

Kerne und Teilchen

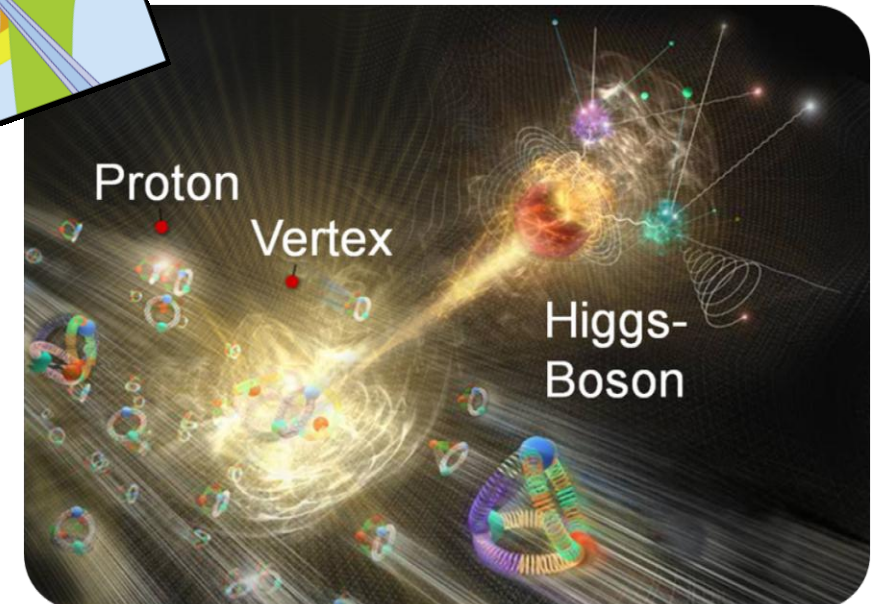
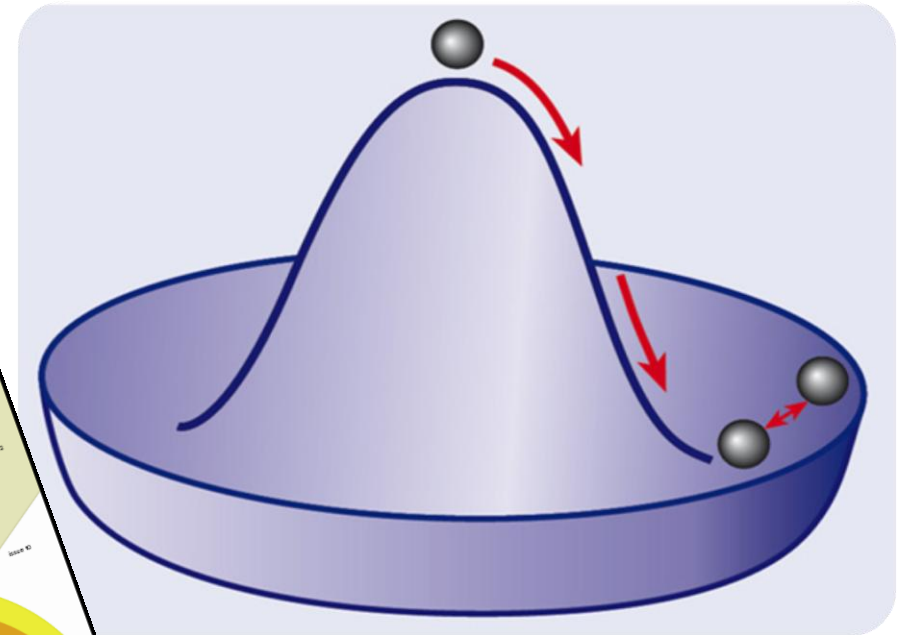
Physik VI

Vorlesung # 23 6.7.2010

Guido Drexlin, Institut für Experimentelle Kernphysik

Schwache Wechselwirkung

- Spontane Symmetriebrechung
- Higgs-Boson
- Quark-Mischung: Cabibbo-Winkel
- CKM Matrix: 3×3 Mischung
- GIM Mechanismus & FCNC



schwache Wechselwirkung



■ ft-Werte & Klassifikation von β -Zerfällen

- das Produkt $f \cdot t_{1/2}$ variiert von $10^3 - 10^{22}$ s $\leadsto$ $\log(ft)$ -Wert
- $f \cdot t_{1/2} \sim 1/M^2$ (direktes Mass für die Größe des **Kernmatrixelements M**)
- (über-)erlaubt: Fermi- & GT-Übergänge mit $\Delta J = 0, 1 \leadsto \log(ft) < 6$
- ℓ -fach verboten: $\Delta J = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ (Bahndrehimpuls ℓ)

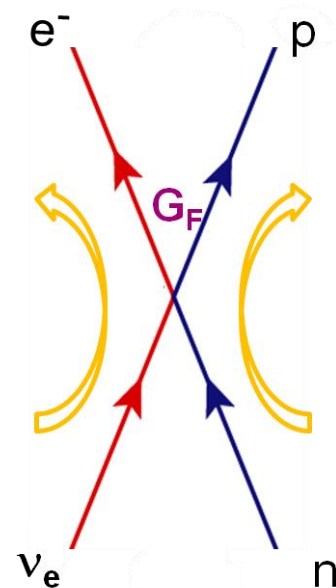
■ schwache Ströme

- Verhältnis axialvektorielle/vektorielle Kopplung: $g_A/g_V = -1.27$
- **CVC** (Conserved Vector Current): Erhaltung durch Isospinsymmetrie
- **PCAC** (Partially Conserved Axialvector Current): QCD Effekte

■ Strom-Strom Kopplung:

- Kopplung eines leptonischen Stroms J_{lept} mit einem hadronischen Strom J_{hadr}

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot J_\mu^+(x) \cdot J^\mu(x) \quad J_\mu = J_{\mu,\text{lept.}} + J_{\mu,\text{hadr.}}$$



Elektroschwache Vereinigung



■ V–A Wechselwirkung:

Vektorbosonen $W^\pm$ koppeln nur an chiral linkshändige Fermionen:

$$J_{\mu,lept} = \bar{\Psi}_e \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \Psi_\nu$$

$$\bar{\Psi}_L = \bar{u} \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 - \gamma^5)$$

chiral LH Fermion

■ Schwacher Isospin T

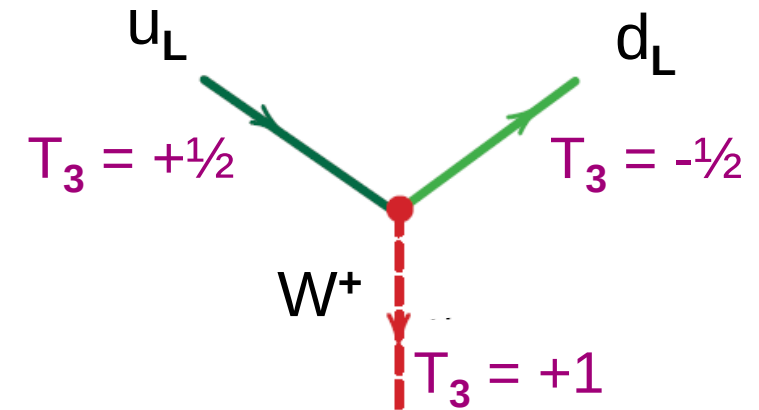
- LH Dubletts
- RH Singulets

Schwache Hyperladung Y_w

$$- Q = T_3 + Y_w/2$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$$

$$(e^-)_R \quad (u)_R \quad (d)_R$$



■ Elektroschwache Symmetriebrechung

- Einführung des Higgs-Felds bricht $SU(2) \times U(1)_Y$ Symmetrie: $\gamma, Z^0 \Leftrightarrow W^0, B^0$

$$\begin{pmatrix} |\gamma\rangle \\ |Z^0\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |W^0\rangle \end{pmatrix}$$

