

VIII. Schwache Wechselwirkung

Schwache Wechselwirkung hat in der Vergangenheit für eine Reihe von Überraschungen gesorgt:

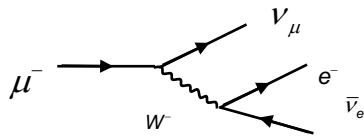
- Flavor-Verletzung
- Paritätsverletzung
- CP Verletzung

Auch heute werden schwache Zerfälle als aussichtsreiche Prozesse zum Nachweis neuer physikalischer Phänomene untersucht.

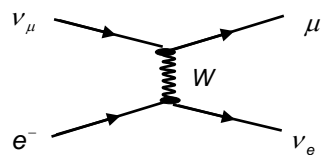
1. Erinnerung: Leptonen, Quarks und schwache WW

1.1 WW mit W-Austausch: geladener Strom

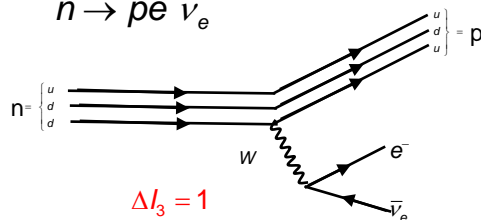
$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \bar{\nu}_e$$



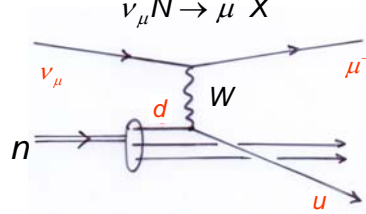
$$\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$$



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

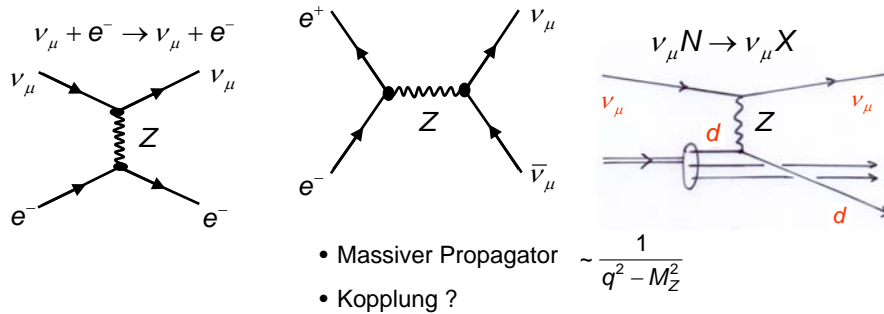


$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X$$



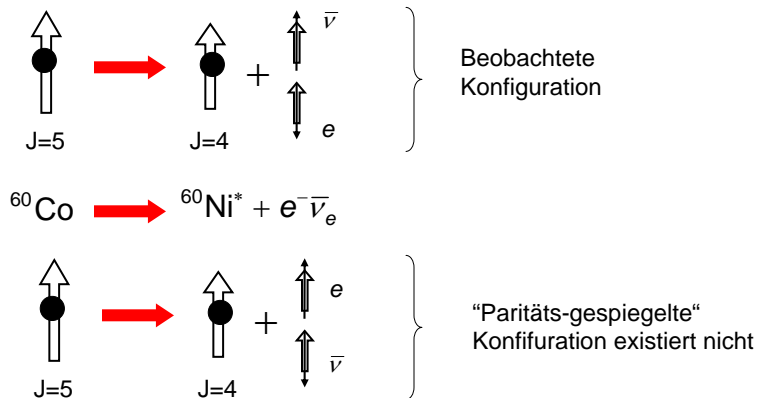
- Austausch eines massiven W-Bosons
- Propagator $\sim \frac{1}{q^2 - M_W^2}$
- Offene Fragen:
 - Wie groß ist die Kopplungskonstante ?
 - Ist die Kopplungskonstante universell (wie in QED) ?

