

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
eingereicht von

Patrick Fahner

geboren in Mannheim (Deutschland)

August 2013

Messung von $\sin(2\beta)$ im Zerfall

$$B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$$

Verwendung von „Downstream“-Spuren der LHCb Daten
aus 2012

Diese Bachelorarbeit wurde von Patrick Fahner am
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg
unter der Aufsicht von
Prof. Dr. Stephanie Hansmann-Menzemer
durchgeführt.

Kurzfassung:

About:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Das LHCb-Experiment	9
2.1	Aufgaben und Ziele des Experimentes	9
2.2	Der LHCb-Detektor	9
2.2.1	Spurdetektoren	10
2.2.2	Detektoren zur Teilchenidentifikation	10
3	CP-Verletzung in B-Meson-Systemen	11
3.1	B-Mesonen und der Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$	11
3.1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	11
3.1.2	B-Mesonen und ihre Mischung	12
3.1.3	Der Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$	12
3.2	Diskrete Symmetrietransformationen	13
3.2.1	Scheinbare \mathcal{CP} -Invarianz	14
3.3	\mathcal{CP} -Verletzung in der Mischung	14
3.4	Direkte \mathcal{CP} -Verletzung	16
3.5	\mathcal{CP} -Verletzung in der Interferenz	16
3.6	CKM-Formalismus	17
4	Zusammenfassung	19

1 Einleitung

2 Das LHCb-Experiment

Der Large Hadron Collider (LHC) am Kernforschungszentrum CERN in Genf ist der derzeit größte Ringbeschleuniger der Erde. Er hat einen Durchmesser von ca. 27km. Im Ring werden zwei geladene Teilchenstrahlen in gegenläufiger Richtung auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und anschließend an vier möglichen Punkten zur Kollision gebracht. Bei den Teilchenstrahlen handelt es sich hauptsächlich um Protonenstrahlen, es werden aber auch Proton-Blei- und Blei-Blei-Kollisionen untersucht. An den vier Kollisionspunkten sind die großen Experimente positioniert: ATLAS, CMS, ALICE und LHCb. Eine der Hauptaufgaben der Experimente ATLAS und CMS ist die Suche nach dem Higgs-Boson, ALICE hingegen untersucht das Quark-Gluon-Plasma. Im folgenden soll nun aber detailliert auf das LHCb-Experiment eingegangen werden. [1]

2.1 Aufgaben und Ziele des Experimentes

Während des Urknalls sind Materie und Antimaterie in gleicher Zahl entstanden. Triffen ein Teilchen und ein Antiteilchen aufeinander, so werden diese vernichtet und es wird Energie frei. Doch wenn zunächst gleich viel Materie und Antimaterie vorhanden war, verwundert es, warum das Universum nur aus Materie besteht und überhaupt noch existiert.

Das Standardmodell der Teilchenphysik kann dieses Ungleichgewicht nur unzureichend erklären. Es beschreibt zwar die \mathcal{CP} -Verletzung der schwachen Wechselwirkung, die auch Bestandteil dieser Arbeit ist, und liefert damit einen potentiellen Kandidaten zur Erklärung, allerdings jene zu schwach. Es muss also auch \mathcal{CP} -verletzende Beiträge jenseits des Standardmodells geben. Genau dieser Frage hat sich LHCb (Large Hadron Collider beauty) verschrieben. Es untersucht Teilchen und Zerfälle, die von einem b - bzw. \bar{b} -Quark (außerdem auch c/\bar{c} -Quarks) ausgehen. Aus diesen bilden sich B-(D-)Mesonen, die sehr sensitiv auf Hinweise für „neue Physik“ sind. In diversen Zerfalls- und Mischprozessen enthalten die dazugehörigen Feynmangraphen Schleifen, in denen es möglich ist, dass neben dem Standardmodell auch „neue Physik“ Beiträge zu Zerfallsamplituden etc. liefert. Man versucht also indirekt Hinweise auf neue Teilchen und Prozesse zu finden. Um dies erfolgreich zu gestalten, ist eine präzise Messung des Standardmodells unabdingbar. [2]

