

***B*-Physik und CP-Verletzung:**

Theoretische Grundlagen

Robert Fleischer

DESY Hamburg, Theorie-Gruppe

32. Herbstschule für Hochenergiephysik,

Maria Laach, 05.–15. September 2000

(II)

Teil II

- Wichtige Schlüsselzerfälle für die B -Fabriken:
 - $B_d \rightarrow J/\psi K_S$: saubere Bestimmung von β
 - $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$: Bestimmung von α
 - $B_d \rightarrow D^{(*)\pm} \pi^\mp$: saubere Bestimmung von $\gamma + 2\beta$
- CP-Verletzung in geladenen B -Zerfällen:
 - Amplitudenrelationen
 - $B_u^\pm \rightarrow K^\pm D$: saubere Bestimmung von γ
 - $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$: saubere Bestimmung von γ
- Das “El Dorado” für Hadronmaschinen:

B_s -System

 - B_s -Mischungsparameter
 - $B_s \rightarrow D_s^\pm K^\mp$: saubere Bestimmung von $\gamma - 2\delta\gamma$
 - $B_s \rightarrow J/\psi \phi$: Bestimmung von $\delta\gamma$

Wiederholung: CP-Asymmetrien in Zerfällen neutraler $B_{d,s}$ -Mesonen

- Besonders einfacher und interessanter Fall:

$$B_q \rightarrow f \quad \text{mit} \quad (CP)|f\rangle = \pm |f\rangle.$$

- Zeitabhängige CP-Asymmetrie:

$$a_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow f)} =$$

$$2 e^{-\Gamma_q t} \left[\frac{\mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}} \cos(\Delta M_q t) + \mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}} \sin(\Delta M_q t)}{e^{-\Gamma_H^{(q)} t} + e^{-\Gamma_L^{(q)} t} + \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} \left(e^{-\Gamma_H^{(q)} t} - e^{-\Gamma_L^{(q)} t} \right)} \right].$$

- Trennung von direkter und mischungsind. CP-Verletzung:

$$\mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}} \equiv \frac{1 - |\xi_f^{(q)}|^2}{1 + |\xi_f^{(q)}|^2}, \quad \mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}} \equiv \frac{2 \operatorname{Im} \xi_f^{(q)}}{1 + |\xi_f^{(q)}|^2}.$$

- $\Delta\Gamma_q \equiv \Gamma_H^{(q)} - \Gamma_L^{(q)}$ liefert eine weitere Observable:

$$\mathcal{A}_{\Delta\Gamma} \equiv \frac{2 \operatorname{Re} \xi_f^{(q)}}{1 + |\xi_f^{(q)}|^2}.$$

- $\mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}}$, $\mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}}$ und $\mathcal{A}_{\Delta\Gamma}$ sind keine unabhängige Größen:

$$[\mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}}]^2 + [\mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}}]^2 + [\mathcal{A}_{\Delta\Gamma}]^2 = 1.$$

- Berechnung der Observable $\xi_f^{(q)}$:

$$\xi_f^{(q)} = e^{-i\phi_q} \frac{A(\overline{B}_q^0 \rightarrow f)}{A(B_q^0 \rightarrow f)} = \mp e^{-i\phi_q} \frac{\sum_{j=u,c} V_{jr}^* V_{jb} \langle f | Q^{jr} | \overline{B}_q^0 \rangle}{\sum_{j=u,c} V_{jr} V_{jb}^* \langle f | Q^{jr} | B_q^0 \rangle},$$

wobei die Q^{jr} Vierquarkoperatoren bezeichnen, und

$$\phi_q \equiv 2\arg(V_{tq}^* V_{tb}) = \begin{cases} +2\beta & (q = d) \\ -2\delta\gamma & (q = s) \end{cases}$$

mit der $B_q^0 - \overline{B}_q^0$ -Mischungsphase zusammenhängt.

- Im allgemeinen **große hadronische Unsicherheiten** in $\xi_f^{(q)}$!
- Falls jedoch Dominanz einer CKM-Amplitude, d.h.

$$A(B_q^0 \rightarrow f) = e^{-i\phi_D^{(f)}/2} e^{i\delta_f} |M_f|:$$

\Rightarrow **hadronisches Matrixelement kürzt sich heraus:**

$$\xi_f^{(q)} = \mp \exp \left[-i \left(\phi_q - \phi_D^{(f)} \right) \right],$$

wobei $\phi_D^{(f)}$ eine **schwache Zerfallsphase** ist ($r \in \{d, s\}$):

$$\phi_D^{(f)} = \begin{cases} -2\gamma & \text{falls } \bar{b} \rightarrow \bar{u} u \bar{r} \text{ CKM-Amplitude dominiert,} \\ 0 & \text{falls } \bar{b} \rightarrow \bar{c} c \bar{r} \text{ CKM-Amplitude dominiert.} \end{cases}$$

Wichtige Schlüsselzerfälle

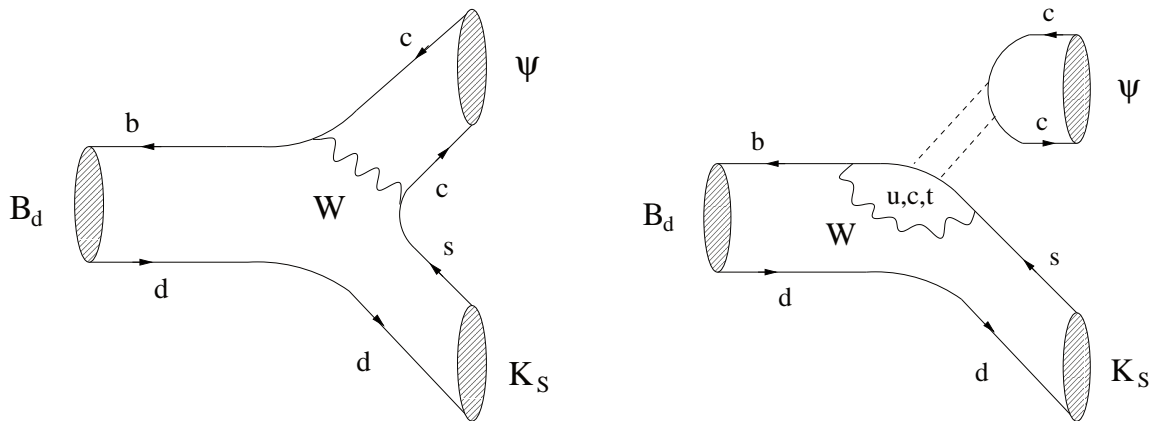
für die *B*-Fabriken

Auswahl von Übersichtsartikeln:

- P. Ball et al., hep-ph/0003238
- Y. Nir, hep-ph/9911321
- M. Gronau, hep-ph/9908343
- R.F., hep-ph/9908340; *Int. J. Mod. Phys. A* **12** (1997) 2459
- A.J. Buras und R.F., hep-ph/9704376, in *Heavy Flavours II*, Ed.'en A.J. Buras und M. Lindner (World Scientific, Singapore, 1998)
- Y. Nir und H.R. Quinn, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42** (1992) 211
- ...

Der “goldene” Zerfall $B_d \rightarrow J/\psi K_S$

- Feynman-Diagramme:



- Die $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ Zerfallsamplitude:

$$A(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S) = \lambda_c^{(s)} \left(A_{cc}^{c'} + A_{\text{pen}}^{c'} \right) + \lambda_u^{(s)} A_{\text{pen}}^{u'} + \lambda_t^{(s)} A_{\text{pen}}^{t'}$$

wobei $A_{cc}^{c'}$, $A_{\text{pen}}^{q'}$ starke Amplituden und $\lambda_q^{(s)} = V_{qs} V_{qb}^*$.

- Unitarität der CKM-Matrix: $\Rightarrow \lambda_t^{(s)} = -\lambda_u^{(s)} - \lambda_c^{(s)}$:

$$\Rightarrow \lambda^2 A \left(A_{cc}^{c'} + A_{\text{pen}}^{ct'} \right) \left[\left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) + \lambda^2 a' e^{i\theta'} e^{i\gamma} \right]$$

mit

$$a' e^{i\theta'} \equiv R_b \left(\frac{A_{\text{pen}}^{ut'}}{A_{cc}^{c'} + A_{\text{pen}}^{ct'}} \right)$$

und $A_{\text{pen}}^{qt'} \equiv A_{\text{pen}}^{q'} - A_{\text{pen}}^{t'}$.

