

# Supersymmetrie

Jan Uphoff

Goethe-Universität Frankfurt am Main

19. August 2008

# Gliederung

- 1 Motivation
  - Physik jenseits des Standardmodell
  - Grand unification theory (GUT)
  - Das Hierarchieproblem
- 2 Supersymmetrie
- 3 Eigenschaften
- 4 Langrangedichte der supersymmetrischen QED

# Physik jenseits des Standardmodell

Das Standardmodell (SM) ist sehr erfolgreich:

Vorhersagen weichen zum Teil weniger als 1 % ab, aber...

## Probleme

- zu viele (mind. 18) freie Parameter (Massen, Kopplungen, etc.)
- Gravitation nicht inbegriffen
- Materie-Antimaterie-Asymmetrie
- GUT: Kopplungen treffen sich nicht
-

# Kopplungen in GUT

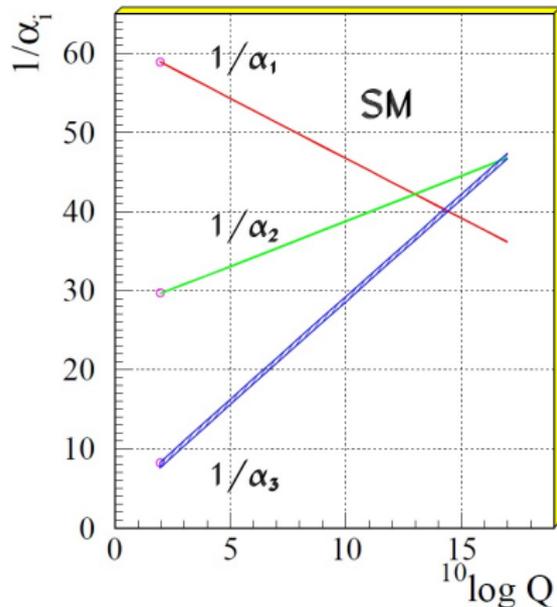


Abb.: Eichkopplungen (aus hep-ph/0012288v2)

$$\alpha_3 = \frac{g_s^2}{4\pi}$$

$$\alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W}$$

$$\alpha_1 = \frac{5 g'^2}{3 \cdot 4\pi} = \frac{5}{3} \frac{\alpha}{\cos^2 \theta_W}$$

- $g_s$ :  $SU(3)_C$  Eichkopplung der QCD
- $g$ :  $SU(2)_L$  Eichkopplung der Elektroschwachen WW
- $g'$ :  $U(1)_Y$  Eichkopplung der Elektroschwachen WW

# Physik jenseits des Standardmodell

Das Standardmodell (SM) ist sehr erfolgreich:

Vorhersagen weichen zum Teil weniger als 1 % ab, aber...

## Probleme

- zu viele (mind. 18) freie Parameter (Massen, Kopplungen, etc.)
- Gravitation nicht inbegriffen
- Materie-Antimaterie-Asymmetrie
- GUT: Kopplungen treffen sich nicht
- Hierarchieproblem

# Das Hierarchieproblem

- SM: Gute Vorhersagen im Energiebereich

$$\mathcal{O}(M_W) \sim 100 \text{ GeV}$$

- Was passiert bei

$$\mathcal{O}(M_P) \sim 10^{19} \text{ GeV} \text{ oder } \mathcal{O}(M_{GUT}) \sim 10^{16} \text{ GeV} ?$$

- Neue Physik  $\rightarrow$  neue Teilchen

# Strahlungskorrekturen der Higgs-Boson-Masse

Strahlungskorrekturen der Higgs-Boson-Masse aufgrund von Schleifen

$$\delta m^2 \sim \int^\Lambda d^4k \dots \sim \lambda^2 \Lambda^2$$

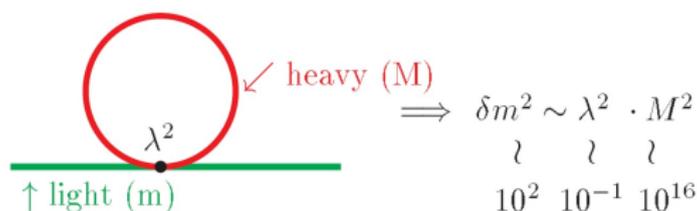


Abb.: aus hep-ph/0012288v2

$\Rightarrow$  fine-tuning der Kopplungskonstanten über 13 Größenordnungen!

