

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christian Linn
aus Zweibrücken

Juni 2009

Analyse der Polarisationsamplituden des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ am LHCb-Experiment

*Die Diplomarbeit wurde von Christian Linn ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die Polarisationsamplituden des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ am LHCb-Experiment zu messen. Die Messung basiert auf einer Winkelanalyse zur Separation der Drehimpulseigenzustände der beiden Vektorteilchen des Zerfalls. Wie gezeigt wird, hängen die ermittelten Polarisationsamplituden von der korrekten Beschreibung der Detektorakzeptanzen ab. Durch Vergleich der Messergebnisse mit den Resultaten vorheriger Experimente kann die korrekte Beschreibung der Akzeptanzen überprüft werden. Anhand von Studien mit simulierten Daten wird gezeigt, dass mittels der winkelabhängigen Analyse des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ die Detektorakzeptanzen in einem Bereich von 5% genau getestet werden können. Die genaue Kenntnis der Detektorakzeptanzen ist wichtig, um die CP-verletzende Phase Φ im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ exakt messen zu können. Abweichungen der Phase von theoretischen Vorhersagen können als Anzeichen für Neue Physik jenseits des Standardmodells gewertet werden. Da dieser Zerfallskanal dem Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ kinematisch sehr ähnlich ist, validiert eine Überprüfung der mittels simulierten Ereignissen bestimmten Akzeptanzfunktionen für den Kanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ gleichzeitig die in der Simulation ermittelte Akzeptanz für $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

Abstract

In the presented work a method was developed to measure the polarization amplitudes of the decay $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ at the LHCb experiment. The measurement is based on an angular dependent analysis to separate the angular momentum eigenstates of the decay particles. The measured polarization amplitudes depend strongly on the correct description of the detector acceptances. The comparison of the results to existing measurements will provide a cross-check of the acceptances. Using simulated data the presented work will show that this cross-check can be used to constrain systematic deviations of the detector acceptances to values of about 5%. The exact knowledge of the acceptances is important for the measurement of the CP violating phase Φ in the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Deviations of the phase from the predicted value can be a sign of new physics beyond the standard model. Due to the fact that this decay channel is kinematically comparable to $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ the validation of the acceptance functions in the decay $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ also tests the acceptances used in the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	CP-Verletzung und Polarisation	9
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.2	CKM-Mechanismus	10
2.3	B_s^0 -Mischungsphasen	11
2.4	CP-Verletzung im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	13
2.5	Der Referenzkanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	16
3	Das LHCb-Experiment	19
3.1	Der Large Hadron Collider	19
3.2	Der LHCb-Detektor	19
3.2.1	Spurrekonstruktion	20
3.2.2	Teilchenidentifikation	22
3.2.3	Relative Teilchenhypothese	24
4	Simulation und Selektion des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	25
4.1	Simulation	25
4.2	Selektion	26
4.3	Signalverteilungen	28
4.4	Untergrundbetrachtung	32
5	Bestimmung der physikalischen Parameter	35
5.1	Maximum Likelihood Fit	35
5.2	Beschreibung des Signals	36
5.3	Beschreibung des Untergrundes	40
5.4	Berücksichtigung von Detektor- und Selektionsakzeptanzen	42
5.5	Die Methode der Toy-Experimente	44
5.6	Überprüfung der Anpassungsrechnung	44
6	Validierung der Analyse	51
6.1	Akzeptanzen aus Monte Carlo Simulation	51
6.2	Fit an Monte Carlo Daten	55
6.3	Sensitivitätsstudie	58

7	Systematische Studien	59
7.1	Einfluss der Winkelaufösung	59
7.2	Produktionsasymmetrie	61
7.3	Unsicherheiten der Winkelakzeptanzen	62
7.3.1	Zufällige Veränderungen	63
7.3.2	Systematische Veränderungen	65
7.4	Zusammenfassung der systematischen Studien	68
8	Zusammenfassung und Ausblick	71

Kapitel 1

Einleitung

Ein noch ungelöstes Rätsel der Teilchenphysik ist die Asymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum. Obwohl nach dem Urknall beides zu gleichen Anteilen produziert wurde, besteht das heutige Universum ausschließlich aus Materie. Eine notwendige Voraussetzung um dieses Ungleichgewicht zu erklären ist CP-Verletzung. C steht hierbei für eine Ladungskonjugation und P für eine Punktspiegelung im Raum. Man spricht von CP-Verletzung, wenn physikalische Prozesse nicht invariant unter einer CP-Transformation sind.

Im Rahmen des Standardmodells, welches das heutige Wissen der Teilchenphysik beschreibt, ist die einzige Quelle für CP-Verletzung die Mischung im Quark-Sektor (CKM-Mechanismus) [8]. Die Vorhersagen reichen jedoch bei weitem nicht aus um den Effekt der Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären. Daher werden Erweiterungen der Theorie erwartet, die häufig als “Neue Physik” bezeichnet werden. Da sich mittels des CKM-Mechanismus im Standardmodell eine Reihe von Beobachtungsgrößen sehr genau berechnen lassen, können bereits geringe Abweichungen von der Vorhersage als Hinweis auf “Neue Physik” gewertet werden.

Im Laufe des Jahres 2009 wird der Large Hadron Collider am CERN in Betrieb gehen. Dabei kollidieren Protonen mit einer bisher unerreichten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Eines der vier großen Experimente ist das LHCb-Experiment, bei dem die CP-Verletzung im System der B-Mesonen untersucht werden soll. Ein Hauptziel des Experiments ist die Messung der CP-verletzenden Phase Φ im Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(KK)$. Diese konnte bereits am Tevatron bei den Experimenten CDF und DØ gemessen werden [1, 2]. Die Ergebnisse weisen allerdings noch große statistische Fehler auf. Bei LHCb wird man eine deutlich bessere Genauigkeit erreichen, die es dann erlaubt, mögliche neue physikalische Effekte zu erkennen [12].

Zur präzisen Messung der Phase Φ ist es notwendig Auswirkungen der Detektorgeometrie und der Selektion genau zu verstehen. Diese werden durch Akzeptanzfunktionen beschrieben. Sie geben den Anteil der selektierten an den gesamten produzierten B-Mesonen als Funktion von kinematischen Größen des Zerfalls an und beschreiben damit, wie die Messergebnisse durch den Detektor und die Se-

lektion beeinflusst werden. Da es schwierig sein wird, die Akzeptanzen aus den Messdaten zu extrahieren, ist man auf eine korrekte Monte Carlo Simulation angewiesen. Eine Methode, die Beschreibung der Detektorakzeptanzen zu testen, ist die Untersuchung des Zerfallskanals $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$, der in einen ähnlichen Endzustand wie $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zerfällt. Bei den Experimenten Babar [3], Belle [4], CDF [5] und DØ [6] wurden die physikalisch relevanten Größen des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (Polarisationsamplituden) bereits mit hoher Genauigkeit vermessen. Da, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, die richtige Messung der Polarisationsamplituden von der korrekten Beschreibung der Akzeptanzen abhängt, können die Akzeptanzfunktionen durch Vergleich der ermittelten Polarisationsamplituden mit den Resultaten der bereits existierenden Messungen überprüft werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die Polarisationsamplituden des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ aus Messdaten zu bestimmen. Dabei wurde darauf geachtet, eine enge Anlehnung an die Analyse von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ beizubehalten. Desweiteren wurde untersucht, in welchem Rahmen mit den Messergebnissen eine Aussage über die Detektorakzeptanzen getroffen werden kann.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Im ersten Kapitel wird die Theorie der CP-Verletzung im B-System erläutert, insbesondere für die beiden Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ und $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Im zweiten Kapitel wird dann der LHCb-Detektor vorgestellt. Die benutzten Datensätze, sowie die Selektionskriterien für den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ werden im dritten Kapitel erklärt. In Kapitel 4 wird die auf einem Maximum Likelihood Fit basierende Methode zur Bestimmung der Polarisationsamplituden vorgestellt. Die Überprüfung dieser Analysemethode, sowie die Bestimmung der Detektorakzeptanzen anhand von simulierten Ereignissen wird im fünften Kapitel gezeigt. Kapitel 6 beschäftigt sich dann mit systematischen Unsicherheiten, welche die Vermessung von $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ beeinflussen könnten, sowie mit der Bedeutung der Messergebnisse für die Überprüfung der Akzeptanzfunktionen.

Kapitel 2

CP-Verletzung und Polarisation

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund der Physik am LHCb Experiment erläutert. Zunächst wird das Standardmodell der Teilchenphysik vorgestellt und die aus den Kopplungen resultierende Konsequenz der CP-Verletzung. Im Detail wird dann das B-Mesonen System, sowie der Effekt der Mischung von neutralen B-Mesonen betrachtet. Dabei sind für diese Arbeit speziell die Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ und $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ von Bedeutung, deren theoretische Betrachtung die Grundlagen für die vorgestellte Arbeit liefert.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt das heutige Wissen über die in der Natur vorkommenden Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Es wird zwischen zwei Gruppen fundamentaler Teilchen unterschieden: Die Fermionen mit halbzahligem Spin bilden die Bausteine der bekannten Materie, Bosonen mit ganzzahligem Spin sind die Austauscheteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen. Die Fermionen werden wieder in Quarks und Leptonen unterteilt, welche jeweils in drei Generationen aufgeteilt werden können, siehe Tabelle 2.1. Für jedes Teilchen existiert ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung, das den gleichen physikalischen Prozessen gehorcht. Das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon γ , welches nur an elektrisch geladene Teilchen koppelt. Die Starke Kraft wird durch Gluonen g ausgetauscht, die an Farbladungen und somit nur an Quarks koppeln.¹ Der Schwachen Wechselwirkung hingegen unterliegen alle Fermionen. Sie wird vermittelt durch geladene W^\pm und neutrale Z^0 Bosonen. Sie ist die einzige Wechselwirkung, die den Quarkflavor ändern kann.

¹Da Gluonen ebenfalls eine Farbladung besitzen können sie auch an andere Gluonen koppeln.

Generation	Quarks			Leptonen		
	Typ	Ladung [e]	Masse	Typ	Ladung [e]	Masse
I	u	$+\frac{2}{3}$	$1,5 - 3,3 \text{ MeV}$	ν_e	0	$< 2 \text{ eV}$
	d	$-\frac{1}{3}$	$3,5 - 6 \text{ MeV}$	e	-1	$0,511 \text{ MeV}$
II	c	$+\frac{2}{3}$	$1,27 \text{ GeV}$	ν_μ	0	$< 2 \text{ eV}$
	s	$-\frac{1}{3}$	104 MeV	μ	-1	$105,7 \text{ MeV}$
III	t	$+\frac{2}{3}$	171 GeV	ν_τ	0	$< 2 \text{ eV}$
	b	$-\frac{1}{3}$	$4,2 \text{ GeV}$	τ	-1	1777 MeV

Tabelle 2.1: Fermionen im Standardmodell mit zugehöriger Masse und Ladung. Die Tabelle wurde Referenz [7] entnommen.

2.2 CKM-Mechanismus

Die Eigenzustände der Quarks zur schwachen Wechselwirkung (d', s', b') entsprechen nicht den Masseneigenzuständen (d, s, b). Sie lassen sich jedoch durch Linearkombinationen ausdrücken,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

wobei V_{CKM} die im allgemeinen komplexe unitäre Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix ist [8]. Sie ist definiert als

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

und enthält 18 Parameter. Wegen der Unitaritätsbedingung $V_{\text{CKM}}(V_{\text{CKM}})^\dagger = 1$ bleiben neun freie Parameter, fünf davon können durch die Quarkfelder absorbiert werden. Somit bleiben vier freie Parameter, drei Winkel und eine Phase δ . Diese Phase ist verantwortlich für die Verletzung der CP-Symmetrie im Standardmodell. C steht hierbei für eine Ladungskonjugation und P für eine Punktspiegelung im Raum. Da für Teilchen und Antiteilchen die gleichen physikalischen Gesetze gelten, sollten die Zerfallsraten invariant unter der CP-Transformation sein. Ist dies nicht der Fall, spricht man von CP-Verletzung. Neben der Phase δ ist auch die Ungleichheit der Quarkmassen eine Voraussetzung für die Verletzung der CP-Symmetrie. Eine übliche Darstellung der CKM-Matrix ist die Wolfenstein-Parametrisierung [9]

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (2.3)$$

mit den freien Parametern (λ, A, ρ, η) . $\mathcal{O}(\lambda^4)$ bezeichnet die Korrekturen höherer Ordnung. Experimentell wurde $\lambda \approx 0,22$ und $A \approx 0,82$ bestimmt [7].

Aus der Unitaritätsbedingung erhält man Dreiecksgleichungen in der komplexen Zahlenebene, zum Beispiel

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.4)$$

Üblicherweise wird eine Dreiecksseite, $V_{cd}V_{cb}^*$, auf 1 normiert. Abbildung 2.1 zeigt das Dreieck nach Normierung, wobei die auftretenden Winkel gegeben sind durch

$$\alpha \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \gamma \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right). \quad (2.5)$$

Der aktuelle Stand der Vermessung des Unitaritätsdreiecks ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die rot gestrichelte Region entspricht einem 68% Konfidenzintervall für die Lage der Dreiecksspitze. Zum globalen Fit tragen Messungen von $|V_{ub}|$ aus inklusiven $B \rightarrow X_u \ell^- \bar{\nu}_\ell$ Zerfällen und exklusiven Zerfällen wie $B \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$ (grün), sowie Messungen des Parameters ε_K aus der indirekten CP-Verletzung im System neutraler Kaonen (grün) bei. Außerdem sind die Einschränkungen auf das Unitaritätsdreieck aus Messungen der Massendifferenz von B^0 -Mesonen Δm_d und B_s^0 -Mesonen Δm_s (orange) sowie aus Messungen von $\sin 2\beta_s$ (blau) von Babar und Belle dargestellt.

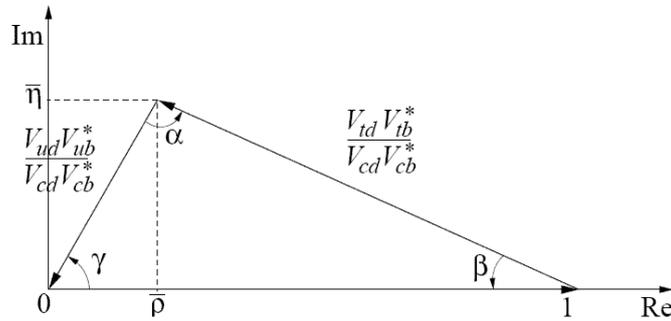


Abbildung 2.1: Unitaritätsdreieck der CKM-Matrix mit auf 1 normierter Basislänge [10].

2.3 B_s^0 -Mischungsphasen

Im System der neutralen B-Mesonen muss zwischen den Flavoreigenzuständen, die auch Eigenzustände der starken Wechselwirkung sind und den Masseneigenzuständen, die schwach zerfallen unterschieden werden. Die Flavoreigenzustände

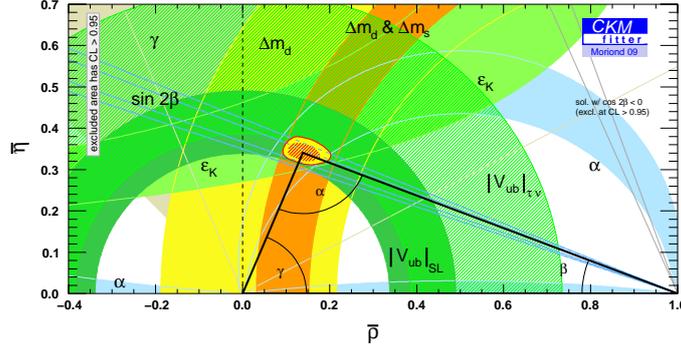


Abbildung 2.2: Zusammenfassungen aller Messungen des Unitaritätsdreiecks [11]. Die rot gestrichelte Region entspricht einem 68% Konfidenzintervall.

in denen die B-Mesonen produziert werden, lassen sich als Linearkombination der Massenzustände $|B_{q,L}^0\rangle$ und $|B_{q,H}^0\rangle$ ausdrücken:

$$\begin{aligned} |B_q^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{q,L}^0\rangle + |B_{q,H}^0\rangle), \\ |\bar{B}_q^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{q,L}^0\rangle - |B_{q,H}^0\rangle). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Der Massenunterschied und die unterschiedlichen Lebensdauern der beiden Masseneigenzustände führt dazu, dass sich der relative Anteil von $B_{q,L}^0$ und $B_{q,H}^0$ in der Linearkombination als Funktion der Zeit ändert. Ausgedrückt in der Basis der Flavoreigenzustände führt dies zu einer Mischung von B_q^0 und \bar{B}_q^0 . Die zugehörigen Feynman-Diagramme für die B_s^0 -Mischung sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Für die B_s^0 - und B^0 -Mischung sind die aktuellen Werte der Massendifferenz $\Delta m_q = M_{q,H} - M_{q,L}$:

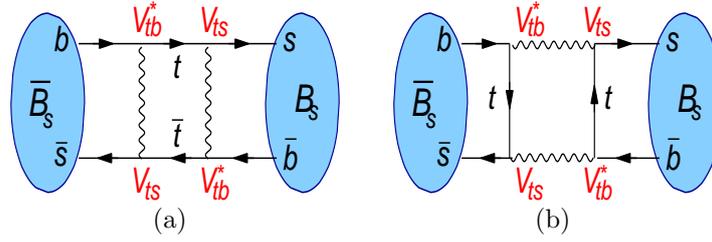
$$\Delta m_s = (17,77 \pm 0,12) \text{ ps}^{-1}, \quad \Delta m_d = (0,507 \pm 0,005) \text{ ps}^{-1} [7]. \quad (2.7)$$

Das CKM-Matrixelement V_{ts} wird in $\mathcal{O}(\lambda^4)$ der Wolfensteinparametrisierung komplex. Daher ist mit der Oszillationsamplitude, die das Matrixelement V_{ts} enthält, auch eine zusätzliche schwache Phase Φ , die man als Mischungsphase bezeichnet, verknüpft. Diese kann im B_s^0 -System durch den Winkel

$$\beta_s \equiv \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) \quad (2.8)$$

im Unitaritätsdreieck $V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0$ ausgedrückt werden:

$$\Phi = \Phi_{J/\psi\phi} = -2\beta_s. \quad (2.9)$$

Abbildung 2.3: Dominante Prozesse bei der $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Mischung.

2.4 CP-Verletzung im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Beim Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zerfällt ein pseudo-skalares B_s^0 -Meson (Spin 0) in zwei Vektorteilchen J/ψ und ϕ mit Spin 1. Wegen der Drehimpulserhaltung gibt es daher drei Endzustände mit relativem Drehimpuls $l = 0, 1, 2$. Der Endzustand hat daher wegen

$$\text{CP}(J/\psi\phi) = \eta(J/\psi) \cdot \eta(\phi) \cdot \eta_l = (-1)(-1)(-1)^l = (-1)^l \quad (2.10)$$

entweder gerade (+1) oder ungerade (-1) CP-Parität, oder ist eine Mischung aus beidem. $\eta(X)$ gibt hierbei den CP-Eigenwert eines Teilchens X an. Mittels einer Winkelanalyse ist es möglich die Drehimpulszustände und damit die CP-Zustände statistisch zu separieren. Hierzu betrachtet man die Transversity-Winkel θ , ψ und φ in der so genannten "Transversity-Basis". In Abbildung 2.4 ist die Definition dieser Winkel gezeigt. θ ist dabei der Winkel zwischen der Richtung des positiven Myons im J/ψ Ruhesystem und der z-Achse, φ ist der Azimutwinkel des positiven Myons im selben System. ψ ist definiert als der Winkel zwischen x-Achse und der Richtung des K^+ im Ruhesystem des ϕ .

Die Winkelverteilung in der Transversity-Basis lässt sich durch drei komplexe zeitabhängige Polarisationsamplituden $A_{\parallel}(t)$, $A_0(t)$ und $A_{\perp}(t)$ beschreiben, die für $t = 0$ den geraden ($A_{\parallel}(0)$, $A_0(0)$) und ungeraden ($A_{\perp}(0)$) CP-Eigenzuständen entsprechen. Die winkel- und zeitabhängige Zerfallsrate von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ lässt sich dann wie folgt schreiben:

$$\frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{dt d\cos\theta d\varphi d\cos\psi} \equiv \sum_{k=1}^6 h_k(t) f_k(\theta, \psi, \varphi), \quad (2.11)$$

wobei die Komponenten $h_k(t)$ und $f_k(\theta, \psi, \varphi)$ in Tabelle 2.2 definiert sind. Die unterschiedliche Winkelabhängigkeit der Amplituden erlaubt ihre Bestimmung. Für den \bar{B}_s^0 Zerfall wird die Zeitentwicklung durch $\bar{h}_k(t)$ (siehe Referenz [12]) beschrieben, wobei der Winkelteil $f_k(\theta, \psi, \varphi)$ gleichbleibt.

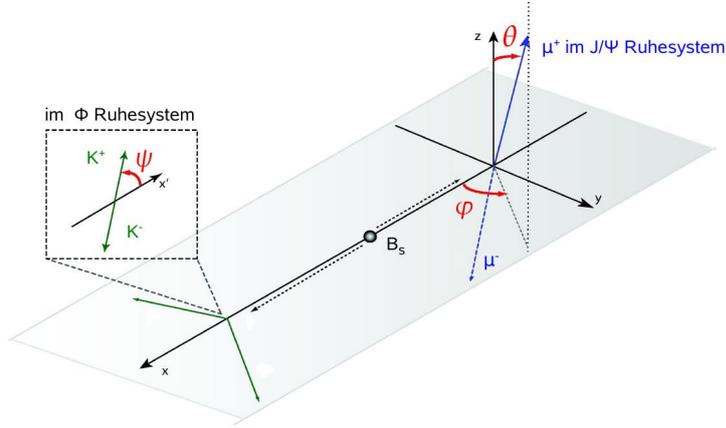


Abbildung 2.4: Definition der Transversity-Winkel θ , φ und ψ . θ ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des positiven Myons und der positiven Richtung der z -Achse im Ruhsystem des J/ψ . φ ist der Winkel zwischen x -Achse und der Projektion der Flugrichtung des positiven Myons auf die x - y -Ebene im selben System. ψ ist definiert als der Winkel zwischen der Flugrichtung des K^+ und der x -Achse im ϕ Ruhsystem.

k	$h_k(t)$	$f_k(\theta, \psi, \varphi)$
1	$ A_0(t) ^2$	$\frac{9}{32\pi} 2 \cos^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)$
2	$ A_{ }(t) ^2$	$\frac{9}{32\pi} \sin^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)$
3	$ A_{\perp}(t) ^2$	$\frac{9}{32\pi} \sin^2 \psi \sin^2 \theta$
4	$\Im\{A_{ }^*(t)A_{\perp}(t)\}$	$-\frac{9}{32\pi} \sin^2 \psi \sin 2\theta \sin \varphi$
5	$\Re\{A_0^*(t)A_{ }(t)\}$	$\frac{9}{32\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin^2 \theta \sin 2\varphi$
6	$\Im\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\}$	$\frac{9}{32\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi \sin 2\theta \cos \varphi$

Tabelle 2.2: Definition der Funktionen $h_k(t)$ und $f_k(\theta, \psi, \varphi)$ aus Gleichung 2.11, siehe Referenz [12].

Man kann vier Parameter einführen, die die B_s^0 -Zerfallsraten beschreiben [12]:

- Zwei unabhängige Polarisationsamplituden $|A_{||}(0)|^2$ und $|A_{\perp}(0)|^2$, mit der Konvention $|A_{||}(0)|^2 + |A_{\perp}(0)|^2 + |A_0(0)|^2 = 1$.
- Zwei unabhängige starke Phasen δ_{\perp} und $\delta_{||}$, die durch $\delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}(0)A_0(0)^*)$, $\delta_{||} = \arg(A_{||}(0)A_0(0)^*)$ und $\delta_0 = \arg(A_0(0)) = 0$ festgelegt sind.

