

Fisica Nucleare e Subnucleare III

Oltre il modello standard

oltre il modello standard?

Abbiamo visto che se effettivamente la massa dell'Higgs si trovasse nel range tra 130 e 190 GeV, non ci sarebbe l'esigenza di nuove interazioni fino ad energie sconfinite, 10^{14-16} GeV di poco conto nella nostra realtà.

D'altra parte, il panorama sperimentale che abbiamo davanti, testimonia che il MS è in grado di riprodurre i dati con una precisione stupefacente. Anche gli indicatori più sofisticati (ε , etc.) messi in campo per scovare piccole deviazioni non hanno dato alcuna indicazione.

Come dice Altarelli, perché non scopriamo l'Higgs, giusto per completezza, e dichiariamo chiusa la fisica delle particelle?

Perché, dice sempre A., ci sono forti indicazioni concettuali per una fisica oltre il modello standard.

Noi faremo una breve panoramica di queste indicazioni, con qualche dettaglio sul modello minimale, il MSSM.

motivazioni estetiche

Il modello standard ha indubbiamente alcuni aspetti poco compatibili con quello che siamo abituati a pensare come una “spiegazione razionale”:
il numero eccessivo di parametri, le repliche delle famiglie ed il loro legame con CP, lo spettro delle masse dei fermioni, ecc.

3 masse dei leptoni carichi
6 masse dei quark
4 parametri di mixing
3 costanti di accoppiamento
v e Lambda

