

Theoretische Flavourphysik

Ulrich Nierste

Karlsruher Institut für Technologie



Bundesministerium
für Bildung
und Forschung



Hauptvortrag DPG-Tagung Dresden
8. März 2013

Contents

Überblick

B – \bar{B} -Mischung

$B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$

$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$

$B \rightarrow K^{(*)} \ell \bar{\ell}$

$B_s \rightarrow \phi \pi^0, \phi \rho^0$

Vierte Generation im Standardmodell

Zusammenfassung

Überblick

Standardmodell: Flavour-ändernde Parameter sind extrem klein!

Down-artige Yukawa-Matrix Y^d in Basis mit diagonalem Y^u :

$$Y^d = V^\dagger \hat{Y}^d = \begin{pmatrix} 10^{-5} & -7 \cdot 10^{-5} & (12 + 6i) \cdot 10^{-5} \\ 4 \cdot 10^{-6} & 3 \cdot 10^{-4} & -6 \cdot 10^{-4} \\ (2 + 6i) \cdot 10^{-8} & 10^{-5} & 2 \cdot 10^{-2} \end{pmatrix}$$

bei der Skala $\mu = m_t$.

V ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) -Matrix.

Größtes Nebendiagonalelement: $V_{ts}^* y_b \equiv V_{32}^* y_b = -6 \cdot 10^{-4}$.

Überblick

Standardmodell: Flavour-ändernde Parameter sind extrem klein!

Down-artige Yukawa-Matrix Y^d in Basis mit diagonalem Y^u :

$$Y^d = V^\dagger \hat{Y}^d = \begin{pmatrix} 10^{-5} & -7 \cdot 10^{-5} & (12 + 6i) \cdot 10^{-5} \\ 4 \cdot 10^{-6} & 3 \cdot 10^{-4} & -6 \cdot 10^{-4} \\ (2 + 6i) \cdot 10^{-8} & 10^{-5} & 2 \cdot 10^{-2} \end{pmatrix}$$

bei der Skala $\mu = m_t$.

V ist die **Cabbibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)** -Matrix.

Größtes Nebendiagonalelement: $V_{ts}^* y_b \equiv V_{32}^* y_b = -6 \cdot 10^{-4}$.

Flavourverletzung nur in **W-Kopplungen**.

Flavour-verletzende **neutrale** Prozesse (**FCNC-Prozesse**) sind Loop-unterdrückt!

⇒ FCNC-Prozesse sind **extrem** sensitiv auf neue Physik.

Win-Win-Situation

ATLAS und **CMS** finden weitere neue Teilchen:

Flavourphysik wird ihre Kopplungen an Quarks erforschen.

Win-Win-Situation

ATLAS und **CMS** finden weitere neue Teilchen:

Flavourphysik wird ihre Kopplungen an Quarks erforschen.

ATLAS und **CMS** finden keine weiteren Teilchen:

Flavourphysik testet indirekt neue Physik mit Skalen jenseits von **100 TeV**.

CKM-Matrix V :

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

Standard-Phasenkonvention:

Größte Phasen in V_{ub} und V_{td} :

$$V_{ub} = |V_{ub}| e^{-i\gamma} \quad \text{mit } \gamma \simeq 68^\circ$$

$$V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta} \quad \text{mit } \beta \simeq 21^\circ \quad (\text{SM})$$

$$V_{ts} = -|V_{ts}| e^{i\beta_s} \quad \text{mit } \beta_s \simeq 1.1^\circ \quad (\text{SM})$$

Alle anderen CKM-Elemente sind fast exakt reell.

CKM-Matrix V :

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

Standard-Phasenkonvention:

Größte Phasen in V_{ub} und V_{td} :

$$V_{ub} = |V_{ub}| e^{-i\gamma} \quad \text{mit } \gamma \simeq 68^\circ$$

$$V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta} \quad \text{mit } \beta \simeq 21^\circ \quad (\text{SM})$$

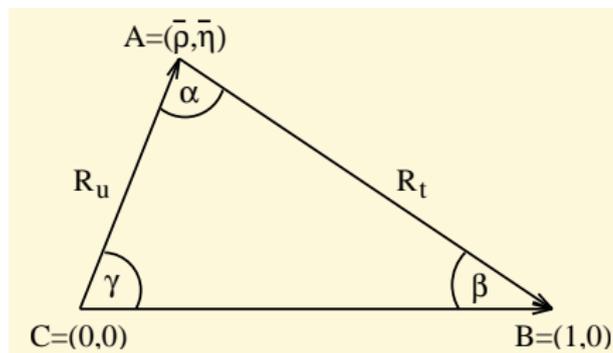
$$V_{ts} = -|V_{ts}| e^{i\beta_s} \quad \text{mit } \beta_s \simeq 1.1^\circ \quad (\text{SM})$$

Alle anderen CKM-Elemente sind fast exakt reell.