Die Zeitentwicklung der Amplituden enthält die Mischungsphase Φ , Δm_s und $\Delta\Gamma_s$ und ist dann gegeben durch:

$$\begin{aligned}
|A_0(t)|^2 &= |A_0(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. + \sin\Phi \sin(\Delta m_s t) \right], \\
|A_{\parallel}(t)|^2 &= |A_{\parallel}(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \cos\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. + \sin\Phi \sin(\Delta m_s t) \right], \\
|A_{\perp}(t)|^2 &= |A_{\perp}(0)|^2 e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \cos\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. - \sin\Phi \sin(\Delta m_s t) \right], \\
\Im\{A_{\parallel}^*(t)A_{\perp}(t)\} &= |A_{\parallel}(0)||A_{\perp}(0)| e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. + \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos\Phi \sin(\Delta m_s t) \right], \\
\Re\{A_0^*(t)A_{\parallel}(t)\} &= |A_0(0)||A_{\parallel}(0)| e^{-\Gamma_s t} \cos\delta_{\parallel} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. - \cos\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \sin\Phi \sin(\Delta m_s t) \right], \\
\Im\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\} &= |A_0(0)||A_{\perp}(0)| e^{-\Gamma_s t} \left[-\cos\delta_{\perp} \sin\Phi \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\
&\quad \left. + \sin\delta_{\perp} \cos(\Delta m_s t) - \cos\delta_{\perp} \cos\Phi \sin(\Delta m_s t) \right].
\end{aligned}$$

Erste Messungen der Phase Φ wurden von CDF und DØ veröffentlicht [1, 2] und von HFAG zu

$$\Phi \in [-1, 47; -0, 29] \cup [-2, 85; -1, 65] \quad \text{in 90\% CL}$$

zusammengefasst [13]. Die bisherigen Messungen haben einen sehr großen statistischen Fehler und sind mit einem sehr großen Bereich kompatibel. Interessant ist allerdings, dass der Standardmodellwert außerhalb des angegebenen Bereichs liegt: $0,0368 \pm 0,0017$ [11]. Die Messgenauigkeit wird bei LHCb deutlich verbessert werden. Für eine integrierte Luminosität von 2 fb^{-1} liegt die erwartete Sensitivität auf $2\beta_s$ bei $0,030 \pm 0,002$ [12]. Damit wird es möglich sein die Standardmodellvorhersagen sensitiv zu testen. Abweichungen können auf mögliche Beiträge ‘‘Neuer Physik’’, also auf zusätzliche Quantenkorrekturen aufgrund ausgetauschter virtueller neuer Teilchen hinweisen.

2.5 Der Referenzkanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Der Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ist im Endzustand dem Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ sehr ähnlich. Der größte Unterschied ist, dass $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ein flavor-spezifischer Zerfall ist. Zerfällt das K^{*0} in ein Kaon und ein Pion, ist durch die Ladung der Zerfallsprodukte der Flavor des B-Mesons festgelegt. Das Feynman-Diagramm für den Zerfall ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Dennoch ist $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ein idealer Kontroll-

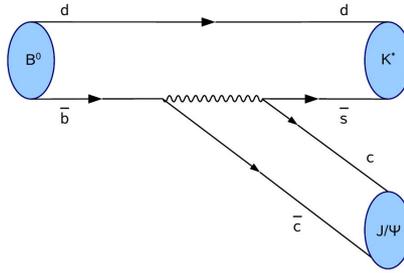


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramm des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

kanal für $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Hier zerfällt ebenfalls ein pseudo-skalares B^0 in zwei Vektor-Mesonen, ein J/ψ und ein K^{*0} . Das heißt, dass aufgrund der Drehimpulserhaltung wieder drei Endzustände mit verschiedenen relativen Drehimpulsen $l = 0, 1, 2$ möglich sind. Diese können wie beim $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ Zerfall in der Transversity-Basis statistisch separiert werden. Dazu sind die Transversity-Winkel θ und φ wie in Abbildung 2.4 definiert, ψ gibt in diesem Fall den Winkel zwischen dem Kaon und der x-Achse im K^* Ruhesystem an. Den verschiedenen Drehimpulszuständen sind wie in Abschnitt 2.4 drei komplexe Amplituden $A_{\parallel}(t)$, $A_{\perp}(t)$ und $A_0(t)$ zugeordnet. Vernachlässigt man CP-Verletzung in der Mischung sowie im Zerfall von B^0 und \bar{B}^0 also $A(B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)) = A(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\bar{K}^{*0}(K^-\pi^+))$, so erhält man für die zeitabhängigen Zerfallsraten [14]:

$$\frac{d^4\Gamma[B^0(t) \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(\pi^-K^+)]}{dt d\cos\theta d\varphi d\cos\psi} =$$

$$|h_+(t)|^2 \times (f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4\Im(A_{\perp}A_{\parallel}^*) + f_5\Re(A_0^*A_{\parallel}) + f_6\Im(A_0^*A_{\perp})),$$

$$\frac{d^4\Gamma[\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\bar{K}^{*0}(\pi^+K^-)]}{dt d\cos\theta d\varphi d\cos\psi} =$$

$$|h_+(t)|^2 \times (f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4\Im(A_{\perp}A_{\parallel}^*) + f_5\Re(A_0^*A_{\parallel}) - f_6\Im(A_0^*A_{\perp})),$$

$$\begin{aligned} \frac{d^4\Gamma[B^0(t) \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\bar{K}^{*0}(\pi^+K^-)]}{dtd \cos \theta d\varphi d \cos \psi} = \\ |h_-(t)|^2 \times (f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4\Im(A_{\perp}A_{\parallel}^*) + f_5\Re(A_0^*A_{\parallel}) - f_6\Im(A_0^*A_{\perp})), \\ \frac{d^4\Gamma[\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(\pi^-K^+)]}{dtd \cos \theta d\varphi d \cos \psi} = \\ |h_-(t)|^2 \times (f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4\Im(A_{\perp}A_{\parallel}^*) + f_5\Re(A_0^*A_{\parallel}) + f_6\Im(A_0^*A_{\perp})), \end{aligned}$$

wobei die Konvention $A_f \equiv A_f(0)$ mit $f \in \{\parallel, \perp, 0\}$ benutzt wurde. Die f_1, \dots, f_6 entsprechen den in Tabelle 2.2 definierten $f_k(\theta, \psi, \varphi)$. Die Zeitentwicklung $|h_{\pm}(t)|^2$ ist gegeben durch [14]:

$$|h_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{2} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_{\text{d}}t}{2}\right) \pm \cos(\Delta m_{\text{d}}t) \right] e^{-\Gamma_{\text{d}}t}. \quad (2.12)$$

Im Unterschied zum B_s^0 -System ist der Term mit $\Delta\Gamma$ hier wegen $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_{\text{d}}} = \mathcal{O}(0,01)$ vernachlässigbar. Somit vereinfacht sich die obige Gleichung zu

$$|h_+(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Delta m_{\text{d}}t}{2}\right) e^{-\Gamma_{\text{d}}t}, \quad (2.13)$$

$$|h_-(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Delta m_{\text{d}}t}{2}\right) e^{-\Gamma_{\text{d}}t}. \quad (2.14)$$

Geht man nun von einer gleichen Produktionsrate von B^0 und \bar{B}^0 in der Proton-Proton-Kollision aus², so kann die zeit- und winkelabhängige Zerfallsrate geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \frac{d^4\Gamma}{dtd \cos \theta d\varphi d \cos \psi} = e^{-\Gamma_{\text{d}}t} [f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4\Im(A_{\perp}A_{\parallel}^*) \\ + f_5\Re(A_0^*A_{\parallel}) + f_6\Im(A_0^*A_{\perp})]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Mit den Konventionen $|A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2 + |A_0|^2 = 1$ sowie $\delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}(0)A_0(0)^*)$, $\delta_{\parallel} = \arg(A_{\parallel}(0)A_0(0)^*)$ und $\delta_0 = \arg(A_0(0)) = 0$ ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\Gamma}{dtd \cos \theta d\varphi d \cos \psi} = e^{-\Gamma_{\text{d}}t} \cdot [f_1|A_0|^2 + f_2|A_{\parallel}|^2 + f_3|A_{\perp}|^2 - f_4A_{\parallel}A_{\perp} \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \\ + f_5A_0A_{\parallel} \cos \delta_{\parallel} + f_6A_{\perp}A_0 \sin \delta_{\perp}]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die Polarisationsamplitude $|A_{\perp}|^2$, $|A_{\parallel}|^2$ und $|A_0|^2$ sowie die starken Phasen δ_{\perp} und δ_{\parallel} wurden bereits am Tevatron, sowie an B-Fabriken am SLAC und am KEK genau vermessen. In Tabelle 2.3 sind die aktuellen Messwerte der Experimente Babar [3], Belle [4], CDF [5] und DØ [6] aufgelistet.

²Die Produktionsraten können sich möglicherweise um $\approx 1\%$ unterscheiden. Dadurch auftretende systematische Fehler werden in Kapitel 7 diskutiert.

Parameter	Babar (2007)	Belle (2002)	CDF (2007)	DØ (2009)
$ A_{\parallel} ^2$	$0,211 \pm 0,010 \pm 0,006$	-	$0,211 \pm 0,012 \pm 0,006$	$0,230 \pm 0,013 \pm 0,025$
$ A_0 ^2$	$0,556 \pm 0,009 \pm 0,010$	$0,617 \pm 0,020 \pm 0,027$	$0,569 \pm 0,009 \pm 0,009$	$0,587 \pm 0,011 \pm 0,013$
$ A_{\perp} ^2$	$0,233 \pm 0,010 \pm 0,005$	$0,192 \pm 0,023 \pm 0,026$	-	-
δ_{\parallel} [rad]	$-2,93 \pm 0,08 \pm 0,04$	$2,83 \pm 0,19 \pm 0,08$	$-2,96 \pm 0,08 \pm 0,03$	-
δ_{\perp} [rad]	$2,91 \pm 0,05 \pm 0,03$	$-0,09 \pm 0,13 \pm 0,06$	$2,97 \pm 0,06 \pm 0,01$	-

Tabelle 2.3: Aktuelle Werte der Polarisationsamplituden und starken Phasen der Experimente Babar [3], Belle [4], CDF [5] und DØ [6].

Kapitel 3

Das LHCb-Experiment

Der LHCb-Detektor (Large Hadron Collider beauty) ist einer von vier Teilchendetektoren am weltgrößten Teilchenbeschleuniger, dem Large Hadron Collider (LHC) in Genf. Bei einer Schwerpunktsenergie der Proton-Proton-Kollision von 14 TeV werden B-Mesonen produziert und dazu genutzt die CP-Verletzung im B-System präzise zu vermessen, um so nach Hinweisen auf Neue Physik zu suchen. Der speziell dafür entwickelte Aufbau des LHCb-Experiments wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider ist ein Proton-Proton-Kreisbeschleuniger am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf, siehe Abbildung 3.1. In dem Beschleunigertunnel von 27 km Umfang werden Pakete aus je 10^{11} Protonen in entgegengesetzter Richtung auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt. Es kann eine maximale Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Die Protonenstrahlen werden an vier Wechselwirkungspunkten, den Experimenten ATLAS, CMS, ALICE und LHCb fokussiert und alle 25 ns (40 MHz) zur Kollision gebracht. Nach einem kurzen Testlauf in 2008 sollen ab Herbst 2009 die ersten Proton-Proton-Kollisionen stattfinden.

3.2 Der LHCb-Detektor

Der LHCb-Detektor wurde gebaut um präzise Messungen im B-System durchzuführen. Der dominante Prozess für \bar{b} -Produktion bei LHCb ist die Fusion zweier Gluonen. Wegen der kleinen Masse der b-Quarks sind Gluonen mit einem großen Impulsspektrum zur Produktion der b-Quarks geeignet. Dadurch ist es sehr unwahrscheinlich, dass beide Gluonen die gleiche Energie haben. Die Energiedifferenz führt zu einem Boost der b-Quarks in Strahlrichtung. Der Detektor wurde daher als Vorwärtsspektrometer konstruiert. Abbildung 3.2 zeigt den De-

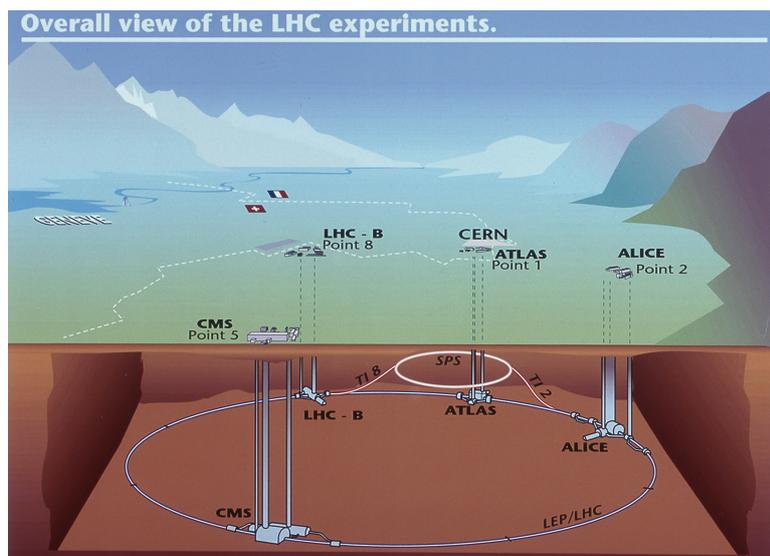


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Large Hadron Collider mit den Experimenten ATLAS, CMS, ALICE und LHCb [15].

tektor in der Seitenansicht [16]. Das rechtshändige LHCb-Koordinatensystem ist durch die z -Achse in Strahlrichtung bestimmt. In y -Richtung wird ein Winkelbereich von $10 - 250$ mrad, in x -Richtung ein Bereich von $10 - 300$ mrad abgedeckt. Damit werden etwa 25% der produzierten B-Mesonen detektiert. Im Unterschied zu den anderen Experimenten am LHC wird bei LHCb der Protonenstrahl nur schwach fokussiert. Die nominelle Luminosität liegt bei $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. So muss nur maximal eine Wechselwirkung pro Strahlkreuzung detektiert werden. Der Detektor ist unterteilt in mehrere Subdetektoren: Der Vertexdetektor, der Trigger Tracker sowie die inneren und äußeren Spurkammern dienen der Spurrekonstruktion. Die zwei Cherenkov-Detektoren, das elektronische und hadronische Kalorimeter sowie die Myonkammern dienen der Teilchenidentifikation.

3.2.1 Spurrekonstruktion

Eine gute Spurrekonstruktion ist notwendig für eine präzise Impulsmessung. Elektrisch geladene Teilchen werden im Magnetfeld des Detektors je nach Impuls verschieden stark abgelenkt. Durch Bestimmung der Steigung der Teilchenspuren vor und nach dem Magnetfeld, kann die Krümmung der Spur berechnet, und somit der Impuls bestimmt werden. Vor dem Magnetfeld sind dazu der Vertexdetektor und der Trigger Tracker, dahinter die inneren und äußeren Spurkammern vorhanden. Das integrierte Magnetfeld bei LHCb hat eine Stärke von $\int B dl = 4,2 \text{ Tm}$. Es wurde so konstruiert, dass Teilchen die in z -Richtung fliegen, in die x - z -Ebene abgelenkt werden.

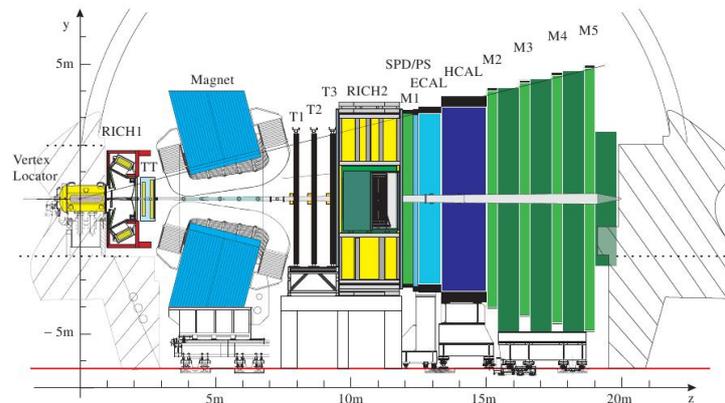


Abbildung 3.2: Der LHCb-Detektor in Seitenansicht mit den Subdetektoren, von links nach rechts: Vertexdetektor (VeLo), RICH 1, Trigger Tracker (TT), Spurkammern (T1 - T3), RICH 2, erste Myonkammer (M1), Kalorimetersystem (SPD/PS, ECAL, HCAL), Myonkammern M2 - M5, [16].

Vertexdetektor

Der Vertexdetektor (VeLo - Vertex Locator) befindet sich direkt am Interaktionspunkt und besteht aus 21 Stationen mit je zwei halbkreisförmigen Siliziummodulen [17]. Diese bestehen aus zwei verschiedenen Typen abwechselnd hintereinander angebrachten Sensoren: r -Sensoren zur Messung des radialen Abstandes der Spur vom Strahl und ϕ -Sensoren zur Messung des Azimuthwinkels. Die Module haben einen Überlapp in x -Richtung und sind im Abstand von 2 mm in z -Richtung angebracht. Der Vertexdetektor befindet sich im Vakuum und kann bis auf 5 mm an den Kollisionspunkt bewegt werden. Die Ortsauflösung für den Primärvertex liegt bei $42 \mu\text{m}$ in z -Richtung und bei $10 \mu\text{m}$ in x - y -Richtung.

Trigger Tracker

Der Trigger Tracker (TT) dient neben der Spurrekonstruktion zur Impulsmessung von niederenergetischen Teilchen. Diese werden im Magnetfeld so stark abgelenkt, dass sie außerhalb der Akzeptanz der Spurkammern liegen. Der Trigger Tracker vor dem Magneten kann die Teilchen jedoch noch detektieren. Er besteht aus in Reihen angeordneten Siliziumsensoren mit unterschiedlicher Ausrichtung. Die zwei äußeren Lagen verlaufen parallel zur y -Achse. Dazwischen liegen zwei Lagen von Sensoren mit Winkeln von $+5^\circ$ und -5° zur y -Achse [16]. Dadurch wird eine räumliche Auflösung sowohl in x - als auch in y -Richtung erreicht.

Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem besteht aus inneren (Inner Tracker) und äußeren Spurkammern (Outer Tracker). Sie sind nach dem Magneten in drei Stationen angeordnet (T1, T2, T3). Der Inner Tracker besteht wie der Trigger Tracker aus Siliziumstreifen und deckt 20% der auftretenden Spuren ab [18]. Um ihn herum ist der Outer Tracker aus Straw Tubes aufgebaut. Jedes dieser Röhren enthält einen Anodendraht und ist mit einem Argon-CO₂-Gemisch gefüllt. Es wird eine Driftzeit von 43 ns erreicht, wodurch es möglich ist, zwei aufeinanderfolgende Proton-Proton-Kollisionen zu unterscheiden [19]. Die Stationen von Inner Tracker und Outer Tracker sind in Lagen unterteilt, die ähnlich wie die des Trigger Tracker verschiedene Winkel zur y-Achse einschließen. Dadurch wird ebenfalls eine räumliche Auflösung erreicht, die in x-Richtung am größten ist. Mit dem Outer Tracker soll eine Ortsauflösung von 200 μm in x-Richtung erreicht werden.

3.2.2 Teilchenidentifikation

Eine gute Teilchenidentifikation ist eine notwendige Voraussetzung für gute Ergebnisse des LHCb-Experiments. Für die Untersuchung vieler hadronischer Kanäle ist eine zuverlässige Unterscheidung der Teilchen unumgänglich, vor allem die Separation von Kaonen und Pionen stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. Mit dem Teilchenidentifikationssystem des LHCb-Detektors, bestehend aus den zwei RICH-Detektoren, den Kalorimetern und den Myonkammern, kann den rekonstruierten Spuren eine relative Wahrscheinlichkeit einer Teilchenhypothese zugeordnet werden, die eine Unterscheidung erlaubt.

RICH-Detektor

Der RICH-Detektor (Ring Imaging Cherenkov-Detector) ist ein Cherenkov-Detektor, der ausschließlich der Teilchenidentifikation dient. Das Funktionsprinzip beruht auf dem Cherenkov-Effekt, nach dem hochenergetische geladene Teilchen in Medien mit Brechungsindex n Strahlung emittieren, wenn deren Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium $c' = \frac{c}{n}$ ist. Diese Cherenkov-Strahlung wird in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_C emittiert, wobei

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

Durch Messung des Winkels θ_C kann man die Geschwindigkeit bestimmen und mit einer Impulsmessung aus der Spurrekonstruktion eine Massenhypothese aufstellen. Um ein breites Impulsspektrum abzudecken wurden zwei RICH-Detektoren verwendet: Der RICH 1 vor dem Magneten kann niederenergetische Spuren identifizieren, die durch das Magnetfeld stark abgelenkt werden und den Bereich des Detektors verlassen. Er besteht aus zwei Radiatormaterialien mit verschiedenen

Brechungsindizes und kann somit eine Pion-Kaon-Separation in einem Impulsbereich bis zu 50 GeV erreichen. Der RICH 2 befindet sich hinter den Spurkammern und besteht nur aus einem Radiatormaterial, das für einen hohen Impulsbereich gewählt wurde. So kann er Teilchen mit einem Impuls zwischen 50 GeV und mehr als 100 GeV unterscheiden [20].

Das Kalorimetersystem

Hauptaufgabe des Kalorimetersystems ist die Unterscheidung zwischen Elektronen, Photonen und Hadronen sowie die Messung der Energien und Positionen. Das Kalorimetersystem ist in mehrere Teile unterteilt [21]:

- Der **Scintillator Pad Detector** (SPD) besteht aus 15 mm dicken Szintillatoren und befindet sich direkt hinter der ersten Myonkammer. Da nur geladene Teilchen ein Signal hinterlassen kann zwischen Elektronen und Photonen unterschieden werden. In der darauf folgenden 12 mm dicken Bleischicht werden elektromagnetische Teilchenschauer ausgelöst. Eintreffende Teilchen bilden durch Reaktion mit dem Detektormaterial eine Kaskade von Sekundärteilchen.
- Der **Pre-Shower Detector** (PS) ist direkt nach der Bleischicht angeordnet und besteht ebenfalls aus Szintillatoren, mit denen die in der Bleischicht induzierten elektromagnetischen Teilchenschauer gemessen werden. Da hadronische Schauer erst im hadronischen Kalorimeter auftreten, wird der PS somit benutzt um elektronische von hadronischen Teilchenschauern zu unterscheiden.
- Das **elektromagnetische Kalorimeter** (ECAL) detektiert Teilchenschauer von Elektronen und Photonen. Es ist aus sich abwechselnden Schichten von 2 mm dicken Bleiplatten und 4 mm dicken Szintillatoren aufgebaut. Die Teilchen erzeugen durch Bremsstrahlung oder Paarproduktion Schauer in den Bleiplatten, die dann in den Szintillatoren gemessen werden. Die Energieauflösung liegt bei

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\%, \quad (3.2)$$

wobei die Energie in GeV angegeben ist und \oplus eine quadratische Addition bedeutet.

- Das **hadronische Kalorimeter** (HCAL) befindet sich direkt nach dem ECAL und besteht aus Schichten von 16 mm dicken Eisenplatten und 4 mm dicken Szintillatoren. Es dient zur Messung der Energie von hadronischen Teilchen. Diese bilden Schauer in den Eisenplatten, die wiederum in den Szintillatoren gemessen werden. Die Energieauflösung liegt bei

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (3.3)$$

Die Myonkammern

Die Myonkammern dienen der Rekonstruktion und Identifikation von Myonen. Sie sind am Ende des LHCb-Detektors aufgebaut, da Myonen als einzige Teilchen den gesamten Detektor durchqueren können. Insgesamt gibt es fünf Myonkammern (M1 bis M5), bestehend aus Vieldraht-Proportionalzählern (MWPC - multi-wire proportional chambers) und Gaselektronenvervielfachern (GEM - gas electron multiplier) [22]. Wegen des hohen Teilchenflusses in der Nähe des Strahlrohres wurde dort eine feinere Granularität benutzt. M1 ist vor den Kalorimetern platziert, um eine bessere Spurrekonstruktion zu ermöglichen. M2-M4 sind durch 80 cm dicke Bleiplatten voneinander getrennt, die zur Abschirmung von hadronischen Teilchen dienen. Ein Myon braucht in etwa einen Impuls von 6 GeV um die fünf Stationen zu durchqueren. Der Aufbau der Myonkammern stellt sicher, dass von allen produzierten Myonen aus semileptonischen B-Zerfällen zirka 20% in der Akzeptanz liegen.

