

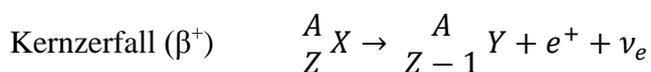
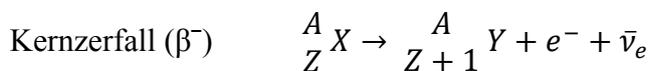
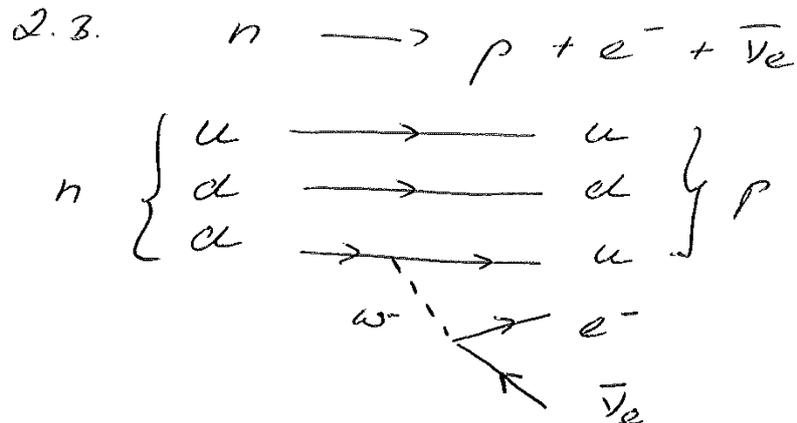
6. Schwache WW

Das Studium der schwachen WW hat in der Vergangenheit zu einer Vielzahl von Entdeckungen geführt:

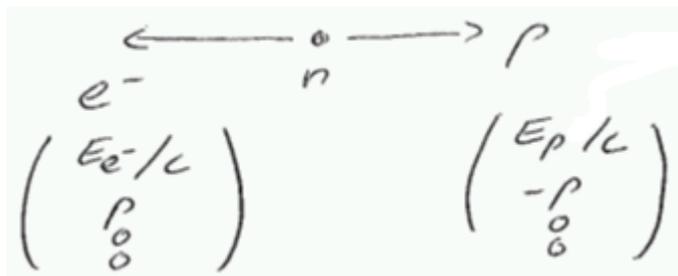
Neutrinos; W und Z Bosonen;

P, C und CP-Verletzung

6.1 β -Zerfall



Ohne die Kenntnis des Neutrinos sieht der β -Zerfall wie ein Zweikörperzerfall aus.



$$E(e^-) = \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2}$$

$$E(p) = \sqrt{m_p^2 c^4 + p^2 c^2}$$

Unter der Annahme eines Zweikörperzerfalls wird ein fester e^- -Impuls erwartet. Die Beobachtung eines kontinuierlichen β -Spektrums wurde von Pauli (1930) durch das Postulat des Neutrinos gelöst.

=> 3 Teilchenphasenraum

Lebensdauer von β -Zerfällen

Fermi's goldene Regel

$$\text{Übergangsrate } \omega = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{A}_{fi}|^2 \rho(E_f)$$

$$\mathcal{A}_{fi} = \langle \Psi_f | H | \Psi_i \rangle$$

 E_f := Energie E_0 , die in dem Zerfall frei wird

$$E_0 = E_e + E_\nu + \underbrace{E_{\text{Rückstoß}}}_{\text{vernachlässigbar}}$$

3 Teilchen Phasenraum (siehe Kapitel 2.2.2)

$$\rho(E_0) = \frac{V^2}{(2\pi \hbar)^6} \frac{d}{dE_0} \int p_e^2 dp_e d\Omega_e p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu$$

(Normierungsvolumen $V = 1$ gesetzt) mit $E_\nu = p_\nu c$

$$d\rho(E_0) = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi \hbar)^6 \cdot c} p_e^2 dp_e p_\nu^2 \underbrace{\frac{dE_\nu}{dE_0}}_{=1}$$

$$\text{mit } p_\nu^2 = (E_0 - E_e)^2 / c^2$$

$$d\Gamma := d\omega = \frac{1}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} |\mathcal{A}_{fi}|^2 p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e$$

Sobald das e^- den Kern verlässt, spürt es das Coulombpotential des Kerns. \Rightarrow Coulombkorrektur $F(\pm, Z, E_e)$

\nearrow
 Vorzeichen des β -Zerfalls

Für kleine Z -Werte ist $F \approx 1$

$$\underbrace{\Gamma}_{\hbar=1} = \frac{1}{\tau} = \int d\omega = \frac{1}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \int |\mathcal{A}_{fi}|^2 F(\pm, Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e$$