2.2 Der LHCb-Detektor

Im Gegensatz zu den anderen Experimenten ist der LHCb-Detektor ein einarmiger Vorwärtsspektrometer. Dies liegt daran, dass $b\bar{b}$ -Paare hauptsächlich in oder entgegen

2 Das LHCb-Experiment

der Protonenstrahlrichtung produziert werden. Aus Kostengründen hat man darauf verzichtet, den Detektor in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung zu bauen. Stattdessen lag der Fokus darauf, nur einen Detektor, aber mit entsprechend besserer Präzision und Auflösung zu bauen. Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch die (y,z) -Ebene des Detektors. Der Detektor deckt in x -Richtung einen Bereich von $10\text{--}300\text{mrad}$ und in y -Richtung von $10\text{--}250\text{mrad}$ ab. Die Subdetektoren lassen sich nach ihrem Zweck in zwei Unterkategorien einteilen: Detektoren zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifikation.

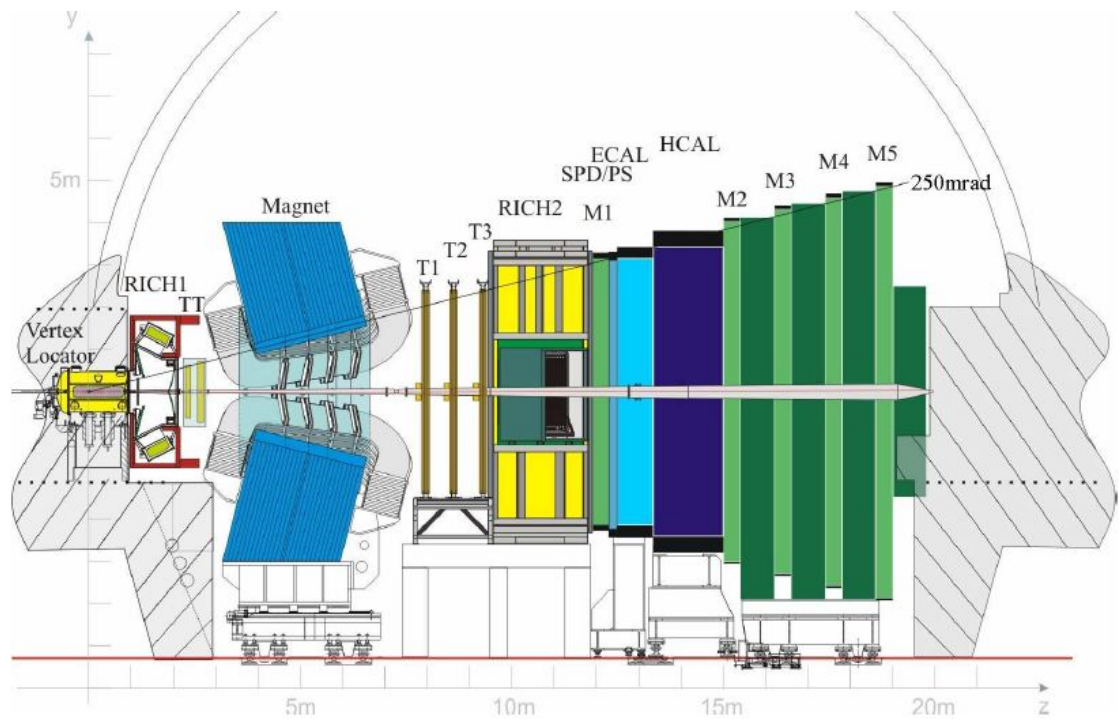


Abbildung 2.1: Schnitt durch die (y,z) -Ebene des LHCb-Detektors. Die Abbildung wurde [3] entnommen.

2.2.1 Spurdetektoren

Vertex Locator (VeLo)

Aufgabe des Vertex Locator (VeLo) ist die Detektion des Primärvertex (Entstehung eines Teilchens) sowie des Sekundärvertex (erste Interaktion des Teilchens, meist Zerfall). Er ist sehr nah am Kollisionspunkt aus Silikonstreifen aufgebaut und besteht aus 21 Stationen. Um Schäden zu vermeiden, besteht der VeLo aus zwei Hälften, die erst zusammengeführt werden, sobald der Teilchenstrahl im Experiment stabil ist.