Weinbergwinkel θ_w :

$$e = g \cdot \sin \theta_w$$

■ Struktur des elektroschwachen Stromes:

- Kopplungen der geladenen und neutralen schwachen Ströme & des elektromagnetischen Stromes

$$\begin{aligned} L_W = & \frac{g}{\sqrt{2}} \cdot \left(J_\mu^- W^{+\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu} \right) \\ & + \frac{g}{\cos \theta_W} \left(J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W \cdot J_\mu^{em} \right) Z^\mu \\ & + \underbrace{g \cdot \sin \theta_W}_{= e} \cdot J_\mu^{em} \cdot A^\mu \end{aligned}$$

⇒ geladener Strom von W^+ und W^-

⇒ neutraler Strom von Z^0

⇒ elektromagnetischer Strom von γ

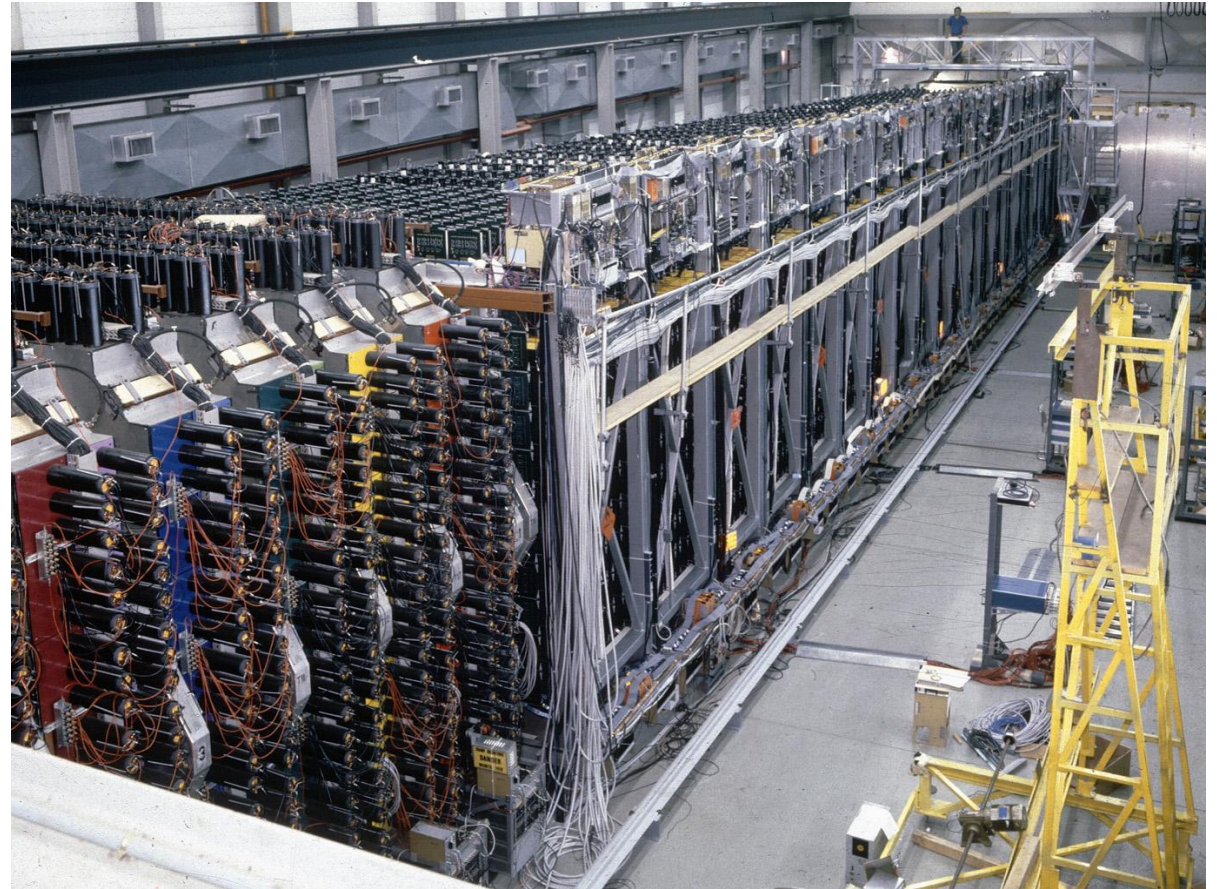
■ Struktur der schwachen neutralen Ströme (Teil II):

- linkshändige Ströme mit $T_3 = \pm 1/2$, rechtshändige Ströme mit $T_3 = 0$
- **chirale Kopplungskonstanten:**

$$c_L = T_3 - Q \cdot \sin^2 \theta_W$$

$$c_R = -Q \cdot \sin^2 \theta_W \quad [\hookrightarrow \text{Neutrinos: } c_R = 0]$$

- experimentelle Untersuchungen zur Struktur schwacher neutraler Ströme am CERN: CHARM-II Detektor
 - $\nu_e e$ Streuung
 - $\nu_\mu e$ Streuung



- **Struktur der schwachen neutralen Ströme (Teil II):**
 - linkshändige Ströme mit $T_3 = \pm \frac{1}{2}$, rechtshändige Ströme mit $T_3 = 0$
 - **chirale Kopplungskonstanten:**
$$c_L = T_3 - Q \cdot \sin^2 \theta_W \qquad c_R = - Q \cdot \sin^2 \theta_W \quad [\Rightarrow \text{Neutrinos: } c_R = 0]$$

Spontane Symmetriebrechung

■ Prinzip der spontanen Symmetriebrechung:

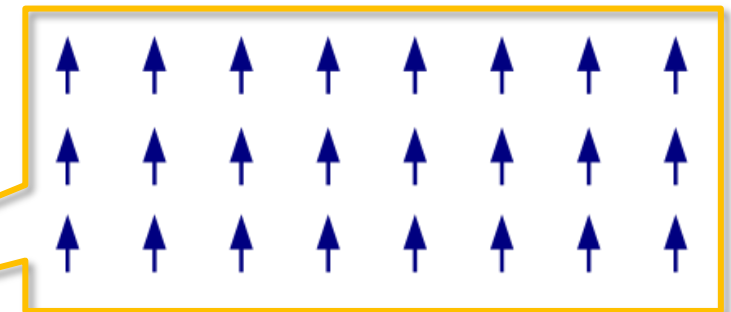
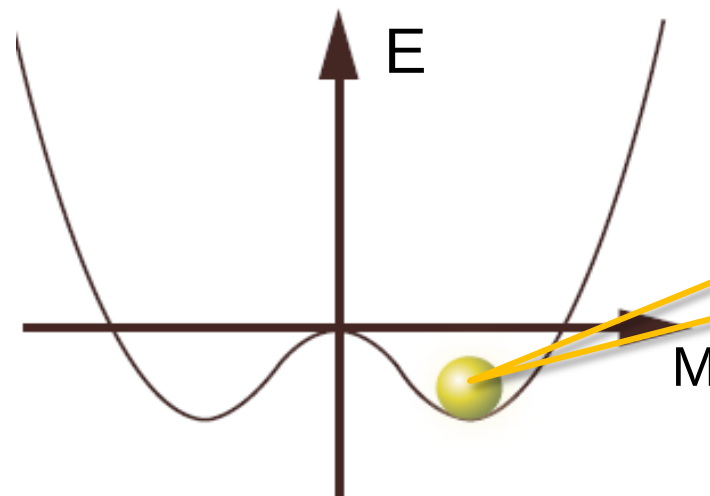
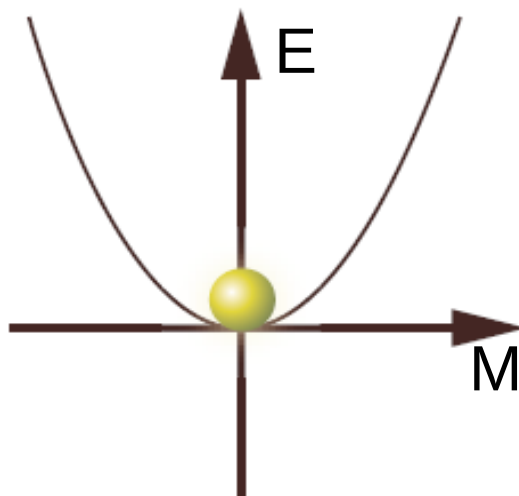
Ferromagnet:

Magnetisierung M & kritische Curie-Temperatur T_c

- $T > T_c$: thermische Bewegung verhindert Ausrichtung der Dipole, keine Magnetisierung des Grundzustands, Rotationssymmetrie
- $T < T_c$: magnetische Dipole richten sich spontan aus $\rightarrow$ Magnetisierung
spontane Brechung der ursprünglichen Rotations-Symmetrie
Grundzustand ist energetisch entartet

Symmetrie

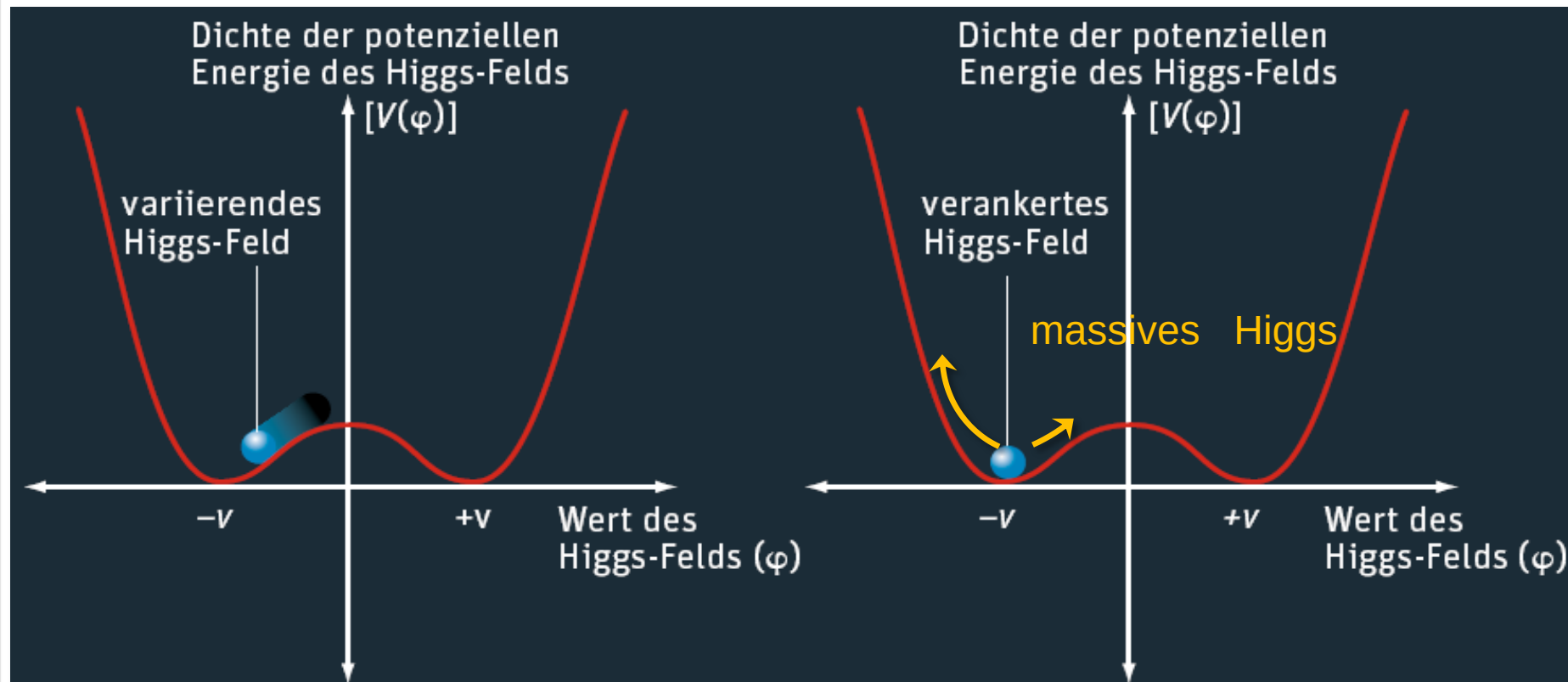
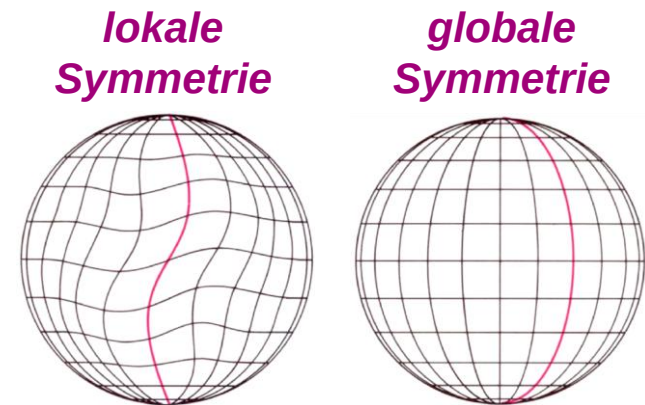
spontan gebrochene Symmetrie



Spontane Symmetriebrechung

■ Prinzip der spontanen Symmetriebrechung:

- spontane Symmetriebrechung **globaler Symmetrie**: masselose (Nambu-Goldstone) Bosonen
- spontane Symmetriebrechung einer **lokalen Symmetrie**: **massive Eichfelder**



Yoichiro
Nambu

Nobel-
preis 2008



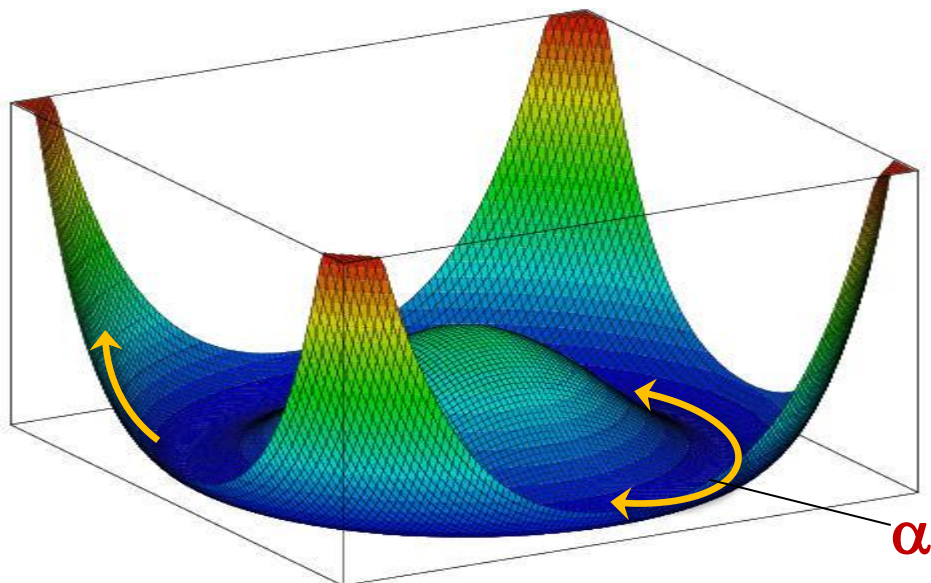
■ Schritte der spontanen Symmetriebrechung:

1. Einführung des Higgsfelds :

- skalares Feldes als SU(2) Dublett $\Phi(x)$ mit schwacher Hyperladung $Y_W = -1$
- komplexes Dublett mit 4 reellen Komponenten

2. Higgs-Wechselwirkungen:

- Kopplung an die masselosen Eichfelder $W_\mu(x)$ & Selbstkopplung
- Potenzial $V(\Phi)$: 3 Eichfelder erhalten Masse (longitudinaler Polarisationsfreiheitsgrad) aus 3 Higgs-Freiheitsgraden (α) 4. Freiheitsgrad: Higgsboson



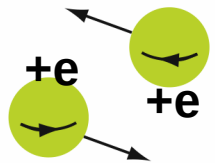
entartetes Vakuum:

das Higgsfeld nimmt den niedrigsten Energiezustand an, dort ist für eine Rotation um Winkel α keine Energie erforderlich (‘Sektflaschenboden’) dies entspricht „Goldstone-Boson“, das zu massivem Eichboson wird

■ Schritte der spontanen Symmetriebrechung:

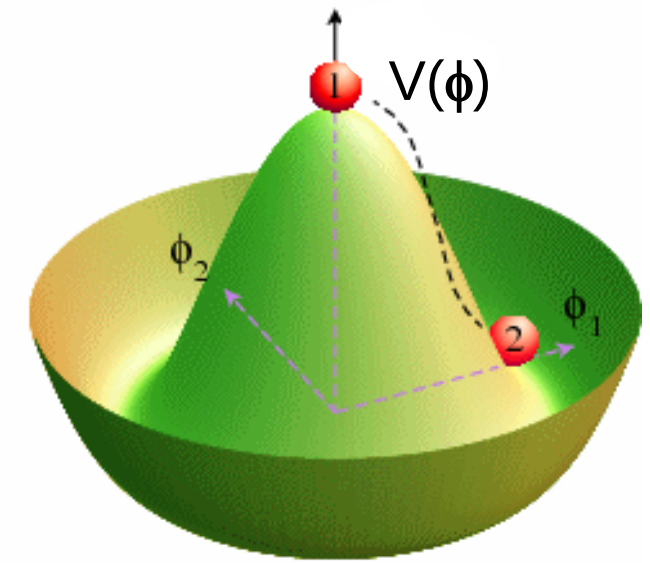
3. resultierende Symmetrie:

- Lagrangedichte der Wechselwirkung behält $SU(2) \times U(1)_Y$ Symmetrie
- im Vakuum ist die Symmetrie gebrochen, das Higgsfeld hat einen endlichen **Vakuumerwartungswert $w = 246 \text{ GeV}$** mit $w = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2}$
- Vakuum mit schwacher Hyperladung $Y_W =$ 'kosmischen Supraleiter'
- Higgsfeld begrenzt Reichweite der $W^\pm, Z^0$
- elektromagnet. $U(1)$ erhalten $\Rightarrow$ keine Kopplung an das Photon, $m(\gamma) = 0$



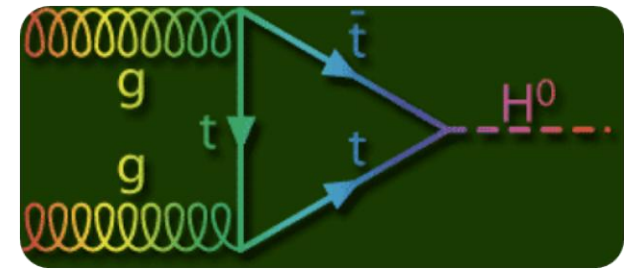
4. Weitere Effekte:

- Quarks und geladene Leptonen erhalten ihre **Masse durch Yukawa-artige Ankopplungen an das Higgsfeld Φ**
- die Yukawa-Kopplungsstärken entsprechen den experimentell gemessenen Massen
- $m(\text{Top}) = 173 \text{ GeV} \Rightarrow$ Yukawa-Stärke $g(\text{Top}) \sim 1$



Higgs-Potenzial

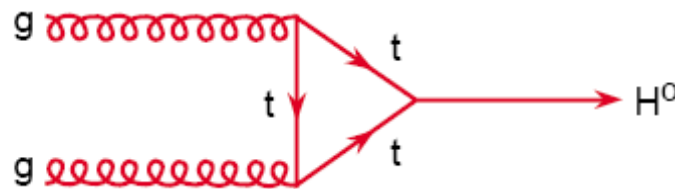
Higgs Erzeugung



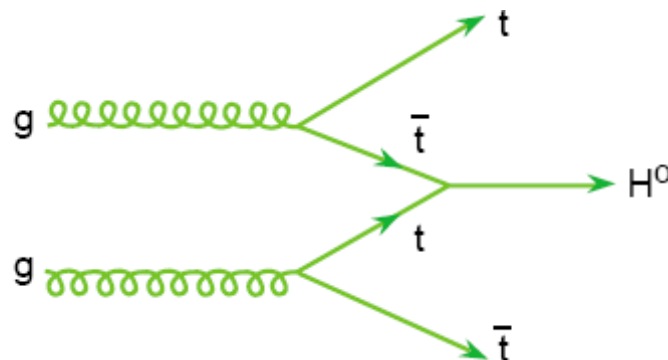
■ Higgs am LHC: 4 Produktionsmechanismen

- die relative Stärke der einzelnen Mechanismen hängt ab von Higgsmasse
- dominant: **Gluon-Gluon Fusion**
- sub-dominant: **Vektorboson-Fusion**
- QCD-Strahlungskorrekturen spielen wichtige Rolle bei Higgsproduktion (KIT-Beiträge durch NLO, NNLO: D. Zeppenfeld et al.)

