

Quarkmischung und CP-Verletzung

In der bisherigen Diskussion der elektroschwachen Theorie sind zwei Aspekte offen geblieben:

- Massen der Quarks
- Generationenstruktur der Teilchen

Nach Einführung der Quarkmassen via Higgs-Yukawa-Kopplungen wird die bisher auf eine Generation vereinfachte Betrachtung auf drei Generationen erweitert. Experimentelle Befunde werden dabei zeigen, dass zwischen

- Masseneigenzuständen und
- Flavour-eigenzuständen

unterschieden werden muss, was letztlich zu einer Mischung der Masseneigenzustände zu den Flavour-eigenzuständen führt. Die zugehörige Mischungsmatrix (CKM nach Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) ist unitär, enthält also komplexwertige Elemente (Phasen), die zu einer Verletzung der Ladungparität-Paritäts-Invarianz (CP-Verletzung) führen.

Quarkmassen

...-Erzeugung funktioniert analog zu den Leptonmassen, wobei zusätzlich rechtshändige u-Quarksinguletts beitragen:

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad d_R, \quad u_R$$

was zu zwei unterschiedlichen Beiträgen in der Higgs-Quark Yukawa-Kopplung führt ($H(x) = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$):

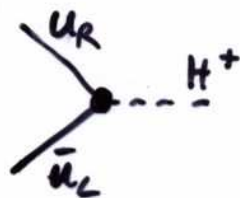
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q &= - \left[f_q \bar{Q}_L H d_R + f_q' \bar{Q}_L H u_R + \text{konj. komplex} \right] \\ &= - f_q \left[\bar{u}_L H^+ d_R + \bar{d}_L H^0 d_R \right] - f_q' \left[\bar{u}_L H^+ u_R + \bar{d}_L H^0 u_R \right] \end{aligned}$$

(in [...] jeweils noch: + konj. komplex)

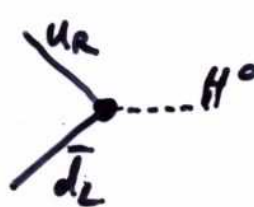
Zwar sind alle Terme in \mathcal{L}_q $SU(2)_L$ -invariant (da $L \cdot H$ ein Singulett ist), aber $U(1)_Y$ -invariant gilt nur für $f_q' = 0$,

denn

$$\bar{u}_L H^+ u_R$$



$$\bar{d}_L H^0 u_R$$



verletzen elektr. Ladungserhaltung (am Vertex \rightarrow):

$$\bar{u}_L H^+ u_R: -\frac{2}{3} + 1 + \frac{2}{3} \neq 0; \quad \bar{d}_L H^0 u_R: +\frac{1}{3} + 0 + \frac{2}{3} \neq 0$$

Quarkmassen

Mit $f_q' = 0$ folgt:

$$\mathcal{L}_q = -f_q \left(\bar{u}_L H^+ d_R + \bar{d}_L H^0 d_R \right) + \text{konj. komplex}$$

und nach spontaner Symmetriebrechung für den Vakuumzustand des Higgs-Feldes $H(x) = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \rightarrow H_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \rightarrow \mathcal{L}_{q,\text{vac}} &= -f_d \frac{v}{\sqrt{2}} \left(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L \right) \\ &= -\boxed{f_d v} \cdot \bar{d}d / \sqrt{2} \quad (f_d = f_q) \end{aligned}$$

↖ Masse des d-Quarks!

- f_d ist eine Yukawa-Kopplungskonstante, die von der Theorie nicht festgelegt werden kann.
- Die Masse des u-Quarks folgt aus einer weiteren Yukawa-Kopplung zwischen Higgs-Feld und u,d-Quark, die letztlich auf der speziellen Eigenschaft der Gruppe $SU(2)$, reell zu sein, beruht.

(Ohne Beweis gilt: Es gibt ein festes $V \in SU(2)$, sodass für alle

$$U \in SU(2) \text{ gilt: } \begin{array}{c} U^\dagger = V U V^{-1} \\ \uparrow \qquad \qquad \uparrow \\ \text{konj. komplex von} \end{array}$$

Bei den Pauli-Matrizen ist dies die Matrix $V = i\tau_2$.)