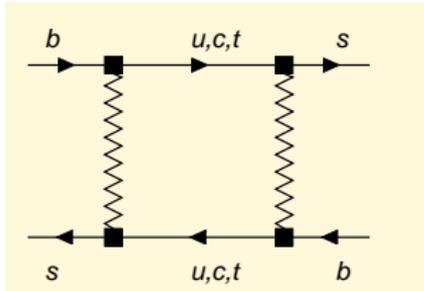
Unitaritätsdreieck:

Exakte Definition:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} + i\bar{\eta} &= -\frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} \\ &= \left| \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right| e^{i\gamma} \end{aligned}$$

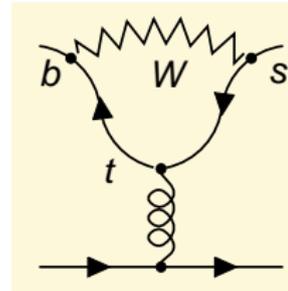


Beispiele für FCNC-Prozesse:



$B_s - \bar{B}_s$ -Mischung

$$|\Delta B| = 2$$



Pinguin-Diagramm

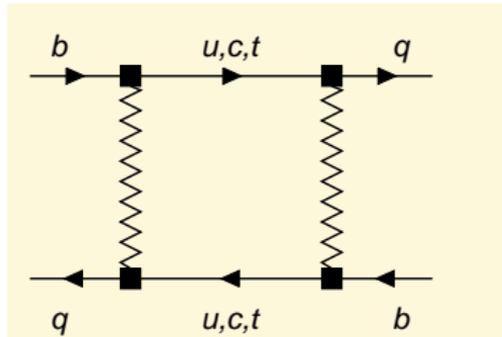
$$|\Delta B| = 1$$

B - \bar{B} -Mischung

$B_q - \bar{B}_q$ -Mischung mit $q = d$ oder $q = s$: Zwei hermitesche 2×2 -Matrizen M and Γ .

Massenmatrix-Element M_{12}^q aus dispersivem Anteil des Box-Diagramms, dominiert von t .

Zerfallsmatrix-Element Γ_{12}^q aus absorptivem Anteil des Box-Diagramms, nur c, u relevant.

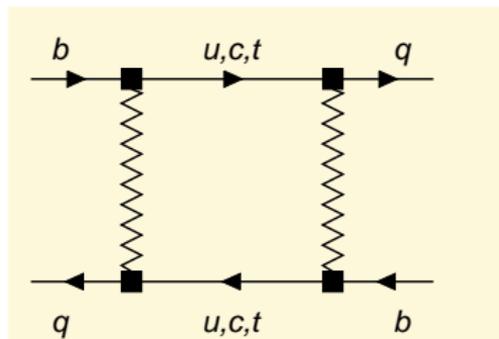


B - \bar{B} -Mischung

$B_q - \bar{B}_q$ -Mischung mit $q = d$ oder $q = s$: Zwei hermitesche 2×2 -Matrizen M and Γ .

Massenmatrix-Element M_{12}^q aus dispersivem Anteil des Box-Diagramms, dominiert von t .

Zerfallsmatrix-Element Γ_{12}^q aus absorptivem Anteil des Box-Diagramms, nur c, u relevant.



3 physikalische Größen in $B_q - \bar{B}_q$ -Mischung:

$$|M_{12}^q|, \quad |\Gamma_{12}^q|, \quad \phi_q \equiv \arg \left(-\frac{M_{12}^q}{\Gamma_{12}^q} \right)$$

Neue Physik beeinflusst M_{12}^q , also $|M_{12}^q|$ und ϕ_q .

Die Massendifferenz Δm_q der beiden Meson-Eigenzustände entspricht der Kreisfrequenz der $B_q - \bar{B}_q$ -Oszillationen.

$$\text{Massendifferenz} \quad \Delta m_q \simeq 2|M_{12}^q|.$$

Die Massendifferenz Δm_q der beiden Meson-Eigenzustände entspricht der Kreisfrequenz der $B_q - \bar{B}_q$ -Oszillationen.

$$\text{Massendifferenz} \quad \Delta m_q \simeq 2 |M_{12}^q|.$$

LHCb/CDF-Mittelwert:

$$\Delta m_s^{\text{exp}} = (17.731 \pm 0.045) \text{ ps}^{-1}$$

Theorie:

$$\Delta m_s = \left(18.8 \pm 0.6_{v_{cb}} \pm 0.3_{m_t} \pm 0.1_{\alpha_s} \right) \text{ ps}^{-1} \frac{f_{B_s}^2 B_{B_s}}{(220 \text{ MeV})^2}$$

Größte Fehlerquelle: $f_{B_s}^2 B_{B_s}$ aus Gitter-QCD.
 f_{B_s} : B_s -Zerfallskonstante.

Mit Mittelwerten aus diversen Gitter-QCD-Rechnungen:

$$f_{B_s} = (229 \pm 2 \pm 6) \text{ MeV}, \quad B_{B_s} = 0.85 \pm 0.02 \pm 0.02$$

findet man $\Delta m_s = (17.3 \pm 1.5) \text{ ps}^{-1}$ versus

$$\Delta m_s^{\text{exp}} = (17.731 \pm 0.045) \text{ ps}^{-1}.$$

Mit Mittelwerten aus diversen Gitter-QCD-Rechnungen:

$$f_{B_s} = (229 \pm 2 \pm 6) \text{ MeV}, \quad B_{B_s} = 0.85 \pm 0.02 \pm 0.02$$

findet man $\Delta m_s = (17.3 \pm 1.5) \text{ ps}^{-1}$ versus

$$\Delta m_s^{\text{exp}} = (17.731 \pm 0.045) \text{ ps}^{-1}.$$

Es gibt keine aktuellen Berechnungen von $f_{B_s}^2 B_{B_s}$.

