

Kerne und Teilchen

Moderne Physik III

Vorlesung # 20

8. Moderne Elementarteilchen-Physik

8.1 Phänomene der Schwachen Wechselwirkung

- a) Klassifikation schwacher Prozesse
- b) Elektroschwache Vereinigung
- c) Schwache Wechselwirkung von Quarks
- d) CP-Verletzung in der Schwachen Wechselwirkung
- e) Neutrino-Physik

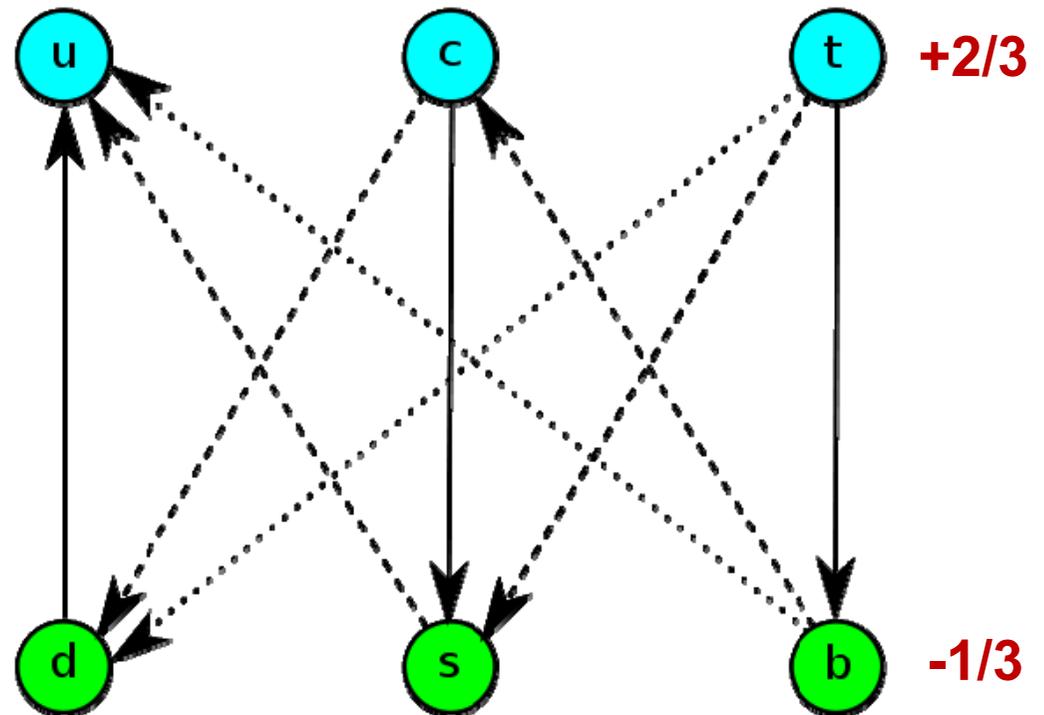
8.2 Fundamentale Entdeckungen: W/Z-Bosonen, Top-Quarks, Higgs-Bosonen

8. Moderne Elementarteilchen-Physik

8.1 Phänomene der Schwachen Wechselwirkung

■ Schwache Wechselwirkung:

- **flavourändernde Übergänge** zwischen den Quarks ($d \rightarrow u$, $c \rightarrow s$, $t \rightarrow b$)
- **geladene** (W^\pm) und **neutrale** (Z^0) Ströme
- **Verletzung von Erhaltungssätzen**: Parität P (chirale Symmetrie), Ladungskonjugation C, CP-Symmetrie, Familien-Leptonenzahl $L_{e,\mu,\tau}$, (Leptonenzahl L?)



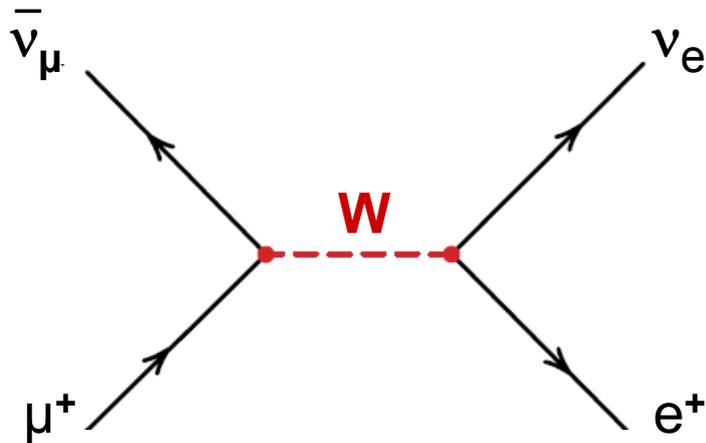
a) Klassifikation schwacher Prozesse

■ Rein leptonische Prozesse:

- ausschließlich Leptonen im Anfangs- und Endzustand
- wichtige Beispiele für rein leptonische Kanäle:
 μ -Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \nu_e$ τ -Zerfall: $\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu + \nu_\tau$,
- Bestimmung der Kopplungsstärke G_F der schwachen Wechselwirkung
- **keine Beeinflussung durch hadronische Prozesse**

$$l + \bar{\nu}_l \rightarrow l' + \bar{\nu}_{l'}$$

elementare Reaktion: Kopplung von 2 Strömen



β -Zerfall des Myons

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

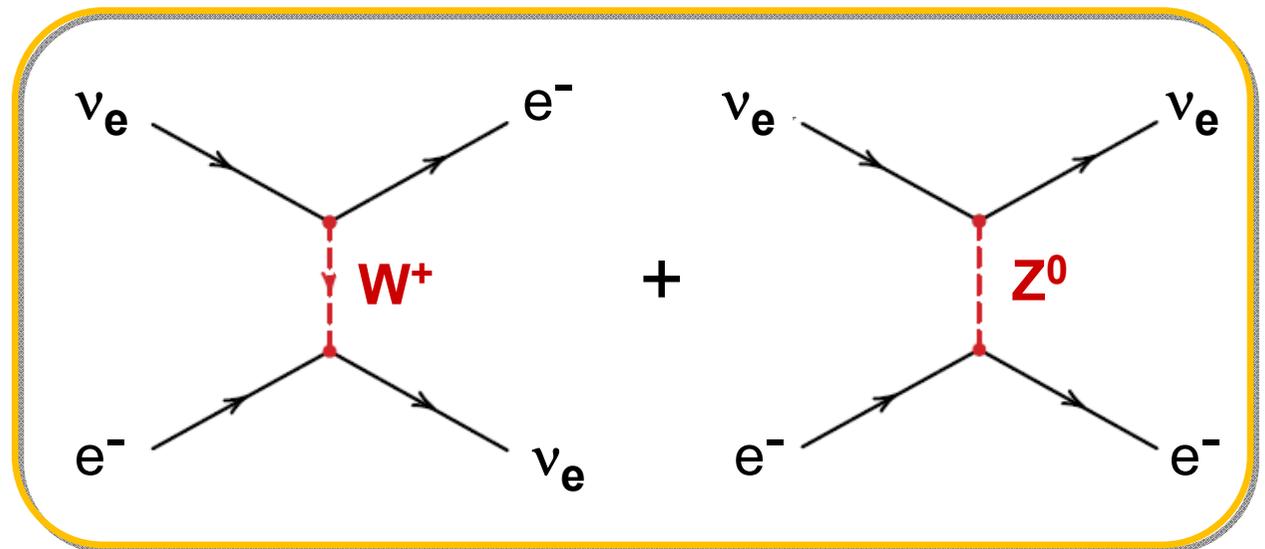
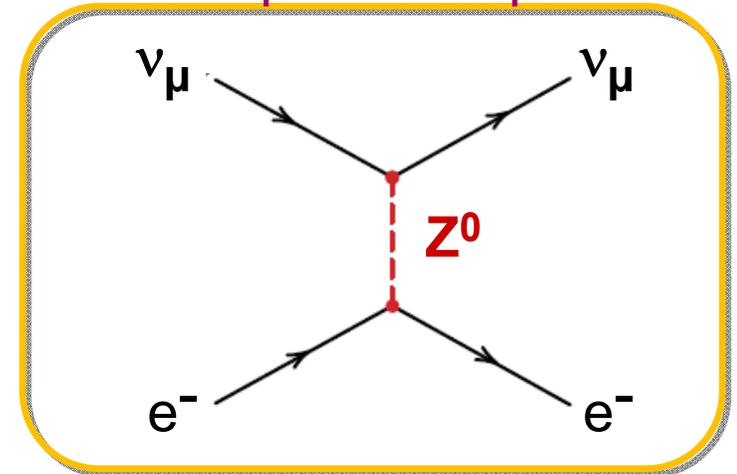
$$\tau = 2.2 \mu\text{s}$$