Tracker Turicensis (TT)

Der Tracker Turicensis (TT) besteht aus zwei Stationen, die sich hinter dem Magneten befinden und eine Detektionsfläche von etwa $8,4\text{m}^2$ bieten. Sie sind wie der VeLo aus Silikonstreifen aufgebaut und ermöglichen eine dreidimensionale Spurrekonstruktion, wobei die TT-Stationen so aufgebaut sind, dass die Präzision in der horizontalen Ablenkungsebene (x,z) des Magneten am besten ist. Die Auflösung eines einzelnen Teilchentreffers beträgt etwa $50\mu\text{m}$.

2.2.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

3 CP-Verletzung in B-Meson-Systemen

3.1 B-Mesonen und der Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$

3.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik gibt es 17 elementare Bausteine der Materie (siehe Abb. 3.1): 12 Fermionen, davon 6 Quarks (u, d, c, s, t, b), die sich im engeren Sinne zur Materie hadronisieren oder Mesonen bilden, und 6 Leptonen (e, μ , τ sowie die jeweiligen Neutrinos ν_e , ν_μ , ν_τ). Von diesen 12 Fermionen existieren jeweils noch Antiteilchen (gleiche Eigenschaften, aber entgegengesetzte Masse). Das Standardmodell enthält weiterhin 4 Eichbosonen (Photon, Gluon, Z- und W^\pm -Boson), die die 3 der 4 elementaren Kräfte übertragen: die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung. Das für die Gravitation postulierte Graviton konnte bislang nicht nachgewiesen werden. Ergänzt wird das Standardmodell, durch das Higgs-Boson, welches als Teil des Higgs-Mechanismus den Elementarteilchen seine Masse verleiht und Gegenstand aktueller Forschung ist. Mit hoher Wahrscheinlichkeit gelang jüngst der Nachweis des Higgs am CERN [7].

Drei Generationen der Materie (Fermionen)					
	I	II	III		
Masse →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0	? GeV
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name →	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2,2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron- Neutrino	<0,17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon- Neutrino	<15,5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau- Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z⁰ Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ±1 1 W[±] W Boson	
Leptonen					Eichbosonen

Abbildung 3.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik [6]

3.1.2 B-Mesonen und ihre Mischung

Mesonen sind Paare aus Quarks und Antiquarks beliebigen Flavours. B-Mesonen insbesondere bestehen aus einem Anti-b-Quark (\bar{b}) mit einem u-, d-, c- oder s-Quark beziehungsweise aus der Kombination der jeweiligen Antiteilchen (Anti-B-Mesonen).

Die in dieser Arbeit betrachteten B_d^0 -Mesonen haben demnach die Quarkzusammensetzung $|B_d^0\rangle = |\bar{b}d\rangle$ und sind elektrisch neutral. Solch neutrale Mesonen besitzen die Eigenschaft, dass sie sich in ihre Antiteilchen wandeln können und umgekehrt. Es findet folglich eine Oszillation zwischen B_d^0 und \bar{B}_d^0 statt, die man auch Mischung nennt. Abbildung 3.2 zeigt zwei mögliche Feynmangraphen für diesen Prozess. Innerhalb der Schleifen kann die Energieerhaltung kurzzeitig verletzt werden, sodass auch kurzerhand die deutlich schweren top-Quarks entstehen können. Zu diesem Mischungsprozess leisten sie sogar einen dominanten Beitrag. Präzise Messungen der B_d^0 -Mischung erlauben Aussagen bspw. über die top-Masse und grenzen damit das Standardmodell ein, gleichzeitig erhofft man sich, durch noch präzisere Messungen Hinweise auf „neue Physik“ zu finden, die sich dann in kleinsten Korrekturen innerhalb der Schleife bemerkbar machen würden.