3.2.3 Relative Teilchenhypothese

Anhand der Detektoren zur Teilchenidentifikation lässt sich einer Spur eine relative Teilchenhypothese $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}$ ("delta log-likelihood") zuordnen. Aus dem im RICH-Detektor gemessenen Cherenkov-Winkel kann man mit dem Impuls aus der Spurrekonstruktion und

$$\cos \theta_C = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (3.4)$$

eine Massenhypothese aufstellen [23]. Berücksichtigt man zusätzlich die Informationen aus den Kalorimetern und den Myonkammern, kann der Massenhypothese ein Likelihood-Wert $\mathcal{L}(X)$ für ein Teilchen X zugeordnet werden. Er wird relativ zu der Hypothese eines Pions $\mathcal{L}(\pi)$ bestimmt, da diese die am häufigsten auftretenden detektierten Teilchen sind. Somit erhält man eine relative Teilchenhypothese

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} = (\ln \mathcal{L}(X) - \ln \mathcal{L}(\pi)) = \ln \left(\frac{\mathcal{L}(X)}{\mathcal{L}(\pi)} \right) \quad (3.5)$$

Für $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} > 0$ bedeutet dies, dass die Spur wahrscheinlicher ein Teilchen X als ein Pion war, für $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} < 0$ umgekehrt.

Kapitel 4

Simulation und Selektion des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Im folgenden Kapitel wird der im Weiteren verwendete simulierte Datensatz des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$ näher erläutert. Dabei wird auf die Generierung des Zerfalls und eventuell dadurch auftretende Effizienzverluste näher eingegangen. Desweiteren werden die Ziele und Kriterien der Selektion zur Separation von Signal und Untergrund dargestellt.

4.1 Simulation

Generierte Daten aus Monte Carlo Simulationen bieten eine gute Möglichkeit, eine Analysemethode schon vor Beginn der Datennahme genau zu testen. Diese Daten werden im Weiteren verwendet um Detektorakzeptanzen zu bestimmen und die Analyse zu validieren. Es wurde ein LHCb Signaldatensatz mit mindestens einem $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$ Zerfall pro Ereignis benutzt.¹ Mit einer Gesamtzahl von $3 \cdot 10^6$ Ereignissen entspricht der Datensatz einer Laufzeit von $2,2 \cdot 10^6$ s bei nomineller LHCb Luminosität, also zirka 23 Tagen. Um bei der Simulation Rechenzeit zu sparen, wurde ein Schnitt auf den Winkel Θ zwischen der Strahlachse z des Detektors und der Flugrichtung der stabilen Zerfallsprodukte des B^0 angewandt:

$$10 \text{ mrad} < \Theta < 400 \text{ mrad}.$$

Die Effizienz des Generatorschnittes ergibt sich aus dem Verhältnis der produzierten B^0 nach dem Schnitt und der Anzahl aller produzierten B^0 im gesamten Raum zu $\varepsilon_{\text{gen}} = 17.16\%$.

¹Der Datensatz wurde im Rahmen der “Data Challenge 2006” Produktion bei einer nominellen LHCb-Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ generiert und trägt die Bezeichnung *DC06 – phys – lumi2, Bd. JPsiKst, mm = DecProdCut*. Er wurde mit der LHCb-internen Software Gauss-v25r7, Boole-v12r10 generiert und mit Brunel-v30r14 rekonstruiert.

4.2 Selektion

Die Selektion für den $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$ Zerfall, also das Anwenden von Schnitten auf kinematische Größen oder Parameter aus der Spurrekonstruktion, wurde in enger Anlehnung an die Selektion von $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(KK)$ entwickelt. Das J/ψ zerfällt in beiden Kanälen mit dem Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu\mu) = (5,93 \pm 0,06)\%$ instantan in ein $\mu^+\mu^-$ -Paar. Die Resonanzen K^{*0} und ϕ zerfallen mit den Verzweigungsverhältnissen $\text{BR}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) \approx 100\%$ und $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49,2 \pm 0,6)\%$ in ein $K^+\pi^-$ - beziehungsweise in ein K^+K^- -Paar. Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ und $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ liegen in der gleichen Größenordnung: $\text{BR}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) = (1,33 \pm 0,06) \cdot 10^{-3}$, $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) = (9,3 \pm 3,3) \cdot 10^{-4}$ [7]. In Abbildung 4.1 sind beide Zerfälle graphisch dargestellt.

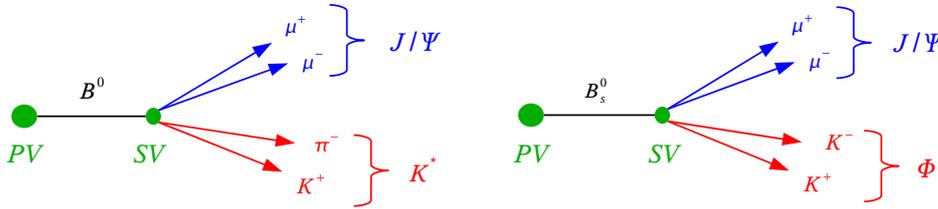


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Zerfälle $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$ und $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(KK)$. Die B-Mesonen kommen aus dem Primärvertex (PV) und zerfallen am Sekundärvertex (SV) zu J/ψ und K^{*0} , beziehungsweise J/ψ und ϕ . Die Resonanzen zerfallen wiederum instantan in stabile Teilchen.

Die Selektion verfolgt im Wesentlichen drei Ziele, siehe Referenz [12]:

- Die Anzahl der Signalereignisse soll bei einer akzeptablen Menge an Untergrund maximiert werden.
- Die Selektionsschnitte dürfen nur minimale Auswirkungen auf die Lebensdauerverteilung und die Winkelakzeptanzen haben. Dies ist notwendig, da die Analysen in beiden Kanälen stark von der richtigen Beschreibung dieser Verteilungen abhängen. Eventuell doch auftretende Effekte sollten in beiden Zerfällen so ähnlich wie möglich sein, um $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ als aussagekräftigen Kontrollkanal benutzen zu können.
- Die B^0 - und B_s^0 -Mesonen sollten nach der Selektion den gleichen Phasenraum belegen, um Ergebnisse vom Kontrollkanal leichter auf $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ übertragen zu können.

In Referenz [24] werden Selektionskriterien für beide Kanäle vorgestellt, die diese Ziele berücksichtigen. Sie sind in Tabelle 4.1 für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ aufgelistet. Die

$J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Selektion
$\mu \quad \Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > -5$
$\mu \quad \chi_{\text{Spur}}^2/\text{nDoF} < 5$
$\mu \quad p_{\text{T}} > 500 \text{ MeV}/c$
$J/\psi \quad \chi_{\text{vtx}}^2/\text{nDoF} < 6$
$J/\psi \quad p_{\text{T}} > 1 \text{ GeV}/c$
$ M(\mu\mu) - M(J/\psi) < 42 \text{ MeV}$
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ Selektion
$K \quad \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$
$K \quad \Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -2$
$K \quad \chi_{\text{Spur}}^2/\text{nDoF} < 10$
$K \quad p > 2 \text{ GeV}/c$
$\pi \quad \chi_{\text{Spur}}^2/\text{nDoF} < 10$
$\pi \quad p > 2 \text{ GeV}/c$
$K^{*0} \quad \chi_{\text{vtx}}^2/\text{nDoF} < 20$
$K^{*0} \quad p_{\text{T}} > 1 \text{ GeV}/c$
$ M(\pi K) - M(K^{*0}) < 70 \text{ MeV}$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Selektion
$B^0 \quad \chi_{\text{vtx}}^2/\text{nDoF} < 5$
$\text{IP}/\sigma_{\text{IP}}(B^0) < 5$
$B^0 \quad p_{\text{T}} > 2 \text{ GeV}/c$
$ M(J/\psi K^{*0}) - M(B^0) < 300 \text{ MeV}$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Kriterien für die $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Selektion, [24].

Selektion für den $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Zerfall ist in $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ und $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ identisch, da die Kinematik des J/ψ in beiden Kanälen vergleichbar ist. Um echte Myonen von falsch identifizierten Hadronen zu trennen, wird ein Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit von Myonen $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$ angewandt. Desweiteren wird auf den transversalen Impuls p_{T} der Myonen sowie das χ^2 der Spurrekonstruktion geschnitten. Es werden Schnitte auf den transversalen Impuls des J/ψ und das χ^2 der Vertexrekonstruktion durchgeführt. Schließlich wird eine invariante Masse der beiden Myonen im Bereich von $\pm 42 \text{ MeV}$ der J/ψ Masse (3096 MeV) verlangt. Die K^{*0} Selektion unterscheidet sich von der des ϕ durch Schnitte auf die Wahrscheinlichkeit von Teilchenhypothesen, zum einen um Kaonen von Pionen zu trennen $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ und zum anderen um falsch identifizierte Protonen zu unterdrücken $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$. Außerdem wird wegen der breiten K^{*0} Resonanz ein größeres Massenfenster als bei dem ϕ aus $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zugelassen. Die anderen Schnitte sind für beide Resonanzen identisch: Um kombinatorischen Untergrund zu vermeiden, wird bei den Kaonen und Pionen der Impuls und beim rekonstruierten K^{*0} und ϕ der transversale Impuls eingeschränkt. Zur Unterdrückung von Untergrund durch

falsch rekonstruierte Spuren, werden dann noch Schnitte auf das χ^2 von Teilchen-
spuren und Vertex durchgeführt.

Für das B^0 -Meson wird auf die Qualität der Vertexrekonstruktion und auf die
Signifikanz des Stoßparameters IP/σ_{IP} geschnitten. Diese beschreibt die Distanz
der rekonstruierten Spur zum Primärvertex (Impact Parameter IP) geteilt durch
deren Fehler. Außerdem wird im Unterschied zur B_s^0 -Selektion ein minimaler p_T
verlangt um Untergrund aus dem Primärvertex zu reduzieren, welcher im Mittel
einen kleineren Transversalimpuls hat.

Nach der Selektion verbleiben dann aus dem Datensatz von Abschnitt 4.1 insge-
samt 130 000 echte $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Zerfälle. Die selektierten Untergrundereignisse
aus dem Signaldatensatz werden im Weiteren nicht verwendet. Eine genaue Un-
tergrundbetrachtung erfolgt in Abschnitt 4.4. Nach

$$S = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2 \cdot f_B \cdot \text{BR}_{\text{vis}}(B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)) \cdot \varepsilon_{\text{tot}}$$

entsprechen die 130 000 selektierten Signalereignisse einer integrierten Lumino-
sität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 0,4 \text{ fb}^{-1}$ ($\hat{=} 2 \cdot 10^6 \text{ s}$ LHCb-Laufzeit). Dabei ist $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$
der angenommene $b\bar{b}$ -Produktionsquerschnitt bei 14 TeV, $f_B = 40,5\%$ der Ha-
dronisierungsfaktor und $\varepsilon_{\text{tot}} = 1,53\%$ die gesamte Effizienz nach Selektion und
Hardware-Trigger [25]. $\text{BR}_{\text{vis}}(B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)) = 5,25 \cdot 10^{-5}$ ist das sicht-
bare Verzweigungsverhältnis, berechnet nach $\text{BR}_{\text{vis}}(B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)) =$
 $\text{BR}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) \cdot \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu\mu) \cdot \text{BR}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-)$. Die $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Datenrate
ergibt sich somit zu insgesamt 650 000 Ereignissen pro Jahr.

4.3 Signalverteilungen

Eine wichtige Voraussetzung um $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ als Kontrollkanal nutzen zu können,
sind ähnliche kinematische Verteilungen nach der Selektion wie im $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
Zerfall. Das heißt die selektierten B^0 sollten den gleichen Phasenraum belegen
wie die selektierten B_s^0 . Abbildung 4.2 zeigt die Verteilungen des transversalen
Impulses p_T sowie des Impulses p von selektierten B-Mesonen aus den beiden
Zerfallskanälen.² Da die Verteilungen für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ und $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ identisch
sind, lässt sich folgern, dass durch die Selektion kein Unterschied im Phasenraum
der beiden Zerfälle verursacht wird.

²Der zum Vergleich benutzte $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Datensatz wurde mit der gleichen Software wie
der $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Datensatz generiert und rekonstruiert. Er trägt die Bezeichnung *DC06 –
phys – lumi2, Bs_JPsiPhi, mm = CPV, DecProdCut*. Die Selektion wurde im Rahmen der
DaVinci-v20r3 Software durchgeführt und entspricht den Kriterien in [24]. Insgesamt wurden
26 000 echte $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Ereignisse selektiert.

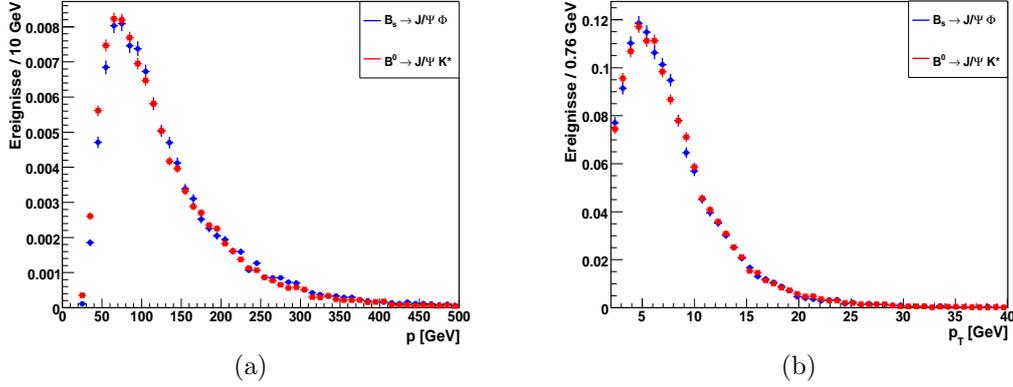


Abbildung 4.2: Impuls- und Transversalimpulsverteilungen der nach Referenz [24] selektierten B^0 - und B_s^0 -Mesonen. Beide Verteilungen sind auf die Fläche 1 normiert.

Die Lebensdauer- und Massenverteilung der selektierten B^0 sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Massenverteilung, normalerweise durch eine Breit-Wiegner-Funktion beschrieben, wird aufgrund von Rekonstruktionseffekten vollständig durch die Detektorauflösung bestimmt. Um diese zu beschreiben wurde die Verteilung mit der Summe zweier Gaußfunktionen (Doppelgaußfunktion) gefittet. Der Mittelwert ergibt sich zu $M_B = 5278$ MeV und die Standardabweichungen der einzelnen Gaußfunktionen zu $\sigma_{m1} = 13,65$ MeV und $\sigma_{m2} = 22,7$ MeV. Mit einem reduzierten³ χ^2 von 1,42 ist die Verteilung gut durch die Funktion beschrieben. Die Lebensdauerverteilung ist in logarithmischer Skala dargestellt. Da sie keine direkte Messgröße ist, muss sie über die Fluglänge \vec{d} der B^0 -Mesonen berechnet werden. Idealerweise hat diese die selbe Richtung wie der rekonstruierte Impuls \vec{p} . Allerdings ist die Flugrichtung bei kleinen Lebensdauern aufgrund der Detektorauflösung des Primärvertex schlecht messbar. Um die zusätzliche Information des deutlich besser bestimmbar Impulses zu berücksichtigen, wird daher zur Berechnung der Lebensdauer die Projektion der Flugrichtung auf den Impuls benutzt:

$$t = \left(\vec{d} \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \right) \frac{M}{|\vec{p}|c}, \quad (4.1)$$

wobei M die rekonstruierte Masse des B^0 -Mesons ist. Die Lebensdauer kann so auch negative Werte annehmen. Die Verteilung wird durch ein exponentielles Zerfallsgesetz beschrieben und zur Verdeutlichung mit einer Exponentialfunktion gefittet. Für die Zerfallsbreite ergibt sich $\Gamma_d = 1,53$ ps⁻¹. Hier wurde noch keine Detektorauflösung berücksichtigt, dies wird in Kapitel 5 näher diskutiert.

³Unter einem reduzierten χ^2 ist hier das χ^2 des Fits geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade zu verstehen.

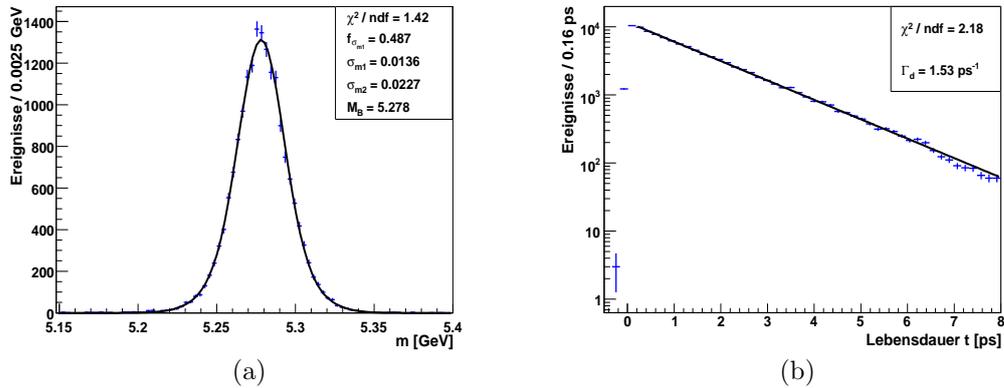


Abbildung 4.3: Massen- und Lebensdauerdistribution der selektierten B^0 -Mesonen.

Die Verteilungen der selektierten B^0 -Mesonen in den drei Transversity-Winkeln $\cos\theta$, $\cos\psi$ und φ (definiert in Kapitel 2.5) sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Während die Verteilungen in $\cos\theta$ und φ symmetrisch und ähnlich zu den Verteilungen im $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Kanal sind [25], zeigt die $\cos\psi$ -Verteilung einen deutlichen Abfall für große Werte von $\cos\psi$. In den $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Verteilungen ist dieser Abfall nicht erkennbar. Erklären lässt sich dies durch die Massendifferenz von Kaon und Pion im $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ Zerfall. Sie führt zu einer asymmetrischen Impulsverteilung, die beim $\phi \rightarrow K^+K^-$ Zerfall nicht auftritt. Abbildung 4.5 zeigt den Impuls p von Kaon und Pion als Funktion des Winkels $\cos\psi$. Das Pion hat für hohe Werte von $\cos\psi$ im Allgemeinen einen kleinen Impuls. Die Rekonstruierbarkeit nimmt nach Abbildung 4.6 für Spuren mit kleinem Impuls ab. Dies liegt daran, dass diese im Magnetfeld stark abgelenkt werden und so den Detektorbereich verlassen. In dem hohen $\cos\psi$ Bereich können also weniger B^0 rekonstruiert und somit auch selektiert werden. Da die Impulsverteilung der Kaonen bei kleinen $\cos\psi$ wesentlich mehr streut als die der Pionen bei hohem $\cos\psi$, ist dort kein Effekt zu erkennen.

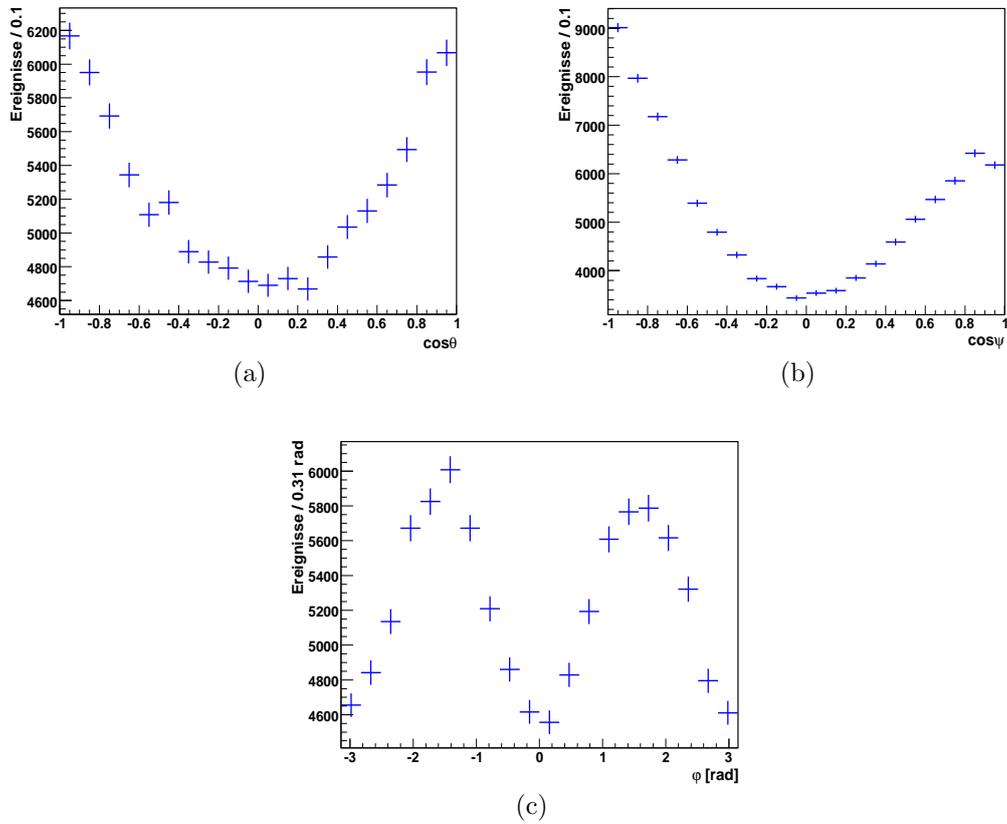


Abbildung 4.4: Winkelverteilungen der selektierten B^0 in den drei Transversity-Winkel $\cos\theta$, $\cos\psi$ und φ .

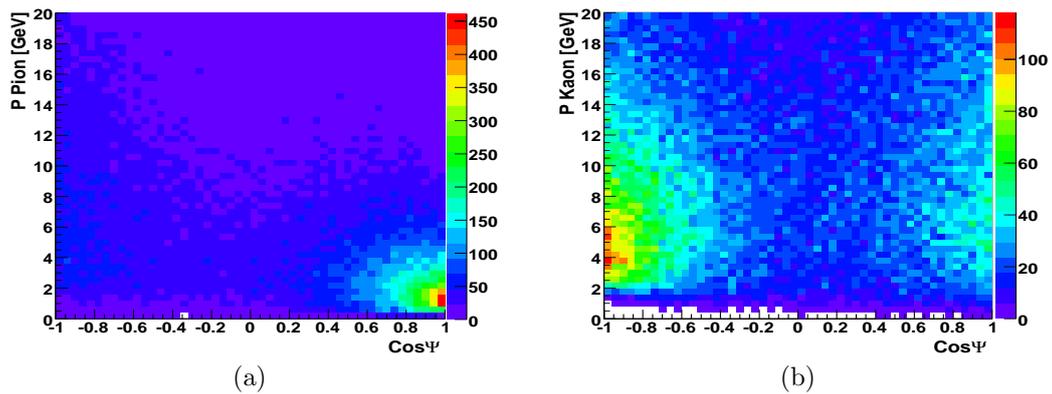


Abbildung 4.5: Impulsverteilung von Pion (a) und Kaon (b) des $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Zerfalls als Funktion von $\cos\psi$.

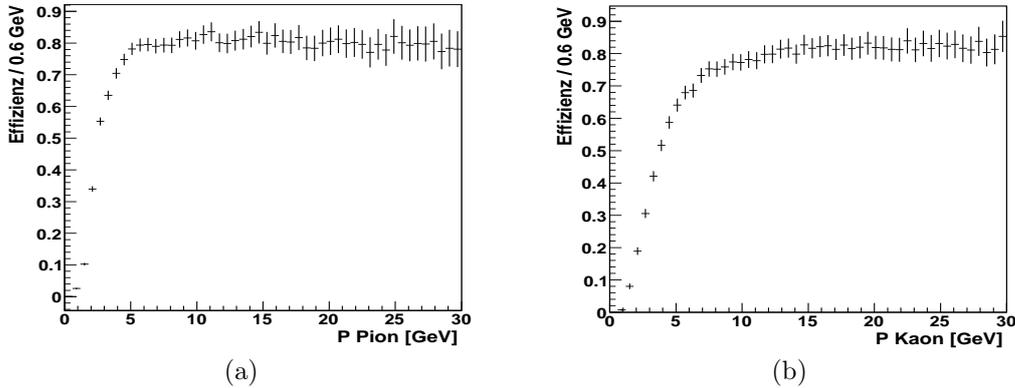


Abbildung 4.6: Anteil der rekonstruierbaren an allen produzierten Pionen (a) und Kaonen (b) aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ in Abhängigkeit des Impulses in GeV.

4.4 Untergrundbetrachtung

Ziel der hier vorgestellten Arbeit ist die Entwicklung einer Methode zur Überprüfung der Winkelakzeptanzen des Detektors für den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Für diese Entwicklung ist eine exakte Beschreibung des Untergrundes nicht notwendig. Dieser Aspekt wird noch detailliert in Kapitel 5 diskutiert. Die genaue Form der Untergrundverteilungen kann bei späteren Messungen aus den Seitenbändern der Daten bestimmt werden. Dennoch soll hier eine Übersicht des erwarteten Untergrundes in diesem Kanal, sowie Methoden zu dessen Abschätzung vorgestellt werden.