■ Neutrino-Elektron Streuung

- **CC**: geladene Ströme (W-Bosonen)
- **NC**: neutrale Ströme (Z⁰-Bosonen)
- bei der ν_e -e Streuung (und der ν_e -e Streuung) kommt es zu einer CC/NC

Interferenz der Ströme

$$\text{NC: } \nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$



$$\text{CC+NC: } \nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$$

Semi-leptonische Prozesse:

- neben Leptonen sind auch Hadronen im Anfangs- und Endzustand
- wichtige Beispiele semi-leptonischer Kanäle:

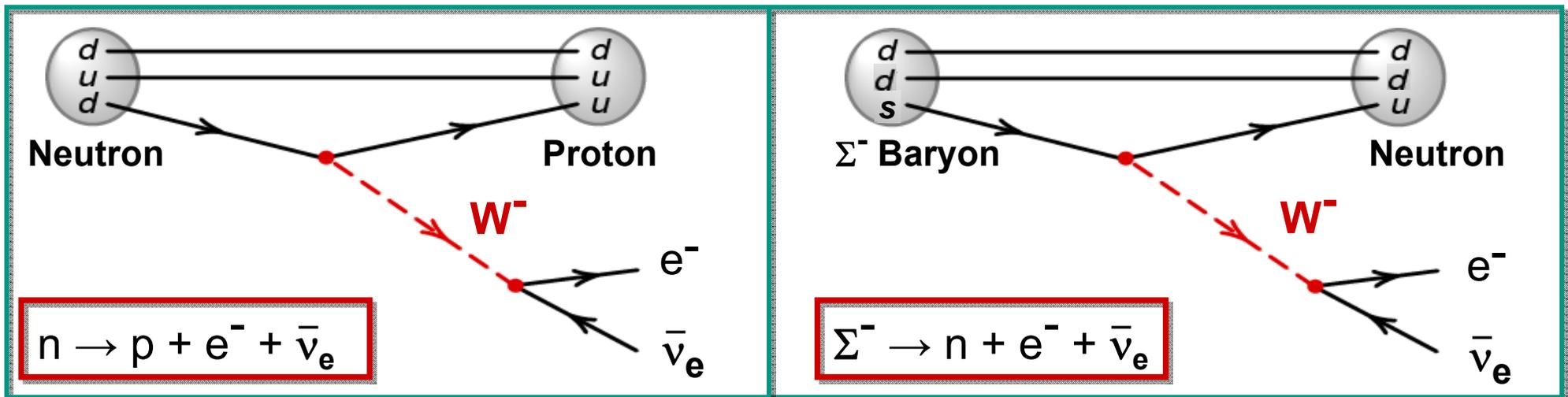
n-Zerfall, Kaon-Zerfall: $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$

- für semileptonische Zerfälle von Hadronen mit Strangeness $S \neq 0$ gilt

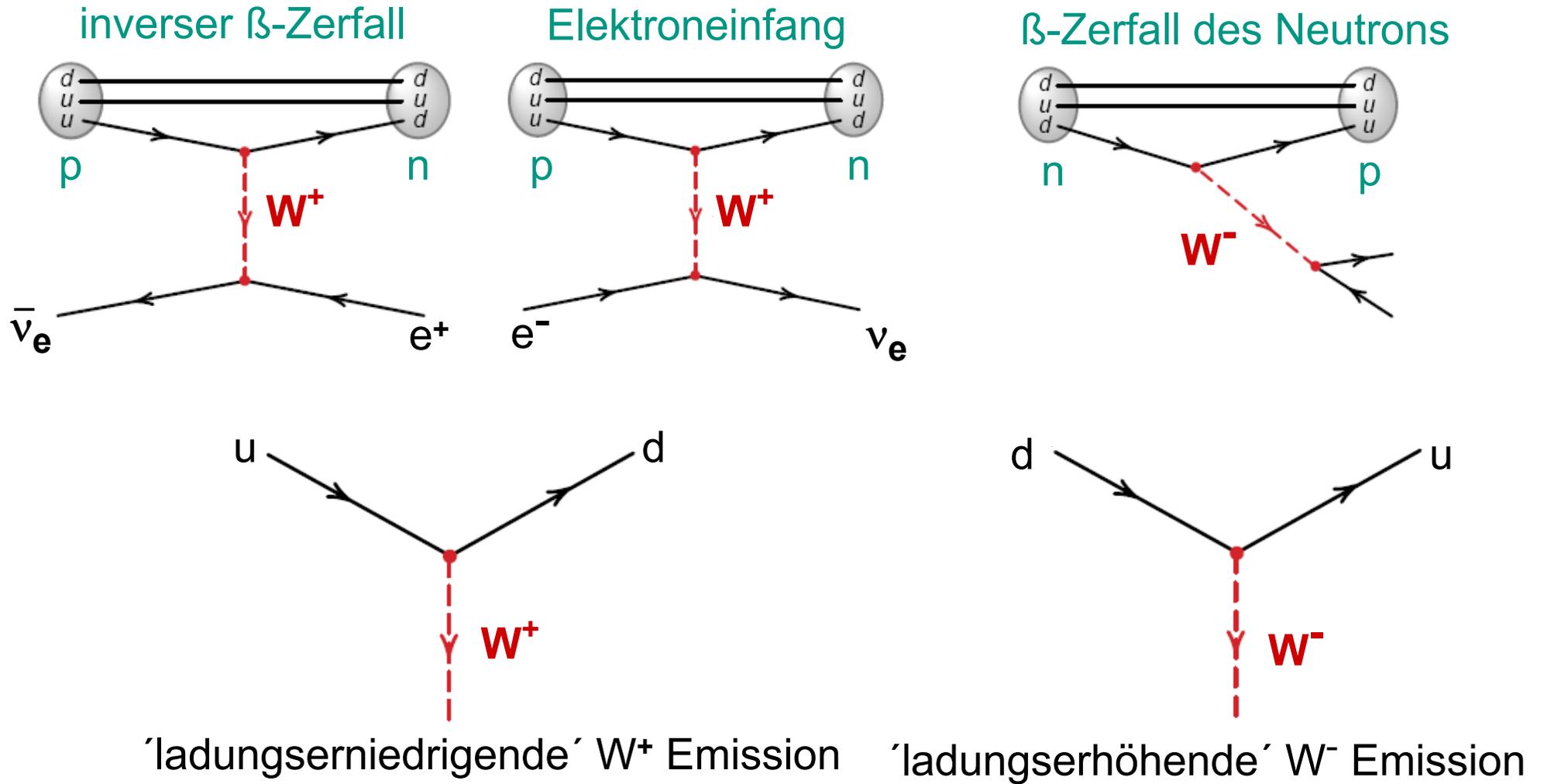
$$\Delta S = \Delta Q$$

Quarkflavours: $s \rightarrow W^- + u, \bar{s} \rightarrow W^+ + \bar{u}$

mit $|\Delta S| = 1$, Beispiel: $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$ mit $|\Delta S| = +1$ und $|\Delta Q| = +1$



