

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Philippe d'Argent

geboren in Stuttgart

August 2012

Bestimmung der Lebensdauer

von B_d -Mesonen mittels

$B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Zerfällen

Die Bachelorarbeit wurde von Philippe d'Argent

ausgeführt am

Physikalischen Institut Heidelberg

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Ulrich Uwer

Kurzfassung:

In der vorliegenden Arbeit wird die Lebensdauer von B_d -Mesonen untersucht, die durch Proton-Proton Kollisionen am LHCb-Experiment produziert werden. Die Analyse basiert auf der Rekonstruktion des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Durch Messung der zurückgelegten Distanz, nach der die B_d -Mesonen zerfallen (Zerfallslänge) kann auf deren Lebensdauer geschlossen werden. Die Hauptaufgaben bestehen darin, die Signal-Verteilung der Lebensdauer zu extrahieren und die auftretenden Detektoreffekte zu quantifizieren. Mit Hilfe der Untergrundverteilung kann die Zeitaufösung des Detektors zu $\sigma_t = (46, 1 \pm 8, 1) fs$ bestimmt werden. Anhand von simulierten Daten wird die Nachweiseffizienz des Detektors studiert, die, wie gezeigt wird, bedingt durch den Rekonstruktionsprozess und der angewandten Selektion linear mit der Lebensdauer abfällt. Die letztendlich ermittelte Lebensdauer beträgt:

$$\tau = (1, 527 \pm 0, 010_{stat} \pm 0, 013_{sys}) ps$$

Abstract:

In the presented work the lifetime of B_d mesons is studied, which are produced by proton-proton collisions in the LHCb experiment. The analysis is based on the reconstruction of $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ decays. After passing a certain distance, the B_d mesons decay. By measuring this flight distance, one can evaluate their lifetimes. In doing so, the main challenges are to extract the signal lifetime distribution and to quantify the occurrent detector effects. By the aid of the background distribution, the time resolution of the detector can be determined to $\sigma_t = (46, 1 \pm 8, 1) fs$. Using simulated data the efficiency of the detector can be studied, which decreases linearly with the proper time due to reconstruction and selection as you can see in the following. The finally obtained lifetime is:

$$\tau = (1, 527 \pm 0, 010_{stat} \pm 0, 013_{sys}) ps$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
3	Das LHCb-Experiment	4
3.1	Der LHCb-Detektor	5
3.1.1	Spurrekonstruktion	5
3.1.2	Teilchenidentifikation	7
3.1.3	Triggersystem	8
3.2	Rekonstruktion des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$	9
3.2.1	Bestimmung der invarianten Masse der B_d -Mesonen	10
3.2.2	Bestimmung der Lebensdauer der B_d -Mesonen	10
4	Ablauf der Analyse	12
4.1	Verwendete Daten	12
4.2	Selektion der Daten	13
4.3	Verfahren zur Bestimmung der Lebensdauer	17
4.4	Unbinned Maximum Likelihood Fit	18
5	Untergrundsubtraktion mittels der sWeight Technik	19
6	Vergleich der Messdaten mit der Simulation	23
6.1	Vergleich der Signalverteilungen aus der Simulation und den Daten	23
6.2	Neugewichtung in der Spur-Multiplizität	26
7	Zeitauflösung des Detektors	28
7.1	Zeitauflösung auf MC-Daten	28
7.2	Zeitauflösung auf Daten	29
8	Akzeptanzfunktion des Detektors	31
8.1	Parametrisierung der Akzeptanzfunktion	31
8.2	Bestimmung des β -Faktors	32
9	Messung der Lebensdauer	34
9.1	Bestimmung der Lebensdauer unter Anwendung der sWeight Technik	34
9.2	Bestimmung der Lebensdauer unter Verwendung eines 2D-Fits	35
9.3	Systematische Studien	40
9.3.1	Fit-Implementierung	40

9.3.2	Fit-Modelle	40
9.3.3	Detektorparameter	41
9.3.4	Impuls-und Zerfallslängenskala	42
9.3.5	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten	42
10	Zusammenfassung	43
11	Literaturverzeichnis	45

1 Einführung

Die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik konnten bisher in keinem Experiment grundlegend widerlegt werden. Dennoch gibt es einige Fragen, wie die der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie (Baryogenese), die das Standardmodell nicht vollständig beantworten kann. Obwohl sich Materie und Antimaterie gegenseitig annihilieren und unmittelbar nach dem Urknall im gleichen Maße vorhanden waren, leben wir heute in einer von Materie dominierten Welt [1]. Mit dem LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty) Experiment wird versucht, anhand der CP -Verletzung bei B-Hadronen, dieses Rätsel zu lösen. Eine CP -Verletzung tritt auf, wenn ein physikalischer Prozess nicht invariant unter einer Ladungskonjugation C und einer gleichzeitigen Punktspiegelung im Raum (Paritätstransformation P) ist und deshalb für Teilchen und Antiteilchen unterschiedlich verläuft. Um diese Asymmetrien zu messen, werden beispielsweise die Zerfallsraten der B-Hadronen mit denen ihrer Anti-Teilchen verglichen. Daneben können präzise Messungen der Lebensdauern der B-Mesonen dafür verwendet werden, die CPT ¹ Symmetrie zu testen. Diese hat zur Folge, dass Teilchen und Antiteilchen die gleiche Lebensdauer besitzen [2]. Ebenso kann die **H**heavy **Q**uark **E**xpansion-**T**heorie (HQET) überprüft werden, welche die Lebensdauern der B-Mesonen vorhersagt [2].

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Lebensdauer der B_d -Mesonen mittels dem Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ zu messen. Zunächst wird eine kurze Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben (Kapitel 2). Daraufhin wird das LHCb-Experiment vorgestellt, mit besonderem Augenmerk auf der Funktionsweise des LHCb-Detektors (Kapitel 3). In Kapitel 4 werden die verwendeten Datensätze, die Selektionskriterien des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ und die Methode zur Bestimmung der Lebensdauer erläutert. Anschließend wird dargelegt, wie aus den Messwerten die Signalverteilungen extrahiert werden können (Kapitel 5). In Kapitel 6 werden die Messdaten mit simulierten Ereignissen verglichen. Die Lebensdauerermessung wird im Wesentlichen von zwei Detektor-Effekten beeinflusst: Die Zeitauflösung wird in Kapitel 7 und die Nachweiseffizienz in Kapitel 8 untersucht. In Kapitel 9 erfolgt die Bestimmung der Lebensdauer und systematische Fehlerquellen werden studiert.

¹Dabei bezeichnet T eine Zeitumkehr.

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell bildet die Grundlage der modernen Teilchenphysik. Es basiert auf zwei Grundbestandteilen: den Teilchen und deren Wechselwirkungen.

Die Quarks und Leptonen bilden die elementaren Bausteine der Materie. Sie tragen den Spin $\frac{1}{2}$, sind also Fermionen und treten in jeweils drei Generationen auf, siehe Tabelle [2.1]. Zu jedem dieser Teilchen existiert ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Insgesamt enthält das Standardmodell also 24 Fermionen. Die uns umgebende Materie besteht allerdings ausschließlich aus Fermionen der ersten Generation, also aus Elektronen bzw. Up- und Down-Quarks, da die schwereren Teilchen der zweiten und dritten Generation instabil sind. Mit Teilchenbeschleunigern, wie dem **Large Hadron Collider (LHC)**, können jedoch Teilchen der zweiten und dritten Generation produziert werden, welche nach kurzer Zeit wieder in leichtere Teilchen zerfallen. Durch die Beobachtung dieser Zerfälle, lassen sich Rückschlüsse über die beteiligten Wechselwirkungen ziehen.

Die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Fermionen sind Bosonen mit ganzzahligem Spin. Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen. Verantwortlich für den Zusammenhalt der Quarks ist die starke Kraft, die umso stärker ist, je weiter die Quarks voneinander entfernt sind. Dadurch treten Quarks nie isoliert auf, sondern nur in gebundenen Zuständen (Hadronen). Jedes Quark trägt eine Farbladung (rot, grün, blau), jedes Anti-Quark trägt entsprechend eine Anti-Farbladung. Die Quarks sind in insgesamt farbneutralen („weißen“) Hadronen gebunden, welche entweder aus drei Quarks (Baryonen) oder aus einem Quark-Antiquark Paar (Mesonen) bestehen können, da sowohl die Kombination aller drei (Anti-)Farben als auch die Kombination einer Farbe mit der entsprechenden Anti-Farbe ein „weißes“ Teilchen ergibt.

Generation	Quarks			Leptonen		
	Flavor	Ladung[e]	Masse	Flavor	Ladung[e]	Masse
I	up	$+\frac{2}{3}$	$2,3 \text{ MeV}$	ν_e	0	$< 2 \text{ eV}$
	down	$-\frac{1}{3}$	$4,8 \text{ MeV}$	e	-1	$0,511 \text{ MeV}$
II	charm	$+\frac{2}{3}$	$1,275 \text{ GeV}$	ν_μ	0	$< 2 \text{ eV}$
	strange	$-\frac{1}{3}$	95 MeV	μ	-1	$105,7 \text{ MeV}$
III	top	$+\frac{2}{3}$	$173,5 \text{ GeV}$	ν_τ	0	$< 2 \text{ eV}$
	bottom	$-\frac{1}{3}$	$4,18 \text{ GeV}$	τ	-1	$1176,8 \text{ MeV}$

Tabelle 2.1: Fermionen mit zugehöriger Masse und Ladung [3]

Die so genannten B-Mesonen werden durch ein Bottom-Anti-Quark und entweder einem Up- (B_u^+), Down- (B_d^0), Strange- (B_s^0) oder Charm-Quark (B_c^+) gebildet. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind acht Gluonen, die an Farbladungen koppeln und selbst Farbladungen tragen, weshalb sie auch untereinander wechselwirken können. Die Leptonen tragen dagegen keine Farbladung, unterliegen also nicht der starken Wechselwirkung. Die schwache Kraft wirkt hingegen auf alle Fermionen und wird sowohl durch geladene W^\pm Bosonen als auch durch ungeladene Z^0 Bosonen vermittelt. Die Gravitation wirkt zwischen Teilchen, die Masse tragen, aufgrund der kleinen Masse der Elementarteilchen ist diese für die Teilchenphysik vernachlässigbar.

3 Das LHCb-Experiment

Das LHCb-Experiment ist neben ALICE¹, ATLAS² und CMS³ eines der vier großen Experimente am LHC des CERN⁴ in Genf. Der LHC ist ein Proton-Proton-Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km, in dem Protonen gegenläufig in zwei Strahlrohren auf beinahe Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Pro Richtung werden dabei 2808 Protonenpakete aus je 115 Milliarden Teilchen beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten, an denen die Detektoren platziert sind (siehe Abbildung [3.1]), mit einer Rate von 40 MHz und einer Schwerpunktsenergie der Protonen von $\sqrt{s} = 14 TeV$ (aktuell: $\sqrt{s} = 8 TeV$, Stand 2012) zur Kollision gebracht, wodurch eine maximale Luminosität von $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ erreicht werden kann [4]. Der Schwerpunkt bei den Experimenten ATLAS und CMS liegt auf dem Nachweis des Higgs-Bosons und der Suche nach neuen Teilchen. Das Ziel von ALICE ist die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas, also des Zustandes der Materie unmittelbar nach dem Urknall, in dem Quarks und Gluonen nicht gebunden sind. Der LHCb-Detektor, dessen Aufbau im folgenden Kapitel vorgestellt wird, ist im Wesentlichen darauf ausgelegt, die CP-Verletzung im B-Meson-System präzise zu vermessen und somit Hinweise auf neue Phänomene jenseits des Standardmodells zu finden.

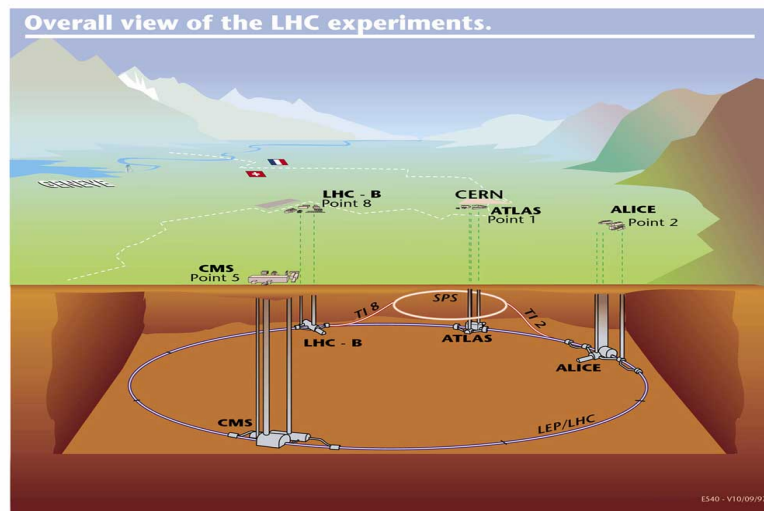


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des LHC mit den Experimenten ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. [4]

¹A Large Ion Collider Experiment

²A Toroidal LHC ApparatuS

³Compact Muon Solenoid

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire, Europäische Organisation für Kernforschung

3.1 Der LHCb-Detektor

Der LHCb-Detektor ist auf den Nachweis von B-Mesonen spezialisiert, die überwiegend durch Produktion von $b\bar{b}$ -Quarkpaaren bei der Gluon-Gluon-Fusion der kollidierenden Protonen und anschließender Hadronisierung entstehen. Dabei fliegen die B-Mesonen vorwiegend entlang der Strahlrichtung, weshalb der LHCb-Detektor als Vorwärtsspektrometer konzipiert ist. Die Seitenansicht des 21 Meter langen, 10 Meter hohen, 13 Meter breiten und 5.600 Tonnen schweren Detektors ist in Abbildung [3.2] dargestellt. Die z -Achse des LHCb-Koordinatensystems zeigt entlang der Strahlrichtung. Entlang der y -Achse wird ein Winkelbereich von $10 - 250\text{ mrad}$ und in x -Richtung ein Bereich von $10 - 300\text{ mrad}$ abgedeckt. Der LHCb-Detektor besteht aus mehreren Subdetektoren: Dem **Vertex-Locator** (VeLo), dem **Trigger Tracker** (TT) und den Spurrkammern (T1-T3) zur Spurrekonstruktion sowie zwei Cherenkov-Detektoren (RICH1&2), den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern (ECAL bzw. HCAL) und den Myonkammern (M1-M5) zur Teilchenidentifikation. [5]

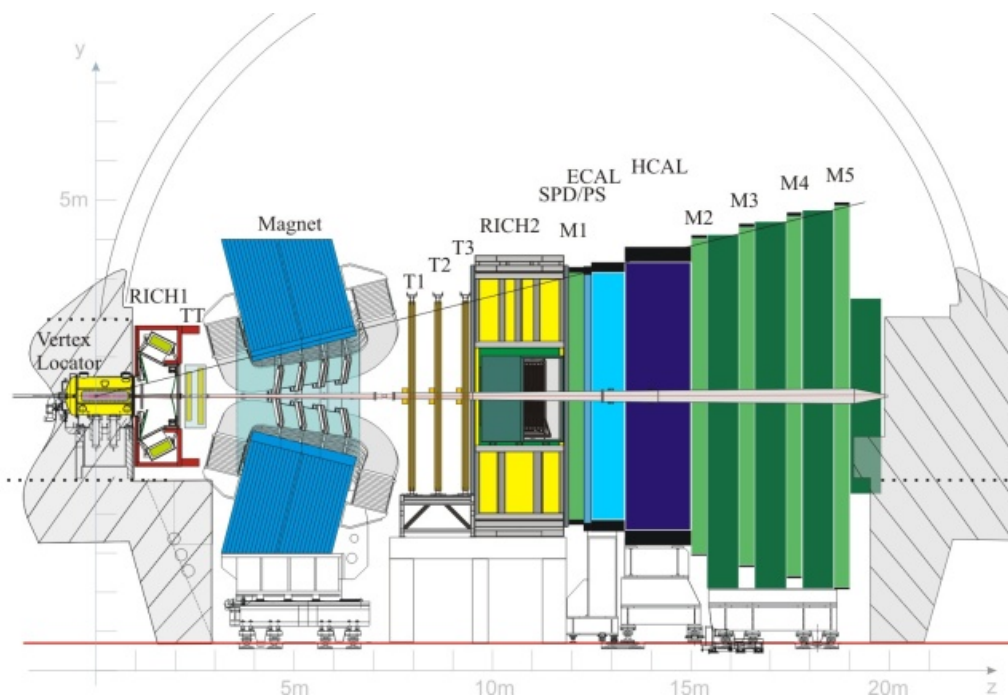


Abbildung 3.2: Der LHCb-Detektor mit den Subdetektoren in Seitenansicht. [1]