Masse des u-Quarks

Die Matrix

$$i\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

erzeugt aus dem Higgs-Dublett

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$$

ein weiteres Dublett:

$$\tilde{H} := i\tau_2 H^{**} = \begin{pmatrix} H^{0*} \\ -H^{+*} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \bar{H}^0 \\ -H^- \end{pmatrix}$$

Übergang zum Anti-Teilchen

dabei entspricht $i\tau_2$ einem

Operator, der Teilchen in Antiteilchenzustände umwandelt, also dem Ladungskonjugationsoperator $C := i\tau_2$.

Unter C ändern alle ladungsartigen Quantenzahlen das Vorzeichen, so z.B. auch die Hyperladung von H :

$$Y(H) = +1, \quad Y(\tilde{H}) = Y(CH) = -1$$

Mit \tilde{H} kann nun die Yukawa-Kopplung für die u-Quarkmasse konstruiert werden ($Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$):

$$\mathcal{L}'_u = -f'_q \bar{Q}_L \tilde{H} u_R + \text{konj. komplex}$$

$$= -f'_q \left[\bar{u}_L \bar{H}^0 u_R - \bar{d}_L H^- u_R + \text{konj. komplex} \right]$$

$$\tilde{H} \rightarrow \tilde{H}_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$$

\Rightarrow

$$\mathcal{L}'_{u,\text{vac}} = -f_u \frac{v}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L \right]$$

$$= - \boxed{f_u v} \bar{u} u / \sqrt{2} \quad (f_u \equiv f'_u)$$

↖ Masse des u-Quarks!

Übergang auf 3 Generationen

In der bisherigen Betrachtung der 1. Generation ergeben sich die Massen aus der Higgs-Yukawa-Kopplung

an die Fermionen ($L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$, $R = (e_R)$, $Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$, $H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$, $\tilde{H} = \begin{pmatrix} H^0 \\ -H^- \end{pmatrix}$)

$$\otimes \mathcal{L}_{1.gen} = -f \bar{L} H R - f_q \bar{Q}_L H d_R - f_q' \bar{Q}_L \tilde{H} u_R + \text{konj. komplex}$$

mit den Yukawa-Kopplungskonstanten f, f_q, f_q' .

Bekannt sind experimentell 3 Generation von Fermionen:

• Leptonen: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$

• Quarks: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

Nun könnte jede Generation einen eigenen, unabhängigen Beitrag in der Lagrange-Dichte haben: $\mathcal{L}_{i\text{-gen}}$

Es sind prinzipiell aber noch Inter-Generations-Wechselwirkungen möglich, z.B. der Art: $f \cdot (\bar{u}, d)_L H s_R + f' (\bar{u}, d)_L \tilde{H} c_R$

Deshalb fasst man Leptonen und Quarks aller Generationen zusammen, um ein generelles $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ angeben zu können. Da die Details unübersichtlich sind, wird im Folgenden nur das Konzept grob dargestellt + Schlussfolgerungen.

Übergang auf 3 Generationen

Ohne weitere Details seien:

- l_L alle linkshändige Leptonen ($\nu_e, e^-, \nu_\mu, \mu^-, \nu_\tau, \tau^-$)
- l_R " rechts — " — " (e^-, μ^-, τ^-)
- q_L " links — " — Quarks (d, u, s, c, b, t)
- $q_{d,R}$ " rechts — " — d-Typ Quarks (d, s, b)
- $q_{u,R}$ " rechts — " — u-Typ Quarks (u, c, t)

Damit lautet die auf 3 Generationen verallgemeinerte Yukawa-Wechselwirkungs-Lagrangedichte \otimes :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \bar{l}_L \Gamma^l l_R \cdot H + \bar{q}_L \Gamma^d q_{d,R} \cdot H + \bar{q}_L \Gamma^u q_{u,R} \cdot \tilde{H} + \text{konj. komplex}$$

wobei $\Gamma^l, \Gamma^d, \Gamma^u$ Matrizen der Yukawa-Kopplungskonst.

f, f_q, f_q' sind. Nach spontaner Symmetriebrechung mit $H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \rightarrow H_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \tilde{H}_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$ folgt

dann:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{Masse}} = \bar{l}_L^- M^l l_R^- + \bar{q}_L M^d q_{d,R} + \bar{q}_L M^u q_{u,R} \quad \otimes$$

mit:

- l_L^-, l_R^- 3-Vektoren der geladenen Leptonen (e^-, μ^-, τ^-)
- M^l, M^d, M^u 3×3 Matrizen der Massen von geladenen Leptonen, d-Typ Quarks, u-Typ Quarks, die die f, f_q, f_q' und $v/\sqrt{2}$ enthalten

Übergang auf 3 Generationen

Da experimentell keine Prozesse der Art



($\hat{=}$ flavour-ändernden Vertices)

beobachtet werden, können die Matrizen M^l, M^d, M^u diagonalisiert werden, um die Massen der Teilchen (als Masseneigenzustände der M -Matrizen) zu erhalten ($V^\dagger = V^*$)

$$\left(\begin{array}{l} \text{***} \\ \text{***} \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{l} V_L^l M^l V_R^{l\dagger} = M^l_{\text{diag}} = \begin{pmatrix} m_e & & 0 \\ & m_\mu & \\ 0 & & m_\tau \end{pmatrix} \\ V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = M^d_{\text{diag}} = \begin{pmatrix} m_d & & 0 \\ & m_s & \\ 0 & & m_b \end{pmatrix} \\ V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = M^u_{\text{diag}} = \begin{pmatrix} m_u & & 0 \\ & m_c & \\ 0 & & m_t \end{pmatrix} \end{array} \right.$$

Dabei sind V_L, V_R unitäre 3×3 -Matrizen (d.h. $V_L V_L^\dagger = \mathbb{1}$).

Wird M_{diag} in *** nach M aufgelöst und in die Massen-Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Masse}}$ (***) eingesetzt,

so ergibt sich:


$$\text{***} \mathcal{L}_{\text{Masse}} = \tilde{\bar{l}}_L M^l_{\text{diag}} \tilde{l}_R + \tilde{\bar{q}}_L M^d_{\text{diag}} \tilde{q}_{d,R} + \tilde{\bar{q}}_L M^u_{\text{diag}} \tilde{q}_{u,R}$$

mit:

$$\text{***} \left\{ \begin{array}{ll} \tilde{\bar{l}}_L := V_L^l \bar{l}_L & \tilde{\bar{l}}_R := V_R^l \bar{l}_R \\ \tilde{\bar{q}}_{d,L} := V_L^d \bar{q}_{d,L} & \tilde{\bar{q}}_{u,L} := V_L^u \bar{q}_{u,L} \\ \tilde{\bar{q}}_{d,R} := V_R^d \bar{q}_{d,R} & \tilde{\bar{q}}_{u,R} := V_R^u \bar{q}_{u,R} \end{array} \right.$$

Übergang auf 3 Generationen: Fazit

Es gibt zwei äquivalente Darstellungen von $\mathcal{L}_{\text{Masse}}$:

(1) Flavour-Darstellung \cong 


$$\mathcal{L}_{\text{Masse}} = \bar{l}_L M^l l_R + \bar{q}_L M^d q_{d,R} + \bar{q}_L M^u q_{u,R}$$

Hier sind $l_L, l_R, q_L, q_{d,R}, q_{u,R}$ die Flavour-Eigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung

(2) Massen-Darstellung \cong 

$$\mathcal{L}_{\text{Masse}} = \tilde{l}_L M_{\text{diag}}^l \tilde{l}_R + \tilde{q}_L M_{\text{diag}}^d \tilde{q}_{d,R} + \tilde{q}_L M_{\text{diag}}^u \tilde{q}_{u,R}$$

Hier sind $\tilde{l}_L, \tilde{l}_R, \tilde{q}_L, \tilde{q}_{d,R}, \tilde{q}_{u,R}$ die Massen-Eigenzustände der Yukawa-Higgs-Fermion-Wechselwirkung.