# Strahlungskorrekturen der Higgs-Boson-Masse

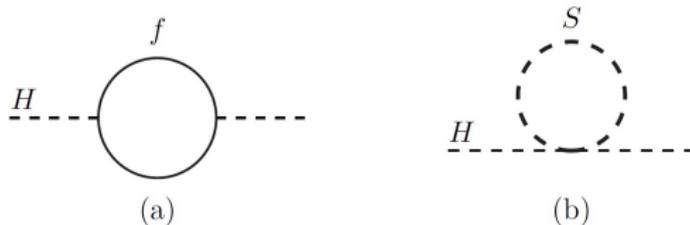


Abb.: Korrektur zur Higgsmasse durch (a) ein Fermion  $f$  und (b) einem Skalar  $S$  (aus hep-ph/9709356v4).

$$\begin{aligned} \text{Fermion:} \quad \Delta m_H &\sim -|\lambda_f|^2 \Lambda^2 \\ \text{Boson (Skalar):} \quad \Delta m_H &\sim +\lambda_s \Lambda^2 - 2\lambda_s m_s^2 \ln \frac{\Lambda}{m_s} \end{aligned}$$

Unterschiedliche Vorzeichen!

# Strahlungskorrekturen der Higgs-Boson-Masse

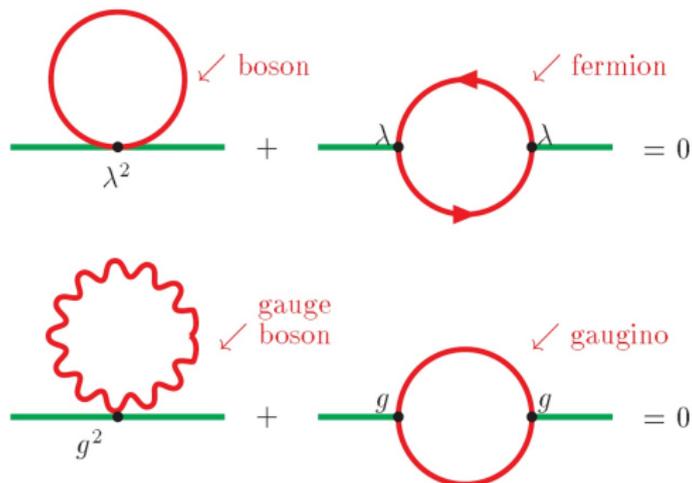


Abb.: Korrekturen heben sich auf (aus hep-ph/0012288v2).

# Strahlungskorrekturen der Higgs-Boson-Masse

- Heben sich exakt auf, wenn

$$|\lambda_f|^2 = \lambda_s$$

- Bosonen und Fermionen gleicher Masse

$$\sum_{\text{Bosonen}} m^2 = \sum_{\text{Fermionen}} m^2$$

und sonst gleicher Eigenschaften.

- $\Rightarrow$  Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen.

# Gliederung

- 1 Motivation
- 2 **Supersymmetrie**
  - Einführung der Supersymmetrie
  - Supersymmetrische Teilchen
  - Supersymmetrie-Algebra
- 3 Eigenschaften
- 4 Langrangedichte der supersymmetrischen QED

# Neue Symmetrie

Einführung einer neuen Symmetrie: **Supersymmetrie (SUSY)**

$$Q|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle$$

$$Q|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle$$

$Q$ : Generator der Supersymmetrie

Aus Symmetrie hervorgegangener und vorheriger Zustand bilden  
Multipllett: **Supermultipllett**