3.1.1 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion ist von zentraler Bedeutung für die Analyse von B-Meson Zerfällen. Insbesondere für die Messung der Lebensdauer ist eine hohe Ortsauflösung notwendig, um die Zerfallslänge möglichst genau zu bestimmen (vgl. Kapitel [3.2.2]). Außerdem kann mit Hilfe der rekonstruierten Spuren der Impuls gemessen werden,

indem die Spuren vor dem Magneten, die durch den Vertexdetektor und dem Trigger Tracker bestimmt werden, mit den Spuren nach dem Magnetfeld, die durch die Spurkammern bestimmt werden, verglichen werden. Dabei wird ausgenutzt, dass elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld entsprechend ihrer Ladung und ihrem Impuls abgelenkt werden. Der Dipolmagnet besitzt eine integrierte Magnetfeldstärke von $\int B dl = 4 Tm$, wobei das Magnetfeld in y -Richtung zeigt und dadurch die Teilchen in der (x, z) -Ebene ablenkt. [6]

Vertexdetektor (VeLo)

Der Vertexdetektor ist dafür zuständig, den Ort der Proton-Proton-Kollision, den **Primärvertex (PV)**, und den Ort, an dem das B-Meson zerfällt, den **Sekundärvertex (SV)**, zu rekonstruieren, weshalb er sich direkt am Kollisionspunkt befindet. Er ist aus 21 Stationen mit je zwei halbkreisförmigen Siliziummodulen zusammengesetzt, die den Verlauf einer Teilchenspur in Polarkoordinaten messen. Ein Modul misst dabei den radialen Abstand zur Strahlachse (r -Sensor), das andere den Azimutwinkel (ϕ -Sensor). Beide Module bestehen aus Siliziumstreifen, die bei den r -Sensoren halbkreisförmig und bei den ϕ -Sensoren radial angeordnet sind. Dadurch kann eine Ortsauflösung des Primärvertex von $42 \mu m$ in z -Richtung und $10 \mu m$ in x, y -Richtung erreicht werden. [6]

Trigger Tracker (TT)

Abgesehen von der Spurrekonstruktion dient der Trigger Tracker auch der Impulsmessung niederenergetischer Teilchen, die durch den Magneten so stark abgelenkt werden, dass sie die Spurkammern nicht erreichen. Außerdem wird er benutzt, um langlebige Teilchen zu rekonstruieren, die erst nach dem Vertexdetektor zerfallen. Der Trigger Tracker besteht aus vier in einer Reihe angeordneter Siliziumstreifensensoren, die unterschiedlich ausgerichtet sind, um eine räumliche Auflösung in x - und y -Richtung zu erreichen. Die Position eines Teilchens kann somit auf $0.05 mm$ genau bestimmt werden. [6]

Spurkammern (T-Stationen)

Das Spurkammersystem besteht aus drei Stationen (T1, T2, T3), welche wiederum, wie im Trigger Tracker, aus vier gegeneinander gedrehten Lagen aufgebaut sind. Jede Station setzt sich aus einer inneren (**Inner Tracker-IT**) und einer äußeren Spurkammer (**Outer Tracker-OT**) zusammen. Die inneren Spurkammern, welche aus Siliziumstreifendetektoren bestehen und ähnlich aufgebaut sind wie der Trigger Tracker, decken den Bereich der Spuren mit kleinen Winkeln zur Strahlachse ab (Polarwinkel). Da dort die Spurdichte am höchsten ist, gehen etwa 20 % aller Spuren durch den IT, obwohl dieser nur ca. 2 % der gesamten Fläche einnimmt. Der um die inneren Spurkammern herum liegende OT besteht aus mehreren Proportionalitätszählrohren, welche jeweils einen Anodendraht enthalten und mit einem $Ar-CO_2$ -Gemisch gefüllt sind. [6]

3.1.2 Teilchenidentifikation

Um die gemessenen Spuren auch richtig interpretieren zu können, ist eine gute Teilchenidentifikation notwendig, da bei der Proton-Proton-Kollision sehr viele verschiedene Teilchen entstehen. Die zuverlässige Unterscheidung dieser Teilchen ist unumgänglich für die richtige Rekonstruktion der interessanten Zerfälle, bei der die Signalspuren von den anderen Spuren getrennt werden müssen. Das Teilchenidentifikationssystem des LHCb-Detektors besteht aus den zwei RICH-Detektoren, den Kalorimetern und den Myonkammern.

RICH-Detektor

Das Messprinzip des RICH-Detektors (**R**ing **I**maging **C**herenkov **D**etektor) beruht auf dem Cherenkov-Effekt, nach dem geladene Teilchen beim durchqueren eines Mediums der Brechungszahl n Licht emittieren, falls ihre Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium $c' = \frac{c}{n}$ ist. Dieses Cherenkov-Licht wird in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_C emittiert, der gegeben ist durch:

$$\cos\theta_C = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.1)$$

Die Geschwindigkeit des Teilchens $\beta = \frac{v}{c}$ lässt sich infolgedessen durch Messung des Öffnungswinkels bestimmen. Kombiniert man diese Geschwindigkeitsmessung mit der Impulsmessung aus der Spurrekonstruktion, kann die Masse des Teilchens bestimmt werden. In den LHCb-Detektor sind zwei RICH-Detektoren aus unterschiedlichen Materialien eingebaut, um das gesamte Impulsspektrum abzudecken ($1 \text{ GeV} < p < 100 \text{ GeV}$). [6]

Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem ermöglicht eine Unterscheidung zwischen Elektronen, Photonen und Hadronen, sowie deren Energie zu messen. Einfallende Teilchen treffen zunächst auf den SPD (**S**zintillator **P**ad **D**etector), welcher aus 15 mm breiten Szintillatorplatten besteht. Nur geladene Teilchen liefern hier ein Signal. Anschließend treffen die Teilchen auf eine 12 mm breite Bleiplatte, in der sie einen elektromagnetischen Teilchenschauer auslösen, das heißt eine Kaskade von Photonen und Elektron-Positron-Paaren. Diese werden im PS (**P**re-**S**hower **D**etector) detektiert, der ebenfalls aus Szintillatoren besteht. Auf diese Weise kann zwischen Elektronen, die im SPD und PS Signale hinterlassen, und Photonen, die nur im PS Signale hinterlassen, unterschieden werden. Ausserdem können auch Hadronen separiert werden, da sich hadronische Schauer erst im hadronischen Kalorimeter ausbilden. An den PS schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) an, das abwechselnd aus 2 mm breiten Bleischichten, in denen jeweils Teilchenschauer gebildet werden und 4 mm breiten Szintillatoren, die die Teilchenschauer messen, besteht. Die deponierte Energie ist dabei proportional zur Anzahl der im Szintillator erzeugten Photonen. Das hadronische Kalorimeter (HCAL) ist ähnlich aufgebaut, nur werden 16 mm dicke Eisenplatten anstelle der Bleiplatten verwendet. [5,6]

Die Myonkammern

Da Myonen in sehr vielen B-Meson-Zerfallskanälen auftreten, wird ein aufwendiges System aus fünf Myonkammern (M1-M5) verwendet, um diese nachzuweisen. Diese bestehen jeweils aus Vieldraht-Proportionalzählern und Gaselektronenvervielfachern. Die erste Myonkammer (M1) ist zur Verbesserung der Spurrekonstruktion vor den Kalorimetern angebracht. Die Myonkammern M2 bis M5 befinden sich dagegen hinter den Kalorimetern und können somit ausschließlich von Myonen erreicht werden, da nur diese alle anderen Detektorkomponenten durchqueren. [6]

3.1.3 Triggersystem

Im LHCb-Detektor finden jede Sekunde ca. 10 Millionen Proton-Proton Kollisionen statt, die aufgrund der begrenzten Speicherkapazität nicht alle aufgezeichnet werden können. Dem LHCb-Triggersystem obliegt die Aufgabe, in Echtzeit zu entscheiden, welche Ereignisse interessant sind und daher gespeichert werden sollen. Die erste Triggerstufe bildet der L0-Trigger, der in Elektronik implementiert ist und die Ereignisse basierend auf den Signalen aus dem Vertexdetektor, den Kalorimetern und den Myonkammern filtert. Die Datenrate wird dadurch von 40 MHz auf 1 MHz reduziert. Die Ereignisse werden nur aufgenommen, falls die L0-Trigger Entscheidung durch den Software-basierten Trigger HLT (**H**igh **L**evel **T**rigger) bestätigt wird, der auf die gesamten Informationen eines Ereignisses zugreifen kann. Dadurch kann die Daten-Ausgaberate auf 2 kHz reduziert werden. [5]

3.2 Rekonstruktion des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Die neutralen B_d -Mesonen, welche sich aus einem \bar{b} -Quark und einem d -Quark zusammensetzen, können nicht direkt nachgewiesen werden, sondern werden über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert. Dazu wird der Kanal

$$B_d \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K^{*0}(K^+\pi^-), \quad (3.2)$$

verwendet, dessen Verzweigungsverhältnis $BR(B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}) = (1,34 \pm 0,06)10^{-3}$ [3] beträgt. Die Tochterteilchen des B_d -Mesons sind ebenfalls nicht stabil: Das $K^{*0}(892)$ zerfällt weiter in ein Kaon und ein Pion ($BR(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) \approx 100\%$ [3]), das Charmonium $J/\psi(1S)$ zerfällt in zwei Myonen ($BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = (5,93 \pm 0,06)\%$ [3]). Dank der Myonkammern und der RICH-Detektoren liefert dieser Zerfallskanal ein besonders reines Signal. Das dominierende Feynman-Diagramm des B_d Zerfalls ist in Abbildung [3.3] gezeigt und die wichtigsten Eigenschaften der beteiligten Teilchen sind in Tabelle [3.1] zusammengefasst.

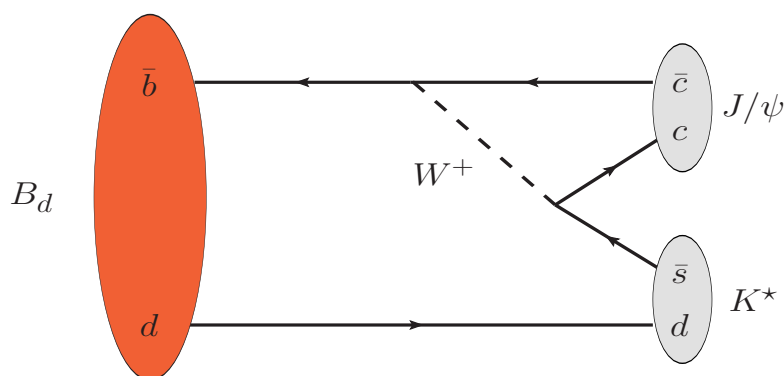


Abbildung 3.3: Feynman-Diagramm des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [7]. Da die Bottonness bei der starken Wechselwirkung erhalten ist, kann das B_d Meson nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen.

Eigenschaft	B_d	J/ψ	K^{*0}
Masse [MeV]	$5279,58 \pm 0,17$	$3096,916 \pm 0,011$	$891,66 \pm 0,26$
Lebensdauer [s]	$(1,519 \pm 0,007)10^{-12}$	$(7,09 \pm 0,21)10^{-21}$	$(1,42 \pm 0,04)10^{-23}$
Quantenzahlen $I(J^P)$	$\frac{1}{2}(0^-)$	$0(1^-)$	$\frac{1}{2}(1^-)$

Tabelle 3.1: Eigenschaften des B_d Mesons und der Zerfallsprodukte. [3]

Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie aus den gemessenen Tochterteilchen wichtige Eigenschaften der B_d -Mesonen, wie die Masse, der Impuls und die Lebensdauer bestimmt werden.

3.2.1 Bestimmung der invarianten Masse der B_d -Mesonen

Die LHCb-Detektor-Komponenten liefern den Impuls und die Energie der Myonen, Kaonen und Pionen, also deren Viererimpulse $\mathcal{P} = (E, \vec{p})$. Da bei den Zerfällen $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ bzw. $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ die Viererimpulserhaltung gilt, lassen sich daraus die Viererimpulse der J/ψ - bzw. K^{*0} -Mesonen berechnen:

$$\mathcal{P}_{J/\psi} = \mathcal{P}_{\mu^+} + \mathcal{P}_{\mu^-} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{P}_{K^{*0}} = \mathcal{P}_{K^+} + \mathcal{P}_{\pi^-}. \quad (3.4)$$

Aus diesen kann wiederum sowohl die Kinematik als auch die invariante Masse des B_d -Mesons reproduziert werden:

$$\mathcal{P}_{B_d} = \mathcal{P}_{J/\psi} + \mathcal{P}_{K^{*0}} \quad (3.5)$$

$$m_{B_d} = (\mathcal{P}_{J/\psi} + \mathcal{P}_{K^{*0}})^2. \quad (3.6)$$

Dabei ist das Skalarprodukt durch die Minkovski-Metrik $\eta = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ gegeben.

3.2.2 Bestimmung der Lebensdauer der B_d -Mesonen

Die Lebensdauer der B-Mesonen ist keine direkte Messgröße, sondern wird über die Zerfallslänge bestimmt. Die B-Mesonen entstehen im Primärvertex mit dem relativistischen Impuls $p = \gamma m_{B_d} v$ und können innerhalb der Zeit t_L die Strecke

$$L = v t_L = \frac{p}{\gamma m_{B_d}} t_L \quad (3.7)$$

zurücklegen (siehe Abbildung [3.4]), bevor sie am Sekundärvertex zerfallen⁵. Allerdings entspricht infolge der Zeitdilatation die im Laborsystem gemessene Zeit t_L nicht der Lebensdauer im Ruhesystem des B-Mesons (Eigenzeit) t_{B_d} . Nach Transformation ins Ruhesystem via $t_L = \gamma t_{B_d}$ folgt:

$$L = \frac{p}{m_{B_d}} t_{B_d} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow t_{B_d} = L \frac{m_{B_d}}{p} \quad (3.9)$$

Indem die Schnittpunkte der rekonstruierten Teilchenspuren berechnet werden, können die Positionen des Primärvertex und des Sekundärvertex festgestellt und aus

⁵Der Lorentzfaktor γ ist durch die Geschwindigkeit v und die Lichtgeschwindigkeit c gegeben:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}.$$

deren Abstand, sowie der Masse und dem Impuls des B-Mesons die Lebensdauer bestimmt werden. Die Teilchen zerfallen innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls mit einer konstanten Wahrscheinlichkeit, infolgedessen die Lebensdauern gemäß dem exponentiellen Zerfallsgesetz verteilt sind:

$$N(t_{B_d}) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{t_{B_d}}{\tau}\right), \quad (3.10)$$

wobei $N(t_{B_d})$ die Anzahl der Teilchen mit der Lebensdauer t_{B_d} und τ die zu messende mittlere Lebensdauer ist.

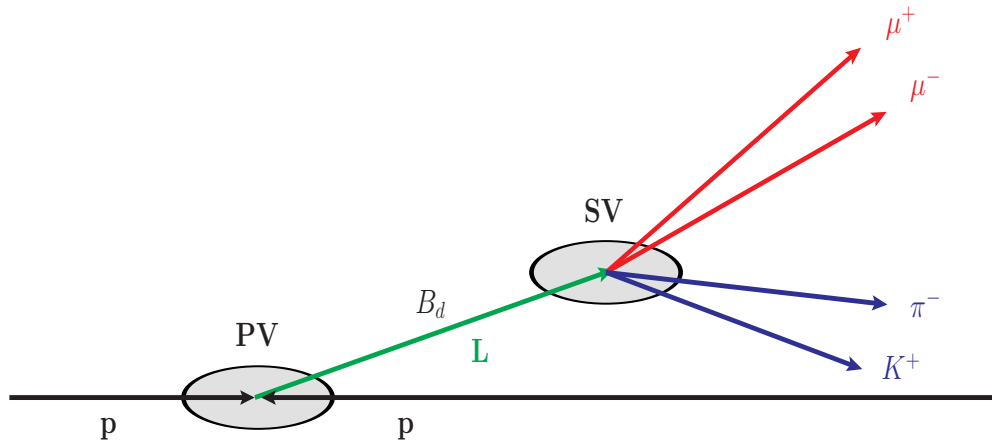


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [7]. Die B-Mesonen entstehen im Primärvertex (PV) und zerfallen am Sekundärvertex (SV) zu J/ψ und K^{*0} , welche wiederum quasi instantan zerfallen. Durch Messung der Zerfallslänge L kann die Lebensdauer bestimmt werden.

