

# TEILCHENPHYSIK FÜR FORTGESCHRITTENE Der Higgs-Mechanismus

(Literatur: A. Djouadi, hep-ph 0503172)

**Caren Hagner  
Achim Geiser**



Universität Hamburg, IExpPh  
Sommersemester 2007

1. Die quantenmechanische Beschreibung von Elektronen
  2. Feynman-Regeln und –Diagramme
  3. Lagrange-Formalismus und Eichprinzip
  4. QED
  5. Starke Wechselwirkung und QCD
  6. (Elektro)Schwache Wechselwirkung
  7. Higgs-Mechanismus
- vom vereinfachten Modell zum Standardmodell
- Suche nach dem Higgs-Boson

# 7.1 Warum überhaupt Higgs?

- SM durch Präzisionsmessungen bisher gut bestätigt
  - z.B. Übereinstimmung von gemessenen Massen und Kopplungsstärken der Vektorbosonen  $W$  und  $Z$
- Problem (siehe auch Übung):
  - Die Einführung von massiven Vektorbosonen  $W, Z$  verletzt die Eichinvarianz
  - Linkshändigkeit der Schwachen WW -> Fermion-Massenterme verletzen Eichinvarianz!
    - => Divergenzen, Theorie nicht renormierbar!
  - Man hat die Generierung von Fermion- und Vektorbosonmassen noch nicht richtig verstanden
- Lösung:
  - Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung (Higgs)

# 7.1 Lösung: Der Higgs-Mechanismus

- Alle Bosonen und Fermionen sind "eigentlich" masselos
- Masse "entsteht" durch Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld, dem Higgs-Feld (SU(2)-Dublett).

Konsequenz: Masse transformiert sich effektiv wie ein  $SU(2)_L$ -Dublett, nicht wie ein Skalar,

-> Eichinvarianz ist gerettet

# Der Higgs-Mechanismus - eine Analogie (I)



Higgs-Hintergrundfeld  
erfüllt den Raum

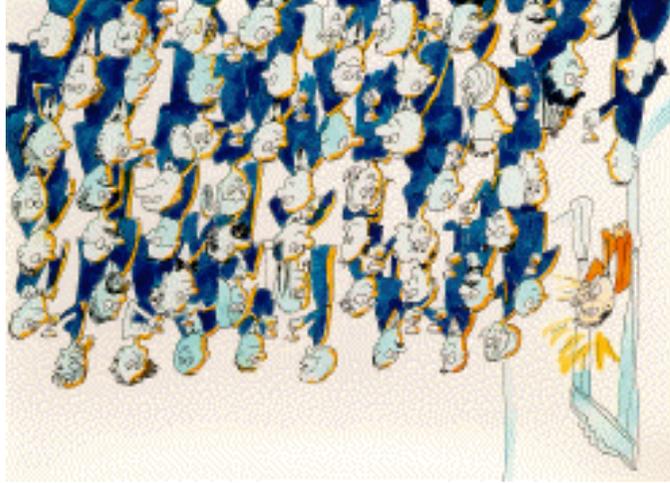


Ein **Teilchen**  
im Higgs-Feld...

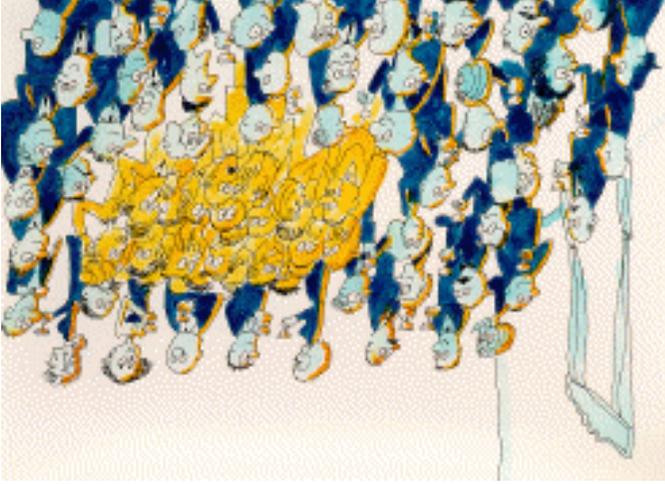


... Widerstand gegen  
Bewegung ...  
**Trägheit** ↔ **Masse**

# Der Higgs-Mechanismus - eine Analogie (II)

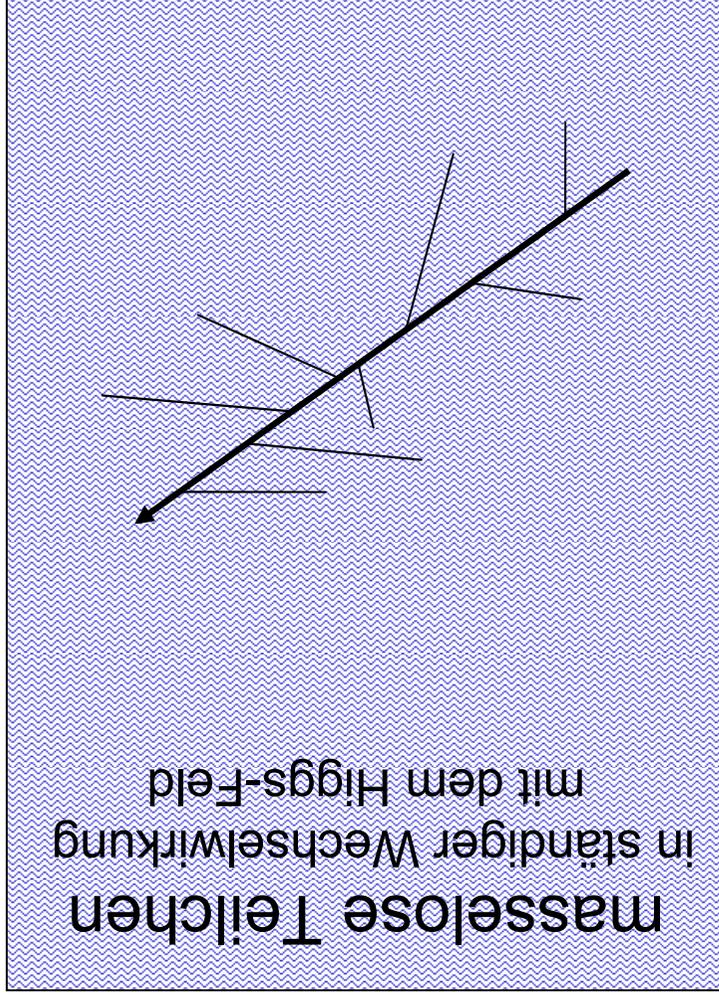
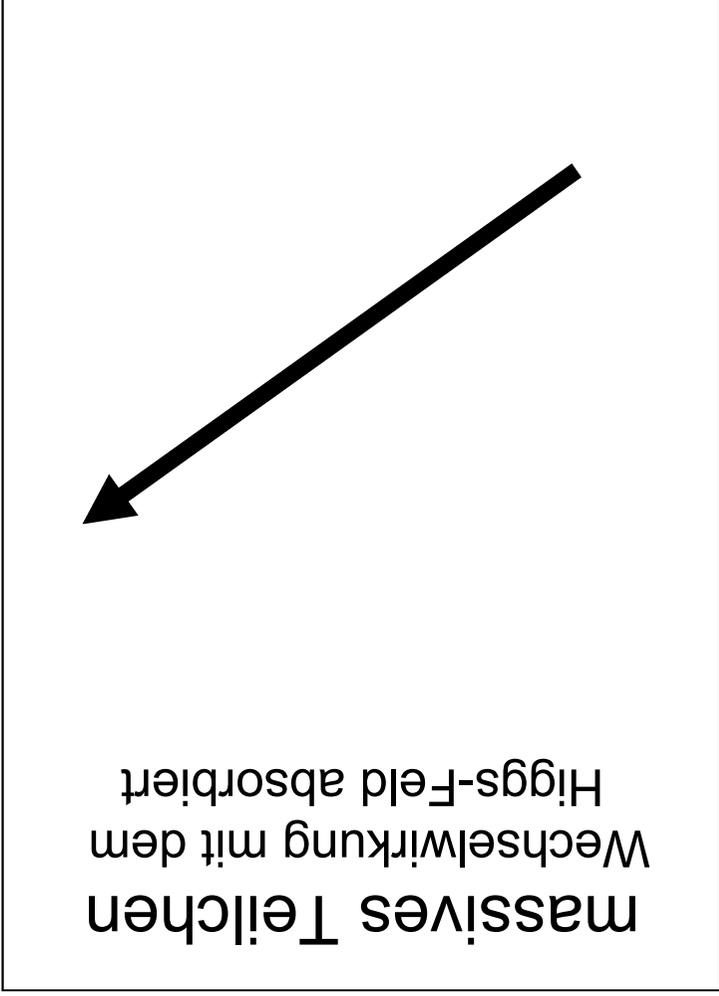


Anregung des  
Hintergrundfeldes



angeregtes Higgs-Hintergrundfeld  
≡ massives Higgs-Bosons

# Higgs-Mechanismus



... wie effektive u-quark-Masse (Konstituentenmasse) im Gluon-Feld des Protons

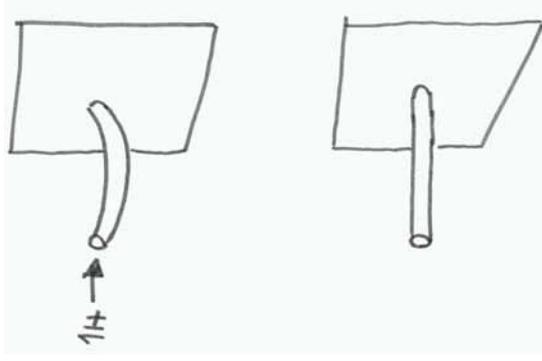
# 7.1 DER HIGGS-MECHANISMUS

**Problem: Massenterme verletzen die Eichinvarianz** der Lagrange-Dichte! Das führt in letzter Konsequenz zu Divergenzen und zu einer nicht mehr renormierbaren Theorie!

Die **Idee des Higgs-Mechanismus** (P. Higgs 1964) ist, die Verletzung der Symmetrie nicht dem Teilchen und seiner Masse an sich anzulasten, sondern dem Vakuum (Grundzustand) des Systems

← **spontane Symmetriebrechung!**

**Beispiel 1:** Unter Druck nimmt ein Stab eine neue Form an – obwohl keine Richtung physikalisch ausgezeichnet wurde! Der Stab "sucht" also spontan einen neuen Grundzustand, der die Symmetrie bricht!



Alle möglichen Zustände haben aber die gleiche Energie!

**Beispiel 2:** Ferromagnet: Die kollektive Ausrichtung der Spins in den Weiss'schen Bezirken erfolgt spontan und unvorhersagbar (parallele Spins sind energetisch günstiger) – aber die Richtung der kollektiven Ausrichtung ist unvorhersagbar – wieder sind alle Richtungen energetisch gleich.