■ Semileptonische Prozesse



Fermi-Kopplungskonstante G_F

■ Fermi-Kopplungskonstante:

- Die geringe Reichweite der massiven W-Bosonen ($\sim 1/M_W \sim 0.002$ fm) kann als **Fermische Punktwechselwirkung** approximiert werden
- Stärke der Fermi-Kopplungskonstante G_F der Punktwechselwirkung wird aus der Zerfallskonstante λ spezieller (Fermi)-Zerfälle bestimmt, wobei mit Fermis Goldener Regel gilt: $\lambda \sim G^2 \cdot |M|^2$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cdot f \cdot G_F^2 \cdot |M_{fi}|^2$$

- Für bestimmte (Fermi-) β -Übergänge wie $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^- + \nu_e$ gilt $|M_F|^2 = 1$, damit ergibt sich G_F zu:

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} = 8.96 \times 10^{-5} \text{ MeV fm}^{-3}$$

Probleme mit der Fermi-Theorie

Verletzung der Unitaritätsgrenze in der ν -Nukleonstreuung:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu N) &\propto G_F^2 \cdot 2m_N \cdot E_\nu && \text{(Labor)} \\ &\propto G_F^2 \cdot s = 4 \cdot G_F^2 \cdot p_{\text{CMS}}^2 && \text{(CMS)} \end{aligned}$$

Aber: Punktförmige Streuung von Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen maximal (Wellentheorie)

$$\sigma_{\text{max}} = \pi \lambda^2 \frac{2l+1}{2s+1} = \frac{\pi \hbar^2}{2p_{\text{CMS}}^2} = \frac{2\pi \hbar^2}{s} \quad (l=0)$$

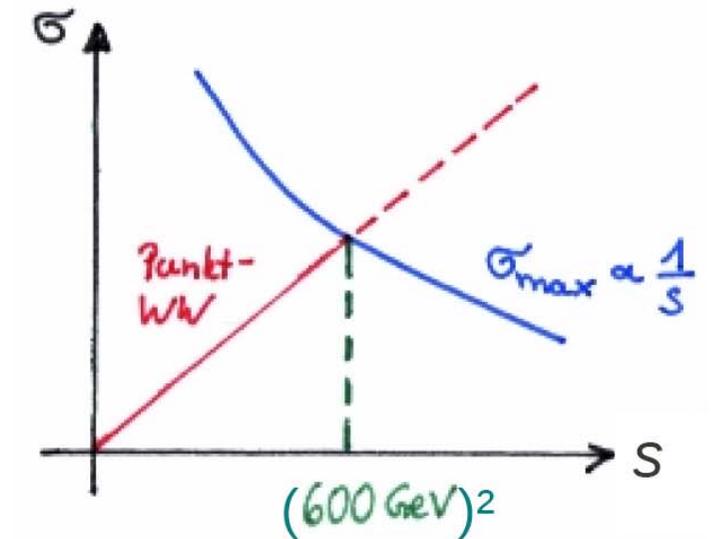
← Punktförmige WW

$$\sigma(\nu N) > \sigma_{\text{max}} : \quad (\hbar=c=1)$$

$$\Leftrightarrow 4 \cdot G_F^2 \cdot p_{\text{CMS}}^2 > \pi / (2p_{\text{CMS}}^2)$$

$$\Leftrightarrow p_{\text{CMS}}^4 > \pi / (8G_F^2)$$

$$\rightarrow p_{\text{CMS}} > 300 \text{ GeV}/c \quad \rightarrow \quad E_{\text{CMS}} = \sqrt{s} = 2 \cdot p_{\text{CMS}} = 600 \text{ GeV}$$



Bei $E_{\text{CMS}} = 600 \text{ GeV}$ kommt es zur Unitaritätsverletzung

Fermi-Kopplungskonstante und g

- Im Vergleich zur Darstellung mit dem entspr. Propagatorterm von Vektorbosonen ergibt sich

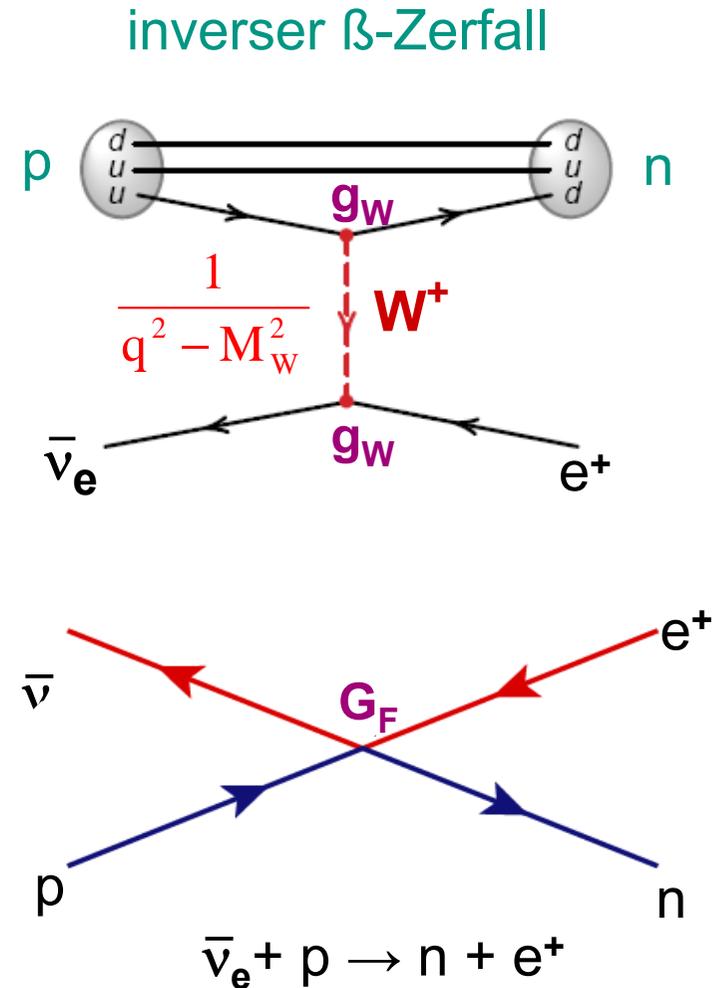
$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \cdot \frac{g^2}{M_W^2}$$

(Vorfaktoren sind historisch bedingt)

Bei kleinem q^2 ist Fermi-Theorie eine effektive Theorie der schwachen Ww.:

Propagator $1/(q^2 - M_W^2) \rightarrow 1/M_W^2$ (punktförmig)

- Dimensionslose Kopplung $\alpha_W = g^2 / (\hbar c)$
 - analog Feinstrukturkonstante $\alpha_{em} = e^2 / (\hbar c)$
 - mit $\alpha_W \sim 1/30$ & $\alpha_{em} = 1/137$ gilt $\alpha_W > \alpha_{em}$!!