- Da $a' e^{i\theta'}$ – und somit $e^{i\gamma}$ – in der $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ Amplitude doppelt Cabibbo-unterdrückt sind:

$$\Rightarrow \boxed{\phi_D^{(\psi K_S)} = 0.}$$

- Wir erhalten daher in sehr guter Näherung:

$$\boxed{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow J/\psi K_S) = + \sin[-(\phi_d - 0)] = - \sin(2\beta).}$$

[Bigi, Carter und Sanda (1980–1981)]

- Weitere wichtige Konsequenz des Standardmodells:

$$\boxed{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow J/\psi K_S) \approx 0 \approx \mathcal{A}_{\text{CP}}(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm),}$$

d.h. verschwindende direkte CP-Verletzung:

- Messung einer direkten CP-Asymmetrie $\mathcal{O}(10\%)$ wäre ein starker Hinweis auf neue Physik!

- Experimenteller Status:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm) = (-1.8 \pm 4.3 \pm 0.4) \% \quad (\text{CLEO '00})$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow J/\psi K_S) = (26 \pm 19) \% \quad (\text{BaBar '00})$$

$$\sin(2\beta) = \begin{cases} 3.2_{-2.0}^{+1.8} \pm 0.5 & (\text{OPAL '98}) \\ 0.79_{-0.44}^{+0.41} & (\text{CDF '98-'99}) \\ 0.93_{-0.88-0.24}^{+0.64+0.36} & (\text{ALEPH '99}) \\ 0.12 \pm 0.37 \pm 0.09 & (\text{BaBar '00}) \\ 0.45_{-0.45}^{+0.44} & (\text{BELLE '00}). \end{cases}$$

- CKM-Fits:

$$0.53 \leq \sin(2\beta) \leq 0.93.$$

[Ali & London, hep-ph/0002167]

- Zukunft:

– B-Fabriken: $\Delta \sin(2\beta)|_{\text{exp}} = \mathcal{O}(0.05).$

– LHC-Ära: $\Delta \sin(2\beta)|_{\text{exp}} = \mathcal{O}(0.005)$

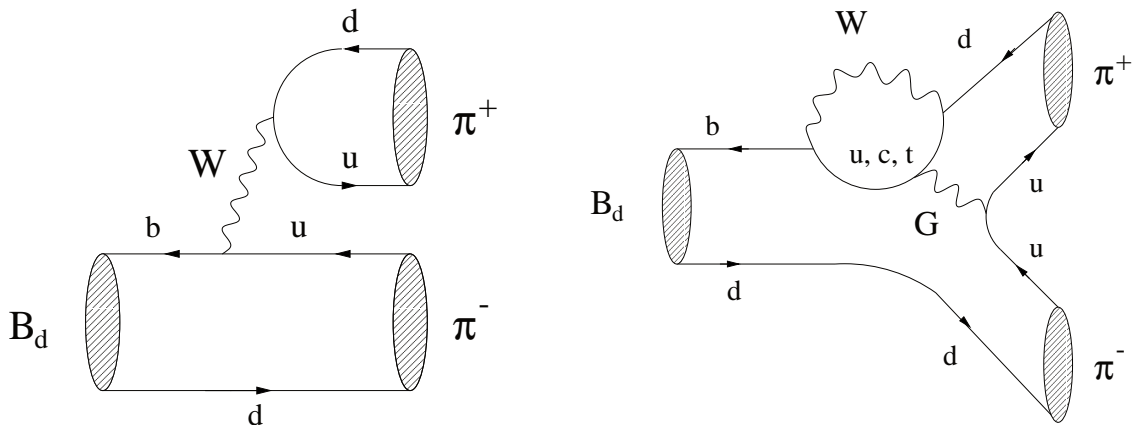
⇒ Theoretische Unsicherheit?

– Interessanter Übergang: $B_s \rightarrow J/\psi K_S.$

[R.F., *Eur. Phys. J.* **C10** (1999) 299]

Der Zerfall $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$

- Feynman-Diagramme:



- Die $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Zerfallsamplitude:

$$\begin{aligned}
 A(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \lambda_u^{(d)} \left(A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^u \right) + \lambda_c^{(d)} A_{\text{pen}}^c + \lambda_t^{(d)} A_{\text{pen}}^t \\
 &= e^{i\gamma} \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) C \left[1 - d e^{i\theta} e^{-i\gamma} \right],
 \end{aligned}$$

wobei

$$C \equiv \lambda^3 A R_b \left(A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^{ut} \right) \quad \text{mit} \quad A_{\text{pen}}^{ut} \equiv A_{\text{pen}}^u - A_{\text{pen}}^t,$$

$$d e^{i\theta} \equiv \frac{1}{(1 - \lambda^2/2) R_b} \left(\frac{A_{\text{pen}}^{ct}}{A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^{ut}} \right).$$

- Im Gegensatz zu $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ ist der Penguinparameter $d e^{i\theta}$ nicht doppelt Cabibbo-unterdrückt!
- Theoretische Abschätzungen: $d = \mathcal{O}(0.2)$.

- Im Falle verschwindender Pinguinbeiträge hätten wir

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-) = -\sin[-(2\beta + 2\gamma)] = -\sin(2\alpha).$$

- Die Pinguine können jedoch nicht vernachlässigt werden!
- Die entsprechenden hadronischen Unsicherheiten wurden von vielen Autoren untersucht:
 - M. Gronau, *Phys. Lett.* **B300** (1993) 163
 - J.P. Silva und L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **D49** (1994) R1151
 - R. Aleksan *et al.*, *Phys. Lett.* **B356** (1995) 95
 - F. DeJongh und P. Sphicas, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 4930
 - M. Ciuchini *et al.*, *Nucl. Phys.* **B501** (1997) 271
 - P.S. Marrocchesi und N. Paver, *Int. J. Mod. Phys.* **A13** (1998) 251
 - A. Ali, G. Kramer und C.-D. Lü, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 014005
 - J. Charles, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 054007
 - M. Beneke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1914, ...
- CLEO-Messungen von $B \rightarrow \pi K$ Moden liefern Hinweise, dass Pinguine tatsächlich eine wichtige Rolle spielen!
- Es gibt Methoden um die hadronischen Unsicherheiten mit Hilfe zusätzlicher experimenteller Daten zu kontrollieren ...

Isospinrelationen zwischen $B \rightarrow \pi\pi$ Zerfällen

[M. Gronau und D. London, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 3381]

- Da $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ ein $\Delta I = 3/2$ Übergang ist, tragen QCD-Pinguine nicht bei:

$$\left. \begin{aligned} Q_3^d &= (\bar{d}_\alpha b_\alpha)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V-A} \\ Q_4^d &= (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A} \\ Q_5^d &= (\bar{d}_\alpha b_\alpha)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\beta)_{V+A} \\ Q_6^d &= (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Delta I = 1/2.$$

- Folglich gilt (ohne elektroschwache Pinguine)

$$A(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) = e^{i\gamma} e^{i\delta T+C} |T + C|$$

$$A(B^- \rightarrow \pi^- \pi^0) = e^{-i\gamma} e^{i\delta T+C} |T + C|,$$

d.h.

$$\frac{A(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}{A(B^- \rightarrow \pi^- \pi^0)} = e^{2i\gamma}.$$

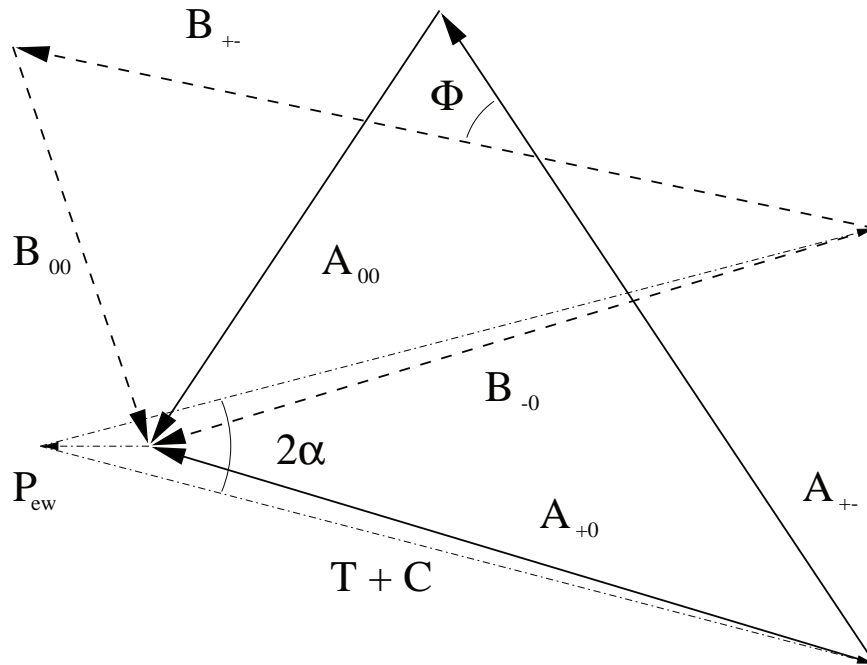
- Isospinrelationen:

$$\sqrt{2} A(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) = A(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \sqrt{2} A(B_d^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$$

$$\sqrt{2} A(B^- \rightarrow \pi^- \pi^0) = A(\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \sqrt{2} A(\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$$

\Rightarrow Amplitudendreiecke!