Im **Higgs-Mechanismus** postuliert man die **Existenz eines komplexen skalaren Feldes  $\phi$**

SU(2)<sub>L</sub>-Dublett; Index '+', und '0' bezeichnet elektr. Ladung; beide Komponenten sind komplex, aber keine Dirac-Spinoren (Skalare!).

$$\begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi_+ \end{pmatrix} = \phi$$

$\phi_0$	$-1/2$	$0$	$1$
$\phi_+$	$+1/2$	$1$	$1$
	$T_3$	$Q$	$Y$

Die **Lagrange-Dichte** dieses Feldes lautet:

$$L^\phi = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi)$$

$$D^\mu = \partial^\mu + i g T^a W^{\mu a} + i g' Y \frac{\tau^3}{2} B^\mu$$

... mit Potential:  $V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 = \mu^2 |\phi_+|^2 + \lambda |\phi_+|^4$

# 7.2 Das Higgs-Potential, vereinfacht

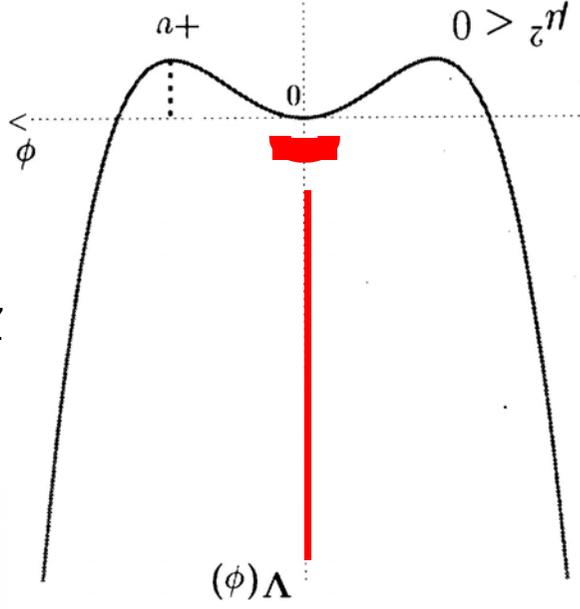
Betrachte Lagrange-Funktion eines skalaren Feldes  $\phi$ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4, \quad \lambda > 0$$

Interpretiere  $V(\phi)$  als Potentialfunktion und bestimme Minimum:

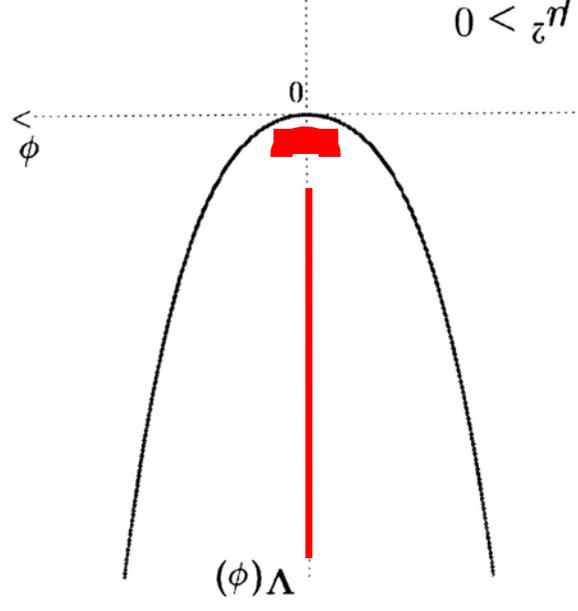
$$\partial V / \partial \phi = \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0$$

Zustand bei  $\phi=0$  instabil



Minimum bei  $\pm v$ , Symmetrie spontan gebrochen, z.B.:

$$\langle 0 | \phi^2 | 0 \rangle \equiv \phi_0^2 = -\frac{\lambda}{\mu^2} \equiv v^2$$



„normaler“ Massenterm  
Minimum  $\phi_0^2 = 0$ ,  
Teilchen mit Masse  $\mu$

# Vereinfachtes Higgs-Modell

Vereinfachtes Higgs-Modell:

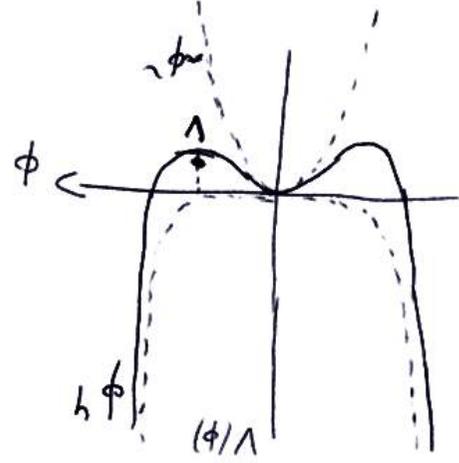
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi)$$

Relation:  $V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4$

$\lambda > 0 \Rightarrow V$  positiv für große  $\phi$

$\mu^2 < 0$

"negativer  
Normenquadrat"



bestimmte Minimum:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \Leftrightarrow \mu \phi^2 + \lambda \phi^3 = 0$$

$$\Leftrightarrow \mu^2 + \lambda \phi^2 = 0$$

$\Rightarrow \mu \phi = 0$ : Lokales Maximum, instabil  
 $2 \cdot \mu^2 + \lambda \phi^2 = 0 \Rightarrow \phi = \pm \sqrt{-\frac{2\mu^2}{\lambda}} \equiv v$

Jetzt setze:  $\phi = \phi - v$  (alle "spalten" lokales Minimum)

$\Rightarrow \partial_\mu \phi = \partial_\mu \phi - v$  (Konstant)

$\Rightarrow$  kinetische Terme unverändert

$\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \rightarrow \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi$

Relation:  $V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4$

$$= \frac{1}{2} \mu^2 (\phi^2 + 2v\phi + v^2) + \frac{\lambda}{4} (\phi^2 + 2v\phi + v^2)^2$$

$$= \frac{1}{2} \mu^2 (\phi^2 + 2v\phi + v^2) + \frac{\lambda}{4} (\phi^4 + 4v\phi^3 + 4v^2\phi^2 + 4v\phi + v^4)$$

$$= \left[ \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{3}{2} \lambda v^2 \right] \phi^2 + \left[ \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{3}{2} \lambda v^2 + \lambda v \right] \phi + \frac{\lambda}{4} \phi^4 + \lambda v \phi^3 + \text{const.}$$

$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$

$$= \left[ \frac{1}{2} \mu^2 - \frac{3}{2} \lambda v^2 \right] \phi^2 + \left[ \mu^2 v + \lambda v^3 \right] \phi + \frac{\lambda}{4} \phi^4 + \lambda v \phi^3 + \text{const.}$$

$$= (-\frac{1}{2} \mu^2 + \frac{3}{2} \lambda v^2 + \lambda v^3) \phi^3$$

$> 0$   
 $\Rightarrow$  positiver Normenquadrat  
 $\Rightarrow$  6 physikalische Felder mit Norm  $\sqrt{-\mu^2}$

# 7.2 Das Higgs-Potential in 2 Dimensionen

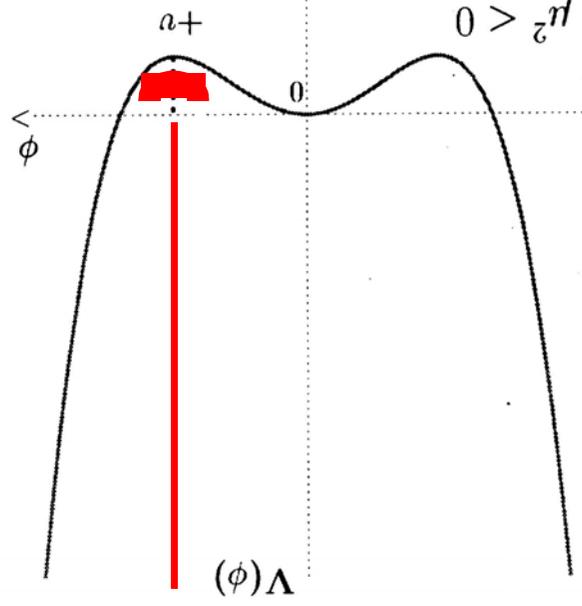
Definiere  $\phi = v + \sigma$  und entwickle L:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4, \quad \lambda > 0$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - (-\mu^2) \sigma^2 - \sqrt{-\mu^2} \lambda \sigma^3 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4 + \text{const.}$$

$\sigma$  jetzt Teilchen mit positivem Massenquadrat! ( $-\mu^2 > 0$ ) (Higgs-Teilchen)

aber nicht mehr symmetrisch um neue Symmetrieachse



# 7.2 Das Higgs-Potential in mehr Dimensionen

Jetzt mit 4 skalaren Feldern  $\phi_i, i=0,1,2,3$ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_i \phi_i) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_i \phi_i)^2, \quad \lambda > 0, \mu^2 > 0$$

Sektflaschenpotential  $\rightarrow \Sigma \phi_i^2 = v^2$

Setze z.B.  $\phi_0 = v + \sigma, \phi_i = \pi_i, i=1,2,3$ :

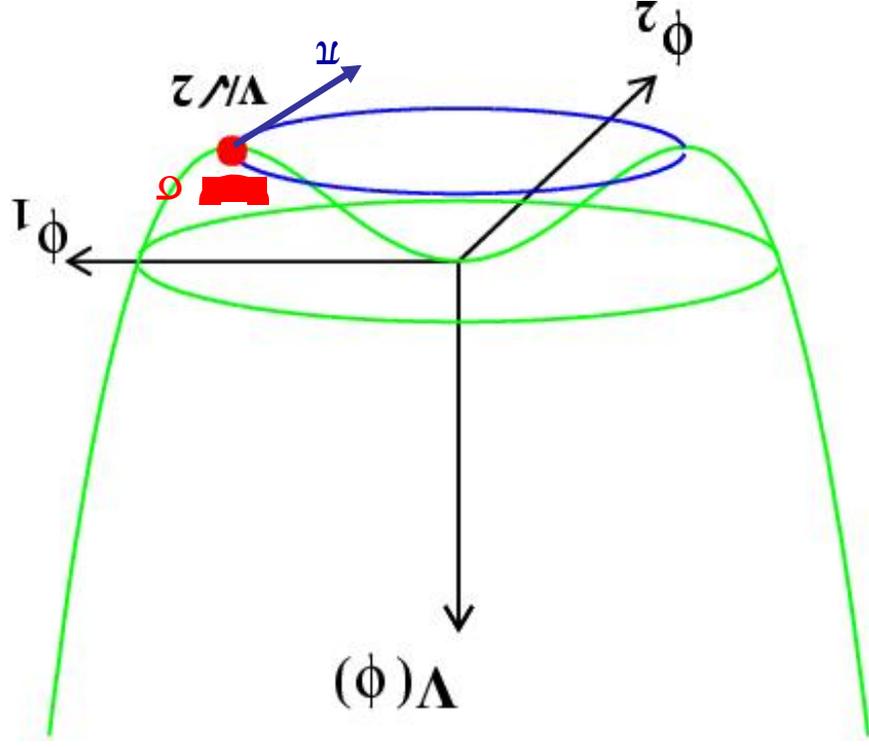
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \sigma^2 - \lambda v \sigma^3 - \frac{\lambda}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \partial_\mu \pi_i \partial^\mu \pi_i - \frac{\lambda}{4} (\pi_i \pi_i)^2 - \lambda v \pi_i \pi_i \sigma - \frac{\lambda}{2} \pi_i \pi_i \sigma^2$$

$\sigma$  wieder Teilchen mit positivem

Massenquadrat! ( $-\mu^2 < 0$ , Higgs)

zusätzlich jetzt 3 masselose "Pionen"

(Goldstone-Bosonen)



## 7.2 Das Goldstone-Theorem

- zu jeder spontan gebrochenen Symmetrie mit  $n$  Freiheitsgraden gehören  $n-1$  **masselose** skalare Bosonen, (Goldstone-Bosonen) (Widerstandsfreie Bewegung im "Tal" des Potentials)

Wozu ist dies nun gut?

wir brauchen massive Vektorbosonen!