V-A Wechselwirkung

■ Fermis Ansatz mit vektorieller Kopplung g_V :

- in enger Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung beschreibt **E. Fermi** die schwache Wechselwirkung mit einem vektoriellen Operator γ^μ :

$$H_w = G \cdot (\bar{\Psi}_p \gamma^\mu \Psi_n) \cdot (\bar{\Psi}_e \gamma^\mu \Psi_\nu)$$

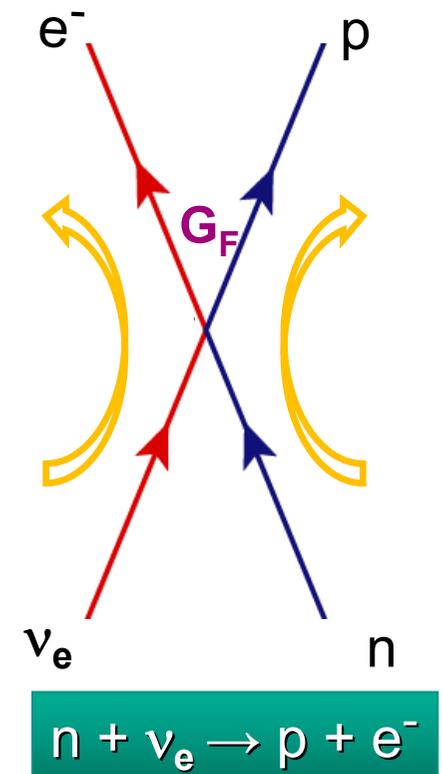
- skalare Größe: \Rightarrow Fermi-Ansatz ist paritätserhaltend

■ Strom-Strom Kopplung:

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

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot J_\mu^+(x) \cdot J^\mu(x)$$

- mit $J_\mu = J_\mu(\text{leptonisch}) + J_\mu(\text{hadronisch})$



V-A Kopplung, Chiralität

■ V –A Wechselwirkung in den Strömen:

- R.P. Feynman & M. Gell-Mann erweitern den vektoriellen Fermi-Ansatz um **axialvektorielle Ströme**

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

γ_μ	Vektor
$\gamma_\mu \gamma^5$	Axialvektor

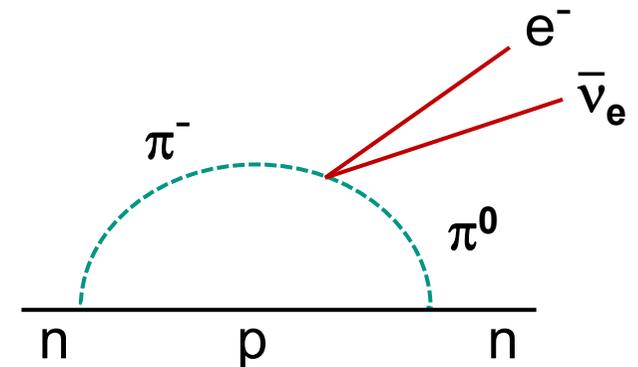


V–A Wechselwirkung

$$J_\mu (\text{hadronisch}) = \bar{\Psi}_n \gamma_\mu \left(1 - \frac{g_A}{g_V} \cdot \gamma^5\right) \Psi_p$$

■ Hadronischer Strom

- im hadronischen Stromanteil sind die axialen Anteile g_A durch QCD-Effekte nur teilweise erhalten ($g_A/g_V = 1.25$)



- **Paritätsverletzende Kopplung der V – A Wechselwirkung**

- Helizität: Kopplung nur an LH Fermionen bzw. RH Anti-Fermionen,

- **Chirale Kopplung der V – A Wechselwirkung**

Intermediäre Vektorbosonen W^\pm koppeln nur an LH Fermionen / RH Anti-Fermionen

$$j^\mu \propto \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u$$

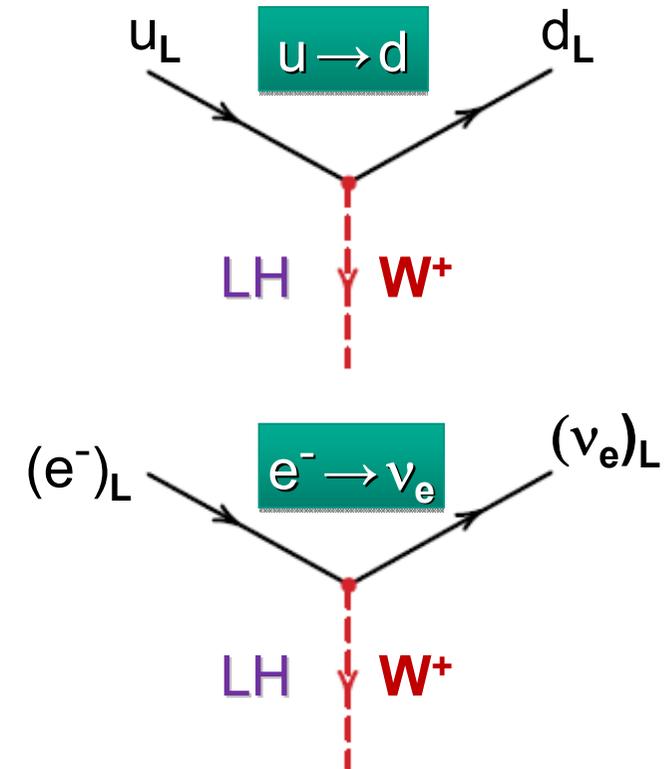
Chiraler



Projektions-Operator $\frac{1}{2} \cdot (1 - \gamma^5)$

- $\Psi_R = \frac{1}{2} \cdot (1 + \gamma^5) u$ chiral RH Fermion

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



Schwacher Isospin

■ Schwache Isospin: SU(2)- Dubletts & Singulets:

- die (chiral) **linkshändigen Fermionen** werden zu **Dubletts** bzgl. **des schwachen Isospins T** zusammengefasst (mit $T = \frac{1}{2}$)
- die (chiral) rechtshändigen Fermionen sind Singulets bzgl. SU(2)

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \end{array}$$

Schwache Isospindubletts

$$\begin{array}{cccccc} (e^-)_R & (\mu^-)_R & (\tau^-)_R & & & \\ (u)_R & (c)_R & (t)_R & (d)_R & (s)_R & (b)_R \end{array}$$

schwache Isospinsingulets ($T = T_3 = 0$)

