

Elektroschwache Wechselwirkung

GK-Vorlesung SS 08

Inhalt

Einleitung

Motivation

Beschleuniger + Detektoren

Grundlagen der Quantenfeldtheorie

Eichtheorie

Eichsymmetrie, Standardmodell (T)

Experimentelle Tests (E)

Spontane Symmetriebrechung

Physik des Higgs-Bosons

Neutrinos

Oszillationen

1) Einführung

Materiateilchen, Spin $\frac{1}{2}$

Klassifizierung: $\left[\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \right]_{3 \text{ Farben}} \quad 3 \text{ Generationen}$

Wechselwirkungen:

elektromagnetisch: alle mit Ladung: e, u, d

starke: alle mit Farbe (Quarks): u, d

schwache: alle: ν, e, u, d

[gravitative: alle mit Masse]

Sonderstellung: Neutrinos: nur schwache WW.
(mehr dazu in dieser Vorlesung)

charakteristische Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung:

Paritätsverletzung

(\rightarrow)

d.h. Abhängigkeit von Helizität, bzw. Chiralität

\rightarrow unterscheide rechts- und linkshändige Teilchen

$\left[\begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad (e^-)_R \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (u)_R \quad (d)_R \right]_{\substack{\times \text{Farbe} \\ \times \text{Generation}}}$

(aber: Neutrino-Oszillationen \Rightarrow es gibt auch rechtshändige ν_R ?)

Austauschteilchen der WW

starke: Gluonen (Farbe)

elektromag. Photonen, γ

schwache: W^\pm, Z

Vorlesung "Schwache Wechselwirkung":
 Physik der geladenen W^\pm -Bosonen
 CKM-Mischung der Quarks

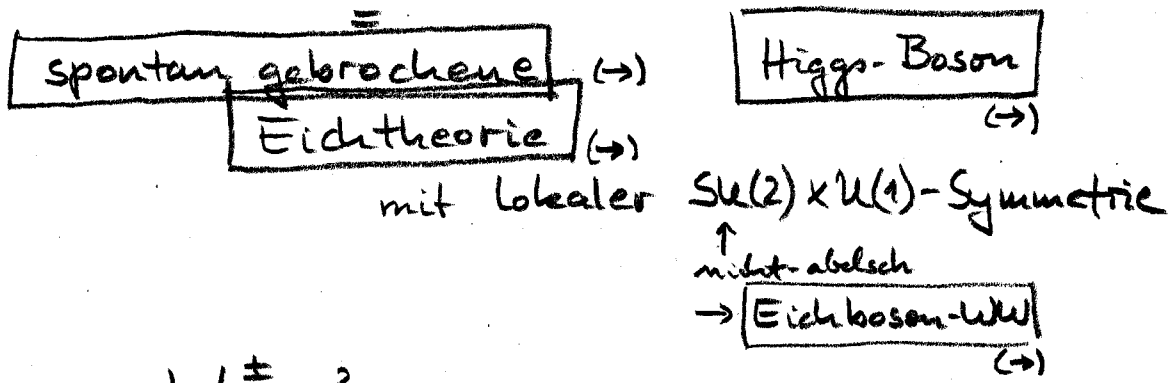
hier: Physik der neutralen γ, Z -Bosonen

(mit Überschneidungen, denn)

einheitliche/vereinigte Theorie

der elektroschwachen Wechselwirkung

Standardmodell



- warum W^\pm ?
- warum Z ?
- warum Higgs ? (spontane Symmetriebrechung)

Versuch einer Herleitung:
 aus Unitarität der S-Matrix

(Llewellyn Smith 1973, Cornwall, Levin, Tiktopoulos 1974)

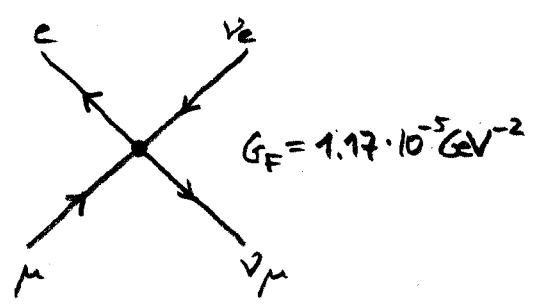
Entdeckung der schwachen WW: β -Zerfall
einfacher:

μ -Zerfall: $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (1937, Anderson)

Fermi-Theorie (1934, Fermi)

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1-\gamma_5) \mu] [\bar{e} \gamma^\lambda (1-\gamma_5) \nu_e] + h.c.$$

(QFT später)



(Feldoperatoren erzeugen und vernichten Teilchen und Antiteilchen)

Vorhersage: es gibt Streuprozesse, z.B.