4 Ablauf der Analyse

Im folgenden Kapitel werden die für die Analyse verwendeten Datensätze vorgestellt sowie deren Unterschiede erläutert. Neben echten Messwerten werden auch simulierte MC-Daten (**M**onte-**C**arlo-Daten) genutzt. Außerdem wird dargelegt, auf welchen Kriterien die Selektion der B_d -Kandidaten beruht, welche Signalereignisse anreichern und Untergrund unterdrücken soll. Schließlich wird ein Ausblick darauf gegeben, wie die Lebensdauer aus den Daten extrahiert wird und welche zusätzlichen Parameter dazu benötigt werden.

4.1 Verwendete Daten

Zur Analyse der Lebensdauer der B_d -Mesonen werden die 2011 am LHCb-Detektor, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ und einer integrierten Luminosität von $1,17\text{fb}^{-1}$ [8], aufgenommenen Daten verwendet. Die Daten werden aufgrund der Triggerentscheidung vorselektiert, wobei nur Triggeralgorithmen verwendet werden, die die Verteilung der Lebensdauer nicht oder nur wenig beeinflussen¹.

Darüber hinaus wird auf Daten aus der Monte-Carlo-Simulation (MC 11a) zurückgegriffen, um Aussagen über die Detektoreigenschaften zu treffen (vgl. Kapitel [8]). Die MC-Simulation wird in verschiedene Ebenen aufgeteilt: Zunächst werden, basierend auf der Physik des Standardmodells, Proton-Proton-Kollisionen simuliert und die Viererimpulse der erzeugten Teilchen berechnet. Diese generierten MC-Teilchen bilden die Generatorebene, auf der Wechselwirkungen mit dem Detektor noch nicht berücksichtigt werden. Anschließend wird auf der Detektorebene die Detektorantwort simuliert, wobei geprüft wird, ob die generierten Teilchen in dessen Akzeptanzbereich liegen und daraufhin deren Treffer in den einzelnen Detektorlagen berechnet. Diese Treffer werden nun wie echte Treffer im Detektor behandelt und mit derselben Rekonstruktionssoftware, die auch für reale Daten verwendet wird, werden die Teilchenspuren im Detektor bestimmt. Beruhend auf diesen Teilchenspuren werden dann die B_d -Kandidaten rekonstruiert, wobei auch Rekonstruktionsfehler auftreten können. Jedoch kann in der Simulation nachgeprüft werden, ob es sich bei einem rekonstruierten B_d -Kandidaten tatsächlich auch um eines der generierten B_d -Mesonen handelt. Dieses Verfahren wird als „MC-Wahrheit“ bezeichnet. Den rekonstruierten B_d -Kandidaten wird dabei ein assoziiertes MC-Teilchen aus der Generatorebene zugeordnet, falls ein solches existiert. Andernfalls handelt es sich um ein falsch rekonstruiertes Teilchen, also um Untergrund. Die rekonstruierten MC-Teilchen werden in Kapitel [6] mit den gemessenen Daten verglichen.

¹Es werden die Trigger: Hlt1DiMuonHighMass und Hlt2DiMuonJPsi verwendet.

Die Daten wurden mit der objektorientierten Software ROOT ausgewertet [9], welche in C++ implementiert ist. Das ROOT-Framework wurde am CERN entwickelt, um den Anforderungen der Hochenergiephysik, insbesondere der enormen Datenmenge, gerecht zu werden. Des Weiteren wurde zur Modellierung der physikalischen Verteilungen die RooFit-Bibliothek verwendet [10].

4.2 Selektion der Daten

Die zur Verfügung stehenden Daten enthalten noch einen sehr hohen Untergrundanteil, das heißt falsch rekonstruierte B_d -Kandidaten. Diese Rekonstruktionsfehler entstehen, wenn entweder eines der Tochtereilchen ($J/\psi, K^{*0}$) falsch rekonstruiert wird, zum Beispiel durch fehlerhafte Teilchenidentifikation oder zufälliger Kombination von Spuren, oder aber beide richtig rekonstruiert werden, jedoch nicht aus dem gleichen Zerfall stammen. Der Untergrund beim Zerfall $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ kann entsprechend der unterschiedlichen Verteilung der Lebensdauern in ein prompte und eine langlebige Komponente unterteilt werden:

- **Prompter Untergrund**

Der prompte Untergrund enthält B_d -Kandidaten, welche aus Spuren rekonstruiert sind, die direkt aus dem Primärvertex stammen. Die verwendeten Teilchen, die zu einem B_d -Kandidaten kombiniert werden, entstehen also nicht bei einem B_d -Zerfall, sondern werden direkt bei der Kollision erzeugt und erfüllen zufällig die notwendigen Anforderungen (invariante Masse, etc.). Der dabei dominierende Prozess ist die Kombination eines prompten J/ψ mit einem prompten K^+ sowie einem prompten π^- [11]. Die Teilchen des prompten Untergrunds haben die Lebensdauer $\tau = 0$, da der rekonstruierte (scheinbare) B_d -Zerfallsvertex mit dem Primärvertex übereinstimmt.

- **Langlebiger Untergrund**

Bei der langlebigen Untergrund-Komponente stammt zumindest eine Spur aus einem langlebigen Hadron. Hauptsächlich werden echte J/ψ -Teilchen aus $B_{u,d,s} \rightarrow J/\psi X$ Zerfällen mit zwei zufälligen Spuren zu einem falschen B_d kombiniert [11]. Die Resonanz K^{*0} wird größtenteils durch die Identifizierung eines Kaons als Pion oder umgekehrt falsch rekonstruiert.

Die Selektionsschnitte für die Daten haben die Aufgabe diesen Untergrund zu reduzieren. Dabei werden Schnitte auf kinematische Variablen und Parameter der Teilchenidentifikation effizient kombiniert, um das Signal zu Untergrund Verhältnis zu optimieren. Eine wichtige Bedingung ist, dass diese Schnitte möglichst keinen Einfluß auf die Lebensdauerverteilung nehmen, das heißt, dass nur auf Parameter geschnitten wird, die nicht mit der Lebensdauer korreliert sind. Die Konsequenz dieser Bedingung ist, dass sehr viel prompter Untergrund bestehen bleibt, der die Signalereignisse bei weitem dominiert. Auf Grund dieser hohen Anzahl an Untergrundereignissen kann nicht jedes Ereignis gespeichert werden, sondern nur jedes

dreißigste. Diese Ereignisse werden in den so genannten *vorskalierten* Datensatz gefüllt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, nur B_d -Kandidaten zu speichern, deren Lebensdauer größer als $0,2\text{ ps}$ ist, wodurch der prompte Untergrund effektiv entfernt wird. Dies Ereignisse werden in den so genannten *vorselektierten* Datensatz gefüllt.

Die verwendete Selektion orientiert sich an der in Referenz [12] angegebenen Selektion und ist in Tabelle [4.1] zusammengefasst.

Zunächst werden die Informationen aus der Teilchenidentifikation dazu benutzt, den Untergrund durch falsch rekonstruierte Teilchen zu unterdrücken. Durch das Zusammenspiel der verschiedenen Subdetektoren zur Teilchenidentifikation (siehe Kapitel [3.1.2]) kann einem Teilchen ein Likelihood-Wert $\mathcal{L}(X)$ zugeordnet werden, der beschreibt, wie wahrscheinlich dieses Teilchen dem Teilchentyp X angehört. Die Teilchenhypothese wird relativ zur Hypothese eines Pions $\mathcal{L}(\pi)$ bestimmt, da diese die am häufigsten detektierten Teilchen sind:

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

Dabei bedeutet $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} > 0$, dass das Teilchen wahrscheinlicher ein Teilchen X als ein Pion war. Bei der Selektion des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wird deshalb ein Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit der Myon-Hypothese angewandt, so dass nur Myonen, die die Bedingung $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > 0$ erfüllen, zugelassen werden. Bei der $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ Selektion wird ebenfalls auf die entsprechenden Teilchenhypothesen geschnitten, um Kaonen von Pionen und Protonen zu trennen². Des Weiteren werden Anforderungen an die Qualität der Spurrekonstruktion gestellt, um den Untergrund durch falsch rekonstruierte Spuren zu reduzieren. An die Teilchentreffer in den Detektorlagen wird eine Spur angefitet, indem der χ^2_{track} -Wert minimiert wird, welcher durch die quadratische Summe der senkrechten Abstände zwischen der Spur und den Detektortreffern geteilt durch deren Fehler definiert ist. Der auf die Anzahl der Freiheitsgrade normierte χ^2 -Wert ist ein Maß für die Güte des Fits und beträgt idealerweise $\chi^2/nDoF = 1$, weshalb für alle Spuren gefordert wird, dass dieser Wert kleiner als vier ist. Genauso werden Anforderungen an die Qualität der Vertexrekonstruktion ($\chi^2_{vtx}/nDoF$), sowie der Güte des kinematischen Fits (**Decay Tree Fit-DTF**)³, mit dem die Masse und der Impuls der B_d -Kandidaten berechnet wird, gestellt.

Die Ruhemasse der B_d -Mesonen ist im Vergleich zu den Ruhemassen der Zerfallsprodukte viel höher, was zur Folge hat, dass diese einen hohen Impuls tragen. Es werden daher nur Myonen bzw. K^{*0} -Mesonen selektiert, deren Transversalimpulse⁴ einen gewissen Minimalwert übersteigen.

²Der Vergleich der Kaon-Hypothese mit der Proton-Hypothese ist definiert durch:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} = \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} - \Delta \ln \mathcal{L}_{p\pi}.$$

³Zur Bestimmung der Masse wird bei der Durchführung des DTF die J/ψ Masse auf den PDG-Wert fixiert, um eine bessere Massenaufösung zu erreichen. Bei der Bestimmung der Lebensdauer wird der DTF jedoch ohne diese Zwangsbedingung durchgeführt, da diese die Lebensdauerverteilung beeinflussen würde [12].

⁴Der Transversalimpuls p_T ist der Impulsanteil senkrecht zur Strahlrichtung (z-Achse).

Zerfallskanal	Selektion
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > 0$ $\chi_{track}^2/nDoF(\mu) < 4$ $\min(p_T(\mu^+), p_T(\mu^-)) > 0,5 \text{ GeV}$ $\chi_{vtx}^2/nDoF(J/\psi) < 16$ $m(J/\psi) \in [3030, 3150] \text{ MeV}$
$K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$ $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -2$ $\chi_{track}^2/nDoF(K^+) < 4$ $\chi_{track}^2/nDoF(\pi^-) < 4$ $p_T(K^{*0}) > 2 \text{ GeV}$ $\chi_{vtx}^2/nDoF(K^{*0}) < 16$ $m(K^{*0}) \in [826, 966] \text{ MeV}$
$B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$\chi_{vtx}^2/nDoF(B_d) < 10$ $\chi_{DTF}^2/nDoF(B_d) < 5$ $m(B_d) \in [5150, 5400] \text{ MeV}$ $[t(B_d) > 0,3 \text{ ps}]$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Selektion

Die invarianten Massen werden auf ein Massenbereich um den PDG-Wert [3] eingeschränkt. Durch die Bedingung $m(B_d) < 5400 \text{ MeV}$ werden B_d -Kandidaten herausgefiltert, die aus $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ Ereignissen zusammen mit einem zufälligen Pion gebildet werden [11].

Der Schnitt $t > 0,3 \text{ ps}$ wird nur auf dem vorselektierten Datensatz angewendet, um den restlichen prompten Untergrund zu entfernen.

In Abbildung [4.1] ist die Anzahl der B_d -Kandidaten pro Ereignis aufgetragen, die die obige Selektion überstehen. Es enthalten ca. 6% aller Ereignisse mit mindestens einem B_d -Kandidaten mehr als nur einen Kandidaten. Dabei handelt es sich um Duplikate, bei denen die Spurrekonstruktion größtenteils auf den gleichen Detektortreffern beruht, die auch zur Rekonstruktion des eigentlichen Signals benutzt werden. Enthält ein Ereignis mehr als nur einen Kandidaten, wird deshalb der Kandidat ausgewählt, der den besten χ_{DTF}^2 -Wert aufweist [12].

In Tabelle [4.2] ist die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse vor und nach der Selektion zusammengefasst. Diese wurden für die Daten anhand der Massenverteilungen bestimmt (siehe dazu Kapitel [5]) und für die MC-Ereignisse mit Hilfe

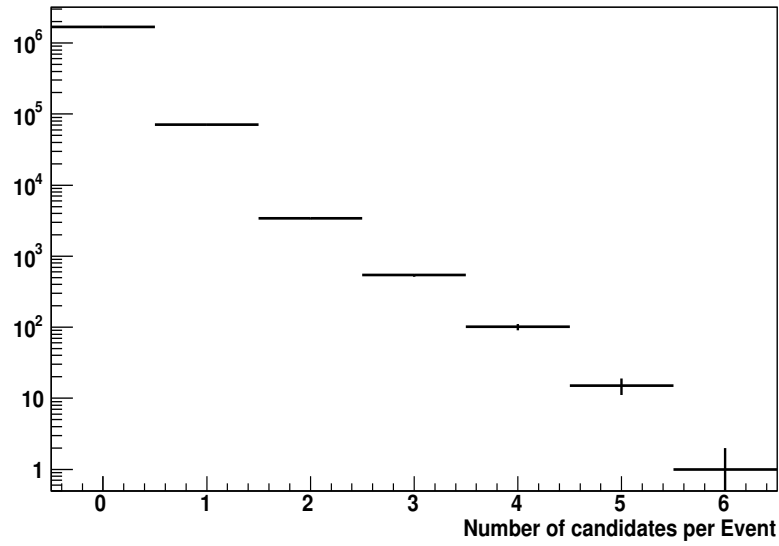


Abbildung 4.1: Anzahl der B_d -Kandidaten pro Ereignis (vorselektierter Datensatz).

der MC-Wahrheit. Der Signalanteil des vorskalierten Datensatzes beträgt selbst nach der Selektion nur 3%, wobei lediglich 933 Signalereignisse registriert werden. Deshalb wird dieser Datensatz nur für die Bestimmung der Zeitauflösung des Detektors verwendet, siehe Kapitel [7]. Die Grundlage für die eigentliche Analyse der Lebensdauer bildet der vorselektierte Datensatz. Bei diesem konnte durch die Selektionsstrategie der Signalanteil von 7,4% auf 67,3% erhöht werden, sodass letztendlich 19.396 richtige B_d -Kandidaten selektiert werden.

Anzahl der Signalereignisse	Daten (vorselektiert)	Daten (vorskaliert)	MC
nach Trigger	36.367	5.802	412.672
nach Trigger + Selektion	19.396	933	131.577
Anzahl der Untergrundeignisse	Daten (vorselektiert)	Daten (vorskaliert)	MC
nach Trigger	454.710	614.460	816.086
nach Trigger + Selektion	9.407	27.272	24.798

Tabelle 4.2: Anzahl der Signal- und Untergrundeignisse

4.3 Verfahren zur Bestimmung der Lebensdauer

Ziel dieser Arbeit ist es, die Lebensdauer der B_d -Mesonen aus dem gemessenen Zerfallsspektrum zu bestimmen. Bei einer idealen Messung wird die Verteilung der Lebensdauern durch ein exponentielles Zerfallsgesetz beschrieben (vgl. Kapitel [3.2.2]). Bei einer realen Messung müssen jedoch zusätzliche Detektoreffekte berücksichtigt werden, welche den Verlauf der Lebensdauern beeinflussen. Zum einen besitzt der Detektor keine perfekte Zeitauflösung, sodass die Lebensdauerverteilung „verschmiert“ wird. Anschaulich kann dies dadurch beschrieben werden, dass bei der Messung eine gaußverteilte Zufallszahl auf den wahren Wert addiert wird. Die Breite dieser Gaußverteilung entspricht gerade der Zeitauflösung. Mathematisch kann dieses Verhalten durch eine Faltung der Lebensdauerverteilung mit einer Gaußfunktion modelliert werden:

$$N(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \otimes R(t, t') \quad (4.1)$$

Dabei ist der Operator \otimes durch:

$$(f \otimes g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t') g(t - t') dt' \quad (4.2)$$

definiert und die Gaußfunktion mit der Standardabweichung σ und dem Mittelwert μ ist gegeben durch:

$$R(t, t') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t - t' - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3)$$

Die Parameter der Gaußfunktion werden in Kapitel [7] bestimmt. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die Wahrscheinlichkeit ein B_d -Meson zu detektieren, bedingt durch die Detektor-Geometrie, den Rekonstruktionsprozess sowie der Schnitte durch die Trigger und die Selektion nicht über den gesamten Zeitbereich konstant ist. Dementsprechend muss die Lebensdauerverteilung modifiziert werden:

$$N(t) = \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \varepsilon(t) \right] \otimes R(t, t') \quad (4.4)$$

Die Akzeptanzfunktion $\varepsilon(t)$ beschreibt, wie wahrscheinlich es ist, ein B_d -Meson mit der Lebensdauer t zu detektieren und wird in Kapitel [8] ermittelt.