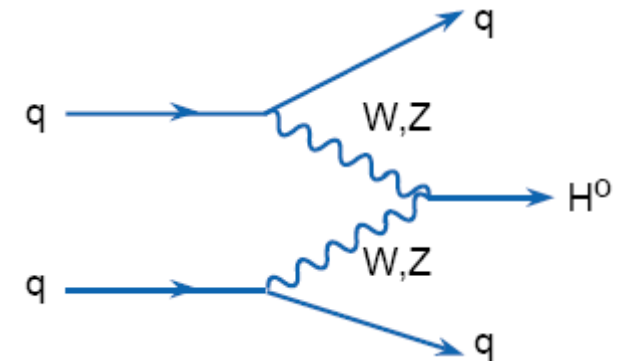
Gluon-Gluon
Fusion



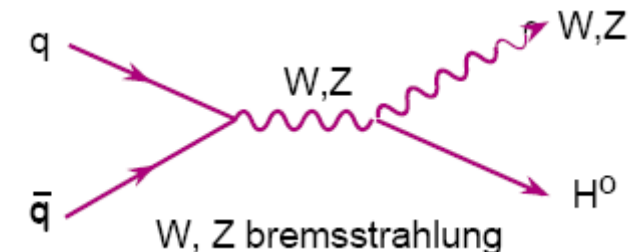
Top-Anti-Top
Fusion



Vektorboson
Fusion

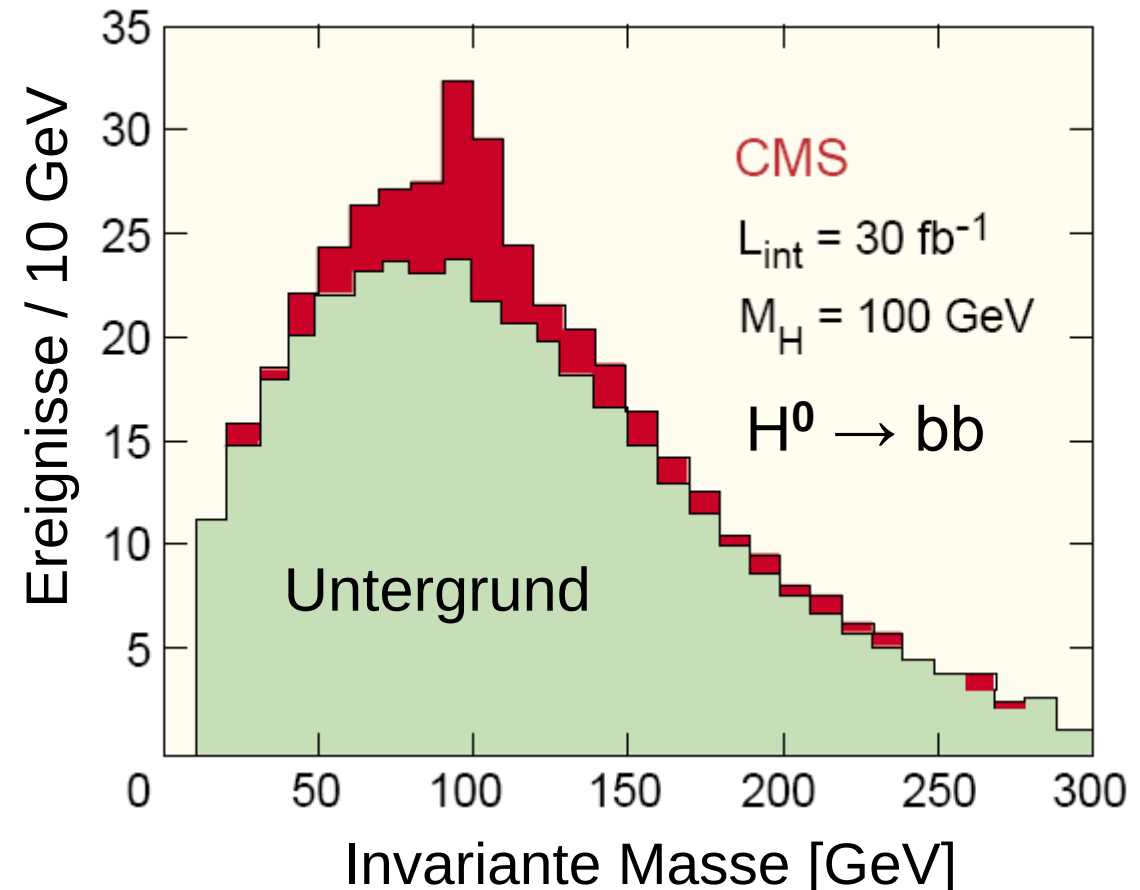


assoziierte
Produktion
Higgsstrahlung



■ experimentelle Higgs-Massengrenzen:

- untere Massengrenze des Higgs $m(H^0) > 114.4 \text{ GeV}$ (LEP e^+e^-) Collider
 - derzeit favorisierter Massenbereich: $m(H^0) = 115 - 150 \text{ GeV}$
 - Signatur: dominante Zerfallskanäle sind abhängig von der Higgsmasse
 - $m(H^0) < 140 \text{ GeV}$: $H^0 \rightarrow b\bar{b}$
 - $m(H^0) > 160 \text{ GeV}$: $H^0 \rightarrow WW$
 - 'goldener' Zerfallsmodus:
 - $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4 \text{ Leptonenkanal}$
 - klarer Massenpeak bei $m(H^0)$
 - seltener Diphotonmodus ($\sim 10^{-2}$)
 - $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (Signal im ECAL)
 - enger experiment. Massenpeak
 - LHC kann Higgs-Boson mit **Signifikanz $> 5 \sigma$** nachweisen
- KIT-Beiträge: IEKP-Grp. bei CMS



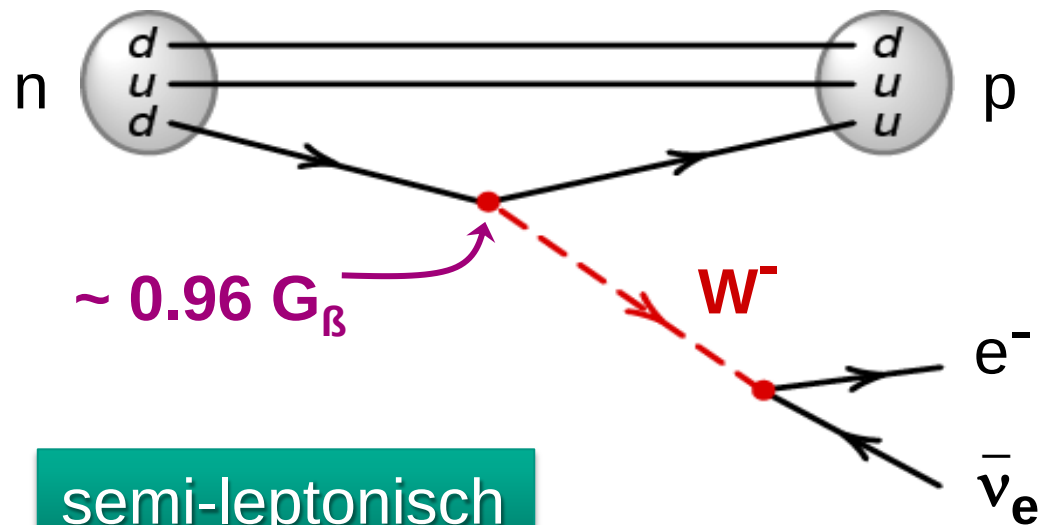
9.3 Quarkmischung

- **bisher**: geladene schwache Ströme koppeln an Quarks & Leptonen mit der **universellen Kopplungskonstante g** (G_F)
- aber**: unterschiedliche Stärke von g (G_F) im lepton./semilepton. β -Zerfällen:
Neutron ($\Delta S = 0$)/Myon $\sim \mathbf{0.96}$, Lambda ($\Delta S = 1$)/Myon $\sim \mathbf{0.05}$
wohin geht die Stärke??