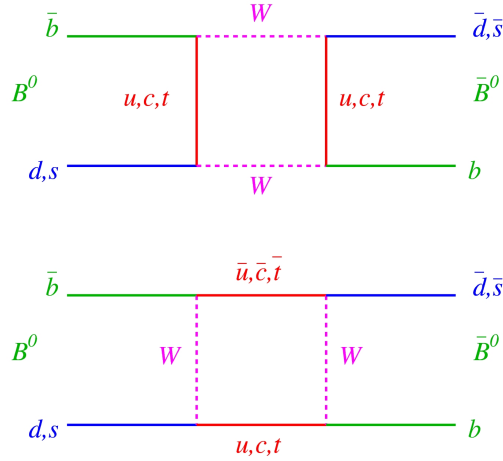


Abbildung 3.2: Feynmangraphen zur Mischung von B_d^0 - und \bar{B}_d^0 -Mesonen

3.1.3 Der Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$

In dieser Arbeit wird der Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ betrachtet. Abbildung 3.3 zeigt entsprechende Feynmangraphen. Jener Kanal ist auch als „goldener“ Zerfallskanal für die Messung der \mathcal{CP} -Verletzung bekannt. Hintergrund ist, dass der Endzustand $|J/\Psi K_s^0\rangle$ ein \mathcal{CP} -Eigenzustand ist ($\mathcal{CP} |J/\Psi K_s^0\rangle = -|J/\Psi K_s^0\rangle$). Die Teilchen J/Ψ und K_s^0 haben die Flavoureigenzustände $|J/\Psi\rangle = |c\bar{c}\rangle$ sowie $|K_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|d\bar{s}\rangle - |s\bar{d}\rangle)$. Diese Teilchen sind ebenfalls nicht stabil und zerfallen unter anderem weiter gemäß $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und

$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, was zur Rekonstruktion der B_d^0 -Mesonen im Detektor genutzt wird.

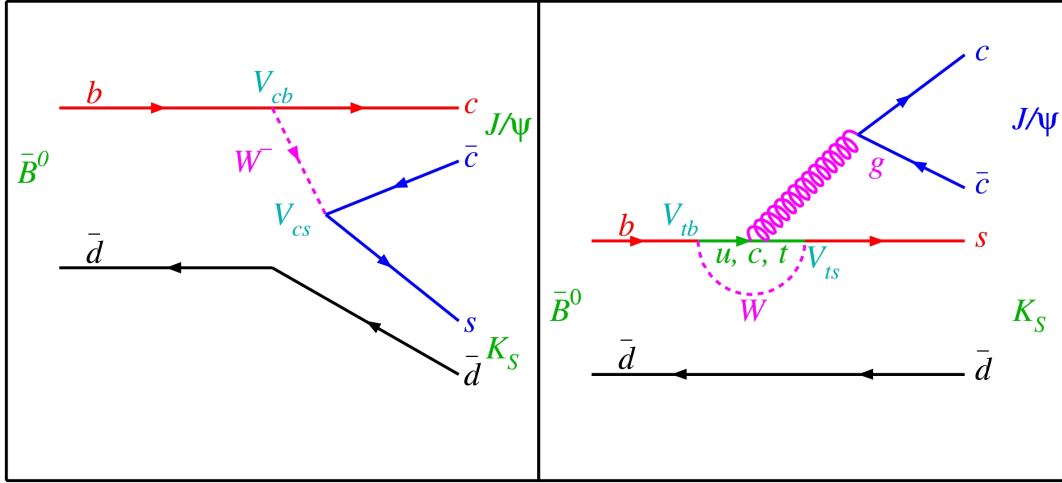


Abbildung 3.3: Feynmangraph zum Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Links: Baumdiagramm, rechts: Pinguindiagramm

3.2 Diskrete Symmetrietransformationen

Symmetrien sind in der Physik von zentraler Bedeutung. Gemäß dem Noether-Theorem existiert in der klassischen Physik zu jeder kontinuierlichen Symmetrie eine Erhaltungsgröße. In quantenmechanischen Systemen können wir drei diskrete Symmetrietransformationen betrachten:

1. Parität \mathcal{P} :

Bei der Paritätsoperation wird das Vorzeichen der kartesischen Ortskoordinaten umgekehrt. Dies entspricht einer Punktspiegelung.

2. Ladungskonjugation \mathcal{C} :

Jedes Teilchen wird durch sein Antiteilchen ersetzt.