4.4 Unbinned Maximum Likelihood Fit

Ein Maximum Likelihood Fit ist ein Verfahren, um aus gemessenen Daten \vec{X} unbekannte Parameter $\vec{\lambda}$ (beispielsweise die Lebensdauer) einer Theorieverteilung $f(\vec{\lambda}; \vec{X})$ zu extrahieren. Aus der Theorieverteilung erhält man durch Normierung:

$$\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}) = \frac{f(\vec{\lambda}; \vec{X})}{\int f(\vec{\lambda}; \vec{X}') d\vec{X}'} \quad (4.5)$$

die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (**P**robability **D**ensity **F**unction-PDF) $\mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X})$, welche angibt, wie wahrscheinlich es für bestimmte Parameter $\vec{\lambda}$ ist, bei einer einzelnen Messung die Daten \vec{X} innerhalb des Intervalls $d\vec{X}$ zu messen. Jedem Parametersatz $\vec{\lambda}$ wird eine Likelihood Funktion zugeordnet, die aus dem Produkt der PDF aller gemessenen Ereignisse gebildet wird:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_i^{\text{alle Ereignisse}} \mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}_i) \quad (4.6)$$

Indem die Likelihood Funktion bezüglich $\vec{\lambda}$ maximiert wird, wird derjenige Parametersatz gefunden, für den die Realisierung der Daten \vec{X}_i am wahrscheinlichsten ist. Hierbei wird jeder Datenwert explizit verwendet, diese werden also nicht in Bins zusammengefasst, weshalb diese Methode auch als Unbinned Maximum Likelihood Fit bezeichnet wird.

5 Untergrundsubtraktion mittels der sWeight Technik

Die Selektion ist zwar dazu in der Lage, den Anteil falsch rekonstruierter Teilchen drastisch zu reduzieren, kann den Untergrund jedoch nicht komplett entfernen. Die sWeight Technik [13] erlaubt es, aus der gemessenen Verteilung der Variablen t deren Signalverteilung zu extrahieren, ohne dabei auf eine explizite Beschreibung der Untergrundverteilung angewiesen zu sein. Die Durchführung der sWeight Technik verläuft in verschiedenen Schritten:

Zunächst wird eine Variable gesucht, die nicht mit t korreliert ist und deren Verteilung es erlaubt, die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse (N_{sig} bzw. N_{bkg}) zu bestimmen. An dieser Stelle bietet sich die invariante Masse der B_d -Kandidaten an, da die Signal- und Untergrundverteilungen in dieser Variablen (m) bekannt bzw. einfach zu parametrisieren sind. Die in Abbildung [5.1] bzw. [5.2] gezeigten Massenverteilungen, besitzen eine gaußförmige Signalkomponente $\mathcal{S}(m)$, sowie eine lineare (fast konstante) Untergrundkomponente $\mathcal{B}(m)$ und werden daher durch die folgende PDF beschrieben:

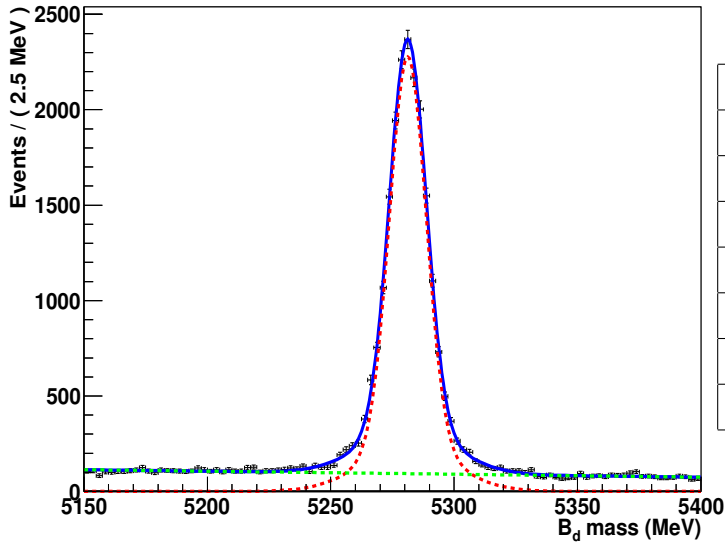
$$\mathcal{P}(m) = N_{sig} \cdot \mathcal{S}(m) + N_{bkg} \cdot \mathcal{B}(m) \quad (5.1)$$

$$\mathcal{S}(m) = \sum_{i=1}^2 f_{m,i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m,i}} \exp\left(-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma_{m,i}^2}\right) \quad (5.2)$$

$$\mathcal{B}(m) = 1 + a \cdot m \quad (5.3)$$

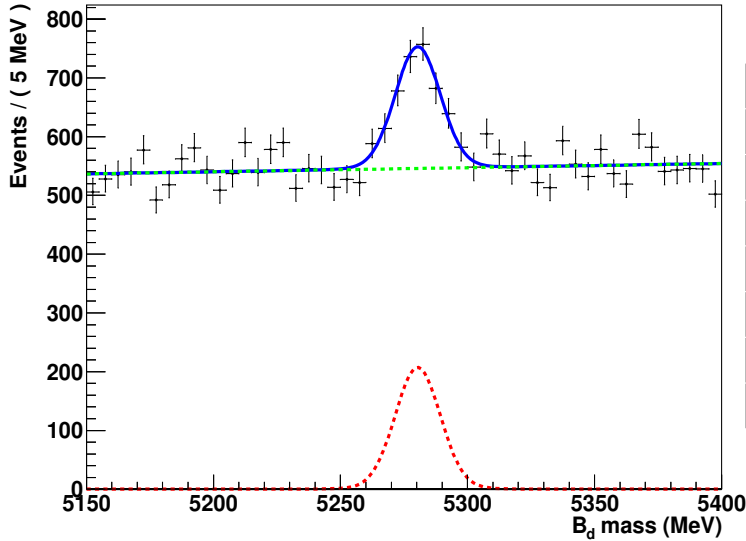
Um dem breiten Auslaufen der Verteilung gerecht zu werden, besteht das Signalmmodell aus der Summe zweier Gaußfunktionen mit den Anteilen $f_{m,1}$ bzw. $f_{m,2} = 1 - f_{m,1}$, den Breiten $\sigma_{m,i}$ und dem gemeinsamen Mittelwert \bar{m} . Außerdem ist zu beachten, dass die PDF $\mathcal{P}(m)$ nicht auf eins, sondern auf die Anzahl der Ereignisse $N = N_{sig} + N_{bkg}$ normiert ist.

Basierend auf der PDF $\mathcal{P}(m)$, sowie auf der Anzahl der Signal- und Untergrundergebnisse N_{sig} bzw. N_{bkg} wird für jedes Ereignis $\vec{X}_e = (m, t)$ ein Gewicht ω_{sig} (ω_{bkg}) berechnet, welches die Wahrscheinlichkeit widerspiegelt, dass es sich um ein Signaleignis (Untergrundergebnis) handelt [13]. Diese Signal- und Untergrund-sWeights sind in Abbildung [5.3] gegen die Masse aufgetragen. Im Bereich des Massenpeaks ist die Signalwahrscheinlichkeit sehr hoch, weshalb diese Ereignisse ein hohes positives Gewicht ω_{sig} erhalten, dagegen wird den Ereignissen in den Seitenbändern ein negatives Gewicht ω_{sig} zugeordnet, da diese sehr wahrscheinlich dem Untergrund angehören. Werden die Ereignisse mit den Signal-sWeights gewichtet, so hebt sich



	Fit-Ergebnis
\bar{m}	$(5281, 221 \pm 0, 071) MeV$
$\sigma_{m,1}$	$(7, 40 \pm 0, 12) MeV$
$\sigma_{m,2}$	$(18, 7 \pm 1, 2) MeV$
$f_{m,1}$	$0, 786 \pm 0, 020$
a	$(17, 02 \pm 0, 15) \frac{10^{-5}}{MeV}$
N_{sig}	19396 ± 167
N_{bkg}	9407 ± 134

Abbildung 5.1: Massenverteilung der B_d -Kandidaten (vorselektierter Datensatz). Die angefittete PDF $\mathcal{P}(m)$ ist in blau, die Projektion der Signal-Komponente in rot und die Projektion der Untergrund-Komponente in grün eingezeichnet.



	Fit-Ergebnis
\bar{m}	$(5280, 39 \pm 0, 84) MeV$
$\sigma_{m,1}$	$(8, 81 \pm 0, 8) MeV$
$\sigma_{m,2}$	$(17, 1 \pm 5, 3) MeV$
$f_{m,1}$	$0, 96 \pm 0, 36$
a	$(40, 4 \pm 2, 1) \frac{10^{-5}}{MeV}$
N_{sig}	933 ± 88
N_{bkg}	27272 ± 184

Abbildung 5.2: Massenverteilung der B_d -Kandidaten (vorskaliertes Datensatz). Die angefittete PDF $\mathcal{P}(m)$ ist in blau, die Projektion der Signal-Komponente in rot und die Projektion der Untergrund-Komponente in grün eingezeichnet.

dadurch die Untergrundkomponente in der Variable t statistisch auf und die Signalverteilung wird offengelegt. Im Endeffekt werden auf diese Weise die Seitenbänder subtrahiert. In Abbildung [5.4] ist die gemessene Lebensdauer­verteilung sowie die mit der sWeight Technik bestimmten Signal- und Untergrundverteilungen gezeigt.

Bei einem Unbinned Maximum Likelihood Fit mit gewichteten Ereignissen wird die folgende Likelihood Funktion maximiert:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_i^{\text{alle Ereignisse}} \mathcal{P}(\vec{\lambda}; \vec{X}_i)^{\omega_i \cdot s} \quad (5.4)$$

Dabei sind die sWeights ω_i mit dem Faktor:

$$s = \frac{\sum_i \omega_i}{\sum_i \omega_i^2} \quad (5.5)$$

skaliert, um die korrekte Berechnung des statistischen Fehlers (entsprechend der Statistik des Datensatzes) zu gewährleisten [14].

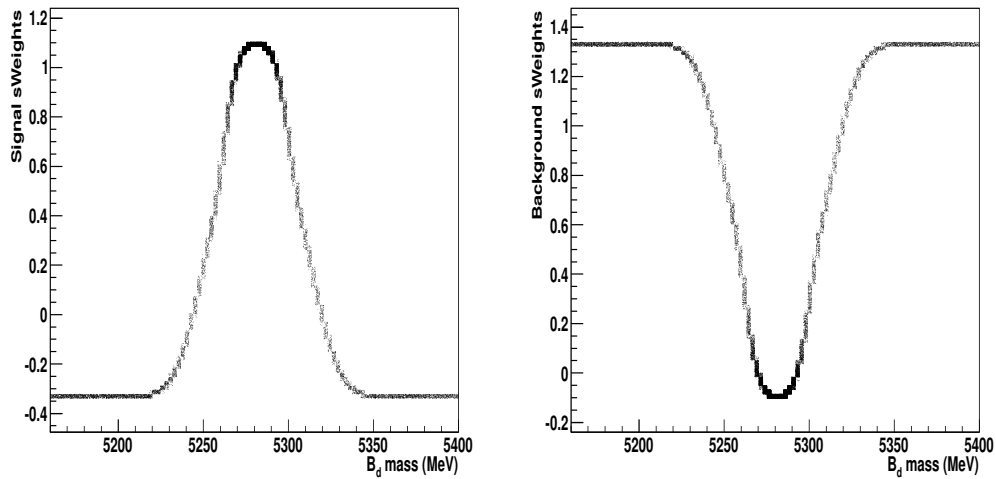


Abbildung 5.3: *Signal- und Untergrund-sWeights in Abhängigkeit von der Masse (vorselektierter Datensatz).*

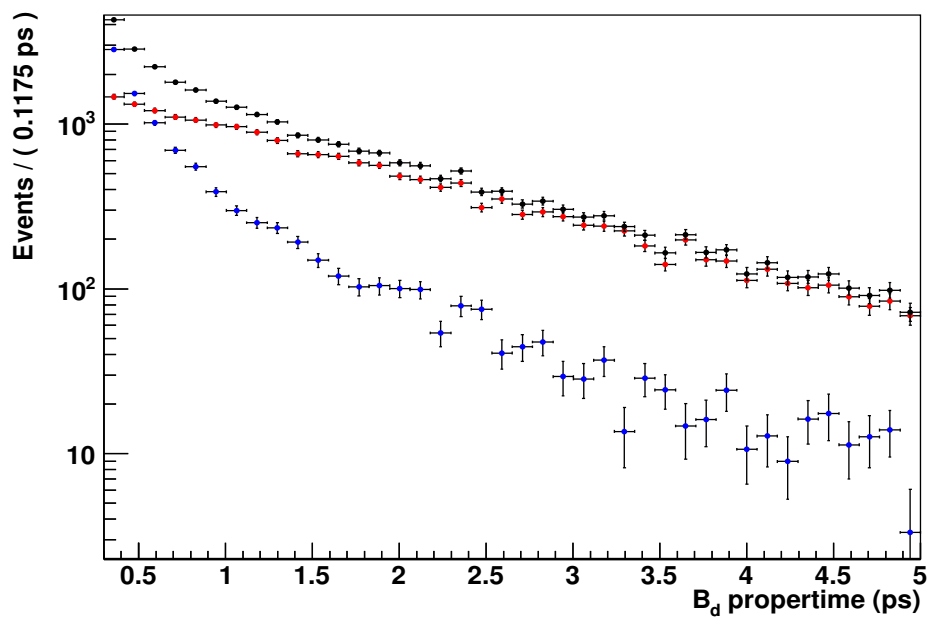


Abbildung 5.4: Gemessene Lebensdauerverteilung in schwarz, Signalverteilung in rot und Untergrundverteilung in blau (vorselektierter Datensatz).

6 Vergleich der Messdaten mit der Simulation

Die MC-Daten werden im Weiteren dazu verwendet, die Akzeptanzfunktion des Detektors festzulegen, siehe Kapitel [8]. Das heißt es werden die entsprechenden Parameter mit Hilfe der Simulation bestimmt und anschließend für die Auswertung der Messdaten genutzt. Bei diesem Verfahren steht a priori nicht fest, ob diese Parameter auch tatsächlich den Parametern der realen Messung entsprechen. Zuvor werden daher wichtige Observablen der Simulation und der Messung miteinander verglichen, um zu untersuchen, ob die Simulation dazu in der Lage ist, das reale Experiment zu reproduzieren. Ist dies nicht der Fall, muss die Simulation entsprechend angepasst werden.

6.1 Vergleich der Signalverteilungen aus der Simulation und den Daten

Natürlich ist es nur sinnvoll die Verteilungen von Signal-Ereignissen zu vergleichen. Daher werden die rekonstruierten MC-Ereignisse, die mittels der MC-Wahrheit als Signal identifiziert wurden, mit den aus der sWeight Technik gewonnenen Signalergebnissen der Daten zum Vergleich herangezogen. Der Fokus liegt auf der richtigen Bestimmung der Akzeptanzfunktion, welche hauptsächlich von den folgenden Observablen abhängig ist:

- n_{PV} : Anzahl der Primärvertices pro Ereignis
- tm : Anzahl der rekonstruierten Spuren pro Ereignis (Spur-Multiplizität)
- p : Impuls des B_d -Mesons
- p_T : Transversalimpuls des B_d -Mesons
- $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$: Rapidität des B_d -Mesons

Im Folgenden sind die Verteilungen dieser Observablen für MC-Ereignisse und Daten gemeinsam abgebildet, wobei die Histogramme jeweils auf die gleiche Anzahl an Ereignissen normiert sind. Somit kann der Verlauf der jeweiligen Verteilungen verglichen werden. In Abbildung [6.1] ist zu sehen, dass die mittlere Anzahl der Primärvertices pro Ereignis in der Simulation etwas höher ist. Die Abweichungen zwischen MC-Daten und Daten in den einzelnen Bins ist jedoch recht klein, ins-

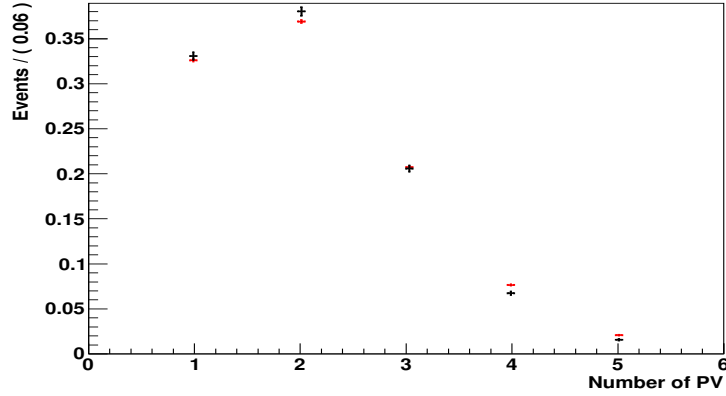


Abbildung 6.1: Normierte Verteilung von MC(rot) und Daten(schwarz) über die Anzahl der Primärvertices pro Ereignis.