n-Zerfall

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$t_{1/2} = 887 \text{ s}$$

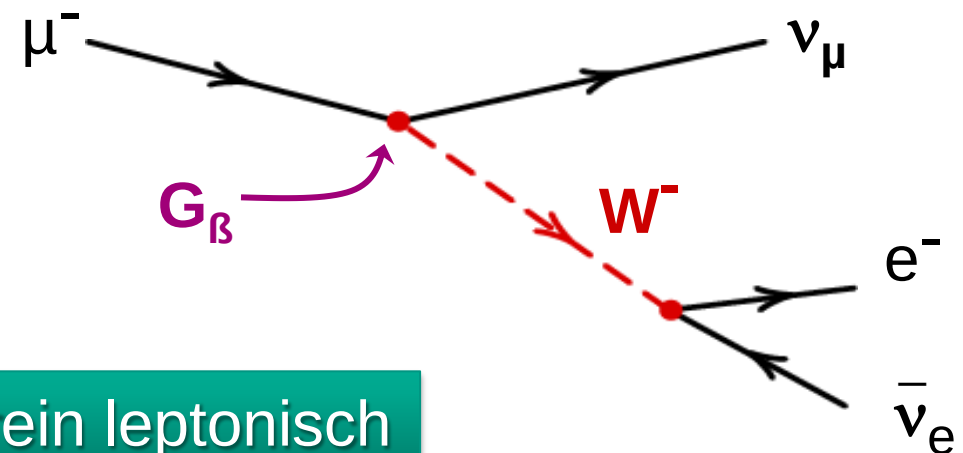


semi-leptonisch

μ -Zerfall

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

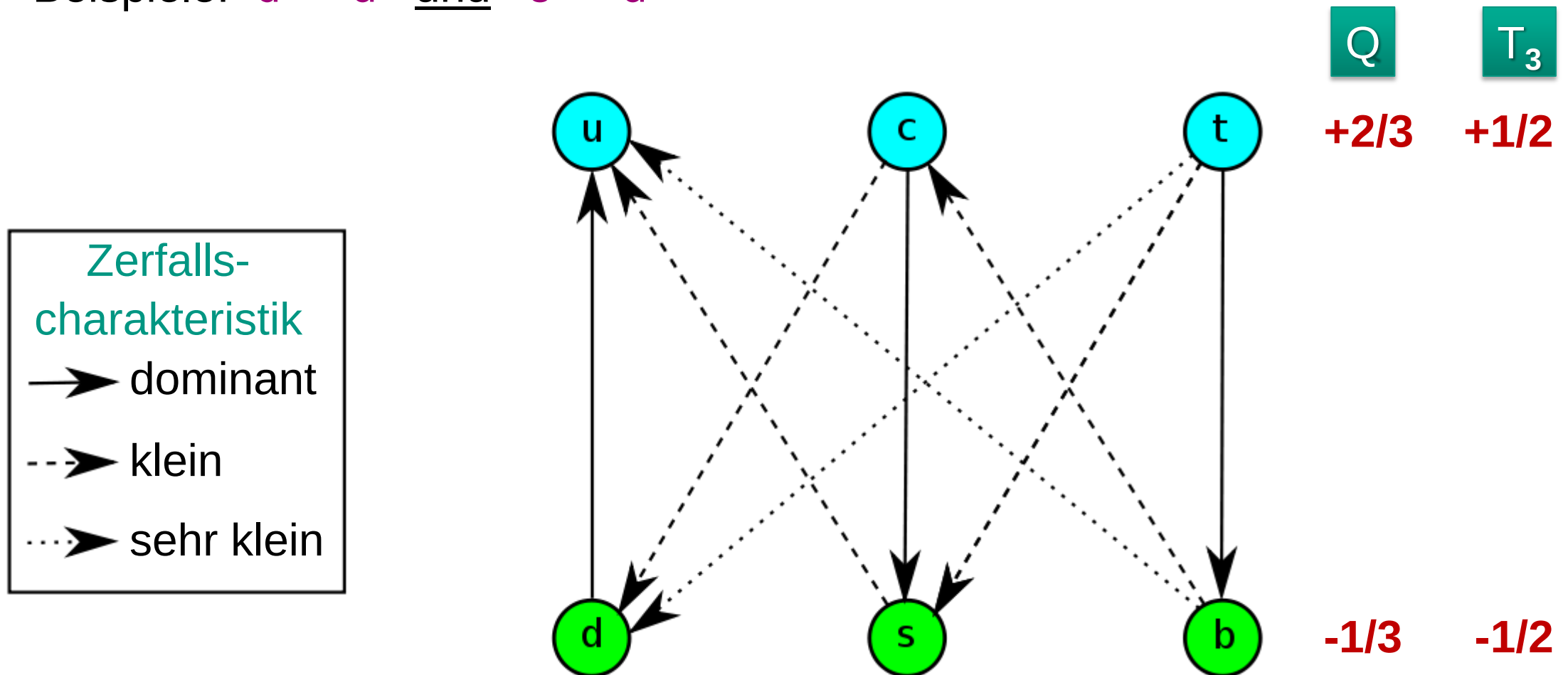
$$\tau = 2.2 \text{ } \mu\text{s}$$



rein leptonisch

Quarkfamilien: CC Übergänge

- **Effekte der Quarkmischung** in der schwachen Wechselwirkung
 - **N. Cabbibo**: **g** ist „**universell**“, neben den Übergängen innerhalb eines SU(2)-Dubletts auch Übergänge zwischen den Quark-Familien (Mischung)
 - Beispiele: $d \rightarrow u$ und $s \rightarrow u$



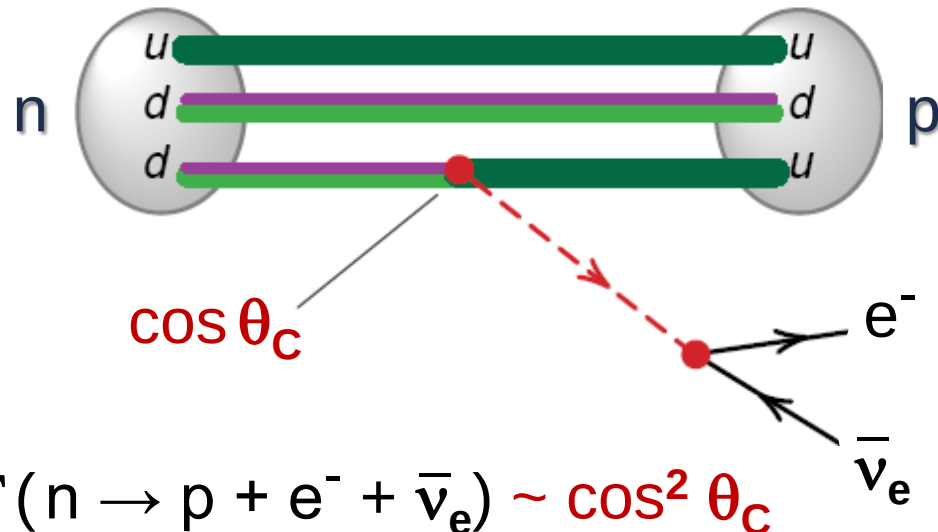
Cabbibo-Winkel θ_c

- Vergleich der β -Zerfälle von Neutron und Lambda: die 'fehlende Stärke' beim Neutron- β -Zerfall erklärt sich durch die Stärke des β -Zerfalls des Λ

Cabbibo-Winkel $\theta_c \sim 13^\circ$

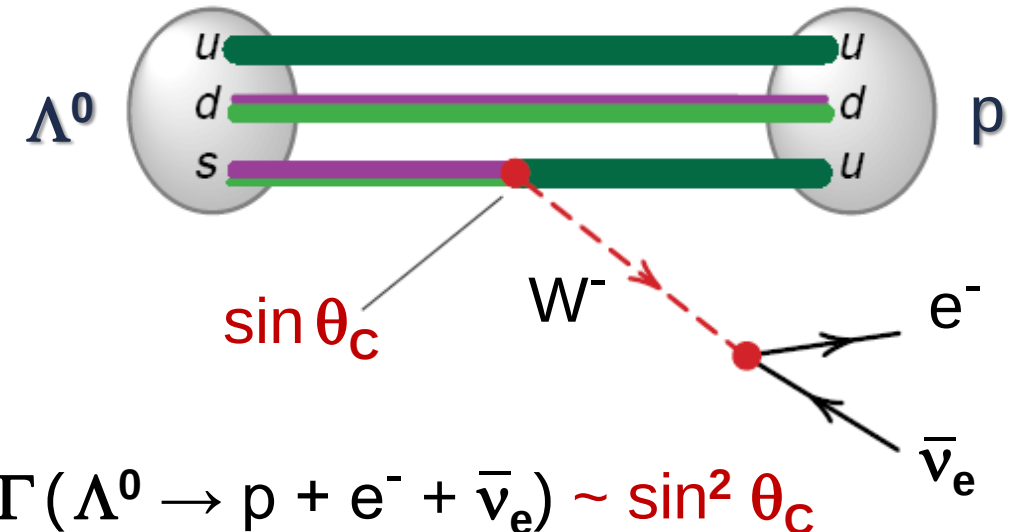
n-Zerfall $d \rightarrow u$

$$|\Delta S| = 0 \quad G_F \rightarrow G_F \cdot \cos \theta_c$$



Λ -Zerfall $s \rightarrow u$

$$|\Delta S| = 1 \quad G_F \rightarrow G_F \cdot \sin \theta_c$$



$$\Gamma(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \text{ \& \; } \Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) \sim \cos^2 \theta_c + \sin^2 \theta_c = \Gamma(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)$$

