

Moderne Experimentalphysik III: Hadronen und Teilchen (Physik VI)

Thomas Müller, Roger Wolf
19. Juni 2018

INSTITUTE OF EXPERIMENTAL PARTICLE PHYSICS (IETP) – PHYSICS FACULTY



Drei Säulen des Standardmodells

Quantenfeldtheorie

- Relativistische QM.
- Erzeugung/Vernichtung von Teilchen.

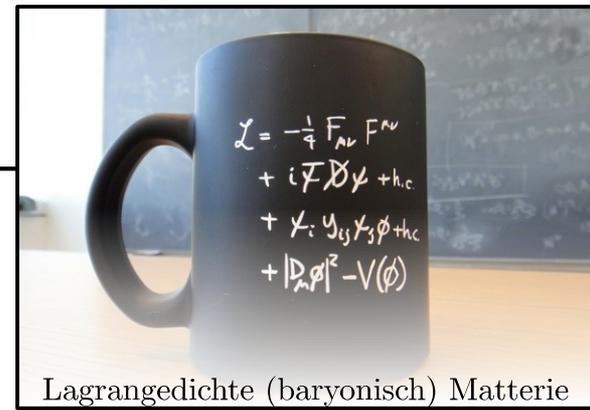
Symmetriebrechung

- Teilchenmasse (hier noch nicht diskutiert).

Symmetrien

- Fundamentale WW.
- Struktur der Materie

Das Standardmodell der Teilchenphysik



	Fermions			Bosons	
Quarks	<i>u</i> up	<i>c</i> charm	<i>t</i> top	γ photon	Force carriers
	<i>d</i> down	<i>s</i> strange	<i>b</i> bottom	<i>Z</i> Z boson	
Leptons	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	<i>W</i> W boson	
	<i>e</i> electron	μ muon	τ tau	<i>g</i> gluon	
spin-1/2				Higgs boson	

Source: AAAS

Beschreibung der ursprünglichen Struktur der uns umgebenden Natur.

$$U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_c$$

1d Drehungen

2d Drehungen

3d Drehungen

$\psi e^{i\vartheta'}$

γ
photon

Elektromagnetismus

$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L e^{it_a \vartheta_a}$

W^\pm
W boson

Z
Z boson

Schwache Kraft

$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix}_c e^{iT_a \vartheta_a}$

g
gluon

Starke Kraft

- Bezieht Erklärungs-/Vorhersagekraft aus Anwendung von Symmetrien!
- Kräfte ↔ masselose Vermittlerteilchen.

– siehe Blatt-08 –

Theorie der elektroschwachen WW

- Maximale Paritätsverletzung → nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen nehmen an schwacher Wechselwirkung (WW) teil
- **Eigentliche Zustände** der schwachen WW: Links- und rechtshändige Komponenten des Spinors

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$



$$\mathcal{L} = \overline{(\psi_L + \psi_R)} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) (\psi_L + \psi_R)$$

(Lagrangedichte: freies Fermion)

- **Zerlegung des Spinors** in links- und rechtshändige Anteile:

$$\bar{\psi} = \bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R \quad \begin{cases} \bar{\psi}_L = \bar{\psi} \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \right) \\ \bar{\psi}_R = \bar{\psi} \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) \end{cases}$$

$$\psi = \psi_L + \psi_R \quad \begin{cases} \psi_L = \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) \psi \\ \psi_R = \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \right) \psi \end{cases}$$

Eigenschaften der γ^5 -Matrix

In Dirac-Darstellung:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1_2 \\ 1_2 & 0 \end{pmatrix}$$

- **Grundeigenschaften:**

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0 \quad (\gamma^5)^2 = 1_4 \quad (\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$$

- **Abgeleitete Eigenschaften des Projektionsoperators:**

$$\left(\frac{1 \pm \gamma^5}{2}\right) \cdot \left(\frac{1 \pm \gamma^5}{2}\right) = \left(\frac{1 \pm \gamma^5}{2}\right)$$

$$\left(\frac{1 \pm \gamma^5}{2}\right) \cdot \left(\frac{1 \mp \gamma^5}{2}\right) = 0$$