# 7.2 Das abelsche U(1)-Modell

Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D^\mu\phi^*D_\mu\phi - V(\phi)$$

mit  $V(\phi) = \mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2$ ,  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$

invariant unter lokalen U(1)-Eichtransformationen

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x) \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$$

wieder Minimum bei

$$\langle\phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = \left(-\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^{1/2} \equiv \frac{\sqrt{2}}{v}$$

und Entwicklung um

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi_1 + i\phi_2) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x)]e^{i\xi(x)/v}$$

# 7.2 Das abelsche U(1)-Modell

Einfachste lokale Eichtheorie: U(1) Eichsymmetrie  $\Phi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Phi$

Dann im Higgs-Lagrangian Ableitung ersetzen

$$\partial^\mu - D^\mu = \partial^\mu - ieA^\mu$$

Wie zuvor entwickeln um Minimum und man erhält

$$L = \frac{1}{2}(\partial^\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \eta)^2 - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2}(ev)^2 A^\mu A_\mu - evA^\mu \partial_\mu \xi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

auch hier masseloses Goldstoneboson

$$m_\xi = 0, m_\eta = \sqrt{2\lambda}v, m_A = ev$$

- Komischer Term  $A^\mu \partial_\mu \xi$
- Eichboson  $A^\mu$  hat nun Masse  $\rightarrow$  neuer Freiheitsgrad (longitudinale Polarisation), noch nicht berücksichtigt

# 7.2 Die Lösung: Higgsmechanismus

- „Trick“: Neue Eichtransformation frisst Goldstone-Boson auf:
 
$$\Phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x))e^{i\theta(x)}, A^\mu \rightarrow A^\mu + \frac{e v}{1} \partial^\mu \theta$$

$$L = \frac{1}{2}(\partial^\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \lambda v h^3$$

$$- \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 + v e^2 A_\mu^2 h - \frac{1}{4}F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

- Ziel erreicht: Ein „massives Photon“  $A^\mu$  in einer lokal eichsymmetrischen Theorie, keine Goldstone-Bosonen mehr
- Ein neues massives, ungeladenes Teilchen  $h$  taucht auf: Higgs-Boson

# 7.3 Standard-Modell: Spontane Symmetriebrechung

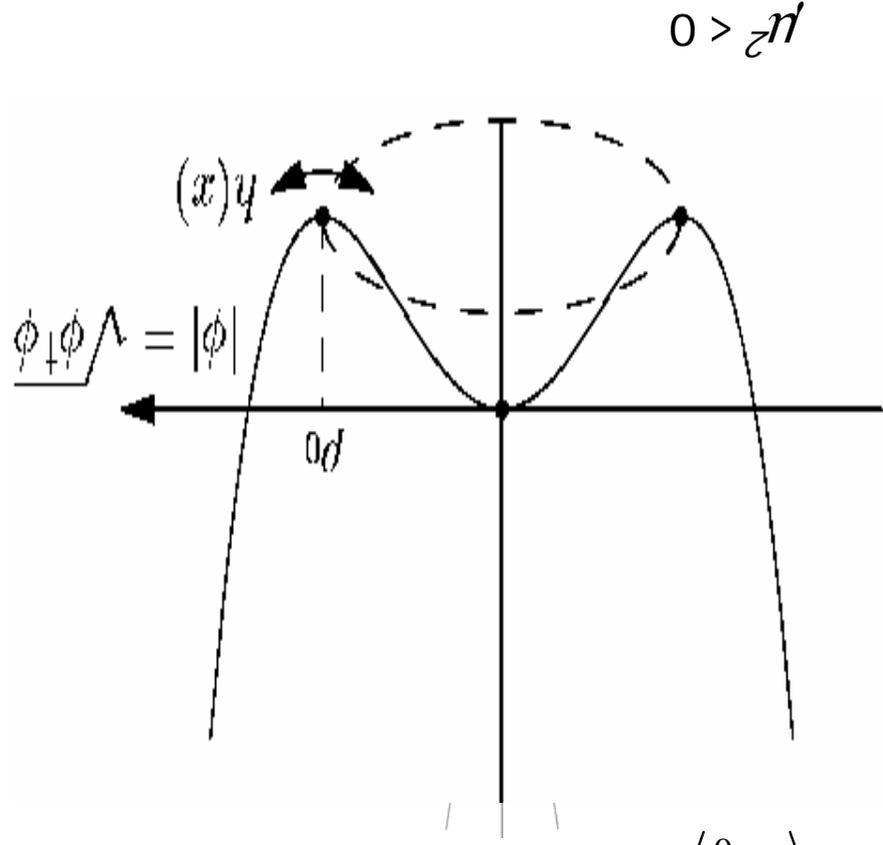
- Einführung eines skalaren Hintergrundfeldes, das im Grundzustand eine von Null verschiedene Amplitude besitzt, also einen Vakuumerwartungswert  $\langle \Phi^0 \rangle \neq 0$  hat

- Dies erreicht man durch den Ansatz

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4$$

Für den Grundzustand gilt:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \nu/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \langle \Phi^0 \rangle \quad \text{mit } \nu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$



## 7.3 Standard-Modell: Higgs-Boson

- $\Phi$  ist ein Dublett komplexer skalarer Felder
$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

- Im SM geht man davon aus, daß  $\Phi$  alles macht:

- Erzeugt Fermionenmassen durch Yukawa-Kopplung
- Gibt Vektorbosonen Masse, läßt  $\gamma$  masselos

- Es existieren 4 Higgs-Freiheitsgrade. Drei davon beschreiben masselose Goldstone-Bosonen, die Spinfreiheitsgrade der Vektorbosonen erzeugen -  $> W$  und  $Z$  massiv.  
Der vierte ist hat zur Konsequenz, daß das Higgs-Feld durch Energiezufuhr angeregt werden kann.

← Existenz eines neutralen, skalaren Teilchens, das Higgs-Boson

# 7.3 Higgs-Mechanismus im Standard-Modell

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

- $\Phi$  ist ein Dublett komplexer skalarer Felder,
- addiere zur Standard-Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = -\frac{1}{4}W_a^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \bar{L}iD^\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD^\mu\gamma^\mu e_R + \dots$$

einen Higgs-Term (wie vorher)

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

mit dem Grundzustand

$$\langle\Phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \text{ with } v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$$

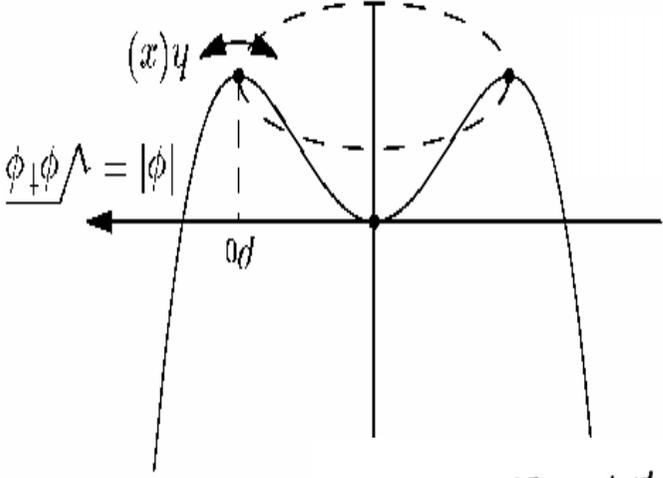
- reparametrisiere

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) - i\theta_3 \end{pmatrix} e^{i\theta_a(x)\tau_a(x)/v} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\theta_a(x)\tau_a(x)/v}$$

- und führe Eichtransformation durch

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau_a(x)} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \\ 0 \end{pmatrix}$$

-> Goldstone-Bosonen  
verschwinden



## 7.3 Higgs-Mechanismus im Standard-Modell

- Expandiere Higgs-Wechselwirkungsterm nach dieser Transformation
 
$$|D^\mu \Phi|^2 = \left| \left( \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_a^\mu - ig_1 \frac{1}{2} B^\mu \right) \Phi \right|^2$$

$$= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} (g_2 W_3^\mu + g_1 B^\mu) & -\frac{i}{2} (g_2 W_1^\mu + g_1 B^\mu) \\ \partial_\mu + \frac{i}{2} (g_2 W_3^\mu - g_1 B^\mu) & \partial_\mu + \frac{i}{2} (g_2 W_2^\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2$$

$$= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v + H)^2 |W_1^\mu + iW_2^\mu|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |g_2 W_3^\mu - g_1 B^\mu|^2$$
- definiere die neuen Felder
 
$$W_\pm^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \pm iW_2^\mu), \quad Z^\mu = \frac{g_2 W_3^\mu - g_1 B^\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad A^\mu = \frac{g_2 W_3^\mu + g_1 B^\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}$$
 und suche die relevanten bilinearen Terme heraus
 
$$M_2^2 W_+^\mu W_-^\mu + \frac{1}{2} M_2^2 Z^\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_2^2 A^\mu A^\mu$$
 Dies liefert die gewünschten Boson-Massen:
 
$$M_W = \frac{1}{2} v g_2, \quad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad M_A = 0$$

# 7.3 DIE MODIFIZIERTE LAGRANGE-DICHTE

Die Lagrange-Dichte des Higgs-Feldes: im Rahmen der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Theorie:

$$L = |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) = |D_\mu \phi|^2 + \lambda |\phi|^4 = \left| e^{i\theta} W^a_\mu T^a + i g' B_\mu \right|^2 / 2 + \dots$$

Mit 
$$\phi = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} (v + H + i x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

folgt:

$$D_\mu \phi = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sqrt{2} e^{i\theta} H \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{2\sqrt{2}}{2} \frac{1}{g} (W^1_\mu - i W^2_\mu) (v + H) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{2\sqrt{2}}{2} \frac{1}{g'} (g' B_\mu - g W^3_\mu) (v + H) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Also:

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{8}{g^2} |W^1_\mu - i W^2_\mu|^2 (v + H)^2 + \frac{8}{g'^2} |g' B_\mu - g W^3_\mu|^2 (v + H)^2$$

Einsetzen des Z und Ausmultiplizieren:

$$E_{\text{kin}} \text{ des Higgs-Teilchens} = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2 v^2}{4} (|W^1_\mu|^2 + |W^2_\mu|^2) + \frac{g^2 v^2}{2} (2vH + H^2) + \frac{8}{g^2} W^3_\mu W^3_\mu (2vH + H^2) + \frac{8 \cos^2 \theta}{g^2} Z_\mu Z^\mu (v^2 + 2vH + H^2)$$

H-Z-Wirkung, Z-Masse  
H-W-Wirkung  
W-Masse

Der Potentialterm wird zu:

$$(v^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4) = \frac{1}{2} (2\lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \lambda H^4)$$

Er beinhaltet einen Higgs-Massenterm und die Higgs-Selbstwechselwirkungen.

# 7.3 Yukawa-Kopplungen

- Nutze Tatsache dass  $\phi$  Isodublett zur Definition eichinvarianter Fermion-Higgs-Kopplungen:
 
$$\mathcal{L}_F = -\lambda^e \bar{l} \Phi e_R - \lambda^d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda^u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c.$$
- z.B. erster Term ausgeschrieben:
 
$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda^e (\bar{\nu}_e, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} \nu + H \\ 0 \end{pmatrix} e_R + \dots$$

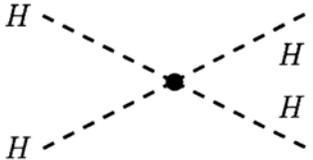
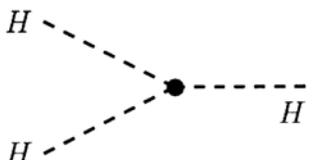
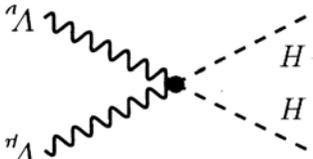
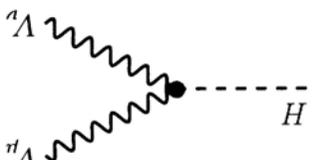
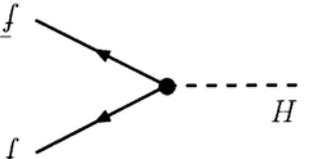
so dass

$$m_e = \lambda^e \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}}, \quad m_n = \lambda^n \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}}, \quad m_p = \lambda^p \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}}$$

Masse der  
Fermionen

- $\lambda_i$  heißen Yukawa-Kopplungen, (müssen experimentell bestimmt werden)

# 7.3 Higgs-Kopplungen im Standardmodell

(i) ×	$g_{HHH} = 3M_H^2/v^2 = 3\sqrt{2}G_F M_H^2$ <p style="text-align: right;"><i>Handwritten: <math>g_{HHH} = 3M_H^2/v^2 = 3\sqrt{2}G_F M_H^2</math></i></p>	
(i) ×	$g_{HHH} = 3M_H^2/v = 3\sqrt{2}G_F^{1/2} M_H^2$ <p style="text-align: right;"><i>Handwritten: <math>g_{HHH} = 3M_H^2/v = 3\sqrt{2}G_F^{1/2} M_H^2</math></i></p>	
(i) × (-)	$g_{HHV} = 2M_H^2/v^2 = 2\sqrt{2}G_F M_H^2$ <p style="text-align: right;"><i>Handwritten: <math>g_{HHV} = 2M_H^2/v^2 = 2\sqrt{2}G_F M_H^2</math></i></p>	
(i) × (-)	$g_{HHV} = 2M_H^2/v = 2\sqrt{2}G_F^{1/2} M_H^2$ <p style="text-align: right;"><i>Handwritten: <math>g_{HHV} = 2M_H^2/v = 2\sqrt{2}G_F^{1/2} M_H^2</math></i></p>	
(i) ×	$g_{ffH} = m_f/v = \sqrt{2}G_F^{1/2} m_f$ <p style="text-align: right;"><i>Handwritten: <math>g_{ffH} = m_f/v = \sqrt{2}G_F^{1/2} m_f</math></i></p>	