- Die Transformation zwischen Flavour-Eigenzustand und Massen-Eigenzustand geschieht mit den unitären Matrizen V^l, V^d, V^u gemäß :

$$\tilde{l}_L = V_L^l l_L \quad ; \quad \tilde{l}_R = V_R^l l_R$$

$$\tilde{q}_{d,L} = V_L^d q_{d,L} \quad ; \quad \tilde{q}_{u,L} = V_L^u q_{u,L}$$

$$\tilde{q}_{d,R} = V_R^d q_{d,R} \quad ; \quad \tilde{q}_{u,R} = V_R^u q_{u,R}$$

Übergang auf 3 Generationen: Konsequenzen

Wichtiger als alle vorgenannten Details sind die Konsequenzen der beiden Darstellungen bzgl. der elektroschwachen Wechselwirkungen, die durch die Felder $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$, W_μ^3 und B_μ vermittelt werden. Diese erscheinen in der kovarianten Ableitung:

$$iD_\mu = i\partial_\mu - \frac{g_W}{\sqrt{2}} (\tau^+ W_\mu^+ + \tau^- W_\mu^-) - \frac{g_W}{2} \tau^3 W_\mu^3 - \frac{g'}{2} Y B_\mu$$

und wirken auf die Flavour-Eigenzustände l, q_d, q_u .

z. B.:
$$\mathcal{L}_{\text{Quark}} = \frac{1}{2} \bar{q}_{d,R} i \gamma^\mu D_\mu q_{d,R} + \dots$$

Die detaillierte Auswertung ergibt eine interessante Eigenschaft von W_μ^3 und B_μ :

$$\bar{q}_L \gamma^\mu \tau_3 q_L W_\mu^3 = \bar{\tilde{q}}_L \gamma^\mu \tau_3 \tilde{q}_L W_\mu^3$$

(und analog für B_μ und für q_R, l)

d.h. W_μ^3, B_μ koppeln gleich an Flavour - wie an Masseneigenzustände, sie bewirken also keine Übergänge zwischen verschiedenen Generationen:

keine flavour-ändernden neutralen Ströme (FCNC)

Übergang auf 3 Generationen: Quarkmischung

Für die geladenen W-Bosonen, W_μ^\pm , ist die Sachlage völlig anders:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W^+} &= \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{q}_L \gamma^\mu \tau^+ q_L W_\mu^+ = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{q}_{d,L} \gamma^\mu q_{u,L} W_\mu^+ \\ &= \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{q}_{d,L} \gamma^\mu \cdot \underbrace{V_L^d \cdot (V_L^u)^{-1}}_{\substack{\text{i.A. beliebige unitäre} \\ 3 \times 3 \text{ Matrix } V_{CKM}}} \cdot q_{u,L} W_\mu^+ \end{aligned}$$

⇒ In der W^\pm -Wechselwirkung mit den Massen-Eigenzuständen der Quarks tritt eine unitäre Matrix V_{CKM} auf, die die Massen-Eigenzustände zu den Flavour-Eigenzuständen mischt.

Diese Matrix V_{CKM} (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix) hat letztlich 4 Parameter:



- ▶ 3 Mischungswinkel $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ($\hat{=}$ Euler-Winkel, beschreiben eine Rotation im Raum der 3 Generationen)
- ▶ eine (komplexwertige) Phase δ_{13} , wobei $\delta_{13} \neq 0$ zu Verletzung von P- und CP-Invarianz führt (weil beim Übergang einer Teilchen-zur entsprechenden Antiteilchenreaktion, V_{CKM} durch $V_{CKM}^* \neq V_{CKM}$ ersetzt wird)

CKM - Matrix

kann allgemein (1973 von Kobayashi u. Maskawa vorgeschlagen) als unitäre 3×3 Matrix formuliert werden, die die (d-Typ)-Quarkmassen-Eigenzustände zu den Flavour-Eigenzuständen mischt:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix} \equiv V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}$$

Die Matrixelemente sind dabei i.A. komplexe Zahlen (vgl. folgende Folien). Mit den Indizes der Matrixelemente wird angegeben, bei welcher Kopplung der W^\pm -Bosonen an Quarks das Matrixelement relevant ist, z.B.

- V_{ud} für 
- V_{ts} für 

Die (Absolutbeträge der) Matrixelemente können aus den schwachen Zerfällen von Teilchen bestimmt werden, z.B. V_{ud} aus $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

Die (komplexwertigen) Anteile, welche CP-Verletzung hervorrufen, sind experimentell viel schwieriger zu bestimmen.

Parametrisierung der CKM-Matrix

- Man kann die CKM-Matrix durch minimal 4 Parameter darstellen. Drei davon sind Mischungswinkel, z.B. $\theta_{12} \equiv \theta_c$ zwischen d und s

θ_{13} zwischen d und b

θ_{23} zwischen s und b

Der vierte Parameter ist eine Phase δ_{13} , die nach der Mischung in der Wellenfunktion verbleibt:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}$$

mit $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ und $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ für die Generationen $i, j = 1, 2, 3$.

