

12. Das Standardmodell

$e^+e^- \rightarrow Z^0$ möglich für $\sqrt{s} = 2E \geq M_Z$ seit 1989 (LEP, SLC)
 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ möglich für $\sqrt{s} \geq 2M_W$ seit 1996 (LEP II)

} "saubere Bedingungen"

Entdeckung gelang 1983 ff. Carlo Rubbia, Simon v. d. Meer (CERN, UA1)
 am Hadron-Collider Sp $\bar{p}$ S:

(Nobelpreis 1984)

$u\bar{u} \rightarrow Z^0$
 $d\bar{d} \rightarrow Z^0$
 $d\bar{u} \rightarrow W^-$
 $u\bar{d} \rightarrow W^+$

Wenn aus $p+p$: $\sqrt{s} = \sqrt{\langle x_v \rangle \cdot \langle x_s \rangle \cdot s_{\text{beam}}}$ $\approx 600 \text{ GeV}$

Wenn aus $p+\bar{p}$: $\sqrt{s} = \sqrt{\langle x_v \rangle^2 \cdot s_{\text{beam}}}$ $\approx 320 \text{ GeV}$

Signatur: $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ hochenergetische Lepton-Paare

$W^+ \rightarrow e^+\nu_e$, $\mu^+\nu_\mu$

nur 1 hochenergetisches Lepton-Spur,
 + fehlender Transversalimpuls (vom Neutrino)