Überzeugen Sie sich von der Richtigkeit beider Relationen

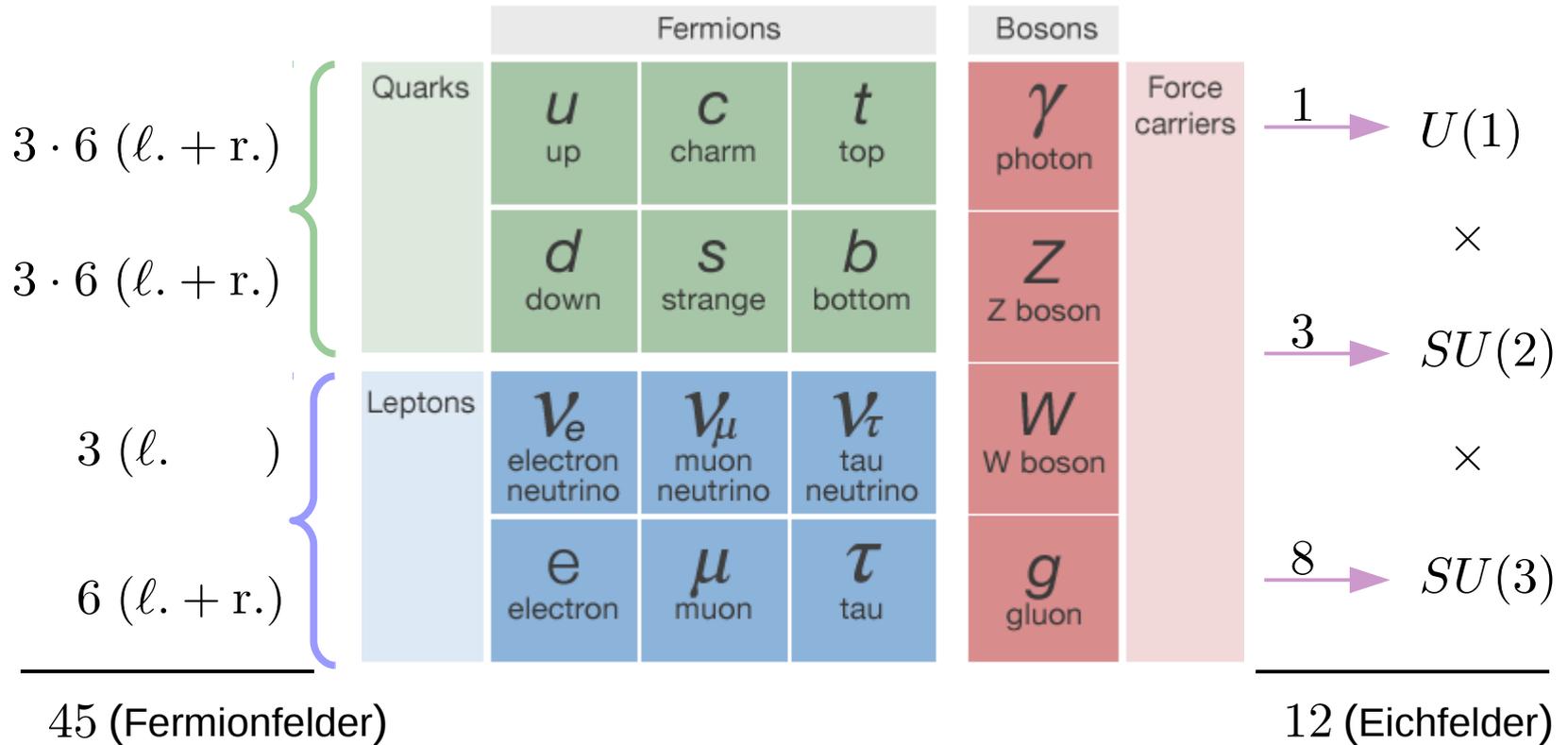


- Es genügt also **linkshändige Anteile** wie folgt auszuprojizieren:

$$\begin{aligned} i\bar{e}\gamma^\mu\partial_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\nu &= i\bar{e}\gamma^\mu\partial_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)^2\nu = i\bar{e}\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)\gamma^\mu\partial_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\nu \\ &= i\overline{\left(\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)e\right)}\gamma^\mu\partial_\mu\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)\nu \\ &= i\bar{e}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L \end{aligned}$$