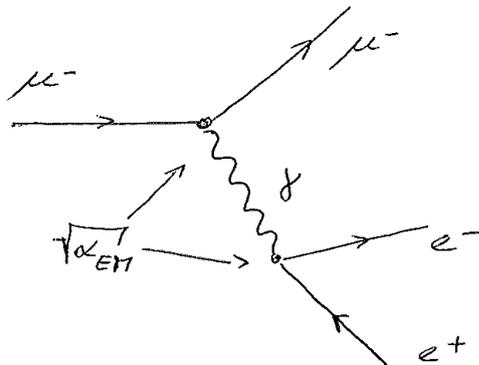
... siehe Übungsblatt ...

$$\tau \sim \frac{1}{E_0^5}$$

Diese Abhängigkeit wird Sargent-Regel genannt

6.2 Austauschteilchen der schwachen WW

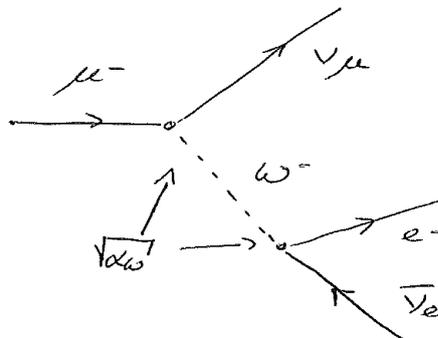
EM WW



$$\alpha_{EM} \sim \frac{1}{137}$$

$$\mathcal{A} \sim \sqrt{\alpha_{EM}} \frac{1}{q^2} \sqrt{\alpha_{EM}}$$

schwache WW



$$\alpha_w \sim \frac{1}{40}$$

$$\mathcal{A} \sim \sqrt{\alpha_w} \frac{1}{\underbrace{q^2 + M_W^2 c^2}} \sqrt{\alpha_w}$$

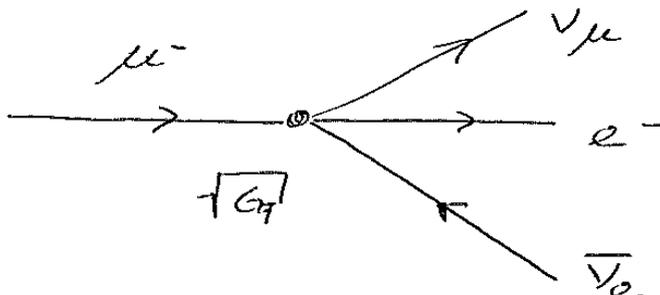
Propagator
massiver Teilchen

$$M_W = 81 \text{ GeV}/c^2$$

Die Kopplungskonstante der schwachen WW ist größer als die der EM WW, die schwache WW ist aber zusätzlich (für kleine $q^2 \ll M_W^2 c^2$) durch den Propagator-Term unterdrückt.

Für kleine q^2 Werte: $\frac{1}{q^2 + M_W^2 c^2} \Rightarrow \frac{1}{M_W^2 c^2}$ ist der Propagator und damit die Amplitude unabhängig von q^2 .

In den 1930er Jahren (als nur Experimente bei kleinen q^2 durchgeführt wurden) dachte man, die Amplitude sei für alle q^2 unabhängig von q^2 und interpretierte den μ -Zerfall als 4-Punkt WW, die es so im SM aber nicht gibt.



„Fermi-Theorie“

$$G_F \sim \frac{\alpha_w}{M_W^2 c^2}$$

Diese Annahme führte zu WQ, die proportional zu q sind. D. h. für beliebig hohe Energien können beliebig hohe Übergangswahrscheinlichkeiten erreicht werden.



=> Das führte zur Vorhersage massiver Austauschteilchen W^\pm, Z^0 durch Glashow, Salam, Weinberg, die Geburtsstunde des Standardmodells.

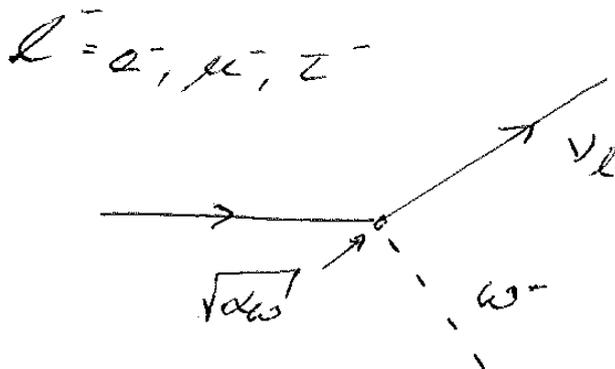
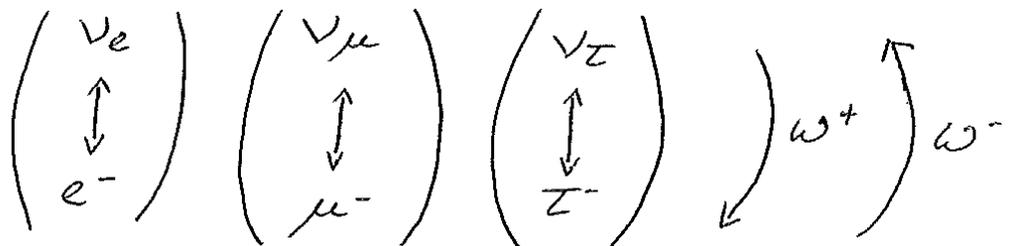
1973 wurde die Existenz des neutralen Stroms (Austausch eines Z^0 Bosons) nachgewiesen. 1983 wurden das Z^0 und das W am Super-Proton-Antiproton-Synchrotron nachgewiesen (das extra dafür gebaut wurde die Vorhersage von Glashow, Salam und Weinberg zu überprüfen).