Vorhersage fußt auf Berechnungen von f_{B_s} und dem Vorurteil $B_{B_s} \simeq 0.85$.

Mit einem vorläufigem Fermilab/MILC Resultat (1112.5642),

$$f_{B_s}^2 B_{B_s} = 0.0559(68) \text{ GeV}^2 \simeq [(237 \pm 14) \text{ MeV}]^2,$$

findet man

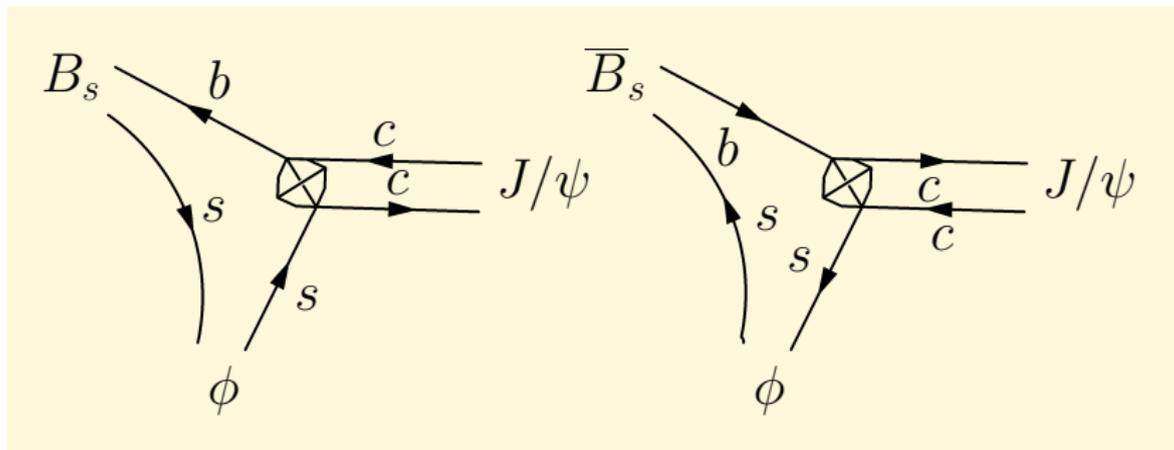
$$\Delta m_s = (21.7 \pm 2.6) \text{ ps}^{-1}.$$

arg M_{12}^S aus $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

Bahndrehimpuls: $(J/\psi \phi)_{L=0,2}$: CP-gerade, $\eta_{CP} = 1$
 $(J/\psi \phi)_{L=1}$: CP-ungerade, $\eta_{CP} = -1$

Zeitabhängige CP-Asymmetrie:

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B_s(t) \rightarrow (J/\psi \phi)_L) - \Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow (J/\psi \phi)_L)}{\Gamma(B_s(t) \rightarrow (J/\psi \phi)_L) + \Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow (J/\psi \phi)_L)}$$



Zeitabhängige CP-Asymmetrie in $B_s(t) \rightarrow (J/\psi \phi)_L$:

$$a_{CP}(t) \propto \eta_{CP} \sin(2\beta_s)$$

LHCb-CDF-DØ-Mittelwert:

$$2\beta_s^{\text{exp}} = 0.044_{-0.085}^{+0.090} = 2.5^\circ_{-4.9^\circ}^{+5.2^\circ} \quad \text{HFAG 2012}$$

in guter Übereinstimmung mit der Standardmodell-Vorhersage aus globalem Fit ans Unitaritätsdreieck:

$$\sin(2\beta_s) \simeq 2\lambda^2 \bar{\eta} = 0.036 \pm 0.003 \quad @95\%CL,$$

CKMfitter Sep 2012,

$$\text{also } 2\beta_s = 2.1^\circ \pm 0.2^\circ.$$

Ein Beitrag aus Pinguin-Diagrammen zu $b \rightarrow c \bar{c} s$ führt zu einer Unsicherheit von $\mathcal{O}(1^\circ)$ im aus $a_{CP}(t)$ bestimmten Wert für $2\beta_s$.

CP-Asymmetrien in flavour-spezifischen Zerfällen (semileptonische CP-Asymmetrien):

$$a_{\text{fs}}^d = \frac{|\Gamma_{12}^d|}{|M_{12}^d|} \sin \phi_d, \quad a_{\text{fs}}^s = \frac{|\Gamma_{12}^s|}{|M_{12}^s|} \sin \phi_s.$$

Problemkind:

$$\begin{aligned} A_{\text{SL}} &= (0.532 \pm 0.039) a_{\text{fs}}^d + (0.468 \pm 0.039) a_{\text{fs}}^s \\ &= (-7.87 \pm 1.72 \pm 0.93) \cdot 10^{-3} \quad \text{DØ 2011} \end{aligned}$$

3.9σ Diskrepanz zu $a_{\text{fs}}^{\text{SM}} = (-0.24 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$.