3 masse dei neutrini
4 parametri di mixing
2 fasi di majorana

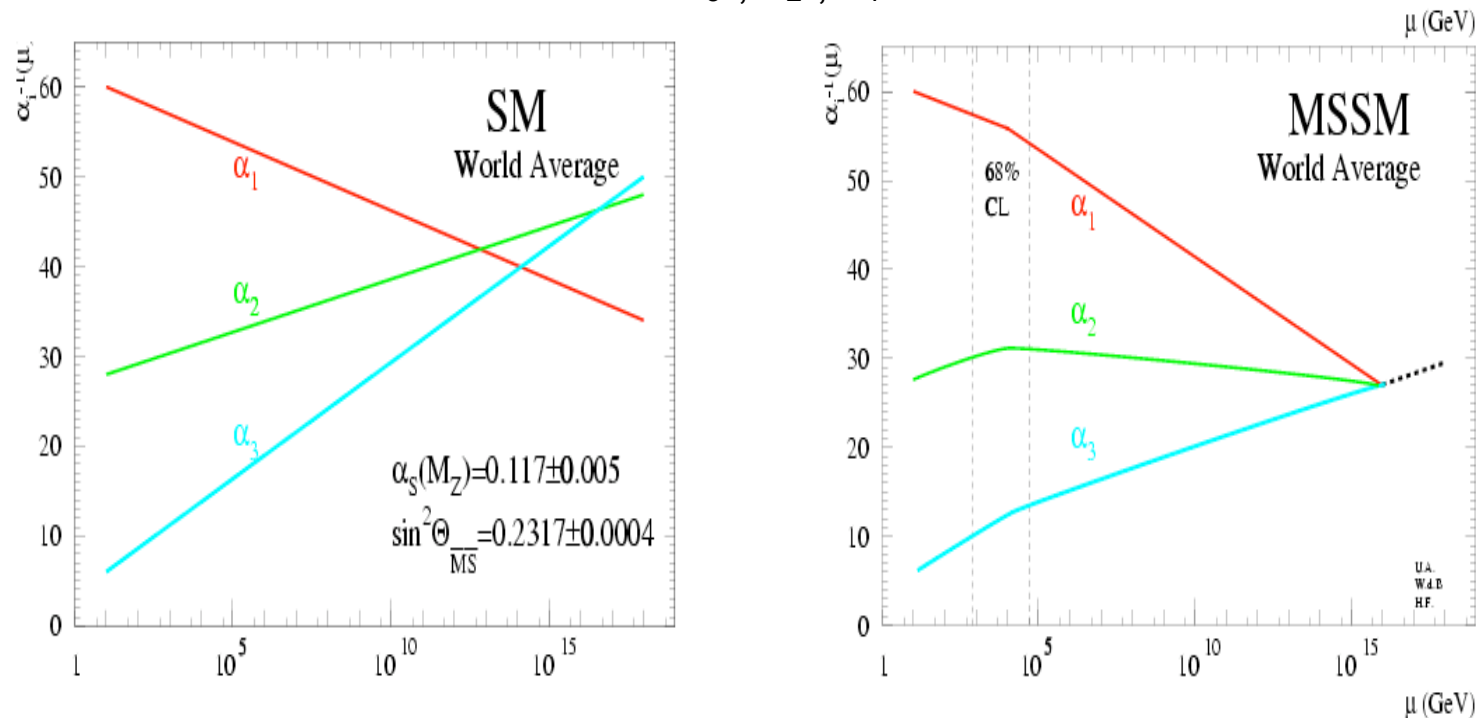
$$18 + 9 = 27$$

estetica della supersimmetria

U. AMALDI, W. DE BOER, and H. FÜRSRTENAU 1991

estrapolazione delle costanti di accoppiamento
 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$

α_3 , α_2 , α_1



il deserto

L'estrapolazione delle costanti di accoppiamento permette di stabilire che le tre forze si unificano intorno a 10^{14} - 10^{16} GeV. Se esiste una GUT, questa si manifesta dunque ad una scala vicina alla massa di Plank. Ricordiamo (vedi oltre) che la massa di Plank è la massa alla quale la lunghezza d'onda Compton di una particella, $\hat{\lambda} = \hbar/mc$ eguaglia il raggio di Schwarzschild, $G_N m/c^2$

$$m_p = \sqrt{\hbar c / G_N} \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

Dalla scala elettrodebole fino a tali energie ci sarebbe un “deserto” piuttosto sconcertante.

formulette

lunghezza d'onda Compton $\lambda_c = \frac{h}{mc}$

- massima variazione della lunghezza d'onda del fotone nello scattering Compton: scala di λ alla quale si manifesta la natura corpuscolare del fotone nell'interagire con una massa m .
- data una massa, minima distanza che può essere sondata da un fotone (di pari λ) prima di essere in grado di produrre altre particelle identiche: scala alla quale la particella va trattata con la meccanica quantistica relativistica.

$$E = mc^2, E = h\nu \Rightarrow mc^2 = \frac{hc}{\lambda} \rightarrow \lambda = \frac{h}{mc} = \lambda_c$$

raggio di Schwarzschild

- velocità di fuga uguale alla velocità della luce. “Classicamente”:

$$\frac{1}{2}Mv^2 = \frac{GMm}{r} \rightarrow r_s = \frac{2Gm}{c^2}$$

scala di Planck

λ_C diminuisce con la massa, r_S aumenta.

a quale scala diventano uguali?

$$r_S \approx \lambda_C \rightarrow \frac{\hbar}{m_P c} = \frac{G m_P}{c^2} \Rightarrow m_P = \sqrt{\frac{c \hbar}{G}} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2$$

$$\ell_P = \frac{\hbar}{m_P c} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = 1.6 \cdot 10^{-35} \text{ m}$$

notiamo che queste sono la massa e la lunghezza che
si possono costruire con le grandezze fondamentali;

insieme al tempo $t_P = \ell_P / c = \sqrt{G \hbar / c^5} = 5.4 \cdot 10^{-44} \text{ s}$

costituiscono la scala di Planck

Schwarzschild e Planck

Data una massa m , il suo raggio di Schwarzschild è il raggio che deve avere la massa perché la velocità di fuga dalla sua gravità sia uguale alla velocità della luce (ossia perché si comporti come un buco nero).

Ora per una massa pari alla massa di Planck, la sua lunghezza d'onda Compton (data dalla lunghezza di Planck) uguaglia il raggio di Schwarzschild.

E dunque per sondare lunghezze inferiori alla lunghezza di Planck, dovrei usare un fotone di lunghezza d'onda tale da essere in grado di generare un buco nero dal quale il fotone stesso non potrebbe sfuggire! in altri termini, a quella scala, gli effetti quantistici e quelli gravitazionali sono inscindibili (e vanno quindi interpretati da una teoria unitaria)

cosa limita la scala elettrodebole?