# Superpartner

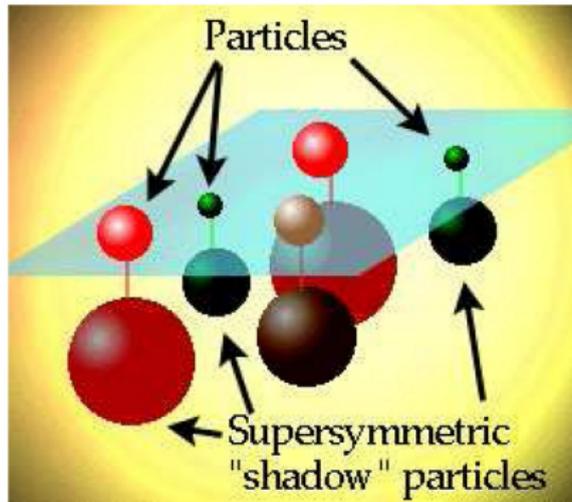


Abb.: Jedem Teilchen aus dem SM wird ein Superpartner zugeordnet.

# Liste der supersymmetrischen Teilchen

Teilchen	SUSY Partner
<b>Materieteilchen</b> Quarks $u, c, t, d, s, b$ Leptonen $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e, \mu, \tau$	<b>Sfermionen</b> Squarks $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$ Sleptonen $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau, \tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$
<b>Kräfteteilchen</b> Photon $\gamma$ W, Z Boson $W, Z$ Gluon $g$ Graviton $G$	<b>Gauginos</b> Photino $\tilde{\gamma}$ W-ino, Z-ino $\tilde{W}, \tilde{Z}$ Gluino $\tilde{g}$ Gravitino $\tilde{G}$
<b>Higgsteilchen</b> $h, H, A, H^*$	<b>Higgsinos</b> $\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}, \tilde{H}^*$

*Minimales supersymmetrisches Standardmodell (MSSM):*  
 kleinstmögliche Erweiterung des SM

# Chirale Supermultipletts des MSSM

Namen		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C$ , $SU(2)_L$ , $U(1)_Y$
Squarks, Quarks ( $\times 3$ Familien)	$Q$	$(\tilde{u}_L \quad \tilde{d}_L)$	$(u_L \quad d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Sleptonen, Leptonen ( $\times 3$ Familien)	$L$	$(\tilde{\nu} \quad \tilde{e}_L)$	$(\nu \quad e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, Higgsinos	$H_u$	$(H_u^+ \quad H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \quad \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	$H_d$	$(H_d^0 \quad H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \quad \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

# Eichsupermultipletts des MSSM

Namen	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L,$ $U(1)_Y$
Glينو, Gluon	$\tilde{g}$	$g$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
Winos, W-Bosonen	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
Bino, B-Boson	$\tilde{B}^0$	$B^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

# Spinore

- Dirac-Spinor:  $\Psi_D = \begin{pmatrix} \psi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi_D = 0$
- Chiralität-Projektoren:  $P_L \Psi_D = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix} \quad P_R \Psi_D = \begin{pmatrix} \psi \\ 0 \end{pmatrix}$
- Weyl-Spinore:  $\psi, \chi$
- Majorana-Spinor: 4-Spinor aus einem Weyl-Spinor

$$\Psi_M = \begin{pmatrix} \psi \\ -i\sigma_2 \psi^* \end{pmatrix}$$

Ladungskonjugation:

$$\Psi_{M,c} \equiv C_0 \Psi_M^* \equiv -i\gamma^2 \Psi_M^* \equiv \begin{pmatrix} 0 & i\sigma_2 \\ -i\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \Psi_M^* = \Psi_M$$

$\Rightarrow$  Teilchen = Antiteilchen

# Supersymmetrie-Algebra

## SUSY-Algebra

$$\{Q_a, Q_b^\dagger\} = (\sigma^\mu)_{ab} P^\mu$$

$$\{Q_a, Q_b\} = \{Q_a^\dagger, Q_b^\dagger\} = 0$$

$$[P^\mu, Q_a] = [P^\mu, Q_a^\dagger] = 0$$

# Gliederung

- 1 Motivation
- 2 Supersymmetrie
- 3 Eigenschaften**
  - Massen der Sparticles
  - GUT im MSSM
  - Beispiele für Massen
  - R-Parität
- 4 Langrangedichte der supersymmetrischen QED

# Massenentartung

Aus SUSY-Algebra:  $[P^\mu, Q] = 0$ . Also kommutiert  $Q$  auch mit dem Massenoperator  $M^2 = P^2$

$\Rightarrow$  Massen der Teilchen in einem Supermultiplett sind gleich.