Eine realistische Untergrundbetrachtung auf der Basis von simulierten Daten ist nur eingeschränkt möglich. Die vorhandene Menge an simulierten Ereignissen reicht nicht aus um eine verlässliche Aussage zu machen. Die Größe des simulierten Datensatzes, in dem das Verhältnis von Signal- und Untergrundereignissen am wahrscheinlichsten die Realität beschreibt (*minimum bias* Datensatz), entspricht einer integrierten Luminosität von $\approx 10^{-3} \text{ pb}^{-1}$, also einer LHCb-Laufzeit von wenigen Sekunden. Dennoch kann der erwartete Untergrund abgeschätzt werden, indem man verschiedene simulierte Datensätze für die unterschiedlichen Arten des Untergrundes verwendet. Die so durchgeführte Studie und deren Ergebnisse sind in Referenz [25] im Detail dargestellt und werden hier nur kurz erläutert. Bei dem Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ setzt sich der Untergrund aus einer prompten und einer langlebigen Komponente zusammen:

- Als **prompter Untergrund** werden rekonstruierte $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Ereignisse bezeichnet, bei denen alle Spuren in Wahrheit aus dem Primärvertex kommen. Der dominante Prozess ist die Kombination eines prompten J/ψ mit einem K^+ und π^- aus dem Primärvertex zu einem B^0 -Kandidaten. Daher

wird ein Datensatz mit einem $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Zerfall pro Ereignis zur Studie des prompten Untergrundes benutzt. Die Größe entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 0,78 \text{ pb}^{-1}$. Um genügend Statistik zu erhalten wurde das B^0 -Massenfenster in der Selektion vergrößert und die dadurch erhaltene Anzahl von B^0 -Kandidaten auf ein Massenfenster von 50 MeV skaliert. Dadurch erhält man als Abschätzung für das Verhältnis von Signal S zu promptem Untergrund B^{Pr} in einem Massenfenster von 50 MeV um die B^0 -Masse:[25]

$$\frac{B^{\text{Pr}}}{S} = 5,2 \pm 0,3 .$$

- Beim **langlebigen Untergrund** kommt mindestens ein Teilchen, das zur Rekonstruktion des Signalkandidaten benutzt wurde, aus einem b-Hadron. Die daraus rekonstruierten B^0 -Kandidaten haben im Allgemeinen eine längere Lebensdauer als der prompte Untergrund und werden daher als “langlebig” bezeichnet. Zur Abschätzung des Untergrundes wird ein simulierter Datensatz benutzt, in dem pro Ereignis ein $b\bar{b}$ -Paar produziert wurde. Die Anzahl der vorhandenen simulierten Ereignisse entspricht allerdings nur einer integrierten Luminosität von $6 \cdot 10^{-2} \text{ pb}^{-1}$, weshalb nur eine grobe Abschätzung des Untergrundes in der Signalregion möglich ist. In einem Massenfenster von 50 MeV um die B^0 -Masse erhält man ein Verhältnis von langlebigem Untergrund B^{LL} zu Signal von [25]

$$\frac{B^{\text{LL}}}{S} = 1,53 \pm 0,08 .$$

Den größten Anteil bilden dabei echte J/ψ aus b-Hadronen, die fälschlicherweise zur Rekonstruktion eines B^0 -Kandidaten benutzt werden. Die Hauptursache für falsch rekonstruierte K^{*0} ist die Identifizierung eines Kaons als Pion und umgekehrt.

Kapitel 5

Bestimmung der physikalischen Parameter

Eine der geplanten Schlüsselmessungen von LHCb ist die Messung der CP-Verletzung im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Hierzu wurde bereits eine Analysemethode entwickelt, die auf der Anwendung eines Maximum Likelihood Fits beruht [26], um physikalische Parameter aus den gemessenen Verteilungen zu extrahieren [27]. In der hier vorgestellten Arbeit wird diese Methode für die Analyse des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ angepasst. Dies bietet nicht nur die Möglichkeit die Polarisationsamplituden und starken Phasen (siehe Abschnitt 2.5) für diesen Kanal präzise zu vermessen, sondern auch die Analysemethode anhand dieses Kanals genau zu testen. Dies kann durch Vergleich der Ergebnisse mit bereits existierenden Messungen geschehen. Anhand von Abweichungen kann man dann eine Aussage über die Korrektheit der benutzten Methode machen.

In diesem Kapitel wird die generelle Idee der Analyse und die verwendete Methode des Maximum Likelihood Fits näher vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ spezifischen Signal- und Untergrundverteilungen eingegangen. Desweiteren wird die Berücksichtigung von Detektoreinflüssen diskutiert, welche die gemessenen Verteilungen stark beeinflussen können.

5.1 Maximum Likelihood Fit

Mit einem Maximum Likelihood Fit können unbekannte Parameter $\vec{\lambda} = \{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n\}$ einer Theorieverteilung $f(\vec{\lambda}; X_i)$ bestimmt werden. Hierbei sind X_i die pro Ereignis gemessenen Größen. Die Theorieverteilung $f(\vec{\lambda}; X_i)$ muss normiert werden, indem man sie durch das Integral über den gesamten Definitionsbereich der möglichen Messdaten teilt:

$$p(\vec{\lambda}; X_i) = \frac{f(\vec{\lambda}; X_i)}{\int_D f(\vec{\lambda}; X_i)}. \quad (5.1)$$

So erhält man eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) $p(\vec{\lambda}; X_i)$. Sie gibt nun für bestimmte Werte des Parametersatzes $\vec{\lambda}$ die Wahrscheinlichkeit an, bei einer Messung die Daten X_i in einem Intervall dX_i zu erhalten. Die Likelihood Funktion \mathcal{L} ist das Produkt der normierten PDFs über alle gemessenen Ereignisse,

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_j^{\text{alle Ereignisse}} p_j(\vec{\lambda}; X_i). \quad (5.2)$$

Maximiert man die Likelihood Funktion durch Variation der Parameter, so maximiert man die Wahrscheinlichkeit für bestimmte Parameter $\vec{\lambda}$ die Daten X_i zu messen. Bei einer hohen Zahl von Ereignissen wird das Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichten aufgrund von Rundungsfehlern instabil, weshalb es mathematisch günstiger ist, die Maximierung durch eine Minimierung des negativen Logarithmus zu ersetzen:

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \prod_j^{\text{alle Ereignisse}} p_j(\vec{\lambda}; X_i) \rightarrow - \sum_j^{\text{alle Ereignisse}} \ln p_j(\vec{\lambda}; X_i). \quad (5.3)$$

Die für diese Analyse verwendete Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zur Beschreibung des Zerfalls $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ setzt sich aus einer Signalkomponente $S_j(\vec{\lambda}; X_i)$ und einer Untergrundkomponente zusammen. Wie in Kapitel 4.4 erläutert, wird der Untergrund in prompten $B_j^{\text{Pr}}(\vec{\lambda}; X_i)$ und langlebigen $B_j^{\text{LL}}(\vec{\lambda}; X_i)$ unterteilt. Die für jeden Signalkandidaten gemessenen Größen sind die Transversity-Winkel $\cos \theta$, $\cos \psi$, φ (siehe Abschnitt 2.5), die Lebensdauer t und die Masse m . Somit erhält man für die gesamte Likelihood Funktion

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\vec{\lambda}) = - \sum_j^{\text{alle Ereignisse}} \ln [& f_{\text{sig}} S_j(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m) \\ & + (1 - f_{\text{sig}}) f_{\text{Pr}} B_j^{\text{Pr}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m) \\ & + (1 - f_{\text{sig}})(1 - f_{\text{Pr}}) B_j^{\text{LL}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m)], \end{aligned} \quad (5.4)$$

wobei f_{sig} den Anteil der Signalereignisse an dem gesamten Datensatz und f_{Pr} den Anteil des prompten am gesamten Untergrund angibt. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen S_j , B_j^{Pr} , B_j^{LL} sowie die zugehörigen Parameter werden in den nächsten Abschnitten im Detail beschrieben.

5.2 Beschreibung des Signals

Die korrekte Beschreibung der Signalverteilung, insbesondere der Detektoreffekte, ist essentiell für die Extraktion der physikalisch relevanten Parameter. In den entsprechenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen sind alle zu messenden physikalischen Größen enthalten. Der Signalteil gliedert sich in einen Term, der die

Masse der selektierten Signalereignisse beschreibt $S_m \equiv S_m(\vec{\lambda}; m)$, einen Term zur Beschreibung der Lebensdauerverteilung $S_t \equiv S_t(\vec{\lambda}; t)$ und einen Teil der die Winkelverteilung beschreibt $S_{\theta, \psi, \varphi} \equiv S_{\theta, \psi, \varphi}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi)$. Aufgrund der Unabhängigkeit der einzelnen Komponenten faktorisieren die drei Terme

$$S_j(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m) = S_m \cdot S_t \cdot S_{\theta, \psi, \varphi}. \quad (5.5)$$

$\vec{\lambda}$ steht hierbei für die Signalparameter und wird im Weiteren näher diskutiert. Wie bereits in Kapitel 2.5 gezeigt, faktorisieren hier im Unterschied zum $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Zerfall auch die Winkel- und Lebensdauerverteilung. Dies ist möglich, da die Lebensdauer nicht mit den Winkeln korreliert ist. Bei Betrachtung der Winkelverteilungen für verschiedene Bereiche der Lebensdauer in Abbildung 5.1 lässt sich dies auch anhand von simulierten Daten zeigen. Die Winkelverteilungen sind für alle Lebensdauerbereiche im Rahmen der statistischen Fluktuationen identisch. Es ist also keine Korrelation zu erkennen.

Folgende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wurden zur Beschreibung des Signals benutzt:

- Die Massenverteilung S_m der selektierten Ereignisse wird normalerweise durch eine Breit-Wigner-Funktion beschrieben. Allerdings wird diese, wie schon in Abbildung 4.3 gesehen, vollständig durch die Detektorauflösung dominiert. Daher wird die Verteilung der rekonstruierten Masse m durch die Summe zweier Gaußfunktionen um den Mittelwert der B^0 Masse M_B beschrieben:

$$\begin{aligned} S_m &= S_m(M_B, \sigma_{m1}, \sigma_{m2}, f_{\sigma_{m1}}; m) \\ &= f_{\sigma_{m1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m1}} e^{-\frac{(m-M_B)^2}{2\sigma_{m1}^2}} + (1 - f_{\sigma_{m1}}) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m2}} e^{-\frac{(m-M_B)^2}{2\sigma_{m2}^2}}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Das Verhältnis der Gaußfunktionen $f_{\sigma_{m1}}$, die Massenauflösung σ_{m1}, σ_{m2} und die B^0 Masse M_B sind dabei die Parameter im Fit an alle Ereignisse. Das Ziel der Analyse ist nicht primär die Messung der B^0 Masse. Die Massenterme in der Likelihood Funktion dienen nur zur Separation von Untergrund und Signal. Die Werte für die Parameter werden daher aus Monte Carlo Simulationen ermittelt und im Fit konstant gehalten. Da die Komponenten der totalen PDF faktorisieren, hat dies keine Auswirkungen auf die im weiteren getroffenen Aussagen zu anderen physikalischen Parametern. Für diese Arbeit wurden die Werte der Parameter nach Abbildung 4.3 aus der Monte Carlo Simulation des $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Datensatzes entnommen.

- Die Lebensdauerverteilung S_t wird durch ein exponentielles Zerfallsgesetz beschrieben. Allerdings muss auch hier die Detektorauflösung berücksichtigt werden. Da die Lebensdauer nach Gleichung 4.1 über die Fluglänge des B^0 berechnet werden muss, wird die Auflösung durch die Genauigkeit der

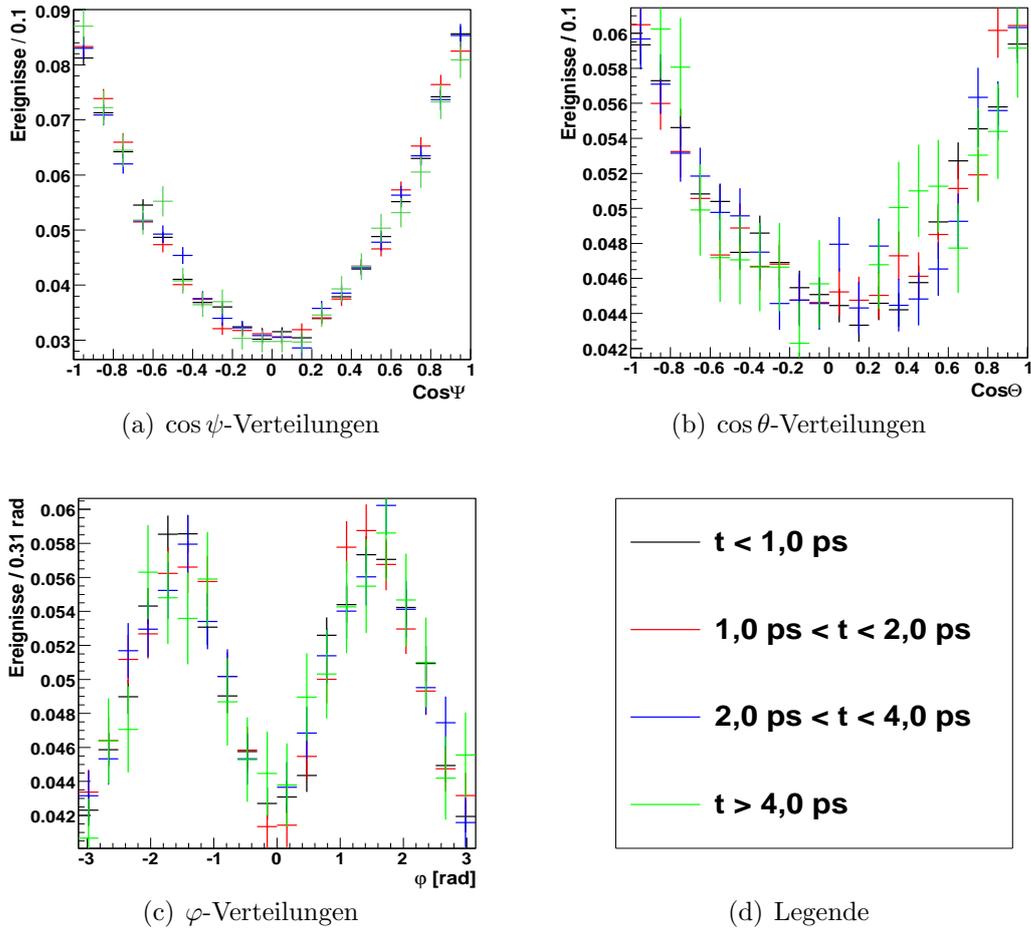


Abbildung 5.1: *Transversity-Winkelverteilungen von simulierten und selektierten $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Ereignissen für verschiedene Bereiche der B^0 -Lebensdauer: schwarz: $t < 1,0 \text{ ps}$, rot: $1,0 \text{ ps} < t < 2,0 \text{ ps}$, blau: $2,0 \text{ ps} < t < 4,0 \text{ ps}$, grün: $t > 4,0 \text{ ps}$. Die Verteilungen sind auf eine Fläche von 1 normiert um ihre Form vergleichen zu können. Es sind keine Korrelationen zwischen Lebensdauer und Transversity-Winkeln erkennbar.*

Messung der Distanz von Primärvertex zu Zerfallsvertex des B^0 dominiert. Betrachtet man für jedes Ereignis die Differenz von rekonstruierter und generierter Lebensdauer, so erhält man eine Verteilung, die der Auflösung entspricht. Die generierte Lebensdauer ist der Wert aus der Monte Carlo Simulation, während in der rekonstruierten Lebensdauer Detektoreffekte einfließen. Abbildung 5.2 zeigt diese Differenz mit einer mittels χ^2 -Fit angepassten Doppelgaußfunktion. Mit einem reduzierten χ^2 von 1,8 wird die Verteilung gut durch die Funktion beschrieben. Daher wird zur Berücksichtigung der Auflösung die Exponentialfunktion mit einer Doppelgaußfunktion gefaltet:

$$S_t = S_t(\Gamma_d, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\sigma_{t1}}; t) \\ = \Gamma_d e^{-t\Gamma_d} \otimes \left(f_{\sigma_{t1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t1}} e^{-\frac{(t-t)^2}{2\sigma_{t1}^2}} + (1 - f_{\sigma_{t1}}) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t2}} e^{-\frac{(t-t)^2}{2\sigma_{t2}^2}} \right). \quad (5.7)$$

Die Werte für die Parameter $f_{\sigma_{t1}}$, σ_{t1} und σ_{t2} werden im Fit an den Monte Carlo Datensatz von Kapitel 4 bestimmt, siehe Abbildung 5.2, und im Weiteren festgehalten. Somit ist die Zerfallsbreite Γ_d der einzige freie Parameter in diesem Term.

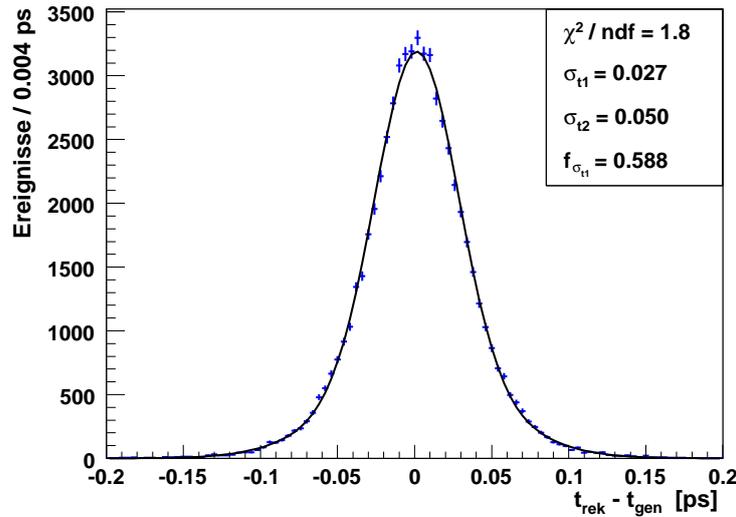


Abbildung 5.2: Zeitauflösung der rekonstruierten Lebensdauer (blau) mit χ^2 -Fit einer Doppelgaußfunktion (schwarz).

- Die Winkelverteilung $S_{\theta,\psi,\varphi}$ wurde bereits in Gleichung 2.16 dargestellt und ergibt normiert folgende PDF:

$$\begin{aligned}
S_{\theta,\psi,\varphi} &= S_{\theta,\psi,\varphi}(|A_{\parallel}|^2, |A_{\perp}|^2, \delta_{\parallel}, \delta_{\perp}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi) \\
&= f_1 |A_{\parallel}|^2 + f_2 |A_{\perp}|^2 + f_3 |A_0|^2 \\
&\quad + f_4 |A_{\parallel}| |A_{\perp}| \sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \\
&\quad + f_5 |A_0| |A_{\parallel}| \cos(\delta_{\parallel}) \\
&\quad + f_6 |A_0| |A_{\perp}| \sin(\delta_{\perp}).
\end{aligned} \tag{5.8}$$

f_1, \dots, f_6 wurden in Tabelle 2.2 eingeführt, $|A_{\parallel}|^2, |A_{\perp}|^2$ sind die Polarisationsamplituden und $\delta_{\parallel}, \delta_{\perp}$ die starken Phasen. Die Auflösung der gemessenen Größen $\cos \theta, \cos \psi, \varphi$ ist zunächst vernachlässigbar und wird hier daher nicht berücksichtigt. Eventuell dadurch auftretende systematische Fehler werden in Abschnitt 7.1 näher untersucht.

5.3 Beschreibung des Untergrundes

Wie in Kapitel 4.4 beschrieben, kann der erwartete Untergrund trotz geringer Mengen an simulierten Daten abgeschätzt werden. Daher werden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aufgestellt, die einen möglichen Untergrund beschreiben könnten. Gerade bei der Untersuchung der Sensitivität auf die physikalischen Parameter, Abschnitt 6.3, und den systematischen Studien, Kapitel 7, wird es notwendig sein, den Untergrund als statistische Komponente in den Fit zu integrieren, da er maßgeblich den statistischen Fehler beeinflusst. Die hier benutzten Verteilungen entsprechen im wesentlichen den in Referenz [29] für $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ vorgeschlagenen Funktionen. Die Idee dieser Arbeit ist es, die Untergrundform festzuhalten, während nur der relative Anteil im Fit berücksichtigt wird. Ein im Fit festgehaltener Untergrund hat jedoch keinen Effekt auf die Minimierung der Likelihood Funktion in Gleichung 5.4. Die genaue Form des Untergrundes ist somit für die weiteren Studien nicht von Bedeutung. Sie kann später in Daten gut aus Seitenbändern ermittelt werden. Die Parameter können also auf konstanten Werten festgehalten werden.

Sowohl der prompte Untergrund $B_j^{\text{Pr}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m)$ als auch der langlebige Untergrund $B_j^{\text{LL}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m)$ faktorisieren in einen Massenterm $B_m \equiv B_m(\vec{\lambda}; m)$, einen Term zur Beschreibung der Lebensdauerverteilung $B_t \equiv B_t(\vec{\lambda}; t)$ und einen Winkelterm $B_{\theta,\psi,\varphi} \equiv B_{\theta,\psi,\varphi}(\vec{\lambda}; \cos \psi, \cos \theta, \varphi)$:

$$B_j^{\text{Pr}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m) = B_m^{\text{Pr}} \cdot B_t^{\text{Pr}} \cdot B_{\theta,\psi,\varphi}^{\text{Pr}}, \tag{5.9}$$

$$B_j^{\text{LL}}(\vec{\lambda}; \cos \theta, \cos \psi, \varphi, t, m) = B_m^{\text{LL}} \cdot B_t^{\text{LL}} \cdot B_{\theta,\psi,\varphi}^{\text{LL}}. \tag{5.10}$$

Die einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen werden wie folgt beschrieben:

- Für die Massenverteilung erwartet man einen nahezu flachen Untergrund, der zu niedrigeren Massen leicht ansteigt. Dies ist der Fall, da bei falsch rekonstruierten Ereignissen die invariante Masse der Zerfallsprodukte oft niedriger als die B^0 -Masse ist. Für die Beschreibung sowohl des prompten als auch des langlebigen Untergrundes ist daher eine Exponentialfunktion am besten geeignet:

$$B_m^{\text{Pr/LL}} = B_m^{\text{Pr/LL}}(\alpha; m) = \frac{1}{N} e^{-\alpha^{\text{Pr/LL}} m}. \quad (5.11)$$

Hierbei ist N die Normierung und $\alpha^{\text{Pr/LL}}$ der im Weiteren festgehaltene Parameter für prompten beziehungsweise langlebigen Untergrund. Es wurde davon ausgegangen, dass beide Untergrundkomponenten eine ähnliche Form in der Massenverteilung aufweisen, die sich nur durch den Wert des Parameters $\alpha^{\text{Pr/LL}}$ unterscheidet. Die genaue Form der Komponenten muss dann aus Seitenbändern bestimmt werden. Die hier benutzten Werte $\alpha^{\text{Pr}} = 0,0006$ und $\alpha^{\text{LL}} = 0,001$ wurden der $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Analyse entnommen [29].

- Im Fall der Lebensdauerverteilung ist es notwendig verschiedene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für den prompten und langlebigen Untergrund zu benutzen. Der prompte Untergrund entsteht durch Kombination von J/ψ aus dem Primärvertex mit anderen Spuren zu einem B^0 . Der so gewonnene B^0 -Kandidat sollte direkt zerfallen, weshalb man eine Deltafunktion bei $t = 0$ erwartet. Mit Berücksichtigung der Detektorauflösung erhält man somit eine Gaußverteilung um den Nullpunkt. Der langlebige Untergrund kommt hauptsächlich durch andere $b\bar{b}$ -Ereignisse zustande, die fälschlicherweise als Signal rekonstruiert werden. Diese können durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden, welche mit einer Gaußverteilung gefaltet wird um die Detektorauflösung zu berücksichtigen¹:

$$B_t^{\text{Pr}} = B_t^{\text{Pr}}(\sigma_{t,\text{Pr}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t,\text{Pr}}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_{t,\text{Pr}}^2}}, \quad (5.12)$$

$$B_t^{\text{LL}} = B_t^{\text{LL}}(\Gamma_{\text{LL}}, \sigma_{t,\text{LL}}; t) = \Gamma_{\text{LL}} e^{-t\Gamma_{\text{LL}}} \otimes \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t,\text{LL}}} e^{-\frac{(t-t)^2}{2\sigma_{t,\text{LL}}^2}}. \quad (5.13)$$

Für die Parameter der Auflösung wurden wieder die in der $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Analyse vorgeschlagenen Werte gewählt: $\sigma_{t,\text{Pr}} = 0,044$ und $\sigma_{t,\text{LL}} = 0,066$, siehe Referenz [29]. Die Separation von Untergrund und Signal wird umso schwieriger, je langlebiger der Untergrund ist. Als konservative Abschätzung der Zerfallsbreite des langlebigen Untergrundes wurde daher der Wert des

¹Im Gegensatz zum Signal wird hier nur eine einfache Gaußfunktion zur Beschreibung der Detektorauflösung benutzt, was in Referenz [29] für $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ vorgeschlagen wurde. Dieser Unterschied hat jedoch keinen Effekt auf die Ergebnisse der Arbeit, da der Untergrund im Fit festgehalten wird.

