

Das Higgs-Boson als Instrument auf der Suche nach Supersymmetrie

Alexander Voigt

Physik-Kolloquium
Europa-Universität Flensburg

24.10.2019

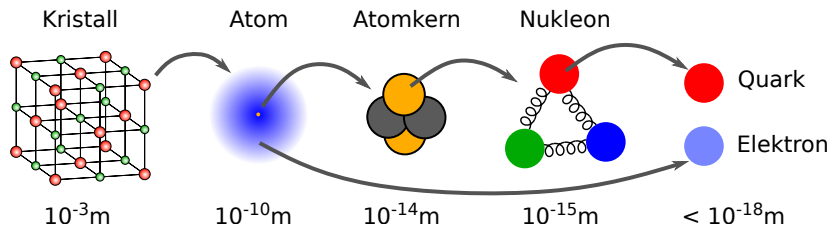


Europa-Universität
Flensburg

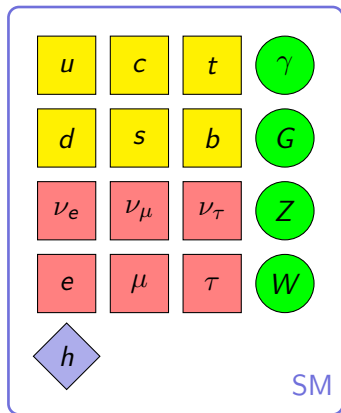
Contents

- ① Das Standardmodell der Teilchenphysik
 - Teilcheninhalt
 - Higgsmechanismus
 - Erfolge und Probleme
- ② Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells
 - Eigenschaften und Probleme
 - Wie kann man das MSSM testen?
- ③ Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons
 - Endliche Schleifenordnung
 - Effektive Feldtheorie
- ④ Wo ist SUSY?
- ⑤ Zusammenfassung

Woraus besteht Materie?



Das Standardmodell der Teilchenphysik



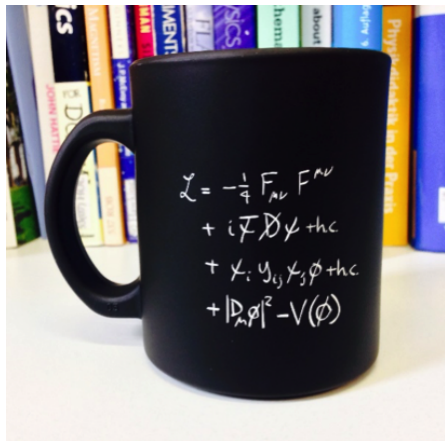
Teilcheninhalt:

- 3 Generationen Fermionen (Quarks und Leptonen)
- Eichbosonen (Austauschteilchen)
- Higgs-Boson

Wechselwirkungen:

- Elektromagnetismus
- schwache Wechselwirkung
- starke Wechselwirkung

Lagrangedichte des Standardmodells



zzgl. Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$0 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \sigma} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \sigma)}$$

mit

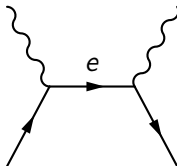
$$\sigma \in \{A_\mu, \psi_i, \phi\}$$

[https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/2018-06/untitled_7.png]

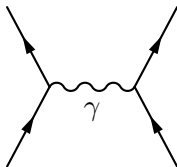
Wechselwirkungsbegriff

Wechselwirkungen beschreiben auf fundamentaler Ebene:

- **Teilchenumwandlung** (Erzeugung, Vernichtung, "Zerfall")



- **Kraft** zwischen Teilchen (z.B. Coulombkraft)



Kräfte werden durch **Austauschteilchen** vermittelt

Wechselwirkungen im Standardmodell

Wechselwirkungen folgen aus inneren Symmetrien:

| WW | Austauschteilchen | Kopplung | Symmetriegruppe |
|----------------------|-------------------|----------|-----------------|
| schwache Hyperladung | B | g_Y | $U(1)_Y$ |
| schwacher Isospin | W^1, W^2, W^3 | g_2 | $SU(2)_L$ |
| starke | G^1, \dots, G^8 | g_3 | $SU(3)_C$ |

Symmetrien werden spontan gebrochen durch Higgs-Feld:

| WW | Austauschteilchen | Kopplung | Symmetriegruppe |
|--------------------|-------------------|----------|----------------------|
| elektromagnetische | γ | e | $U(1)_{\text{e.m.}}$ |
| schwache | W^+, W^-, Z | – | – |
| starke | G^1, \dots, G^8 | g_3 | $SU(3)_C$ |

Higgsmechanismus

Ursprüngliches Problem: Massenterme verletzen die Symmetrien:

$$\mathcal{L}_{\text{Elektronmasse}} = -m_e \bar{\psi}_e \psi_e \quad (\text{verboten!})$$

ψ_e = Wellenfunktion des Elektrons,
 $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ Masse des Elektrons

Higgsmechanismus

Ursprüngliches Problem: Massenterme verletzen die Symmetrien:

$$\mathcal{L}_{\text{Elektronmasse}} = -m_e \bar{\psi}_e \psi_e \quad (\text{verboten!})$$

ψ_e = Wellenfunktion des Elektrons,
 $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ Masse des Elektrons

Lösung: (Peter Higgs et.al.)