- Für $\theta_{13} = 0$ und $\theta_{23} = 0$ erhält man

$$\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

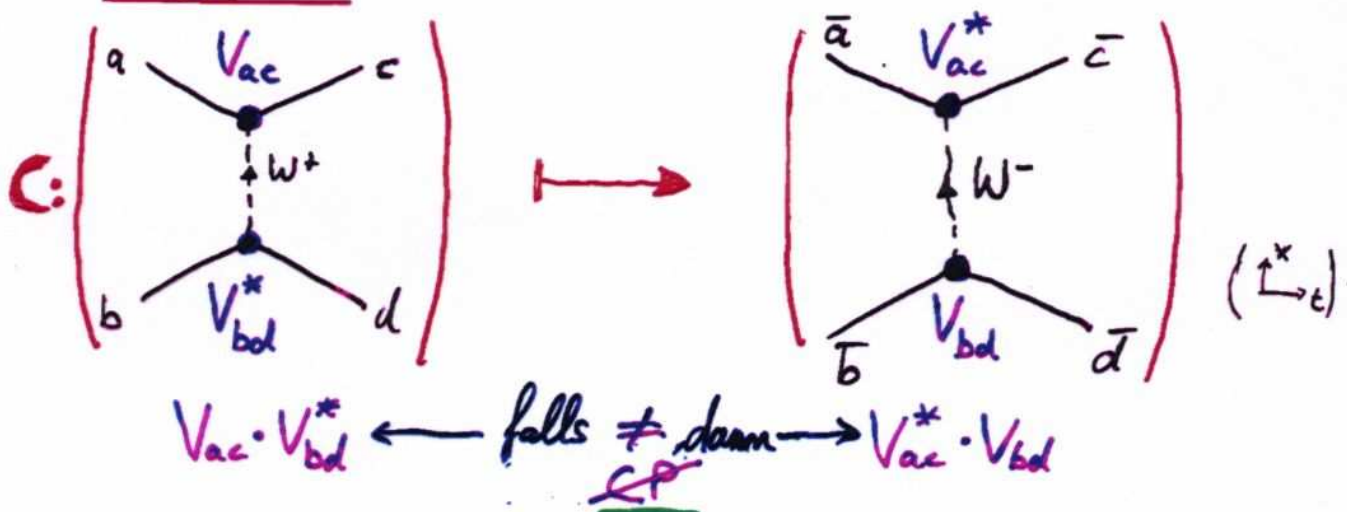
die (verallgemeinerte) Cabibbo-GIM-Mischungsmatrix.

Parametrisierung der CKM-Matrix

Mit den experimentellen Werten für $|V_{ij}|$ findet man:

- $S_{12} \gg S_{23} \gg S_{13}$
 $(\sin \theta_{12} \gg \sin \theta_{23} \gg \sin \theta_{13})$
 Mischung 1.-2. \gg 2.-3. \gg 1.-3. Generation
- $c_{12} \approx V_{ud}$ mit $|V_{ud}| = 0.9750 \pm 0.008$
 $s_{12} \approx V_{us}$ mit $|V_{us}| = 0.222 \pm 0.004$
 $s_{13} e^{-i\delta_{13}} \approx V_{ub}$ mit $|V_{ub}| = 0.004 \pm 0.003$
 $s_{23} \approx V_{cb}$ mit $|V_{cb}| = 0.040 \pm 0.003$
 $c_{23} \approx V_{tb}$ mit $|V_{tb}| = 0.9992 \pm 0.0002$

- Phase $0 \leq \delta_{13} < 2\pi$ führt zur Verletzung der CP-Invarianz / -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung, falls $\delta_{13} \neq 0$, denn:



Parametrisierung der CKM-Matrix

Da die "Standard"-Parametrisierung der CKM-Matrix wenig einprägsam ist und da eine klare Hierarchie der Mischungswinkel ($s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$), ^{vorliegt} hat L. Wolfenstein 1983 eine Approximation vorgeschlagen.

$$V \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

wobei $\lambda \equiv s_{12} \equiv \sin \theta_c$ und A, ρ, η reelle Zahlen der Größenordnung 1 sind.

