4. Spontane Symmetriebrechung und Higgsmechanismus

4.1. Motivation Standardmodell

- Standardmodell der Elementarteilchentheorie
  vereinheitlicht elektromagnetische, schwache, starke WW
  zwischen Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen (Elektronen, Neutronen etc.)

- jede der WW wird durch Eichbosonen vermittelt
  i.a. Spin 1 - Teilchen (Gravitation: Spin 2)

<u>Photon</u>: Ladung $q = 0$, Masse $m = 0$
<u>W^+, W^-, Z</u> -Bosonen: $q = \pm 1, 0$, $m = 80 - 100 \ GeV/c^2$

<u>Gluon</u> Farbladung, starke m-Variation

mgl. Gleichungen f. Bosonen:

a) Wellengleichung im Vakuum (Photon) $\rightarrow m = 0$

b) Klein-Gordon-Gleichung $\rightarrow m \neq 0$

eine erste konsistente Formulierung d. Standardmodells zeigt uns die Möglichkeit $m = 0$

Frage: woher kommt Masse die exp. beobachtet wird

- mathematisch: neue Terme in $\mathcal{L}$- Dichte

a) Boson- Boson WW : → neuer Grundzustand mit Masse

b) Einführung eines weiteren Felds h $\hat{=}$ Higgsfeld (LHC)

→ Masse durch WW mit higgs.

machen nur einfachste Modelle!

4.2. Wie erkennt man Masseterm?

Klein-Gordon-Feld:

$$\underbrace{\Box \varphi}_{\substack{\text{freie Propagation} \\ \text{analog Photon}}} = \underbrace{\frac{m^2 c^2}{\hbar^2}}_{\text{Masseterm}} \varphi \qquad \text{(Spin 0)}$$

skalares Boson

woher kommt der Masseterm:

$$\mathcal{L} = T - \frac{1}{2} m c^2 \varphi^2 + \dots$$

frei Beweg.

Masseterm (rum)

Lagrange-Feldgleichungen

<u>Regel</u>: a) suche nach quadratisch Term φ^2 in $\mathcal{L}$

b) sollte negatives Vorzeichen haben

c) höhere Potenzen ... als WW interpretieren

<u>Beispiel f. Kontakt-WW</u>: $V(\vec{r}-\vec{r}\,') \sim \delta(\vec{r}-\vec{r}\,')$

$$H \sim \underline{\int d^3r} \int d^3r' \; V(\vec{r}-\vec{r}\,')\; \psi^\dagger(\vec{r})\,\psi^\dagger(\vec{r}\,')\,\psi(\vec{r}\,')\,\psi(\vec{r})$$

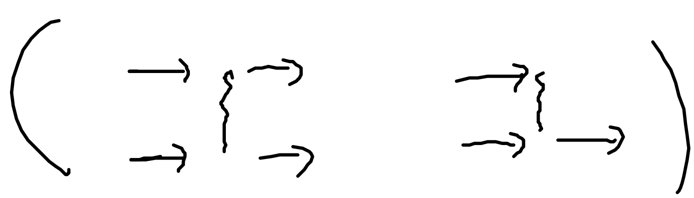
$$\underline{\mathcal{L}} \sim \psi^\dagger(\vec{r})\,\psi^\dagger(\vec{r})\,\psi(\vec{r})\,\psi(\vec{r})$$

$$\mathcal{L} = f(\psi^\dagger, \psi \to \varphi) = f(\varphi)$$

<u>Bsp</u> a) $\mathcal{L}_1 = T - V_0\, e^{\alpha^3 \varphi_1^3}$

$$\approx T - V_0\left(1 + \alpha^3 \varphi_1^3 + \dots\right) \quad \text{keine Masse}$$

WW



$$\mathcal{L}_2 = T - V_0\, e^{\alpha \varphi_2}$$

$$\approx T \underline{-V_0} \left(1 + \alpha \varphi_2 + \underline{\frac{\alpha^2}{2} \varphi_2^2} + \dots\right)$$

hat Masse

uninteressant in Lagrange feldgleichg. (konstant)

4.3. Spontane Symmetriebrechung: Masse durch WW

starten v. $\mathcal{L} = \frac{\hbar^2}{2m} (\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{2} mc^2 \varphi^2$

ist Feld mit Masse

zum Verändern d. Masseterms wird eine WW eingeschaltet.

$$V_{WW} = -\lambda' \varphi^2 + \underbrace{\frac{\lambda}{4} \varphi^4}_{\varphi^4\text{-Theorie}}$$

λ: legt Abstoßg. / Anziehung fest

Suche jetzt stationäre Lösung für φ

$\frac{1}{2} mc^2 \equiv m$

$\rightarrow$ Potentialmulden sind stabile, stationäre Zustände

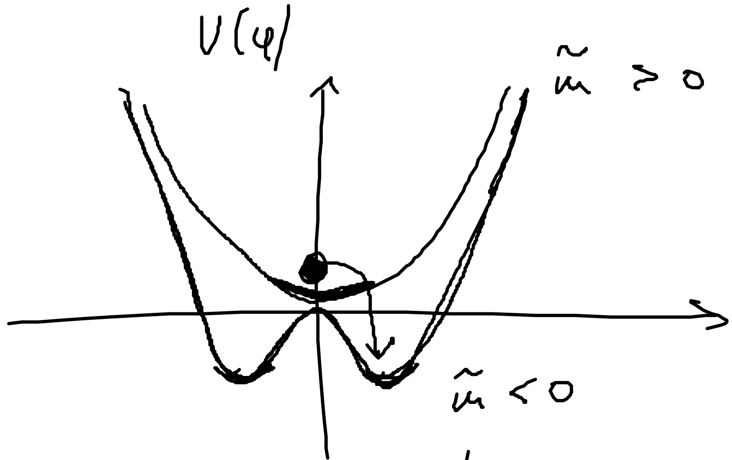
$$V = \underbrace{(m - \lambda')}_{\frac{1}{2} \tilde{m} \lessgtr 0} \varphi^2 + \frac{\lambda}{4} \varphi^4$$