**Problem:** Sparticles müssten entdeckt worden sein!

**Lösung:** Supersymmetrie ist entweder *spontan* oder *explizit gebrochen*.

# Massenentartung

Hierarchieproblem: Massen in Supermultipletts gleich

$$\sum_{\text{Bosonen}} m^2 = \sum_{\text{Fermionen}} m^2$$

SUSY-Brechung: Massen nicht mehr gleich.  
Damit Hierarchieproblem immer noch gelöst

$$\sum_{\text{Bosonen}} m^2 - \sum_{\text{Fermionen}} m^2 = M_{\text{SUSY}}^2$$

# Massenentartung

Korrektur der Higgsmasse nicht größer als Higgsmasse selbst

$$\underbrace{M_H}_{\sim 10^2 \text{ GeV}} \sim \delta M_H \sim \underbrace{\lambda}_{\sim 10^{-1}} M_{SUSY}$$
$$\Rightarrow M_{SUSY} \sim 10^3 \text{ GeV} = 1 \text{ TeV}$$

Sparticles haben Massen der Ordnung 1 TeV

⇒ Im Bereich, was am LHC detektiert werden kann.

# Kopplungen im SM und MSSM

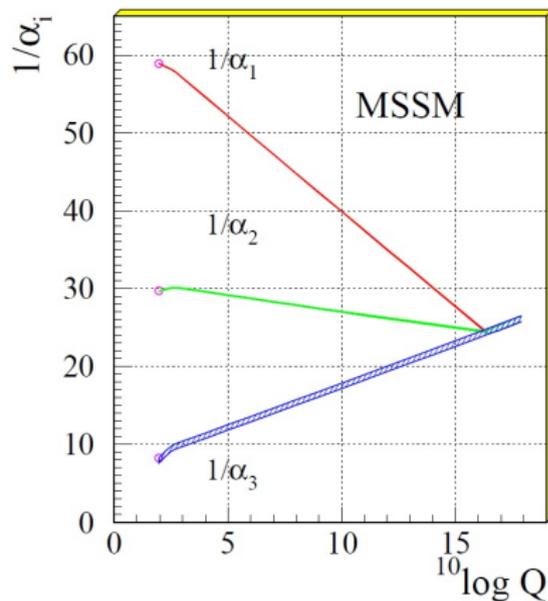
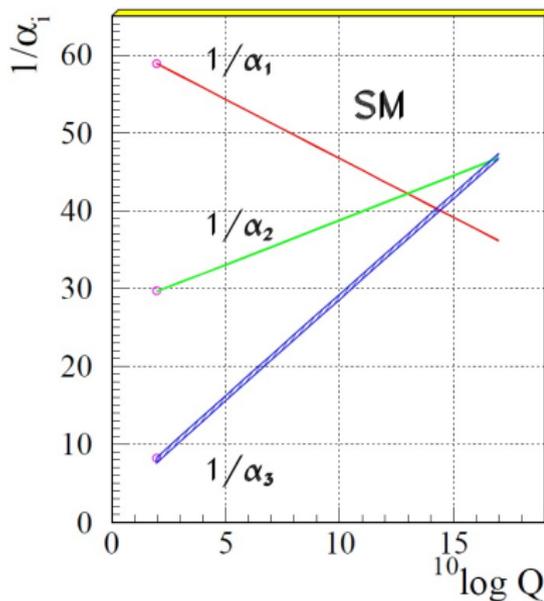