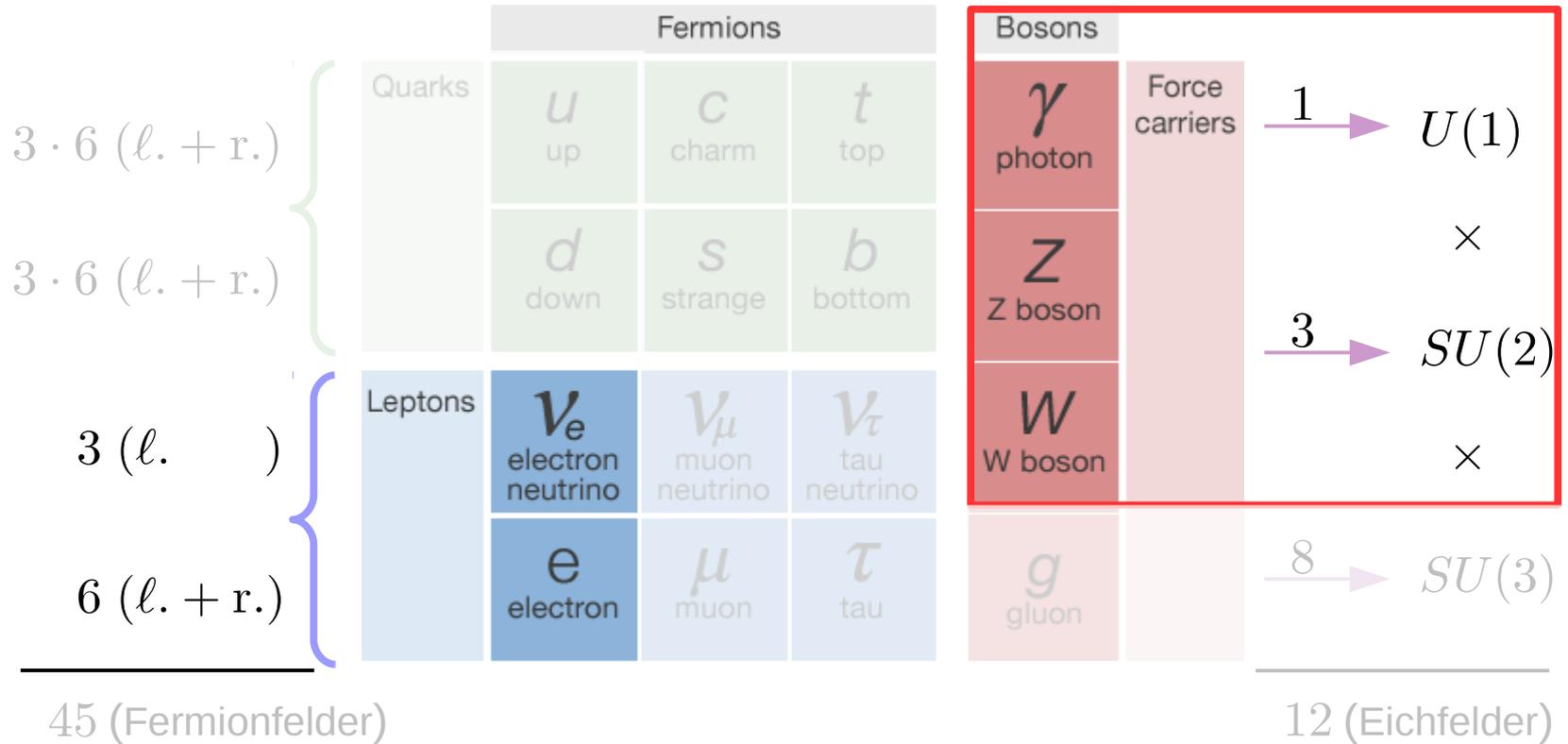
Das SM der Teilchenphysik

- 18 freie Parameter



Das SM der Teilchenphysik (EWK Sektor)

- 18 freie Parameter



Schwacher Isospin $SU(2)_L$

- Zerlege Spinor in links- und rechthändigen Anteil

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad \psi_R = e_R$$

Nimmt an WW teil → sortiere
in $SU(2)_L$ -**Dublett**⁽¹⁾

Für WW “blind” → sortiere
in $SU(2)_L$ -**Singlett**

- Damit läßt sich die Lagrangedichte (ohne Masseterme) wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= \bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{e}_R \gamma^\mu \partial_\mu e_R \\ &= \bar{\nu} \gamma^\mu \partial_\mu \nu + \bar{e}_L \gamma^\mu \partial_\mu e_L + \bar{e}_R \gamma^\mu \partial_\mu e_R \end{aligned}$$

(1) Der Index “L” zeigt an, daß der schwache Isospin nur für linkshändige Teilchen nicht-trivial ist