$$(e^-)_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) e$$

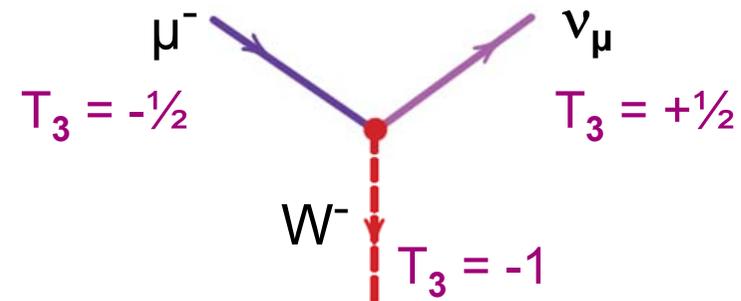
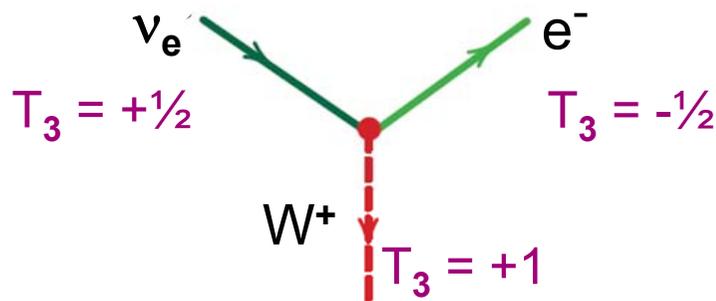
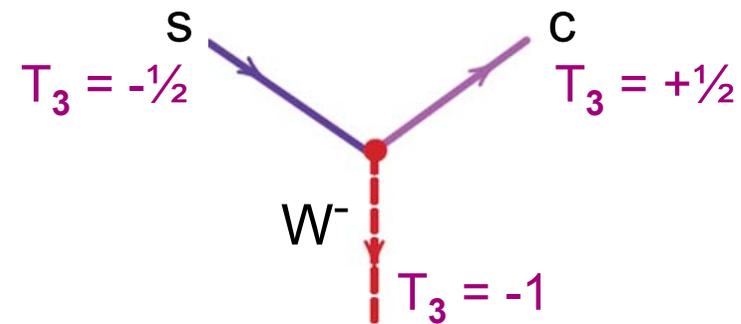
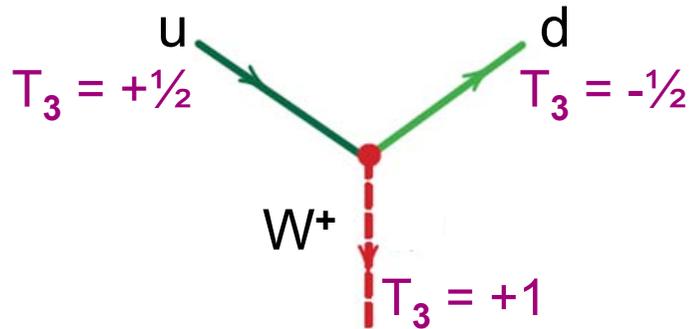
■ Schwacher Isospin T:

- bei einer Reaktion (ν_e, e^-) : Leptonen verbleiben im gleichen Dublett

↪ Zuordnung 3. Isospinkomponente $T_3(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) = +\frac{1}{2}$ $T_3(e^-, \mu^-, \tau^-) = -\frac{1}{2}$

■ Schwacher Isospin T :

- ein Fermion mit $T_3 = +1/2$ transformiert immer in eins mit $T_3 = -1/2$
- **geladene W-Bosonen tragen schwachen Isospin T = 1 (Triplett)**
Emission W^+ Boson: $T_3 = +1$, W^- Boson: $T_3 = -1$, (W^0 Boson: $T_3 = 0$)
 W^0 ist nicht mit dem Z^0 identisch!



Schwache Hyperladung

- S. L. Glashow: Einführung der **schwachen Hyperladung** Y_W

$$Q = T_3 + Y_W/2$$

$$Y_W = 2 (Q - T_3)$$

Fermion	Händigkeit	Isospin T	Isospin T_3	Hyperladung Y^W	el. Ladung Q
ν_e, ν_μ, ν_τ	L	1/2	+1/2	-1	0
e^-, μ^-, τ^-	L	1/2	-1/2	-1	-1
u, c, t	L	1/2	+1/2	1/3	+2/3
d', s', b'	L	1/2	-1/2	1/3	-1/3
e^-, μ^-, τ^-	R	0	0	-2	-1
u, c, t	R	0	0	4/3	+2/3
d, s, b	R	0	0	-2/3	-1/3

b) Elektroschwache Vereinheitlichung

- **Elektroschwache Eichsymmetrie:**

vier Spin 1 – Vektorbosonen \vec{W}_μ, B_μ (Basiszustände des schwachen Isospins)

$$\vec{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3) \quad \text{Triplett im T-Raum}$$

$$B_\mu \quad \text{Definition: Singulett im T-Raum}$$

- Die **reellen Vektorbosonen W^\pm** ergeben sich aus Kombination:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2)$$

- **Brechung der Eichsymmetrie** durch 2 komplexe **skalare Felder $\Phi(\mathbf{x})$**

Eigenschaften: schwache Hyperladung $Y_W = +1$, Ladung $Q = 0$, Spin $s = 0$

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

3 Eichfelder erhalten
Masse, 1 massives
Higgs-Boson verbleibt

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ w \end{pmatrix}$$

w:
Vakuum-
Erwartungs-
wert Higgs

- Kopplung der Vektorbosonen W_μ , B_μ an den **schwachen Isospin** \vec{J}_μ und den Strom der **schwachen Hyperladung** \vec{J}_μ^Y

$$L_W = g \cdot \sum_{a=1}^3 J_\mu^a \cdot W^{a\mu} + g' \cdot J_\mu^Y \cdot B^\mu$$



Isotriplett W_μ koppelt an schwachen Isospin mit Stärke **g**



Isosingulett B_μ koppelt an schwache Hyperladung mit Stärke **g'**

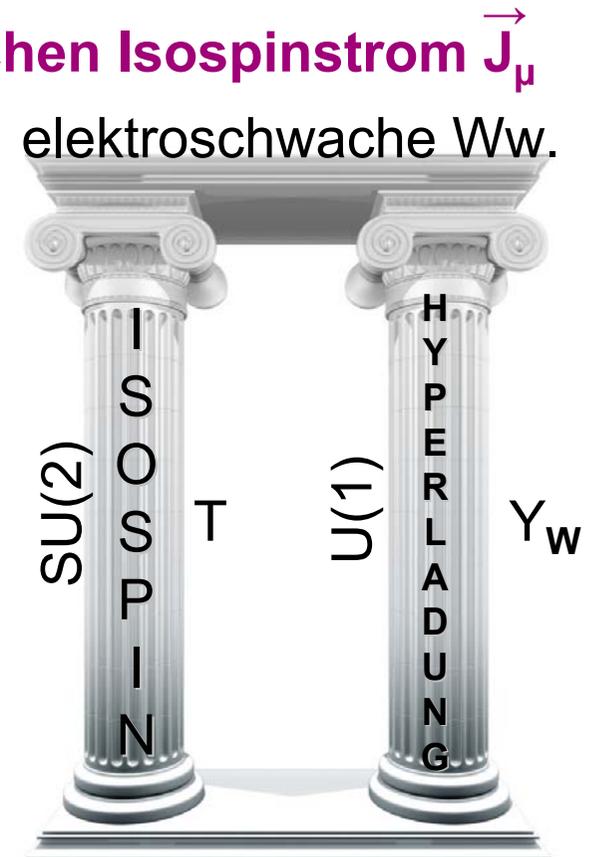
- 2 elektrisch neutrale Eichfelder: W_μ^3 und B_μ

$$A_\mu = \sin \theta_W \cdot W_\mu^3 + \cos \theta_W \cdot B_\mu$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W \cdot W_\mu^3 - \sin \theta_W \cdot B_\mu$$

Mischung der neutralen Felder zum Photon und Z^0 -Boson

Mischung von SU(2) und U(1)



- **Photon γ** und **Z^0 -Boson** sind 2 orthogonale Zustände und lassen sich als Linearkombination der **Eichfelder B^0** (B_μ) und **W^0** (W_μ) darstellen:

$$|\gamma\rangle = \frac{g \cdot |B^0\rangle + g' \cdot |W^0\rangle}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}$$

$$|Z^0\rangle = \frac{g \cdot |W^0\rangle - g' \cdot |B^0\rangle}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}$$

- **Weinbergwinkel θ_W :**

Der **elektroschwache Mischungswinkel θ_W** (Weinbergwinkel) ist der zentrale Parameter des Weinberg-Salam-Glashow-Modells