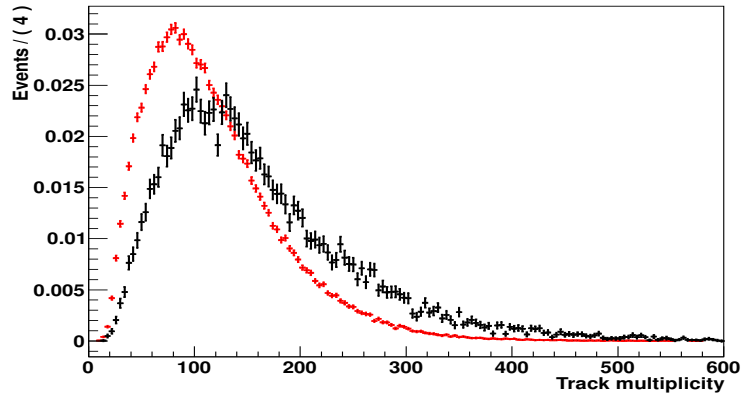


Abbildung 6.2: Normierte Verteilung von MC(rot) und Daten(schwarz) über die Spur-Multiplizität.

gesamt liefert die Simulation hier also eine akzeptable Übereinstimmung. Im Gegensatz dazu stimmen die Häufigkeitsverteilungen der Spuren sehr schlecht überein, siehe Abbildung [6.2], da die Verteilung der Simulation deutlich zu kleineren Werten der Spur-Multiplizität verschoben ist. Die gemessenen Verteilungen der kinetischen Variablen werden wiederum sehr gut durch die Simulation beschrieben. Die Impulsverteilung (Abbildung [6.3]) der MC-Daten steigt im Bereich $0 \text{ GeV} < p < 100 \text{ GeV}$ minimal steiler an, während die Transversalimpulsverteilung (Abbildung [6.4]) eher zu höheren p_T -Werten tendiert. Folglich ist auch bei der Rapidität keine exakte Übereinstimmung zu erwarten, da diese aus den Impulsen berechnet wird. Wie in Abbildung [6.5] zu sehen, ist die aus den MC-Ereignissen gewonnene Rapidität systematisch zu klein. Insgesamt werden die gemessenen Verteilungen der Observablen nPV , p , p_t , y gut durch die Simulation beschrieben. Auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren pro Ereignis trifft dies allerdings nicht zu, was im folgenden Abschnitt korrigiert wird.

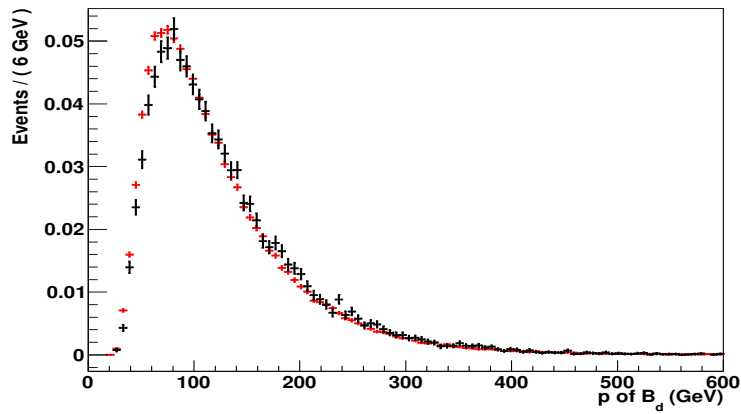


Abbildung 6.3: Normierte Verteilung von MC(rot) und Daten(schwarz) über den B_d -Impuls.

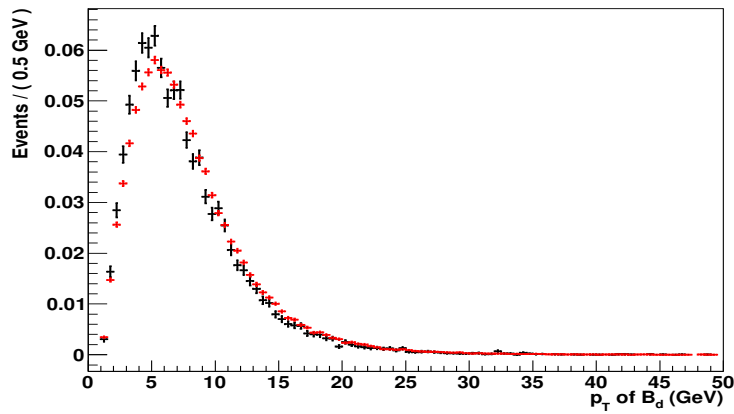


Abbildung 6.4: Normierte Verteilung von MC(rot) und Daten(schwarz) über den B_d -Transversalimpuls.

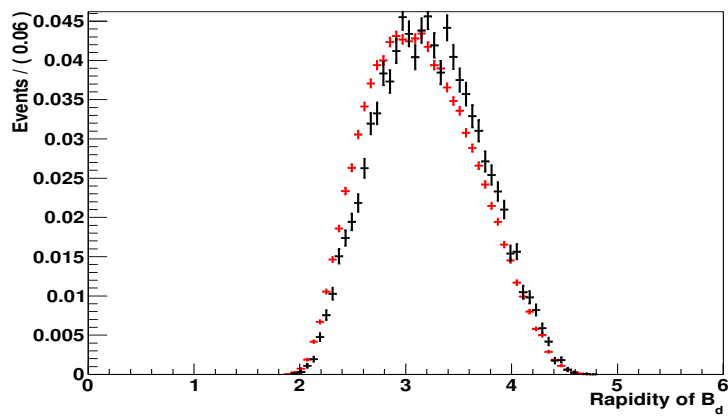


Abbildung 6.5: Normierte Verteilung von MC(rot) und Daten(schwarz) über die B_d -Rapidity.

6.2 Neugewichtung in der Spur-Multiplizität

Um die richtige Bestimmung der Akzeptanzfunktion zu gewährleisten, muss die simulierte Verteilung der Spur-Multiplizität mit der gemessenen übereinstimmen. Dazu wird die Methode der Neugewichtung angewandt, bei der jedes MC-Ereignis mit einem von der Spur-Multiplizität abhängenden Faktor neu gewichtet wird. Diese Gewichte werden berechnet, indem das Spur-Multiplizität-Histogramm der Daten durch das Spur-Multiplizität-Histogramm der Simulation geteilt wird. Das daraus resultierende Histogramm gibt den Gewichtungsfaktor bei einem bestimmten Wert der Spur-Multiplizität an. Zu beachten ist, dass die Spur-Multiplizität sehr stark mit der Anzahl der Primärvertices korreliert ist, denn wenn mehrere Kollisionen gleichzeitig stattfinden, ist auch die Anzahl der rekonstruierten Spuren höher (vgl. Abbildung [6.7]). Infolgedessen wird die Neugewichtung in Bins der Anzahl der PV durchgeführt. Das heißt die Gewichte werden separat für alle Ereignisse mit $nPV = 1$, $nPV = 2$ und so weiter berechnet. In Abbildung [6.6] sind die Häufigkeitsverteilungen der Spur-Multiplizität für Daten und MC-Daten dargestellt, wobei jeweils nur Ereignisse mit $nPV = 1$ bzw. $nPV = 2$ berücksichtigt wurden, sowie die daraus erhaltenen Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit der Spur-Multiplizität.

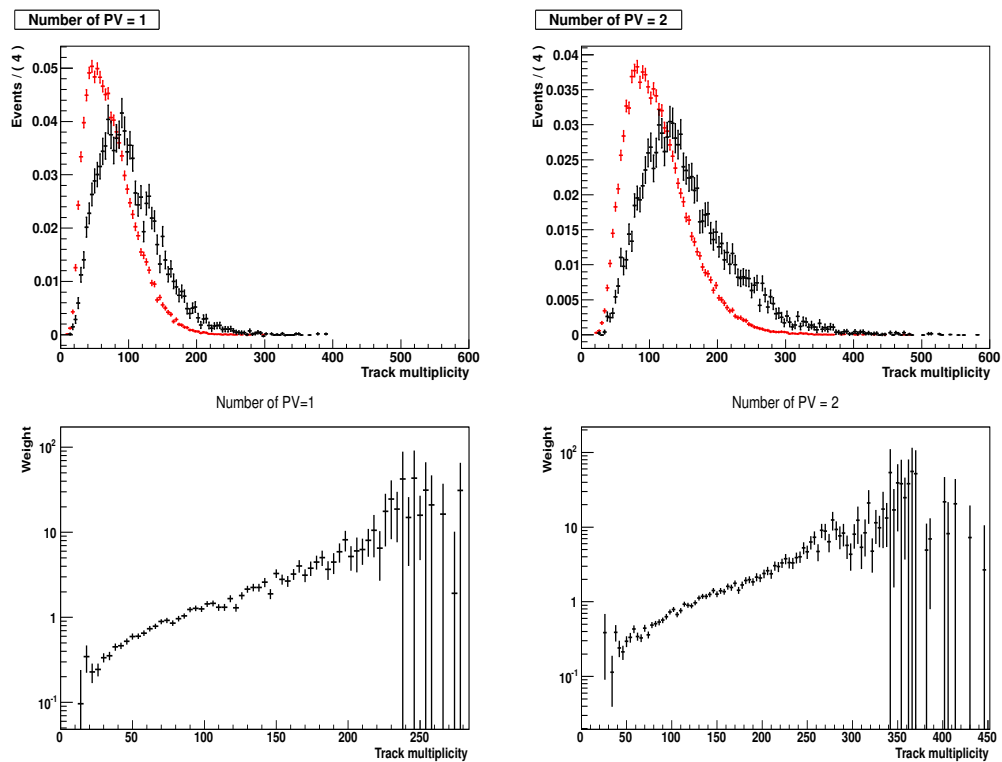


Abbildung 6.6: Normierte Verteilung der Spur-Multiplizität für MC (rot) und Daten (schwarz) für Ereignisse mit einem (links) oder zwei (rechts) PV, sowie den daraus berechneten Gewichten.

Gegeben sei nun ein MC-Ereignis e mit den Messwerten $\vec{X}_e = (nPV, tm, p, p_T, t)$. Besitzt dieses Ereignis beispielsweise einen Primärvertex ($nPV = 1$) und hat die Spur-Multiplizität $tm = 50$, so ist es gemäß dem entsprechenden Histogramm aus Abbildung [6.6] (links, unten) mit einem Faktor von 0,6 zu gewichten. Dadurch wird effektiv die Anzahl der MC-Ereignisse mit 50 rekonstruierten Spuren verringert, da deren Anzahl im Vergleich zu den gemessenen Ereignissen zu hoch war (siehe links, oben in Abbildung [6.6]).

Durch die Neugewichtung kann somit eine Übereinstimmung erzielt werden, siehe Abbildung [6.7]. Konstruktionsgemäß wird durch die Neugewichtung die nPV-Verteilung nicht beeinflusst. Genauso verhält es sich mit den kinematischen Observablen, da diese unabhängig von der Anzahl der Spuren sind, heben sich die Gewichte statistisch auf. Allerdings hat die Neugewichtung einen zwar sehr kleinen aber dennoch vorhandenen Effekt auf die Lebensdauerverteilung, siehe Abbildung [6.8], und somit schließlich auch auf die Akzeptanzfunktion.

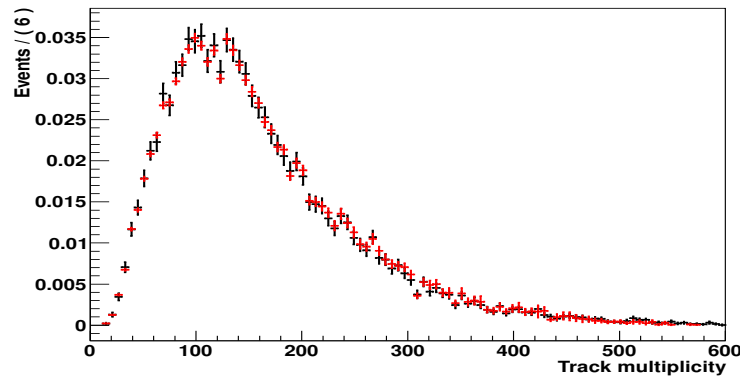


Abbildung 6.7: Vergleich der Spur-Multiplizität-Verteilungen von MC und Daten nach der Neugewichtung.

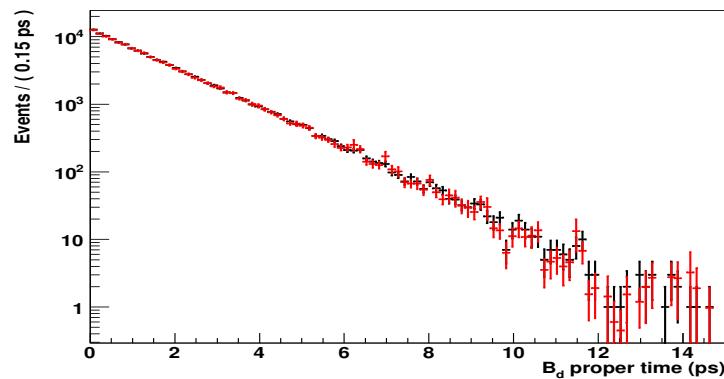


Abbildung 6.8: Vergleich der MC-Lebensdauerverteilungen der B_d -Mesonen vor (schwarz) und nach (rot) der Neugewichtung.

7 Zeitauflösung des Detektors

Die endliche Zeitauflösung des Detektors wird in der Beschreibung der Lebensdauer-
verteilung explizit berücksichtigt, indem die Zerfallsfunktion mit einer Auflösungs-
funktion gefaltet wird. Die Parameter dieser Auflösungsfunktion werden in diesem
Kapitel sowohl für MC-Ereignisse als auch für Daten bestimmt.

7.1 Zeitauflösung auf MC-Daten

Dank der MC-Wahrheit ist man in der Lage, die Eigenschaften der rekonstruierten
MC-Teilchen mit den Eigenschaften ihrer assoziierten MC-Teilchen, also mit den
wahren Werten vor der Rekonstruktion, zu vergleichen. Wird ein Teilchen mit der
Lebensdauer t_{true} zu einem Teilchen mit der Lebensdauer $t_{rec} \neq t_{true}$ rekonstruiert,
so ist dies durch die Zeitauflösung des Detektors bedingt. Indem für alle richtig
rekonstruierten MC-Teilchen das Residuum $\Delta t = t_{rec} - t_{true}$ berechnet wird (siehe
Abbildung [7.1]), kann die Zeitauflösung analysiert werden. Zur Beschreibung der

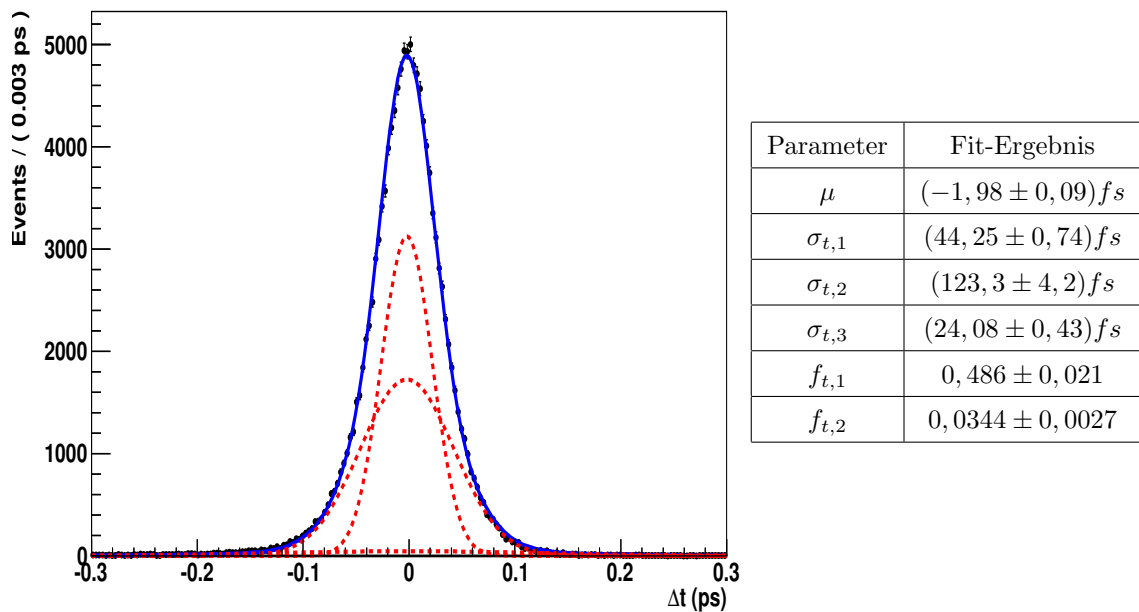


Abbildung 7.1: Zeitauflösung des Detektors (MC). Die angefittete
Auflösungsfunktion $Res(t)$ ist in blau, die Projektionen der
einzelnen Gauß-Funktionen in rot eingezeichnet.