3. Zeitumkehr \mathcal{T} :

Das Vorzeichen auf der Zeitachse wird umgekehrt. Da in der vorliegenden Arbeit allerdings nur die CP-Verletzung gemessen werden soll, wird die Zeitumkehr im folgenden vernachlässigt.

Entgegen der klassischen Intuition konnte Wu 1956 nachweisen, dass die Parität im β -Zerfall und damit in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten ist. Weitere Experimente zeigen, dass die schwache Wechselwirkung die Parität maximal verletzt: Neutrinos, die nur schwach wechselwirken können, sind stets „linkshändig“ (Spin und Impuls antiparallel), Antineutrinos dagegen immer „rechtshändig“ (Spin und Impuls parallel).

3 CP-Verletzung in B-Meson-Systemen

Da der Spin im Gegensatz zum Impuls invariant unter \mathcal{P} -Transformation ist, würde diese Operation aus einem linkshändigen Neutrino ein rechtshändiges machen, was in der Natur nicht realisiert ist.

Damit ist offensichtlich, dass die schwache Wechselwirkung auch die Ladungskonjugation verletzt: Wendet man die \mathcal{C} -Transformation auf ein linkshändiges Neutrino an, so erhält man ein linkshändiges Antineutrino. Dieses existiert aber wie bereits erwähnt nicht. Analog gilt die Überlegung auch für Antineutrinos.

3.2.1 Scheinbare \mathcal{CP} -Invarianz

Wendet man nun aber die Transformationen \mathcal{P} und \mathcal{C} direkt hintereinander an, so ergibt sich zunächst kein Widerspruch zur Natur (siehe Abb. 3.4). Aus einem linkshändigen Neutrino wird ein rechtshändiges Antineutrino. Im Jahre 1964 wurde dann allerdings im Zerfall neutraler K-Mesonen erstmals \mathcal{CP} -Verletzung nachgewiesen. [8]

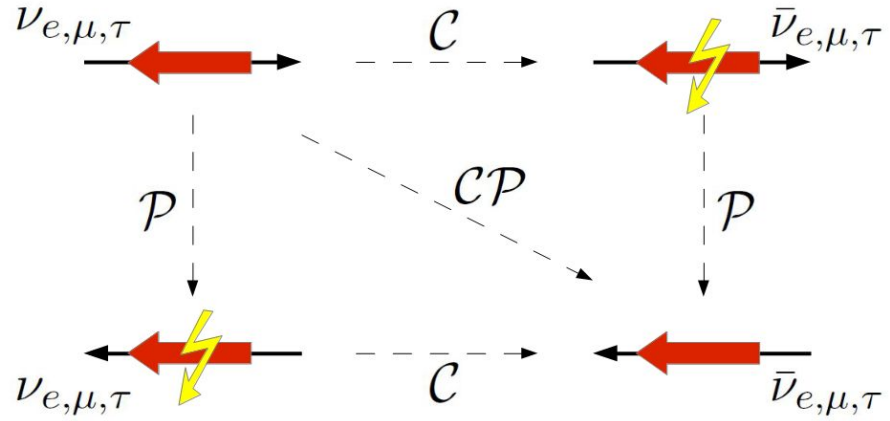


Abbildung 3.4: Scheinbare \mathcal{CP} -Invarianz: Während eine reine \mathcal{P} - oder \mathcal{C} -Transformation zu in der Natur nicht realisierten Zuständen führt, scheint es bei der kombinierten \mathcal{CP} -Transformation keinen Widerspruch zu geben (dünne Pfeile: Impulsausrichtung, dicke Pfeile: Spinausrichtung).