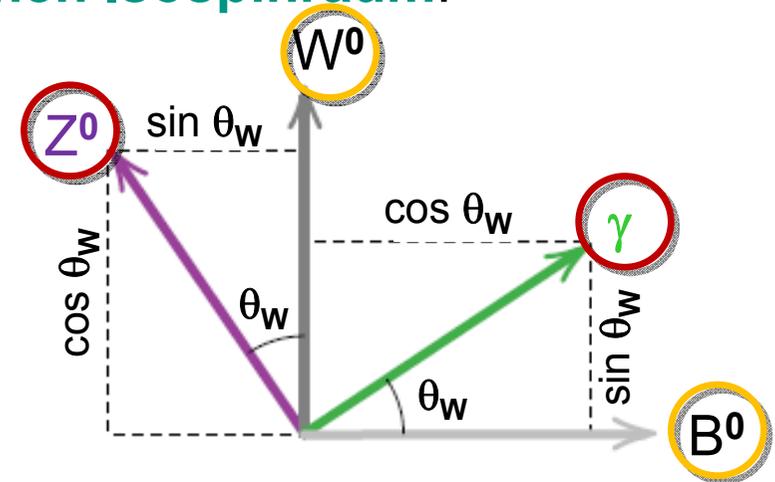
- beschreibt die **Drehung der Eigenzustände** des schwachen Isospins B^0 , W^0 relativ zu den reellen Vektorbosonen γ und Z^0

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}$$

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$$

- Darstellung als **Drehung um θ_W im schwachen Isospinraum:**

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



- **Weinbergwinkel θ_W :**

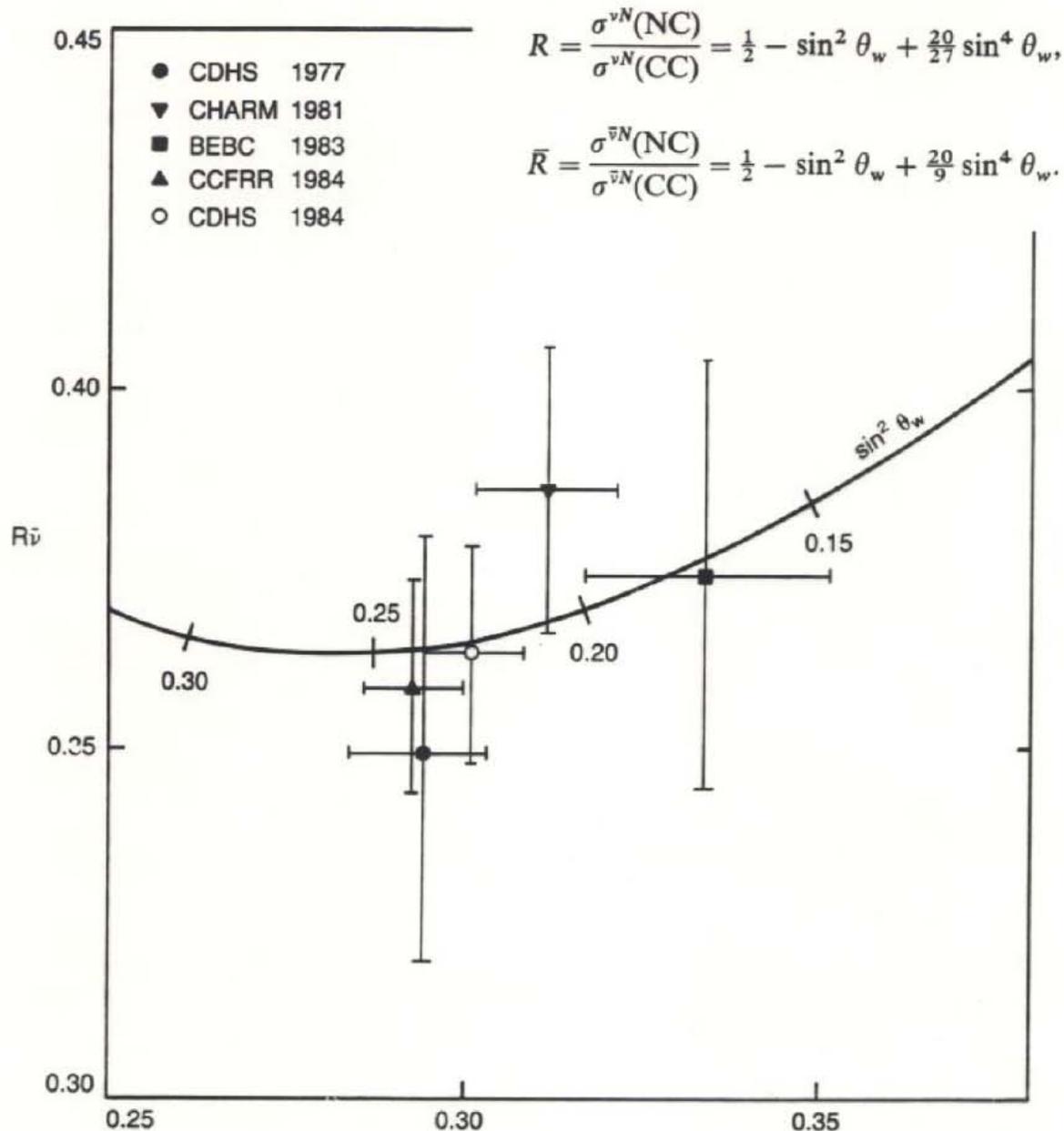
- misst die Stärke der elektromagnet. relativ zur schwachen Wechselwirkung

$$e = g \cdot \sin \theta_W$$

- experimenteller Wert aus der ν -e Streuung, der elektroschwachen Interferenz bei e^+e^- Streuung, Z^0 -Breite

$$\sin^2 \theta_W = 0.2325 \pm 0.0008$$

Erste Messungen von $\sin^2\theta_W$



Vor 1983: W,Z noch nicht entdeckt

Messung von $\sin^2\theta_W$ über das Verhältnis von neutralen und geladenen Neutrino-Nukleon Reaktionen

→ Abschätzung von M_W , M_Z

$M_W \approx 80 \text{ GeV}$, $M_Z \approx 90 \text{ GeV}$

Mit:

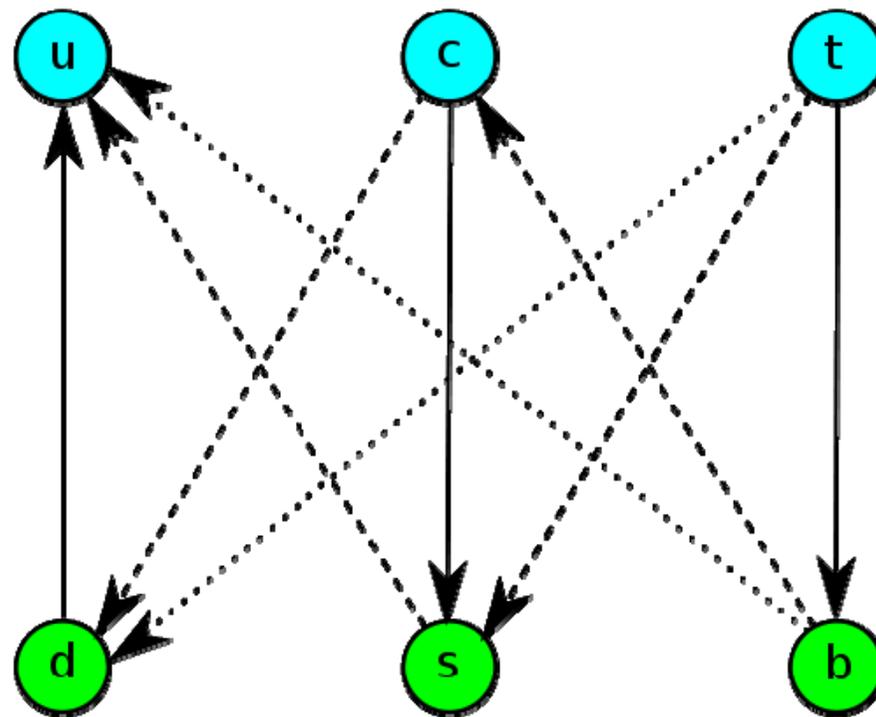
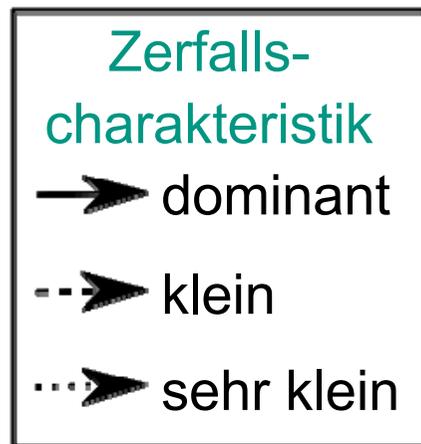
$M_W = 37,4 \text{ GeV}/c^2 \cdot \sin^2\theta_W,$