6.3 Kopplung der W und Z Bosonen an Quarks und Leptonen

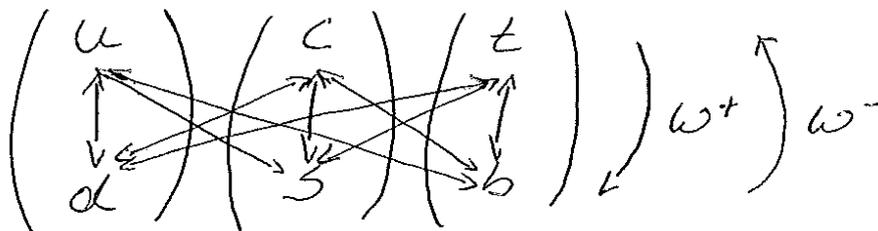
- W Bosonen koppeln nur an LH Teilchen bzw. RH Antiteilchen => Paritätsverletzung (Wu-Experiment)
Das Gegenstück zur elektrischen Ladung in der EM WW bzw. der Farbe in der starken WW ist die Quantenzahl schwacher Isospin. W Bosonen koppeln an Teilchen die schwachen Isospin tragen.
- Z Bosonen koppeln an LH und RH Teilchen, allerdings mit unterschiedlicher Stärke.
Die Z Bosonen koppeln an eine Kombination aus schwachem Isospin und elektrischer Ladung.

Charge Current Übergänge (W^\pm Austausch)

Für Leptonen gleiche Stärke für jede Familie



Für Quarks sind Übergänge außerhalb einer Familie erlaubt



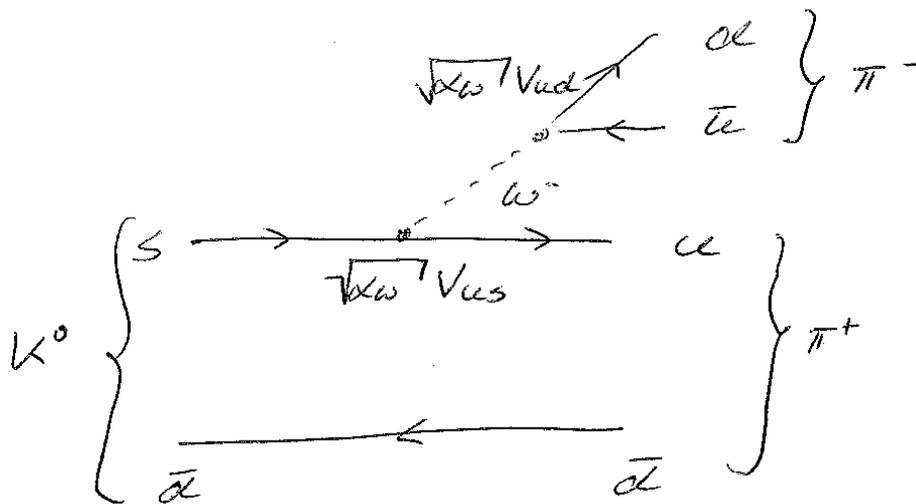
Die Übergänge werden durch die sogenannte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix gegeben.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad |V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.98 & 0.23 & 0.004 \\ 0.23 & 0.98 & 0.04 \\ 0.001 & 0.04 & 1 \end{pmatrix}$$

V_{CKM} ist unitär.

Die größten Einträge in der Matrix sind auf der Diagonalen, d.h. die bevorzugten Übergänge sind innerhalb einer Quarkfamilie.

z.B. $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$



$$\mathcal{A} \sim \sqrt{\alpha_w} V_{us} \frac{1}{q^2 + M_W^2 c^2} \sqrt{\alpha_w} V_{ud}$$

Der Austausch eines W ist die einzige WW die Flavour-QZ verletzt.

Alle schweren Hadronen haben eine lange Lebensdauer, da die energetisch möglichen Zerfälle in leichtere Quarks durch die schwache WW und die kleinen CKM Matrixelemente unterdrückt sind.

Bem.: Die komplexen Parameter der CKM Matrix sind die Ursache für CP-Verletzung im Standardmodell.