- Rotation des CP-konjugierten Dreiecks um $e^{-2i\beta}$:



- Dreiecke können aus $\text{BR}(B \rightarrow \pi\pi)$ bestimmt werden.
- Relative Orientierung folgt aus

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix-ind}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-) = -\frac{2|A_{+-}||B_{+-}|}{|A_{+-}|^2 + |B_{+-}|^2} \sin \Phi.$$

[A.J. Buras und R.F., *Phys. Lett.* **B365** (1996) 390]

- ESP'e: Theorie $\Rightarrow \left[\frac{P_{\text{ew}}}{T+C} \right] = -1.3 \times 10^{-2} \times \frac{|V_{td}|}{|V_{ub}|} e^{i\alpha}$.

[Buras & R.F., hep-ph/9810260; M. Gronau et al., hep-ph/9810482]

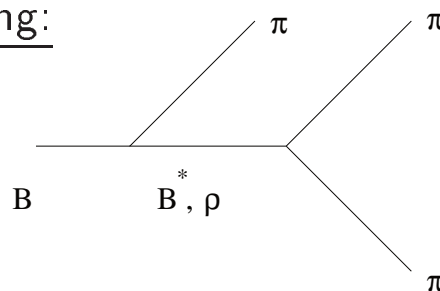
- Leider ist diese Methode experimentell sehr schwierig, da $\text{BR}(B_d \rightarrow \pi^0\pi^0) \Big|_{\text{TH}} \lesssim \mathcal{O}(10^{-6})!$

Bestimmung von α aus $B \rightarrow \rho\pi$ Zerfällen

[Lipkin *et al.*, *PRD* **44** ('91) 1451; Quinn & Snyder, *PRD* **48** ('93) 2139]

- $B \rightarrow \rho\pi$ Zerfälle sind komplizierter als $B \rightarrow \pi\pi$, da sich die Endzustände aus $I = 0, 1, 2$ zusammensetzen.
- Die Isospinsymmetrie ergibt Amplitudenfünfecke in der komplexen Ebene, die eine Bestimmung von α erlauben.
- Vereinfachung durch Betrachtung von Dalitzplot-Verteilungen unter der Annahme, dass die $B \rightarrow 3\pi$ Ereignisse vollständig durch $B \rightarrow \rho\pi$ dominiert werden:
 - Immer noch relativ aufwendig!
 - Neuere Studie: H.R. Quinn und J.P. Silva, hep-ph/0001290.

● Neue Entwicklung:



- Effekte sind in $B^\mp \rightarrow \pi^\mp \pi^\mp \pi^\pm$ signifikant; vernachlässigbar in anderen geladenen Zerfällen.
- Von den neutralen Moden wird nur $B_d \rightarrow \rho^0 \pi^0$ in Mitleidenschaft gezogen.
- Polardiragramme stellen irreduziblen Hintergrund für Dalitzplot dar! Weitere Studien erforderlich ...

[A. Deandrea *et al.*, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 036001]

Weitere Methoden zur Bestimmung von α

- $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ kann mit $B_d \rightarrow K^0 \overline{K^0}$ kombiniert werden um α mit Hilfe der $SU(3)$ -Symmetrie zu bestimmen.
[A. Buras und R.F., *Phys. Lett.* **B360** (1995) 138]

- “Einfache” Methode: [R.F. & T. Mannel, *PLB* **397** (1997) 269]

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} = 2x \sin \delta \sin \alpha + \mathcal{O}(x^2)$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} = -\sin 2\alpha - 2x \cos \delta \cos 2\alpha \sin \alpha + \mathcal{O}(x^2),$$

wobei

$$x \equiv \lambda R_t \left| \frac{P'}{T} \right| \sim \left| \frac{P}{T} \right| \quad \text{mit} \quad R_t = \frac{1 |V_{td}|}{\lambda |V_{cb}|}.$$

- $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ und $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ hängen von den 3 “Unbekannten” x , δ und α ab.
- Es wird daher ein weiterer Input benötigt um diese Größen zu bestimmen; $SU(3)$ und dynamische Annahmen:

$$\Rightarrow \left| \frac{P'}{T} \right| \approx \frac{f_\pi}{f_K} \sqrt{\frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0)}{2 \text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)}}.$$

- CLEO'00 Resultate:

$$\Rightarrow \left| \frac{P'}{T} \right| \gtrsim 0.7 \quad \Rightarrow \quad x \gtrsim 0.2.$$

- * In der Bestimmung von α aus $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ spielen Pinguine daher definitiv eine wichtige Rolle!

- Verfeinerungen dieser Methode:

[J. Charles, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 054007]

- Erlaubte Bereiche in der $\bar{\rho}-\bar{\eta}$ -Ebene.
- **Einschränkungen für α .**
[siehe auch Grossman & Quinn, *PRD* **58** (1998) 017504; Pirjol, *PRD* **60** (1999) 054020; Quinn & Silva, hep-ph/0001290]
- Die CP-verletzenden Observablen $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}$ und $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}$ des Zerfalls $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ erlauben die *theoretisch saubere* Bestimmung von Konturen in der $\alpha-|P/T|$ -Ebene.
- **Es ist leider sehr schwierig, $|P/T|$ theoretisch verlässlich zu bestimmen, insbesondere aufgrund von FSI-Effekten!**
- Die nach einem Jahr verfügbare LHC-Statistik erfordert $|P/T|$ mit mindestens 10% theoretischer Genauigkeit!?

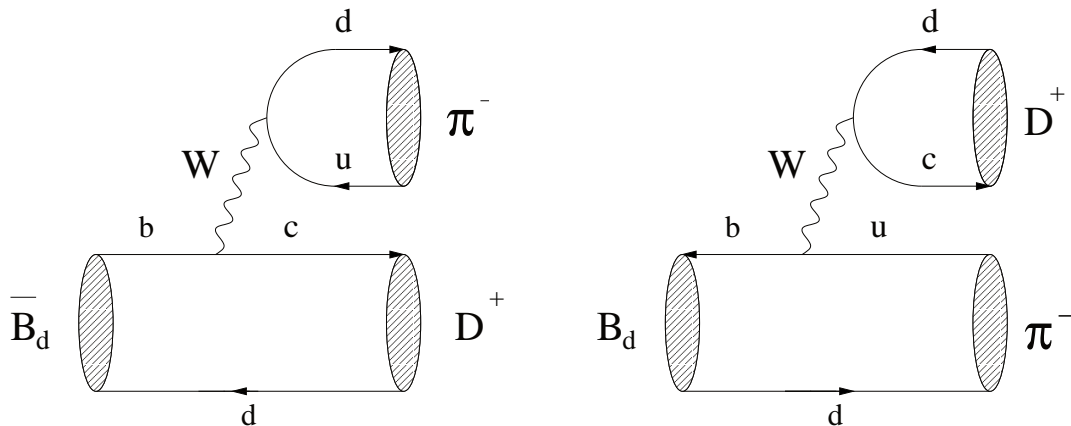
- Interessante Alternative, insbesondere für die LHC-Ära:

[R.F., *Phys. Lett.* **B459** (1999) 306]

- $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $B_s \rightarrow K^+ K^- \Rightarrow \beta$ und γ !
- Macht sich die Pinguinologien zunutze!
- **Hat bestimmte theoretische Vorteile.**
- **Vielversprechend für CDF-II, ideal für LHCb (Teil III).**

Zerfälle des Typs $B_d \rightarrow D^{(*)} \pm \pi^\mp$

- Diese Übergänge sind keine Zerfälle in CP-Eigenzustände!
- Es können jedoch sowohl B_d^0 als auch \overline{B}_d^0 in den selben Endzustand $D^{(*)+} \pi^-$ zerfallen:



$$\propto V_{ud}^* V_{cb} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) A \lambda^2$$

$$\propto V_{ub}^* V_{cd} = -A \lambda^4 R_b e^{i\gamma}$$

\Rightarrow Interferenzeffekte!