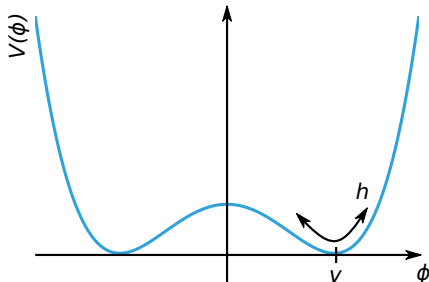
Schritt 1: Neues Feld ϕ (Higgs-Feld) einführen und mit Teilchen wechselwirken lassen:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -y_e \phi \bar{\psi}_e \psi_e + \dots$$

y_e = "Stärke" der WW des Elektrons mit Higgs-Feld

Higgsmechanismus

Schritt 2: Konstruiere Potential, in dem das Higgs-Feld einen Grundzustand, $v = \text{konst.} \neq 0$, besitzt:



Higgs-Potential:

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{8}\phi^4 - \frac{\mu^2}{2}\phi^2$$

Entwickeln von $\phi(x)$ um den Grundzustand:

$$\phi(x) = v + h(x)$$

Higgsmechanismus

Einsetzen von

$$\phi(x) = v + h(x)$$

in $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ ergibt:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= -y_e \phi \bar{\psi}_e \psi_e + \dots \\ &= -y_e (v + h(x)) \bar{\psi}_e \psi_e + \dots \\ &= -y_e v \bar{\psi}_e \psi_e - y_e h(x) \bar{\psi}_e \psi_e + \dots\end{aligned}$$

⇒ durch Ablesen

$$m_e = y_e v$$

Massenterm für Elektron erzeugt durch WW mit Higgs-Feld ϕ !
Nebeneffekt: neues Teilchen, **Higgs-Boson** h

Higgsmechanismus

Mit dem Higgsmechanismus lassen sich die Massen **aller** massiven Elementarteilchen generieren, z.B.

$$m_e = y_e v,$$

$$m_t = y_t v$$

$$m_Z^2 = \frac{v^2}{4}(g_Y^2 + g_2^2),$$

$$m_W^2 = \frac{v^2}{4}g_2^2$$

$$m_h^2 = \lambda v^2$$

Vor 2012: Bekannt:

$$g_Y \approx 0.35,$$

$$g_2 \approx 0.65,$$

$$g_3 \approx 1.2$$

$$v \approx 245 \text{ GeV}/c^2,$$

$$m_h = ?$$

$$\Leftrightarrow \lambda = ?,$$

2012: Nachweis des Higgs-Bosons von ATLAS/CMS am LHC

$$M_h = (125.10 \pm 0.14) \text{ GeV}/c^2$$

$$\Rightarrow \lambda \approx 0.28$$

Erfolge und Probleme des Standardmodells

Erfolge:

- beschreibt 3 der 4 bekannten Wechselwirkungen
- beschreibt uns umgebende sichtbare Materie
- viele Präzisionstests bestanden, insbes. $g_e \approx 2$



Probleme:

- beschreibt nicht Gravitation
- beschreibt nicht Dunkle Materie, Dunkle Energie
- $\approx 3.6\sigma$ Abweichung zwischen g_μ^{exp} und g_μ^{theo}

⇒ Das Standardmodell liefert keine vollständige Beschreibung des Universums!

Contents

- ① Das Standardmodell der Teilchenphysik
 - Teilcheninhalt
 - Higgsmechanismus
 - Erfolge und Probleme
- ② Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells
 - Eigenschaften und Probleme
 - Wie kann man das MSSM testen?
- ③ Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons
 - Endliche Schleifenordnung
 - Effektive Feldtheorie
- ④ Wo ist SUSY?
- ⑤ Zusammenfassung

Supersymmetrie

Ausgangspunkt: Raumzeit und physikalische Gesetze besitzen mehrere Symmetrien:

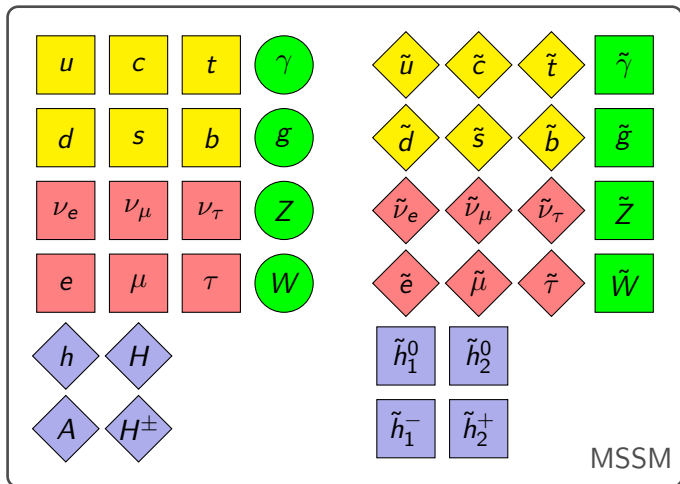
- Raum-Zeit-Translationsinvarianz
↔ Erhaltung von Energie- und Impuls P^μ
- Lorentzinvarianz
↔ Erhaltung des (Bahn-/Spin-)Drehimpulstensors $M^{\mu\nu}$