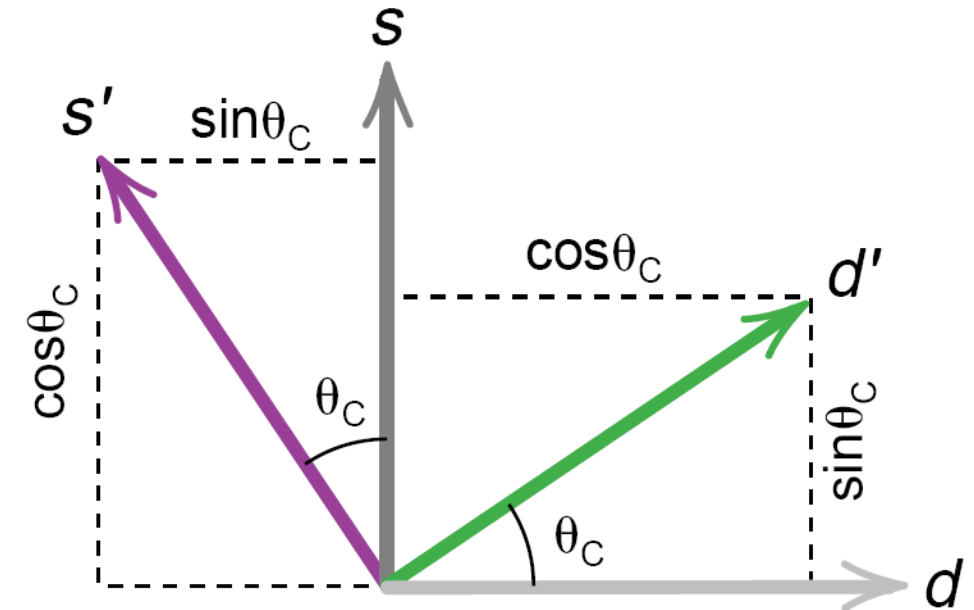
Quarkmischung – 2 Familien

- durch die **Übergänge zwischen 2 Familien** ergibt sich:
der Partner des u-Quarks beim Austausch eines W-Bosons ist das d' ,
eine **Linearkombination** von $|d\rangle$ und $|s\rangle$

$$|d'\rangle = \cos \theta_C \cdot |d\rangle + \sin \theta_C \cdot |s\rangle$$

$$|s'\rangle = \cos \theta_C \cdot |s\rangle - \sin \theta_C \cdot |d\rangle$$

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix}$$



- die **Drehung von $|d\rangle$ und $|s\rangle$ ist Konvention**, (anstatt $|u\rangle$ und $|c\rangle$)
- wichtig ist allein die Differenz der Drehwinkel

$$\cos \theta_C \sim 0.98$$

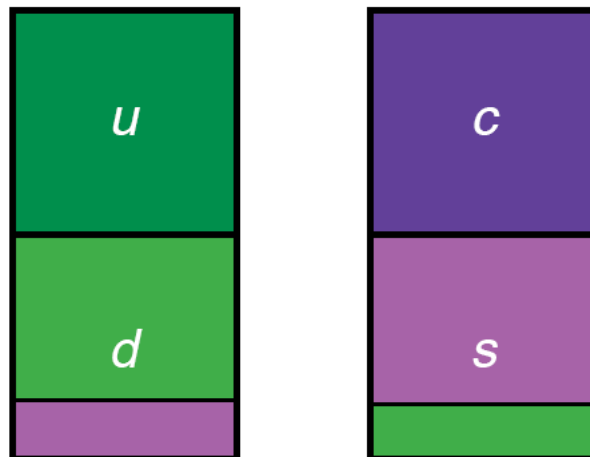
$$\sin \theta_C \sim 0.22$$

Quarkmischung – 2 Familien

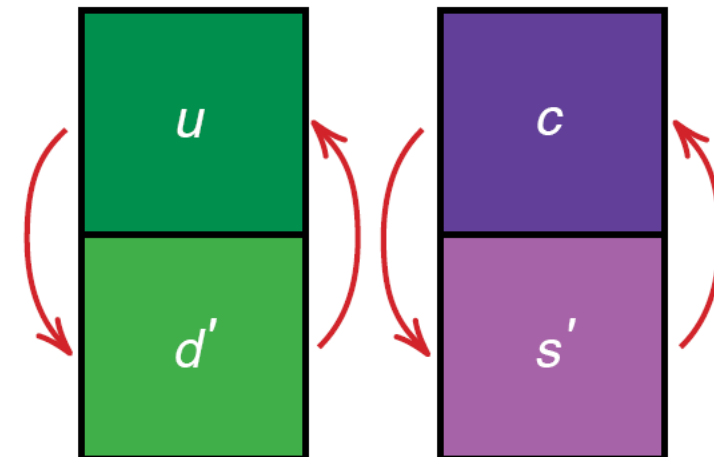
- W-Bosonen koppeln nicht an die Masseneigenzustände **d**, **s**, sondern an die „Cabibbo-gedrehten“ Quark-Flavour Zustände **d'**, **s'**
- die „Cabibbo-gedrehten“ Quark-Flavour Zustände **d'**, **s'** besitzen keine definierten Massen (besser: Massenanteile $\cos \theta_c d - \sin \theta_c s$)

$$\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & -\sin \theta_c \\ \sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Masseneigenzustände



Flavoureigenzustände



CKM-Matrix: Mischung von 3 Familien

- 1973: M. Kobayashi & T. Maskawa - Erweiterung der 2×2 Matrix mit der Mischung von 2 Familien auf eine 3×3 Quark-Mischungs-Matrix:

Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM – Matrix)

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



Cabbibo Kobayashi Maskawa

- CKM-Matrix ist eine unitäre 3×3 Matrix mit 4 unabhängigen Parametern:
 - **3 reelle Winkel**
 - **1 imaginäre (CP)-Phase** (d.h. einige Matrixelemente sind komplex)
 - Übergangswahrscheinlichkeit P für qq' : **$P \sim |V_{qq'}|^2$**
 - **alle nichtdiagonalen Elemente sind klein**
- CKM-Matrix enthält einen **Phasenfaktor**, der **CP-Verletzung** ermöglicht (CP Verletzung erfordert drei Quarkgenerationen!)