– Zeitabhängige $B_d^0, \overline{B}_d^0 \rightarrow D^{(*)+} \pi^- \equiv f$ Rate: \Rightarrow

$$\xi_f^{(d)} = -e^{-i\phi_d} \frac{A(\overline{B}_d^0 \rightarrow f)}{A(B_d^0 \rightarrow f)} = -e^{-i(2\beta+\gamma)} \frac{1}{\lambda^2 R_b} \frac{\overline{M}_f}{M_f}$$

– Zeitabhängige $B_d^0, \overline{B}_d^0 \rightarrow D^{(*)-} \pi^+ \equiv \bar{f}$ Rate: \Rightarrow

$$\xi_{\bar{f}}^{(d)} = -e^{-i\phi_d} \frac{A(\overline{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})}{A(B_d^0 \rightarrow \bar{f})} = -e^{-i(2\beta+\gamma)} \lambda^2 R_b \frac{M_{\bar{f}}}{\overline{M}_f}$$

[R.F., *Int. J. Mod. Phys. A*12 (1997) 2459; BaBar Physics Book]

– Hierbei sind

$$\overline{M}_f \equiv \left\langle f \left| \overline{O}_1(\mu) \mathcal{C}_1(\mu) + \overline{O}_2(\mu) \mathcal{C}_2(\mu) \right| \overline{B}_d^0 \right\rangle$$

$$M_{\overline{f}} \equiv \left\langle \overline{f} \left| O_1(\mu) \mathcal{C}_1(\mu) + O_2(\mu) \mathcal{C}_2(\mu) \right| \overline{B}_d^0 \right\rangle$$

hadronische Matrixelemente mit

$$\begin{aligned} \overline{O}_1 &= (\overline{d}_\alpha u_\beta)_{V-A} (\overline{c}_\beta b_\alpha)_{V-A} \\ \overline{O}_2 &= (\overline{d}_\alpha u_\alpha)_{V-A} (\overline{c}_\beta b_\beta)_{V-A} \\ O_1 &= (\overline{d}_\alpha c_\beta)_{V-A} (\overline{u}_\beta b_\alpha)_{V-A} \\ O_2 &= (\overline{d}_\alpha c_\alpha)_{V-A} (\overline{u}_\beta b_\beta)_{V-A} . \end{aligned}$$

– Die **Observablen** $\xi_f^{(d)}$ und $\xi_{\overline{f}}^{(d)}$ erlauben eine **theoretisch saubere Bestimmung** von $2\beta + \gamma$:

$$\xi_f^{(d)} \times \xi_{\overline{f}}^{(d)} = e^{-2i(2\beta + \gamma)} .$$

[Sachs (1985), Dunietz & Sachs (1988), Dunietz (1997)]

- $2\beta = \phi_d$ aus $B_d \rightarrow J/\psi K_S \Rightarrow$ **Bestimmung von γ !**
- Da ein Zerfallspfad durch $\lambda^2 R_b \approx 0.02$ doppelt Cabibbo-unterdrückt ist sind die CP-verletzenden Effekte sehr klein.
- Andererseits **große BRs** = $\mathcal{O}(10^{-3})$ und sehr gute Rekonstruktion der $D^{(*)\pm} \pi^\mp$ Zustände mit geringem Hintergrund \Rightarrow **interessante Methode!**

[Vielversprechende experimentelle Studien: Gronberg & Nelson (BaBar Physics Book); Rademacker & Wilkinson (LHC Workshop)]

CP-Verletzung in geladenen B -Zerfällen

- Keine Mischungseffekte:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}} \equiv \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})} \neq 0$$

⇒ direkte CP-Verletzung!

- $\mathcal{A}_{\text{CP}} \neq 0$ durch Interferenzeffekte:

$$A(B^\pm \rightarrow f) = |A_1| e^{i\delta_1} e^{\pm i\varphi_1} + |A_2| e^{i\delta_2} e^{\pm i\varphi_2}$$

ergibt

$$\mathcal{A}_{\text{CP}} = \frac{-2|A_1||A_2| \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + 2|A_1||A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2) + |A_2|^2}.$$

- Standardmodell:

- Schwache Phasen φ_k : CKM-Matrix
- Starke Phasen δ_k : FSI ⇒ große Unsicherheiten!

- Amplitudenrelationen erlauben in einigen Fällen die Eliminierung der hadronischen Unsicherheiten ($\rightarrow \gamma$):

- Exakte Relationen: Zerfälle des Typs $B \rightarrow KD$.
- Relationen, die aus Flavoursymmetrien und dynamischen Annahmen folgen: $B \rightarrow \pi\pi, \pi K, KK$.

Amplitudenrelationen

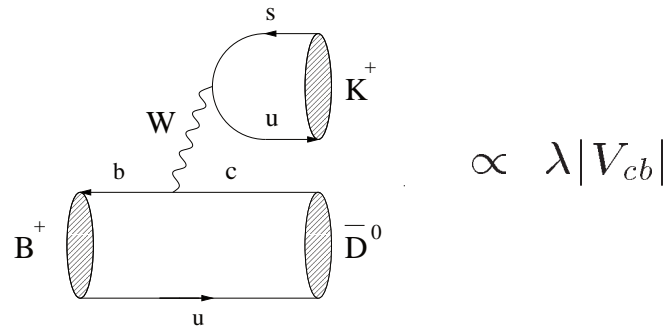
zwischen

$B \rightarrow KD$ Zerfällen

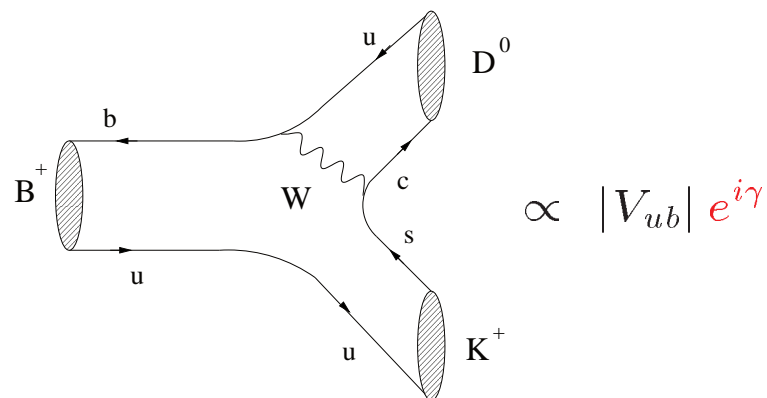
Zerfälle des Typs $B^\pm \rightarrow K^\pm D$

[M. Gronau & D. Wyler, *Phys. Lett.* **B265** (1991) 172]

- $B^+ \rightarrow K^+ \overline{D}^0$: → “farberlaubter” Zerfall



- $B^+ \rightarrow K^+ D^0$: → “farbunterdrückter” Zerfall



- $B^+ \rightarrow K^+ D_+^0$: → CP-Eigenzustand D_+^0

$$|D_+^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|D^0\rangle + |\overline{D}^0\rangle \right) \Rightarrow$$

- Amplitudenrelationen:

$$\sqrt{2}A(B^+ \rightarrow K^+ D_+^0) = A(B^+ \rightarrow K^+ D^0) + A(B^+ \rightarrow K^+ \overline{D}^0)$$

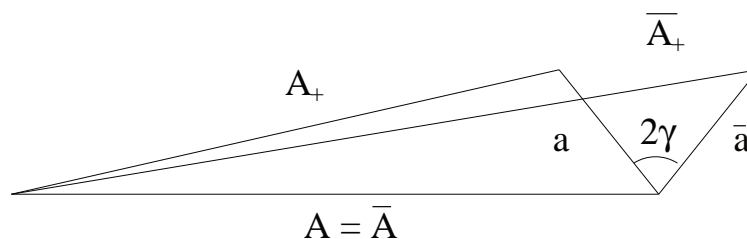
$$\sqrt{2}A(B^- \rightarrow K^- D_+^0) = A(B^- \rightarrow K^- \overline{D}^0) + A(B^- \rightarrow K^- D^0).$$

- Nur Beiträge von “baumartigen” Diagrammen: \Rightarrow

$$A \equiv A(B^+ \rightarrow K^+ \overline{D^0}) = A(B^- \rightarrow K^- D^0)$$

$$a \equiv A(B^+ \rightarrow K^+ D^0) = A(B^- \rightarrow K^- \overline{D^0}) \times e^{2i\gamma}$$

\Rightarrow saubere Bestimmung von γ !



- Dreiecke sind sehr gestaucht, da $a \equiv A(B^+ \rightarrow K^+ D^0)$ im Vergleich zu $A \equiv A(B^+ \rightarrow K^+ \overline{D^0})$ farbunterdrückt:

$$\frac{|a|}{|A|} = \frac{|\bar{a}|}{|\bar{A}|} \approx \frac{1 |V_{ub}|}{\lambda |V_{cb}|} \times \frac{a_2}{a_1} \approx 0.41 \times \frac{a_2}{a_1} = \mathcal{O}(0.1).$$

- Die $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ Methode zur Bestimmung von γ ist daher leider experimentell sehr schwierig!