3.3 \mathcal{CP} -Verletzung in der Mischung

Die Flavoureigenzustände $|B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle$ und $|\overline{B^0}\rangle = |b\bar{d}\rangle$ entsprechen nicht den Masseneigenzuständen. Wir definieren daher die normierten Zustände

$$|B_h\rangle = p|B^0\rangle - q|\overline{B^0}\rangle \quad (3.1)$$

$$|B_l\rangle = p|B^0\rangle + q|\overline{B^0}\rangle \quad (3.2)$$

$$\text{mit } |p|^2 + |q|^2 = 1 \quad (3.3)$$

3.3 \mathcal{CP} -Verletzung in der Mischung

welche eine definierte Masse und Zerfallsbreite besitzen. Sie sind auch Eigenzustände eines nicht-hermiteschen Hamiltonoperators (Nichtermitizität wegen des möglichen Zerfalls der Teilchens). Dieser setzt sich zusammen aus den hermiteschen Massenoperatoren M und Γ . Notieren wir die lineare Superposition der Zustände 3.1 und 3.2 als $\begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}$, so nimmt die zeitabhängige Schrödingergleichung die Form

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

an und führt zur folgenden zeitlichen Entwicklung der Zustände:

$$\begin{aligned} |B_{h/l}(t)\rangle &= e^{-im_{h/l}t - \frac{1}{2}\Gamma_{h/l}t} |B_{h/l}(0)\rangle \\ &= e^{-\gamma_{h/l}t} (p |B^0\rangle \mp q |\overline{B^0}\rangle) \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\text{mit } \gamma_{h/l} = im_{h/l} + \frac{\Gamma_{h/l}}{2} \quad (3.6)$$

Hierbei ist $\gamma_{h/l}$ so definiert, dass $-i\gamma_{h/l} = m_{h/l} - \frac{i}{2}\Gamma_{h/l}$ die Eigenwerte des Hamiltonoperators $\mathcal{H} := (M - \frac{i}{2}\Gamma)$ sind. Umgeschrieben auf die Flavoureigenzustände erhält man:

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= \frac{1}{2p} (|B_h\rangle + |B_l\rangle) \\ &= \frac{1}{2} \left[(e^{-\gamma_h t} + e^{-\gamma_l t}) |B^0\rangle - \frac{q}{p} (e^{-\gamma_h t} - e^{-\gamma_l t}) |\overline{B^0}\rangle \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines $|B^0\rangle$ (zum Zeitpunkt $t = 0$) in ein $|\overline{B^0}\rangle$ beträgt:

$$\begin{aligned} P(B^0 \rightarrow \overline{B^0})(t) &= |\langle \overline{B^0} | B^0(t) \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left[e^{-\Gamma_h t} + e^{-\Gamma_l t} - 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_h + \Gamma_l)t} \cos(\Delta m_d t) \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\text{mit } \Delta m_d = m_h - m_l \quad (3.9)$$

Analog gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit eines $|\overline{B^0}\rangle$ in ein $|B^0\rangle$:

$$P(\overline{B^0} \rightarrow B^0)(t) = \frac{1}{4} \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left[e^{-\Gamma_h t} + e^{-\Gamma_l t} - 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_h + \Gamma_l)t} \cos(\Delta m_d t) \right] \quad (3.10)$$

Es kommt daher in der Mischung zur \mathcal{CP} -Verletzung, wenn die Oszillation ungleichmäßig verläuft, anders ausgedrückt:

$$\mathcal{CP}\text{-Verletzung in der Mischung} \quad \Longleftrightarrow \quad \left| \frac{p}{q} \right| \neq 1 \quad (3.11)$$

3.4 Direkte CP-Verletzung

Die Zerfallsamplituden der neutralen B^0 -Mesonen in einen Endzustand $|f\rangle$ bzw. seinen CP-konjugierten Zustand $|\bar{f}\rangle$ sind definiert als

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H} | B^0 \rangle, & A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | B^0 \rangle, \\ \overline{A_f} &= \langle f | \mathcal{H} | \overline{B^0} \rangle, & \overline{A_{\bar{f}}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \overline{B^0} \rangle. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnet \mathcal{H} einen Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung. Ist CP erhalten, dann sollten die Zerfallsraten, ergo auch die Zerfallsamplituden eines B^0 nach f sowie eines $\overline{B^0}$ nach \bar{f} gleich sein. Dies bedeutet:

$$\text{Direkte CP-Verletzung} \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{|A_f|}{|\overline{A_f}|} \neq 1 \quad \text{bzw.} \quad \frac{|\overline{A_{\bar{f}}}|}{|A_{\bar{f}}|} \neq 1 \quad (3.13)$$

