

Produktion elektroschwacher supersymmetrischer Teilchen @LHC

Supersymmetrische Teilchen (MSSM)

Das Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) ist die einfachste direkte Supersymmetrisierung des SM. Es ist minimal in dem Sinne, dass es die wenigsten neuen Teilchen verwendet, um eine supersymmetrische Feldtheorie zu erhalten. Die supersymmetrischen Teilchen unterscheiden sich lediglich im Spin um $\frac{1}{2}$ und werden durch eine Tilde gekennzeichnet. Da solche Teilchen noch nicht entdeckt wurden, kann man davon ausgehen, dass die Supersymmetrie soft gebrochen wird, was den Superpartnern viel höhere Massen verleiht.

Multiplet	Spin $S = 0$	Spin $S = \frac{1}{2}$	Spin $S = 1$
Chiral	Squarks \tilde{q} ----->-----	Quarks q ----->-----	-
	Sleptons \tilde{l} ----->-----	Leptons l ----->-----	-
	Higgs H ----->-----	Higgsinos \tilde{H} ----->-----	-
Gauge	-	Gluino \tilde{g} ~~~~~>~~~~~	Gluon g ~~~~~>~~~~~
	-	Wino \tilde{W} ~~~~~>~~~~~	W boson W ~~~~~>~~~~~
	-	Bino \tilde{B}^0 ~~~~~>~~~~~	B Boson B^0 ~~~~~>~~~~~

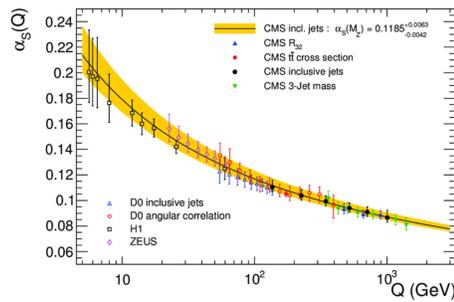
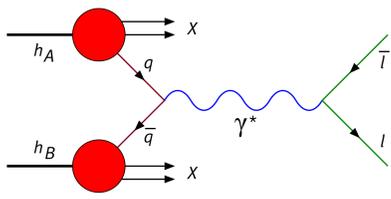
Teilchenmischungen

Wenn sich Wechselwirkungs- und Masseneigenzustände unterscheiden, kann zwischen diesen transformiert werden. Prominente Beispiele aus dem SM sind die Neutrinooszillation und die CKM-Matrix. In ähnlicher Weise ergeben sich das Photon und das Z-Boson aus einer Rotation von W^0 - und B^0 -Bosonen. Auch im MSSM mischen sich Teilchen, beispielhaft mischen sich die Squarks $\tilde{q}_{L,R}$ gemäß:

$$-\mathcal{L}_{m_q} = \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} \dots & m_q(\dots) \\ m_q(\dots) & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}$$

Feynman-Diagramme und Faktorisierung

Die Teilchenzeugung ist ein quantenmechanischer Vorgang, der sich jedoch leicht schematisch darstellen lässt. In einem Feynman-Diagramm fließt die Zeit von links nach rechts und es wird nur eine Raumachse angezeigt. In einem Hadron h wird die Anzahldichte eines Partons i mit einem Impulsbruchteil x_i geschrieben als $f_{i/h}(x_i)$. Der hadronische Wirkungsquerschnitt σ^h ist eine Faltung und Summe partonischer Wirkungsquerschnitte σ_{ab}

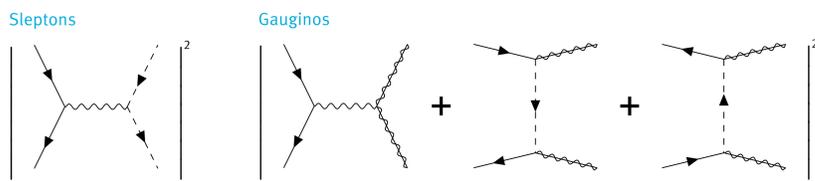


$$\sigma^h(P_A, P_B) = \sum_{a,b} \int_0^1 \int_0^1 dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \sigma_{ab}^{LO}(x_a P_A, x_b P_B)$$

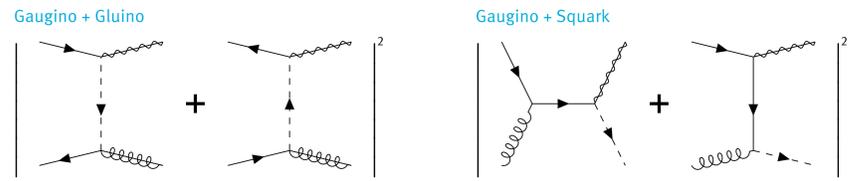
$$\sigma_{ab}^{LO} = \frac{1}{2s} \int dPS_2(\mathcal{M})^2$$

Feynman-Regeln können basierend auf der Lagrangedichte-Funktion des MSSM abgeleitet werden. Durch deren Kombination lassen sich Vorgänge darstellen und dann in Formeln umwandeln. Womit man schließlich einen Querschnittseffekt berechnen kann. An jedem Vertex gelten typische Erhaltungen wie Energie, Impuls und Ladung.