Schwacher Isospin $SU(2)_L$

- Zerlege Spinor in links- und rechthändigen Anteil

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad \psi_R = e_R$$

Nimmt an WW teil → sortiere
in $SU(2)_L$ -**Dublett**⁽¹⁾

Für WW “blind” → sortiere
in $SU(2)_L$ -**Singlett**

- Damit läßt sich die Lagrangedichte (ohne Masseterme) wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= \bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{e}_R \gamma^\mu \partial_\mu e_R \\ &= \bar{\nu} \gamma^\mu \partial_\mu \nu + \bar{e}_L \gamma^\mu \partial_\mu e_L + \bar{e}_R \gamma^\mu \partial_\mu e_R \end{aligned}$$

- Fordere **lokale Eichinvarianz** gegenüber $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Transformationen und führe kovariante Ableitung(en) ein

(1) Der Index “L” zeigt an, daß der schwache Isospin nur für linkshändige Teilchen nicht-trivial ist

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$

- Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$ wirkt **nur auf Isospin-Dublett**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L \dots$$

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$

- Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$ wirkt **nur auf Isospin-Dublett**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[\partial_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right] \psi_L \dots \quad (\text{vgl mit SS'17 VL-15 Folie 18})$$

- Kombiniere **Pauli-Matrizen** zu **Auf-/Absteigeoperatoren**

$$\mathbf{t}^+ = \mathbf{t}_1 + i\mathbf{t}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Aufsteigeoperator})$$

$$\mathbf{t}^- = \mathbf{t}_1 - i\mathbf{t}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Absteigeoperator})$$

$$\mathbf{t}^3 = 1/2 \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$

- Kovariante Ableitung der $SU(2)_L$ wirkt **nur auf Isospin-Dublett**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[\partial_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right] \psi_L \dots \quad (\text{vgl mit SS'17 VL-15 Folie 18})$$

- Kombiniere **Pauli-Matrizen** zu **Auf-/Absteigeoperatoren**

$$\mathbf{t}^+ = \mathbf{t}_1 + i\mathbf{t}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Aufsteigeoperator})$$

$$\mathbf{t}^- = \mathbf{t}_1 - i\mathbf{t}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Absteigeoperator}) \quad \mathbf{t}^3 = 1/2 \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- Generatoren und Eichfelder lassen sich dann wie folgt umschreiben:

$$W_\mu^a \mathbf{t}^a = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \mathbf{t}^+ + W_\mu^- \mathbf{t}^-) + W_\mu^3 \mathbf{t}^3$$

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L \dots$$

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

Kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

Warum genügt das neutrale Feld W_μ^3 aus der $SU(2)_L$ nicht, um auch das Photonfeld beschreiben zu können?



Kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

Warum genügt das neutrale Feld W_μ^3 aus der $SU(2)_L$ nicht, um auch das Photonfeld beschreiben zu können?

→ em WW ist paritätsinvariant, muß also auf $e_{L/R}$ gleichermaßen wirken



Kovariante Ableitung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

Warum genügt das neutrale Feld W_μ^3 aus der $SU(2)_L$ nicht, um auch das Photonfeld beschreiben zu können?

→ em WW ist paritätsinvariant, muß also auf $e_{L/R}$ gleichermaßen wirken



Anmerkung:

Anders als bei der $SU(2)_L$ kann bei der $U(1)_Y$ (als Abelscher Eichtheorie) die Kopplung an jedes Teilchen anders sein. Technisch ist dem durch die Hyperladungen Y_i Rechnung getragen, von denen ein universeller Faktor g' abgespalten wurde (Grund hierfür → siehe [nächste Folien](#))

Schwache Hyperladung

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

- Hyperladung, analog zu **starkem Isospin**:

$SU(2) \times U(1)$ Hypercharges			
Particle	$Y_{R/L}$	I_3	Q
ν	-1	+1/2	
e_L	-1	-1/2	
e_R		0	-1



$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (\text{Gell-Mann Nishijima})$$

Schwache Hyperladung

- Kovariante Ableitung der $U(1)_Y$ wirkt auf **Isospin-Singlett** und **Isospin-Dublett als Ganzes**

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

- Hyperladung, analog zu **starkem Isospin**:

$SU(2) \times U(1)$ Hypercharges			
Particle	$Y_{R/L}$	I_3	Q
ν	-1	+1/2	0
e_L	-1	-1/2	-1
e_R	-2	0	-1



$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (\text{Gell-Mann Nischijima})$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ Wechselwirkungen

- Zusammenfassung der Wechselwirkungsterme

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

$\hookrightarrow W_\mu^a \mathbf{t}^a = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \mathbf{t}^+ + W_\mu^- \mathbf{t}^-) + W_\mu^3 \mathbf{t}^3$