3.5 CP-Verletzung in der Interferenz

Die Zustände 3.1 und 3.2 haben eine nahezu gleiche Anzahl an Zerfällskanäle. Dies hat zur Folge, dass die Lebensdauern des schweren und leichten Zustands innerhalb weniger Prozent gleich sind:

$$\Gamma := \Gamma_h = \Gamma_l \quad (3.14)$$

Weiterhin sagt das Standard Modell nur eine kleine CP-Verletzung in der B_d^0 - $\overline{B_d^0}$ -Mischung voraus, sodass

$$\left| \frac{p}{q} \right| = 1 \quad \text{in } \mathcal{O}(10^{-3}). \quad (3.15)$$

Für das B-Meson-System bleibt daher nur die Möglichkeit der CP-Verletzung in der Interferenz von Mischung und direktem Zerfall. Der in dieser Arbeit betrachtete Zerfallskanal $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ hat einen CP-Eigenzustand als Endzustand ($\text{CP} | J/\Psi K_s^0 \rangle = - | J/\Psi K_s^0 \rangle$). In Anlehnung an 3.12 sind die Zerfallsamplituden hier definiert als

$$A_f := \langle f | B^0(t) \rangle, \quad \overline{A_f} := \langle f | \mathcal{H} | \overline{B^0} \rangle$$

Mit Blick auf die Zerfallsamplituden der Masseneigenzustände wird die komplexe Größe

$$\lambda_f := \frac{q \overline{A_f}}{p A_f} \quad (3.16)$$

definiert. Ausgehend von Gleichung 3.7 sowie mit Hilfe der Gleichungen (3.14), (3.15) und (3.16) gilt für die Zerfallsrate eines anfänglich reinen B_d^0 -Zustands:

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0) &= \frac{1}{4} \left| (e^{-\gamma_h t} + e^{-\gamma_l t}) A_f - \frac{q}{p} (e^{-\gamma_h t} - e^{-\gamma_l t}) \overline{A_f} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} |A_f|^2 e^{-\Gamma t} [1 + |\lambda_f|^2 + (1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta m_d t) - 2 \text{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m_d t)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Analog:

$$\Gamma(\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0) = \frac{1}{2} |A_f|^2 e^{-\Gamma t} [1 + |\lambda_f|^2 - (1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta m_d t) + 2\text{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m_d t)] \quad (3.18)$$

Damit kann die vom Standard Modell prognostizierte \mathcal{CP} -verletzende Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0) - \Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0)}{\Gamma(\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0)} \quad (3.19)$$

$$= -\frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \cos(\Delta m_d t) + \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(\Delta m_d t) \quad (3.20)$$

$$=: C_{J/\Psi K_s^0} \cos(\Delta m_d t) + S_{J/\Psi K_s^0} \sin(\Delta m_d t) \quad (3.21)$$

berechnet werden und vereinfacht sich - da $|J/\Psi K_s^0\rangle$ ein \mathcal{CP} -Eigenzustand ist, gilt $|\lambda_f| = 1$ - hier zu

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} = \text{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m_d t). \quad (3.22)$$

Damit kann im B-Meson-System, insbesondere im Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ durch Messung der Asymmetrie-Amplitude $S_{J/\Psi K_s^0}$ \mathcal{CP} -Verletzung in der Interferenz gemessen werden.

$$\mathcal{CP}\text{-Verletzung in der Interferenz} \quad \Longleftrightarrow \quad S_{J/\Psi K_s^0} = \text{Im}(\lambda) \neq 0 \quad (3.23)$$

3.6 CKM-Formalismus

Durch Austausch eines W^\pm -Bosons können Quarks ihren Flavour ändern. Dabei sind sie aber nicht an ihre jeweilige Generation gebunden, sondern können - wenn auch zum Teil stark unterdrückt - prinzipiell den Flavour einer jeden Generation annehmen. Ein kleines Beispiel: Der Eigenzustand $|u\rangle$ der starken Wechselwirkung geht über den schwachen Prozess (Austausch eines W^\pm -Bosons) nicht in ein $|d\rangle$ über, sondern vielmehr in eine Linearkombination aus $|d\rangle$, $|s\rangle$ und $|b\rangle$, die im folgenden mit $|d'\rangle$ bezeichnet wird. Allgemein werden die möglichen Linearkombinationen durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (kurz: CKM-Matrix) beschrieben.