Abb.: Kopplungen im SM und MSSM (aus hep-ph/0012288v2)

# Mischung der Zustände

Namen	Spin	$P_R$	Eicheigenzustände	Masseneigenzust.
Higgs-Bosonen	0	+1	$H_u^0 \ H_d^0 \ H_u^+ \ H_d^-$	$h^0 \ H^0 \ A^0 \ H^\pm$
Squarks	0	-1	$\tilde{u}_L \ \tilde{u}_R \ \tilde{d}_L \ \tilde{d}_R$	(gleich)
			$\tilde{s}_L \ \tilde{s}_R \ \tilde{c}_L \ \tilde{c}_R$	(gleich)
			$\tilde{t}_L \ \tilde{t}_R \ \tilde{b}_L \ \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1 \ \tilde{t}_2 \ \tilde{b}_1 \ \tilde{b}_2$
Sleptonen	0	-1	$\tilde{e}_L \ \tilde{e}_R \ \tilde{\nu}_e$	(gleich)
			$\tilde{\mu}_L \ \tilde{\mu}_R \ \tilde{\nu}_\mu$	(gleich)
			$\tilde{\tau}_L \ \tilde{\tau}_R \ \tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1 \ \tilde{\tau}_2 \ \tilde{\nu}_\tau$
Neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}^0 \ \tilde{W}^0 \ \tilde{H}_u^0 \ \tilde{H}_d^0$	$\tilde{N}_1 \ \tilde{N}_2 \ \tilde{N}_3 \ \tilde{N}_4$
Charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm \ \tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_d^-$	$\tilde{C}_1^\pm \ \tilde{C}_2^\pm$
Gluino	1/2	-1	$\tilde{g}$	(gleich)

## Beispiele für Massen

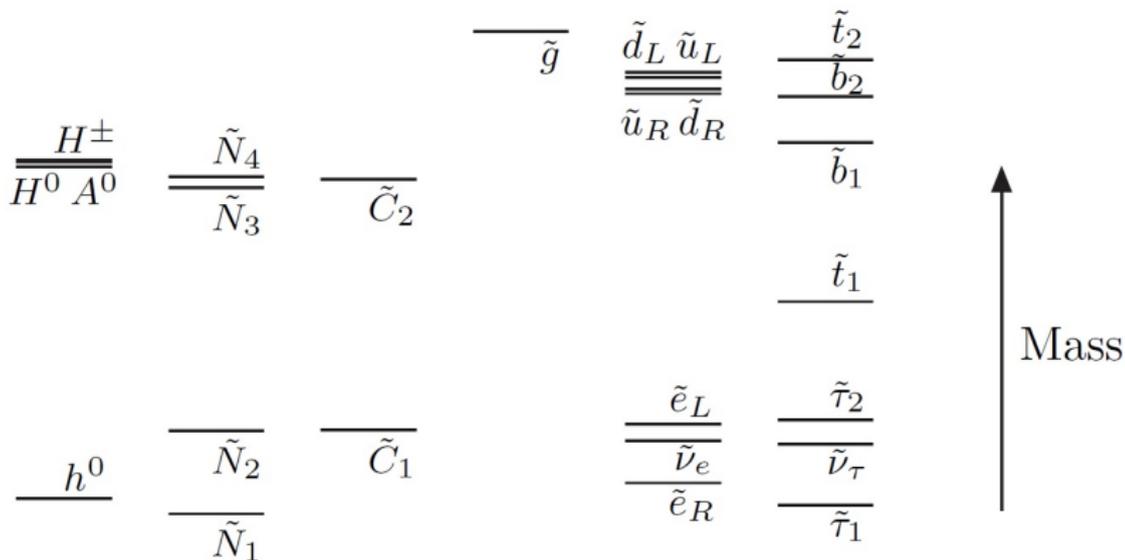


Abb.: Schematisches Massenspektrum für „minimal supergravity model“ (aus hep-ph/9709356v4).