CKM-Matrix: Parametrisierung

- CKM Matrix ist darstellbar durch 3 Euler-Winkel θ_{ij} (θ_{12} , θ_{13} , θ_{23}), empfohlene **Parametrisierung** (mit $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$):

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

- CP-Phase** unter Zeitumkehr $e^{i\delta} \rightarrow e^{-i\delta}$:

Verletzung von T bzw. von CP

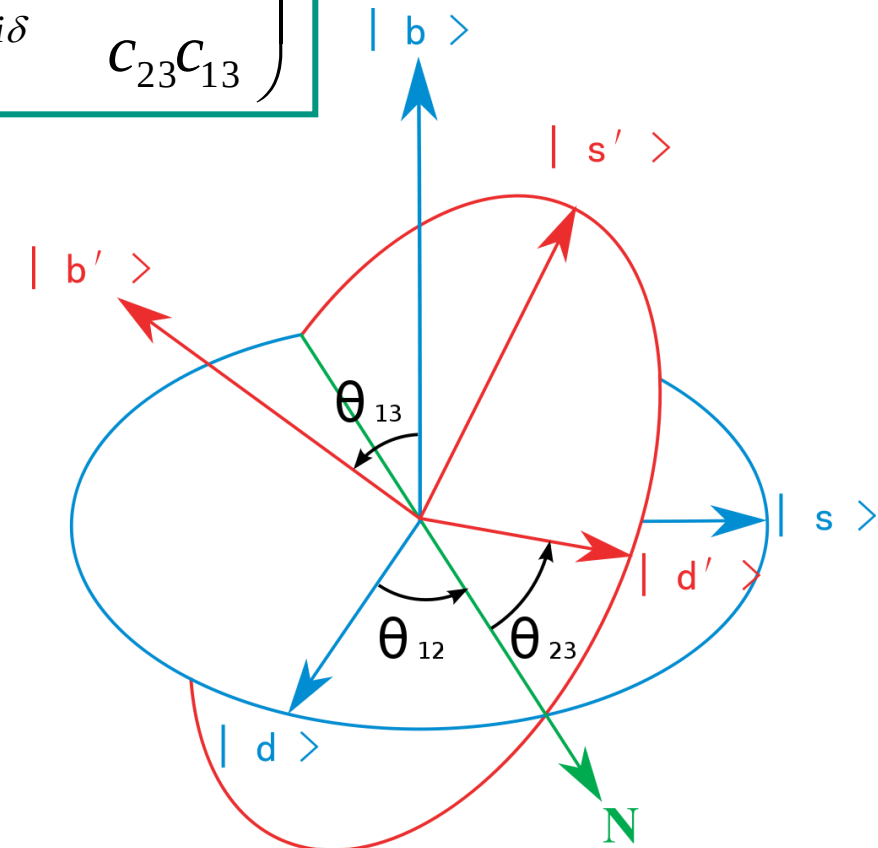
B^0 - $\bar{B}^0$ System: Phase $\delta \sim 60^\circ$

- Experimente zeigen:

Quarkmischungswinkel sind klein

$\sin \theta_{12} = \sin \theta_c \gg \sin \theta_{23} \gg \sin \theta_{13}$

$\theta_{12} = 13.04^\circ$, $\theta_{23} = 2.38^\circ$, $\theta_{13} = 0.201^\circ$,



CKM-Matrix - Darstellungen

- aktuelle experimentelle Werte der CKM Matrixelemente

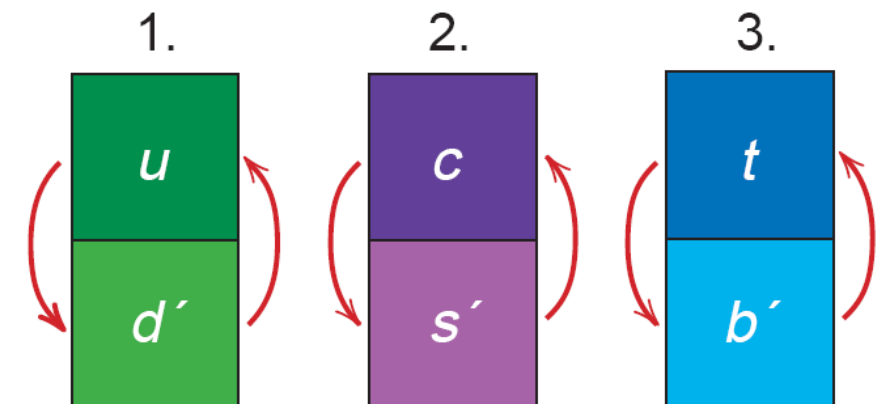
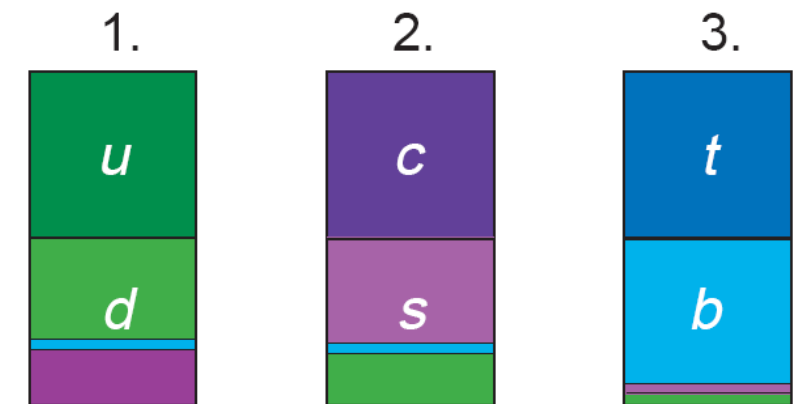
$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97459 & 0.2257 & 0.00359 \\ 0.2256 & 0.97334 & 0.0415 \\ 0.00874 & 0.0407 & 0.99913 \end{pmatrix}$$

- die theoretisch erwartete Unitarität der CKM Matrix wird experimentell überprüft (Suche nach einer 4. Generation)

u,c,t keine
Mischung
Mischung
schwacher
Zustände
d: d', s', b'

SU(2):
schwache
Isospin-
Dubletts

Massen-Eigenzustände



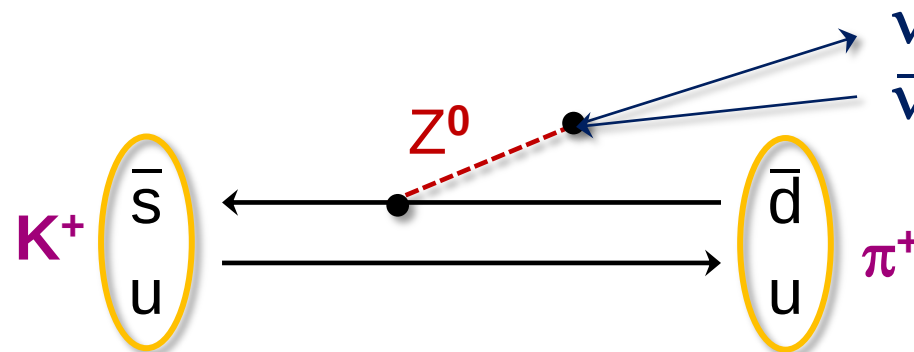
Flavour-Eigenzustände

■ 1970 Glashow, Iliopoulos & Maiani:

Einführung eines zweiten Quark-Dubletts (u, d') (c, s') zur Erklärung der Nichtexistenz von **Strangeness- (Flavour-) ändernden neutralen Strömen** (GIM-Mechanismus: Einführung des c-Quarks **vor** der Entdeckung des J/ψ)

■ Beispiel für einen verbotenen FCNC (Flavour Changing Neutral Current):

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



■ mit den beiden schwachen Quarkströmen ud' und cs'

$$ud' = u (d \cdot \cos \theta_c + s \cdot \sin \theta_c)$$

$$cs' = c (-d \cdot \sin \theta_c + s \cdot \cos \theta_c)$$

gibt es im neutralen Strom ($uu + cc + d'd' + s's'$) keine $|\Delta S| = 1$ Anteile !