1.2 Wechselwirkung mit Z-Austausch (neutraler Strom)



1.3 Paritätsverletzung in schwachen Zerfällen (W-Austausch, gelad. Strom)

a) Wu-Experiment



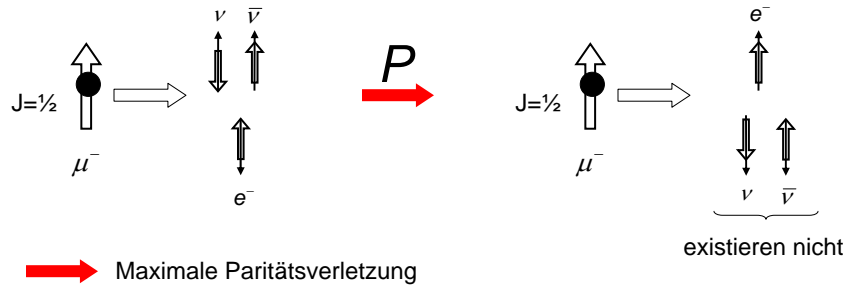
WW koppelt nur an LH (RH) Teilchen (Anti-Teilchen)

b) Goldhaber Experiment

Neutrinos aus Beta-Zerfall (schwacher Zerfall) sind LH

Neutrinos sind LH
 → Anti-Neutrinos sind RH

c) Paritätsverletzung im Myon-Zerfall



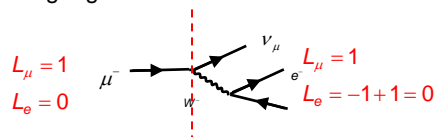
2. Schwache WW: Austausch von W-Bosonen

2.1 Lepton-Sektor

Leptonen lassen sich in LH Dubletts und in RH Singulets ordnen.
 Durch Austausch von W-Bosonen ist ein Übergang zwischen den Partnern des Dubletts möglich.

LH	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	\updownarrow	}	Übergang durch W Austausch
RH	$e^-_R \quad \mu^-_R \quad \tau^-_R$		}	Koppeln nicht an W Boson

Leptonzahlen L_e, L_μ, L_τ sind erhalten, da Übergänge nur innerhalb eines Dubletts möglich sind.



Man ordnet den Teilchen eine neue Quantenzahl zu: schwacher Isospin T

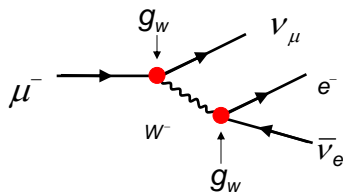
LH Teilchen: $T = \frac{1}{2}$ mit $T_3 = \pm \frac{1}{2}$

RH Teilchen: $T = 0$

W Boson koppelt nur an Teilchen mit $T_3 = \pm 1/2$

W Boson trägt selbst ebenfalls schwachen Isospin: $T = 1$ $T_3 = \pm 1$

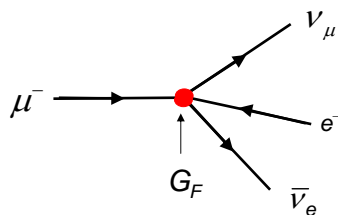
2.2 Myonzerfall und schwache Kopplungskonstante



Kopplungskonstante für alle Fermionen der schwachen Isospindubletts gleich:

$$M_{fi} \sim g_w \cdot \frac{1}{q^2 - M_W^2} \cdot g_w$$

Der Myonzerfall wurde erstmalig von Fermi als 4-Punkt-Wechselwirkung behandelt:



Kopplungskonstante G_F

Diese historische Betrachtung kann heute als effektive Theorie für das $q^2 \rightarrow 0$ Limit des massiven Boson-Propagators verstanden werden:

$$\text{Für } q^2 \rightarrow 0 \quad M_{fi} \sim \frac{g_w^2}{M_W^2}$$

Durch genaue Betrachtung aller Vorfaktoren ergibt sich die folgende Beziehung zwischen der von Fermi eingeführten Konstanten G_F und der Kopplungskonstanten g_w

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_w^2}{8M_W^2}$$

Zur Berechnung der Zerfallsbreite Γ (bzw. der Lebensdauer $\tau=1/\Gamma$) des Myons muss der Phasenraum des 3-Teilchenendzustandes berücksichtigt werden.

Führt man die Rechnung durch, findet man für die Myonzerfallsbreite:

$$\Gamma = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} = \frac{g_w^4 m_\mu^5}{32 \cdot 192\pi^3 M_W^4}$$

$\Gamma \sim m^5$ ist ein Effekt der 3-Teilchen Phasenraums. Beziehung gilt auch für andere Zerfälle in 3 Teilchen (z.B. Tau)

Diese Beziehung wird auch heute noch zur Bestimmung der Fermi-Kopplung bzw der Kopplung g_w genutzt:

$$G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$