- Geladene Ströme:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu} (W_\mu^+ \gamma^\mu) e_L + \bar{e}_L (W_\mu^- \gamma^\mu) \nu \right]$$

von t^+
von t^-

$e \rightarrow \nu$ $\nu \rightarrow e$

- Neutraler Strom:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ Wechselwirkungen

- Zusammenfassung der Wechselwirkungsterme

$$\mathbf{t}^3 = 1/2 \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$Y_R = -2$$

$$\mathcal{L}_{IA}^{SU(2) \times U(1)} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_L B_\mu + igW_\mu^a \mathbf{t}^a \right) \psi_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_R B_\mu \right) e_R$$

$$Y_L = -1$$

$$W_\mu^a \mathbf{t}^a = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \mathbf{t}^+ + W_\mu^- \mathbf{t}^-) + W_\mu^3 \mathbf{t}^3$$

- Geladene Ströme:

$$\mathcal{L}_{IA}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu} (W_\mu^+ \gamma^\mu) e_L + \bar{e}_L (W_\mu^- \gamma^\mu) \nu \right]$$

von \mathbf{t}^+

$e \rightarrow \nu$

$\nu \rightarrow e$

von \mathbf{t}^-

$$\dots (\bar{\nu} \quad \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ e_L \end{pmatrix}$$

Spricht: "Kopplung mit W macht aus Neutrino Elektron"

- Neutraler Strom:

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von \mathbf{t}^3

Weinberg-Rotation

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

(Weinberg-Rotation)

- **Geladene Ströme:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu} (W_\mu^+ \gamma^\mu) e_L + \bar{e}_L (W_\mu^- \gamma^\mu) \nu \right]$$

von t^+

$e \rightarrow \nu$

$\nu \rightarrow e$

von t^-

$$\dots (\bar{\nu} \quad \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ e_L \end{pmatrix}$$

- **Neutraler Strom:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$\propto Z_\mu$

Weinberg-Rotation

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

(Weinberg-Rotation)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{IA}^{NC} = & -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma_\mu \nu) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [-2 \sin^2 \theta_W Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \end{aligned}$$

- **Neutraler Strom:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$\propto Z_\mu$

Weinberg-Rotation

Hilfestellungen zum Nachrechnen:

Drücken Sie W_μ^3 und B_μ durch Z_μ und A_μ aus und setzen Sie in die untere Gleichung ein.

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

Erwünschtes Verhalten: Photon koppelt an $e_{L/R}$ gleichermaßen und proportional zu elektrischer Ladung q_e (Rotation)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{IA}^{NC} = & -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma_\mu \nu) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [-2 \sin^2 \theta_W Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \end{aligned}$$

- **Neutraler Strom:**

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$\propto Z_\mu$

Weinberg-Rotation

Können Sie den Ausdruck für die elektrische Ladung aus diesen Gleichungen ableiten?



$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

Erwünschtes Verhalten: Photon koppelt an $e_{L/R}$ gleichermaßen und proportional zu elektrischer Ladung q_e

(Rotation)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{IA}^{NC} = & -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma_\mu \nu) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [-2 \sin^2 \theta_W Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \end{aligned}$$

• Neutraler Strom:

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$\propto Z_\mu$

Weinberg-Rotation

Können Sie den Ausdruck für die elektrische Ladung aus diesen Gleichungen ableiten?

$$q_e = \sqrt{g^2 + g'^2} \sin \theta_W \cos \theta_W$$

$$q_e = g \sin \theta_W$$



$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{IA}^{NC} = & -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_\mu (\bar{\nu} \gamma_\mu \nu) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} [-2 \sin^2 \theta_W Z_\mu + 2 \sin \theta_W \cos \theta_W A_\mu] (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \end{aligned}$$

Erwünschtes Verhalten: Photon koppelt an $e_{L/R}$ gleichermaßen und proportional zu elektrischer Ladung q_e (Rotation)

• Neutraler Strom:

$$\mathcal{L}_{IA}^{NC} = - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{\nu} \gamma^\mu \nu) + \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + \frac{g'}{2} B_\mu \right) (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + g' B_\mu (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