# 7.3 Langrangedichte des SM (andere Notation)

- Higgs-Teilchen  $h$  ( $=H$ ) koppelt an die massiven Teilchen
- Kopplung ist proportional zur Masse

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} Sp(G_{\mu\nu} G_{\mu\nu}) - \frac{1}{2} Sp(W_{\mu\nu} W_{\mu\nu}) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} + W_+^{\mu\nu} W_-^{\mu\nu} + m_W^2 \left(1 + \frac{v}{h}\right)^2 \\
 & + \frac{1}{2} Z^\mu Z^\nu m_Z^2 \left(1 + \frac{v}{h}\right)^2 + \sum_l \left\{ \bar{l} \left[ \gamma^\mu \not{v}_l + \not{a}_l \gamma^\mu \right] l - m_l \left(1 + \frac{v}{h}\right) \bar{l} l \right\} \\
 & + \sum_b \left[ \bar{q} \left[ \gamma^\mu \not{v}_q + i g_s \gamma^\mu G_a^{\mu\nu} \frac{\lambda_a}{2} \right] q - m_q \left(1 + \frac{v}{h}\right) \bar{q} q \right] \\
 & - e \left\{ A_{\mu\nu} j_{em}^{\mu\nu} + \frac{\sin \vartheta_W \cos \vartheta_W}{1} Z_{\mu\nu} j_{NC}^{\mu\nu} + \frac{\sqrt{2} \sin \vartheta_W}{1} (W_+^{\mu\nu} j_{CC}^{\mu\nu} + W_-^{\mu\nu} j_{CC}^{\mu\nu}) \right\} \\
 & + \frac{1}{2} (e \gamma^\mu h) (e \gamma^\mu h) - \frac{1}{2} m_h^2 h^2 \left[ 1 + \frac{v}{h} + \frac{1}{4} \left(\frac{v}{h}\right)^2 \right]
 \end{aligned}$$

# 7.3 WIEDERHOLUNG: HIGGS MECHANISMUS

## Idee des Higgs Mechanismus:

- Problem:** Teilchen haben Masse
- Theorie:** Massenterme verletzen  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Symmetrie  $\rightarrow$  Wirkungsquerschnitte divergieren und Theorie nicht renormierbar
- Idee:** Grundzustand (Vakuum) und nicht WW verletzt Symmetrie  $\rightarrow$  Vakuum gefüllt mit skalarem, komplexem Feld  $\Phi$ , Dublett des schwachen Isospins (4 Freiheitsgrade) mit QZ:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi_+ \end{pmatrix}$$

$\phi_0$	$-1/2$	$0$	$1$
$\phi_+$	$+1/2$	$1$	$1$
	$T_3$	$Q$	$Y$

Lagrangedichte von  $\Phi: L^\phi = (D_\mu^\dagger \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi)$

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

kovariante Ableitung:  $D_\mu^\dagger = \partial_\mu^\dagger + i g T^a W_\mu^a + i g' Y / 2 B_\mu^\dagger$

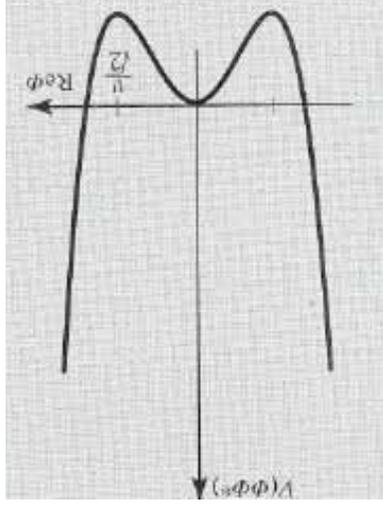
für Potential:  $V(\Phi) = \mu^2 |\phi_-|^2 + \lambda |\phi_-|^4 + \mu^2 |\phi_+|^2 + \lambda |\phi_+|^4$

$\mu, \lambda \dots$  neue Naturkonstanten

für  $\mu^2 > 0 \rightarrow$  Grundzustand für  $\Phi \neq 0$

Vakuumserwartungswert:

$$v = \sqrt{\frac{\mu^2}{-\mu^2/\lambda}}$$



Lagrangedichte Higgs Feld:

$$L^\phi = |D_\mu^\dagger \phi_-|^2 - V(\phi) = |D_\mu^\dagger \phi_-|^2 - \mu^2 |\phi_-|^2 + \lambda |\phi_-|^4 = \left( \partial_\mu^\dagger + i g T^a W_\mu^a + i g' Y / 2 B_\mu^\dagger \right)^\dagger \left( \phi_- - V(\phi) \right)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H + v \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\phi^{Vakuum} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(i g' \frac{Y}{2} \chi(x)) \phi$$

Wahl des Grundzustandes  $\rightarrow$  spontane Brechung der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Symmetrie

Eichttransformation:  $SU(2)$

$U(1)$

Wahl des Vakuums:

elektrisch neutral und reell:

Entwicklung um Minimum:

Higgs-Teilchen Anregungen

senkrecht zum Vakuumkreis

**Vorher-sagen:**

$$+ V(\frac{z}{2}(v + H))^2$$

$$(H-H)-WW: M(H)$$

$$+ \frac{8}{g^2} ZZ(v + H)^2$$

$$(H-Z)-WW: M(Z)$$

$$+ \frac{4}{g^2} W_+ W_- (v + H)^2$$

$$(H-W)-WW: M(W)$$

$$= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^\dagger (\partial_\mu H) + E_{kin}^{Higgs}$$

$$M_W = (g \cdot v) / 2$$

$$M_Z = (g \cdot v) / 2 = M_W / \cos \theta_W$$

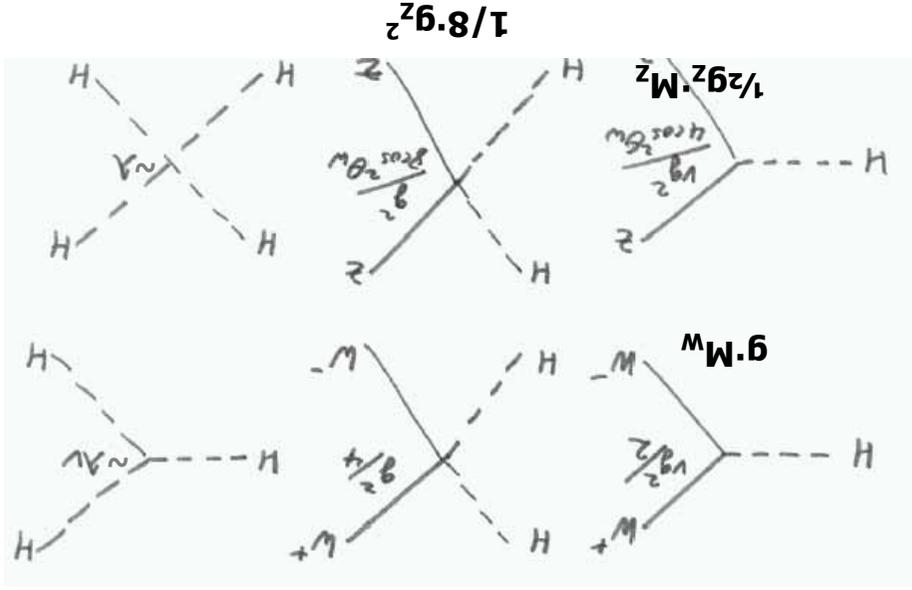
$$M_A = 0 \text{ (Photon)}$$

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \text{ (unbekannt)}$$

$$(g^2 = g / \cos \theta_W)$$

# 7.3 WIEDERHOLUNG: HIGGS/FERMIONEN-KOPL:

Higgs Kopplungen:



- **Mass des Higgs-Teilchens** nicht vorhergesagt (wir werden aber sehen, dass Präzisionsmessungen im Rahmen des SM (höhere Ordnungen) enge Grenzen setzen)
- **Mass der Fermionen** nicht vorhergesagt, aber aus Masse folgt Kopplung an das Higgs, e.g:  $m_e = g_e v / \sqrt{2}$
- Higgs Mechanismus ist bisher nicht experimentell nachgewiesen (--> Entdeckung Higgs-Boson und Messen der Kopplungen --> zentrale Fragestellung LHC, ILC)
- Es gibt zahllose Alternativen zum SM-Higgs

## 7.3 Masse in der schwachen WW: Zusammenfassung

- Massenterme für Eichbosonen ( $W$  und  $Z$ ) verletzen Eichinvarianz
- Im Gegensatz zu QED und QCD verletzen auch Massenterme für Fermionen die Eichinvarianz
- "Technische" Lösung: Higgs-Mechanismus  $\Rightarrow$  Masse wird effektiv schwaches Isodublett (nicht Singlett)
- Physikalische Konsequenz: Existenz eines neutralen skalaren Bosons, das Higgs-Boson
- $\rightarrow$  experimenteller Nachweis steht noch aus.  
Wichtigste offene Frage des Standardmodells!  
Higgs-Mechanismus liefert Möglichkeit der Massen, liefert aber nicht deren Werte, insbesondere für die Fermionen  $\rightarrow$  es muss noch mehr dahinter stecken ...

# 7.4 TEST DES SM: ELEKTRO-SCHWACHE FITS

Wie gut werden elektro-schwache Präzisionsdaten beschrieben? Was lernen wir?

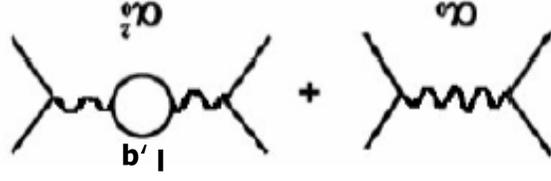
Vorschau:

- Anzahl und Wahl der "freien" Parameter
- Zusammenhang Parameter – Messwerte in führen der Ordnung,
- Änderungen durch höhere Ordnungen,
- Qualität der Übereinstimmungen und Vorhersagen

Wahl der Parameter:

1.  $e, M_W, M_Z (+m_{\text{Fermionen}}, U_{\text{CKM}})$  ... präzise gemessen
  2.  $M_{\text{top}}, M_{\text{Higgs}}$  ... Vorhersagen durch Fits,
  3. ( $\alpha_s$  ... notwendig wegen Effekte starker WW)
- e:** Messungen von  $(g-2)_e$  und Quantenhaloeffekt:  $\alpha^{-1} = 137.0359991 \pm 0.00046$  ( $e^2 = 4\pi\alpha$ )

- Quantenfluktuationen (höhere Ordnungen (Kap.4.2) → "laufende" Kopplungskonstante



$\alpha^{-1}(M_Z) = 127.981 \pm 0.018$   
 $(\Delta\alpha_{\text{QED}} = 0.031497, \Delta\alpha_{\text{QCD}} = 0.0280 \pm 0.0007)$   
 Fehler der starken WW dominiert!