Theorem: Es gibt nur **eine** Möglichkeit diese Symmetrien auf eine nicht-triviale Weise zu erweitern: Supersymmetrie

$$|\text{boson}\rangle \leftrightarrow |\text{fermion}\rangle$$

Konsequenz: Zu jedem Teilchen im Standardmodell mit Spin S korrespondiert ein supersymmetrischer “Partner” mit Spin $S \pm \frac{1}{2}$.

Minimal Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM)



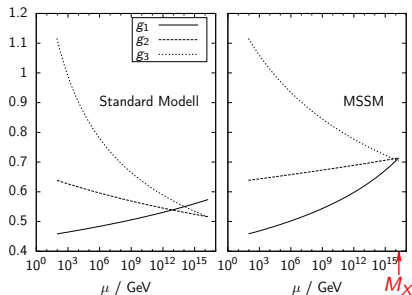
Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?



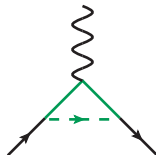
Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- **korrekte Vorhersage von g_μ**
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?



Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

χ^0

Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

$$m_h \leq m_Z$$

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

SM: Ad-hoc Higgs-Potential:

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{8}\phi^4 - \frac{\mu^2}{2}\phi^2$$

⇒

$$m_h^2 = \lambda v^2$$

MSSM: Higgs-Potential automatisch:

$$V(\phi) = \frac{1}{8} \frac{1}{4} (g_Y^2 + g_2^2) \cos^2(2\beta) \phi^4 + \dots$$

⇒

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{1}{4} (g_Y^2 + g_2^2) \cos^2(2\beta) v^2 \\ &= m_Z^2 \cos^2(2\beta) \\ &\leq m_Z^2 \end{aligned}$$

Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

$$m_h \leq m_Z$$

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

Problem: vorhergesagte Higgs-Masse zu klein?

Vorhersage des MSSM:

$$m_h \leq m_Z$$

Aus den Messungen am LEP und LHC wissen wir jedoch:

$$M_h \approx 125.10 \text{ GeV}$$

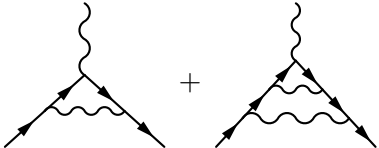
$$M_Z \approx 91.2 \text{ GeV}$$

⇒ Das MSSM sagt nur dann die korrekte Higgs-Masse vorher, wenn es **große Quantenkorrekturen** zwischen M_h und m_h gibt!

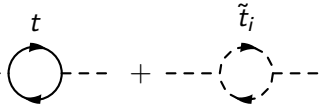
$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2 \quad \Rightarrow \quad \Delta m_h^2 \geq (85 \text{ GeV})^2$$

Was sind Quantenkorrekturen?

Quantenkorrekturen zu g_e :

$$g_e = 2 + \text{[diagram 1]} + \text{[diagram 2]} + \dots$$


Quantenkorrekturen zu M_h^2 :

$$M_h^2 = m_h^2 + \text{[diagram 1]} + \text{[diagram 2]} + \dots$$
$$= m_h^2 + \Delta m_h^2$$


Eigenschaften des MSSM

Vorteile:

- Eichkopplungsvereinigung
- korrekte Vorhersage von g_μ
- Enthält ein Dunkle Materie-Teilchen
- Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons

Probleme:

- vorhergesagte Higgs-Masse zu klein? → Kein Problem!
- bisher keine SUSY-Teilchen gefunden?