stationär: $\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0 = \tilde{m}\varphi + \lambda\varphi^3 = (\tilde{m} + \lambda\varphi^2)\varphi$

eine Lösg. $\varphi_1 = 0$

andere Lösg $\varphi_{2/3} = \pm\sqrt{-\frac{\tilde{m}}{\lambda}}$ $\exists$ nur wenn $\tilde{m} < 0$

weil φ skalar



$\tilde{m} > 0 \rightarrow \varphi = 0$ ist stationär + stabil

$\tilde{m} < 0$

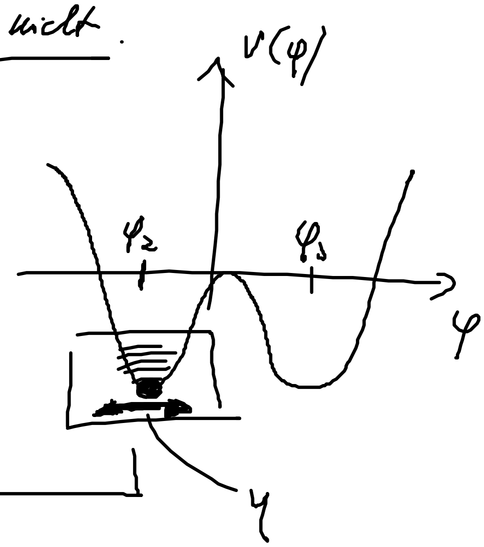
$\hookrightarrow \varphi \neq 0$ ist stationär u. stabil $(\varphi_{2/3})$

wenn $\tilde{m}$ durchgefahren wird $\underbrace{\tilde{m} > 0}_{\substack{\text{Symmetrie bzgl.} \\ \varphi = 0}} \rightarrow 0 \rightarrow \underbrace{\tilde{m} < 0}_{\substack{\text{Symmetrie bzgl.} \\ \varphi = 0 \text{ gebrochen} \\ \varphi \neq 0}}$

$\mathcal{L}(\varphi) = \mathcal{L}(-\varphi)$ f. beide Fälle aber Grundzustand hat diese Symmetrie nicht.

das neue

≙ spontane Symmetriebrechung



nur Ausschnitt
f. niederenergetische Anregungen

$$\varphi = \underset{\varphi_{2/3}}{v_0} + \underset{\text{klein}}{\eta} \quad , \quad \text{einsetzen in } \mathcal{L}(\varphi)$$

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{\hbar^2}{2m}(\partial_\mu \eta)^2}_{\text{Kinetische Energie}} - \underbrace{\lambda v_0^2 \eta^2}_{\text{neue Masse}} - \underbrace{\lambda v_0 \eta^3}_{\text{Wechselwirkg.}} \qquad \text{bis 3. Potenz}$$

neue Masse ↓ aus Exp. → ↑ Vorhersage Wechselwirkg.

4.4 Masselose Bosonen erhalten Masse: Higgsmechanismus

<u>Annahme:</u> man hat masselose Bosonen die aber
in Exp. massebehaftet gefunden werden: am Bsp. <u>Photonen</u>

$$\mathcal{L}_A = \frac{1}{2} \sum_i \left(\varepsilon_0 A_{i/t}^2 - \frac{1}{\mu_0} \left(\vec{\nabla} \times \vec{A}\right)_i^2 \right)$$

ohne Masse

Idee: weiteres Feld einführen, nennen φ

hat Masse m

welches WW Anteil:

$$\mathcal{L}_{WW} = \frac{1}{2m} \left\{ \left(-i\hbar \vec{\nabla} + q\vec{A}\right)\varphi \right\}^{*} \left\{ \left(-i\hbar \vec{\nabla} - q\vec{A}\right)\varphi \right\}$$

WW - Feld φ und Photonfeld

$$\mathcal{L}_\varphi = T - \tilde{m}\,\varphi^2 - \frac{\lambda}{4}\varphi^4$$

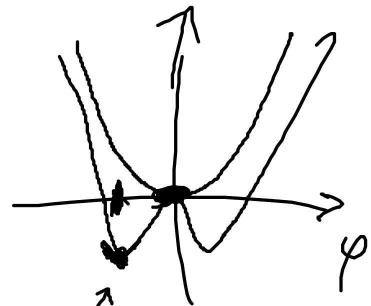
bekommen dadurch die Photonen Masse?

Photongleichung aus $\mathcal{L}_A \rightarrow \vec{\nabla}\vec{A} = 0$

durch $\mathcal{L}_{WW}$ existiert Zusatzterm aus $\frac{\partial \mathcal{L}_{WW}}{\partial \vec{A}} = \vec{j}$

$$\vec{j}(\varphi) = -\frac{q^2 \varphi^2}{m} \vec{A} \qquad \frac{Mc^2}{\hbar^2}$$

$$\rightarrow \quad \Box \vec{A} = -\frac{q^2 \varphi^2}{m} \vec{A}$$



Massenterm f. $\varphi \neq 0$

ohne Symmetriebrechg $\varphi = 0$

mit — " — $\varphi \neq 0$

ist Term in Klein-Gordon-Gl. der Masse

bestimmt. → messbar

Masse d. Higgsfeld vorhersagbar!

$(m / \tilde{m})$