$M_Z$  und  $M_W$ :

- aus Messung:  $M_Z = 91.1875 \pm 2.1 \text{ MeV}$  und  $M_W = 80.387 \pm 23 \text{ MeV}$  ( $G_F$  kleinerer Fehler!)  
 $G_F = (1.16637 \pm 0.0001) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

- in **niedrigster Ordnung** gelten:  $G_F/\sqrt{2} = e^2/(8 \cdot \cos^2\theta_W \sin^2\theta_W)$  und  $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ ...

auch diese Beziehungen werden durch Diagramme **höherer Ordnung** verändert – Korrekturen sind klein, aber können dank der großen Präzision der Daten überprüft werden

- es stellt sich heraus, dass es möglich ist dies durch Ersetzen der "nackten" Parameter  $a_0$  durch "renormierte" Parameter  $a_0 = a_0 + \delta a$  zu erreichen

-  $\delta a$  → Auswerten von Feynmandiagrammen höherer Ordnung (sehr aufwendig!);

$\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$  ... bleibt gültig für SM-Higgs

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \approx -N_c \frac{\alpha}{M_Z^2} \frac{8\pi s_W^2 c_W^2}{M_Z^2} + \dots$$

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \approx -N_c \frac{\alpha}{M_Z^2} \frac{8\pi s_W^2}{M_Z^2} + \dots$$

$$c_W^2 \equiv M_Z^2 / M^2$$

$$s_W^2 \equiv 1 - c_W^2$$

$$\frac{\delta s_W^2}{s_W^2} \approx -s_W^2 N_c \frac{\alpha}{M_Z^2} \frac{16\pi s_W^2 c_W^2}{M_Z^2} + \dots$$

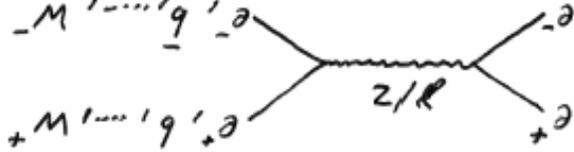
$$\frac{\delta s_W^2}{s_W^2} \approx -s_W^2 N_c \frac{\alpha}{M_Z^2} \frac{16\pi s_W^2 c_W^2}{M_Z^2} + \dots$$

# 7.4 TEST DES SM: ELEKTRO-SCHWACHE FITS

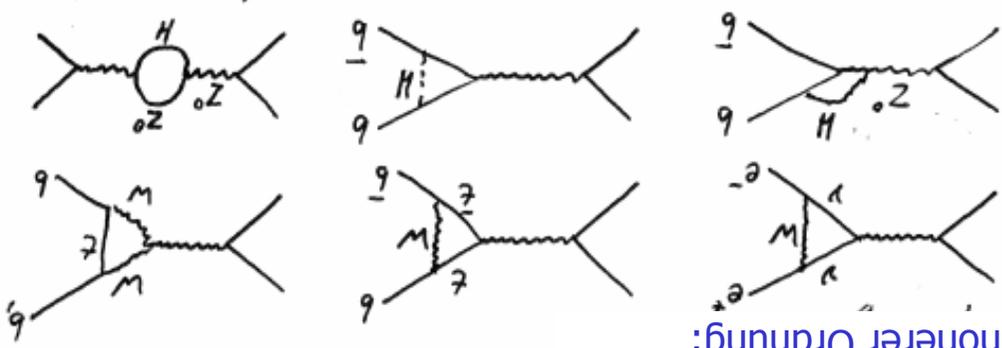
**höhere Ordnungen** (virtuelle Korrekturen)

→ ändern die Beziehungen zwischen den Parametern  
 → Empfindlichkeit auf Teilchen mit Massen  $> \sqrt{s}$   
 (Bedeutung von Präzisionsexperimenten in der Physik!)

Führende (leading) Ordnung:



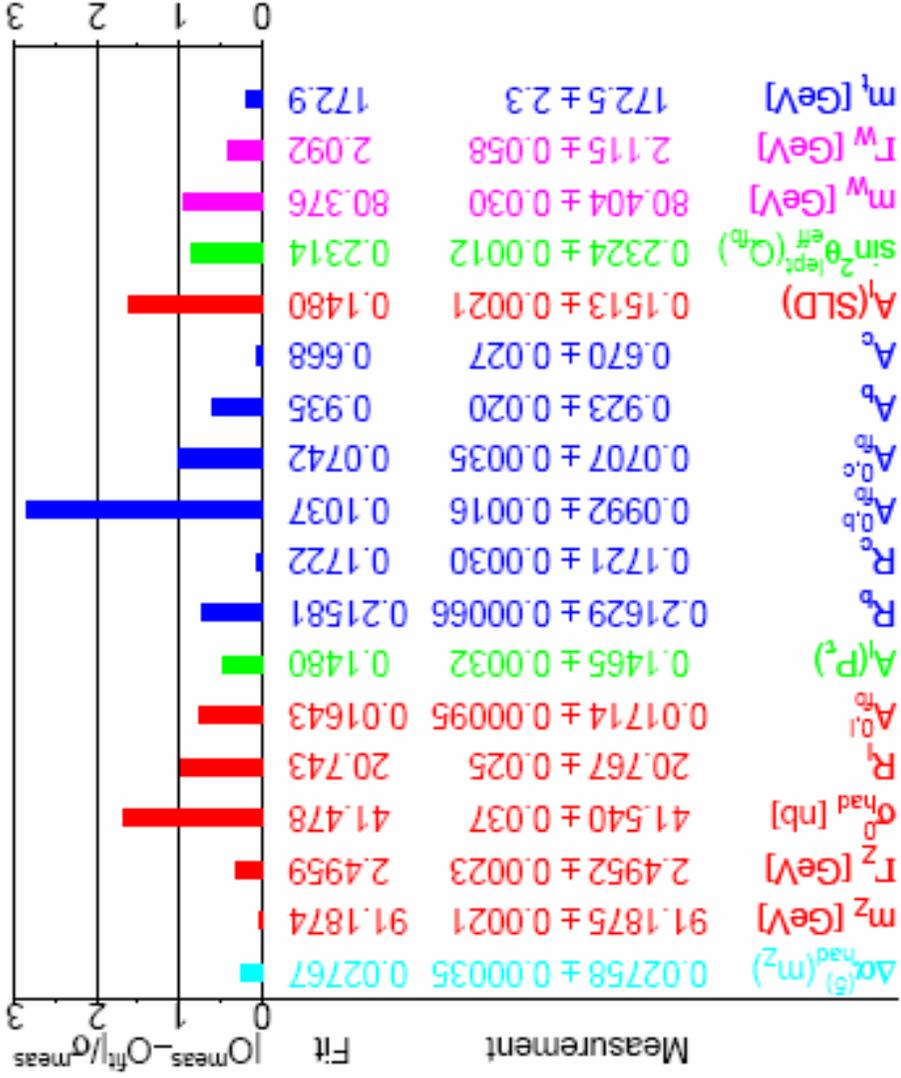
Beispiele für Diagramme  
 höherer Ordnung:



- Daten innerhalb Fehler durch SM beschreiben
- Vorhersage  $M_{Top}$  (vor Entdeckung)
- Vorhersage von  $M_{Higgs}$  → Entdeckung am LHC?

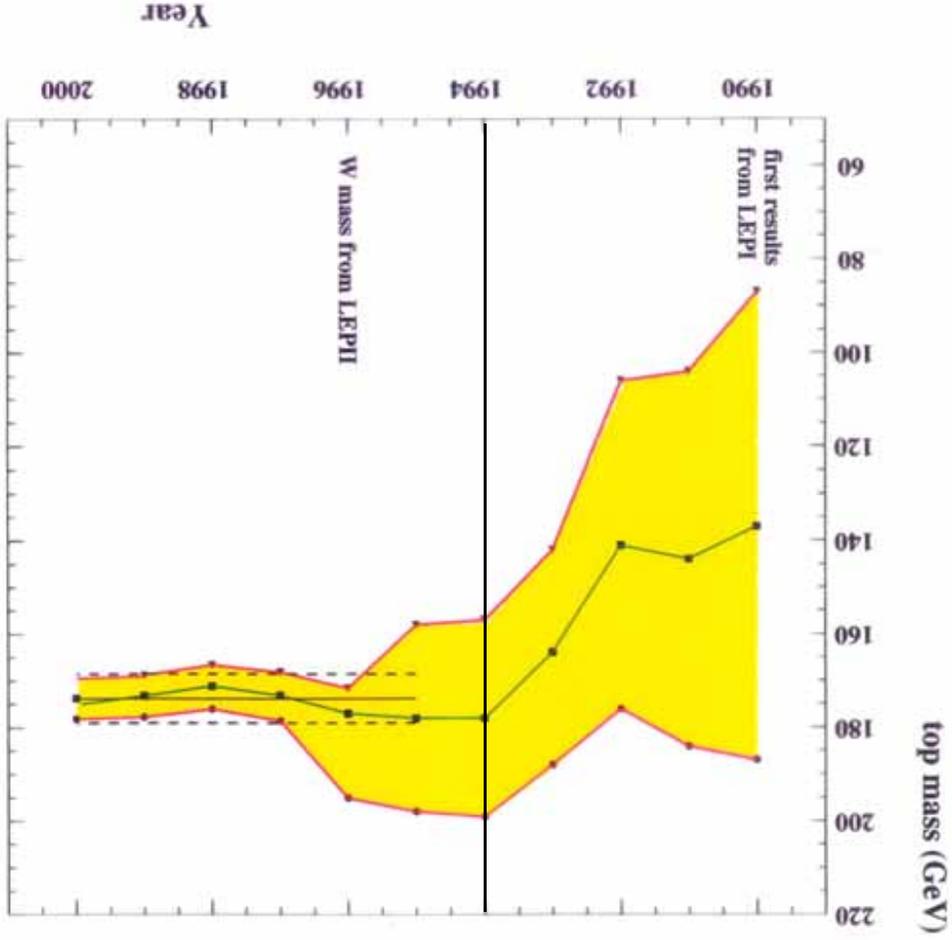
**Ergebnisse der EW-Fits:**

$$O_{fit} = f_{SM}(\alpha, M_Z, M^W, M^{Top}, M^{Higgs}, \dots)$$



# 7.5 Intermezzo: ENTDECKUNG DES TOP-QUARK

Aus SM-Fits: Vorhersage der Top-Masse:

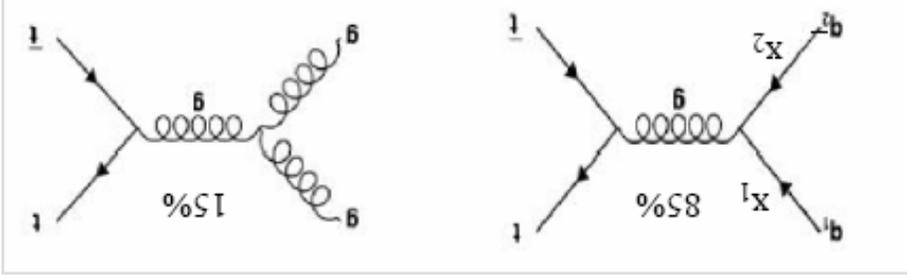


← 1995:  $M_{\text{Top}} = 150\text{-}200 \text{ GeV}$

Entdeckung Top 1995 am Tevatron am FNAL:

-1.8 TeV  $d\bar{d}$ -Wechselwirkungen

Erzeugung in  $g\bar{g}$  - und  $q\bar{q}$ -WW



- nur Tevatron:  $E_{CM}^2(q\bar{q}) = x_1x_2s > (2M_{\text{Top}})^2$

-  $x_1, x_2 > 0.2$

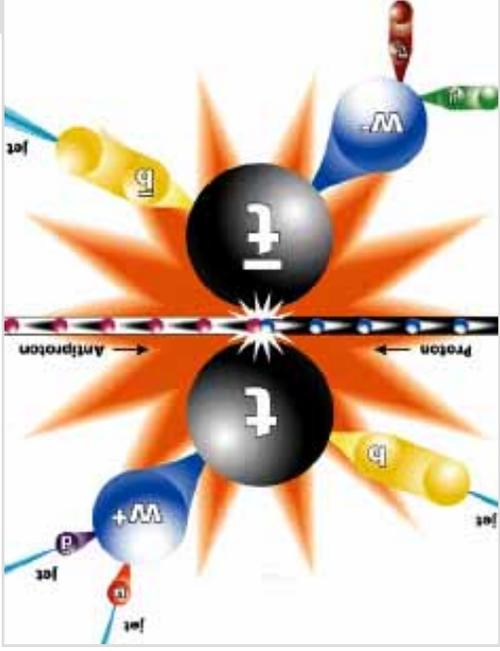
-  $\sigma_{\text{Top}} \sim 5 \text{ pb}$  ( $\sigma_{\text{Top}} \sim 60 \text{ mb}$  - **10-10!**)

\*)  $t \rightarrow W^+ + b; \bar{t} \rightarrow W^- + \bar{b}$   
 $\bar{t} \rightarrow \bar{t} + \gamma; \bar{t} \rightarrow \bar{t} + \gamma$   
 $\bar{b} \rightarrow \bar{b} + \gamma; \bar{b} \rightarrow \bar{b} + \gamma$