Auflösung reicht eine einzelne Gaußfunktion nicht aus, da die Residuen zwar stark um Null zentriert sind, aber dennoch breit auslaufen. Daher wird die Auflösungsfunktion durch eine Summe aus drei Gaußfunktionen mit einheitlichem Mittelwert μ aber verschiedenen Breiten σ_i parametrisiert:

$$R(\Delta t) = \sum_{i=1}^3 f_{t,i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t,i}} \exp\left(-\frac{(\Delta t - \mu)^2}{2\sigma_{t,i}^2}\right) \quad (7.1)$$

Dabei sind $f_{t,1}$, $f_{t,2}$ und $f_{t,3} = 1 - f_{t,1} - f_{t,2}$ die Anteile der jeweiligen Gaußfunktionen. Es bleiben somit sechs freie Parameter, die durch einen Unbinned Maximum Likelihood Fit der Funktion $R(\Delta t)$ an die Residuenverteilung bestimmt werden. Die gewählte Auflösungsfunktion beschreibt den Verlauf des Histogramms sehr gut, siehe Abbildung [7.1]. Aus den extrahierten Parameter, die in der Tabelle in Abbildung [7.1] zusammengefasst sind, lässt sich schließlich die effektive Zeitauflösung, also die effektive Breite der Gesamtverteilung berechnen:

$$\sigma_t = \sqrt{f_{t,1} \cdot \sigma_{t,1}^2 + f_{t,2} \cdot \sigma_{t,2}^2 + (1 - f_{t,1} - f_{t,2}) \cdot \sigma_{t,3}^2} = (41,9 \pm 2,3)fs \quad (7.2)$$

7.2 Zeitauflösung auf Daten

Bei einer realen Messung steht die Information über den wahren Wert t_{true} nicht zur Verfügung, daher fehlt ein Referenzwert mit dem die gemessene Lebensdauer t verglichen werden kann. Anhand des prompten Untergrundes ist es dennoch möglich, die Auflösung auch auf Daten zu bestimmen. Die B_d -Kandidaten dieser Untergrundkomponente zerfallen direkt, das heißt sie haben die Lebensdauer $t = 0$ (siehe Kapitel [4.2]). Somit entspricht die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des prompten Untergrundes einer Deltafunktion bei $t = 0$. Dieser Wert wird jedoch nicht exakt gemessen, wodurch die Verteilung gemäß der Zeitauflösung „verschmiert“ wird. Demzufolge erhält man die PDF:

$$\mathcal{B}_{pr}(t) = \delta(t') \otimes R(t, t') = R(t) \quad (7.3)$$

Die gemessene Lebensdauer der prompten Untergrundkomponente ist also gerade entsprechend der gesuchten Auflösungsfunktion verteilt, die gemäß Gleichung (7.1) parametrisiert wird.

Zur Analyse der Zeitauflösung wird der vorskalierte Datensatz verwendet, da bei diesem nicht auf die Lebensdauer verteilt und somit der prompte Untergrund nicht entfernt wurde. Die Untergrundverteilung der Lebensdauer, siehe Abbildung [7.2], kann durch Anwendung der sWeight Technik gewonnen werden, nur dass die Ereignisse mit den Untergrund-sWeights anstatt der Signal-sWeights gewichtet werden. Auf diese Weise erhält man jedoch die gesamte Untergrundverteilung, einschließlich der langlebigen Komponente, welche sich durch ein flacheres

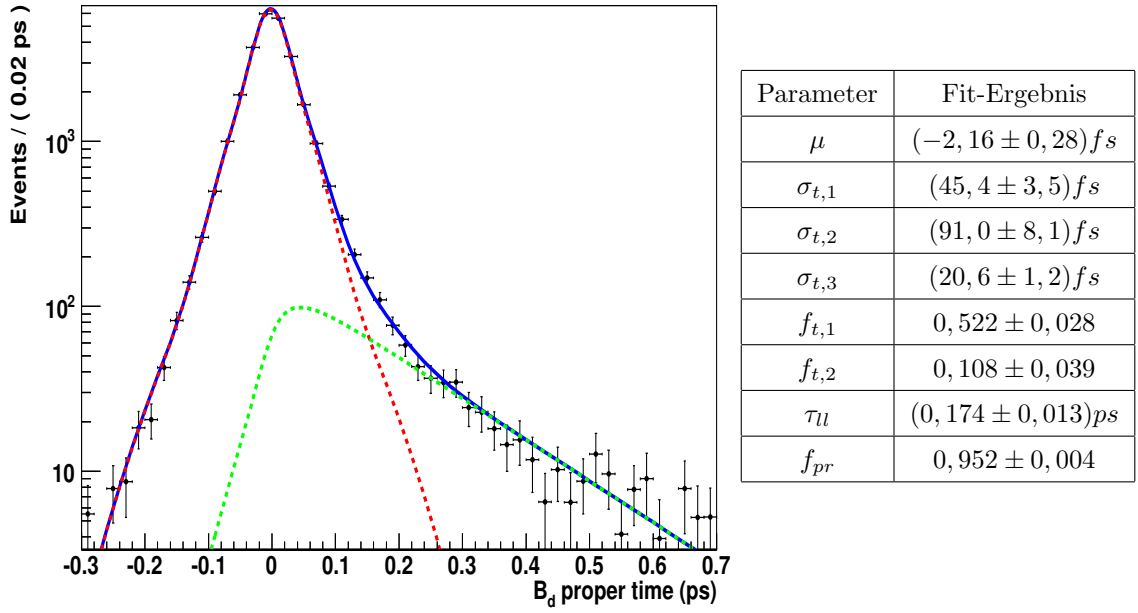


Abbildung 7.2: Zeitauflösung des Detektors (Daten). Die angefittete PDF $\mathcal{B}(t)$ ist in blau, die Projektion der prompten Komponente in rot und die Projektion der langlebigen Komponente in grün eingezeichnet.

Auslaufen zu hohen Lebensdauern bemerkbar macht und durch eine¹ Zerfallsfunktion mit der Lebensdauer τ_{ll} beschrieben wird. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die gesamte Untergrundverteilung lautet daher:

$$\mathcal{B}(t) = \left(f_{pr} \cdot \delta(t') + (1 - f_{pr}) \frac{1}{\tau_{ll}} \exp\left(-\frac{t'}{\tau_{ll}}\right) \right) \otimes R(t, t') \quad (7.4)$$

Dabei ist der Anteil der prompten Untergrund-Komponente an der Anzahl der Gesamt-Ereignisse durch f_{pr} gegeben. Der Fit beschreibt mit einem χ_{red}^2 -Wert von $\chi_{red}^2 = 1,26$ das Untergrundspektrum sehr gut, siehe Abbildung [7.2]. Die effektive Zeitauflösung beträgt:

$$\sigma_t = \sqrt{f_{t,1} \cdot \sigma_{t,1}^2 + f_{t,2} \cdot \sigma_{t,2}^2 + (1 - f_{t,1} - f_{t,2}) \cdot \sigma_{t,3}^2} = (46, 1 \pm 8, 1) fs \quad (7.5)$$

und stimmt somit innerhalb von 1σ mit der aus den MC-Ereignissen bestimmten Auflösung überein.

¹Normalerweise wird der langlebige Untergrund durch eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen beschrieben [12], die zweite langlebige Komponente wird hier jedoch komplett von der ersten Komponente und dem prompten Untergrund dominiert und ist daher vernachlässigbar.

8 Akzeptanzfunktion des Detektors

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich der Rekonstruktionsprozess zusammen mit der Selektion (inklusive Trigger) auf die Lebensdauerverteilung auswirkt. Die Analyse beruht darauf, festzustellen welcher Anteil der Ereignisse detektiert wurde, weswegen diese Strategie nur auf MC-Daten anwendbar ist. Idealerweise erhält man eine über das ganze Lebensdauerspektrum konstante Akzeptanzfunktion, andernfalls muss diese entsprechend parametrisiert werden.

8.1 Parametrisierung der Akzeptanzfunktion

Die MC-Simulation ermöglicht es, die Lebensdauerverteilung vor der Rekonstruktion und Selektion, also die Lebensdauer der generierten MC-Teilchen, mit der Lebensdauerverteilung nach der Rekonstruktion und Selektion zu vergleichen. Damit keine zusätzlichen Auflösungseffekte berücksichtigt werden müssen, werden zunächst die zu den rekonstruierten MC-Teilchen assoziierten MC-Teilchen verwendet. Die Akzeptanz $\varepsilon(t)$ der Teilchen mit der Lebensdauer t ist durch die Anzahl der detektierten B_d -Mesonen mit dieser Lebensdauer ($N_{det}(t)$) geteilt durch die Anzahl der generierten B_d -Mesonen mit der Lebensdauer t ($N_{gen}(t)$) gegeben:

$$\varepsilon(t) = \frac{N_{det}(t)}{N_{gen}(t)} \quad (8.1)$$

Demzufolge kann die Akzeptanzfunktion bestimmt werden, indem die beiden entsprechenden Histogramme durcheinander geteilt werden. Die resultierende Nachweiseffizienz, welche in Abbildung [8.1] gezeigt ist, fällt übereinstimmend mit anderen Studien (u.a. in Ref. [2], [12]) annähernd linear mit der Lebensdauer t ab. Es wird daher eine lineare Akzeptanzfunktion mit dem Normierungsfaktor \mathcal{N} und der Steigung β verwendet:

$$\varepsilon(t) = \mathcal{N}(1 + \beta \cdot t) \quad (8.2)$$

Der Fit an das Histogramm liefert eine Steigung von $\beta = (-0,01069 \pm 0,0019)ps^{-1}$. Die zu hohen Lebensdauern abnehmende Nachweiseffizienz kann darauf zurückgeführt werden, dass die Rekonstruktionseffizienz im Vertexdetektor mit zunehmendem IP_z (kürzeste Distanz der Spur zur Strahlachse) abnimmt und sich langlebige B_d -Mesonen weiter von der z-Achse entfernen können [2].

Zu beachten ist, dass diese Methode zur Bestimmung der Akzeptanzfunktion Ungenauigkeiten unterliegt, da zwei Häufigkeitsverteilungen, die jeweils statistischen

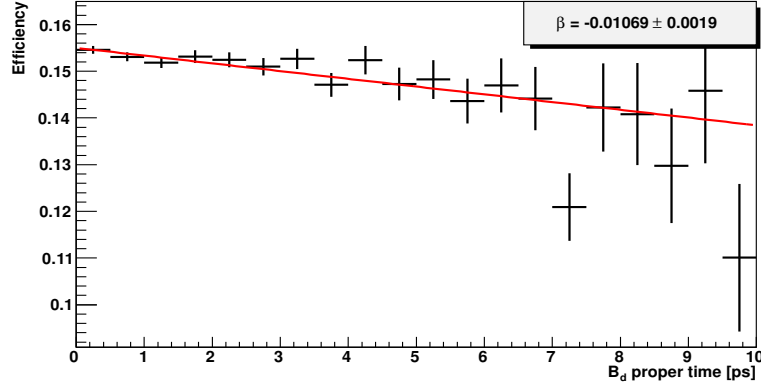


Abbildung 8.1: Akzeptanz in Abhängigkeit von der Lebensdauer.

Schwankungen unterliegen, durcheinander geteilt werden. Dadurch ist der resultierende statistische Fehler sehr groß (17,8%). Außerdem müssen die einzelnen Messwerte in Bins zusammengefasst werden, wobei Informationen verloren gehen und der Fit abhängig von dem gewählten Binning der Histogramme ist. Allerdings konnte der allgemeine Verlauf der Nachweiseffizienz parametrisiert werden, was im nächsten Abschnitt dazu benutzt wird, ein genaueres Verfahren zur Extraktion des so genannten „ β -Faktors“ zu entwickeln.

8.2 Bestimmung des β -Faktors

Die MC-Teilchen werden mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau_{gen} = 1.525 \text{ ps}$ generiert und folgen der Wahrscheinlichkeitsverteilung :

$$\mathcal{P}_{sig}(t) = \frac{1}{\tau_{gen}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{gen}}\right) \quad (8.3)$$

Nach der Rekonstruktion und Selektion muss die PDF, unter Berücksichtigung der Akzeptanzfunktion modifiziert werden:

$$\mathcal{P}_{sig}(t) = \frac{1}{\tau_{gen}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{gen}}\right) \cdot (1 + \beta t) \quad (8.4)$$

Indem ein Unbinned Maximum Likelihood Fit dieser PDF an die Lebensdauerverteilung der assoziierten MC-Teilchen ausgeführt wird, wobei die mittlere Lebensdauer auf den generierten Wert fixiert wird, kann der β -Faktor bestimmt werden, siehe Abbildung [8.2]. Dieser beträgt $\beta_{asso} = (-0,01197 \pm 0,0017) \text{ ps}^{-1}$ und ist mit dem im vorherigen Abschnitt erhaltenen Wert verträglich.

Der nächste Schritt ist, anstelle der Lebensdauerverteilung der assoziierten MC-Teilchen, die der rekonstruierten MC-Teilchen zu verwenden. Auf Grund der zusätzlichen Auflösungseffekte, muss die PDF mit der Auflösungsfunktion gefaltet werden:

$$\mathcal{P}_{sig}(t) = \frac{1}{\tau_{gen}} \exp\left(-\frac{t'}{\tau_{gen}}\right) \cdot (1 + \beta t') \otimes R(t, t') \quad (8.5)$$

Durch die Faltung wird die rekonstruierte Lebensdauer t' wieder in die wahre Lebensdauer t überführt, so dass man den gleichen Wert für β erhalten sollte. Die Parameter von $R(t, t')$ werden auf die in Kapitel [7.2] bestimmten Werte fixiert. Der Fit in Abbildung [8.3] ergibt einen Wert von $\beta_{reco} = (-0,01149 \pm 0,0017)ps^{-1}$, welcher verhältnismäßig gut mit β_{asso} übereinstimmt. Die statistischen Fehler sind stark korreliert, da die gleichen Ereignisse verwendet wurden. Infolge der nicht perfekt berechneten Auflösungsfunktion, stimmen die beiden Werte nicht exakt überein. Im Folgenden wird daher der Wert $\beta_{asso} = (-0,01197 \pm 0,0017)ps^{-1}$ verwendet, da dieser unabhängig von der Beschreibung der Zeitauflösung ist.

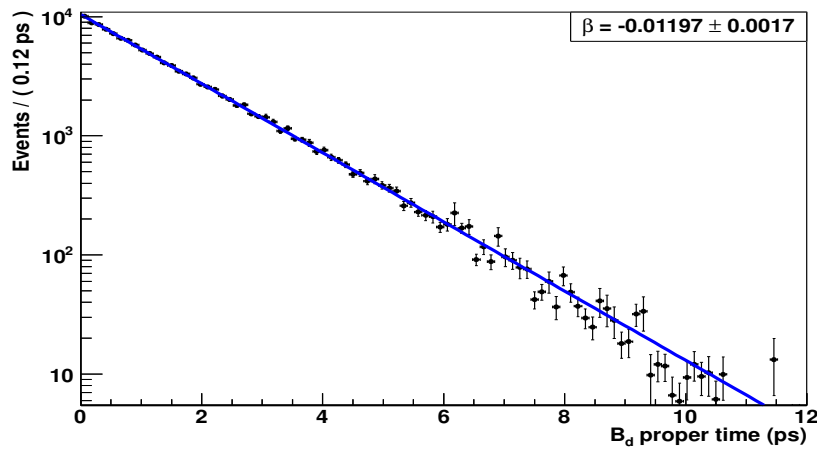


Abbildung 8.2: Bestimmung des β -Faktors aus der Lebensdauer-Verteilung der assoziierten MC Teilchen.