A. Lenz, UN 2006,2011

CP-Asymmetrien in flavour-spezifischen Zerfällen (semileptonische CP-Asymmetrien):

$$a_{\text{fs}}^d = \frac{|\Gamma_{12}^d|}{|M_{12}^d|} \sin \phi_d, \quad a_{\text{fs}}^s = \frac{|\Gamma_{12}^s|}{|M_{12}^s|} \sin \phi_s.$$

Problemkind:

$$\begin{aligned} A_{\text{SL}} &= (0.532 \pm 0.039) a_{\text{fs}}^d + (0.468 \pm 0.039) a_{\text{fs}}^s \\ &= (-7.87 \pm 1.72 \pm 0.93) \cdot 10^{-3} \quad \text{DØ 2011} \end{aligned}$$

3.9σ Diskrepanz zu $a_{\text{fs}}^{\text{SM}} = (-0.24 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$.

A. Lenz, UN 2006,2011

Das DØ-Resultat erfordert $\sin \phi_s \approx -1$, im Widerspruch zur LHCb-Messung von $2\beta_s$, denn mit $\phi_s = \phi_s^{\text{SM}} + \phi_s^\Delta$ ist $2\beta_s = 2\beta_s^{\text{SM}} - \phi_s^\Delta$.

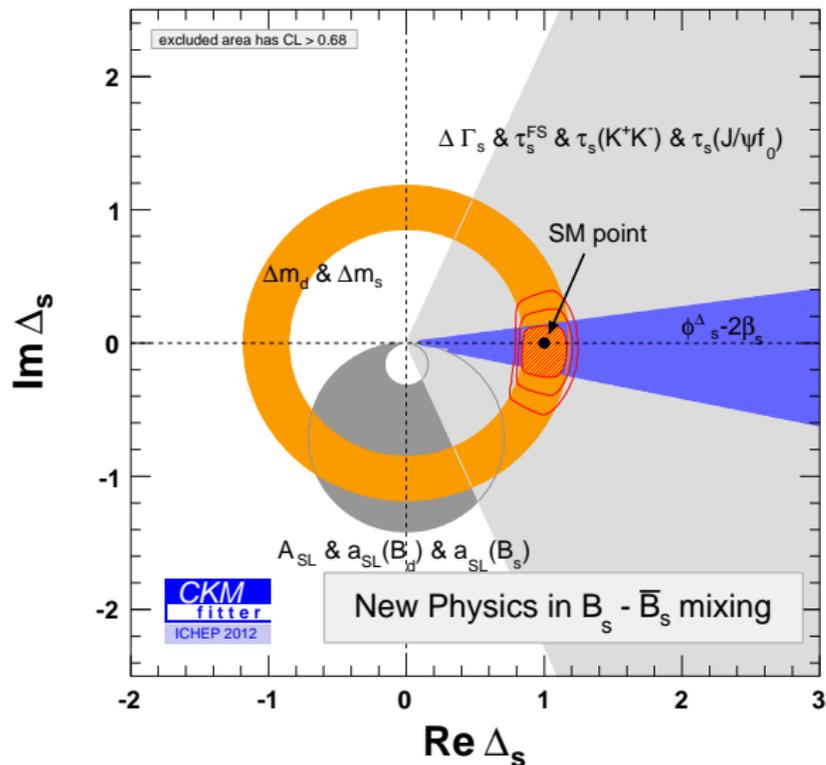
Globale Analyse von **$B_s - \bar{B}_s$** - und **$B_d - \bar{B}_d$** -Mischung.

Lenz et al., arXiv:1008.1593, 1203.0238

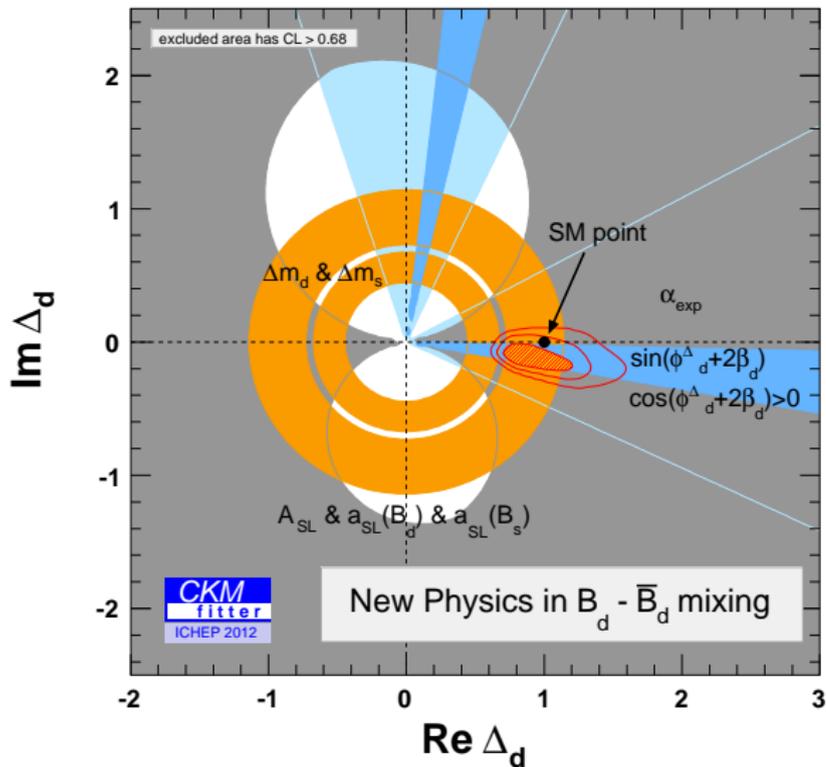
Simultaner Fit an CKM-Elemente und Parameter Δ_s, Δ_d , die neue Physik in **$B - \bar{B}$ -Mischung** parametrisieren,