$P\bar{P} \rightarrow$

$W^{\pm} X$

$\downarrow$

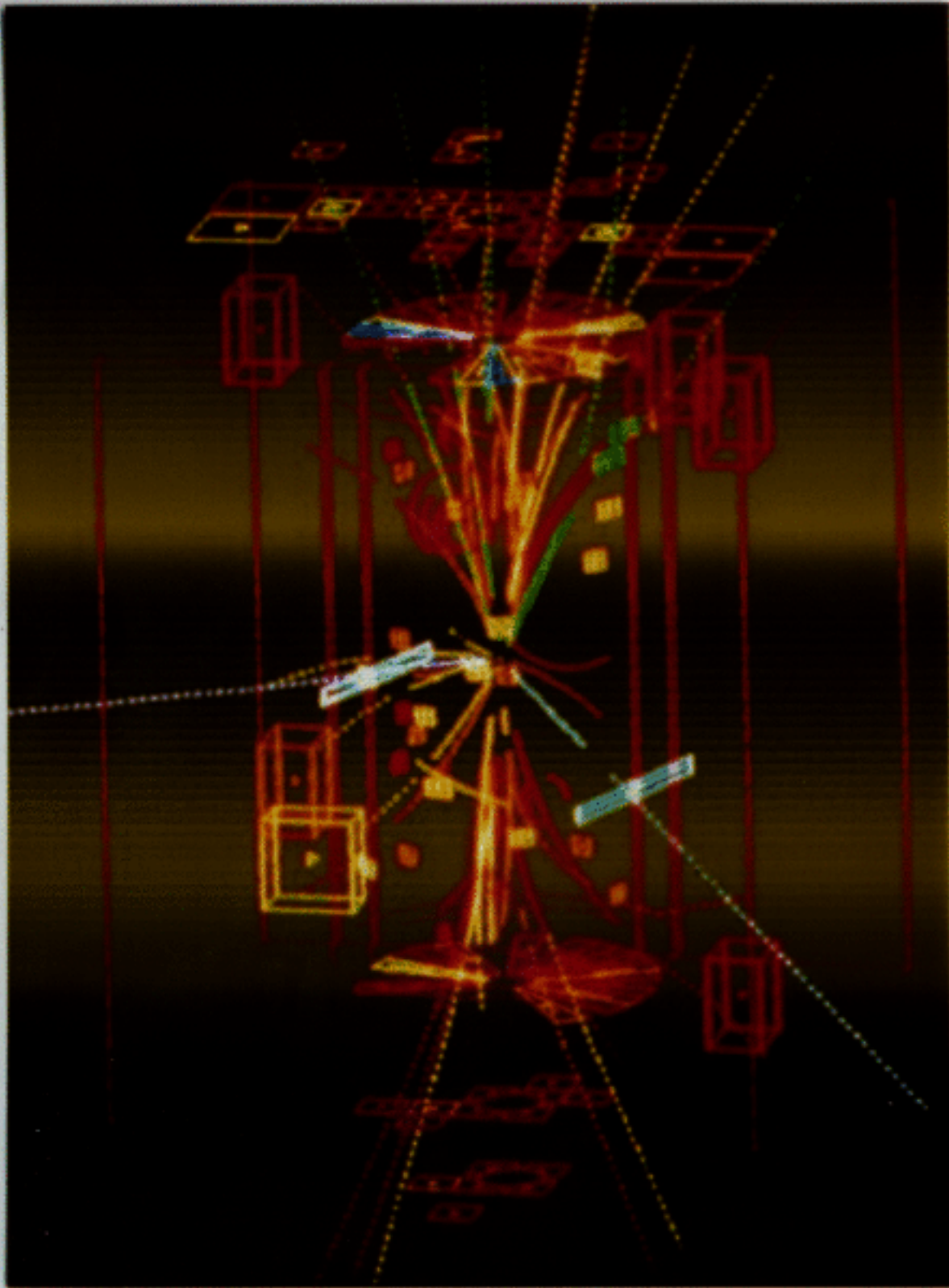
$e^+ \nu$

$\downarrow$

fillen de Energie
fehlende Impuls

HEMI 293A, 1279.





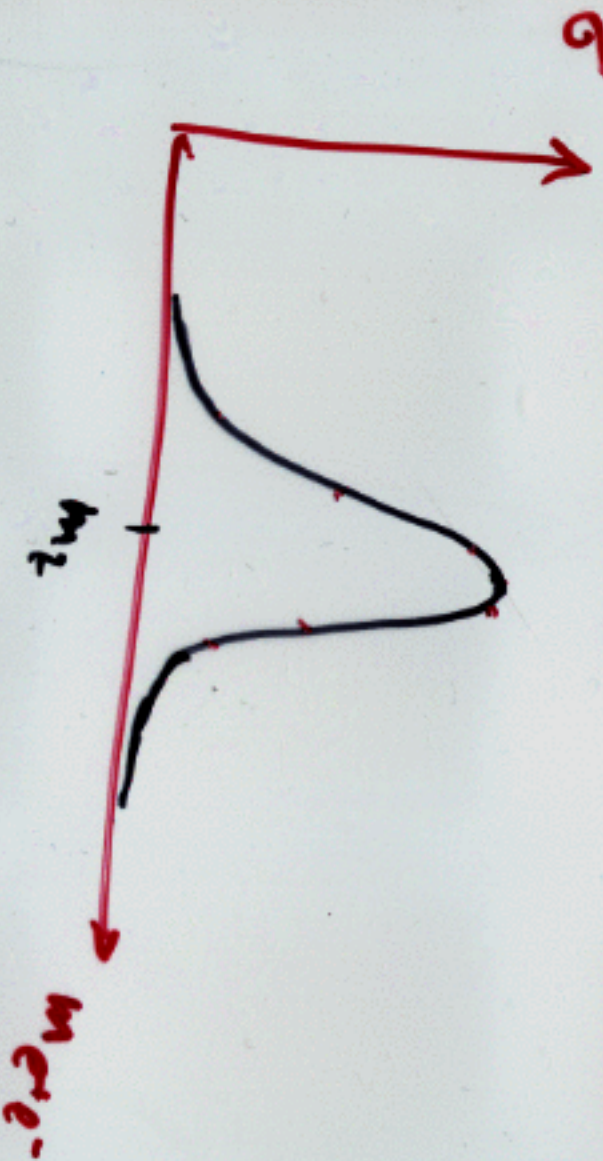
UAA

20-0000

LEP



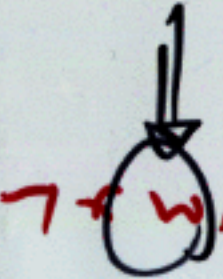
Wie kann man $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ messen?



$$\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{\text{had}}$$

$$\Gamma_{\nu\nu} = \Gamma_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{visible}}$$

Theorie für N_{ν} -Familien = 1



W- und Z- Zerfälle

$$W^{\pm} \rightarrow \begin{matrix} e^{\pm} \bar{\nu}_e \\ \mu^{\pm} \bar{\nu}_{\mu} \\ \tau^{\pm} \bar{\nu}_{\tau} \\ \text{Hadronen} \end{matrix} \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} 10.9 \pm 0.4\% \\ 10.2 \pm 0.5\% \\ 11.3 \pm 0.8\% \\ \approx 68\% \end{matrix}$$