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Das Betragsquadrat eines jeden Matricelementes $|V_{ij}|^2$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines Quarks $|i\rangle$ in ein $|j\rangle$ an. Da die V_{ij} prinzipiell komplex sein können, gibt es zunächst 18 freie Parameter, die zu bestimmen sind. Diese Zahl reduziert sich zum einen um 5 relative Quarkphasen, die physikalisch nicht beobachtbar sind.

3 CP-Verletzung in B-Meson-Systemen

Zum anderen reduziert die Forderung nach Unitarität der CKM-Matrix die Zahl der unabhängigen Parameter um 9, sodass am Ende 4 Parameter, 3 Euler Winkel sowie eine Phase, welche für die \mathcal{CP} -Verletzung verantwortlich ist, zu bestimmen sind. Die CKM-Matrix lässt sich näherungsweise durch die Wolfenstein-Parametrisierung darstellen:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (3.25)$$

Für den Zerfall von B_d^0 -Mesonen ist die Unitaritätsbedingung

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (3.26)$$

von besonderer Bedeutung. Man kann die einzelnen Summanden nun in der (ρ, η) -Ebene auftragen und erhält dabei ein sogenanntes Unitaritätsdreieck. Es wird so normiert, dass die Unterseite bei $(0,0)$ beginnt und bei $(1,0)$ endet (siehe Abb. 3.5). Die obere Ecke liegt dann bei $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, wobei $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ und $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$ gemäß der Wolfenstein-Parametrisierung sind. Die Winkel des Dreiecks erhält man über

$$\alpha = \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta = \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \gamma = \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \quad (3.27)$$

Abbildung 3.5: Unitaritätsdreieck

Das Standardmodell stellt für den hier untersuchten Zerfallskanal eine Beziehung zwischen dem Winkel β und der komplexen Größe λ_f aus Gleichung 3.16 her ([11], [12]):

$$\lambda_f = \underbrace{\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}}_{\frac{q}{p}} \underbrace{\frac{V_{cd}^*V_{cb}}{V_{cd}V_{cb}^*}}_{\frac{A_f}{A_f}} = e^{2i\beta} \quad (3.28)$$

$$\implies S_{J/\Psi K_s^0} = \text{Im}(\lambda_f) = \sin(2\beta). \quad (3.29)$$

Durch Messung der Amplitude der \mathcal{CP} -Asymmetrie kann man direkte Rückschlüsse auf den CKM-Winkel β ziehen.

4 Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

- [1] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider>
(Stand: 01.08.2013)
- [2] <http://www.weltmaschine.de/experimente/lhcb/>(Stand: 01.08.2013)
- [3] The LHCb Collaboration, The LHCb Detector at the LHC, 2008 JINST, 3 S08005.
- [4] Christian Linn, ...
- [5] LHCb-Analyse, ...
- [6] http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg (Stand: 07.07.2013)
- [7] <http://press.web.cern.ch/press-releases/2013/03/new-results-indicate-particle-discovered-cern-higgs-boson>
- [8] K. Kleinknecht, Uncovering ...
- [9] PDG-Wert für Tau
<http://pdglive.lbl.gov/popupblockdata.brl?nodein=S042T&inscript=Y&fsizein=1&clumpin0=> (Stand: 02.07.2013)
- [10] http://www-zeus.physik.uni-bonn.de/~brock/feynman/vtp_ss06/
- [11] Nir, Heavy Flavour Physics
- [12] Noguchi, ...
- [13] <http://lhcb-trig.web.cern.ch/lhcb-trig/>
- [14] <http://arxiv.org/pdf/0905.0724v1.pdf>
- [15] <http://arxiv.org/pdf/physics/0402083v3.pdf>
- [16] Stefania Vecchi, OS combination for Reco14
- [17] <http://arxiv.org/pdf/1201.5069.pdf>

Erklärung

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

Heidelberg, den ...,