$$\Delta_q \equiv \frac{M_{12}^q}{M_{12}^{q, \text{SM}}}, \quad \Delta_q \equiv |\Delta_q| e^{i\phi_q^\Delta}.$$

CKMfitter September 2012, Update von 1203.0238:



CKMfitter September 2012, Update von 1203.0238:



A_{SL} und $B(B \rightarrow \tau \nu)$
liefern $\phi_d^\Delta < 0$.

Pull für A_{SL} : 3.3σ

\Rightarrow Szenario mit neuer Physik allein in M_{12}^q kann die $D\bar{D}$ -Messung von A_{SL} nicht erklären.

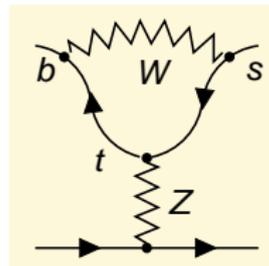
Der Standardmodell-Punkt $\Delta_s = \Delta_d = 1$ ist nur noch mit 1σ ausgeschlossen; in 2010 lag dieser Wert noch bei 3.6σ .

$B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$

LHCb 2013:

$$B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \left(3.2_{-1.2}^{+1.5} \right) \cdot 10^{-9}$$

$$B(B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 9.4 \cdot 10^{-10} \quad @95\% \text{ CL}$$



Theorie:

$$B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.52 \pm 0.08) \cdot 10^{-9} \times$$

$$\frac{\tau_{B_s}}{1.519 \text{ ps}} \left[\frac{|V_{ts}|}{0.040} \right]^2 \left[\frac{f_{B_s}}{230 \text{ MeV}} \right]^2$$

Theoretische Fortschritte

Gitter-QCD-Resultate von ETMC, HPQCD und FNAL/MILC
(1107.1441, 1112.3051, 1202.4914). Persönliche Kombination:

$$f_{B_s} = (230 \pm 10) \text{ MeV.}$$

Theoretische Fortschritte

Gitter-QCD-Resultate von ETMC, HPQCD und FNAL/MILC
(1107.1441, 1112.3051, 1202.4914). Persönliche Kombination:

$$f_{B_s} = (230 \pm 10) \text{ MeV.}$$

$B_s \rightarrow f$ -Zerfälle haben **zwei** Exponentialterme:

$$\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow f, t) = A_f e^{-\Gamma_L t} + B_f e^{-\Gamma_H t},$$

denn $B_s - \bar{B}_s$ -Mischung führt zu einer Zerfallsbreitendifferenz

$$\Gamma_L - \Gamma_H = \Delta\Gamma_s = (0.078 \pm 0.022) \text{ ps}^{-1}.$$

\Rightarrow Korrekturfaktor zu $B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ De Bruyn et al, 1204.1737

Theoretische Fortschritte

n weiche (undetektierte) Photonen:

$$B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^- + n\gamma) \Big|_{\sum E_\gamma < E_{\max}}$$

$\approx 11\%$ Unterschied zu $B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ für $E_{\max} = 60$ MeV.

Buras et al., 1208.0934

Supersymmetrie

Frankfurter Allgemeine Zeitung, 14.11.2012:

*Für die Supersymmetrie wird die Luft dünner
Einen extrem seltenen Zerfall eines Bs-Mesons ha-
ben Forscher am europäischen Forschungszen-
trums Cern bei Genf beobachtet. Das aus einem
Anti-Bottom-Quark und einem Strange-Quark zu-
sammengesetzte Teilchen sei in zwei Myonen,...*

Supersymmetrie

Frankfurter Allgemeine Zeitung, 14.11.2012:

*Für die Supersymmetrie wird die Luft dünner
Einen extrem seltenen Zerfall eines B_s -Mesons ha-
ben Forscher am europäischen Forschungszen-
trums Cern bei Genf beobachtet. Das aus einem
Anti-Bottom-Quark und einem Strange-Quark zu-
sammengesetzte Teilchen sei in zwei Myonen,...*