Problem: bisher keine SUSY-Teilchen gefunden

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits
July 2019

ATLAS Preliminary
 $\sqrt{s} = 13$ TeV

| Model | Signature | $\mathcal{L} dt$ [fb $^{-1}$] | Mass limit | Reference | | | | |
|----------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------|----------------------|----------------------------------|----------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| Inclusive Searches | $\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ | 0 e, μ mono-jet | 2-6 jets 1-3 jets | E_{T}^{miss} E_{T}^{miss} | 36.1 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 100$ GeV $\tilde{m}(\tilde{q}) - \tilde{m}(\tilde{t}) > 5$ GeV | 1712.02332 1711.03301 | |
| | $\tilde{b}, \tilde{t} \rightarrow q\tilde{b}$ | 0 e, μ | 2-6 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 200$ GeV $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV | 1712.02332 1712.02332 | |
| | $\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ | 0 e, μ | 4 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV | 1706.03731 | |
| | $\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ | e, μ, τ | 2 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 150$ GeV | 1805.11381 | |
| | $\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ | SS e, μ | 7-11 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 400$ GeV | 1708.02794 | |
| | $\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ | SS e, μ | 6 jets | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}) - \tilde{m}(\tilde{q}) > 200$ GeV | ATLAS-CONF-2019-015 | |
| 3 γ gem. anomalous annihilation | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | 6 b | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV, BR($\tilde{t} \rightarrow \tilde{b}_1 b$) = 1 $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV, BR($\tilde{t} \rightarrow \tilde{b}_1 b$) = 0.5 $\tilde{m}(\tilde{t}) > 200$ GeV, $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV, BR($\tilde{t} \rightarrow \tilde{b}_1 b$) = 1 | 1708.02896, 1711.03301 1708.02826 ATLAS-CONF-2019-015 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | 6 b | E_{T}^{miss} | 139 | Forbidden | 0.9 0.58-0.82 0.74 | 1708.02896, 1711.03301 1708.02826 ATLAS-CONF-2019-015 |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | 6 b | E_{T}^{miss} | 139 | Forbidden | 0.23-1.35 | 1708.02896, 1711.03301 1708.02826 ATLAS-CONF-2019-015 |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow W\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | 2 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 1$ GeV | SUSY-2018-31 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow W\tilde{b}_1$ | 1 e, μ | 3 jets/1 b | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 400$ GeV | ATLAS-CONF-2019-017 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow W\tilde{b}_1$ | 1 τ | 1 e, μ, τ | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 800$ GeV | 1803.10178 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow W\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | 2 c | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 0$ GeV | 1805.01649 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow W\tilde{b}_1$ | 0 e, μ | mono-jet | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 50$ GeV $\tilde{m}(\tilde{t}) > 100$ GeV | 1805.01649 1711.03301 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow Z\tilde{b}_1$ | 1 e, μ | 4 b | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 0$ GeV, $\tilde{m}(\tilde{t}) - \tilde{m}(\tilde{b}_1) > 100$ GeV | 1706.02986 | |
| | $\tilde{b}_1\tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow Z\tilde{b}_1$ | 3 e, μ | 1 b | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}) > 300$ GeV, $\tilde{m}(\tilde{t}) - \tilde{m}(\tilde{b}_1) > 40$ GeV | ATLAS-CONF-2019-016 | |
| EW direct | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via WZ | 2,3 e, μ e, μ, τ | ≥ 1 | E_{T}^{miss} | 36.1 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 0$ $\tilde{m}(\tilde{t}_1^-) > 15$ GeV | 1403.3254, 1806.02293 ATLAS-CONF-2019-014 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via WW | 2 e, μ | ≥ 1 | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 0$ | ATLAS-CONF-2019-008 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via Wb | 0-1 e, μ | 2 b/2 γ | E_{T}^{miss} | 139 | Forbidden | 0.42 0.74 | ATLAS-CONF-2019-019, ATLAS-CONF-2019-XYZ |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 2 e, μ | E_{T}^{miss} | 139 | E_{T}^{miss} | 1.0 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 70$ GeV ATLAS-CONF-2019-008 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 2 e, μ | E_{T}^{miss} | 139 | E_{T}^{miss} | 1.0 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 70$ GeV ATLAS-CONF-2019-008 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 2 e, μ | 0 jets | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 0$ GeV | ATLAS-CONF-2019-008 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 2 e, μ | ≥ 1 | E_{T}^{miss} | 139 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 10$ GeV | ATLAS-CONF-2019-014 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 0 e, μ | ≥ 3 b | E_{T}^{miss} | 36.1 | BR($\tilde{t}_1^+ \rightarrow \tilde{b}_1 c$) = 1 | 1806.04030 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | 4 e, μ | 0 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | BR($\tilde{t}_1^+ \rightarrow \tilde{Z} \tilde{t}_1^+$) = 1 | 1804.03602 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ prod., long-lived \tilde{t}_1^+ | Disapp. 1b | 1 jet | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 0$ $\tilde{m}(\tilde{t}_1^-) > 15$ GeV | Pure Wino Pure Higgsino 1712.02118 ATLAS-PUB-2017-019 | |
| Long-lived particles | Stable β R-hadron | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 2.0$ | 1902.01636, 1808.04095 | |
| | Metastable β R-hadron, $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{g}$ | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 100$ GeV | 1710.04901, 1808.04095 | |
| | LFV $p\tilde{p} \rightarrow X, \tau, \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\tilde{\nu}_\tau/\mu\tilde{\nu}_\tau$ | 4 e, μ | 0 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 100$ GeV | 1804.03602 | |
| RPV | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via WZ | 4 e, μ | 0 jets | E_{T}^{miss} | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 100$ GeV | 1804.03602 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via WW | 4-5 large-R jets | Multiple | Multiple | 36.1 | Large \tilde{r}_{11} | 1804.03602 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 200$ GeV, bro- \tilde{b} | ATLAS-CONF-2018-003 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 200$ GeV, bro- \tilde{b} | ATLAS-CONF-2018-003 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | $\tilde{m}(\tilde{t}_1^+) > 200$ GeV | 1710.07171 | |
| | $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ via $\tilde{t}_1^+ \tilde{t}_1^-$ | Multiple | Multiple | Multiple | 36.1 | BR($\tilde{t}_1^+ \rightarrow b\tilde{q}$) = 20% | 1710.05544 | |

*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. Many of the limits are based on simplified models, c.f. refs. for the assumptions made.