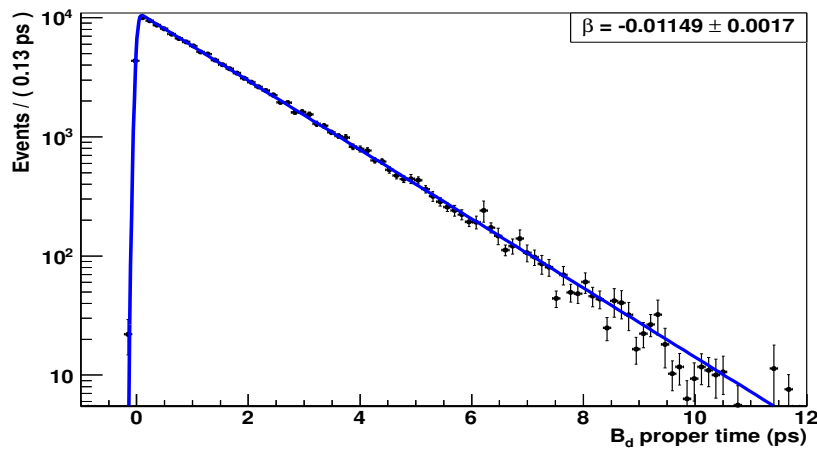


Abbildung 8.3: Bestimmung des β -Faktors aus der Lebensdauer-Verteilung der rekonstruierten MC Teilchen.

9 Messung der Lebensdauer

Zwei wesentliche Aspekte, die bei der Messung der Lebensdauer berücksichtigt werden müssen, sind die Zeitauflösung, sowie die Nachweiseffizienz des Detektors. Diese wurden in Kapitel [7] bzw. [8] quantitativ ermittelt und werden im folgenden dazu verwendet, die gemessene Lebensdauerverteilung zu beschreiben. Des Weiteren muss beachtet werden, dass bei der Messung auch falsch rekonstruierte B_d -Kandidaten mit einfließen. Es existieren prinzipiell zwei verschiedene Möglichkeiten, den Untergrund zu behandeln. Dieser kann entweder, mittels der sWeight Technik unterdrückt oder explizit bei der Beschreibung der Lebensdauerverteilung berücksichtigt werden. In diesem Kapitel werden beide Strategien verfolgt und daraufhin eine umfangreiche Studie der auftretenden systematischen Fehler durchgeführt.

9.1 Bestimmung der Lebensdauer unter Anwendung der sWeight Technik

Indem die Ereignisse mit den Signal-sWeights gewichtet werden, kann die wahre Lebensdauerverteilung erhalten werden, wie in Kapitel [5] erläutert wurde. Das exponentielle Zerfallsgesetz muss unter Berücksichtigung der zeitabhängigen Nachweiseffizienz und der Zeitauflösung modifiziert werden:

$$\mathcal{S}(t) = \left[\frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t'}{\tau}\right) \cdot (1 + \beta t') \right] \otimes R(t, t') \quad (9.1)$$

$$R(t, t') = \sum_{i=1}^3 f_{t,i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t,i}} \exp\left(-\frac{(t - t' - \mu)^2}{2\sigma_{t,i}^2}\right) \quad (9.2)$$

Mit einem Unbinned Maximum Likelihood Fit, wobei die Detektorparameter (Parameter der Auflösungs- und Akzeptanzfunktion) fixiert werden, kann die Lebensdauer zu:

$$\tau = (1,527 \pm 0,010) \text{ ps}$$

bestimmt werden, siehe Abbildung [9.1]. Die Pull-Verteilung in Abbildung [9.2] ist durch die Abweichung der Fitfunktion von den Messwerten geteilt durch deren Fehler gegeben. Diese zeigt keine systematische Abweichung nach oben oder unten, sondern fluktuiert statistisch um Null. Die Pull-Verteilung und ein Wert von $\chi_{red}^2 = 1,11$ belegen die Qualität des Fits.

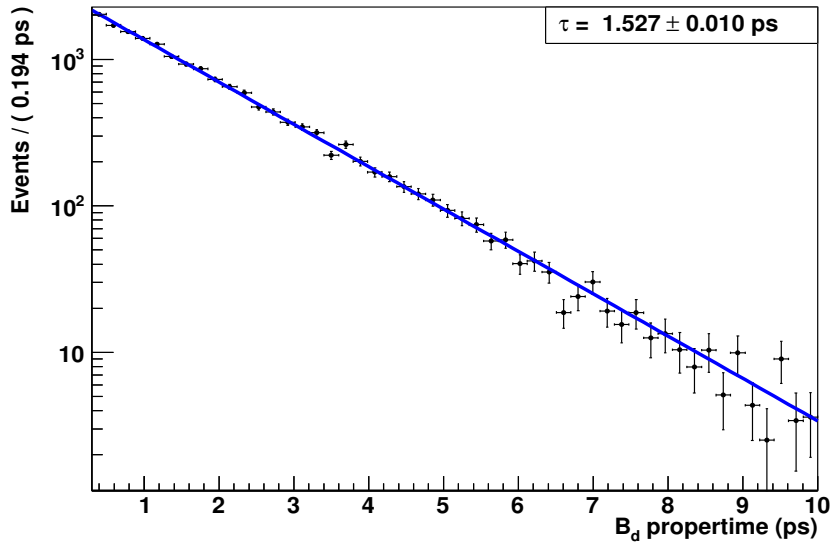


Abbildung 9.1: Lebensdauerverteilung mit angefitteter PDF.

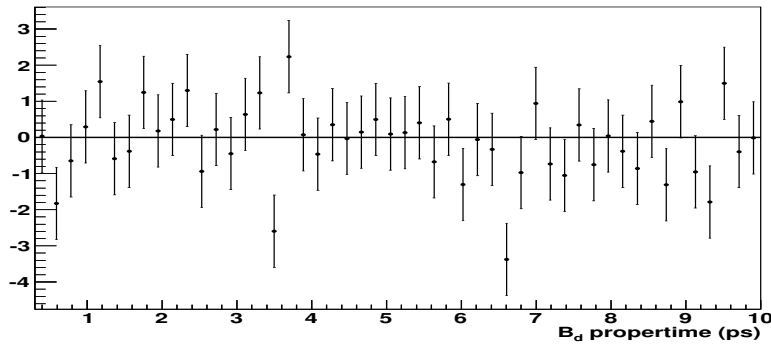


Abbildung 9.2: Pull-Verteilung.

9.2 Bestimmung der Lebensdauer unter Verwendung eines 2D-Fits

Als Gegenprobe wird eine Methode angewandt, in der der Untergrund der Lebensdauerverteilung nicht entfernt, sondern in der Wahrscheinlichkeitsdichte mit einbezogen wird. Allerdings kann allein aus der Lebensdauerverteilung nicht auf die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse geschlossen werden, weshalb ein zweidimensionaler Fit an die B_d Lebensdauer und die B_d Masse durchgeführt wird. Die zweidimensionale Verteilung, welche in Abbildung [9.3] dargestellt ist, setzt sich aus einer um den Massenpeak konzentrierten Signalkomponente $\mathcal{S}(m, t)$ und einer Untergrundkomponente $\mathcal{B}(m, t)$, welche sich in den Seitenbändern bemerkbar macht, zusammen:

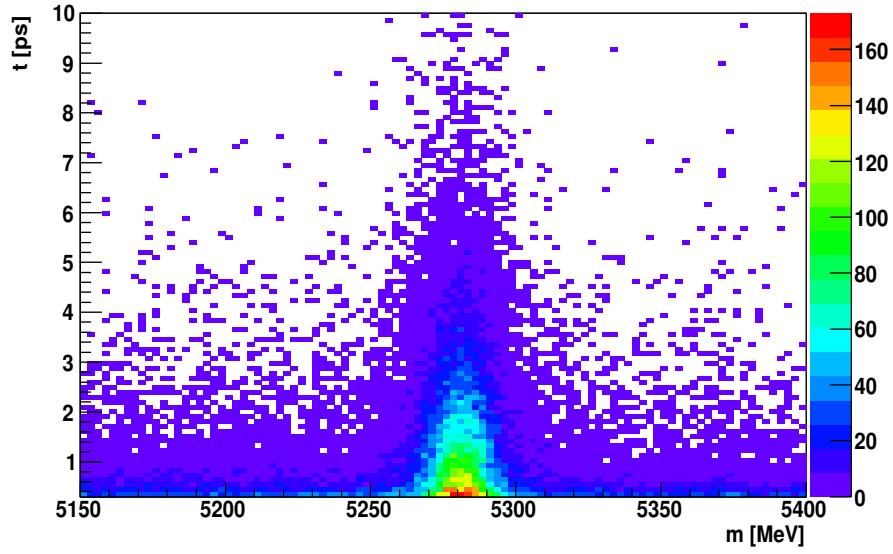


Abbildung 9.3: 2D-Verteilung der Lebensdauer gegen die Masse.

$$\mathcal{P}(m, t) = N_{sig} \cdot \mathcal{S}(m, t) + N_{bkg} \cdot \mathcal{B}(m, t) \quad (9.3)$$

Wegen der Unabhängigkeit der Variablen faktorisieren die einzelnen Terme jeweils:

$$\mathcal{S}(m, t) = \mathcal{S}(m) \cdot \mathcal{S}(t) \quad (9.4)$$

$$\mathcal{B}(m, t) = \mathcal{B}(m) \cdot \mathcal{B}(t) \quad (9.5)$$

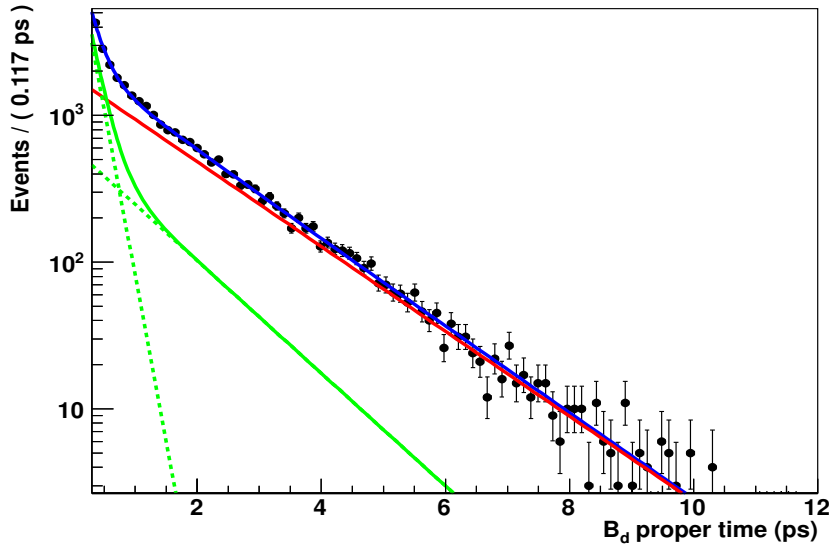
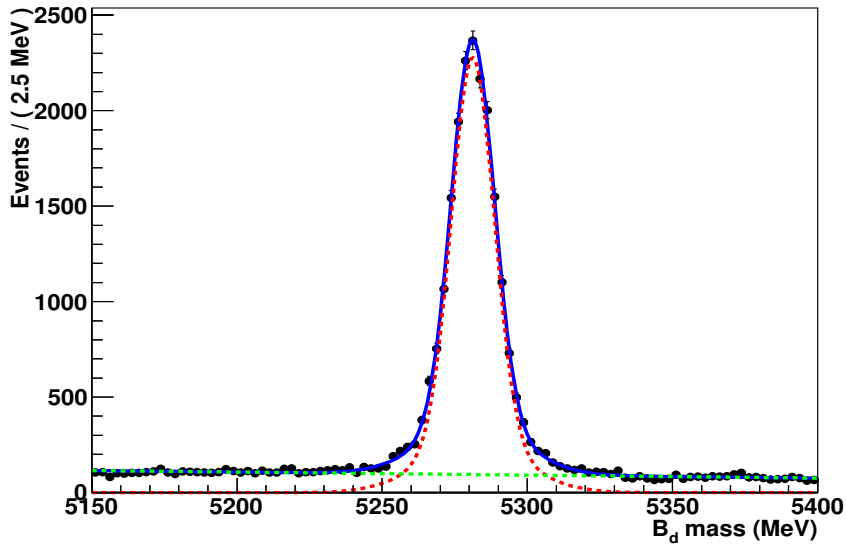
Die Signalverteilung der Lebensdauer wurde bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert und ist gegeben durch Gleichung (9.1). Die Signal-Komponente der Masse wird durch die Summe zweier Gaußfunktionen, die Untergrund-Komponente durch ein lineares Polynom modelliert (vgl. Kapitel 4):

$$\mathcal{S}(m) = \sum_{i=1}^2 f_{m,i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m,i}} \exp\left(-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma_{m,i}^2}\right) \quad (9.6)$$

$$\mathcal{B}(m) = 1 + a \cdot m \quad (9.7)$$

Da der prompte Untergrund mit dem Schnitt $t > 0.3 ps$ entfernt wurde, muss dieser nicht berücksichtigt werden. Der langlebige Untergrund der Lebensdauerverteilung kann durch die Summe zweier Exponentialfunktionen, mit dem Verhältnis f_{l1} und den Lebensdauern τ_{l1} bzw. τ_{l2} , beschrieben werden [12]:

$$\mathcal{B}(t) = f_{l1} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{l1}}\right) + (1 - f_{l1}) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{l2}}\right) \quad (9.8)$$



	Fit-Ergebnis		Fit-Ergebnis
N_{sig}	19233 ± 156	N_{bkg}	9561 ± 122
\bar{m}	$(5281, 214 \pm 0, 070) MeV$	τ	$(1, 527 \pm 0, 010) ps$
$\sigma_{m,1}$	$(7, 35 \pm 0, 13) MeV$	τ_{U1}	$(1, 13 \pm 0, 03) ps$
$\sigma_{m,2}$	$(17, 18 \pm 0, 91) MeV$	τ_{U2}	$(0, 1919 \pm 0, 0075) ps$
$f_{m,1}$	$0, 777 \pm 0, 023$	f_{U1}	$0, 465 \pm 0, 017$
a	$(16, 99 \pm 0, 15) \frac{10^{-5}}{MeV}$		

Abbildung 9.4: Projektionen der Gesamt-PDF in blau, der Signal-PDF in rot und der Untergrund-PDF in grün.

Der zweidimensionale Unbinned Maximum Likelihood Fit liefert eine mittlere Lebensdauer der B_d -Mesonen von:

$$\tau = (1,527 \pm 0,010) ps \quad (9.9)$$

Die Projektionen des Fits auf die einzelnen Dimensionen und die ermittelten Fit-Parameter sind in Abbildung [9.4] gezeigt. Die Güte des Fits ist mit einem reduzierten χ^2 von $\chi_{red}^2 = 1,23$ in der Observablen m und einem Wert von $\chi_{red}^2 = 1,08$ in der Observablen t sehr hoch.

Zur Validierung der Fit-Methode wird eine so genannte **Toy-Studie** durchgeführt, die die korrekte Implementierung des Fits, sowie die korrekte Fehlerberechnung überprüft. Dazu werden die folgenden Schritte 1000 Mal wiederholt:

- Mit einem Zufallsgenerator wird ein Datensatz (m_i, t_i) basierend auf der Wahrscheinlichkeitsdichte $\mathcal{P}(m, t)$ (Gleichung(9.3)) erzeugt.
- An diesem generierten Datensatz wird ein Maximum Likelihood Fit mit der gleichen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion durchgeführt.
- Die Fit-Parameter λ_i mit den statistischen Fehlern $\sigma(\lambda_i)$ werden extrahiert und jeweils der Wert:

$$Pull(\lambda_i) = \frac{\lambda_i - \lambda_{i,gen}}{\sigma(\lambda_i)} \quad (9.10)$$

berechnet, wobei $\lambda_{i,gen}$ der Input-Parameter der Ereignis-Generierung ist.

Ist der Fit korrekt implementiert, so sollte er im Mittel für jeden Parameter den korrekten, das heißt den generierten, Wert $\lambda_{i,gen}$ liefern. Ausserdem sollten bei konsistenter Fehlerbeschreibung die Streuung der Abweichungen $\lambda_i - \lambda_{i,gen}$ durch die Fehler $\sigma(\lambda_i)$ widerspiegelt werden. Folglich sollte der Pull normalverteilt mit dem Mittelwert 0 und der Standardabweichung 1 sein. An die Pull-Verteilungen wird daher eine Gaußfunktion gefittet, um deren Mittelwert und Breite zu bestimmen und diese mit den nominellen Werten zu vergleichen. Exemplarisch ist die Pull-Verteilung der Lebensdauer τ , inklusive angefitzter Gaußfunktion, in Abbildung [9.5] gezeigt. In Tabelle [9.1] sind die Mittelwerte und Breiten der Pull-Verteilungen aller Parameter zusammengefasst. Der Fit der PDF $\mathcal{P}(m, t)$ liefert eine korrekte Fehlerberechnung, da die Pull-Breiten innerhalb von 1σ bis 2σ mit 1 verträglich sind. Die Pull-Mittelwerte der Parameter des Massenmodells ($\mathcal{S}(m), \mathcal{B}(m)$) stimmen innerhalb von 1σ bis 2σ mit 0 überein. Der Pull-Mittelwert des Parameters N_{bkg} zeigt dagegen eine größere Abweichung (zwischen 2σ und 3σ), da er der Zwangsbedingung $N_{bkg} = N - N_{sig}$ unterliegt [12]. Da die Parameter der Untergrundverteilung der Lebensdauer ($\mathcal{B}(t)$) stark korreliert sind, kann die generierte Untergrundverteilung der Lebensdauer ebenso gut durch bestimmte Parameterkombinationen mit $\lambda_i \neq \lambda_{i,gen}$ beschrieben werden. Beispielsweise kann durch eine geeignete Wahl der

Parameter von $\tau_{ll1} > \tau_{ll1,gen}$ und $\tau_{ll2} < \tau_{ll2,gen}$, die gleiche Verteilung beschrieben werden, wie durch die Wahl von $\tau_{ll1} = \tau_{ll1,gen}$ und $\tau_{ll2} = \tau_{ll2,gen}$. Die entsprechenden Pull-Mittelwerte zeigen daher Abweichungen von 3σ bis 5σ .