W-Zerfall:

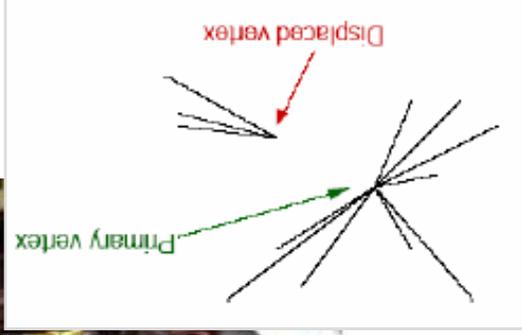
-  $3 \text{ lept.} (e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$   
 -  $6 \text{ had.} (u, d, c, s)$

\*) keine FCNC  
 $|V_{tb}| \sim 1 \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$



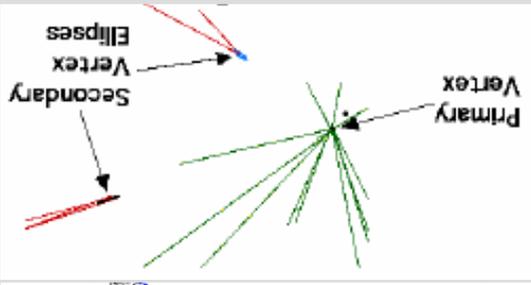
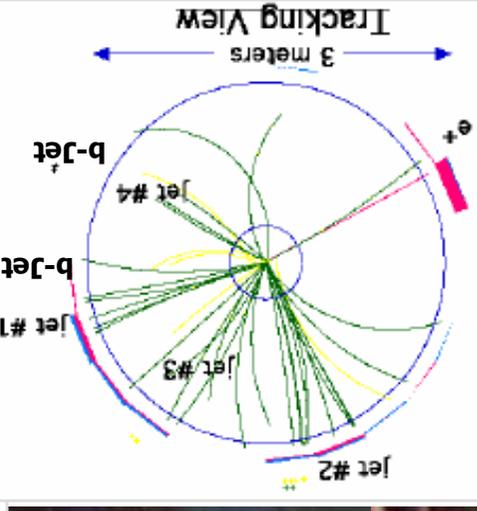
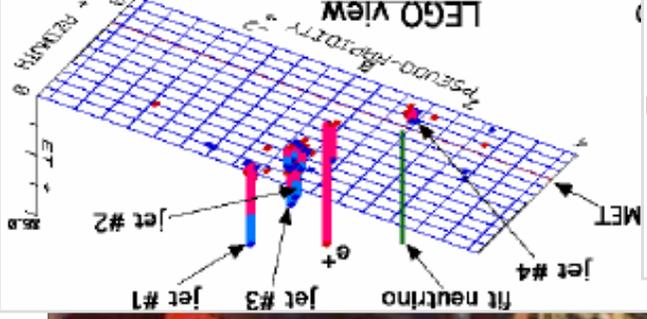
# 7.5 ENTDECKUNG DES TOP-QUARK

Wesentlich für Identifikation: 2b-Zerfälle mit  $\sigma \sim 500 \mu\text{m}$  CDF-Detektor:  
 → Präzisionspurdetektor auf der Basis von Si-Detektoren  
 mit  $\sim 10 \mu\text{m}$  Ortsauflösung:



+ Erkennung von Leptonen ( $e, \mu$ )  
 + Messung von Jets

+ Datennahmesystem, dass mit einer Latenzzeit von  $\sim 20 \mu\text{s}$  Ereignisse/s analysiert, auf  $\sim 50/s$  reduziert ohne die Top (und andere interessante) Ereignisse zu verwerfen („Trigger“)



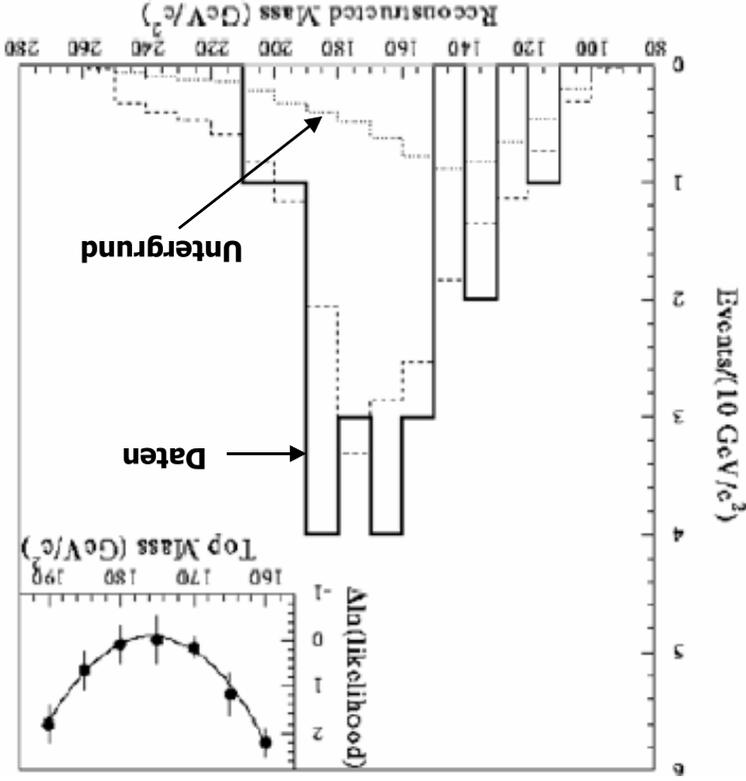
# 7.5 EIGENSCHAFTEN DES TOP-QUARK

## Lebensdauer von Top:

- Top kann direkt in b+W zerfallen
- Zerfallsbreite  $\sim M_3^{\text{Top}}$ :

$$\Gamma^{\text{Top}} = \frac{G_F M_3^{\text{Top}}}{8\pi\sqrt{2}} |V^{tb}|^2 \left(1 - \frac{M_2^{\text{Top}}}{M_2^W}\right) \left(1 + 2 \frac{M_2^{\text{Top}}}{M_2^W}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} f\left(\frac{M_2^{\text{Top}}}{M_2^W}\right)\right]$$

- hadronische und elektro-schwache Korrekturen wurden berechnet O(10%)
- $\Gamma^{\text{Top}} \sim 1.4 \text{ GeV} \rightarrow \tau \sim 5 \cdot 10^{-25} \text{ s} \rightarrow$  zu kurzlebig um einen gebundenen Zustand mit anderen Quarks zu bilden!



gemessenes Massenspektrum:

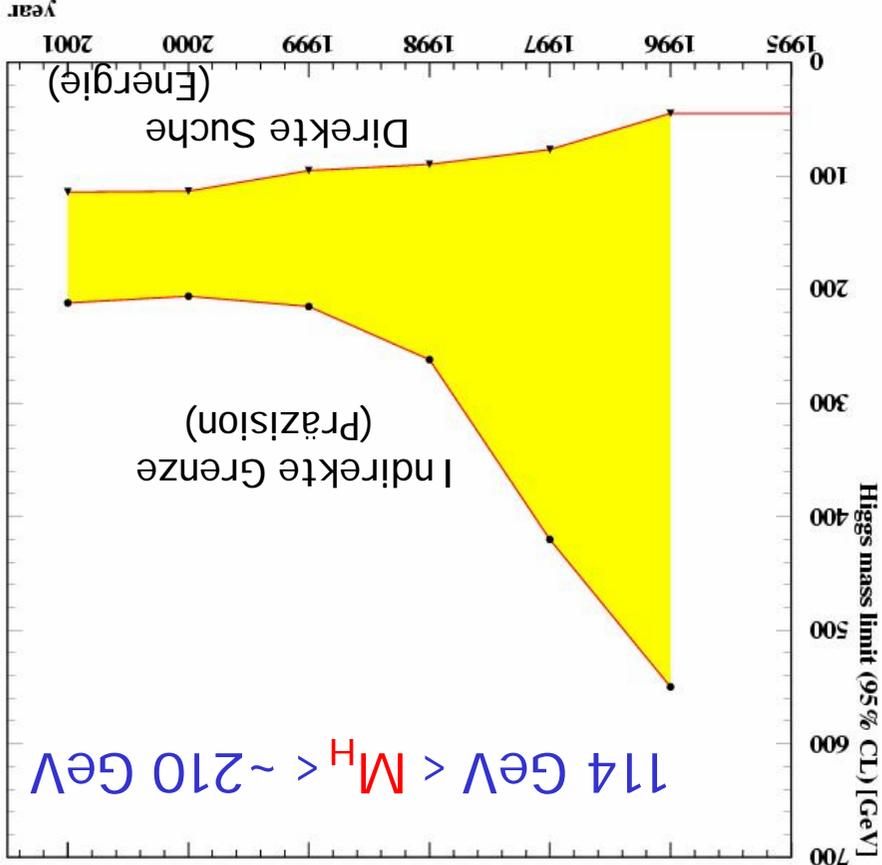
- 1995:  $M_{\text{Top}} = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{sys.}) \text{ GeV}$
- heute:  $M_{\text{Top}} = 172.5 \pm 2.3 \text{ GeV}$
- EW-Fits:  $M_{\text{Top}} = 172.9 \text{ GeV}$
- $\rightarrow$  Vorhersagekraft des Standardmodells (höhere Ordnungen!) demonstriert

# 7.6 SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON

Vorhersage (im SM) der Higgs-Masse:

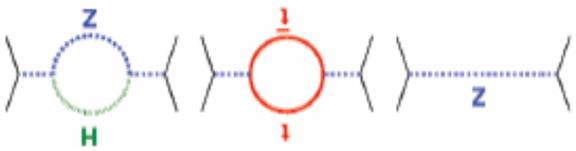
$$114 \text{ GeV} < M_H < \sim 210 \text{ GeV}$$

(aus den EW-Fits)

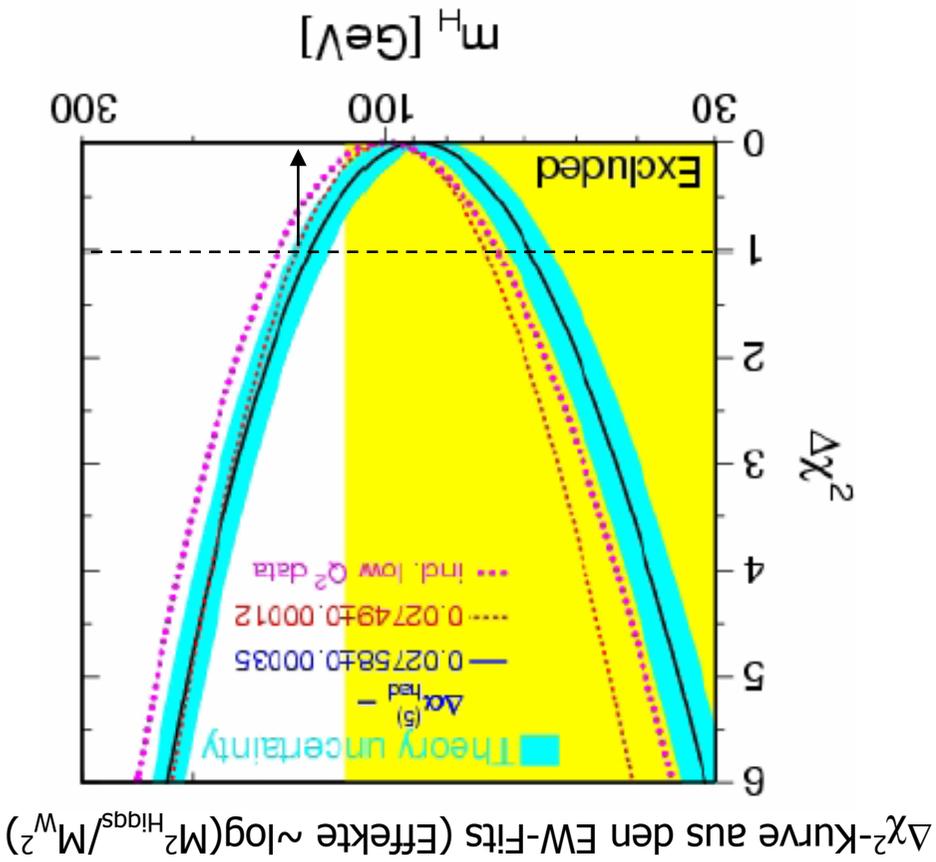


unabhängig vom SM-Higgs (2 komplexe  $\phi^\pm$ ) verletzt  
 ( $W^+W^- \rightarrow ZZ$ ) die Unitarität für  $M^{\text{Higgs}} > 0.8 \text{ TeV}$   
 i.e. falls es kein Higgs gibt wird  $\sigma$  für  $s > 1 \text{ TeV}^2$  so  
 groß, dass eine andere Physik sichtbar werden muss

$$\delta M_Z^2 \propto a \frac{M_Z^2}{M_{\text{Top}}^2} + b \log \frac{M_Z^2}{M_H^2} + \dots$$