Wie kann man das MSSM testen?

Sind die experimentellen Ausschlussgrenzen für SUSY-Teilchen kompatibel mit der Notwendigkeit großer Quantenkorrekturen zur Higgs-Masse?

Vorgehen zur Untersuchung:

- 1 Berechne MSSM-Vorhersage von M_h so präzise wie möglich:

$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2$$

- 2 Einschränkung des Parameterraums des MSSM durch Forderung:

$$M_h \stackrel{!}{=} 125.10 \text{ GeV} \pm \delta M_h^{\text{exp}} \pm \delta M_h^{\text{theo}}$$

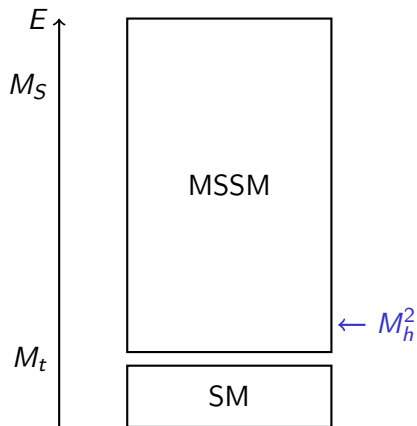
Experimentelle Unsicherheit:

$$\delta M_h^{\text{exp}} = 0.14 \text{ GeV} \quad [\text{PDG-2019}]$$

Contents

- ① Das Standardmodell der Teilchenphysik
 - Teilcheninhalt
 - Higgsmechanismus
 - Erfolge und Probleme
- ② Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells
 - Eigenschaften und Probleme
 - Wie kann man das MSSM testen?
- ③ Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons
 - Endliche Schleifenordnung
 - Effektive Feldtheorie
- ④ Wo ist SUSY?
- ⑤ Zusammenfassung

Berechnung bis zu endlicher Schleifenordnung



Berechnung bis zu endlicher Schleifenordnung

Quantenkorrekturen berechnen:

$$\Delta m_h^2 = \text{---} \circlearrowleft^t \text{---} + \text{---} \circlearrowleft^{\tilde{t}_i} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots$$

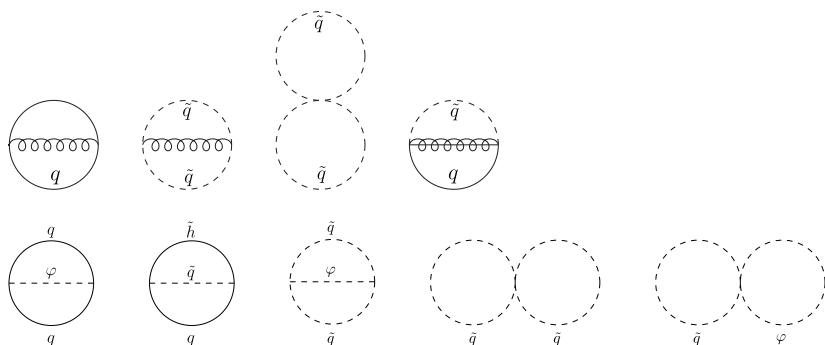
Beobachtung:

- Quantenkorrekturen lassen sich nach der Anzahl der Schleifen sortieren
- Jede Schleife ist proportional zu $\kappa = 1/(4\pi)^2 \approx 1/160$
 \Rightarrow Feynman-Diagramm mit n Schleifen ist proportional zu κ^n
- Je mehr Schleifen man mitnimmt, desto genauer das Ergebnis!

Vorgehen: Reihenentwicklung in Schleifen (Störungsreihe):

$$M_h^2 = m_h^2 + \Delta m_h^2$$
$$\Delta m_h^2 = \kappa^1 \Delta_1 + \kappa^2 \Delta_2 + \kappa^3 \Delta_3 + \dots$$

Weiter geht's! 2-Schleifen-Quantenkorrekturen



[hep-ph/0105096, hep-ph/0112177]

2-Schleifen-Quantenkorrekturen

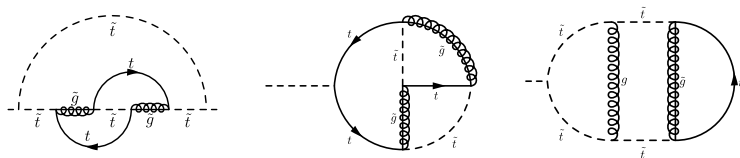
$$\kappa^2 \Delta_2 \approx \kappa^2 y_t^4 g_3^2 \left(c_1 L^2 + c_2 L + c_3 \right) + \dots$$

Beobachtungen:

- logarithmischer Beitrag mit L^2 , $L \equiv \ln(M_S/M_t)$
- verbleibende Unsicherheit: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx \pm 3 \text{ GeV}$

Immernoch nicht gut genug!