Leading Order (LO) - elektroschwach

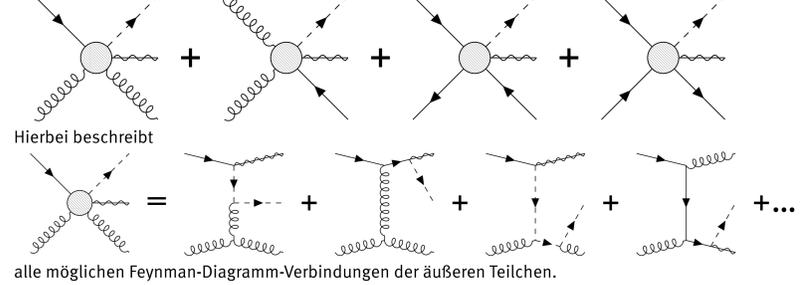


Leading Order (LO) - gemischt stark-schwach



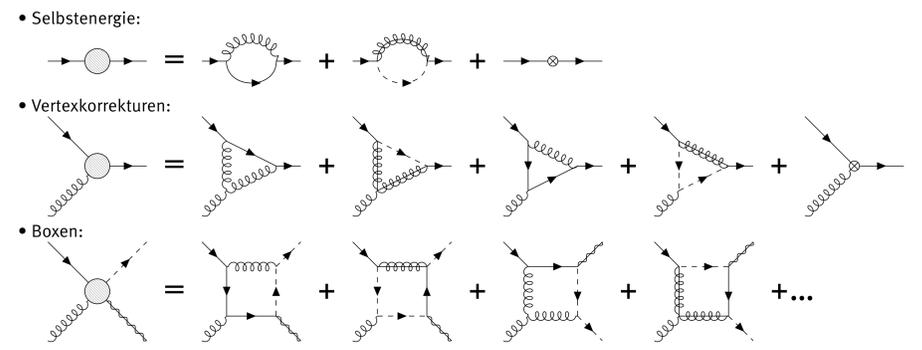
Reale Korrekturen

Wir betreiben perturbative Quantenchromodynamik, d.h. wir berechnen den Prozess bis zu einer festen Ordnung. Bei virtuellen und realen Korrekturen wird eine höhere Ordnung in α_s berücksichtigt und mit diesen werden genauere Ergebnisse erzielt. Da ein Detektor nur eine begrenzte Auflösung von Jets zulässt, sind reale Korrekturen erforderlich. Sie bestehen aus der zusätzlichen Emission eines masselosen farbgeladenen Teilchens:



Virtuelle Korrekturen

Alles was nicht verboten ist, ist erlaubt. Es ist auch möglich, Feynman-Diagramme zu konstruieren, in denen sogenannte Schleifen auftreten. Da der Impuls nicht innerhalb einer Schleife definiert werden kann, wird über alle Möglichkeiten integriert $\int_{-\infty}^{\infty} d^4p$. Häufig werden die Schleifendiagramme in den ursprünglichen Leading Order Prozess eingebettet. Wir unterscheiden topologisch die folgenden Beispieldiagramme:



Resummation (NLL)

Massive Teilchen werden meist nahe der physikalischen Grenze ($M^2/s = z \rightarrow 1$) produziert. Dort wird die perturbative Expansion in α_s durch potenziell große Sudakov-Logarithmen ($m \leq 2n - 1$) in folgender Form zerstört.

$$\left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^n \frac{\log^m(1-z)}{1-z} \quad \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^n \log^m\left(\frac{M^2}{p_T^2}\right)$$

Um große Unsicherheiten zu vermeiden, werden die dominanten Logarithmen aller niederenergetischen Gluonen aller Ordnungen in α_s resumiert.

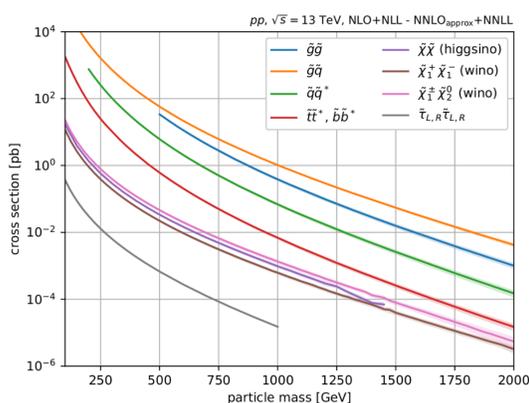
$$q/g/\tilde{q}/\tilde{g} \xrightarrow{1} \xrightarrow{z_1} \xrightarrow{z_1 z_2} \xrightarrow{z_1 z_2 z_3} \dots \xrightarrow{z_1 z_2 \dots z_n} \mathcal{M}_H$$

$$1 - z_1 \quad 1 - z_2 \quad 1 - z_3 \quad \dots \quad 1 - z_n$$

Ein weiterer Vorteil der Resummation besteht darin, dass die Unsicherheit der Theorie aufgrund der geringeren Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala verringert wird. Da die Faktorisierungsskala kein physikalischer Parameter ist, sollte das Ergebnis idealerweise davon unabhängig sein.

Theorie

Das MSSM hat 124 (einschließlich 19 aus dem SM) Parameter, daher wird auf vereinfachte Modelle (z.B. pMSSM) zurückgegriffen.



Experimente

Die aus Experimenten gewonnenen Ergebnisse werden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen und können Massenausschlussgrenzen liefern.