Terms mit der kleinsten Zerfallsbreite aus der B^0 -Untergrundstudie in Referenz [28] benutzt: $\Gamma_{LL} = 1,188 \text{ ps}^{-1}$.

- Da sowohl der prompte als auch der langlebige Untergrund keine $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Zerfälle sind, sondern falsche Kombinationen anderer rekonstruierter Teilchen, erwartet man zunächst auch keine spezielle Form der Winkelverteilungen. Aufgrund der Kombinatorik sollte ein flacher Untergrund vorliegen. Auch die Ergebnisse in Referenz [25] liefern keinen Hinweis auf eine spezielle Form des Untergrundes in den Transversity-Winkeln. In dieser Arbeit wurde daher als einfachste Form ein flacher Untergrund gewählt:

$$B_{\theta,\psi,\varphi}^{\text{Pr/LL}} = \text{const.} \quad (5.14)$$

Dennoch besteht die Möglichkeit, dass vor allem der Untergrund durch andere B-Zerfälle eine nicht flache Winkelverteilung aufweist. Dies muss dann mit realen Daten genau untersucht werden.

5.4 Berücksichtigung von Detektor- und Selektionsakzeptanzen

Wie schon in Kapitel 2.5 erläutert zerfällt das B^0 -Meson in verschiedene Drehimpulseigenzustände. Aus diesen lassen sich die Polarisationsamplituden bestimmen. Durch eine Analyse in der Basis der drei Transversity-Winkel kann man die Zustände separieren und die Parameter bestimmen. Die gemessenen Verteilungen in den Transversity-Winkeln und auch der Lebensdauer können jedoch stark von Detektoreigenschaften und der Selektion abhängen. Diese Einflüsse werden durch Akzeptanzfunktionen beschrieben. Sie geben das Verhältnis von selektierten (B_{sel}^0) und produzierten (B_{prod}^0) B^0 -Mesonen als Funktion der Winkel, beziehungsweise der Lebensdauer an:

$$\varepsilon(\cos \theta, \cos \psi, \varphi) = \frac{\#B_{\text{sel}}^0}{\#B_{\text{prod}}^0}(\cos \theta, \cos \psi, \varphi), \quad (5.15)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{\#B_{\text{sel}}^0}{\#B_{\text{prod}}^0}(t). \quad (5.16)$$

$\varepsilon(t)$ ist hierbei eine eindimensionale Funktion der Lebensdauer und $\varepsilon(\cos \theta, \cos \psi, \varphi)$ eine dreidimensionale Funktion der Winkelverteilung. Diese kann nicht für die einzelnen Winkel separiert, sondern muss dreidimensional berechnet werden. Der Grund dafür ist die starke Korrelation der Transversity-Winkel, dargestellt in Abbildung 5.3. Die Verteilungen von φ , $\cos \psi$ und $\cos \theta$ sind unterschiedlich für verschiedene Bereiche der jeweils anderen Winkel.

Nicht flache Akzeptanzen führen zu veränderten Winkelverteilungen und somit zu falschen Ergebnissen für die Polarisationsamplituden und starken Phasen. Die

exakte Form der Akzeptanzen wird in Abschnitt 6.1 näher diskutiert. Um die Effekte der Akzeptanzen in der Analyse zu berücksichtigen, müssen diese in der Signalbeschreibung mit einbezogen werden. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Lebensdauer und der Transversity-Winkel werden daher mit den Akzeptanzfunktionen multipliziert:

$$S_t \rightarrow S_t \cdot \varepsilon(t), \quad (5.17)$$

$$S_{\theta,\psi,\varphi} \rightarrow S_{\theta,\psi,\varphi} \cdot \varepsilon(\cos\theta, \cos\psi, \varphi). \quad (5.18)$$

Es ist extrem wichtig die richtige Beschreibung der Akzeptanzen auf Daten zu testen, siehe Kapitel 6.

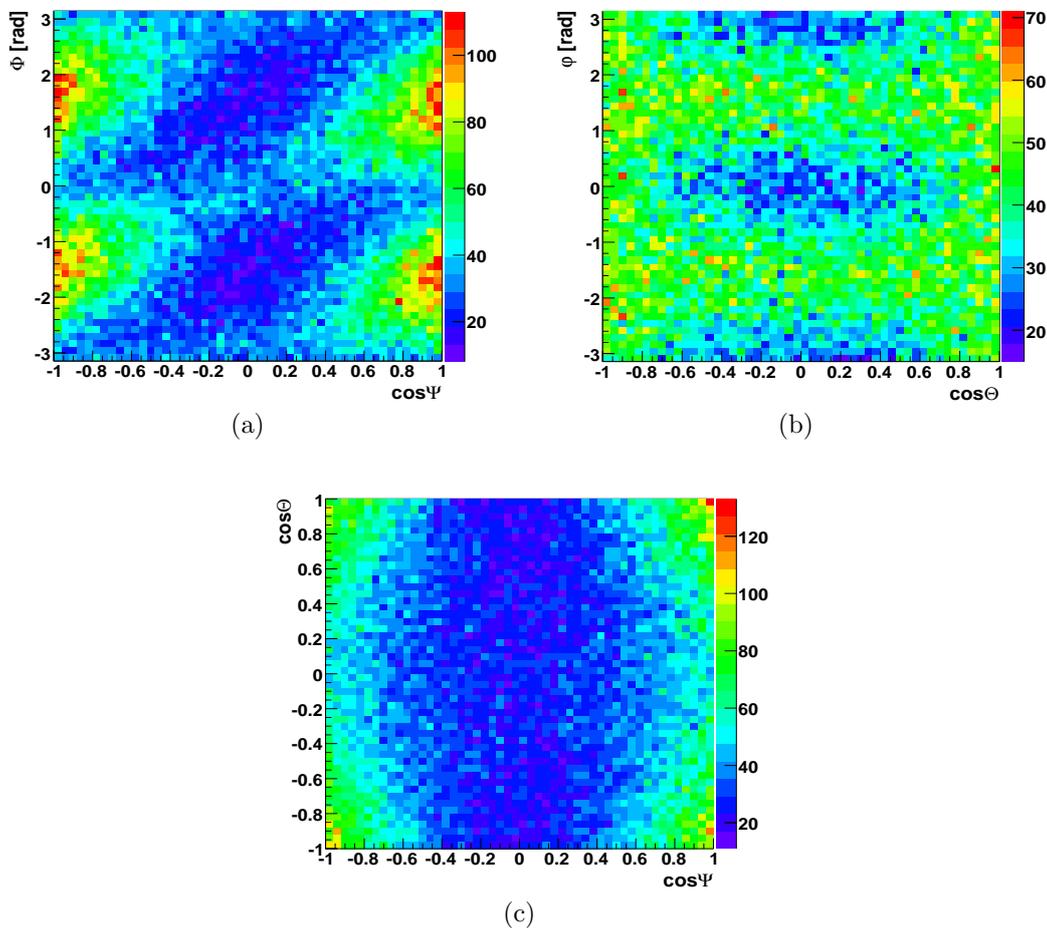


Abbildung 5.3: Korrelationen der Transversity-Winkel: φ -Verteilung in verschiedenen Bereich von (a) $\cos\psi$ und (b) $\cos\theta$ sowie $\cos\theta$ -Verteilung in Bereichen von $\cos\psi$ (c). Die Winkel sind stark korreliert.

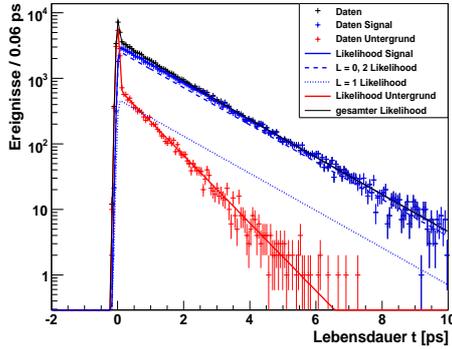
5.5 Die Methode der Toy-Experimente

Bei der Validierung der Analyseverfahren sowie für die im nächsten Kapitel vorgestellten systematischen Studien kann aufgrund der begrenzten Menge nicht mehr nur auf Ereignisse aus Monte Carlo Simulationen zurückgegriffen werden. Daher soll zunächst eine weitere Methode zur Generierung von Messdaten vorgestellt werden, so genannte *Toy-Experimente*. Bei diesen Pseudo-Experimenten werden Messdaten mit einem Zufallszahlengenerator nach theoretischen Verteilungen erzeugt. Speziell für diese Arbeit sind dies die Transversity-Winkel $\cos\theta$, $\cos\psi$, φ , die Lebensdauer t und die Masse m eines B^0 -Mesons. Die Signalverteilung der Transversity-Winkel ist in Gleichung 2.16 für bestimmte Werte der Polarisationsamplituden und starken Phasen gegeben. Die Lebensdauer wird nach einer exponentiellen Verteilung generiert, ebenfalls gegeben in Gleichung 2.16. Um gemessene Ereignisse zu simulieren, werden die generierten Lebensdauer- und Winkelverteilungen noch wie in den Gleichungen 5.7 und 5.8 mit der Detektoraufösung gefaltet. Die Massenverteilung ist vollständig durch die Detektoraufösung bestimmt. Daher wird die Masse m nach einer Summe von zwei Gaußfunktionen generiert, die die Rekonstruktionseffekte am besten beschreiben. Desweiteren werden die Verteilungen mit Akzeptanzfunktionen multipliziert, um Detektoreinflüsse zu berücksichtigen. Prompter und langlebiger Untergrund wird nach den Verteilungen im vorherigen Abschnitt generiert.

Für verschiedene Parameterwerte kann man so entsprechende Messdaten simulieren. Im Unterschied zu einer vollständigen Detektorbeschreibung mit Monte Carlo Simulation werden bei Toy-Experimenten keine Zerfälle, keine Interaktion mit dem Detektormaterial oder andere physikalische Prozesse simuliert, sondern eine reine Verteilung von Messdaten generiert. Führt man einen Fit an die so generierten Verteilungen durch, kann die Konsistenz der Anpassungsrechnung getestet, oder die Sensitivität auf die physikalischen Parameter bestimmt werden. In der weiteren Arbeit werden nun die Begriffe “Toy-Experiment” und “Pseudo-Experiment” für diese Methode benutzt, während die Daten aus der vollständigen Detektorbeschreibung mit Monte Carlo Simulation nach Kapitel 4.1 als “voll simulierte” Ereignisse bezeichnet werden.

5.6 Überprüfung der Anpassungsrechnung

Um die richtige Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Implementierung der Akzeptanzen zu testen, wurde eine Vielzahl von Toy-Experimenten durchgeführt, die jeweils 100 000 generierte Ereignisse enthalten. An jeden dieser Datensätze wurde ein Maximum Likelihood Fit mit den gleichen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wie in der Generierung durchgeführt. Dieses Verfahren testet die Konsistenz der Anpassungsrechnung. In Abbildung 5.4 sieht man das Ergebnis des Fits an ein einzelnes Toy-Experiment. Die generierten Daten überlagert mit den Projektionen der Likelihood Funktion sind gezeigt. Alle Parameter außer



(a) Projektion der Lebensdauerverteilung

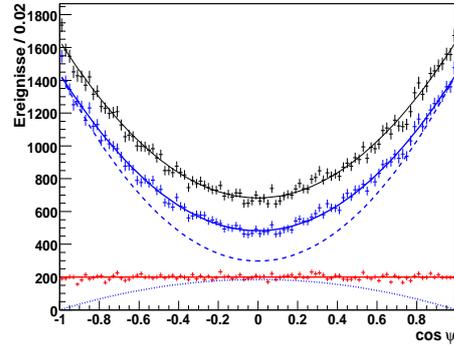
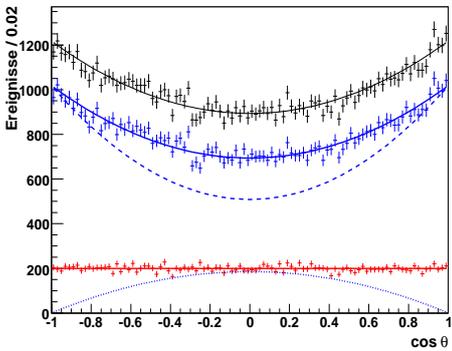
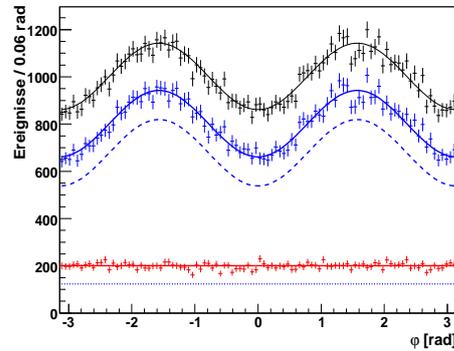
(b) Projektion der $\cos \psi$ -Verteilung(c) Projektion der $\cos \theta$ -Verteilung(d) Projektion der φ -Verteilung

Abbildung 5.4: Projektionen für die Lebensdauer- und Winkelverteilungen aus einem Fit an ein einzelnes Toy-Experiment mit 100 000 generierten Ereignissen. Die schwarze Linie zeigt den gesamten Likelihood, unterteilt in Signal (blau) und Untergrund (rot). Die gepunktete und gestrichelte Linie zeigen den Signalanteil mit Drehimpuls $L = 1$ bzw. $L = 0,2$ im Endzustand. Die Punkte geben die generierten Daten wieder.

die Polarisationsamplituden $|A_{\perp}|^2$, $|A_{\parallel}|^2$, die starken Phasen δ_{\perp} , δ_{\parallel} und die Zerfallsbreite Γ_d wurden im Fit auf den Werten der Generierung fest gehalten. Zum Testen der Methode wurde zunächst keine Akzeptanzfunktion berücksichtigt. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wurde willkürlich gewählt. Durch Fits an viele Toy-Experimente kann man die richtige Implementierung der Maximum Likelihood Methode, sowie die korrekte Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen überprüfen. Da die Ereignisse in jedem Experiment verschieden sind, erwartet man bei mehrmaliger Wiederholung, dass für einen Parameter λ , der in der Anpassungsrechnung bestimmt wird, die Größe

$$pull(\lambda) = \frac{(\lambda_{fit} - \lambda_{wahr})}{\sigma(\lambda_{fit})}$$

gaußverteilt um den Mittelwert 0 mit Standardabweichung 1 ist. Dabei ist λ_{wahr} der Eingabewert des Parameters bei der Generierung der Toy-Daten und λ_{fit} das Ergebnis des Fits an ein einzelnes Toy-Experiment mit Fehler $\sigma(\lambda_{fit})$. Diese Verteilung nennt man die Pull-Verteilung. Ein Abweichen von der Normalverteilung ist ein Indiz für falsche Normierung, falsche Fehlerbeschreibung oder Inkonsistenzen bei der Implementierung. In Abbildung 5.5 sieht man die Pull-Verteilungen der physikalischen Parameter A_{\perp} , A_{\parallel} , δ_{\perp} und δ_{\parallel} für 800 Toy-Experimente mit jeweils 100 000 generierten Ereignissen. Die rote Kurve gibt dabei die Normalverteilung an, die schwarze den Gaußfit an die Pull-Verteilung. In Tabelle 5.1 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der freien Parameter in diesem Test aufgelistet. Sie stimmen innerhalb von 2σ mit den nominellen Werten überein. Dies führt zu dem Schluss, dass die benutzte Methode des Maximum Likelihood Fits sowie die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für Signal und Untergrund korrekt implementiert wurden.

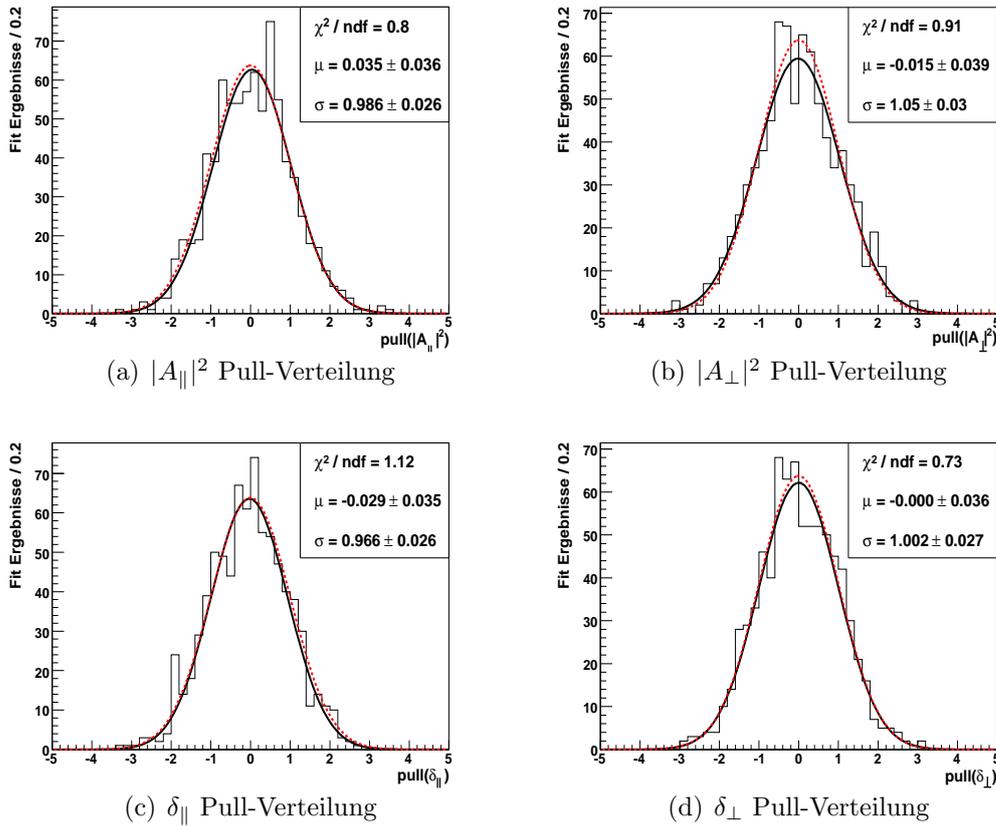


Abbildung 5.5: Pull-Verteilungen der Polarisationsamplituden und starken Phasen für 800 Toy-Experimente mit jeweils 100 000 Ereignissen. Rot: Nomineller Gauß mit Mittelwert 0 und Standardabweichung 1. Schwarz: Gaußfit an die Pull-Verteilung.

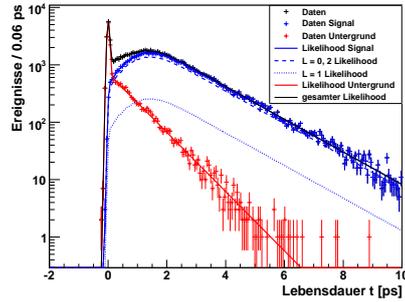
Parameter	Mittelwert von $pull(\lambda)$	Standardabweichung von $pull(\lambda)$
$ A_{\parallel} ^2$	$0,035 \pm 0,036$	$0,986 \pm 0,026$
$ A_{\perp} ^2$	$-0,015 \pm 0,039$	$1,05 \pm 0,03$
δ_{\parallel}	$-0,029 \pm 0,035$	$0,966 \pm 0,026$
δ_{\perp}	$-0,000 \pm 0,036$	$1,002 \pm 0,027$
Γ_d	$0,015 \pm 0,035$	$0,974 \pm 0,028$

Tabelle 5.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Pull-Verteilungen für 800 Toy-Experimente mit jeweils 100 000 generierten Ereignissen.

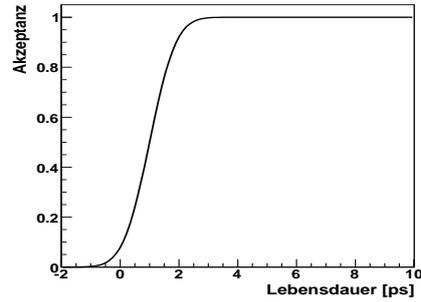
Um die korrekte Beschreibung der Akzeptanzen zu testen wurden erneut 800 Toy-Experimente mit jeweils 100 000 generierten Daten durchgeführt. Diesmal wurden willkürlich extreme Akzeptanzen gewählt: Eine Error-Funktion als Lebensdauerakzeptanz, eine Stufenfunktion als φ -Akzeptanz und eine Gerade mit und ohne Steigung für die $\cos\theta$ - bzw. die $\cos\psi$ -Akzeptanz. Diese Funktionen beschreiben nicht die real erwartete Detektorakzeptanz sondern wurden nur als Extremfall zum Testen des Verfahrens benutzt. In Abbildung 5.6 sind die Ergebnisse eines Fits an ein einzelnes Toy-Experiment sowie die benutzten, extremen Akzeptanzen dargestellt. Die Pull-Verteilungen der Polarisationsamplituden und starken Phasen für 800 Toy-Experimente mit je 100 000 Ereignissen, sind in Abbildung 5.7 gezeigt. In Tabelle 5.2 sind die Standardabweichungen und Mittelwerte der Pull-Verteilungen der freien Parameter im Fit aufgelistet. Auch diese stimmen innerhalb von 2σ mit der Normalverteilung überein. Die Standardabweichungen der Pull-Verteilungen sind im Rahmen der Fehler mit 1 verträglich, dennoch außerordentlich klein. Im Laufe der Arbeit wurde allerdings durch mehrere solcher Studien deutlich, dass dies nur eine statistische Fluktuation ist. Somit lässt sich sagen, dass sowohl die Lebensdauer- als auch die Winkelakzeptanz in dem Fit korrekt berücksichtigt sind.

Parameter	Mittelwert von $pull(\lambda)$	Standardabweichung von $pull(\lambda)$
$ A_{\parallel} ^2$	$-0,026 \pm 0,036$	$0,984 \pm 0,026$
$ A_{\perp} ^2$	$-0,027 \pm 0,035$	$0,938 \pm 0,029$
δ_{\parallel}	$-0,038 \pm 0,036$	$0,989 \pm 0,027$
δ_{\perp}	$0,011 \pm 0,035$	$0,958 \pm 0,028$
Γ_d	$0,063 \pm 0,036$	$0,985 \pm 0,027$

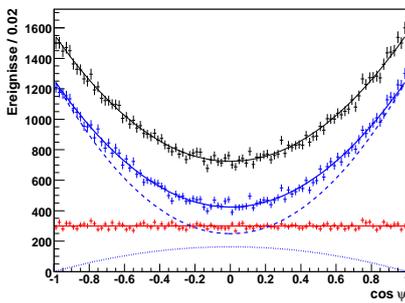
Tabelle 5.2: Mittelwerte und Standardabweichungen der Pull-Verteilungen für 800 Toy-Experimente mit jeweils 100 000 generierten Ereignissen bei willkürlich gewählter Akzeptanz in der Generierung der Toy-Daten.