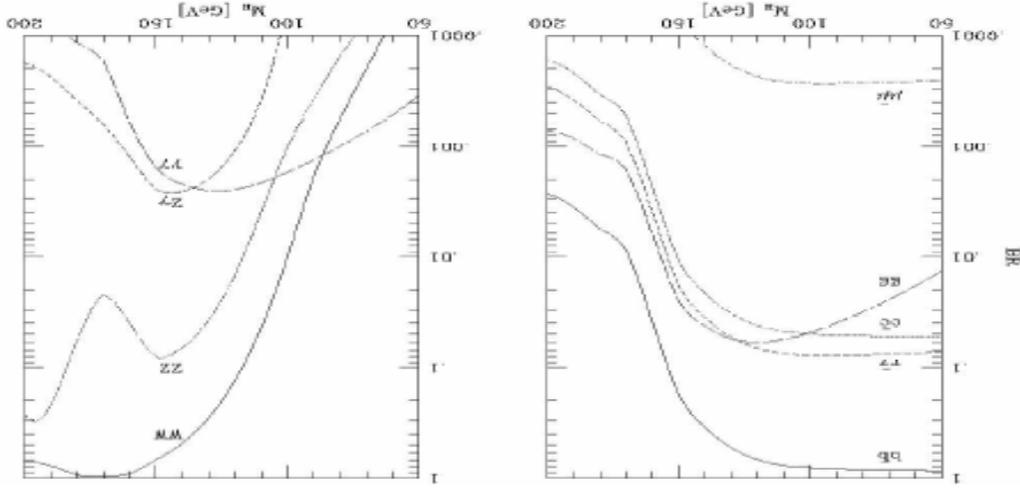
( $\Delta\chi^2 = 1 \rightarrow 16\%$  oberhalb der entsprechende  $M^{\text{Higgs}}$  erwartet)



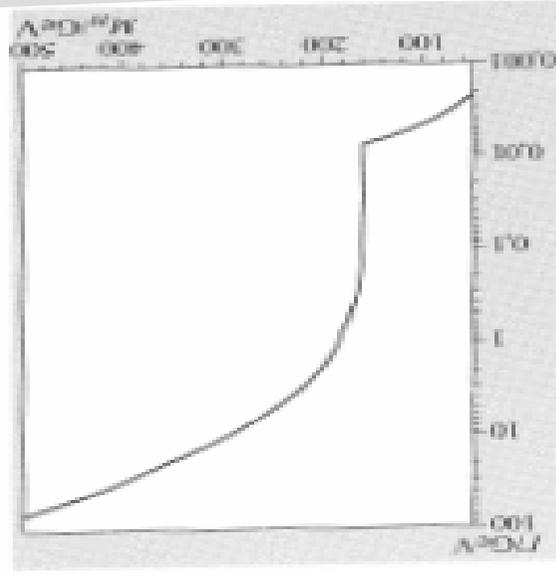
# HIGGS: ZERFALLSKANÄLE u. SUCHE IN $e^+e^-$ -WW

**Higgs Zerfallskanäle – sehr massenabhängig:**

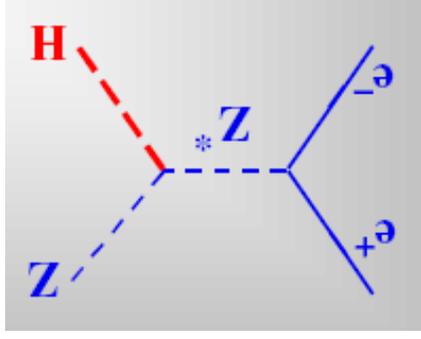
Zerfall in das jeweils schwerste kinematisch erlaubte Fermion-Antifermion oder Bosonen-Paar:



**Gesamtbreite  $\Gamma$ :**



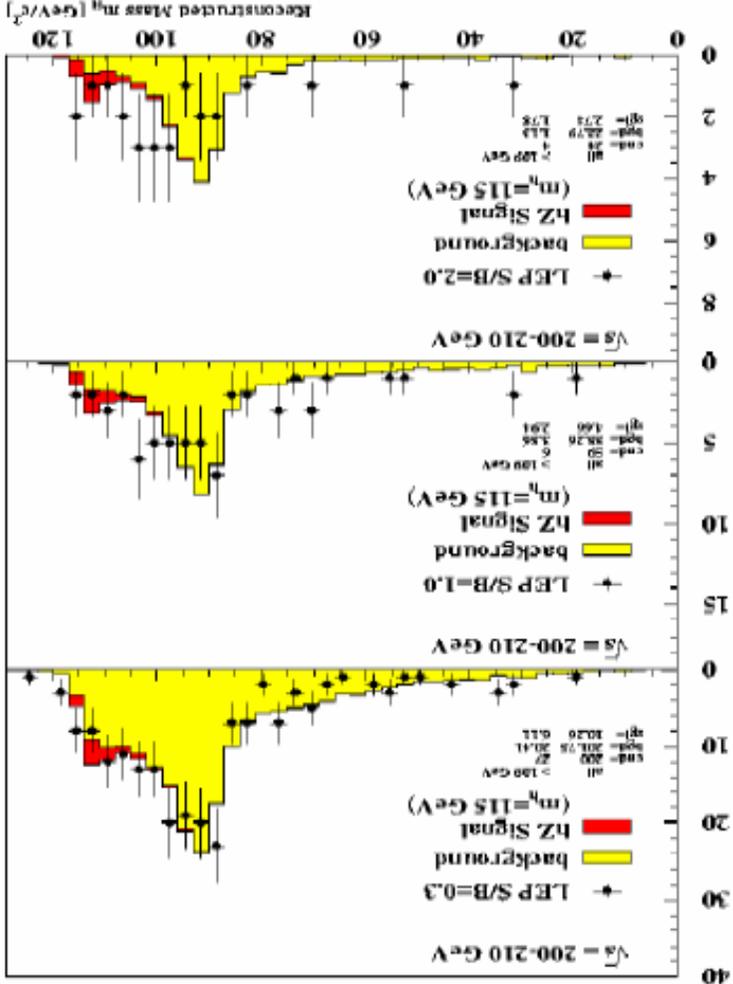
**Erzeugung in  $e^+e^-$ -WW:**  
(Higgs-Strahlung)



Events/3 GeV<sup>2</sup>

Events/3 GeV<sup>2</sup>

Events/3 GeV<sup>2</sup>

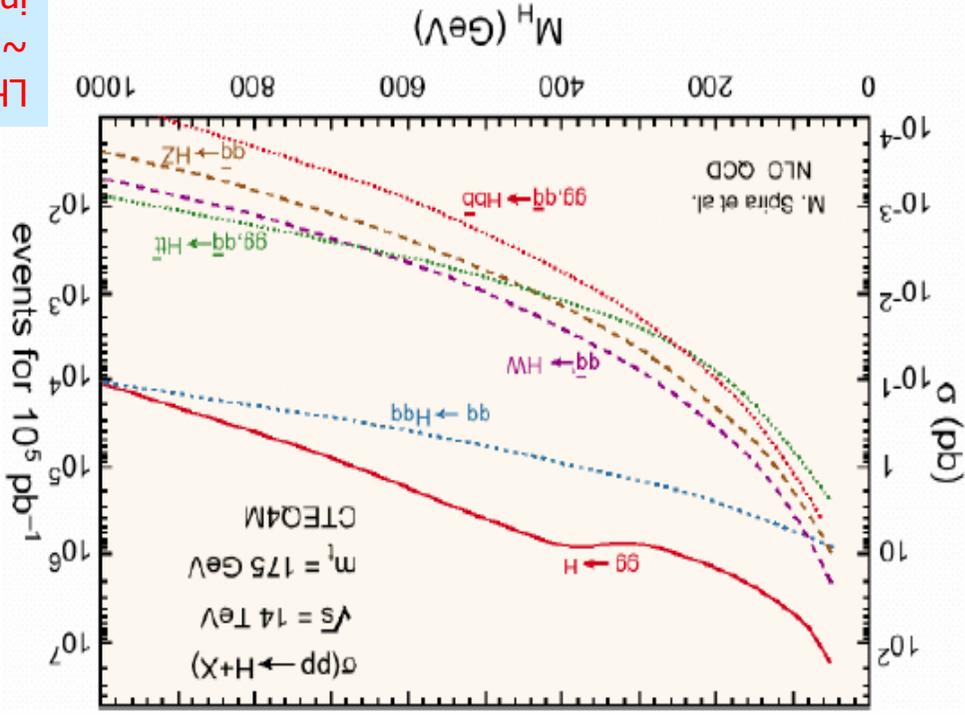
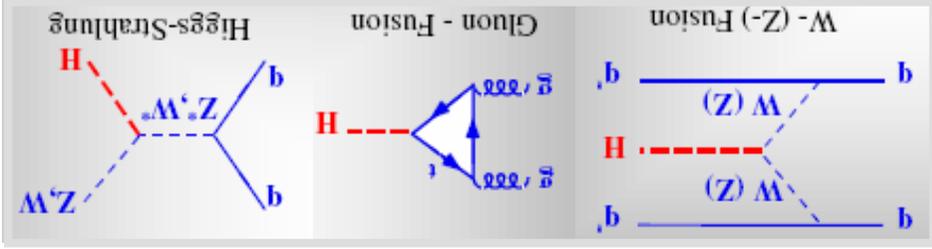


**Suche bei LEP –  $e^+e^-$   $E_{CM}$  bis 210 GeV:**  
Überschuss – aber nicht signifikant  $\rightarrow$  untere (SM) Massengrenze von  $M_{Higgs} > 114.4$  GeV (95% CL):

# HIGGS: SUCHE IN pp-WW AM TEVATRON UND LHC

## Wirkungsquerschnitte in Hadron-WW:

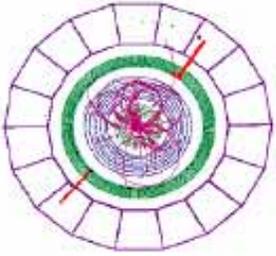
- Feynmandiagramme:



$M_{\text{Higgs}} < 130 \text{ GeV}$ :

$H \rightarrow \gamma\gamma$

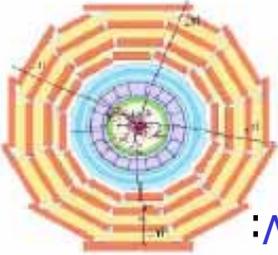
(schwierig – gute  $M_{\gamma}$ -Auflösung, Signal/UG + 1/20)



$M_{\text{Higgs}} = 130\text{-}500 \text{ GeV}$ :

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{lept.}$

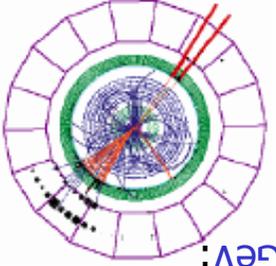
(sehr klar exzellente  $M_{\text{Higgs}}$ -Auflösung, Signal/UG gut)



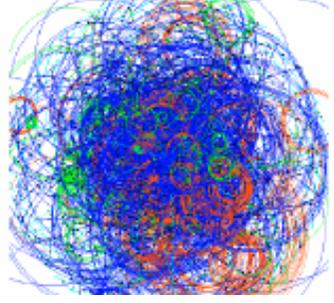
$M_{\text{Higgs}} = 500 \rightarrow 800 \text{ GeV}$ :