$Z \rightarrow 6$ leptonische + 5 hadronische Kanäle

$$1:1:1:1:1:1 : 3:3:3:3:3 \quad (=21)$$

$$\underbrace{\begin{matrix} ee \\ \mu\mu \\ \tau\tau \end{matrix}}_{\substack{\downarrow \\ \text{nicht} \\ \text{messbar}}} \quad \underbrace{\begin{matrix} \nu_e \bar{\nu}_e \\ \nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu} \\ \nu_{\tau} \bar{\nu}_{\tau} \end{matrix}}_{\substack{\downarrow \\ \text{nicht} \\ \text{messbar}}} \quad u\bar{u} \quad d\bar{d} \quad s\bar{s} \quad c\bar{c} \quad b\bar{b}$$

$$\text{Exp: } Z^0 \rightarrow \begin{matrix} e^+ e^- \\ \mu^+ \mu^- \\ \tau^+ \tau^- \end{matrix} \quad \text{je } 3.4\%$$

$$Z^0 \rightarrow \text{Hadronen} \quad 70\%$$

W koppelt an alle linkshändigen

Fermionen gleich stark

(3. Quark-Familie zu schwer,
 $m_{\text{top}} = 172 \text{ GeV} > m_W = 81 \text{ GeV}$)

$\Rightarrow$ nur 2 $q\bar{q}$ $\times$ 3 Farben
 berücksichtigen: $(u\bar{d}), (c\bar{s})$

$$1:1:1:3:3$$

$$\frac{1}{9} \quad \frac{1}{9} \quad \frac{1}{9} \quad \frac{1}{3} \quad \frac{1}{3}$$

$$\quad \quad \quad \frac{2}{3}$$

$$Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu} \quad 20\%$$

keine Lepton-
 Universalität?
 Auch Kopplung
 an el. Ladung?

Weinberg-Salam-Modell, elektroschwache Vereinheitlichung

Definition schwacher Isospin T

Fermionen

$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
e_R	μ_R	τ_R
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$
u_R	c_R	t_R
d_R	s_R	b_R

T	T_3	Z_F
$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
0	0	-1
$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
0	0	$+\frac{2}{3}$
0	0	$-\frac{1}{3}$

2 Doublets koppeln an $W^\pm$

3 Singlets koppeln nicht an $W^\pm$

$Z_F - T_3 = \text{konst}$
in einem Doublet

T_3 in CC-Reaktionen erhalten:
 $T_3(W^\pm) = \pm 1$

↓
Sieht aus wie 2 Komponenten eines schwachen Triplets → es sollte noch ein W^0 geben mit
 $T=1, T_3=0$

W^0 sollte gleiche Kopplung haben wie W^{+-} , deshalb kann W^0 nicht Z^0 sein.

Postuliere Existenz eines Bosons B^0 mit $T=0$ und $T_3=0$
(Singlett im schwachen Isospin)

$$\begin{matrix} T_3 = +1 \\ T_3 = 0 \\ T_3 = -1 \end{matrix} \begin{pmatrix} W^+ \\ W^0 \\ W^- \end{pmatrix}$$

$T=1$

schwache Kopplung
 g

B^0

$T=0$

schwache Kopplung
 g'

→ koppeln an Fermionen, ohne T_3 zu ändern, d.h. Flavour wird nicht geändert.

Experiment: Es gibt 2 neutrale Vektorbosonen: Photon γ und Z^0

Elektroschwache Vereinheitlichung: γ und Z^0 sind Linearkombinationen von W^0 und B^0 :

$$|\gamma\rangle = \cos \theta_w |B^0\rangle + \sin \theta_w |W^0\rangle$$

$$|Z^0\rangle = -\sin \theta_w |B^0\rangle + \cos \theta_w |W^0\rangle$$

θ_w = Weinberg-Winkel

→ Komplizierte Kopplungen des Z^0 :

$$g_Z(f) = \frac{g}{\cos \theta_W} \cdot (T_3 - Z_f \cdot \sin^2 \theta_W)$$

Photon γ koppelt an el. Ladungen von l_L, l_R, q_L, q_R ,
nicht an ν 's.