In dieser Darstellung wird der mögliche CP-verletzende Beitrag durch den Wert von η repräsentiert.

Beachte die Eigenschaften der CKM-Matrix:

- Hauptdiagonalelemente ≈ 1
- erste Nebendiagonale $\sim \lambda$ für 1. \leftrightarrow 2. Generation
 $\sim \lambda^2$ für 2. \leftrightarrow 3. Generation
- zweite Nebendiagonale $\sim \lambda^3$
enthält CP-verletzende Terme

CKM-Matrix und CP-Verletzung

Konzept: Quarkmischung mit CKM-Matrix (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa)
 im Detail: unterschiedliche Masse- und elektroschwache Eigenzustände der Quarks

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \uparrow \text{ elektroschw. Eigenzustand} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix} \uparrow \text{ Masseeigenzustand} \equiv V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}$$

↑ elektroschw. Eigenzustand

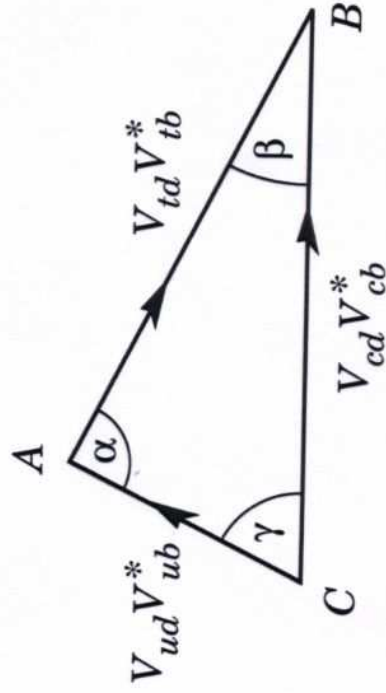
↑ Masseeigenzustand

CKM-Matrix ist unitär $\rightarrow V_{CKM} \cdot V_{CKM}^{\dagger} = 1$

(für drei Generationen und erhaltener CPT-Symmetrie !)

\Rightarrow Unitaritätsrelationen: $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cb}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* \stackrel{!}{=} 0$

\Rightarrow Unitaritätsdreieck:



\Rightarrow Messung: Winkel und Seiten \rightarrow geschlossenes Unitaritätsdreieck?