Weiter geht's! 3-Schleifen-Quantenkorrekturen



[1005.5709]

$$\kappa^3 \Delta_3 \approx \kappa^3 y_t^4 g_3^4 \left(c_7 L^3 + c_8 L^2 + c_9 L + c_{10} \right)$$

Beobachtungen:

- logarithmischer Beitrag mit L^3 , $L \equiv \ln(M_S/M_t)$
- verbleibende Unsicherheit: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx \pm 2 \text{ GeV}$

Konvergenz der Störungsreihe

Typische Größenordnung der Quantenkorrekturen:

$$\begin{aligned} M_h &= m_h + \kappa^1 \Delta_1 + \kappa^2 \Delta_2 + \kappa^3 \Delta_3 + \dots \\ &\approx [91 + O(20 \dots 30) + O(2 \dots 4) + O(1 \dots 2)] \text{ GeV} \end{aligned}$$

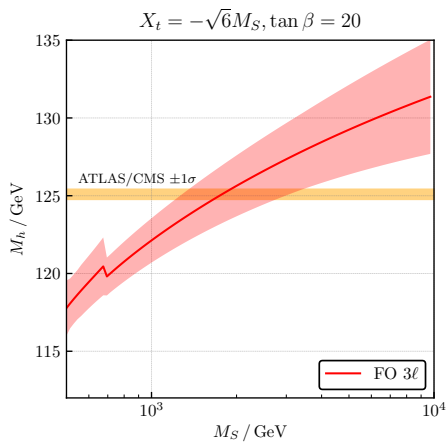
Beobachtung:

- Störungsreihe konvergiert “zu langsam”

Grund:

- große Quantenkorrekturen sind nötig damit $M_h = 125.10 \text{ GeV}$
- Quantenkorrektur mit n Schleifen erzeugt Term L^n
- $\Rightarrow L = \ln(M_S/M_t)$ muss groß gemacht werden!
(möglich indem $M_S \gg M_t$, insbes. $M_S \gtrsim 2 \text{ TeV}$)
- \Rightarrow Störungsreihe konvergiert langsam
- \Rightarrow verbleibende Unsicherheit durch Abschneiden der Störungsreihe: $\delta M_h^{\text{theo}} \approx 2 \text{ GeV}$
zur Erinnerung: $\delta M_h^{\text{exp}} = 0.14 \text{ GeV}$

Unsicherheitsabschätzung



[1804.09410]

Lösung: Effektive Feldtheorie

Fazit: Abschneiden der Störungsreihe auf 3-Schleifenniveau führt zu großen fehlenden Termen:

$$\Delta m_h^2 \supset c_1 \kappa^1 L^1 + c_2 \kappa^2 L^2 + c_3 \kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4)$$

Lösung: Effektive Feldtheorie

Fazit: Abschneiden der Störungsreihe auf 3-Schleifenniveau führt zu großen fehlenden Termen:

$$\Delta m_h^2 \supset c_1 \kappa^1 L^1 + c_2 \kappa^2 L^2 + c_3 \kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4)$$

Lösung: Verwende eine Methode, bei der **alle** Terme von der Form

$$\Delta m_h^2 \supset \sum_{n=0}^{\infty} c_n \kappa^n L^n$$

einbezogen werden:

Effektive Feldtheorie (EFT)

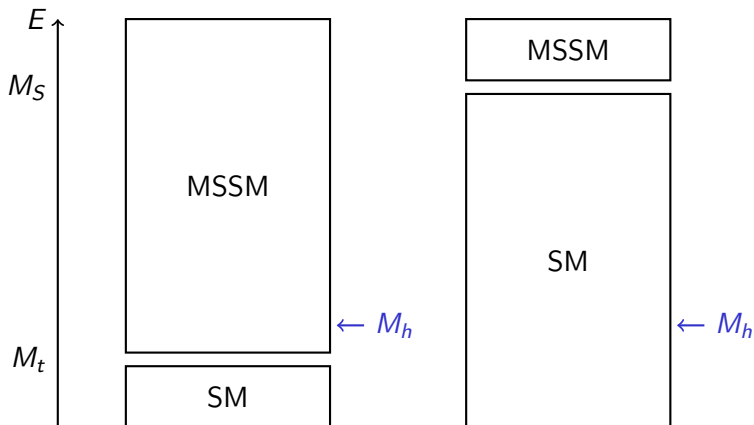
Contents

- ① Das Standardmodell der Teilchenphysik
 - Teilcheninhalt
 - Higgsmechanismus
 - Erfolge und Probleme
- ② Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells
 - Eigenschaften und Probleme
 - Wie kann man das MSSM testen?
- ③ Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons
 - Endliche Schleifenordnung
 - Effektive Feldtheorie
- ④ Wo ist SUSY?
- ⑤ Zusammenfassung