$M_Z^2 = M_W^2 / (1 - \sin^2\theta_W)$

Figure 9.8 Value of the ratio $R_{\bar{\nu}}$ of antineutrino neutral-current cross-section to charged-current cross-section, plotted against the corresponding quantity R_{ν} for neutrinos, measured in deep-inelastic neutrino-nucleon scattering. The data points are from Fermilab (CCFRR) and CERN (CDHS, BEBC) experiments with beam energies of 50–150 GeV. The curve shows the prediction from the Weinberg-Salam model. The world data give a value $\sin^2 \theta_w = 0.22 \pm 0.01$. (After Geweniger 1984.)

c) Schwache Wechselwirkung von Quarks

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

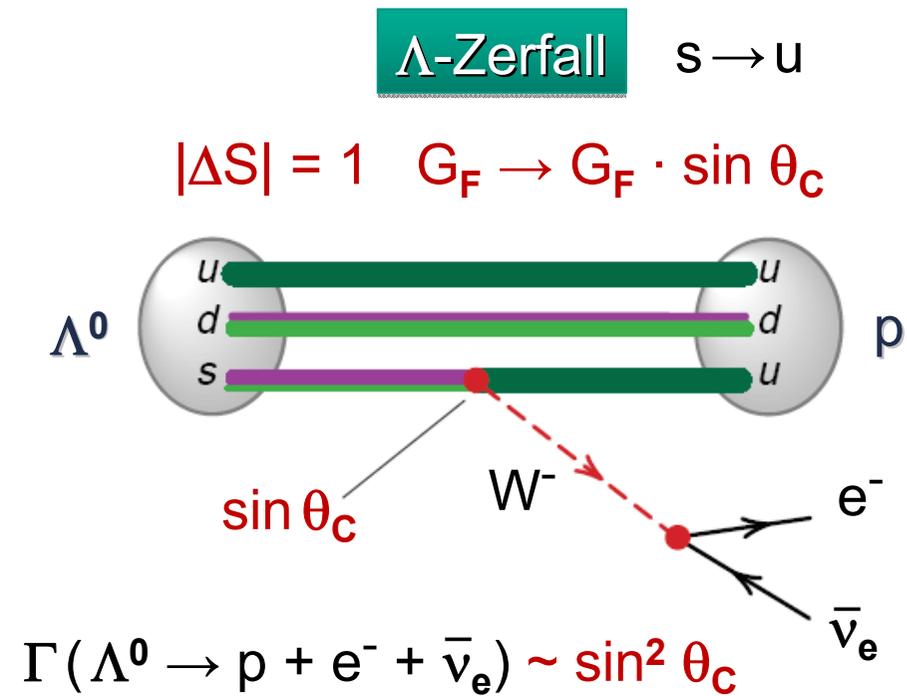
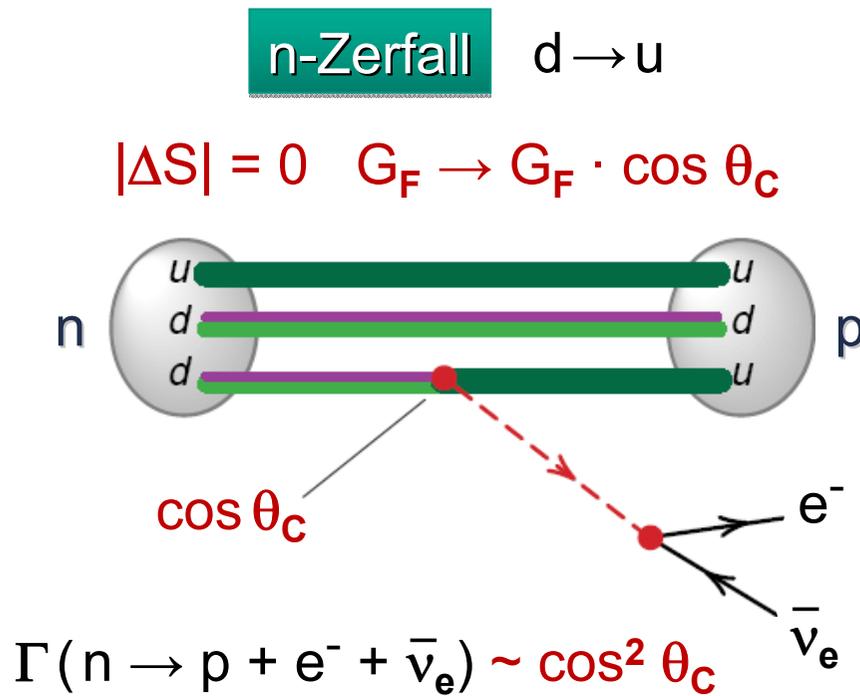


Q	T₃
+2/3	+1/2

-1/3	-1/2
-------------	-------------

Cabbibo-Winkel θ_C

- β -Zerfälle von Neutron und Lambda: Abweichungen bei Vergleich der Lebensdauern mit den Berechnungen



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

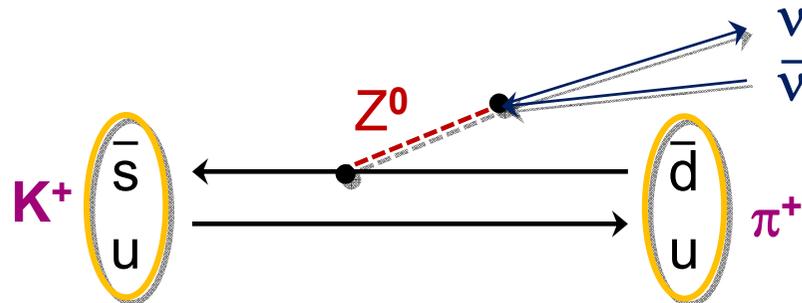
GIM Mechanismus

- **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 **C**hanging **N**eutral **C**urrent):

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



- mit den beiden schwachen Quarkströmen ud' und cs'