# Beispiele für Massen

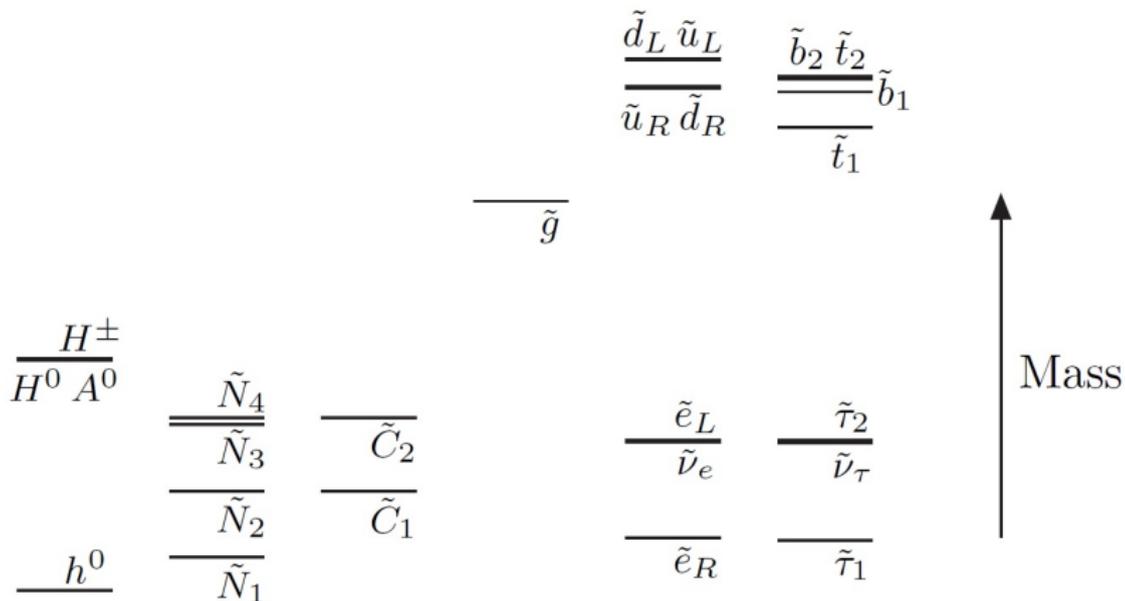


Abb.: Schematisches Massenspektrum für "minimal GMSB"-Modell (aus hep-ph/9709356v4).

# R-Parität

SUSY erhält Leptonen- ( $L$ ) oder Barionenzahl ( $B$ ) nicht.

## Neue Quantenzahl: R-Parität

$$P_R = (-1)^{3B-L+2S}$$

- Alle Teilchen aus SM haben  $P_R = +1$
- Alle Sparticles haben  $P_R = -1$

# R-Parität

R-Parität-Erhaltung:

- Sparticles werden nur paarweise erzeugt.
- Leichtestes Sparticles (*LSP*: lightest supersymmetric particle)  
– z.B. Neutralino  $\tilde{N}_1$  – ist stabil.

Wenn neutral, wechselwirkt es nur schwach

- Kandidat für dunkle Materie
- LSP trägt ohne Wechselwirkung hohe Energie aus Detektor

# Gliederung

- 1 Motivation
- 2 Supersymmetrie
- 3 Eigenschaften
- 4 Langrangedichte der supersymmetrischen QED
  - Wess-Zumino-Modell
  - Wess-Zumino-Modell mit Wechselwirkungen
  - Photon & Photino
  - SUSY-QED

## Verschiedene Spinore

	skalares Teilchen	Superpartner
Spin	0	1/2
Freiheitsgrade (on-shell)	2	2 (Weyl-Spinor)

- Dirac-Spinor:  $\Psi_D = \begin{pmatrix} \psi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi_D = 0$