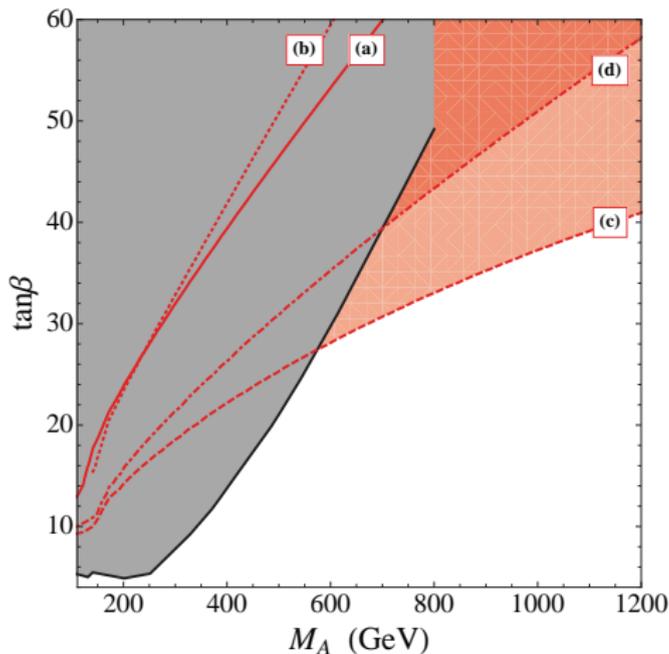
M_A : Masse des pseudoskalaren Higgs-Bosons A^0

$\tan \beta$: Verhältnis der beiden Higgs-VeVs des MSSM:

$$B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \propto \frac{\tan^6 \beta}{M_A^4}$$

$\Rightarrow B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ setzt für große $\tan \beta$ untere Grenzen an M_A ,
ähnlich wie Suchen nach $A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

MSSM



$$M_3 = 3M_2 = 6M_1 = 1.5 \text{ TeV}$$

$$m_{\tilde{t}} = 2 \text{ TeV}$$

$$A_b = A_t = A_{\tau},$$

so dass

$$m_h = 125 \text{ GeV}.$$

a) $\mu = 1 \text{ TeV}, A_t > 0,$

b) $\mu = 4 \text{ TeV}, A_t > 0,$

c) $\mu = -1.5 \text{ TeV}, A_t > 0,$

d) $\mu = 1 \text{ TeV}, A_t < 0,$

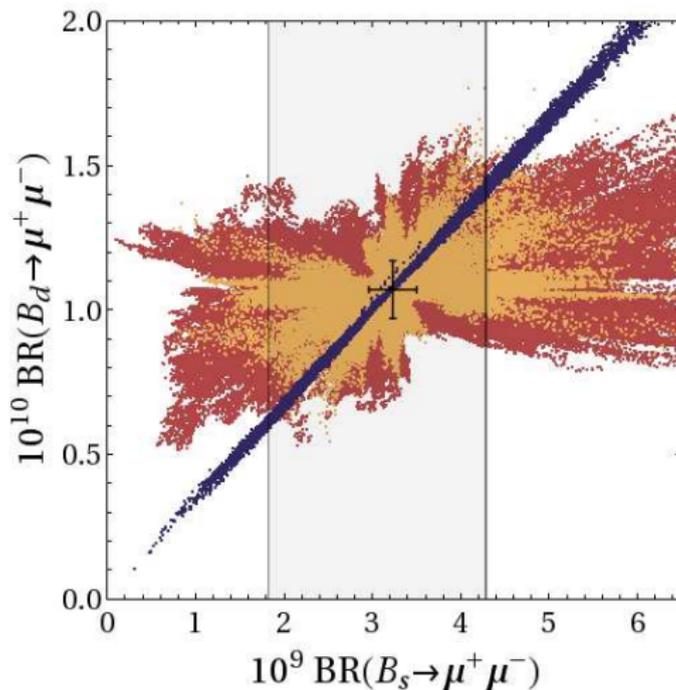
Ausschlussflächen:

Grau: $A^0, H^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$

Rot: $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Altmannshofer et al., 1211.1976

Partial Compositeness



Modelle mit nicht-elementarem Higgs und zusätzlichen nicht-elementaren Fermionen.

⇒ FCNC-Z-Kopplungen

Rot, orange, blau:

Drei Modelle; das blaue Modell hat eine $U(2)^3$ -Flavoursymmetrie.

Straub, 1302.4651

Um Modelle mit modifizierten Z -Kopplungen oder zusätzlichen Z' -Bosonen zu unterscheiden, sind alle seltenen (semi-)leptonischen Zerfälle interessant.

Praktisch frei von hadronischen Unsicherheiten:

$$\text{Experiment:} \quad K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}, \quad K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$$

NA62 (CERN), E14 KOTO (J-PARC)

“Heiliger Gral der Kaon-Physik”

Theorievorhersagen:

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (7.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-11}$$

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-11}$$

3-Loop QCD: Buras et al. 0508165, 0603079

2-Loop elektroschwach: Brod et al. 0805.4119, 1009.0947

$$B \rightarrow K^{(*)} \ell \bar{\ell}$$

Für $B \rightarrow K^{(*)} \ell \bar{\ell}$, $\ell = e, \mu, \tau, \nu$, braucht man $B \rightarrow K$ - und $B \rightarrow K^*$ -Formfaktoren aus Gitter-QCD-Rechnungen.

Man kann jedoch (“langreichweitige”) Observable aus gemessenen Winkelverteilungen konstruieren, die ausschließlich die Formfaktor-Rechnungen testen.