$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2\text{L} + 2\text{jets}$

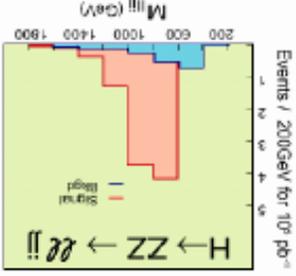
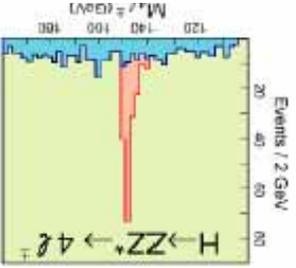
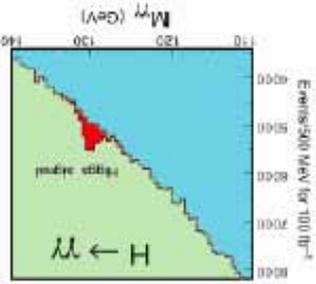
(Signal/UG gut, wenig Ereignisse!  $\Gamma_{\text{Higgs}}$ )



LHC kann Higgs bis  $\sim 1\text{TeV}$  sehen, schwierig insbes. bei kleinen  $M_{\text{Higgs}}$



Spuren im Spurdetektor



## Zusammenfassung Kapitel 6+7

- Elektro-schwache Theorie (**Glashow-Weinberg-Salam**): renormierbare Feldtheorie mit lokaler Eichinvarianz unter  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  + Massenerzeugung durch den Higgs-Mechanismus.
- Theorie beschreibt mit einer Anzahl von Parametern (z.B.  $\alpha_s, \alpha_e, M_Z, M_W, M_{Higgs}$ ,  $M_{Fermionen}, U_{CKM}$ ), die experimentell bestimmt werden müssen, die präzisieren ( $10^{-4}$ - $10^{-5}$  Genauigkeit) experimentellen Daten; damit sind die höheren Ordnungen der Theorie bestätigt.
- Insbesondere sind auch die direkt aus der Symmetrie folgenden Kopplungen wie Z-W-W, Z-Z-Z direkt nachgewiesen.
- Higgs-Teilchen ist experimentell (noch?) nicht nachgewiesen.
- Die elektro-schwache Theorie ist ein wissenschaftlicher Durchbruch vergleichbar mit Newton's Theorie der Gravitation oder der Maxwell'schen Theorie.
- Dennoch ( $\rightarrow$  Kapitel 9) werden wir sehen, dass diese Theorie zu Widersprüchen bei Energien  $> 1$  TeV führt, und deshalb nicht die "endgültige" Theorie sein kann.

## $\rightarrow$ Physik jenseits des Standardmodells

# 6.5 DAS HIGGS-POTENTIAL

Negatives Vorzeichen von  $\mu^2$ : Das führt je nach Wert von  $\lambda$  zu verschiedenen Potentialformen:

**Im Falle  $\lambda=0$ :**

Der (invariante) energetische Grundzustand ist  $\phi_0=0$ . Oder:

Im Vakuum verschwindet

Erwartungswert:  $\langle |\phi_0| \rangle = 0$ .

Wellengleichung:  $(\partial_\nu \partial_\nu + \mu^2)\phi = 0$

→ Teilchen mit Masse  $\mu$ .

**Im Falle  $\lambda > 0$ :**

Spontane Symmetriebrechung!

$\langle |\phi_0| \rangle > 0 = v/\sqrt{2}$  mit

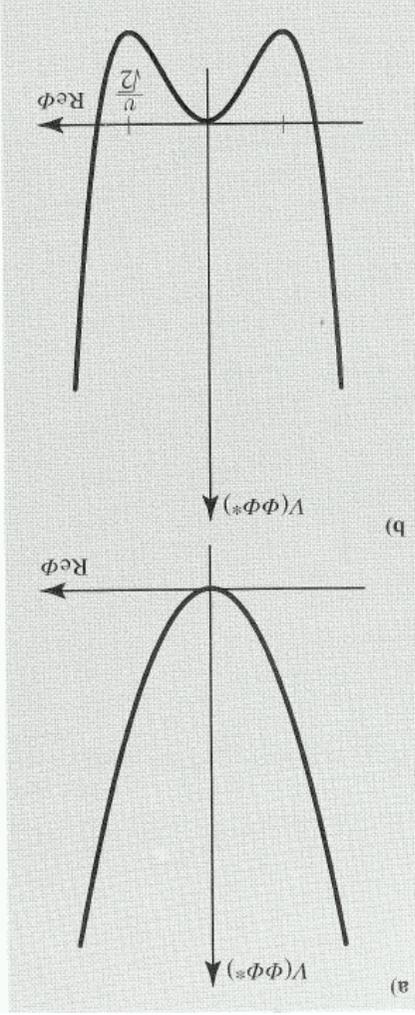
$$v = \sqrt{\frac{\lambda}{-\mu^2}}$$

→ Unendliche viele entartete

Minima der Energie!

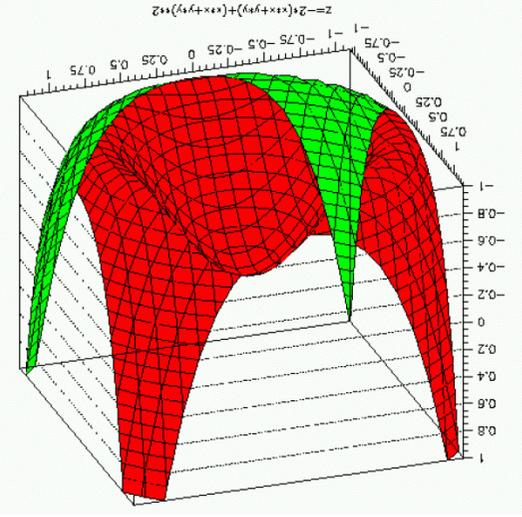
→ Natur muss sich entscheiden

(und hat sich entschieden!).



Beachte: Grundzustand hat  $V(E) \neq 0!$  → Hintergrundfeld!

Anwendung auf Higgs-Dublett: komplexere Struktur, da 4-dim. Raum. Z.B. in  $\text{Re}(\phi_1)$ - $\text{Im}(\phi_1)$ -Ebene: "Mexican hat"-Potential!



Anwendung von  $SU(2)$ ,  $U(1)$  Eichtransformation auf  $\phi$ :

$$\phi' = \exp(i g_a T_a(x)) \phi$$

$$\phi' = \exp\left(i \frac{g'}{2} \chi(x)\right) \phi$$

Da Eichinvarianz → Wahl so, dass Grundzustand

elektrisch neutral und reell:

$$\phi^{\text{Vakuum}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Quantisierung → Entwicklung um Minimum (analog harm. Oszillator) mit Anregungen, die dem Higgs entsprechen:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

# 6.5 FERMION-KOPPLUNGEN

Man kürzt oft das linksständige Dublett mit  $L$  und das rechtsständige Singlett mit  $R$  ab. Die im Lagrangian gebrauchten Terme pro Fermion sind also:

$$L = L_{Feynman} + L_{Yukawa}$$

$$= \bar{R} i \gamma^\mu \partial_\mu R + \bar{L} i \gamma^\mu \partial_\mu L + \bar{R} i \gamma^\mu W_\mu^a g_a \tau^a L + \bar{R} i \gamma^\mu B_\mu g' \tau^3 L - \bar{R} [\phi_+ R + \phi_- L] + \text{h.c.}$$

Falls diese Idee richtig ist, dann koppeln die schwersten Teilchen am stärksten an das Higgs (Top!)

Die **Massenstruktur der Fermionen** (masselose Neutrinos, gleiche Massen der Elektronen und Positronen) wird ebenfalls durch Kopplung an Higgs-Feld erzeugt:

$$m_e = m e_L = m e_R$$

$$m_\nu = m e_L = 0$$

Man will haben:

Das wird erreicht durch Einsetzen des VEVs in

$$\begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$e_L = m e_R$$

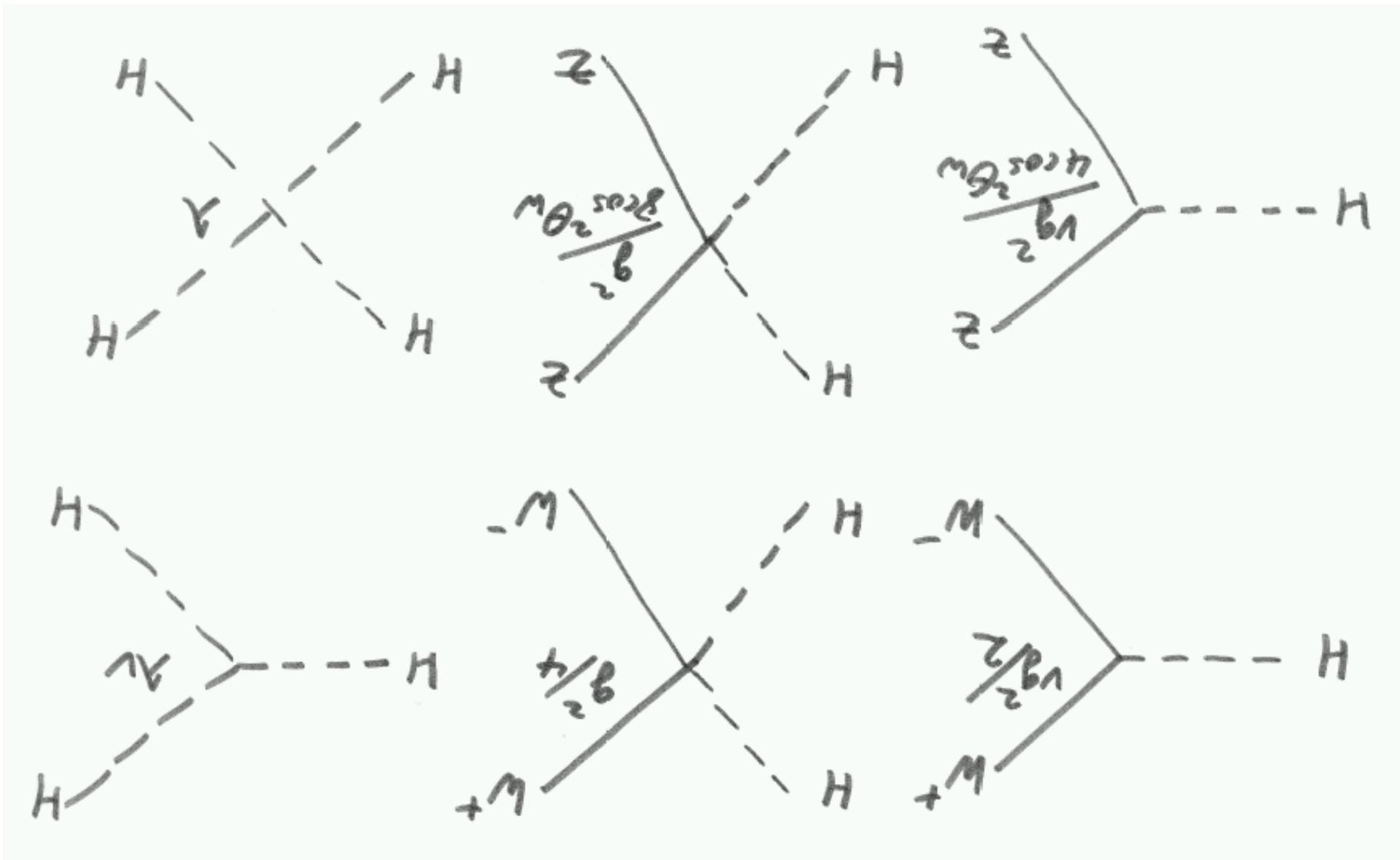
$$e_L = 0$$

(nachrechnen!)

Die Elektronen erhalten damit eine **Masse proportional** zum **Vakuumerwartungswert  $v$**  und zur **Kopplung  $g_e$** :

$$m_e = g_e v / \sqrt{2}$$

Man braucht also **eine Kopplungskonstante  $g_e$  pro Fermion**.



## 6.5 HIGGS-KOPPLUNGEN