von t^3

$\propto Z_\mu$

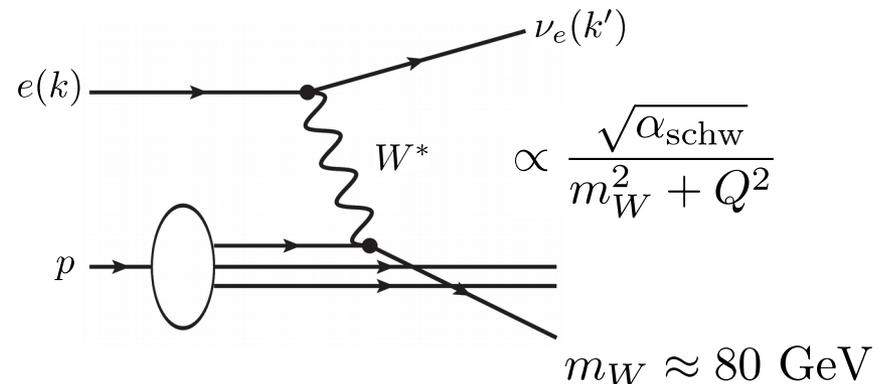
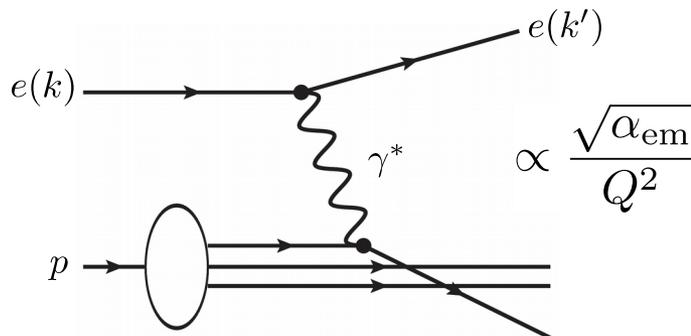
Verhältnis schwache zu em. Wechselwirkung

- Herleitung einer konsistenten Theorie für schwache und em. Wechselwirkung aus einfachen Symmetrieprinzipien
- **Verhältnis der Kopplungskonstanten** schwache zu elektromagnetische WW:

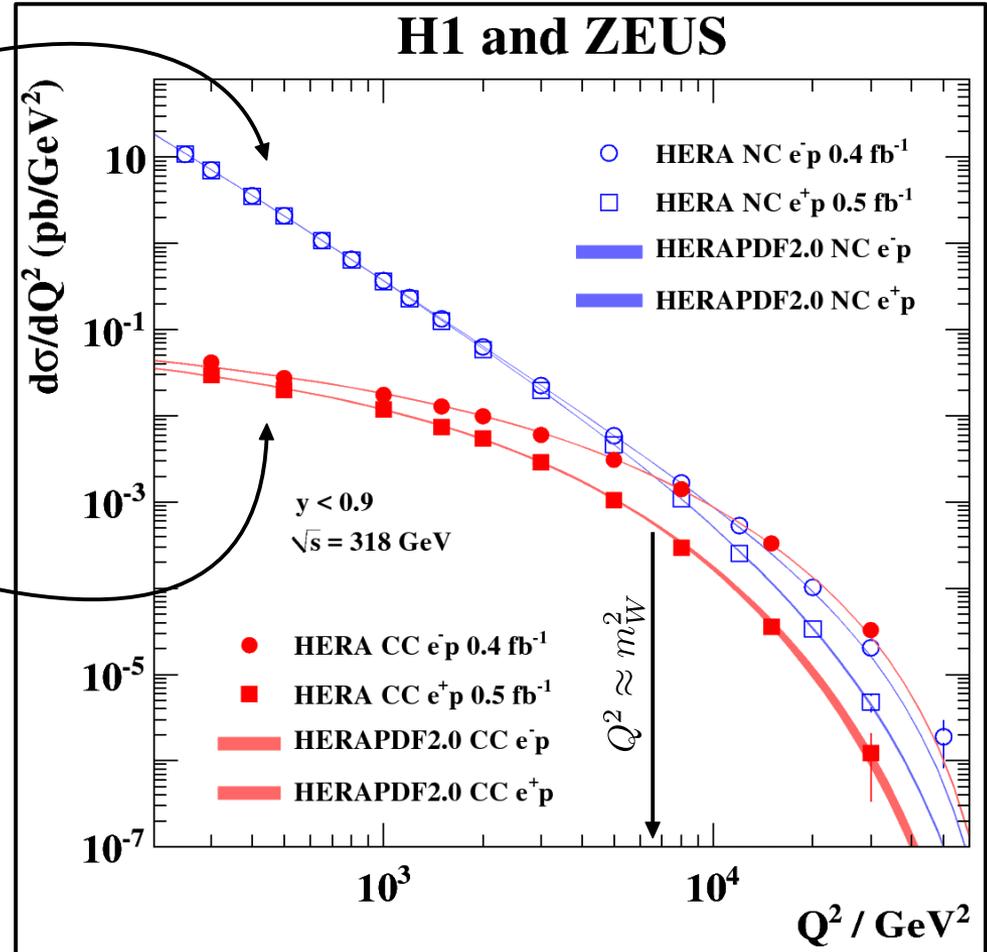
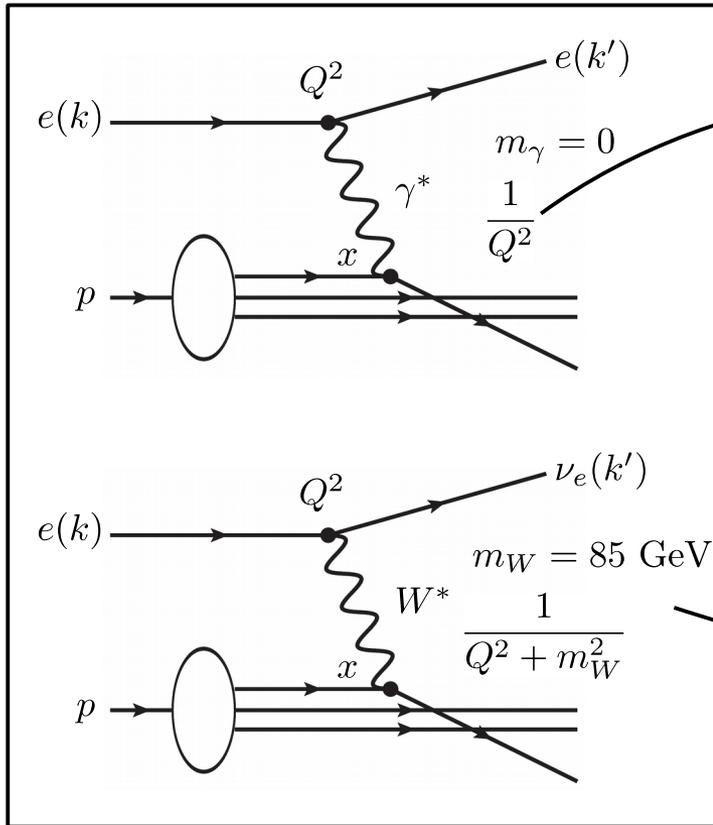
$$\frac{q_e}{g} = \sin \theta_W$$