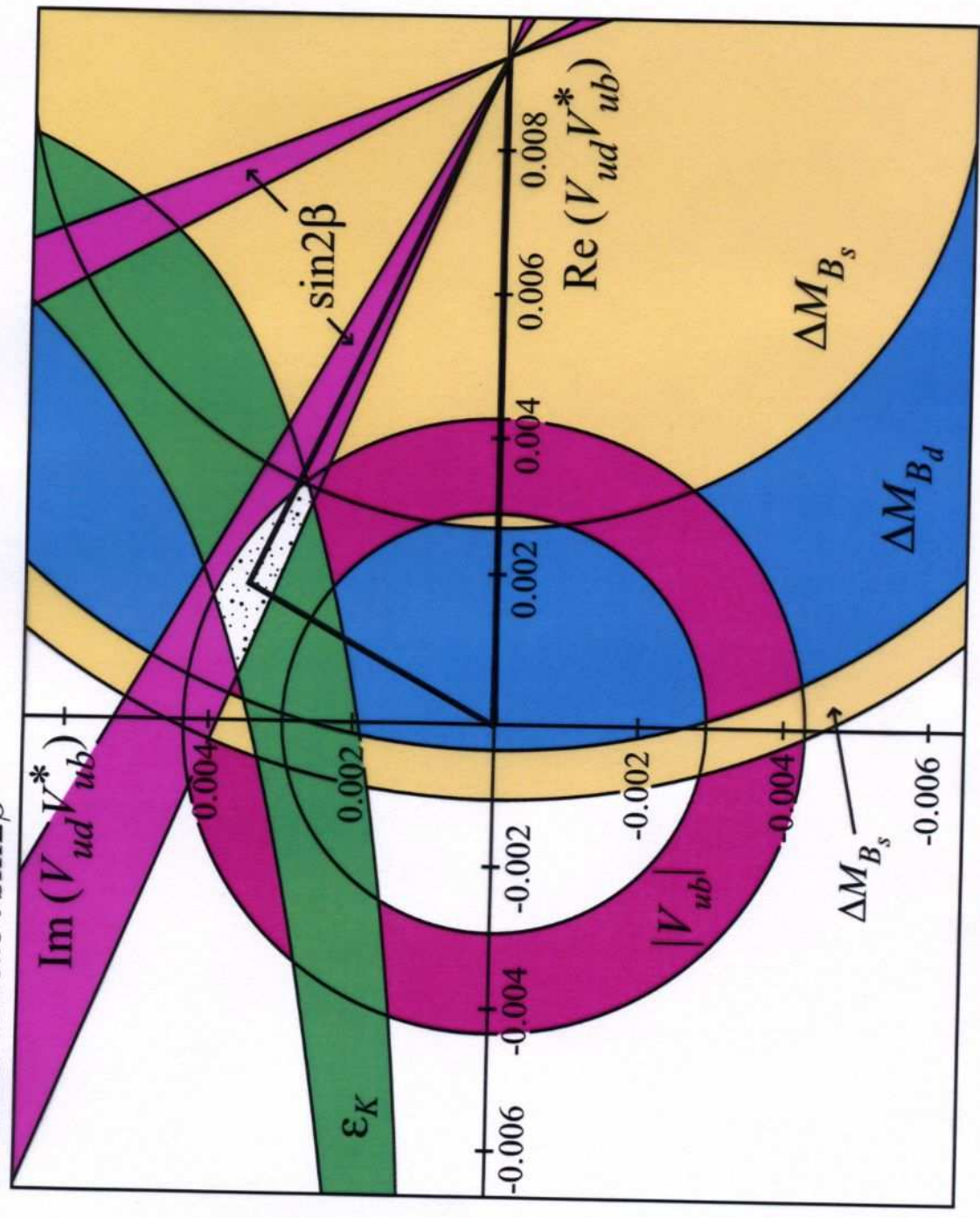
(ohne komplexwertige Anteile wäre das Unitaritätsdreieck entartet:



und es trägt keine CP-Verletzung auf.

Unitaritätsdreieck und CP-Verletzung

Messresultat von BaBar & Belle : $\sin 2\beta$



$\implies \text{Im}(V_{ud}V_{ub}^*) \neq 0 \implies \text{CP-Verletzung!}$

NB: viele verschiedene Experimente tragen bei;

ϵ_K : CP-Verletzung im $K^0 - \bar{K}^0$ -System

ΔM_{B_d} : $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -Oszill.

ΔM_{B_s} : $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -Oszillation

$|V_{ub}|$: $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ -Zerfall

$\sin 2\beta$: $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^-$ Zerfall

(weitergehende) Bedeutung der CP-Verletzung

CP-Verletzung $\overset{?}{\longleftrightarrow}$ Materie-Antimaterie-Asymmetrie

Benötigt:

1. Nichterhaltung der Baryonenzahl,
 2. Verletzung von C- und CP-Symmetrie,
 3. Abweichung vom thermischen Gleichgewicht.
- } \implies z.B. für Grand Unified Theory (GUT)
 \implies Abkühlung nach heissem Urknall

Also z.B.:

- Grand Unified Theory
z.B. $SU(5) \supset SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$
 - X- und \bar{X} -Teilchen im Urknall gleich häufig (dito Y)
 - aber CP-Verletzung
 - $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ -Paarvernichtung (ca. 10^{-33} s nach Urknall)
 \rightarrow einige u- und d-Quarks überleben Paarvernichtung
- \implies Überschuss von Materie gegenüber Antimaterie !
- \rightarrow X- und Y-Teilchen (so gen. Leptoquarks) mit:
 $X \rightarrow uu, e^+\bar{d}$ und $Y \rightarrow e^+\bar{u}, \bar{\nu}e\bar{d}, ud$
- \rightarrow $BR(X \rightarrow uu) > BR(\bar{X} \rightarrow \bar{u}\bar{u})$
 $BR(\bar{X} \rightarrow e^-\bar{d}) > BR(X \rightarrow e^+\bar{d})$
 $u\bar{u} \rightarrow 2\gamma$ und $d\bar{d} \rightarrow 2\gamma$
 $u+u+d \rightarrow$ Proton und $u+d+d \rightarrow$ Neutron