[Siehe auch D. Atwood et al., *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3257]

- Als Alternative wurden die Zerfälle $B_d \rightarrow K^{*0} D$ vorgeschlagen; hier sind die Dreiecke weniger gestaucht:

– Alle drei Seiten sind jedoch klein, d.h. farbunterdrückt, so dass diese Zerfälle auch nicht ideal für γ sind.

[I. Dunietz, *Phys. Lett.* **B270** (1991) 75]

Zerfälle des Typs $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$

- Die Zerfälle $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$ sind die B_c -Gegenstücke zu $B_u^\pm \rightarrow K^\pm D$ und erlauben auch eine Bestimmung von γ .
[M. Masetti, *Phys. Lett.* **B286** (1992) 160]

- Hierzu werden folgende Amplitudenrelationen verwendet:

$$\sqrt{2}A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ D_+^0) = A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ D^0) + A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ \overline{D^0})$$

$$\sqrt{2}A(B_c^- \rightarrow D_s^- D_+^0) = A(B_c^- \rightarrow D_s^- \overline{D^0}) + A(B_c^- \rightarrow D_s^- D^0),$$

wobei

$$A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ \overline{D^0}) = A(B_c^- \rightarrow D_s^- D^0)$$

$$A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ D^0) = A(B_c^- \rightarrow D_s^- \overline{D^0}) \times e^{2i\gamma}.$$

- Situation erscheint völlig analog zu $B^\pm \rightarrow K^\pm D$; es gibt jedoch einen wichtigen Unterschied:

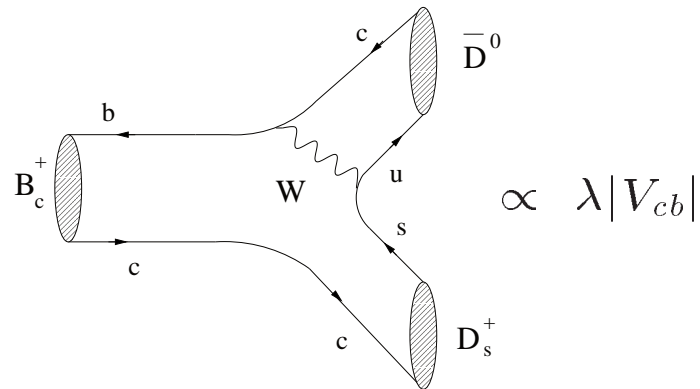
- In den $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$ Zerfällen ist die Amplitude mit dem ziemlich kleinen CKM-Element V_{ub} nicht farbunterdrückt, während das größere Element V_{cb} mit einem Farbunterdrückungsfaktor eingeht:

⇒ Beide Amplituden von gleicher Größenordnung!

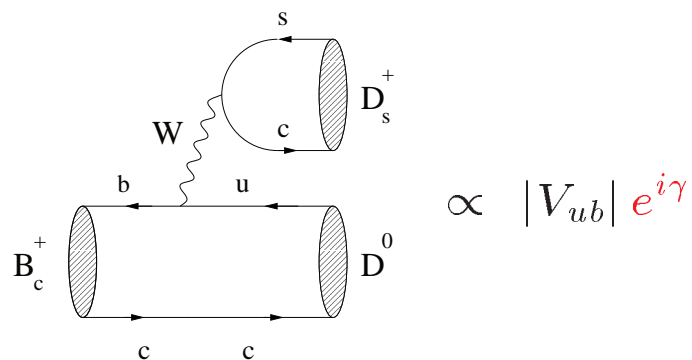
[R.F. und D. Wyler, *Phys. Rev.* **D62** (2000) 057503]

● Feynman-Diagramme:

- $B_c^+ \rightarrow D_s^+ \overline{D^0}$: → “farbunterdrückter” Zerfall



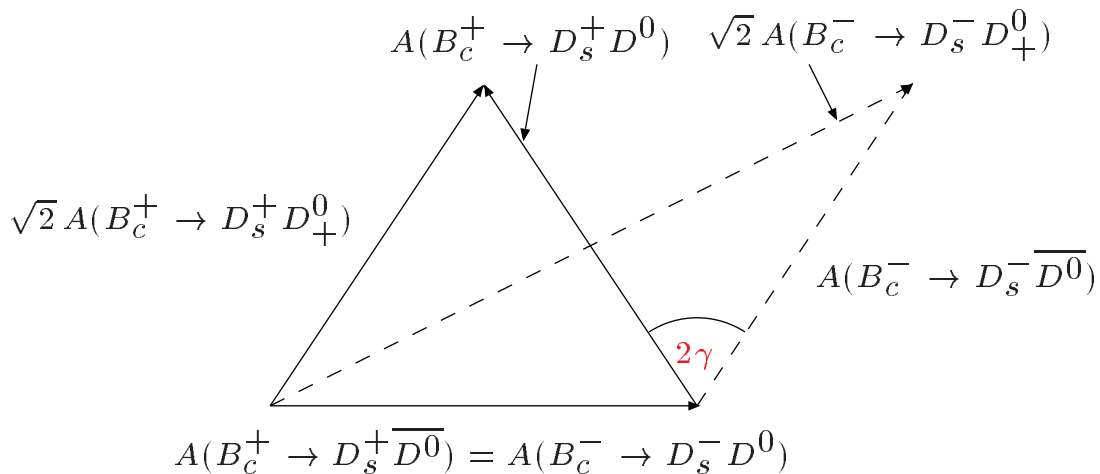
- $B_c^+ \rightarrow D_s^+ D^0$: → “farberlaubter” Zerfall



$$\Rightarrow \left| \frac{A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ D^0)}{A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ \overline{D^0})} \right| = \left| \frac{A(B_c^- \rightarrow D_s^- \overline{D^0})}{A(B_c^- \rightarrow D_s^- D^0)} \right|$$

$$\approx \frac{1 |V_{ub}|}{\lambda |V_{cb}|} \times \frac{a_1}{a_2} \approx 0.41 \times \frac{a_1}{a_2} = \mathcal{O}(1)$$

- Amplitudendreiecke:



- Zerfälle des Typs $B_c^\pm \rightarrow D^\pm D$, d.h. die U -Spin-Gegenstücke zu $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$, können zusätzlich betrachtet werden, wie auch Kanäle, bei denen die D_s^\pm - und D^\pm -Mesonen durch höhere Resonanzen ersetzt werden.
- Am LHC erwartet man eine gewaltige Anzahl von B_c -Mesonen, etwa 10^{10} "ungetriggerte" B_c s pro Jahr!
- Für eine solide Studie der experimentellen Durchführbarkeit sind bessere Berechnungen der relevanten BRs = 10^{-5} – 10^{-4} erforderlich:
 - erste Abschätzung: etwa 20 Ereignisse/Jahr @ LHC.
- Die $B_c^\pm \rightarrow D_{(s)}^\pm D$ Methode könnte für das B -Physik-Programm der zukünftigen Hadronkollider interessant sein.

Das “El Dorado”

für Hadronmaschinen:

B_s -System

Allgemeine Bemerkungen

- An den auf $\Upsilon(4S)$ betriebenen e^+e^- B -Fabriken sind leider keine B_s -Mesonen zugänglich. Das B_s -System ist von besonderem Interesse für Hadronmaschinen!

- Wichtige Unterschiede zum B_d -System:

- Im SM ist die $B_s^0-\overline{B}_s^0$ -Mischungsphase vernachlässigbar:

$$\phi_s \equiv 2\arg(V_{ts}^*V_{tb}) = -2\lambda^2\eta = \mathcal{O}(0.03).$$

- Im SM wird ein großer Mischungsparameter x_s erwartet:

$$x_s \equiv \frac{\Delta M_s}{\Gamma_s} = \mathcal{O}(20).$$

- * Experiment: $\Delta M_s > 14.9 \text{ ps}^{-1}$ (95% C.L.).

- Merkliche Zerfallsbreitendifferenz $\Delta\Gamma_s$ kann vorliegen:

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = \mathcal{O}(10\%).$$

- * CDF-, LEP-Mittelwert:

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = 0.16_{-0.13}^{+0.16}, \quad \frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} < 0.31 @ 95\% \text{ C.L.}$$

[A. Stocchi, Vortrag ICHEP '00, Osaka]

- Theoretischer Status von $\Delta\Gamma_s$:

- Nächstführende QCD-Korrekturen zu $\Delta\Gamma_s$ wurden im Rahmen der “Heavy-Quark Expansion” berechnet:

M. Beneke et al., *Phys. Lett.* **B459** (1999) 631.

- Die Ergebnisse für $\Delta\Gamma_s$ hängen empfindlich von den entsprechenden hadronischen Matrixelementen ab:

- * S. Hashimoto et al., hep-lat/0004022:

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = (10.7 \pm 2.6 \pm 1.4 \pm 1.7) \times 10^{-2}.$$

- * D. Becirevic et al., hep-ph/0006135:

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = (4.7 \pm 1.5 \pm 1.6) \times 10^{-2}.$$

- * Unterschied hängt hauptsächlich mit f_{B_s} zusammen.