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

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

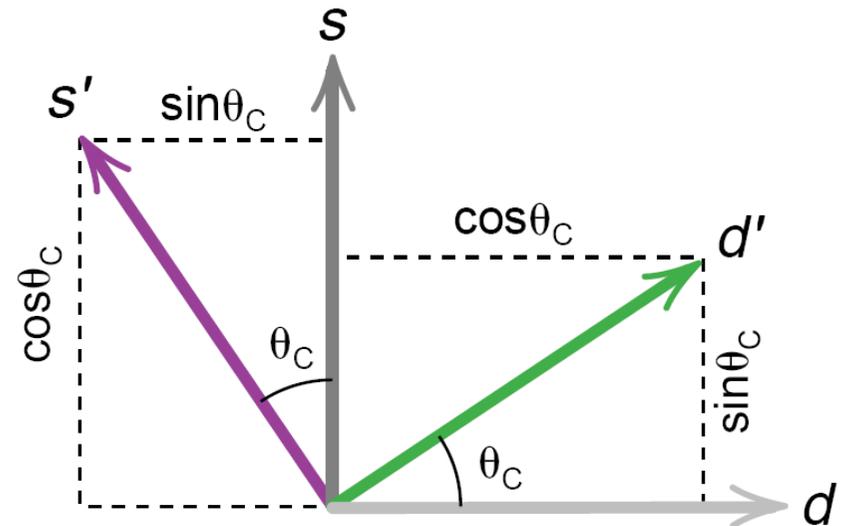
gibt es im neutralen Strom ($uu + cc + d'd' + s's'$) keine $|\Delta S| = 1$ Anteile !

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 $|s\rangle$

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

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



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

$$\cos \theta_C \sim 0.98$$

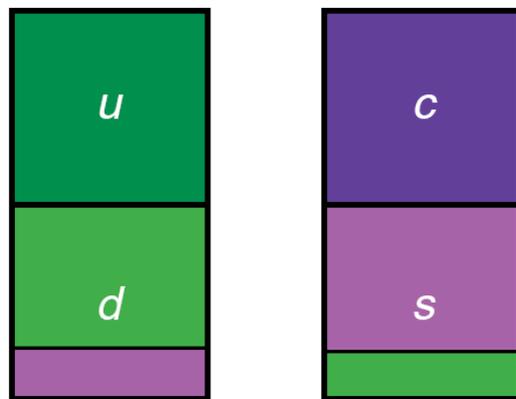
$$\sin \theta_C \sim 0.22$$

Quarkmischung – 2 Familien

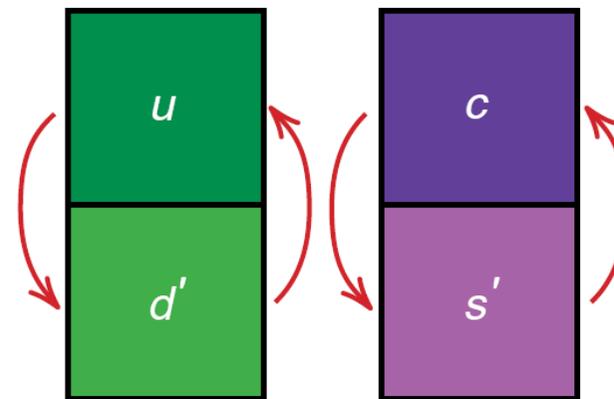
- W-Bosonen koppeln nicht an die Masseneigenzustände d , s , sondern an die „Cabibbo-gedrehten“ Quark-Flavour Zustände d' , s'
- die „Cabibbo-gedrehten“ Quark-Flavour Zustände d' , s' besitzen keine definierten Massen (besser: Massenanteile $d \cos \theta_c - s \sin \theta_c$)

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

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

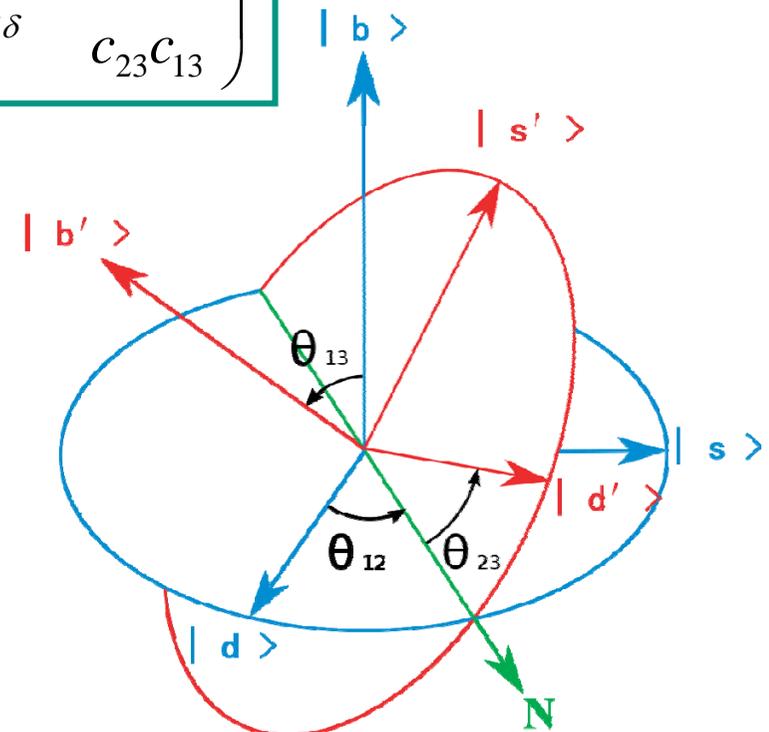
B^0 - \bar{B}^0 System: Phase $\delta \sim 60^\circ$

- Experimente zeigen:

Quarkmischungswinkel sind klein

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

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



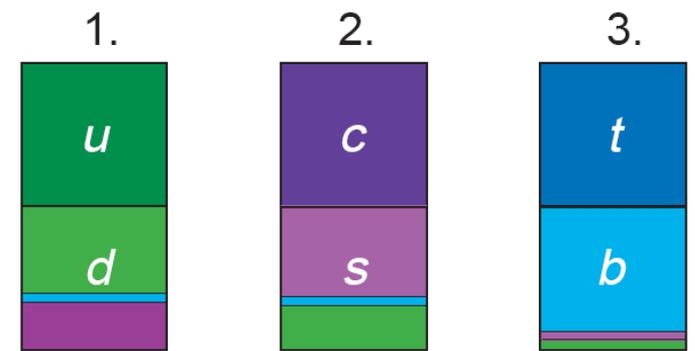
CKM-Matrix - Darstellungen

- aktuelle experimentelle Werte der CKM Matrixelemente

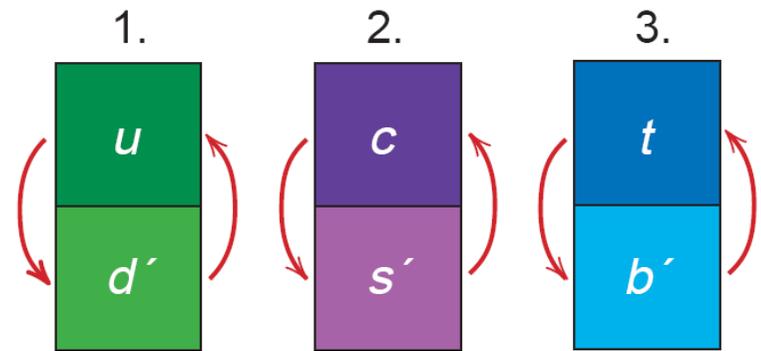
$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97459 & 0.2257 & 0.00359 \\ 0.2256 & 0.97334 & 0.0415 \\ 0.00874 & 0.0407 & 0.99913 \end{pmatrix}$$

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

Massen-Eigenzustände



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



SU(2):
schwache Isospin-Dubletts

Flavour-Eigenzustände