$$\frac{\alpha_{\text{em}}}{\alpha_{\text{schw}}} \propto \frac{q_e^2}{g^2} = \sin^2 \theta_W \quad \longrightarrow \quad \text{Kopplungskonstante für schw. WW sogar größer als für elektromagnetische WW!}$$

- Warum erscheint schwache WW **trotzdem so schwach**? → Betrachte Kopplung für den praktischen Fall eines wechselwirkenden Teilchens:



Massive Vermittlerteilchen



Bilanz

- Was wir **investiert** haben:

- Trennung von links- und rechtshändigen Spinoren
- Lokale Eichinvarianz nach $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$
- Matrizenrechnung mit Pauli-Matrizen
- Geeignete Wahl der Hyperladungen

- Was wir **zurückbekommen** haben:
 - WW die Ladung ändern kann
 - WW die im ladungsändernden Vertex Parität maximal verletzt
 - Theorie, die em. und schw. WW in einem Ansatz konsistent erklären kann
 - Vorhersage über Kopplung an link-/rechtshändige Fermionen für neutralen Strom
 - Neues Verständnis der elektrischen Ladung
 - Verständnis des Verhältnisses schw. zu em. WW
 - Verständnis Leptonuniversalität ⁽¹⁾
 - Vorhersagen über Kopplungsstruktur der Eichbosonen ⁽¹⁾

(1) siehe backup zu [Vorlesung 14](#)

The case of mass in the SM...



Massive Eichbosonen im SM

- Erinnerung: Transformationsverhalten Eichfelder (vgl [VL-14 Folie 10f](#))

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \vartheta$$

- Eingesetzt in naiven Massenterm in Lagrangedichte:

$$m_A A_\mu A^{\mu*} \rightarrow m_A A'_\mu A'^{\mu*} = ?$$



- **Fundamentales Problem** jeder lokalen Eichtheorie

Massive Eichbosonen im SM

- Erinnerung: Transformationsverhalten Eichfelder (vgl [VL-14 Folie 10f](#))

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \vartheta$$

- Eingesetzt in naiven Massenterm in Lagrangedichte:

$$m_A A_\mu A^{\mu*} \rightarrow m_A A'_\mu A'^{\mu*} =$$

$$m_A A_\mu A^{\mu*} + \frac{1}{e} m_A (A_\mu \partial^\mu \vartheta + A^{\mu*} \partial_\mu \vartheta) + m_A \frac{1}{e^2} \partial_\mu \vartheta \partial^\mu \vartheta \neq m_A A_\mu A^{\mu*}$$



Massive Eichbosonen brechen lokale Eichinvarianz der Lagrangedichte explizit!