- Um die Unsicherheiten von $\Delta\Gamma_s$ zu verringern ist eine bessere Bestimmung der $1/m_b$ -Korrekturen erforderlich; außerdem “unquenching” ...

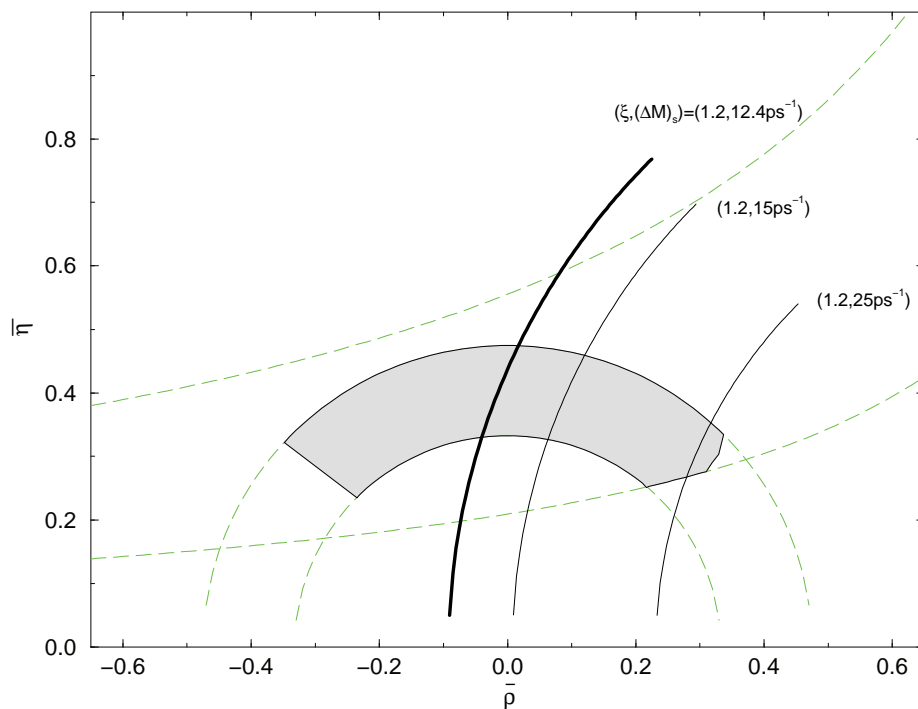
- Die Massendifferenz ΔM_s spielt eine wichtige Rolle um das Unitaritätsdreieck in der $\bar{\rho}$ - $\bar{\eta}$ -Ebene einzuschränken:

- Vergleich mit ΔM_d erlaubt Bestimmung von R_t ; erfordert folgenden $SU(3)$ -brechenden Parameter:

$$\xi = \frac{F_{B_s} \sqrt{B_{B_s}}}{F_{B_d} \sqrt{B_{B_d}}} = 1.14 \pm 0.08 \quad [\text{Gitter, QCD Summenregeln}]$$

- Untere Grenze für $\Delta M_s \Rightarrow$ obere Grenze für R_t :

$$(R_t)_{\max} = 1.0 \times \xi \times \sqrt{\frac{10.2/\text{ps}}{(\Delta M_s)_{\min}}} \quad [\text{Buras ('96)}]$$



“Untagged” B_s -Zerfälle

- Die Übergangsraten $\Gamma(B_s(t) \rightarrow f)$ enthalten $\Delta M_s t$ -Terme und werden durch folgende Observable beherrscht:

$$\xi_f^{(s)} = e^{-i\phi_s} \frac{A(\overline{B}_s^0 \rightarrow f)}{A(B_s^0 \rightarrow f)}.$$

- Die \overline{B}_s^0 - B_s^0 -Oszillationen sind wegen des großen Parameters $x_s \equiv \Delta M_s / \Gamma_s = \mathcal{O}(20)$ sehr schnell!
- Aufgrund $\Delta\Gamma_s / \Gamma_s \neq 0$ können in “untagged” Raten

$$\Gamma[f(t)] \equiv \Gamma(B_s^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\overline{B}_s^0(t) \rightarrow f)$$

CP-verletzende Effekte auftreten und Informationen über die Phasenstruktur von $\xi_f^{(s)}$ gewonnen werden:

$$\Gamma[f(t)] \propto \left[\left(1 + |\xi_f^{(s)}|^2 \right) \left(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right) - 2 \operatorname{Re} \xi_f^{(s)} \left(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right) \right]$$

- Die $\Delta M_s t$ -Terme heben sich weg.
- Experimentell interessant ...
- Erfordert jedoch merklichens $\Delta\Gamma_s / \Gamma_s$!?

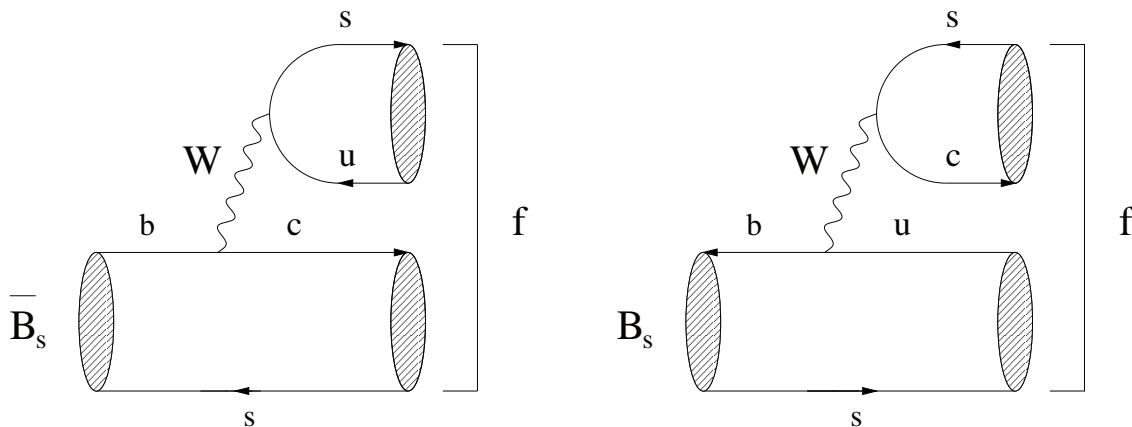
[Details: I. Dunietz, *PRD* **52** (1995) 3048;

R.F. und I. Dunietz, *PRD* **55** (1997) 259 und *PLB* **387** (1996) 361]

B_s -Strategien mit $b \rightarrow c \bar{u} s$ Übergängen

[Gronau & London ('91); Aleksan, Dunietz & Kayser ('92)]

- B_s -Varianten der $B_d \rightarrow D^{(*)\pm} \pi^\mp$ Methode für $\gamma + 2\beta$.
- Zerfälle von B_s und \overline{B}_s in den selben Endzustand f :



$$\propto V_{us}^* V_{cb} = A \lambda^3$$

$$\propto V_{ub}^* V_{cs} = A \lambda^3 R_b e^{i\gamma}$$

\Rightarrow Interferenzeffekte!

- Zeitabhängige $B_s^0, \overline{B}_s^0 \rightarrow f$ Rate: \Rightarrow

$$\xi_f^{(s)} = - e^{-i\phi_s} \frac{A(\overline{B}_s^0 \rightarrow f)}{A(B_s^0 \rightarrow f)} = - e^{-i(-2\delta\gamma+\gamma)} \frac{1}{R_b} \frac{\overline{M}_f}{M_f}$$

- Zeitabhängige $B_s^0, \overline{B}_s^0 \rightarrow \bar{f}$ Rate: \Rightarrow

$$\xi_{\bar{f}}^{(s)} = - e^{-i\phi_s} \frac{A(\overline{B}_s^0 \rightarrow \bar{f})}{A(B_s^0 \rightarrow \bar{f})} = - e^{-i(-2\delta\gamma+\gamma)} R_b \frac{M_{\bar{f}}}{\overline{M}_{\bar{f}}}$$

[Einzelheiten: R.F., *Int. J. Mod. Phys.* **A12** (1997) 2459]

- Die Observablen $\xi_f^{(s)}$ und $\xi_{\bar{f}}^{(s)}$ erlauben eine **theoretisch saubere Bestimmung von $\gamma - 2\delta\gamma$** :

$$\xi_f^{(s)} \times \xi_{\bar{f}}^{(s)} = e^{-2i(\gamma - 2\delta\gamma)}.$$

- Die $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ -Mischungsphase $2\delta\gamma = \mathcal{O}(0.03)$ kann mit Hilfe des Zerfalls $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ bestimmt werden.
- Mehrere wohlbekannte Methoden:
 - “Farberlaubte” Zerfälle: $B_s \rightarrow D_s^\pm K^\mp$.
[R. Aleksan, I. Dunietz und B. Kayser, *Z. Phys.* **C54** (1992) 653]
 - “Farbunterdrückte” Zerfälle: $B_s \rightarrow D^0 \phi$.
[M. Gronau und D. London, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 483]
- “Untagged” B_s -Zerfälle ($\Delta\Gamma_s$):
[R.F. und I. Dunietz, *Phys. Lett.* **B387** (1996) 361]