⇒ Neue Physik und hadronische Effekte sind trennbar.

Hambrock, Hiller, 1204.4444

$B_s \rightarrow \phi \pi^0, \phi \rho^0$

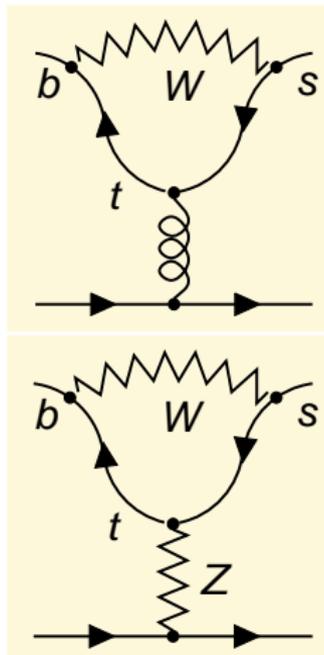
QCD-Pinguine tragen nicht zu $B_s \rightarrow \phi \pi^0$ und $B_s \rightarrow \phi \rho^0$ bei, die mithin ideale Testobjekte für **Z-Pinguine** sind.

Neue Physik kann die Verzweigungsverhältnisse um einen Faktor **5** über die SM-Werte

$$B(B_s \rightarrow \phi \pi^0) = \left(1.6_{-0.3}^{+1.1} \right) \cdot 10^{-7},$$

$$B(B_s \rightarrow \phi \rho^0) = \left(4.4_{-0.7}^{+2.7} \right) \cdot 10^{-7}$$

erhöhen. Hofer et al., 1011.6319, 1212.4785



Zahl der Fermion-Generationen

Zentrale Frage der Flavourphysik:

Wieviele Fermion-Generationen gibt es?

500 Publikationen in den letzten 10 Jahren zum Thema.

Zahl der Fermion-Generationen

Zentrale Frage der Flavourphysik:

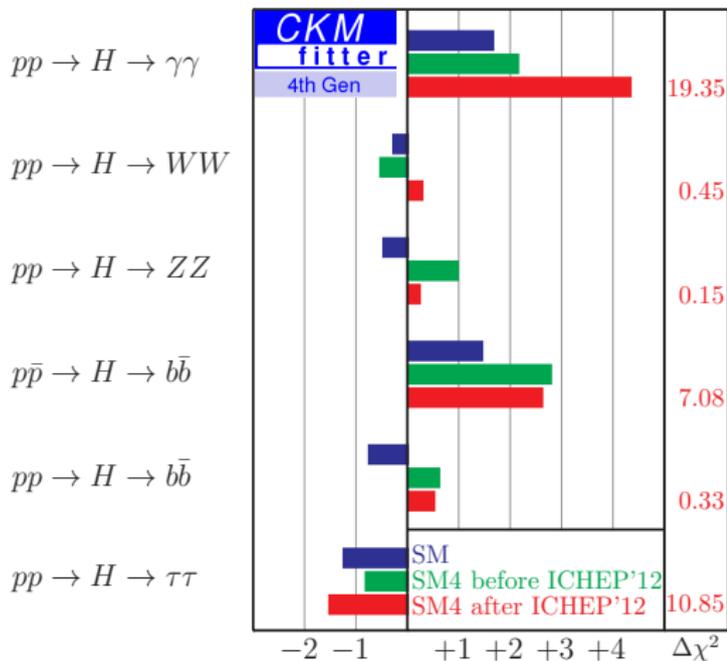
Wieviele Fermion-Generationen gibt es?

500 Publikationen in den letzten 10 Jahren zum Thema.

Kombinierte Analyse der Higgs-Signalstärken und elektroschwacher Präzisionsdaten:

Das Standardmodell mit einer sequentiellen, perturbativen vierten Fermiongeneration ist mit 5.3σ ausgeschlossen.

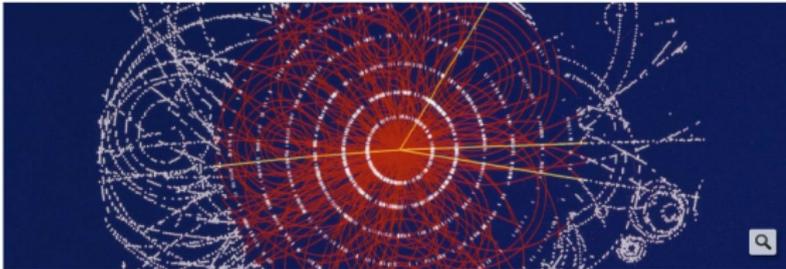
Higgs-Signalstärken



Eberhardt et al., 1204.3872,
1207.0438, 1209.1101

14. Dezember 2012 16:04 Teilchenphysik

Alle Dinge sind drei



Der Zerfall eines Higgs-Boson, wie es sich die Wissenschaftler vorstellen. Anhand der Messdaten des Teilchenbeschleunigers am Cern in Genf, die im Sommer das Higgs-Teilchen offenbart haben, kommen Forscher zu dem Schluss, dass die gesamte Materie aus nur wenigen Elementarbausteinen zusammengesetzt ist. (Foto: dpa)

Die gesamte Materie ist offenbar aus nur wenigen Elementarbausteinen zusammengesetzt, die sich auf drei Generationen verteilen. Warum Forscher bislang gerade drei Generationen finden, ist ein Rätsel. Aber mit 99,99999-prozentiger Wahrscheinlichkeit ist mit diesen Teilchengenerationen der Baukasten des Universums vollständig.