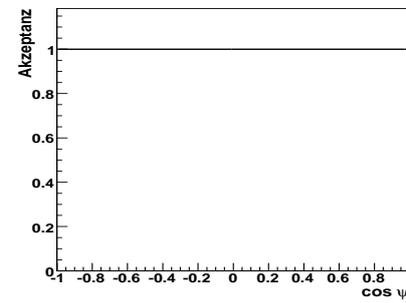
(a) Projektion der Lebensdauerverteilung



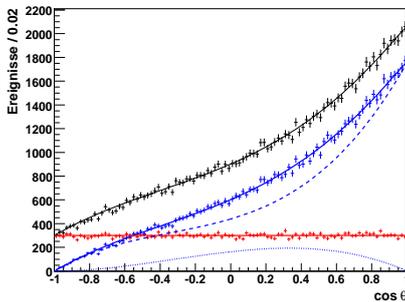
(b) Lebensdauerakzeptanz



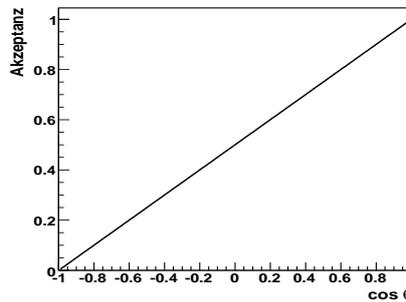
(c) Projektion der $\cos \psi$ -Verteilung



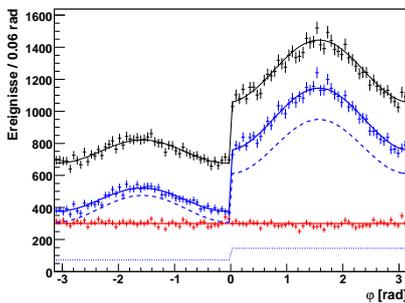
(d) $\cos \psi$ -Akzeptanz



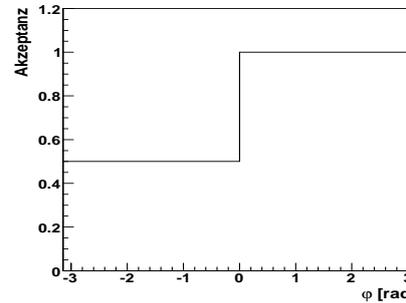
(e) Projektion der $\cos \theta$ -Verteilung



(f) $\cos \theta$ -Akzeptanz



(g) Projektion der φ -Verteilung



(h) φ -Akzeptanz

Abbildung 5.6: Projektionen für die Lebensdauer- und Winkelverteilungen (linke Spalte) eines einzelnen Toy-Experiments mit willkürlich gewählten Akzeptanzen (rechte Spalte). Die schwarze Linie zeigt den gesamten Likelihood, unterteilt in Signal (blau) und Untergrund (rot). Die gepunktete und gestrichelte Linie zeigen den Signalanteil mit Drehimpuls $L = 1$ bzw. $L = 0,2$ im Endzustand. Die Punkte geben die generierten Daten wieder.

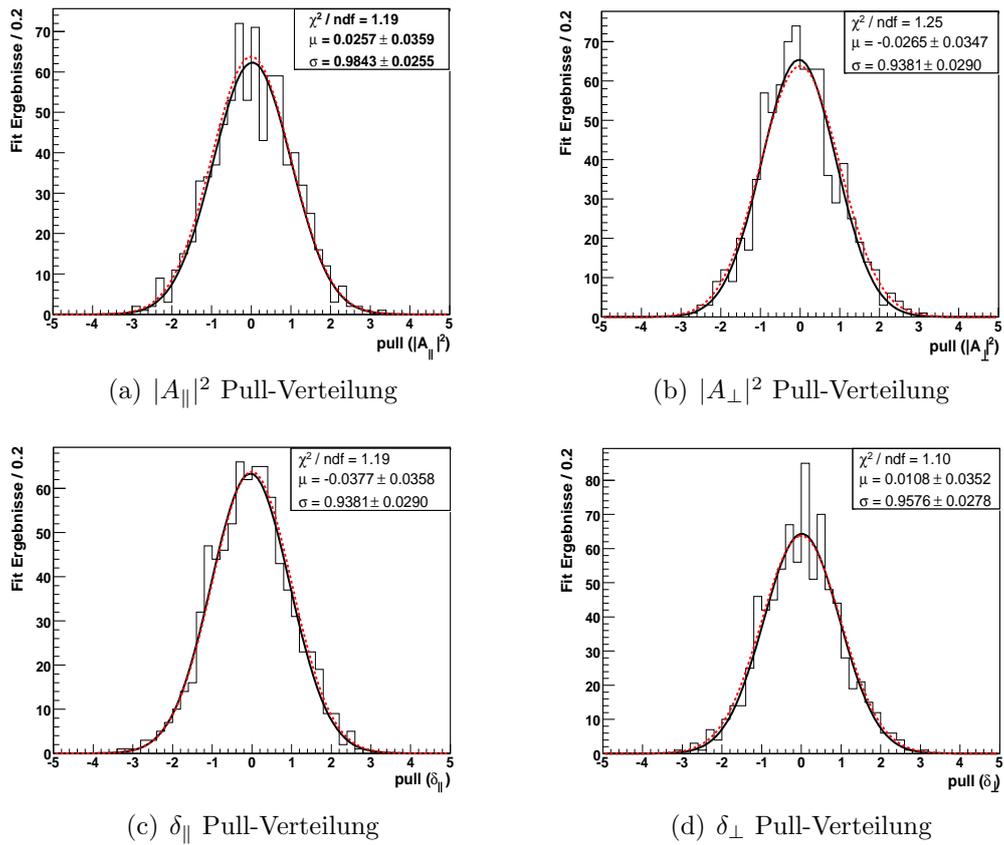


Abbildung 5.7: Pull-Verteilungen der Polarisationsamplituden und starken Phasen für 800 Toy-Experimente (jeweils 100 000 Ereignisse) mit willkürlich gewählten Akzeptanzen. Rot: Normalverteilung. Schwarz: Gaußfit an die Pull-Verteilung.

Kapitel 6

Validierung der Analyse mit vollständiger Detektorsimulation

Im letzten Kapitel wurde anhand von Pseudo-Experimenten, bei denen Toy-Daten nach den in der Anpassungsrechnung verwendeten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen generiert wurden, die Richtigkeit des Anpassungsverfahrens an sich überprüft. Hier soll nun getestet werden, ob diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen auch wirklich die kinematischen Verteilungen der Daten beschreiben können. Da noch keine realen Daten existieren, muss dies im Rahmen von voll simulierten Ereignissen geschehen. Im Gegensatz zu Toy-Daten wurde bei deren Erzeugung auch die Interaktion mit dem Detektor physikalisch korrekt simuliert. Daher ist eine richtige Beschreibung der Lebensdauer- und Winkelakzeptanzen des Detektors in der Anpassungsrechnung notwendig. Diese werden, wie auch bei der Analyse mit realen Daten, ebenfalls aus Monte Carlo Simulationen bestimmt. In diesem Kapitel werden zunächst die Akzeptanzen erläutert, bevor diese in einem Fit zur Überprüfung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen benutzt werden. Desweiteren wird die erwartete Genauigkeit der Messung von Polarisationsamplituden und starken Phasen bei LHCb anhand von mehreren Pseudo-Experimenten bestimmt.

6.1 Akzeptanzen aus Monte Carlo Simulation

Zur Bestimmung der Detektorakzeptanzen in der Lebensdauer und den Transversity-Winkeln $\cos \theta$, $\cos \psi$ und φ aus Ereignissen mit vollständiger Detektorsimulation wurde der gesamte $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Datensatz nach Kapitel 4 verwendet. Dieser beinhaltet insgesamt 130 000 selektierte Signalzerfälle. In jedem Lebensdauer-

und Winkelbereich wurden die Akzeptanzen nach

$$\varepsilon(dt) = \frac{\#B^0(dt)}{\int_{Bin} S_t dt}, \quad (6.1)$$

$$\varepsilon(d \cos \psi, d \cos \theta, d\varphi) = \frac{\#B^0(d \cos \psi, d \cos \theta, d\varphi)}{\int_{Bin} S_{\theta, \psi, \varphi} d \cos \psi d \cos \theta d\varphi} \quad (6.2)$$

berechnet. Im Zähler steht die Anzahl der in einem Zeit- oder Winkelbereich rekonstruierten und selektierten B^0 , im Nenner das Integral der theoretischen Verteilungen S_t und $S_{\theta, \psi, \varphi}$ aus den Gleichungen 5.7 und 5.8. Das heißt in jedem Lebensdauer- bzw. Winkelbereich wird die Anzahl der rekonstruierten und selektierten B^0 durch die erwartete Anzahl der produzierten B^0 in diesem Bereich geteilt. Im Nenner kann nicht einfach wie üblich die Anzahl der generierten Signalzerfälle benutzt werden, da bei der Erzeugung des verwendeten Datensatz eine Einschränkung des Zerfalls auf den Raumwinkelbereich des Detektors durchgeführt wurde, siehe Kapitel 4.1. Die generierten Signalzerfälle wurden also bereits nach einer Verteilung produziert, die die Geometrie des Detektors berücksichtigt. Würde man die Akzeptanz auf diese Verteilung normieren, wäre deren Form stark verfälscht. Durch Normieren mit den theoretischen Verteilungen aus Kapitel 5.2 umgeht man dieses Problem. Für die Anpassungsrechnung ist jedoch nur die relative Form der Akzeptanz von Bedeutung, der absolute Wert verringert lediglich die Anzahl der selektierten Signalereignisse.

Aufgrund der geringen Anzahl von selektierten B^0 im benutzten Datensatz konnte der Zeit- und Winkelbereich nur in maximal 20 Bins pro Dimension unterteilt werden. Die daraus resultierenden Histogramme sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Wie man erkennt, haben statistische Fluktuationen bei 130 000 B^0 -Mesonen einen signifikanten Effekt. Für die spätere Messung sind daher signifikant mehr Monte Carlo Ereignisse oder die Parametrisierung der Akzeptanzen als stetige Funktionen notwendig. Man sieht, dass die Lebensdauerakzeptanz weitgehend flach ist, wobei die Winkelakzeptanzen zum Teil bis zu 40% variieren. Vor allem bei der $\cos \psi$ -Akzeptanz ist ein starker Abfall für hohe Werte von $\cos \psi$ zu erkennen bei sonst relativ flacher Form. Die $\cos \theta$ - und φ -Akzeptanzen sind hingegen symmetrisch um Null, wobei die relative Variation für $\cos \theta$ am niedrigsten ist.

Die Ursache für die starke Winkelabhängigkeit der Akzeptanzen ist die Raumwinkelabdeckung des Detektors und die Rekonstruierbarkeit des Zerfalls, also die Bedingung, dass alle vier Spuren der geladenen Teilchen im Detektor liegen müssen. In Abbildung 6.2 sind die Auswirkungen des beschränkten Raumwinkelbereichs des Detektors auf die Form der Akzeptanzen in den Transversity-Winkel dargestellt. In der linken Spalte sind in rot die Akzeptanzen gezeigt, die auftreten würden, wenn der Detektor den gesamten Raum abdeckt. Wie man erwartet, ist die Nachweiseffizienz in diesem Fall flach. Verlangt man jedoch, dass die Spuren der geladenen Teilchen innerhalb des begrenzten Raumwinkelbereichs des Detektors liegen, so erhält man die blau dargestellte Akzeptanzen in der rechten

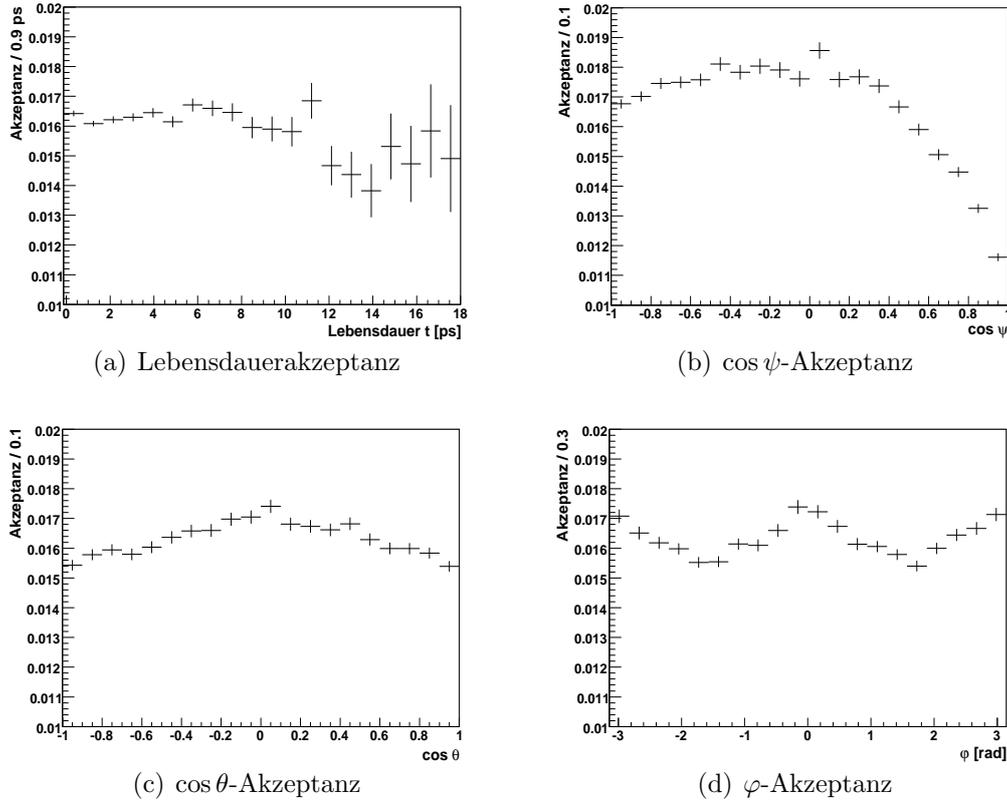


Abbildung 6.1: Lebensdauerakzeptanz und eindimensionale Projektionen der dreidimensionalen Winkelakzeptanz für den $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Zerfall.

Spalte von Abbildung 6.2. Effekte der Selektion wurden in beiden Fällen nicht berücksichtigt. In schwarz ist jeweils die nominelle Akzeptanz mit Rekonstruktion und Selektion (siehe Abbildung 6.1) unterlegt. Man kann erkennen, dass aus der eingeschränkten Raumwinkelabdeckung des Detektors eine ungleichmäßige Nachweiseffizienz in den Transversity-Winkeln $\cos \theta$ und φ folgt.

Für die $\cos \psi$ -Akzeptanz ist dies nicht direkt ersichtlich. Ursache für die starke Winkelabhängigkeit ist hier wie in Kapitel 4.3 bereits erwähnt, die geringe Rekonstruierbarkeit von Teilchen mit niedrigem Impuls. Die Pionen haben für große Werte von $\cos \psi$ im Allgemeinen einen kleinen Impuls und werden so durch das Magnetfeld aus dem Detektorbereich abgelenkt, was zu einem Akzeptanzverlust führt.

Die endliche Raumwinkelabdeckung des Detektors und die geringe Rekonstruierbarkeit von Spuren mit kleinem Impuls erklären also die starke Abhängigkeit der Nachweiseffizienz von den Transversity-Winkeln. Um diese Effekte in der Analyse zu berücksichtigen, wurde die nach Gleichung 6.2 berechnete Winkelakzeptanz in den Maximum Likelihood Fit integriert.

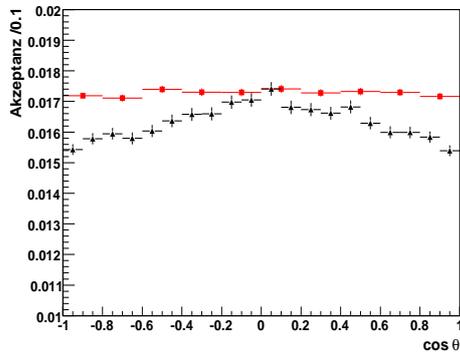
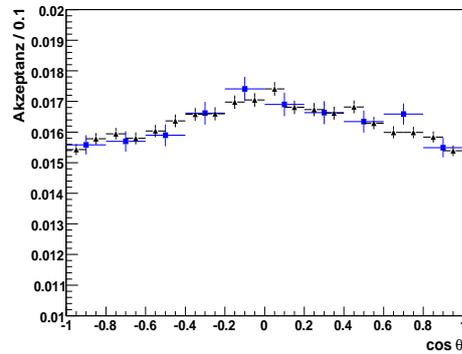
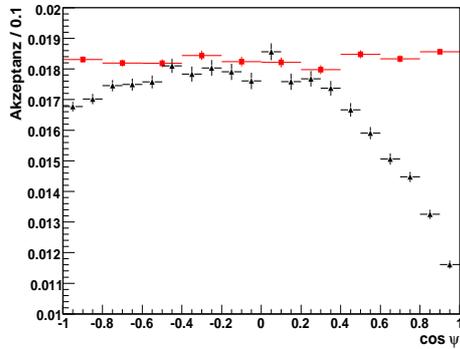
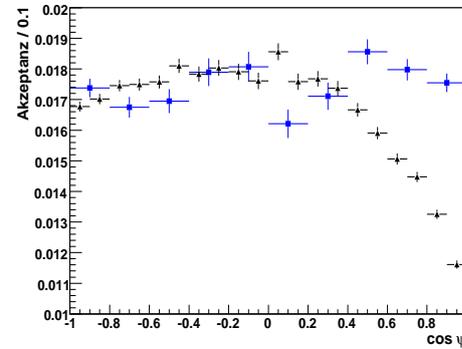
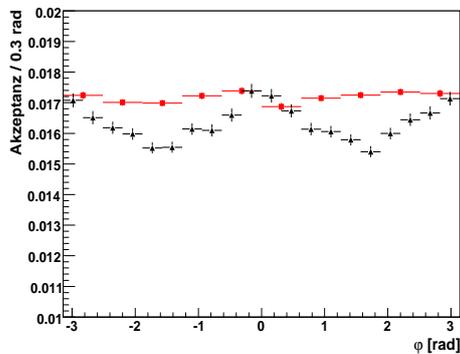
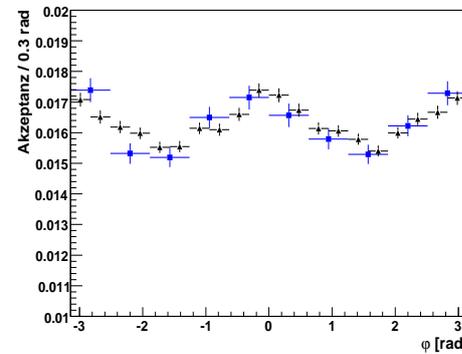
(a) $\cos \theta$ -Akzeptanz(b) $\cos \theta$ -Akzeptanz(c) $\cos \psi$ -Akzeptanz(d) $\cos \psi$ -Akzeptanz(e) φ -Akzeptanz(f) φ -Akzeptanz

Abbildung 6.2: Winkelakzeptanzen ohne (linke Spalte, rot) und mit Einschränkung des Zerfalls (rechte Spalte, blau) auf den Winkelbereich des Detektors, in beiden Fällen ohne Berücksichtigung von Rekonstruktions- und Selektionseffekten. Schwarz: Nominelle Akzeptanz mit Einschränkung auf den Detektorbereich und Berücksichtigung von Selektionseffekten, berechnet nach Gleichung 6.2.

6.2 Fit an Monte Carlo Daten

Um die benutzten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen mit voll simulierten Daten zu testen, wurde ein Fit an insgesamt 65 000 rekonstruierte und selektierte B^0 aus dem Datensatz in Kapitel 4 durchgeführt. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 0.2 \text{ fb}^{-1}$. Hierbei wurde absichtlich nur ein Bruchteil des gesamten Datensatzes verwendet, da dieser bereits bei der Akzeptanzberechnung nach Abschnitt 6.1 benutzt wurde. Somit sollen eventuell auftretende statistische Korrelationen gering gehalten werden¹. Da der Datensatz nur aus Signalerignissen besteht, wird in dem Fit auch nur die Signalkomponente verwendet. Die freien Parameter sind die Polarisationsamplituden $|A_{\perp}|^2$, $|A_{\parallel}|^2$, die starken Phasen δ_{\perp} und δ_{\parallel} sowie die Zerfallsbreite Γ_d . Alle anderen Parameter werden festgehalten. Diese können mit realen Daten auch getrennt bestimmt werden. Winkel- und Zeitakzeptanzen wurden zunächst nicht berücksichtigt. In Abbildung 6.3 sind die Projektionen der Likelihood Funktion auf die Datenverteilungen in den Transversity-Winkeln sowie der Lebensdauer gezeigt. Vor allem bei der $\cos\psi$ -Verteilung wird deutlich, dass die Likelihood Funktion die Messdaten nicht korrekt beschreiben kann. In der dritten Spalte von Tabelle 6.1 sind die Resultate des Fits, ohne Berücksichtigung von Akzeptanzen, an die voll simulierten Daten aufgelistet. Zum Vergleich sind in der zweiten Spalte die bei der Erzeugung des Monte Carlo Datensatzes verwendeten Werte gezeigt. Man erkennt deutliche Abweichungen der Fit Ergebnisse, die vor allem für $|A_{\perp}|^2$ und δ_{\parallel} größer als 10σ sind.

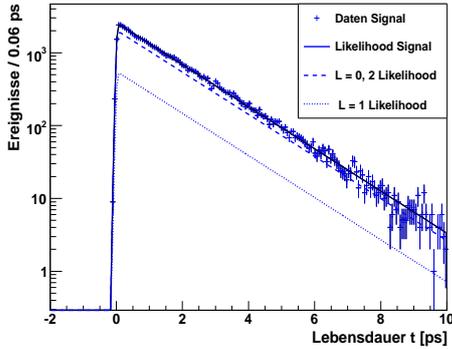
Im nächsten Schritt wurde ein Fit an die gleichen Daten, diesmal allerdings mit Berücksichtigung der Lebensdauer- und Winkelakzeptanzen nach Abschnitt 6.1, durchgeführt. Die Projektionen der Likelihood Funktion auf die Datenverteilungen sind in Abbildung 6.4 gezeigt. Die Stufen in den Projektionen sind ein Effekt des groben Binnings der verwendeten Akzeptanzen. Die Verteilungen werden deutlich besser durch die Likelihood Funktion beschrieben. Die Ergebnisse für die freien Parameter sind in der vierten Spalte von Tabelle 6.1 gegeben. Die Werte aus dem Fit sind innerhalb von $1,5\sigma$ konsistent mit den in der Generierung verwendeten Werten.

Die Ergebnisse zeigen, dass ein Ignorieren der Akzeptanzen signifikante Auswirkungen auf die Polarisationsamplituden und starken Phasen hat. Desweiteren sind die guten Resultate bei Berücksichtigung der Akzeptanzen ein Indiz für deren korrekte Berechnung sowie für die richtige Beschreibung der simulierten Verteilungen durch die verwendeten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen.