Feste Schleifenordnung vs. Effektive Feldtheorie

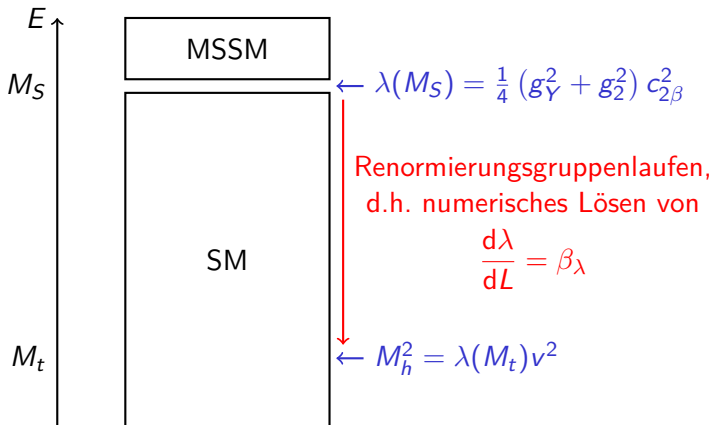
feste Schleifenordnung

Effektive Feldtheorie



Berechnung in einer Effektiven Feldtheorie

- Idee:** SUSY-Teilchen entkoppeln an Energieskala M_S
⇒ SM ist “Effektive Theorie” (ohne SUSY-Teilchen)
⇒ effektiver SM-Parameter $\lambda(M_S)$ wird vorhergesagt



EFT enthält unendliche Reihe von $(\kappa L)^n$ -Termen

System gekoppelter DGLs:

$$\frac{d\lambda}{dL} = \beta_\lambda \approx -12\kappa y_t^4, \quad \frac{dy_t}{dL} \approx -8\kappa y_t g_3^2, \quad \frac{dg_3}{dL} \approx -7\kappa g_3^3$$

Lösung:

$$\lambda(M_t) = \frac{1}{4} (g_Y^2 + g_2^2) c_{2\beta}^2 - \frac{2y_t^4}{3g_3^2} \left[(1 + 14g_3^2 \kappa L)^{-9/7} - 1 \right]$$

Einsetzen in $M_h^2 = \lambda(M_t) v^2$ ergibt:

$$\begin{aligned} M_h^2 &= m_Z^2 c_{2\beta}^2 - \frac{2y_t^4 v^2}{3g_3^2} \left[(1 + 14g_3^2 \kappa L)^{-9/7} - 1 \right] \\ &= m_Z^2 c_{2\beta}^2 + 12y_t^4 v^2 \left[\kappa L - 16g_3^2 \kappa^2 L^2 + \frac{736}{3} g_3^4 \kappa^3 L^3 + O(\kappa^4 L^4) \right] \end{aligned}$$

$\Rightarrow M_h$ enthält **unendliche Reihe** von $(\kappa L)^n$ -Termen

Eigenschaften der EFT-Rechnung

Typische Größenordnung der Quantenkorrekturen in einer EFT-Rechnung:

$$M_h = m_h + \Delta m_h^{1\ell} + \Delta m_h^{2\ell} + \Delta m_h^{3\ell} + \dots \\ \approx [O(124) + O(0.5 \dots 1) + O(0.1 \dots 0.2) + O(0.02 \dots 0.04)] \text{ GeV}$$

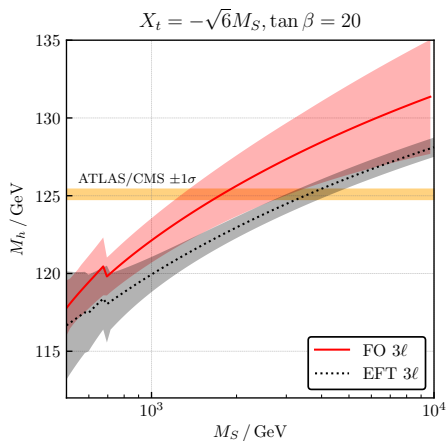
Vorteile:

- Störungsreihe wird nicht bei n Schleifen $O(L^n)$ abgeschnitten
- große Logarithmen L^n werden komplett aufsummiert
- \Rightarrow Störungsreihe konvergiert schnell

Nachteil:

- unpräzise wenn $M_S \lesssim 0.5 \text{ TeV}$ (ist irrelevant)