Relationen:

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

$$e = g \cdot \sin \theta_W$$

$$\alpha_{\text{Schwach}} \propto g^2$$

$$\alpha_{\text{em}} \propto e^2$$

$$\frac{e^2}{g^2} = \sin^2 \theta_W = 0.23124(24)$$

experimentell aus νe -Streuung
 Z^0 -Breite

$$m_W/m_Z = \cos \theta_W$$

elektroschwache Interferenz

Parameter und Merkmale des Standardmodells

Kopplungskonstanten $e, g, \sin \theta_w$

Boson-Massen m_W, m_{Higgs}

Lepton-Massen m_e, m_μ, m_τ ; $m_\nu = 0$
 $\rightarrow$ nicht mehr

Quark-Massen $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$

Parameter der CKM-Matrix: 3 Winkel θ_i , Phase δ

QCD-Parameter Λ_{QCD}

22
Parameter

L, B separat erhalten

$\nu_L, \bar{\nu}_R, m_\nu = 0$

V-A Kopplung

$q(e^+) = q(p)$ obwohl Lepton- und Quarksektor völlig getrennt

Eichsymmetrie : $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
stark schwach e.m.
(8 Gluonen) $W^\pm, W^0$ γ, Z^0

Eichsymmetrie

Elektrodynamik:
QED

$U(1)$: lokale Phaseninvarianz
der Wellenfunktion

Physik hängt nicht
von der Phase
der Wellenfunktion
ab!

→ ersetze ∂_μ durch kovariante Ableitung
 $D_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu(x)$

führt zu Wechselwirkungen zwischen
geladenen Fermionen und Photonen

QED-
Lagrangefunktion

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}\psi + \overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Starke WW:

$SU(3)$: lokale Transformation α im
Farbraum

Physik hängt nicht
davon ab, welche
Farbe ich rot und
welche blau nenne...!

8 Eichfelder (Gluonen)

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}\psi + \frac{1}{2} G^2 + g \overline{\psi}\gamma^\mu G_\mu \psi + \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} + \dots$$

Elektroschwache WW: $U(1) \times \underbrace{SU(2)}_{\text{schwache WW,}} \\ \text{Eichbosonen } W^+, W^0, W^-$

Eichprinzip funktioniert nur für MASSELOSE Eichbosonen.

Aber: W -Masse sehr hoch

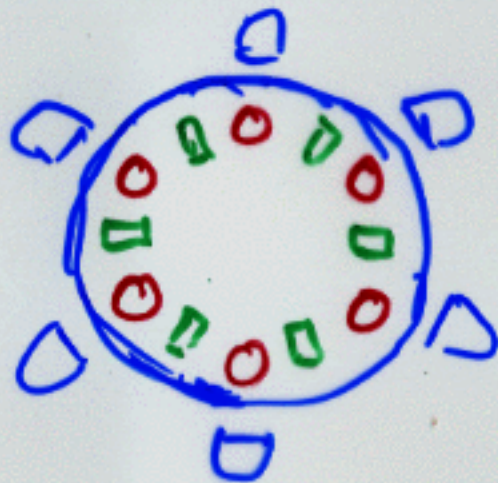
Ausweg: Spontane Symmetriebrechung
Higgs-Mechanismus

Massenterm in Lagrange-Funktion:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi)}_{\text{kinetischer Term}} - \underbrace{\frac{1}{2} m^2 \phi^2}_{\text{Massenterm} \propto \phi^2}$$

Spontane Symmetriebrechung:

Der Grundzustand einer Theorie hat eine geringere Symmetrie als die Lagrangefunktion