ANZEIGE



PKV Rentner - zu teuer!
Privat Versicherte Rentner sparen bis zu 48% durch einen Tarifwechsel bei ihrer Versicherung.



7,25% Zinsen pro Jahr
Attraktives Investment in deutsches Gasföhrnis Kraftwerk mit festem Zinssatz!



250€ pro Tag mit Devisen
Verdienen Sie mehr als 250€ am Tag von zu Hause mit Devisen Handel - Keine Erfahrung nötig.

[Hier klicken: Sie werden...](#)

Diskutieren

Mailen

Drucken

Von Dirk Eidemüller

Die Formeln der modernen [Physik](#) mögen kompliziert klingen, die Natur selbst scheint in ihrem Inneren aber recht übersichtlich zu sein. So wie man mit nur wenigen Typen von Lego-Klötzchen eine Vielzahl von Objekten konstruieren kann, ist die gesamte Materie aus nur wenigen Elementarbausteinen zusammengesetzt.

Feedback

Startseite

Elektronen bilden die Hülle von Atomen. Die Protonen und Neutronen des Atomkerns sind aus je drei Quarks vom Typ Up-Quark und Down-Quark aufgebaut. Zu diesen drei handfesten Materiebausteinen kommt noch das fast geisterhaft wirkende Neutrino, welches quer durch die Erde fliegen kann, ohne je mit der vorhandenen Materie zu kollidieren.

Süddeutsche
Zeitung,
14.12.2013

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von 100 TeV.

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von 100 TeV.
- LHCb-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der $D\bar{0}$ -Daten zu A_{SL} durch neue Physik.

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von 100 TeV.
- LHCb-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der $D\bar{D}$ -Daten zu A_{SL} durch neue Physik.
- In $B_d - \bar{B}_d$ -Mischung und $B_s - \bar{B}_s$ -Mischung sind $\mathcal{O}(15\%)$ neue Physik erlaubt, u.a. wegen hadronischer Unsicherheiten.

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von **100 TeV**.
- **LHCb**-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der **DØ**-Daten zu A_{SL} durch neue Physik.
- In **$B_d - \bar{B}_d$ -Mischung** und **$B_s - \bar{B}_s$ -Mischung** sind $\mathcal{O}(15\%)$ neue Physik erlaubt, u.a. wegen hadronischer Unsicherheiten.
- $B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ schränken Modelle neuer Physik ein, das **MSSM** zur Zeit jedoch nur für **$\tan \beta \gtrsim 25$** .

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von 100 TeV.
- LHCb-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der $D\bar{D}$ -Daten zu A_{SL} durch neue Physik.
- In $B_d - \bar{B}_d$ -Mischung und $B_s - \bar{B}_s$ -Mischung sind $\mathcal{O}(15\%)$ neue Physik erlaubt, u.a. wegen hadronischer Unsicherheiten.
- $B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ schränken Modelle neuer Physik ein, das MSSM zur Zeit jedoch nur für $\tan \beta \gtrsim 25$.
- Heiliger Gral der Kaon-Physik: $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$.

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von **100 TeV**.
- **LHCb**-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der **DØ**-Daten zu A_{SL} durch neue Physik.
- In **$B_d - \bar{B}_d$ -Mischung** und **$B_s - \bar{B}_s$ -Mischung** sind $\mathcal{O}(15\%)$ neue Physik erlaubt, u.a. wegen hadronischer Unsicherheiten.
- $B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ schränken Modelle neuer Physik ein, das **MSSM** zur Zeit jedoch nur für **$\tan \beta \gtrsim 25$** .
- Heiliger Gral der Kaon-Physik: **$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$** .
- Tipp für **LHCb**: Testet **Z-Pinguine** mit **$B_s \rightarrow \phi \rho^0$** !

Zusammenfassung

- Flavourphysik ist sensitiv auf neue Physik jenseits von **100 TeV**.
- **LHCb**-Daten zu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ erlauben keine elegante Deutung der **DØ**-Daten zu A_{SL} durch neue Physik.
- In **$B_d - \bar{B}_d$ -Mischung** und **$B_s - \bar{B}_s$ -Mischung** sind $\mathcal{O}(15\%)$ neue Physik erlaubt, u.a. wegen hadronischer Unsicherheiten.
- $B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ schränken Modelle neuer Physik ein, das **MSSM** zur Zeit jedoch nur für **$\tan \beta \gtrsim 25$** .
- Heiliger Gral der Kaon-Physik: **$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$** .
- Tipp für **LHCb**: Testet **Z-Pinguine** mit **$B_s \rightarrow \phi \rho^0$** !
- Das Standardmodell mit einer perturbativen vierten Fermion-Generation ist mit **5.3σ** ausgeschlossen.

Wecken Pinguine die neue Physik?