- Fundamentales Problem** jeder lokalen Eichtheorie

Massive Fermionen im SM

- Wir machen den gleichen Test für Fermionen (innerhalb der $U(1)$)

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\vartheta} \psi$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\vartheta}$$

- Eingesetzt in naiven Massenterm in Lagrangedichte:

$$m_\psi \bar{\psi} \psi \rightarrow m_{\psi'} \bar{\psi}' \psi' = m_\psi \bar{\psi} \psi$$

- **Kein offensichtliches Problem** hier!
- Nicht-Abelscher Charakter der $SU(2)_L$?

Massive Fermionen im SM

- Wir machen den gleichen Test für Fermionen (innerhalb der $U(1)$)

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = e^{i\vartheta} \psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\vartheta}\end{aligned}$$

- Eingesetzt in naiven Massenterm in Lagrangedichte:

$$m_{\psi} \bar{\psi} \psi \rightarrow m_{\psi'} \bar{\psi}' \psi' = m_{\psi} \bar{\psi} \psi$$

- **Kein offensichtliches Problem** hier!
- Nicht-Abelscher Charakter der $SU(2)_L$? → Nein, außerdem auch kein Problem in nicht-Abelscher $SU(3)_c$

Massive Fermionen im SM

- Wir machen den gleichen Test für Fermionen (innerhalb der $U(1)$)

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = e^{i\vartheta} \psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi} e^{-i\vartheta}\end{aligned}$$

- Eingesetzt in naiven Massenterm in Lagrangedichte:

$$m_\psi \bar{\psi} \psi \rightarrow m_{\psi'} \bar{\psi}' \psi' = m_\psi \bar{\psi} \psi$$

- Kein offensichtliches Problem** hier!
- Nicht-Abelscher Charakter der $SU(2)_L$? → Nein, außerdem auch kein Problem in nicht-Abelscher $SU(3)_c$
- Problem: Unterscheidung zwischen links- und rechtshändigen Teilchen**

$$m_e \bar{e} e = m_e \overline{(e_L + e_R)} (e_L + e_R) = m_e \bar{e}_R e_L + m_e \bar{e}_L e_R$$

$SU(2)_L$ -Singlett

Untere Kompo-
nente eines
 $SU(2)_L$ -Dubletts

Gliederung der Vorlesung



Vorlesung:	Vorlesungstag:	Übungsblatt:
VL-01 Einheiten, Relativistische Kinematik	Di 17.04.2018	-
VL-02 Teilchenstreuung	Do 19.04.2018	-
VL-03 Wirkungsquerschnitt	Di 24.04.2018	Blatt-01
VL-04 Teilchenbeschleunigung	Do 26.04.2018	-
Vorlesung fällt aus	Di 01.05.2018	Blatt-02
VL-05 Teilchennachweis durch Ionisation	Do 03.05.2018	-
VL-06 Elektromag. WW und Schauer	Di 08.05.2018	Blatt-03
Vorlesung fällt aus	Do 10.05.2018	-
VL-07 Detektoren der Teilchenphysik	Di 15.05.2018	Blatt-04
VL-08 Symmetrien und Erhaltungsätze	Do 17.05.2018	-
VL-09 Fundamentale Teilchen und Kräfte im SM	Di 22.05.2018	Blatt-05
VL-10 Diskrete Symmetrien des SM	Do 24.05.2018	-
VL-11 Teilchenzoo: vom Hadron zum Quark	Di 29.05.2018	Blatt-06
Vorlesung fällt aus	Do 31.05.2018	-
VL-12 Farbladung und QCD	Di 05.06.2018	Blatt-07
VL-13 Phänomenologie der schwachen WW	Do 07.06.2018	-
VL-14 Theorie der elektroschwachen WW	Di 12.06.2018	Blatt-08
VL-15 Higgs Mechanismus	Do 14.06.2018	-
VL-16 SM: Quarksektor	Di 19.06.2018	Blatt-09
VL-17 Top: Entdeckung und Eigenschaften	Do 21.06.2018	-
VL-18 Higgs: Entdeckung und Eigenschaften	Di 26.06.2018	-
VL-19 Neutrino-Physik	Do 28.06.2018	-