runder Tisch mit 6 Gedecken
und 6 Servietten
zwischen den Tellern

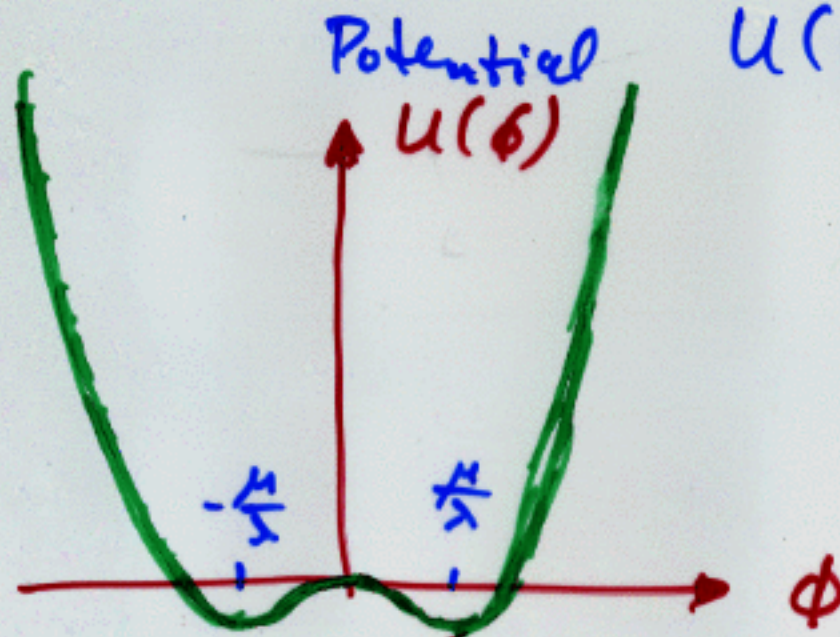
Spontane Symmetriebrechung:

der erste, der sich spontan für eine Serviette entscheidet, definiert für alle, welche wem gehört (linke oder rechte)

⇒ Problem: sehr großer Tisch, an mehreren Stellen werden quasi-simultane Entscheidungen getroffen ⇒ lokale Symmetrie

Symmetrie:
jeder sieht links und rechts eine Serviette.
~~ist~~ Völlig undefiniert,
welche ihm gehört.

$$\mathcal{L} = T - U \quad (\text{kinetische Energie} - \text{Potentielle Energie})$$



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

Minimum nicht um Null,
sondern bei $\phi = \pm \mu/\lambda$

Neue Variable η für Feld:

$$\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda}$$

Spontan gebrochene Symmetrie
Minimum

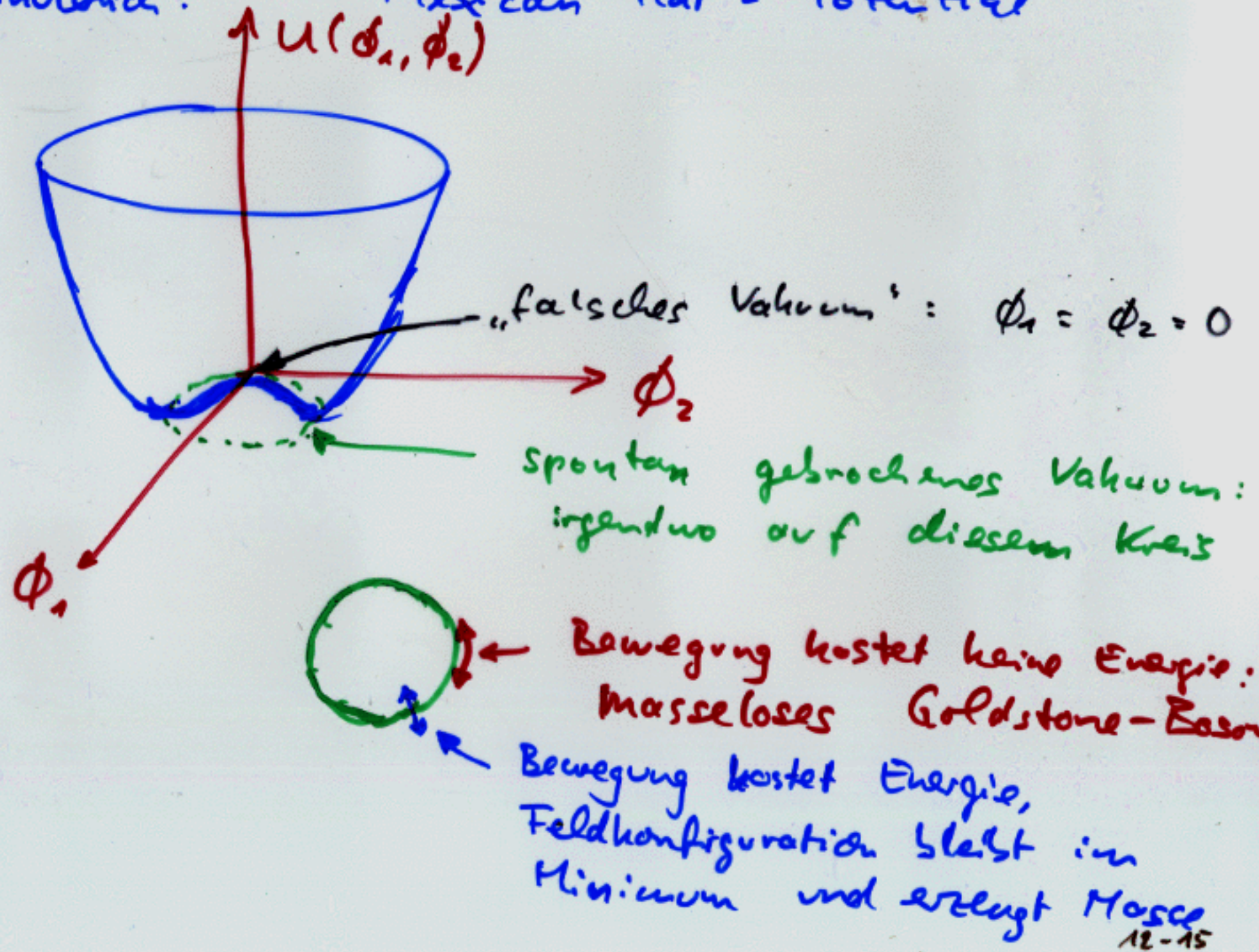
η beschreibt massives Teilchen:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta)}_{\text{kinetischer Term}} - \underbrace{\mu^2 \eta^2}_{\text{Massenterm}} \pm \mu \lambda \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \eta^4$$