Winkelverteilungen folgender Zerfälle:

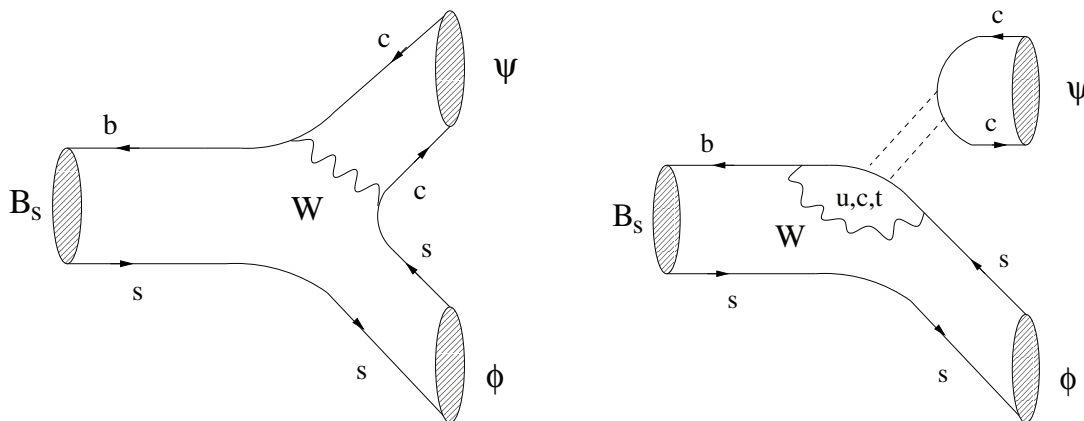
- “Farberlaubte” Zerfälle: $B_s \rightarrow D_s^{*\pm} K^{*\mp}, \dots$
- “Farbunterdrückte” Zerfälle: $B_s \rightarrow D^{*0} \phi, \dots$

Der Zerfall $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

- B_s -Gegenstück zu $B_d \rightarrow J/\psi K_S$.
- Liefert **interessante Methoden** zur Bestimmung von ΔM_s , $\Delta \Gamma_s$ und $\phi_s = -2\delta\gamma = -2\lambda^2\eta = \mathcal{O}(0.03)$.

[A. Dighe, I. Dunietz und R.F., *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 647]

- Feynman-Diagramme:



- Endzustand $J/\psi [\rightarrow l^+l^-]$ $\phi [\rightarrow K^+K^-]$ ist **Mischung** verschiedener **CP-Eigenzustände**: **Winkelverteilungen!**
- Die entsprechenden **Observablen** werden durch

$$\xi_{\psi\phi}^{(s)} \propto e^{-i\phi_s} \left[\frac{\lambda_u^{(s)*} A_{\text{pen}}^{ut} + \lambda_c^{(s)*} (A_{cc}^c + A_{\text{pen}}^{ct})}{\lambda_u^{(s)} A_{\text{pen}}^{ut} + \lambda_c^{(s)} (A_{cc}^c + A_{\text{pen}}^{ct})} \right],$$

beherrscht, wobei

$$\lambda_u^{(s)} = A\lambda^4 R_b e^{i\gamma}, \quad \lambda_c^{(s)} = A\lambda^2 (1 - \lambda^2/2).$$

- Die A_{pen}^{ut} -Terme sind hier stark CKM-unterdrückt:

$$\left| \lambda_u^{(s)} / \lambda_c^{(s)} \right| = \lambda^2 R_b \approx 0.02 .$$

- Die Pinguinamplituden sind aufgrund ihrer Loop- und Farbstruktur noch zusätzlich unterdrückt.
- Die “baumartige” Amplitude A_{cc}^c ist jedoch ebenfalls “farbunterdrückt”, so dass

$$\frac{\left| \lambda_u^{(s)} A_{\text{pen}}^{ut} \right|}{\left| \lambda_c^{(s)} \left(A_{\text{cc}}^c + A_{\text{pen}}^{ct} \right) \right|} = \mathcal{O}(10^{-3})$$

und somit

$$\xi_{\psi\phi}^{(s)} \propto e^{-i\phi_s} \left[1 - 2i \sin \gamma \times \mathcal{O}(10^{-3}) \right] .$$

- Da $\phi_s = -2\delta\gamma = -2\lambda^2\eta = \mathcal{O}(0.03)$ eine sehr kleine Phase im Standardmodell ist, kann ihre Bestimmung aus der $B_s \rightarrow J/\psi [\rightarrow l^+l^-] \phi [\rightarrow K^+K^-]$ Winkelverteilung durch **hadronische Unsicherheiten $\mathcal{O}(10\%)$** in Mitleidenschaft gezogen werden:

→ wichtige Angelegenheit für LHC !

- Diese hadronischen Unsicherheiten können mit Hilfe des Zerfalls $B_d \rightarrow J/\psi \rho^0$ kontrolliert werden, der auch einige andere interessante Eigenschaften besitzt.

[R.F., *Phys. Rev.* **D60** (1999) 073008]

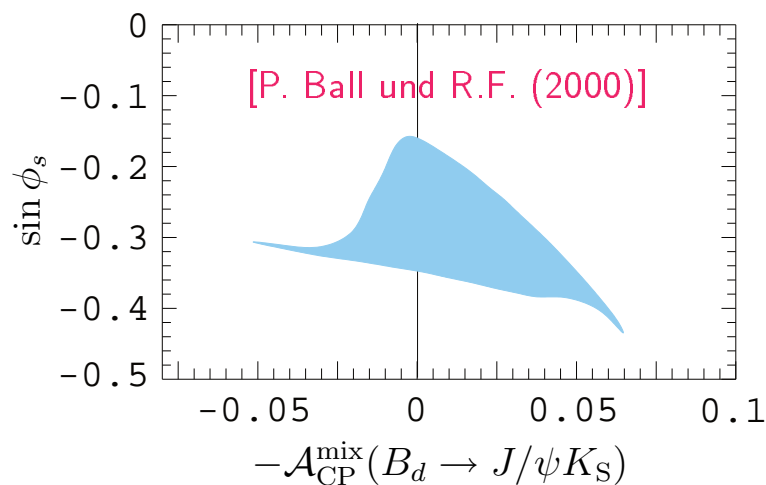
- Sehr kleine CP-verletzende Effekte im Standardmodell:

⇒

Interessante Sonde um nach NP
in der $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ -Mischung zu suchen!

[Nir &
Silverman]

- Beispiel: L-R-symmetrisches Modell mit spontaner CPV



$$\frac{\Gamma(t) - \overline{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \overline{\Gamma}(t)} = \left[\frac{1 - D}{F_+(t) + D F_-(t)} \right] \sin(\Delta M_s t) \sin \phi_s,$$

wobei

$$D \equiv \frac{|A_{\perp}(0)|^2}{|A_0(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2} = 0.1 \dots 0.5.,$$

$$F_{\pm}(t) \equiv \frac{1}{2} \left[(1 \pm \cos \phi_s) e^{+\Delta \Gamma_s t/2} + (1 \mp \cos \phi_s) e^{-\Delta \Gamma_s t/2} \right].$$

- Winkelverteilung: ⇒ $|A_0(0)|, |A_{\parallel}(0)|, |A_{\perp}(0)|, \dots$

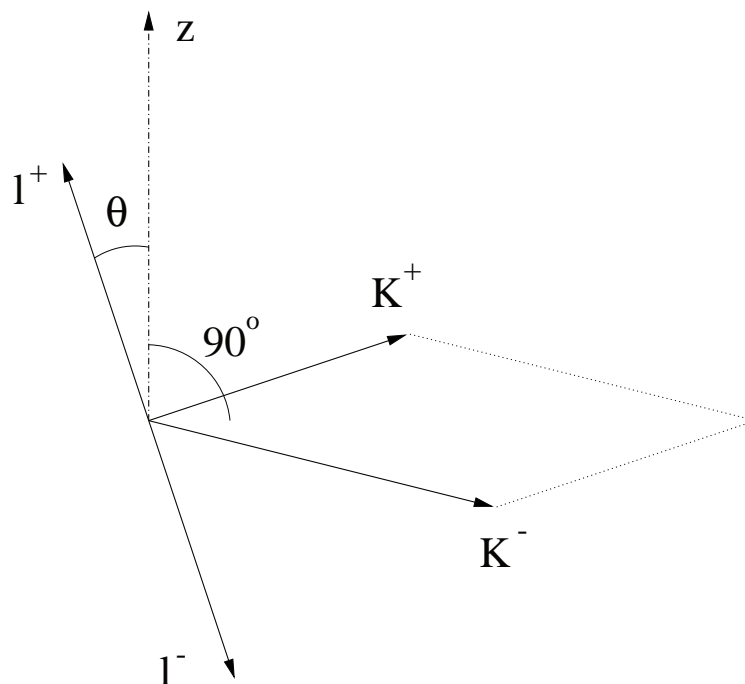
[A. Dighe, I. Dunietz & R.F., *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 647]

