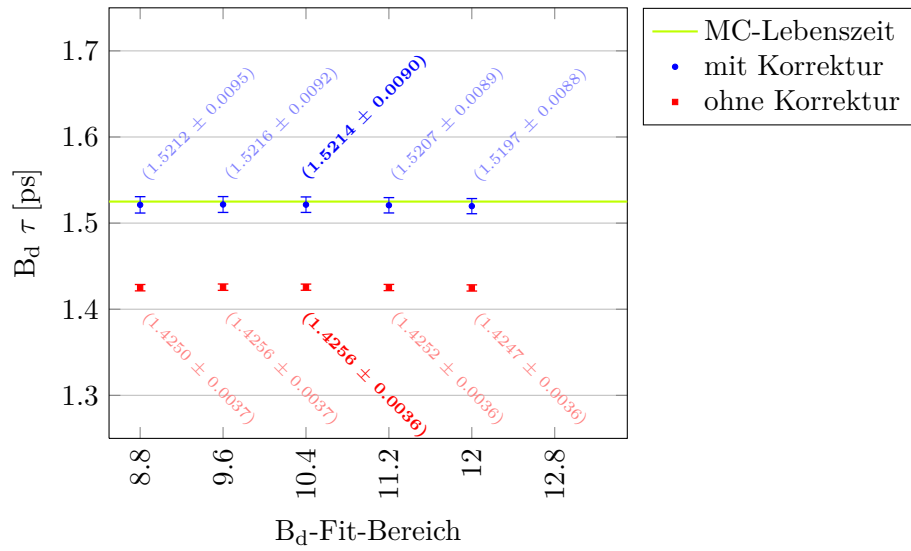


Abbildung 4.9.: Verlauf der Lebensdauer für Schritt 3: Rekonstruktion und Selektion.

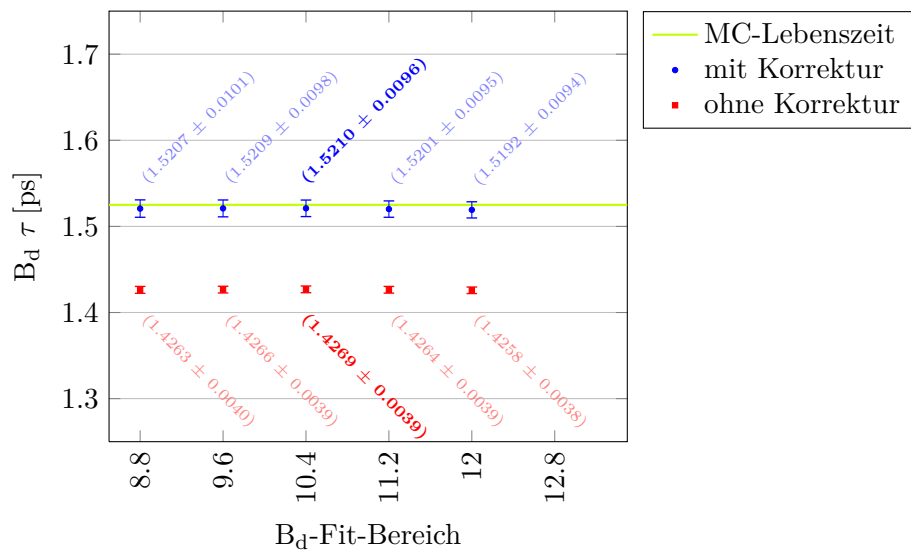


Abbildung 4.10.: Verlauf der Lebensdauer für Schritt 4: Rekonstruktion, Selektion und Fiducial-Cuts.

Kapitel 5.

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde gezeigt, dass es grundsätzlich möglich ist, im Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ die B_d -Eigenzeitverteilung soweit zu korrigieren, dass man die B_d -Lebensdauer messen kann. Dazu wurde eine datenbasierte Methode entwickelt und auf einer Monte-Carlo-Simulation getestet.

Die Methode selbst hat schlussendlich eine systematische Unsicherheit von

$$\Delta\tau = 0,005 \text{ ps.}$$

Diese setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen. Der erste Faktor hierbei ist der Fehler aus der Neugewichtung, um die Spektren für große DOCAz-Werte zu korrigieren (siehe Abschnitt 3.1.1). Dieser beläuft sich auf $\Delta\tau = 0,002 \text{ ps}$ und kommt aus den Unsicherheiten, mit denen die Parameter der DOCAz-Effizient bestimmt wurden. Hinzu kommen die Unsicherheiten aus der Wahl des Fit-Bereichs und der Methode selbst, wie sie in Abschnitt 4.3 beschrieben wurden, von $\Delta\tau = 0,002 \text{ ps}$ und $\Delta\tau = 0,004 \text{ ps}$. Quadratisch addiert ergibt sich hieraus die gesamte systematische Unsicherheit dieser Methode von $\Delta\tau = 0,005 \text{ ps}$.