- Weyl-Spinore:  $\psi, \chi$

- Dirac-Gleichungen:

$$\sigma^\mu P_\mu \psi = m\chi$$

$$\bar{\sigma}^\mu P_\mu \chi = m\psi$$

- Lagrangian:  $\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \bar{\Psi}_D (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi_D$   
 $= \psi^\dagger i\sigma^\mu \partial_\mu \psi + \chi^\dagger i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi - m (\psi^\dagger \chi + \chi^\dagger \psi)$

# Wess-Zumino-Modell

- Lagrangedichte:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi + \chi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi$$

- Dimensionen:

$$[\mathcal{L}] = M^4, \quad [\partial_\mu] = M \quad \Rightarrow \quad [\Phi] = M, \quad [\chi] = M^{3/2}$$

- SUSY-Transformationen:

$$\delta_\xi \Phi \sim \xi \chi$$

$$\delta_\xi \chi \sim \xi \Phi$$

# SUSY-Transformationen

- $\delta_\xi \Phi = \xi^T (-i\sigma_2) \chi$
- $\delta_\xi \chi = -i\sigma^\mu (i\sigma_2 \xi^*) (\partial_\mu \Phi)$

einsetzen liefert:

$\mathcal{L}$  ist invariant unter SUSY-Transformationen

# Hilfsfeld F

Freiheitsgrade	$\phi$	$\chi$	$F$
on-shell ( $n_B = n_F = 2$ )	2	2	0
off-shell ( $n_B = n_F = 4$ )	2	4	2

- Hilfsfeld F mit  $\mathcal{L}_F = F^\dagger F$
- Langrangian:

$$\mathcal{L}_{\text{WZ,free}} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi + \chi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi + F^\dagger F$$

- Transformationen:

$$\delta_\xi F = -i \xi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi$$

$$\delta_\xi \chi = -i \sigma^\mu (i \sigma_2 \xi^*) (\partial_\mu \Phi) + \xi F$$

$$\delta_\xi \Phi = \xi^T (-i \sigma_2) \chi$$

$\mathcal{L}$  ist wieder invariant unter SUSY-Transformationen

## Wess-Zumino-Modell mit Wechselwirkungen

- Lagrangian:  $\mathcal{L}_{\text{WZ}} = \mathcal{L}_{\text{WZ,free}} + \mathcal{L}_{\text{WZ,int}}$  mit

$$\mathcal{L}_{\text{WZ,free}} = \partial_\mu \Phi_i^\dagger \partial^\mu \Phi_i + \chi_i^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi_i + F_i^\dagger F_i$$

- Allgemeinste Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{\text{WZ,int}} = W_i(\Phi, \Phi^\dagger) F_i - \frac{1}{2} W_{ij}(\Phi, \Phi^\dagger) \chi_i \cdot \chi_j + \text{h.c.}$$

mit 
$$W_i = M_{ij} \Phi_j + \frac{1}{2} y_{ijk} \Phi_j \Phi_k$$

$$W_{ij} = M_{ij} + y_{ijk} \Phi_k$$

- Aus Bewegungsgleichung:  $F_i = -W_i^\dagger$
- $\mathcal{L}_{\text{WZ}} = \partial_\mu \Phi_i^\dagger \partial^\mu \Phi_i + \chi_i^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi_i - |W_i|^2 - \frac{1}{2} (W_{ij} \chi_i \cdot \chi_j + \text{h.c.})$

## Wess-Zumino-Modell mit Wechselwirkungen

Nur ein skalares und ein fermionisches Feld:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{WZ}} &= \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi + \chi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi - |W_\Phi|^2 - \frac{1}{2} (W_{\Phi\Phi} \chi \cdot \chi + \text{h.c.}) \\
 &= \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi + \chi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \chi \\
 &\quad - |M|^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{1}{2} (M \chi \cdot \chi + \text{h.c.}) \\
 &\quad - \frac{1}{2} y^* M \Phi (\Phi^\dagger)^2 - \frac{1}{2} y M^* \Phi^2 \Phi^\dagger \\
 &\quad - \underbrace{\frac{1}{4} |y|^2 \Phi^2 (\Phi^\dagger)^2}_{\equiv \lambda_s} \\
 &\quad - \underbrace{\frac{1}{2} (y \Phi \chi \cdot \chi + \text{h.c.})}_{\equiv \lambda_f} \qquad \Rightarrow \lambda_s = |\lambda_f|^2
 \end{aligned}$$