Entscheidend ist jedoch der Pull-Mittelwert der eigentlichen Messgröße, der Lebensdauer τ . Dieser stimmt innerhalb von 1σ mit dem erwarteten Wert überein, woraus sich schließen lässt, dass der Fit in der Lage ist, den generierten Wert der Lebensdauer zu reproduzieren, also korrekt implementiert ist.

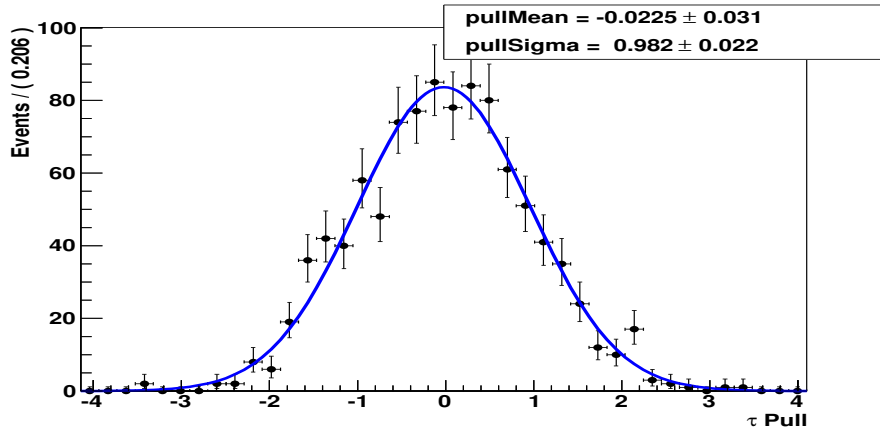


Abbildung 9.5: Pull-Verteilung der Lebensdauer mit angefitzter Gaußfunktion.

Parameter	Mittelwert	Breite
\bar{m}	$-0,044 \pm 0,032$	$1,025 \pm 0,023$
$\sigma_{m,1}$	$-0,021 \pm 0,033$	$1,029 \pm 0,023$
$\sigma_{m,2}$	$-0,048 \pm 0,032$	$1,005 \pm 0,022$
$f_{m,1}$	$0,024 \pm 0,032$	$1,013 \pm 0,023$
a	$-0,047 \pm 0,032$	$1,019 \pm 0,023$
τ	$-0,023 \pm 0,031$	$0,982 \pm 0,022$
τ_{ll1}	$0,083 \pm 0,032$	$1,005 \pm 0,022$
τ_{ll2}	$0,071 \pm 0,031$	$1,002 \pm 0,022$
f_{ll1}	$-0,147 \pm 0,033$	$1,036 \pm 0,023$
N_{sig}	$-0,042 \pm 0,032$	$1,018 \pm 0,023$
N_{bkg}	$-0,078 \pm 0,032$	$1,010 \pm 0,023$

Tabelle 9.1: Mittelwert und Breite der Pull-Verteilungen.

9.3 Systematische Studien

Abschließend werden systematische Fehlerquellen sowie deren Einfluss auf die Messung der Lebensdauer diskutiert. Zunächst werden die Resultate aus den verschiedenen Fit-Implementierungen miteinander verglichen. Die beiden angewandten Methoden sind zwar grundsätzlich verschieden, sind jedoch nicht unabhängig voneinander, da der gleiche Datensatz verwendet wurde¹. Zudem sind sowohl die verwendete Wahrscheinlichkeitsdichte der Massenverteilung als auch die der Signalverteilung der Lebensdauer, inklusive der Parameter der Akzeptanz- und Auflösungsfunktion, identisch. Infolgedessen sind die ermittelten Lebensdauern korreliert. Ergänzend wird daher der Einfluss der gewählten Wahrscheinlichkeitsdichten sowie der Parameter der Zeitauflösung und der Nachweiseffizienz auf die gemessene Lebensdauer untersucht. Darüber hinaus werden die systematischen Unsicherheiten, die aus der Impuls- und Zerfallslängenskala resultieren, abgeschätzt.

9.3.1 Fit-Implementierung

Als Gegenprobe zu der auf der sWeight Technik basierenden Fit-Methode (Kapitel 9.1) wurde ein zwei dimensionaler Fit durchgeführt (Kapitel 9.2). Die absolute Differenz der resultierenden Lebensdauern wird als systematischer Fehler der Fit-Implementierung angenommen. Beide Methoden liefern ein identisches Ergebnis:

$$\Delta\tau = 0,0 \text{ fs} \quad (9.11)$$

Demzufolge ist diese systematische Fehlerquelle gegenüber der statistischen Unsicherheit vernachlässigbar.

9.3.2 Fit-Modelle

Die aus der nicht perfekten Modellierung der Wahrscheinlichkeitsdichten folgende systematische Unsicherheit wird abgeschätzt, indem die in Kapitel 9.1 vorgestellte Prozedur mit verschiedenen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, die ebenfalls in der Lage sind die Verteilungen zu beschreiben, wiederholt wird. Die absolute Differenz der daraus resultierenden Lebensdauern und der in Kapitel 9.1 bestimmten Lebensdauer wird als systematischer Fehler verwendet.

Die Signalverteilung der Masse wird, anstatt der Summe aus zwei Gaußfunktionen, durch die Summe aus drei Gaußfunktionen beschrieben:

$$\mathcal{S}(m) = \sum_{i=1}^3 f_{m,i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m,i}} \exp\left(-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma_{m,i}^2}\right) \quad (9.12)$$

Daraus folgt eine Abweichung von:

$$\Delta\tau = 0,2 \text{ fs} \quad (9.13)$$

¹Die statistischen Fehler sind deshalb stark korreliert.

Um den systematischen Fehler der Untergrundverteilung der Masse abzuschätzen werden zwei verschiedenen Modelle verwendet. Ein Polynom zweiter Ordnung:

$$\mathcal{B}(m) = 1 + a_1 \cdot m + a_2 \cdot m^2 \quad (9.14)$$

anstelle einer linearen Funktion führt zur folgenden Abweichung:

$$\Delta\tau = 0,2 \text{ fs} \quad (9.15)$$

Wird dagegen ein exponentieller Untergrund angenommen:

$$\mathcal{B}(m) = \lambda_m \exp(-\lambda_m m) \quad (9.16)$$

beträgt die Abweichung:

$$\Delta\tau = 1,0 \text{ fs} \quad (9.17)$$

Die größere Abweichung ($\Delta\tau = 1,0 \text{ fs}$) wird als systematischer Fehler verwendet.

Der Einfluss der Auflösungsfunktion wird dadurch getestet, dass eine Gaußfunktion mit der Standardabweichung $\sigma_t = 46,1 \text{ fs}$ anstelle der Summe aus drei Gaußfunktionen verwendet wird. Daraus ergibt sich eine systematische Unsicherheit von:

$$\Delta\tau = 0,1 \text{ fs} \quad (9.18)$$

9.3.3 Detektorparameter

Die größte systematische Fehlerquelle liegt in der Bestimmung der Akzeptanzfunktion des Detektors, da diese unter Zuhilfenahme der MC-Simulation erfolgte. Trotz der guten Übereinstimmung der MC-Ereignisse mit den Daten ist nicht garantiert, dass die Nachweiseffizienzen identisch sind. Dies nachzuprüfen ist Gegenstand aktueller Nachforschungen der LHCb Gruppe Heidelberg [15], übersteigt jedoch den Rahmen dieser Arbeit. Obwohl erste Ergebnisse auf konsistente Akzeptanzfunktionen hindeuten, wird der systematische Fehler großzügig mit der Hälfte des β -Faktors abgeschätzt: $\Delta\beta_{sys} = 0,5 \cdot \beta$. Infolgedessen wird bei der Anwendung des Unbinned Likelihood Fits, der Parameter der Akzeptanzfunktion auf $\beta \pm 0,5 \cdot \beta$ fixiert, wodurch sich die folgenden Abweichungen ergeben:

$$\Delta\tau = 12 \text{ fs}; \beta \rightarrow \frac{1}{2}\beta \quad (9.19)$$

$$\Delta\tau = 13 \text{ fs}; \beta \rightarrow \frac{3}{2}\beta \quad (9.20)$$

Der größere Wert ($\Delta\tau = 13 \text{ fs}$) wird als systematischer Fehler veranschlagt.

Der Einfluss der Parameter der Zeitauflösung wird untersucht, indem diese jeweils um $\pm\sigma$ geändert werden und daraufhin die Auswirkung auf die gemessene Lebensdauer betrachtet wird:

$$\Delta\tau = 0,0 \text{ fs} \quad (9.21)$$

9.3.4 Impuls- und Zerfallslängenskala

Die Lebensdauer der B_d -Mesonen wird über den Impuls und die Zerfallslänge bestimmt ($t = \frac{Lm}{p}$), die nur mit einer begrenzten Genauigkeit gemessen werden können. Die Impulsskala ist mit einer Genauigkeit von $0,05 \pm 0,02\%$ kalibriert, was zu einer relativen Unsicherheit in der Messung der Lebensdauer von $0,05\%$ führt, falls der Effekt der falschen Impulsskala auf die Bestimmung der invarianen Masse vernachlässigt wird [12]:

$$\Delta\tau = 0,8 \text{ fs} \quad (9.22)$$

Nach Ref. [12] beträgt die systematische Unsicherheit in der Bestimmung des Abstandes zwischen Primärvertex und Sekundärvertex in z-Richtung $0,03\%$. Um die gesamte Unsicherheit bei der Messung der Zerfallslänge, inklusive der Abstände in x- und y-Richtung zu berücksichtigen wird der systematische Fehler auf $0,1\%$ abgeschätzt:

$$\Delta\tau = 1,5 \text{ fs} \quad (9.23)$$

9.3.5 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

In der folgenden Tabelle sind alle systematischen Fehler zusammengefasst. Zudem ist der daraus resultierende Gesamt-Fehler angegeben, der sich aus der quadratischen Addition der einzelnen Fehler ergibt, da diese unabhängig voneinander sind (Zentraler Grenzwertsatz).

Systematischer Fehler	$\Delta\tau[\text{fs}]$
Fit-Implementierung	0,0
Signal-Modell Masse	0,2
Untergrund-Modell Masse	1,0
Zeitauflösung-Modell	0,1
β -Faktor	13,0
Zeitauflösung-Parameter	0,0
Impulsskala	0,8
Zerfallslängenskala	1,5
Gesamt-Fehler	13,2

Tabelle 9.2: Zusammenfassung der systematischen Fehler.

Der β -Faktor ist dabei die dominierende Größe des systematischen Gesamt-Fehlers.

10 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Lebensdauer von B_d -Mesonen mittels dem Zerfallskanal $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ am LHCb-Experiment gemessen.

Zunächst wurde die Selektion des Zerfalls vorgestellt, die das Ziel verfolgt, den Untergrund zu reduzieren, ohne dabei die Lebensdauerverteilung zu beeinflussen. Unter Verwendung der 2011 am LHCb-Detektor und bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufgenommenen Daten konnten $N_{sig} = 19396 \pm 167$ Signalereignisse selektiert werden. Um aus den gemessenen Verteilungen die Signalverteilungen zu extrahieren, wurde die sWeight Technik angewandt, welche basierend auf der Massenverteilung jedem Ereignis ein Signal-Gewicht zuordnet.

Des Weiteren wurde die Zeitauflösung des Detektors zu: $\sigma_t = (46,1 \pm 8,1) \text{ fs}$ bestimmt, indem ausgenutzt wurde, dass diese gerade der Breite der prompten Untergrundverteilung entspricht. Anhand einer MC-Simulation wurde der Einfluss des Rekonstruktionsprozesses und der Selektion auf die Messung der Lebensdauer untersucht. Es wurde gezeigt, dass die Nachweiseffizienz nicht konstant ist, sondern linear mit der Lebensdauer abfällt:

$$\varepsilon(t) = 1 + \beta \cdot t$$

Dabei beträgt die Steigung der Akzeptanzfunktion $\beta = (0,01197 \pm 0,0017) \text{ ps}^{-1}$.

Die Lebensdauer konnte schließlich unter Berücksichtigung der Zeitauflösung und der Akzeptanzfunktion ermittelt werden:

$$\tau = (1,527 \pm 0,010_{stat} \pm 0,013_{sys}) \text{ ps},$$

in sehr guter Übereinstimmung sowohl mit dem PDG-Wert (world average) als auch mit der besten Einzelmessung [3]:

$$\tau_{PDG} = (1,519 \pm 0,007) \text{ ps}$$

$$\tau_E = (1,507 \pm 0,010_{stat} \pm 0,008_{sys}) \text{ ps}$$

Als Gegenprobe wurde zudem ein zweidimensionaler Fit an die B_d Lebensdauer und B_d Masse durchgeführt, was zu einem konsistenten Ergebnis geführt hat.

Die Studie der systematischen Unsicherheiten hat ergeben, dass der limitierende Faktor bei der Messung der Lebensdauer eindeutig in der Bestimmung der Akzeptanzfunktion liegt, welche unter Zuhilfenahme der Simulation erfolgte. Hier sind weitere Nachforschungen notwendig, um den Ursprung der abfallenden Nachweiseffizienz besser zu verstehen und diesen Effekt auch auf Daten quantifizieren zu können. Der statistische Fehler könnte dagegen durch eine andere Trigger-Strategie verkleinert werden, bei der auf den Impaktparameter geschnitten wird, der die Distanz der

rekonstruierten Spur zum Primärvertex angibt, um den prompten Untergrund zu reduzieren. Dadurch wären im Vergleich zu dem Schnitt $t > 0,2 ps$ mehr Signalergebnisse vorhanden. Es müsste allerdings eine weitere Akzeptanzfunktion bestimmt werden, die wiederum einer gewissen Unsicherheit unterliegt. Außerdem wird in den nächsten Jahren die Schwerpunktsenergie des LHC auf bis zu $\sqrt{s} = 14 TeV$ erhöht, wodurch wesentlich mehr Statistik zur Verfügung steht. Die Messung der Lebensdauer wird dann ausschließlich systematisch limitiert sein.

11 Literaturverzeichnis

- [1] Weltmaschine Homepage, <http://weltmaschine.de>
- [2] J.Luisier, "Measurements of B Meson Lifetime Ratios with the LHCb Detector", Doktorarbeit, Universität Lausanne, 2012
- [3] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, Juli 2012, <http://pdg.lbl.gov>
- [4] ATLAS Homepage, <http://atlas.ch>
- [5] LHCb Collaboration, "The LHCb Detector at the LHC", Forschungsbericht, Genf, 2008
- [6] LHCb Collaboration, "Technical Design Report", LHCC-2003-030
- [7] JaxoDraw, a program for drawing Feynman diagrams, <http://jaxodraw.sourceforge.net/index.html>
- [8] LHC Performance and Statistics, Juli 2012, <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/#>
- [9] ROOT Homepage, <http://root.cern.ch>
- [10] RooFit Homepage, <http://roofit.sourceforge.net>
- [11] M. Calvi et al., "Lifetime unbiased selection of $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ and related control channels : $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ", LHCb-2009-025, 2009
- [12] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], "Selections and lifetime measurements of $B \rightarrow J/\psi X$ decays in the 2010 data", LHCb-ANA-2011-036, 2011
- [13] M. Pivk, F. Le Diberder, "sPlot: a statistical tool to unfold data distributions", arXiv:physics/04020834, 2005
- [14] M. Baak, W. Verkerke, "Error calculation for weighted unbinned ML fits (in ROOFit)", Atlas Statistics Forum, April 2009
- [15] LHCb Homepage, <http://lhcb-public.web.cern.ch>
- [16] C. Linn, "Analyse der Polarisationsamplituden des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ am LHCb-Experiment", Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2009

Erklärung:

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

Heidelberg, den 6.8.2012

.....