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

störungstheoretische Berechnung liefert Amplitude

$$M(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) = \frac{G_F s}{2\sqrt{2} \pi^2} \quad \begin{matrix} \text{(dimensionslos)} \\ (m_f = 0) \end{matrix}$$

mit $s = (E_{\text{cm}})^2$

(keine Winkelabhängigkeit: s-Wellenstreuung)

Unitarität der S-Matrix

(erster Teil einer Wiederholung: QFT)

in-Zustände $|\alpha\rangle_{in}$

out-Zustände $|\beta\rangle_{out}$

vollständig: $\int d\beta |\beta\rangle_{out} \langle\beta| = \mathbb{1}$

$$\left(\int d\beta = \sum_N \int \frac{d^3 p_1}{2E_1} \dots \int \frac{d^3 p_N}{2E_N}, \quad \mathbb{1} = \delta(\alpha - \beta) \right)$$

S-Matrix: $S_{\beta\alpha} = {}_{out}\langle\beta|\alpha\rangle_{in}$

S ist unitär: $S^\dagger S = \mathbb{1}$, d.h.

$$\begin{aligned} & \int d\beta S_{\beta\gamma}^* S_{\beta\alpha} \\ &= \int d\beta {}_{in}\langle\gamma|\beta\rangle_{out} {}_{out}\langle\beta|\alpha\rangle_{in} \\ &= {}_{in}\langle\gamma|\alpha\rangle_{in} \\ &= \delta(\alpha - \gamma) \end{aligned}$$

(Normierung)

Zerlegung: $S = \mathbb{1} + 2\pi i \delta^{(4)}(P_\alpha - P_\beta) M$

eingesetzt: $S^\dagger S = \mathbb{1}$

$$(\mathbb{1} - 2\pi i M^\dagger)(\mathbb{1} + 2\pi i M) = \mathbb{1}$$

$$-2\pi i (M^\dagger - M) = -4\pi^2 M^\dagger M$$

Matrixelement $\langle i|j\rangle$

$$\text{Im } M_{ii} = \pi \sum_j |M_{ji}|^2$$

Unitaritätschranke:

$$\pi |M_{ii}|^2 \leq \text{Im } M_{ii}$$

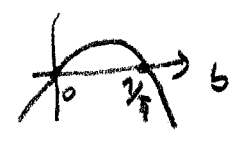
gilt für jede Partial-Welle

ähnlich für $\text{Im } M_{ji}$

$M_{ii} = a + ib$

$\pi(a^2 + b^2) \leq b,$

$\pi a^2 \leq b(1 - \pi b)$



max für $b = \frac{1}{2\pi}$

$\pi a^2 \leq \frac{1}{2\pi} (1 - \pi \frac{1}{2\pi}) = \frac{1}{4\pi}$

$\Rightarrow a \leq \frac{1}{2\pi}$

$\rightarrow \text{Re } M_{ii} \leq \frac{1}{2\pi}$

für $M(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ folgt:

Unitarität ist verletzt für $\frac{G_{FS}}{2\sqrt{2}\pi^2} > \frac{1}{2\pi}$

\Rightarrow Fermi-Theorie ist nur effektive Theorie,
gültig bis

$s \lesssim \frac{\sqrt{2}\pi}{G_F} \approx (600 \text{ GeV})^2$

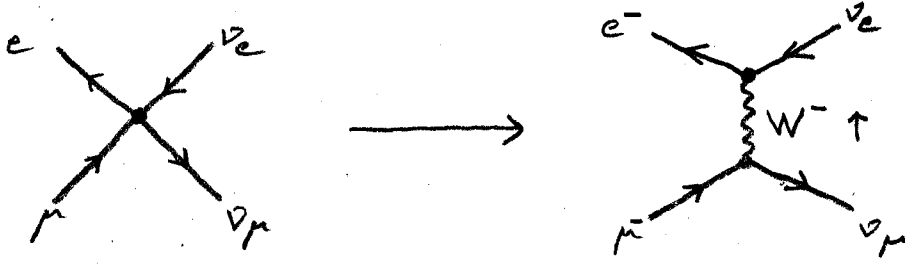
$E_{\text{max}} \approx 600 \text{ GeV}$