✗ ✗

⇒ hier diskrete Symmetrie, aber in mehr Dimensionen
kontinuierlich:

Mexican Hat - Potential



Higgs-Mechanismus:

- 1) addiere Potential, dessen Grundzustand die Symmetrie des Potentials spontan bricht. Der Grundzustand ist nicht bei $\phi=0$
- 2) Als Konsequenz taucht ein masseloses Goldstone-Boson auf.
- 3) Lokale Eichinvarianz und Wahl einer speziellen Eichung sorgt für - Verschwinden des masselosen Goldstone-Bosons
 - Erzeugung eines Massenterms für Eichbosonen
 - Erzeugung eines skalaren massiven Teilchens, des Higgs-Bosons

Goldstone-Boson wird vom masselosen Eichfeld „aufgefressen“, das dadurch Masse erhält.

Oder: Masseloses Vektorfeld hat nur 2 Freiheitsgrade (transversale Polarisation). Mit Masse erhält es 3. Freiheitsgrad (longitudinale Polarisation) - der vom Goldstone-Boson kommt.

Massen-Generierung von Fermionen:

Kopplung von masselosen Fermionen mit Higgs-Teilchen erzeugt einen Massenterm in der Lagrange-funktion.

$$\bar{\psi} H \psi$$

$$m \bar{\psi} \psi$$

Da durch die spontane Symmetriebrechung auch im Grundzustand der Vakuum - Erwartungswert ungleich Null ist, g ist die Masse immer vorhanden.

$$m_{\text{Higgs}} > 114 \text{ GeV}$$

Suche nach Higgs - Bosonen

: LEP II
Tevatron
→ LHC !

Higgs-Boson koppelt an Massen

Zerfälle je nach Masse
kinematisch erlaubte

mass:
160 GeV $H \rightarrow b\bar{b}$
 $H \rightarrow W^+W^-$
 $H \rightarrow Z Z$
350 GeV $H \rightarrow t\bar{t}$

hauptsächlich an schwerste
Teilchenpaare:

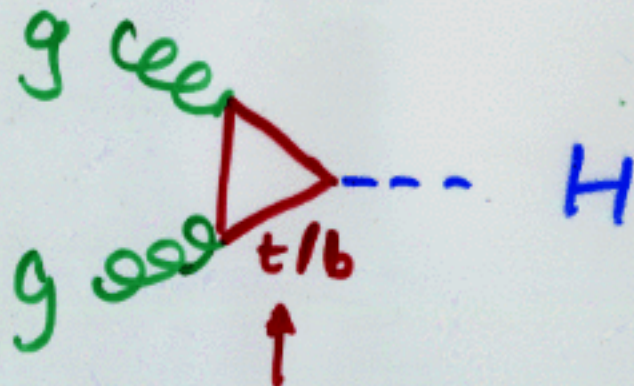
schmal



breit

Das Higgs-Boson
ist das letzte
fehlende Teilchen
im Standardmodell

Erzeugung am LHC:



top-Quark-Schleife
b - " "