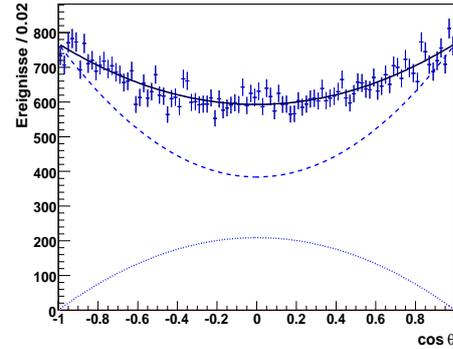
¹Eine Aufteilung des Datensatzes in einen Teil für die Akzeptanzberechnung und einen für den Fit ist wegen der hohen statistischen Fehler der Akzeptanzen nicht sinnvoll

Parameter	Eingabewerte	Fit Ergebnis ohne Akzeptanz	Fit Ergebnis mit Akzeptanz
$ A_{\parallel} ^2$	0,240	$0,244 \pm 0,004$	$0,238 \pm 0,004$
$ A_{\perp} ^2$	0,160	$0,214 \pm 0,004$	$0,163 \pm 0,004$
δ_{\parallel} [rad]	2,501	$3,107 \pm 0,031$	$2,492 \pm 0,020$
δ_{\perp} [rad]	-0,170	$-0,034 \pm 0,020$	$-0,197 \pm 0,017$
Γ_d [ps^{-1}]	0,653	$0,666 \pm 0,003$	$0,656 \pm 0,003$

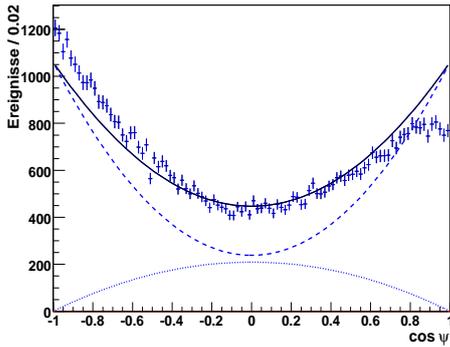
Tabelle 6.1: *Physikalische Parameter aus einem Fit an 65 000 voll simulierte B^0 , ohne und mit Berücksichtigung von Lebensdauer- und Winkelakzeptanz. Zum Vergleich sind in der ersten Spalte die in der Erzeugung des Datensatzes verwendeten Werte der physikalischen Parameter gezeigt.*



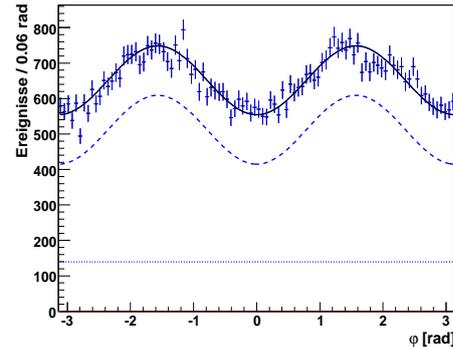
(a) Projektion der Lebensdauerverteilung



(b) Projektion der $\cos \theta$ -Verteilung

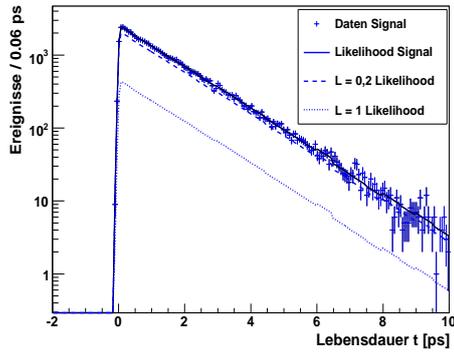


(c) Projektion der $\cos \psi$ -Verteilung



(d) Projektion der φ -Verteilung

Abbildung 6.3: *Lebensdauer- und Winkelverteilungen von 65 000 voll simulierten $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Ereignissen überlagert von der Projektion der Likelihood Funktion aus einem Fit ohne Berücksichtigung von Lebensdauer- und Winkelakzeptanzen. Die gepunktete und gestrichelte Linie zeigen den Signalanteil mit Drehimpuls $L = 1$ bzw. $L = 0, 2$ im Endzustand.*



(a) Projektion der Lebensdauerverteilung

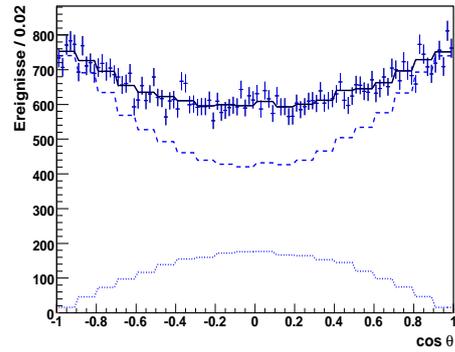
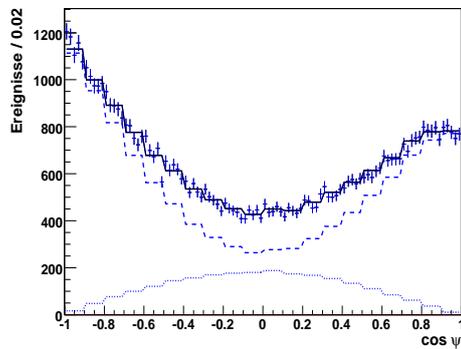
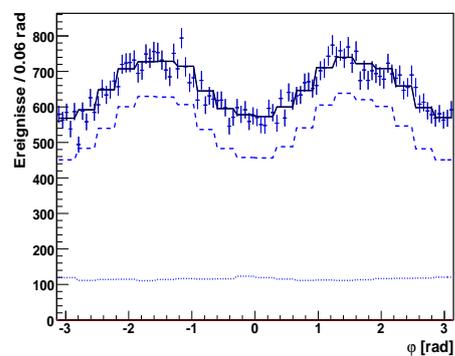
(b) Projektion der $\cos\theta$ -Verteilung(c) Projektion der $\cos\psi$ -Verteilung(d) Projektion der φ -Verteilung

Abbildung 6.4: Lebensdauer- und Winkelverteilungen von 65 000 simulierten $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Ereignissen überlagert von den Projektionen der Likelihood Funktion aus einem Fit mit Berücksichtigung von Lebensdauer- und Winkelakzeptanzen nach Kapitel 6.1. Die Stufen in den Projektionen sind ein Effekt des groben Binnings der verwendeten Akzeptanzen.

6.3 Sensitivitätsstudie

Um eine Abschätzung zu erhalten, wie genau die Polarisationsamplituden und starken Phasen für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ bei LHCb gemessen werden können, wurde eine Sensitivitätsstudie durchgeführt. Dazu wurden mehrere Toy-Experimente mit jeweils 650 000 Signalereignissen durchgeführt. Dies entspricht einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} , also einer LHCb Laufzeit von einem Jahr. Dabei ist es notwendig, sowohl Signal als auch Untergrund zu berücksichtigen, da dieser die statistische Genauigkeit der Parameter beeinflusst. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wurde aus den Werten in Abschnitt 4.4 berechnet: $f_{\text{sig}} = 0,13$ und $f_{\text{Pr}} = 0,77$ (siehe Gleichung 5.4). Wie bereits erwähnt werden sämtliche Untergrundparameter, sowie der absolute Anteil des Untergrundes in der Anpassung festgehalten. Die genaue Form des Untergrundes wird bei realen Daten aus den Seitenbändern bestimmt. Zeit- und Winkelakzeptanzen entsprechen wieder den Ergebnissen aus Abschnitt 6.1. Die gemittelten statistischen Fehler der Parameter aus 20 solcher Toy-Experimente sind in Tabelle 6.2 gegeben. Zum Vergleich sind die statistischen und systematischen Unsicherheiten der aktuellen Messungen vom Tevatron [5, 6] und den B-Fabriken [3, 4] ebenfalls aufgelistet. Die bei LHCb innerhalb eines Jahres erwarteten statistischen Fehler auf die Polarisationsamplituden und starken Phasen sind signifikant kleiner als die der bisherigen Messungen. In welchem Rahmen systematische Fehler zu berücksichtigen sind, wird im nächsten Kapitel diskutiert.

Parameter	Unsicherheit				
	LHCb erwartet für 2 fb^{-1} stat.	Babar (2007) stat. / syst.	Belle (2002) stat. / syst.	CDF (2007) stat. / syst.	DØ (2009) stat. / syst.
$ A_{\parallel} ^2$	0,001	0,010 / 0,006	-	0,012 / 0,006	0,013 / 0,025
$ A_0 ^2$	0,001	0,009 / 0,010	0,020 / 0,027	0,009 / 0,009	0,011 / 0,013
$ A_{\perp} ^2$	0,001	0,010 / 0,005	0,023 / 0,026	-	-
δ_{\parallel} [rad]	0,007	0,08 / 0,04	0,19 / 0,08	0,08 / 0,03	-
δ_{\perp} [rad]	0,006	0,05 / 0,03	0,13 / 0,06	0,06 / 0,01	-
Γ_d [ps^{-1}]	0,0009	-	-	-	-

Tabelle 6.2: *Statistische Unsicherheit aus der Anpassung der physikalischen Parameter bei einer LHCb-Laufzeit von einem Jahr (2 fb^{-1}), bestimmt aus insgesamt 20 Toy-Experimenten. Zum Vergleich sind die aktuellen Ergebnisse von Babar [3], Belle [4], CDF [5] und DØ [6] ebenfalls dargestellt.*

Kapitel 7

Systematische Studien

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass die zu erwartende statistische Unsicherheit auf die Messung der Polarisationsamplituden und starken Phasen im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ im Vergleich zu existierenden Messungen gering ist. Allerdings müssen auch systematische Fehler, wie zum Beispiel eine falsch beschriebene Winkelauflösung oder eine Teilchen-Antiteilchen-Asymmetrie berücksichtigt werden. Desweiteren kann die Messung als Referenzmessung für $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ benutzt werden, um die korrekte Beschreibung der Winkelakzeptanzen zu testen. Da die Polarisationsamplituden und starken Phasen im Kanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ bereits bei bisherigen Experimenten gut vermessen wurden, kann ein Abweichen der Ergebnisse von diesen Werten ein Indiz für eine falsche Beschreibung der Akzeptanzen sein. In diesem Kapitel werden nun zum einen Quellen für systematische Fehler diskutiert sowie deren Einfluss auf die Messung abgeschätzt und zum anderen untersucht, in welchem Rahmen die Winkelakzeptanzen mithilfe dieser Messung getestet werden können.

7.1 Einfluss der Winkelauflösung

Da die Winkelauflösung des Detektors in den benutzten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen nicht berücksichtigt wird, muss ein eventuell dadurch auftretender systematische Fehler auf die Polarisationsamplituden und starken Phasen untersucht werden. Aus dem Monte Carlo Datensatz (siehe Kapitel 4) wurde die Auflösung als Differenz von rekonstruiertem und generiertem Winkel bestimmt. Sie ist in Abbildung 7.1 für die drei Transversity-Winkel θ , ψ und φ gezeigt. Aus einem Doppelgaußfit an die Verteilung ergibt sich die Auflösung in den drei Winkeln zu $\sigma_\theta = 0,013$, $\sigma_\psi = 0,010$ und $\sigma_\varphi = 0,016$. Dabei ist die gewichtete Standardabweichung der Doppelgaußfunktion

$$\sigma = \sqrt{f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2}, \quad (7.1)$$

mit dem Verhältnis f und den Standardabweichungen σ_1 , σ_2 der einzelnen Gaußverteilungen. Diese Auflösung wurde bei der Generierung der Winkel in Toy-

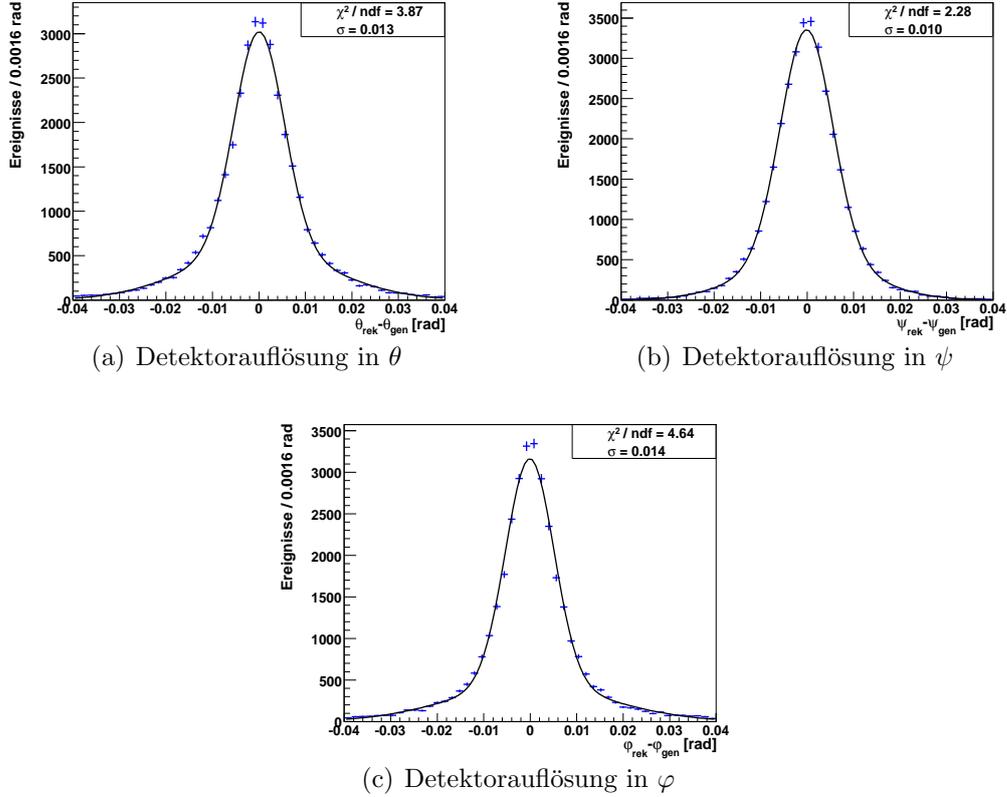


Abbildung 7.1: *Winkelauflösung des Detektors für die drei Transversity-Winkel θ , ψ und φ . Gezeigt ist die Differenz von rekonstruiertem und generiertem Winkel mit gefitteter Doppelgaußfunktion. Das jeweilige σ , berechnet nach Gleichung 7.1, gibt die im Toy-Experiment benutzte Auflösung an.*

Experimenten berücksichtigt, allerdings im Fit wie bisher vernachlässigt. Die generierten Winkel wurden mit einer Gaußverteilung, deren Breite der jeweiligen Auflösung entspricht, verschmiert. So erhält man eine Abschätzung über die Fehler, die durch deren Vernachlässigung entstehen könnten. Zu systematischen Studien wurden die Auflösungsweite künstlich verschlechtert. In Tabelle 7.1 sind die Ergebnisse von drei Studien mit verschiedenen Auflösungen in der Generierung gezeigt. Es ist die relative Abweichung der im Fit ermittelten Parameter von den Werten, die für die Generierung benutzt wurden, gemittelt über 50 Toy-Experimente, dargestellt. Jedes Toy-Experiment entspricht dabei einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} (650 000 Ereignisse) und beinhaltet sowohl Signal als auch Untergrund. Akzeptanzen wurden wie in Kapitel 6.1 berücksichtigt.

Die Abweichung der Fitergebnisse vom Eingabewert ist bei einfacher Auflösung im Rahmen der Fehler mit Null verträglich. Nur für die Amplitude $|A_{\perp}|^2$ ist eine signifikante Abweichung von 3σ zu verzeichnen, die bei einer Verschlechterung der

Parameter	Relative Abweichung in %		
	$1 \cdot (\sigma_\theta, \sigma_\psi, \sigma_\varphi)$	$2 \cdot (\sigma_\theta, \sigma_\psi, \sigma_\varphi)$	$3 \cdot (\sigma_\theta, \sigma_\psi, \sigma_\varphi)$
$ A_\parallel ^2$	$-0,01 \pm 0,07$	$0,24 \pm 0,07$	$0,34 \pm 0,08$
$ A_\perp ^2$	$-0,38 \pm 0,11$	$-1,0 \pm 0,10$	$-1,42 \pm 0,12$
δ_\parallel	$0,01 \pm 0,04$	$-0,09 \pm 0,04$	$-0,09 \pm 0,04$
δ_\perp	$-1,13 \pm 0,43$	$0,57 \pm 0,42$	$1,14 \pm 0,50$

Tabelle 7.1: Relative Abweichung der Fitergebnisse vom Eingabewert aus 50 Toy-Experimenten mit jeweils 650 000 B^0 Ereignissen bei veränderter Winkelauflösung in der Generierung. Gezeigt sind Studien mit ein-, zwei- und dreifacher Auflösung aus Monte Carlo Simulationen.

Auflösung noch deutlich ansteigt. Hier ist eine klare systematische Abhängigkeit zu verzeichnen. Wenn allerdings die korrekte Auflösung bekannt ist, können die Ergebnisse der Polarisationsamplituden und starken Phasen korrigiert werden und es verbleibt nur noch ein geringer systematischer Fehler.

7.2 Produktionsasymmetrie

Für die bisher vorgestellten Studien wurde eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im Fit benutzt, bei der von einer gleichen Produktionsrate von B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen in der Proton-Proton-Kollision ausgegangen wurde, siehe Kapitel 2.5. Allerdings ist nicht a priori klar, ob bei der Hadronisierung die B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen auch wirklich in gleichen Anteilen entstehen. Deshalb muss untersucht werden, ob eine mögliche Asymmetrie in der Produktion von B^0 und \bar{B}^0 systematische Auswirkungen auf die Messergebnisse hat. Berücksichtigt man eine Asymmetrie in der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Lebensdauerverteilung, so wird Gleichung 5.7 nach Kapitel 2.5 zu

$$\begin{aligned}
S_t(\Gamma_d, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\sigma_{t1}}, f_{\text{prod}}; t) = & \\
& [f_{\text{prod}} \cos^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + (1 - f_{\text{prod}}) \sin^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)] \Gamma_d e^{-t\Gamma_d} \\
& \otimes \left(f_{\sigma_{t1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t1}} e^{-\frac{(t-t)^2}{2\sigma_{t1}^2}} + (1 - f_{\sigma_{t1}}) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t2}} e^{-\frac{(t-t)^2}{2\sigma_{t2}^2}} \right),
\end{aligned} \tag{7.2}$$

wobei f_{prod} den Anteil der $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Zerfälle und $(1 - f_{\text{prod}})$ den Anteil der $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Zerfälle angibt. $\Delta m = 0,507 \text{ ps}^{-1}$ wurde Referenz [7] entnommen und für die weitere Studie festgehalten. Durch Toy-Experimente, in denen die Zahl der B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen nach dieser Gleichung erzeugt wird, kann je nach dem Wert von f_{prod} eine Asymmetrie in der Produktion simuliert werden. Führt man dann Toy-Experimente durch, bei denen man im Fit eine symmetrische Pro-

duktion nach Gleichung 5.7 voraussetzt, kann man eventuelle systematische Auswirkungen anhand der Ergebnisse erkennen. In Tabelle 7.2 sind die Resultate für jeweils 50 solcher Toy-Experimente mit einer Produktionsasymmetrie zwischen B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen von 0,1%, 0,5%, 1% und 2% gezeigt. Die Ergebnisse zeigen, dass bis zu einer möglichen Produktionsasymmetrie von 2% kein signifikanter Einfluss auf die beobachteten Polarisationsamplituden und Phasen zu erwarten ist.

Parameter	Relative Abweichung in %			
	0,1%	0,5%	1%	2%
$ A_{\parallel} ^2$	$0,00 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,08$	$0,16 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,07$
$ A_{\perp} ^2$	$-0,10 \pm 0,11$	$-0,14 \pm 0,12$	$-0,21 \pm 0,11$	$-0,04 \pm 0,12$
δ_{\parallel}	$-0,09 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,04$	$-0,05 \pm 0,04$	$-0,07 \pm 0,04$
δ_{\perp}	$0,81 \pm 0,48$	$0,14 \pm 0,45$	$0,50 \pm 0,45$	$0,30 \pm 0,50$

Tabelle 7.2: Relative Abweichung der Fitergebnisse vom Wert der Generierung, ermittelt aus 50 Toy-Experimenten mit jeweils 650 000 B^0 Ereignissen (2fb^{-1}) für verschiedene Asymmetrien in der Produktionsrate von B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen.

7.3 Unsicherheiten der Winkelakzeptanzen

Zur Bestimmung der winkelabhängigen Akzeptanzkorrekturen verwendet man voll simulierte Daten aus Monte Carlo Simulationen. Die Ergebnisse der Analyse sind abhängig von der korrekten Beschreibung dieser Akzeptanzen. Es ist also wichtig, zu untersuchen, wie die physikalischen Parameter von den simulierten Diese Auflösung wurde bei der Generierung der Winkel in Toy-Experimenten berücksichtigt, allerdings im Fit wie bisher vernachlässigt. Akzeptanzen abhängen. Dazu wurden diese künstlich variiert und die Auswirkungen auf die Messgrößen untersucht. In 20 Toy-Experimenten wurden Daten mit geänderten Akzeptanzen generiert und anschließend mit der nominellen aus Abschnitt 6.1 gefittet. Damit wird ein Unterschied zwischen realer Akzeptanz und benutzter Akzeptanz aus Monte Carlo simuliert. Jedes Toy-Experiment entspricht dabei der LHCb Datennahme von einem Jahr (2fb^{-1}), enthält also insgesamt 650 000 Signalzerfälle und Untergrundereignisse wie in Abschnitt 6.3 beschrieben. Ist die Abweichung der Fitergebnisse vom Wert der Generierung größer als die Fehler von bisherigen Messungen, so lässt dies Rückschlüsse auf die Beschreibung der Akzeptanzen zu. Dies ist auch die Strategie bei der Analyse mit realen Daten: Anhand des Vergleichs der Fitergebnisse mit bisherigen Experimenten kann man eine Aussage darüber machen, ob die Akzeptanzen richtig beschrieben wurden. Um zu testen, in welchem Rahmen eine eventuell falsche Beschreibung erkennbar wäre, wurden die Akzeptanz zufällig und systematisch verändert.

7.3.1 Zufällige Veränderungen

Zunächst wurde der Effekt einer zufälligen Veränderung der Akzeptanz innerhalb des statistischen Fehlers untersucht. Dazu wurde für jeden Akzeptanzbereich eine Zufallszahl nach einer Gaußverteilung generiert, deren Breite durch den Fehler der Akzeptanz in diesem Bereich gegeben ist. Durch Addieren der Zufallszahl zu der nominellen Akzeptanz erhält man eine veränderte, aber immer noch im Rahmen der statistischen Fehler kompatible Akzeptanz. Abbildung 7.2 zeigt hierzu den Vergleich zwischen zufällig modifizierter (rot) und nomineller (schwarz), in Kapitel 6.1 bestimmter, Akzeptanz. Tabelle 7.3 zeigt für 20 Toy-Experimente die relative Abweichung der gefitteten Parameter vom Eingabewert sowie zum Vergleich die relativen Fehler der Messungen von Babar und CDF. Um nun auf Daten diese Abweichung zu messen, muss sie größer sein als der Fehler bereits existierender Messungen dieser Größe. Für die Polarisationsamplitude ist dies nicht der Fall. Nur für die starke Phase δ_{\perp} sieht man eine signifikante Abweichung. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Akzeptanz aus einem kleinen Datensatz von 130 000 B^0 berechnet, dann aber zur Generierung von 650 000 Ereignissen benutzt wurde. Eine Änderung der Akzeptanz im Bereich des statistischen Fehlers hat dann signifikant höhere Auswirkungen auf den größeren Datensatz. Dieser Effekt kann auch bei der Analyse mit realen Daten eine Rolle spielen, da ebenfalls nur ein begrenzter Datensatz zur Akzeptanzberechnung verwendet wird. Hier muss noch quantitativ untersucht werden, welche Auswirkungen die Größe des Datensatzes auf das Resultat der Messung hat. Somit können die vorgestellten Ergebnisse nur als obere Abschätzung für den extremen Fall eines kleinen Datensatzes bei einer großen Anzahl von generierten Ereignissen betrachtet werden. Die Tatsache, dass nur δ_{\perp} signifikante Abweichungen zeigt, lässt aber den Schluss zu, dass eine statistische Variation der Akzeptanz im Rahmen der Fehler nicht messbar wäre.

Parameter	relative Abweichung des Fitergebnisses in %	relativer Fehler Babar (2007) in %	relativer Fehler CDF (2007) in %
$ A_{\parallel} ^2$	$1,48 \pm 0,08$	5,50	6,35
$ A_{\perp} ^2$	$-0,54 \pm 0,19$	4,80	–
δ_{\parallel} [rad]	$-0,36 \pm 0,04$	3,05	1,97
δ_{\perp} [rad]	$-10,85 \pm 0,76$	2,02	2,04

Tabelle 7.3: Relative Abweichung der Fitergebnisse vom Eingabewert bei zufällig modifizierter Akzeptanz in der Generierung, ermittelt aus 20 Toy-Experimenten mit jeweils 2fb^{-1} , sowie relative Fehler der Babar und CDF Messungen. Für die Polarisationsamplituden ist die Abweichung deutlich geringer als die Fehler der vorherigen Messungen.