allg: $2 \rightarrow N$ Streuprozess

$M_{2 \rightarrow N} \lesssim (\sqrt{s})^{2-N}$

Störungstheorie: Hochenergieverhalten von Baumgraphen \leftrightarrow Renormierbarkeit

Vorschlag: intermediäres Vektorboson mit Masse M_W
verbessert Hochenergieverhalten:



(\rightarrow Yukawa 1935, abgeschirmtes Coulombpotential
 Reichweite: e^{-rM_W} : $r \sim 1/M_W$
 schwache WW \leftrightarrow kleine Reichweite)

W-Propagator $\sim \frac{1}{s - M_W^2}$

Kopplung $\mu \nu_\mu W$ und $e \nu_e W$: g_W (dimensionslos)

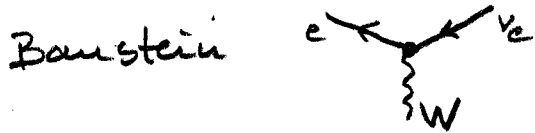
Rechnung: $M(\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e) = \frac{g_W^2}{16\pi^2} \frac{s}{M_W^2 - s} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \text{const}$
 $= \frac{G_F s}{2\sqrt{2}\pi^2} \cdot \frac{M_W^2}{M_W^2 - s}$
 $\rightarrow \frac{G_F s}{2\sqrt{2}\pi^2}$ für $M_W \rightarrow \infty$

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

Abschätzung: $g_W = O(e)$, $e = 0.3$

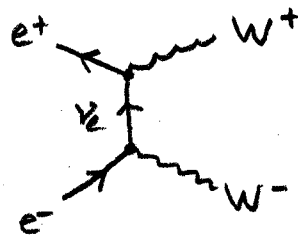
$\rightarrow M_W = \sqrt{\frac{\sqrt{2} g_W^2}{8 G_F}} = O(100 \text{ GeV})$

mit W^\pm gibt es weitere Streuprozesse



z.B. $\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-$

oder $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$



Rechnung: Amplitude enthält Polarisationsvektoren für W

$\epsilon^\mu(k, \lambda)$: (für Impuls k^μ : $k^2 = M_W^2$)

$\lambda = \pm$ transversale Polarisation ($k^\mu = (k^0; 0, 0, k^3)$)

$\epsilon^\mu(k, \pm) = (0; 1, \pm i, 0)$

$\lambda = L$ Longitudinale Polarisation

$\epsilon^\mu(k, L) = \frac{1}{M_W} (k^3; 0, 0, k^0)$

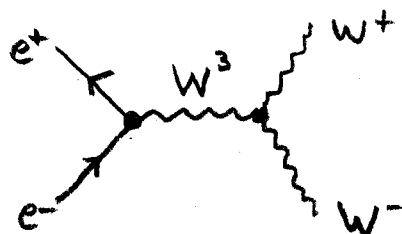
(Bedingung: $\epsilon(k, \lambda) \cdot \epsilon(k, \lambda') = -\delta^{\lambda\lambda'}$
orthonormierte, raumartige 4-Vektoren)

Ergebnis:

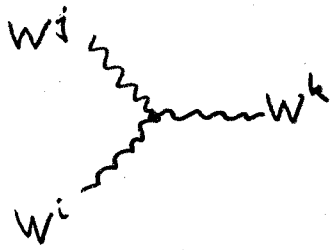
$M(e^+ e^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) \sim s$ verletzt Unitarität