Der nächste Schritt sollte jetzt der Übergang zu echten Daten sein. Aus Zeitgründen konnte ich diesen Schritt im Rahmen dieser Bachelorarbeit leider nicht mehr selbst gehen. Allerdings hat sich gezeigt, dass die Methode sehr zuverlässig arbeitet. Selbst der große Bias von annähernd 100 fs durch die Selektion wurde ohne Weiteres korrigiert. Somit erwarte ich, dass die Methode mit echten Daten ebenfalls funktioniert.

Zudem sollte verstanden werden, woher der in Abschnitt 3.2.1 angesprochene Abfall der Rekonstruktionseffizienz für die kurzlebigen K_s im Bereich der B_d -Zerfallszeit von 7 bis 10 ps kommt. Möglicherweise ergibt sich daraus eine bessere Wahl für den Normierungsbereich, wodurch sich der systematische Fehler reduzieren ließe.

Durch die Tatsache, dass als Voraussetzung für die Methode nur ein kleiner Bereich mit konstanter Rekonstruktionseffizienz für die Normierung gebraucht wird und die Lebenszeit des Teilchens, mit welchem korrigiert werden soll, bekannt sein muss, sollte diese Methode auch universaler einsetzbar und nicht nur auf den in dieser Arbeit verwendeten Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ beschränkt sein.

Literatur

- [1] C. Lefevre. *LHC: The guide*. 2009.
- [2] A.A. Alves Jr. u. a. “The LHCb detector at the LHC”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005.
- [3] P. R. Barbosa-Marinho u. a. *LHCb VELO (Vertex Locator): Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2001.
- [4] P. R. Barbosa-Marinho u. a. *LHCb inner tracker: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Revised version number 1 submitted on 2002-11-13 14:14:34. Geneva: CERN, 2002.
- [5] P. R. Barbosa-Marinho u. a. *LHCb outer tracker: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2001.
- [6] S. Amato u. a. *LHCb RICH: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2000.
- [7] S. Amato u. a. *LHCb calorimeters: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2000.
- [8] P. R. Barbosa-Marinho u. a. *LHCb muon system: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2001.
- [9] R Aaij u. a. “Selections and lifetime measurements for exclusive $b \rightarrow J/\psi X$ decays with $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ with 2010 data”. In: (Apr. 2011). LHCb-CONF-2011-001.
- [10] Y. Amhis u. a. “The Anatomy of $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ decay time acceptance”. Feb. 2013.
- [11] J. Beringer u. a. *Particle Data Group (2012)*, *Phys. Rev. D86*, 010001. URL: <http://pdg.lbl.gov/> (besucht am 03.03.2013).

Abbildungsverzeichnis

1.1. Schematischer Aufbau des LHCb-Detektors.	5
1.2. Positionen der Sensoren im VeLo.	6
1.3. Das Spurrekonstruktions-System des LHCb-Experiments.	7
2.1. Feynman-Diagramm des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K_s$	9
3.1. Zerfall $B_d \rightarrow J/\psi(\mu\mu) K_s(\pi\pi)$	17
3.2. Eigenzeitverteilungen der K_s	18
3.3. Zerfalls-Z-Koordinate des K_s vs. Lebenszeit.	20
3.4. Rekonstruktionseffizienzen der ersten K_s -Bins.	21
3.5. Rekonstruktionseffizienzen für verschiedene B_d -Eigenzeitbereiche.	22
3.6. Eigenzeitverteilungen der K_s	24
3.7. Skalierungsfaktoren, berechnet aus den B_d -Eigenzeitverteilungen.	25
3.8. Skalierungsfaktoren, berechnet aus den K_s -Eigenzeitverteilungen.	26
3.9. Skalierungsfaktoren, jeweils im ersten Faktor auf eins normiert.	26
4.1. B_d -Eigenzeitverteilung der MC-Simulation.	30
4.2. Zusammenfassung der Korrektur nach „HasVeLoAndT“-Cut.	31
4.3. Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion.	33
4.4. Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion und Selektion.	34
4.5. Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion und Anwendung aller Schnitte.	36
4.6. Verlauf der Lebensdauer in den einzelnen Rekonstruktionsschritten.	38
4.7. Verlauf der Lebensdauer für Schritt 1: HasVeLoAndT.	39

4.8. Verlauf der Lebensdauer für Schritt 2: Rekonstruktion.	39
4.9. Verlauf der Lebensdauer für Schritt 3: Rekonstruktion und Selektion. . . .	40
4.10. Verlauf der Lebensdauer für Schritt 4: Rekonstruktion, Selektion und Fiducial-Cuts.	40

Tabellenverzeichnis

2.1. Übersicht über die verwendeten Schnitte.	10
2.2. Rekonstruktionsschritte mit der danach noch verfügbaren Statistik.	13
3.1. Parameter der DOCAz-Effizienz für alle Tochterteilchen.	16
4.1. Zusammenfassung der Korrektur nach „HasVeLoAndT“-Cut.	30
4.2. Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion.	32
4.3. Zusammenfassung der Korrektur nach Rekonstruktion und Selektion.	32
4.4. Zusammenfassung der Korrektur nach der Rekonstruktion und Anwendung aller Schnitte.	35

Erklärung

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

Heidelberg, den 11. März 2013