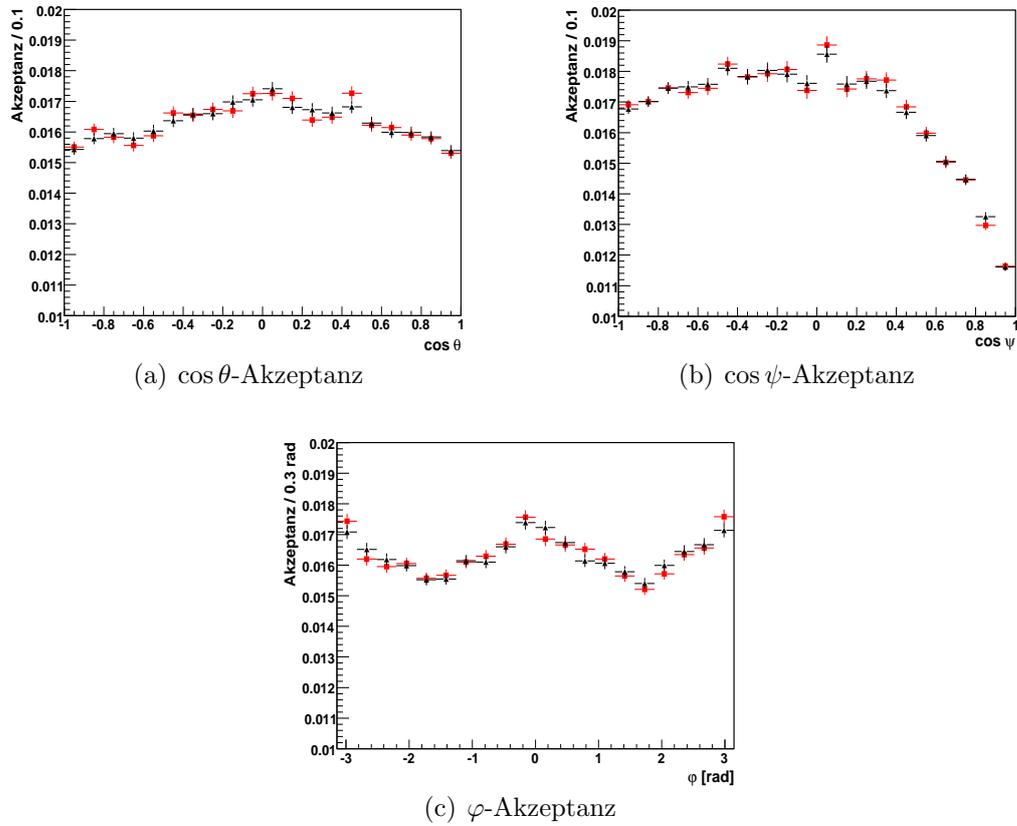


Abbildung 7.2: Projektionen der Winkelakzeptanz. Rot: im Rahmen der statistischen Fehler modifizierte Akzeptanzen. Schwarz: nominelle Akzeptanz berechnet nach Gleichung 6.2

7.3.2 Systematische Veränderungen

Neben statistischen Effekten wurden systematische Veränderungen der Winkelakzeptanzen untersucht, das heißt die Akzeptanzen wurden in bestimmten Bereichen der Transversity-Winkel systematisch erhöht oder verringert. Dabei sind nur relative Veränderungen der Form der Akzeptanzen von Bedeutung. Eine absolute Veränderung würde nur den Datensatz verkleinern und keine Abweichung bei den Ergebnissen liefern. Um diese Modifikationen zu erreichen, wurden die dreidimensionale Winkelakzeptanz in jeder Dimensionen ($\cos \theta, \cos \psi, \varphi$) mit verschiedenen Funktionen c_v^\pm multipliziert, so dass gilt

$$\varepsilon(\cos \theta, \cos \psi, \varphi) = \varepsilon(\cos \theta, \cos \psi, \varphi) \cdot c_v^\pm(\cos \theta) \cdot c_v^\pm(\cos \psi) \cdot c_v^\pm(\varphi), \quad (7.3)$$

wobei die Funktionen c_v^\pm durch

$$c_v^\pm(\cos \psi) = 1 \pm v \cdot \cos(\pi(1 + \cos \psi)), \quad (7.4)$$

$$c_v^\pm(\cos \theta) = 1 \pm v \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2}(1 - \cos \theta)\right), \quad (7.5)$$

$$c_v^\pm(\varphi) = 1 \pm v \cdot \cos(\pi + \varphi) \quad (7.6)$$

gegeben sind. Der Faktor $v = \{0,03; 0,05; 0,08\}$ gibt hierbei den Grad der relativen Veränderungen an. Die c_v^+ Funktionen wurden so gewählt, dass die Akzeptanzkurve in den meisten Bereichen systematisch abgeflacht, und die c_v^- Funktionen so, dass die Akzeptanzvariation systematisch verstärkt wurde. In Abbildung 7.3 sind beispielhaft die $c_{0,05}^\pm$ Funktionen, sowie die Projektionen der damit modifizierten Winkelakzeptanz graphisch dargestellt. Rot sind dabei die mit $c_{0,05}^+$ abgeflachten, und blau die mit $c_{0,05}^-$ verstärkten Akzeptanzen. Zur Verdeutlichung sind die einzelnen Punkte verbunden und die nominelle Akzeptanz in schwarz ebenfalls gezeigt.

Für jeden Winkel wurden nun Studien mit jeweils 20 Toy-Experimenten durchgeführt, wobei die mit c_v^\pm modifizierten Akzeptanzen in der Generierung der simulierten Ereignisse verwendet wurden. Im Fit wurde jeweils immer die nominelle Akzeptanz benutzt. In Abbildung 7.4 wird die daraus resultierende mittlere relative Abweichung des Fitergebnisses vom generierten Wert für die relevanten Parameter graphisch verdeutlicht. Es ist die relative Abweichung als Funktion der maximalen prozentualen Veränderung v der Akzeptanzen gezeigt. In rot ist das Ergebnis für eine Veränderung der $\cos \theta$ -Akzeptanz mit $c_v^+(\cos \theta)$ und $c_v^-(\cos \theta)$ angezeigt, entsprechend in blau für $\cos \psi$ und grün für φ . Die gestrichelten schwarzen Linien geben den Fehler der Messung von Babar an [3]. Die genauen Werte der relativen Abweichung für $v = 0,05$ sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Wie man in Abbildung 7.4 erkennt, hat eine Änderung der Akzeptanz in den verschiedenen Winkeldimensionen unterschiedliche Effekte auf die Fitergebnisse. Während bei einer Änderung in der $\cos \psi$ - oder φ -Dimension keine signifikante Abweichung erkennbar ist, liegt diese bei einer 3-5% Änderung der $\cos \theta$ -Akzeptanz bereits über den Unsicherheiten der bisherigen CDF und Babar Messungen. Würde die

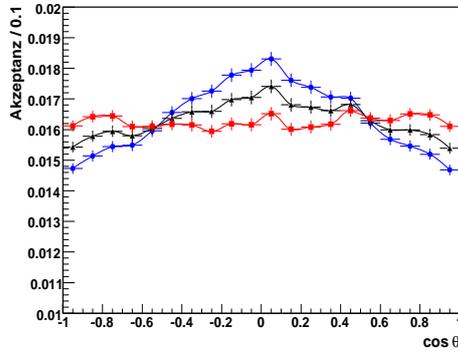
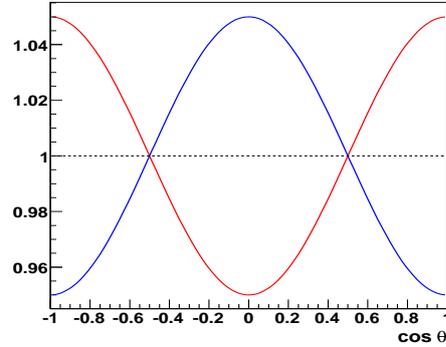
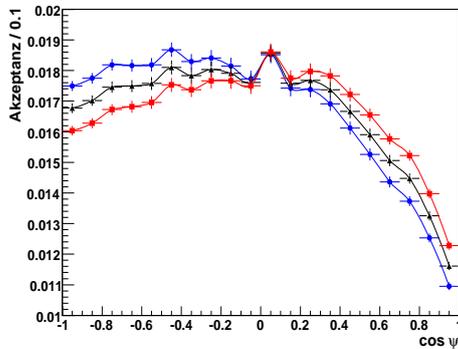
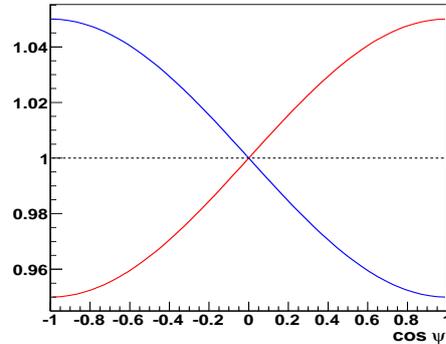
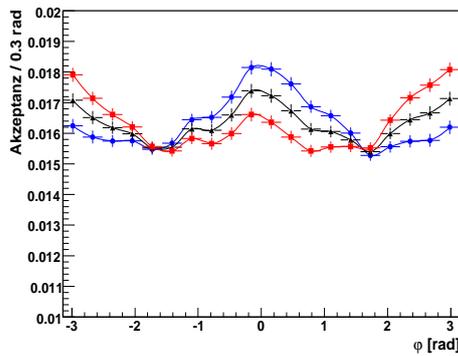
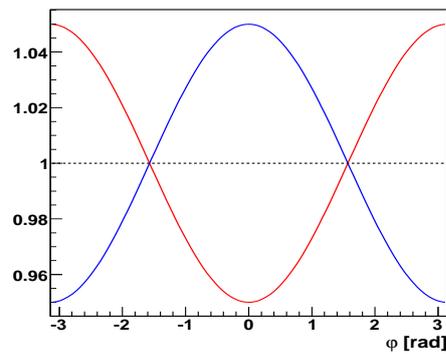
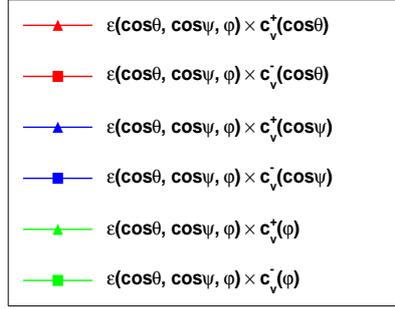
(a) $\cos \theta$ -Akzeptanz(b) Rot: $c_{0,05}^+(\cos \theta)$, Blau: $c_{0,05}^-(\cos \theta)$ (c) $\cos \psi$ -Akzeptanz(d) Rot: $c_{0,05}^+(\cos \psi)$, Blau: $c_{0,05}^-(\cos \psi)$ (e) φ -Akzeptanz(f) Rot: $c_{0,05}^+(\varphi)$, Blau: $c_{0,05}^-(\varphi)$

Abbildung 7.3: Projektionen der systematisch veränderten Winkelakzeptanz (linke Spalte), in rot multipliziert mit $c_{0,05}^+$ und in blau mit $c_{0,05}^-$. In der rechten Spalte sind die entsprechenden Funktionen $c_{0,05}^\pm$ dargestellt.



(a) Legende

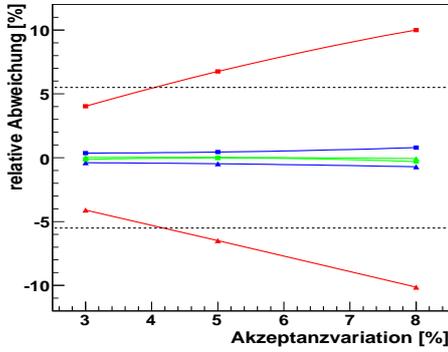
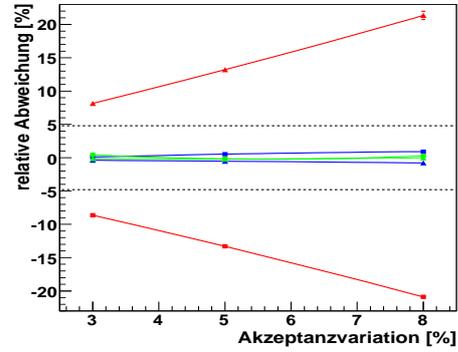
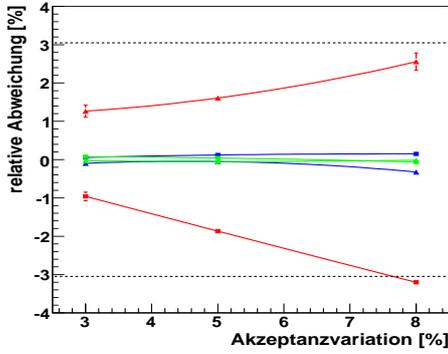
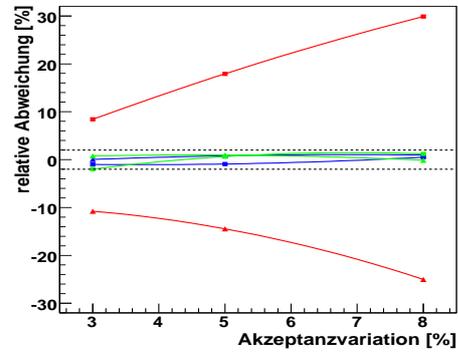
(b) relative Abweichung $|A_{\parallel}|^2$ (c) relative Abweichung $|A_{\perp}|^2$ (d) relative Abweichung δ_{\parallel} (e) relative Abweichung δ_{\perp}

Abbildung 7.4: Relative Abweichung der Polarisationsamplituden und Phasen bei systematischer Veränderung der Akzeptanz. Jeder Punkt entspricht der mittleren Abweichung von 20 Toy-Experimenten mit jeweils 650 000 Ereignissen, die mit einer von der im Fit abweichenden Akzeptanz generiert wurden. Rot: Abweichung bei Multiplikation der Akzeptanz mit $c_v^{\pm}(\cos\theta)$. Blau: Abweichung bei Multiplikation mit $c_v^{\pm}(\cos\psi)$. Grün: Abweichung bei Multiplikation mit $c_v^{\pm}(\varphi)$. Die dreieckigen Datenpunkte sind dabei die relative Abweichung bei abgeflachten Akzeptanzen (c_v^+), die viereckigen die Ergebnisse bei verstärkten Akzeptanzen (c_v^-). Die schwarzen gestrichelten Linien geben den relativen Fehler auf die entsprechenden Parameter aus der Babar Messung an [3].

Beschreibung der Akzeptanz durch Monte Carlo Simulationen also etwa 3-5% von der Realität abweichen, würde sich das in Ergebnissen äußern, die signifikant von denen bisheriger Messungen abweichen. Das heißt aber umgekehrt, dass man mit einer Messung der Polarisationsamplituden und starken Phasen zumindest die Beschreibung der $\cos\theta$ -Akzeptanz auf eine Genauigkeit von 3-5% testen kann. Im Gegensatz dazu könnte man eine Abweichung der Akzeptanz in $\cos\psi$ und φ in diesem Rahmen nicht erkennen.

Eine falsche Beschreibung der Winkelakzeptanzen in der Analyse von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ im Bereich von 5% hat jedoch keine Auswirkungen auf die Phase Φ [12].

Relative Abweichung in %			
Parameter	$c_{0,05}^+(\cos\psi)$	$c_{0,05}^+(\cos\theta)$	$c_{0,05}^+(\varphi)$
$ A_{\parallel} ^2$	$0,44\pm 0,17$	$6,74\pm 0,13$	$-0,02\pm 0,13$
$ A_{\perp} ^2$	$0,52\pm 0,25$	$-13,29\pm 0,12$	$-0,17\pm 0,19$
δ_{\parallel}	$0,12\pm 0,04$	$-1,88\pm 0,04$	$0,04\pm 0,08$
δ_{\perp}	$0,90\pm 0,70$	$-17,90\pm 0,70$	$-0,65\pm 0,65$
	$c_{0,05}^-(\cos\psi)$	$c_{0,05}^-(\cos\theta)$	$c_{0,05}^-(\varphi)$
$ A_{\parallel} ^2$	$-0,48\pm 0,13$	$-6,49\pm 0,13$	$0,02\pm 0,13$
$ A_{\perp} ^2$	$-0,55\pm 0,19$	$13,20\pm 0,19$	$-0,17\pm 0,19$
δ_{\parallel}	$-0,04\pm 0,08$	$1,26\pm 0,08$	$-0,04\pm 0,08$
δ_{\perp}	$-0,81\pm 0,76$	$14,45\pm 0,88$	$-0,94\pm 0,70$

Tabelle 7.4: Relative Abweichung der Fitergebnisse vom Eingabewert bei systematisch modifizierter Akzeptanz in der Generierung, ermittelt aus 20 Toy-Experimenten mit jeweils 650 000 B^0 Ereignissen (2fb^{-1}). Oberer Teil: Ergebnisse bei Verwendung der $c_{0,05}^+$ Funktionen in der Erzeugung der Toy-Daten. Unterer Teil: Ergebnisse bei Verwendung der $c_{0,05}^-$ Funktionen. Die Parameterwerte in der Generierung der Toy-Daten sind: $|A_{\parallel}|^2 = 0,240$, $|A_{\perp}|^2 = 0,160$, $\delta_{\parallel} = 2,501$ und $\delta_{\perp} = -0,170$.

7.4 Zusammenfassung der systematischen Studien

In diesem Kapitel wurden mögliche systematische Unsicherheiten in der Messung der Polarisationsamplituden im Zerfallskanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ untersucht. Es hat sich gezeigt, dass die Vernachlässigung der Winkelauflösung in der Anpassungsrechnung einen signifikanten Einfluss auf die Messergebnisse haben kann. Ist die tatsächliche Auflösung allerdings bekannt, kann der Fehler korrigiert werden. Die Annahme einer gleichen Produktionsrate von B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen hat bis zu einer Asymmetrie von 2% keinen Einfluss auf Messergebnisse. Desweiteren wurde

die Möglichkeit untersucht, mit der Messung der Polarisationsamplituden und starken Phasen, die aus Monte Carlo Simulationen berechnete Akzeptanzen in den Transversity-Winkeln $\cos\theta$, $\cos\psi$ und φ zu testen. Hier hat sich gezeigt, dass statistische Fluktuationen der Akzeptanzen durch Vergleich der Messergebnisse mit den Resultaten bisheriger Messungen vermutlich nicht erkennbar wären. Eine systematisch falsche Beschreibung der $\cos\theta$ -Akzeptanz im Bereich von 3-5% hätte allerdings signifikante Auswirkungen auf die Messergebnisse und wäre somit erkennbar. Abweichungen der $\cos\psi$ - und φ -Akzeptanz sind vermutlich bis zu einem Bereich von 8% nicht nachweisbar.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Methode zur Bestimmung der Polarisationsamplituden im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ am LHCb Experiment vorgestellt. Die Messergebnisse der Polarisationsamplituden und starken Phasen können mit existierenden Messungen verglichen werden, um die Winkelakzeptanzen des Detektors zu testen. Zunächst wurde die Selektion des Zerfalls vorgestellt, mit dem Ziel die Auswirkungen auf die Lebensdauer- und Winkelverteilungen zu minimieren, sowie den gleichen Phasenraum wie bei der $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ Selektion abzudecken. Für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2 \text{ fb}^{-1}$ (1 Jahr nomineller LHCb-Laufzeit) erwartet man insgesamt 650 000 Signalzerfälle.

Desweiteren wurde die Analysemethode zur Bestimmung der physikalischen Parameter, basierend auf einem Maximum Likelihood Fit, vorgestellt. Anhand von Pseudo-Experimenten wurde gezeigt, dass die Implementierung des Fits an sich sowie die Beschreibung der Akzeptanzen korrekt ist. Ein Fit an voll simulierte Monte Carlo Daten hat gezeigt, dass die benutzten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen die kinematischen Verteilungen richtig beschreiben und die Lebensdauer- und Winkelakzeptanzen die geometrischen Effekte des Detektors korrekt erfassen. Bei einer Sensitivitätsstudie basierend auf 20 Toy-Experimenten mit jeweils 650 000 (2 fb^{-1}) simulierten Signalzerfällen konnte gezeigt werden, dass die statistische Genauigkeit auf die Polarisationsamplituden und starken Phasen im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ bei LHCb signifikant höher ist als bei bisherigen Messungen.

Bei einer Abschätzung von systematischen Fehlern wurde klar, dass ein Ignorieren der Winkelauflösung in der Analyse einen systematischen Effekt auf die Messergebnisse zur Folge hat. Vor allem die Polarisationsamplitude $|A_{\perp}|^2$ zeigte deutliche Abweichungen bei Verschlechterung der Winkelauflösung. Allerdings kann dies bei bekannter Auflösung korrigiert werden. Der verbleibende systematische Fehler ist dann gering. Eine mögliche Asymmetrie in der Produktion von B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen von bis zu 2% hat vermutlich keinen Effekt auf die Messresultate.

In Bezug auf die Überprüfung der Winkelakzeptanzen durch Vergleich der Messergebnisse von Polarisationsamplituden und starken Phasen im Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

mit denen bisheriger Experimente können folgende Aussagen getroffen werden: Statistische Fluktuationen der Winkelakzeptanzen innerhalb der zu erwartenden statistischen Fehler haben vermutlich keinen Einfluss auf die Messergebnisse. Eine systematische Veränderung der Form der $\cos\theta$ -Akzeptanz im Bereich von 3-5% hat jedoch signifikante Auswirkungen und könnte durch Vergleich mit existierenden Messungen erkannt werden. Für die φ - und $\cos\psi$ -Akzeptanz sind bis zu einer systematischen Veränderung von 8% keine Effekte nachzuweisen. Das heißt, die Beschreibung der Winkelakzeptanzen kann bis auf circa 5% genau getestet werden. Eine falsche Beschreibung in diesem Rahmen hat jedoch keinen systematischen Effekt auf die Messung der schwachen Mischungsphase Φ im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ [12].

Bisher wurden noch keine Einflüsse von nicht-resonanten Beiträgen zum Endzustand $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K\pi$ untersucht. Der Hauptanteil liegt bei so genannten S-Wellen, bei denen das Kaon und Pion keine K^{*0} -Resonanz bilden, sondern mit relativem Drehimpuls $l = 0$ entstehen. Bisherige Messungen von DØ [6] und BaBar [30] ergaben einen Anteil dieser S-Wellen von $(4, 0 \pm 1, 0)\%$ beziehungsweise $(7, 3 \pm 1, 8)\%$ unter der K^{*0} Massenverteilung. Da die Zerfälle über S-Wellen andere Winkelverteilungen haben, als Zerfälle über die K^{*0} -Resonanz, können die Ergebnisse der Polarisationsamplituden und starken Phasen beeinflusst werden. Dies muss bei der weiteren Analyse noch berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] The CDF Collaboration, “First Flavor-Tagged Determination of Bounds on Mixing-Induced CP Violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Decays”, Phys. Rev. Lett. 100, 161802 (2008).
- [2] The D0 Collaboration, “Measurement of B_s^0 mixing parameters from the flavor-tagged decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ”, hep-ex, arXiv:0802.2255v1, (2008).
- [3] The Babar Collaboration, “Measurement of Decay Amplitudes of $B \rightarrow (c\bar{c})K^{*0}$ with an Angular Analysis, for $(c\bar{c}) = J/\psi, \psi(2S)$ and χ_{c1} ”, PRD-RC 76, 031102 (2007).
- [4] The Belle Collaboration, “Measurements of Branching Fractions and Decay Amplitudes in $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ decays”, PLB 538, 11 (2002).
- [5] The CDF Collaboration, “Angular Analysis of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ Decays and Measurement of $\Delta\Gamma_s$ and Φ ”, public note 8950 (2007) <http://www-cdf.fnal.gov>
- [6] The D0 Collaboration, “Measurement of the Angular and Lifetime Parameters of the Decays $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ”, PRL 102, 032001 (2009).
- [7] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, July 2008, <http://pdg.lbl.gov>
- [8] M. Kobayashi und T. Maskawa, “CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction”, Prog. Theor. Phys. 49 652 (1973).
- [9] L. Wolfenstein, “Parametrization of the Kobayashi-Maskawa-Matrix”, Phys. Rev. Lett. 51 1945 (1983).
- [10] J. Van Tilburg, “Track simulation and reconstruction in LHCb”, CERN-THESIS-2005-020, (2005).
- [11] CKMfitter Group (J. Charles *et al.*), Eur. Phys. J. C41, 1-131 (2005) [hep-ph/0406184], updated results and plots available at: <http://ckmfitter.in2p3.fr>
- [12] J. Albrecht *et al.*, “Road map for the measurement of mixing induced CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ at LHCb”, LHCb 2009-xx.

- [13] Heavy Flavor Averaging Group, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>
- [14] A.S. Dighe, I. Dunietz, R. Fleischer, “Extracting CKM phases and B_s^0 - \bar{B}_s^0 mixing parameters from angular distributions of non-leptonic B decays”, *Eur. Phys. J. C* 6, 647-662 (1999).
- [15] CERN multimedia gallery, <http://multimedia-gallery.web.cern.ch>
- [16] The LHCb Collaboration, “LHCb - Reoptimized Detector Design and Performance: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2003-030.
- [17] The LHCb Collaboration, “LHCb Velo: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2001-011.
- [18] The LHCb Collaboration, “LHCb Inner Tracker: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2002-029.
- [19] The LHCb Collaboration, “LHCb Outer Tracker: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2001-024.
- [20] The LHCb Collaboration, “LHCb RICH: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2000-037.
- [21] The LHCb Collaboration, “LHCb Calorimeters: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2000-036.
- [22] The LHCb Collaboration, “LHCb muon systems: Technical Design Report”, CERN/LHCC 2001-010.
- [23] R. Forty and O. Schneider, “RICH pattern recognition”, LHCb/89-040, 1998.
- [24] DaVinci v20r3, \$CCBARROOT/options;
aktualisiert in: 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 note 2009-025.
- [25] 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 note 2009-025.
- [26] Louis Lyons, “Statistics for nuclear and particle physicists”, Cambridge University Press, 1986.
- [27] C. Langenbruch *et al.*, “Fit of the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ”, LHCb note 2009-xx.
- [28] M. Calvi *et al.*, “Calibration of flavour tagging with $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ control channels at LHCb”, LHCb note 2009-020.
- [29] $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ parameters for toyMC sensitivity studies, v2, Sep 25 2008; <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCb/ParamSensit/betas-param-v2.pdf>

- [30] The Babar Collaboration, “Ambiguity-Free Measurement of $\cos 2\beta$: Time-Integrated and Time-Dependent Angular Analysis of $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K\pi$ ”, arXiv:hep-ex/0411016 (2004).

Erklärung

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

Heidelberg, den 26. Juni 2009

-