# Photon & Photino

	Photon	Superpartner
Spin	1	1/2
Freiheitsgrade (on-shell)	2	2 (Weyl Spinor)

- Lagrangian:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\lambda^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\lambda$$

mit  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

- Transformationen

$$\delta_\xi A^\mu = \xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\lambda + \lambda^\dagger\bar{\sigma}^\mu\xi$$

$$\delta_\xi\lambda = \frac{i}{2}\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\xi F_{\mu\nu}$$

# Hilfsfeld D

Freiheitsgrade	$A_\mu$	$\lambda$	$D$
on-shell ( $n_B = n_F = 2$ )	2	2	0
off-shell ( $n_B = n_F = 4$ )	3	4	1

- Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\text{Eich}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\lambda^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\lambda + \frac{1}{2}D^2$$

- Transformationen

$$\delta_\xi D = -i\left(\xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\lambda - (\partial_\mu\lambda)^\dagger\bar{\sigma}^\mu\xi\right)$$

$$\delta_\xi\lambda = \frac{i}{2}\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\xi F_{\mu\nu} + \xi D$$

$$\delta_\xi A^\mu = \xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\lambda + \lambda^\dagger\bar{\sigma}^\mu\xi$$

# Kopplung der Eichfelder

- Kopplung der Eichfelder:

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu \equiv \partial^\mu + iqA^\mu$$

- Lagrangian:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{gekoppelt}} &= \mathcal{L}_{\text{WZ}} + \mathcal{L}_{\text{Eich}} \\ &= (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi + \chi^\dagger i \bar{\sigma}^\mu D_\mu \chi \\ &\quad - |W_\Phi|^2 - \frac{1}{2} (W_{\Phi\Phi} \chi \cdot \chi + \text{h.c.}) \\ &\quad - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \lambda + \frac{1}{2} D^2\end{aligned}$$

# Fehlende Wechselwirkungen

- Fehlende Wechselwirkungen:

$$\mathcal{L}_{\text{ges}} = \mathcal{L}_{\text{gekoppelt}} + \mathcal{L}_{\text{int,WZ}\leftrightarrow\text{Eich}}$$
$$\mathcal{L}_{\text{int,WZ}\leftrightarrow\text{Eich}} = -\sqrt{2}q \left[ (\Phi^\dagger \chi) \cdot \lambda + \text{h.c.} \right] - q\Phi^\dagger \Phi D$$

- Transformationen ändern sich entsprechend
- Bewegungsgleichung:  $D = q\Phi^\dagger \Phi$

# SUSY-QED

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \chi^\dagger i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \chi$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SUSY-QED}} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \lambda \\ & + \chi^\dagger i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \chi + (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \\ & - |W_\Phi|^2 - \frac{1}{2}(W_{\Phi\Phi} \chi \cdot \chi + \text{h.c.}) \\ & - \sqrt{2}q \left[ (\Phi^\dagger \chi) \cdot \lambda + \text{h.c.} \right] - \frac{1}{2}q (\Phi^\dagger \Phi)^2 \end{aligned}$$

# Zusammenfassung

- bisher keine experimentellen Hinweise für SUSY
- LHC wird Sparticles wahrscheinlich finden, wenn sie existieren
- löst Hierarchieproblem, GUT
- liefert Kandidat für dunkle Materie
- ist in den meisten Stringmodellen enthalten

Vielen Dank für die Aufmerksamkeit.

## Literatur

- Aitchison - Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction (hep-ph/0505105v1)
- Martin - A Supersymmetry Primer (hep-ph/9709356v4)
- Drees - Theory and Phenomenology of Sparticles
- Kazakov - Beyond the Standard Model (hep-ph/0012288v2)
- Plehn - Supersymmetry (Skript)
- Müller - Einführung Supersymmetrie (Skript)