Korrekturvorschlag: neutrales Vektorboson mit Masse M_W

neues Diagramm:



allgemeiner Ansatz: $(W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2))$



$$\sim g_W F_{ijk} \quad i, j, k = 1, 2, 3$$



$$\sim g_W C_{ab}^k, \quad a, b = e, \nu_e \text{ bzw. } \mu, \nu_\mu$$

(+ Lorentz-Invarianz)

Rechnung \rightarrow Hochenergieverhalten ist "gut", falls

1) $F_{ijk} = \varepsilon_{ijk}$

2) $[C^k, C^l] = i \varepsilon^{klm} C^m$

Zusammen:

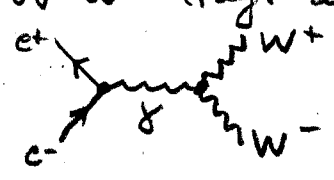
Annahmen: 1) Fermionen bilden Dubletts
(e, ν_e), (μ, ν_μ)

2) Es gibt 3 Austauschbosonen

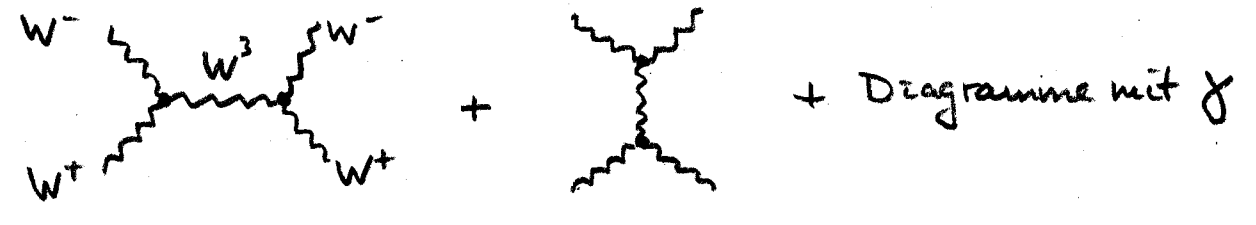
\oplus Unitarität der S-Matrix

\Rightarrow Kopplungen haben die Struktur einer Eichtheorie mit $SU(2)$ -Symmetrie

Anmerkung: zu $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ trägt auch
 Photonaustausch bei



weiter: Streuprozess $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$



Rechnung $\rightarrow M(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-) \sim s^2$

ergänze 4-Kopplung: , Ansatz: G^{ijkl}

A Feynman diagram showing a central vertex where four gauge boson lines meet, labeled W^i, W^j, W^k, W^l .

Hochenergieverhalten verbessert zu $M \sim s$, falls

$$G^{ijkl} = g_W^2 \epsilon^{ijm} \epsilon^{mkl}$$

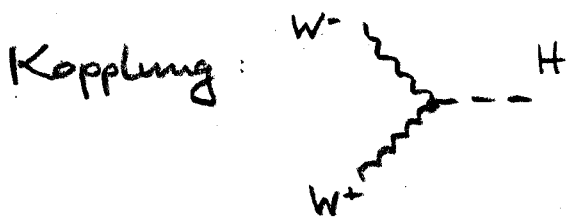
Term $\sim s$?

2 Lösungsmöglichkeiten

- $W_L W_L$ besitzen starke Wechselwirkung bei hohen Energien
 störungstheoretische Auswertung bricht zusammen
 z.B. Bindungszustände
- es gibt weitere Teilchen

einfachste Möglichkeit:

ein skalares (Spin 0) Teilchen: Higgs-Boson



Hochenergieverhalten gut, wenn Kopplung = $g_w M_w$

$$\rightarrow M(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = \frac{G_F M_w^2}{4\sqrt{2} \pi^2}$$

noch einmal (genauer) für $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$:

falls $m_f \neq 0$: M enthält Terme $\sim m_f \sqrt{s}$

Kompensation durch



falls Kopplung = $g_w \frac{m_f}{M_w}$

(usw mit $WW \rightarrow HH$, $WW \rightarrow WWH$, $WW \rightarrow HHH$

ergibt Einschränkungen an die H-Selbstkopplungen)

→ Thema:

$W, W^3 (\rightarrow Z)$ -Produktion und deren Wechselwirkung

Higgs-Physik