Unsicherheitsabschätzung

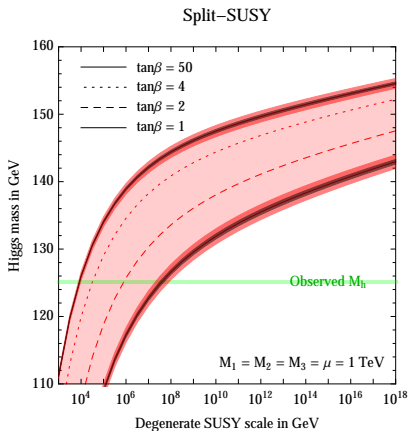
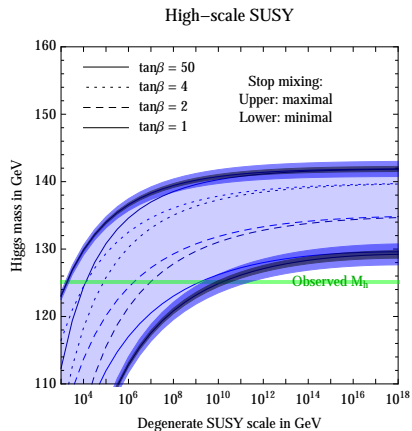


[1804.09410]

Contents

- ① Das Standardmodell der Teilchenphysik
 - Teilcheninhalt
 - Higgsmechanismus
 - Erfolge und Probleme
- ② Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells
 - Eigenschaften und Probleme
 - Wie kann man das MSSM testen?
- ③ Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons
 - Endliche Schleifenordnung
 - Effektive Feldtheorie
- ④ Wo ist SUSY?
- ⑤ Zusammenfassung

Wo ist SUSY?



[1407.4081]

Zusammenfassung

Supersymmetrie ist eine interessante Erweiterung des Standardmodells. Bietet Erklärungen für Dunkle Materie, g_{μ} , uvm.

Präzise Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons erlaubt Einschränkung des Parameterraums des MSSM.

Stopmassen $M_S \gtrsim 2 \text{ TeV}$ im MSSM nötig für korrekte Vorhersage von $M_h = 125.10 \text{ GeV}$ → Kompatibel mit LHC-Ergebnissen.

Effektive Feldtheorie ist nötig um präzise Vorhersagen zu erhalten, da unendliche Reihe großer Logarithmen aufsummiert

Riesiger Zoo an SUSY-Modellen
⇒ Automatisierung nötig!



Backup

Lagrangedichte des Standardmodells

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & + i\bar{\psi}_i\gamma^\mu D_\mu\psi_i \\ & + y_{ij}\phi\bar{\psi}_i\psi_j + \text{h.c.} \\ & + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi)\end{aligned}$$

zzgl. Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$0 = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\sigma} - \partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\sigma)}$$

Higgs masses in the SM

Higgs potential

$$V_{\text{Higgs}} = -\mu^2 |\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2} |\Phi|^4 = -\frac{\mu^2}{2} (v+h)^2 + \frac{\lambda}{8} (v+h)^4 + \dots$$

where

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+h) \end{pmatrix}$$

After eliminating μ^2 :

$$V_{\text{Higgs}} = \lambda v^2 \frac{h^2}{2} + \dots \quad \Rightarrow \quad m_h^2 = \lambda v^2 \quad (\text{tree-level})$$

Until 2012: $M_h = ? \Leftrightarrow \lambda = ?$

Since 2012: $M_h \approx 125 \text{ GeV} \Rightarrow \lambda \approx 0.26$

Higgs masses in the (real) MSSM

Higgs potential:

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{8}(g_Y^2 + g_2^2)(|h_1|^2 - |h_2|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2}|h_1^\dagger h_2|^2 + \dots$$

where

$$h_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + h_1^0) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad h_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + h_2^0) \end{pmatrix}$$

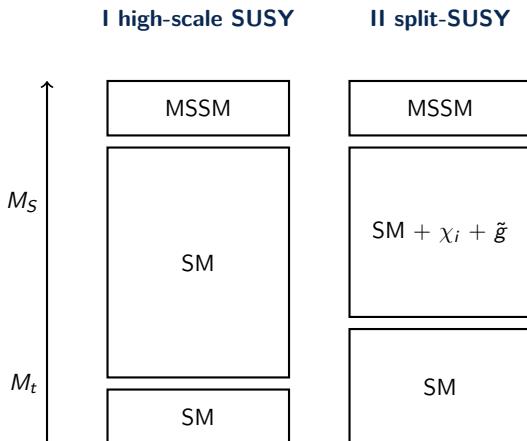
After EWSB (if $m_A \gg m_Z$):

$$V_{\text{Higgs}} \approx \frac{1}{4}(g_Y^2 + g_2^2)v^2 c_{2\beta}^2 \frac{h^2}{2} + \dots = m_Z^2 c_{2\beta}^2 \frac{h^2}{2} + \dots$$

\Rightarrow **prediction:**

$$m_h^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta \leq m_Z^2 \approx (91.2 \text{ GeV})^2 \quad (\text{tree-level})$$

Scenarios with 1 light Higgs doublet



Scenarios with 2 light/intermediate Higgs doublets