Einwinkelverteilung des Zerfalls $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

- Die Zeitentwicklung der vollen Dreiwinkelverteilung der $B_s \rightarrow J/\psi [\rightarrow l^+ l^-] \phi [\rightarrow K^+ K^-]$ Zerfallsprodukte liefert viele interessante Größen! Leider kompliziert ...
- Starke Vereinfachung im Falle der Einwinkelverteilung:

$$\frac{d\Gamma(t)}{d\cos\Theta} \propto \left(|A_0(t)|^2 + |A_{\parallel}(t)|^2 \right) \frac{3}{8} (1 + \cos^2\Theta) + |A_{\perp}(t)|^2 \frac{3}{4} \sin^2\Theta,$$

wobei Θ den Winkel zwischen der Zerfallsrichtung des l^+ und der z -Achse im Ruhesystem des J/ψ beschreibt; die z -Achse steht senkrecht zur $\phi \rightarrow K^+ K^-$ Zerfallsebene:



- Die Einwinkelverteilung erlaubt die Bestimmung der Observablen $|A_0(t)|^2 + |A_{\parallel}(t)|^2$ und $|A_{\perp}(t)|^2$ und liefert die folgenden CP-Asymmetrien:

$$\frac{\left[|A_0(t)|^2 + |A_{\parallel}(t)|^2\right] - \left[|\bar{A}_0(t)|^2 + |\bar{A}_{\parallel}(t)|^2\right]}{\left[|A_0(t)|^2 + |A_{\parallel}(t)|^2\right] + \left[|\bar{A}_0(t)|^2 + |\bar{A}_{\parallel}(t)|^2\right]} = + \frac{1}{F_+(t)} \sin(\Delta M_s t) \sin \phi_s,$$

$$\frac{|A_{\perp}(t)|^2 - |\bar{A}_{\perp}(t)|^2}{|A_{\perp}(t)|^2 + |\bar{A}_{\perp}(t)|^2} = - \frac{1}{F_-(t)} \sin(\Delta M_s t) \sin \phi_s.$$

- Im Gegensatz zu diesen CP-Asymmetrien genügen zur Bestimmung der folgenden Größen “untagged” Datensätze:

$$\begin{aligned} & \left[|A_0(t)|^2 + |A_{\parallel}(t)|^2\right] + \left[|\bar{A}_0(t)|^2 + |\bar{A}_{\parallel}(t)|^2\right] \\ & \propto \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right], \end{aligned}$$

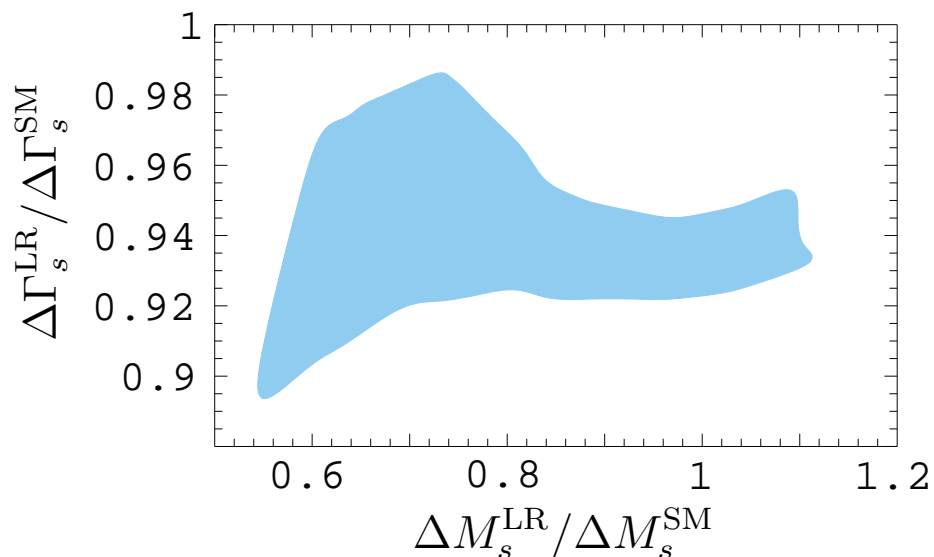
$$\begin{aligned} & |A_{\perp}(t)|^2 + |\bar{A}_{\perp}(t)|^2 \\ & \propto \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]. \end{aligned}$$

- Da ϕ_s im SM sehr klein ist, sind **eindeutige Hinweise auf neue Physik in der $B_s^0-\overline{B}_s^0$ -Mischung** wie folgt gegeben:
 - **Merkliche Werte für die CP-Asymmetrien.**
 - “Untagged” Observable hängen von **zwei Exponenten** ab.
- Zerfallsbreitendifferenz $\Delta\Gamma_s$ wird leider bei Vergrößerung der $B_s^0-\overline{B}_s^0$ -Mischungsphase ϕ_s wie folgt reduziert:

$$\Delta\Gamma_s = \Delta\Gamma_s^{\text{SM}} \cos \phi_s.$$

[Y. Grossman, *Phys. Lett.* **B380** (1996) 99]

- **L-R-symmetrisches Modell mit spontaner CPV:**



[P. Ball und R.F., *Phys. Lett.* **B475** (2000) 111]

- Ergebnisse der CDF-Kollaboration:

$$B_s : \begin{cases} A_0 & = & 0.778 \pm 0.090 \pm 0.012 \\ A_{\parallel} & = & (0.407 \pm 0.232 \pm 0.034) e^{i(1.12 \pm 1.29 \pm 0.11)} \\ |A_{\perp}| & = & (0.478 \pm 0.202 \pm 0.040) \end{cases}$$

$$B_d : \begin{cases} A_0 & = & 0.770 \pm 0.039 \pm 0.012 \\ A_{\parallel} & = & (0.530 \pm 0.106 \pm 0.034) e^{i(2.16 \pm 0.46 \pm 0.10)} \\ A_{\perp} & = & (0.355 \pm 0.156 \pm 0.039) e^{i(-0.56 \pm 0.53 \pm 0.12)} \end{cases}$$

[M. Schmidt (für CDF), FERMILAB-CONF-99/157-E]

– Vergleich von B_d und B_s : \Rightarrow

$SU(3)$ scheint erfüllt zu sein!

- “Faktorisierung” für $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ ($B_d \rightarrow J/\psi K^*$):

Amplituden	BSW	Soares	Cheng
$ A_{\parallel} / A_0 $	0.81(0.77)	0.82 (0.78)	0.75 (0.70)
$ A_{\perp} / A_0 $	0.41 (0.40)	0.89 (0.88)	0.55 (0.54)

– Starke Phasen: $\delta_{\parallel} - \delta_0 = \pi$, $\delta_{\perp} - \delta_0 = 0$.

[A. Dighe, I. Dunietz & R.F., *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 647]

Hauptpunkte der zweiten Vorlesung

- Wichtige Schlüsselzerfälle für die B -Fabriken:
 - $B_d \rightarrow J/\psi K_S$: saubere Bestimmung von β
 - $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$: Bestimmung von α (problematisch ...)
 - $B_d \rightarrow D^{(*)\pm} \pi^\mp$: saubere Bestimmung von $\gamma + 2\beta$
- In Zerfällen geladener B -Mesonen wird CP-Verletzung im allg. durch große hadronische Unsicherheiten beeinträchtigt. Es gibt dennoch einige Fälle, in denen Amplitudenrelationen eine saubere Bestimmung von γ ermöglichen:
 - Amplitudendreiecke in $B \rightarrow KD$ Zerfällen.
 - “Ideale” Realisierung dieser Methode in $B_c^\pm \rightarrow D_s^\pm D$.
- Das B_s -System spielt eine herausragende Rolle für Hadronmaschinen (HERA-B, Tevatron, LHC)!
- Einige wichtige B_s -Zerfälle:
 - $B_s \rightarrow D_s^\pm K^\mp$: saubere Bestimmung von $\gamma - 2\delta\gamma$.
 - $B_s \rightarrow J/\psi \phi$: Bestimmung von $\delta\gamma$; Suche nach NP.