Qual'è il motivo che limita la scala elettrodebole v che regola le masse dei bosoni? E' il cosiddetto problema della "gerarchia". Notiamo che il vero problema è la presenza di scalari fondamentali con divergenze quadratiche nelle masse, senza una simmetria "protettiva" per $v=0$.

protezione delle masse dei fermioni

Per capire il problema, rifacciamoci alle masse dei fermioni. Il fatto che siano limitate, non costituisce un problema concettuale, è in qualche modo “naturale”:

- i contributi dei loop fermionici sono solo logaritmici: le correzioni alla massa sono logaritmiche
- le masse sono proibite nella teoria esatta, ed è dunque ragionevole che siano limitate alla scala della rottura elettrodebole.
- la simmetria chirale diventa esatta nel limite di massa nulla

Per l'Higgs del modello standard, non ci sono argomenti analoghi

il problema della gerarchia

Se indichiamo con $M_{H,0}^2$ la massa nuda dell'Higgs, abbiamo che le correzioni radiative dovute ai loop dei fermioni (e dei bosoni) sono divergenti come $\Delta M_{Hf}^2 \propto -\lambda_f^2 (\Lambda^2 + m_f^2)$ dove Λ è il cut-off, fissato dalla regione dove si instaurano nuove interazioni forti. Ora, se $\Lambda > 10^{14}$ GeV per rendere limitata la massa effettiva $M_H^2 = M_{H,0}^2 + \sum_f \Delta M_{Hf}^2 + \sum_{gb} \Delta M_{Hgb}^2$ è necessaria una precisa cancellazione tra quantità enormi. Questo può essere evitato, se ci sono partner supersimmetrici dei fermioni, (e dei bosoni). Per essi, la correzione cambia segno, $\Delta M_{H\tilde{f}}^2 \propto \lambda_{\tilde{f}}^2 (\Lambda^2 + m_{\tilde{f}}^2)$ e complessivamente $\Delta M_{H\tilde{f}}^2 \propto -(N_f \lambda_f^2 - N_{\tilde{f}} \lambda_{\tilde{f}}^2) \Lambda^2 + \sum_f m_f^2 - \sum_{\tilde{f}} m_{\tilde{f}}^2$. Ora se $N_f = N_{\tilde{f}}$ e $\lambda_f^2 = \lambda_{\tilde{f}}^2$ è quindi sufficiente che le differenze tra le masse dei partner supersimmetrici siano nel range dei TeV, perché la massa di H torni con naturalezza.

la soluzione supersimmetrica

La supersimmetria, ossia una simmetria che prevede partner bosonici per i fermioni e viceversa, è quindi un buon candidato per la soluzione del problema della gerarchia (oltre ad “unificare” le costanti di accoppiamento)

Questa soluzione sarebbe inoltre molto attraente da un punto di vista sperimentale, prevedendo uno spettro di particelle “dietro l’angolo”, con masse non vietate dalla teoria elettrodebole esatta. Così la rottura soffice della SUSY, alla scala del TeV, genererebbe le masse delle particelle supersimmetriche, lasciando senza massa le particelle normali, fino alla scala della rottura elettrodebole.

La scala delle masse dei partner supersimmetrici, d’altra parte, non può essere troppo piccola, primo perché non sono state osservate, e secondo perché l’accordo tra teoria e misure a LEP esclude masse troppo piccole. Tuttavia, perché gli effetti di queste particelle siano disaccoppiati dalle osservabili elettrodeboli, è sufficiente che le masse siano superiori a circa 300 GeV. Ci sono delle teorie completamente coerenti costruite su questa base, e il MSSM è la più semplice di queste.

Modello supersimmetrico minimale

MSSM: estensione susy del modello standard col contenuto minimo di nuove particelle.

Ad ogni fermione viene fatto corrispondere un bosone e viceversa.

Per il settore di Higgs, sono però necessari due doppietti complessi (8 componenti).

3 come al solito vanno nei bosoni longitudinali.

Rimangono 5 campi, 3 neutri, 2 carichi.

Il più leggero dei neutri ha una massa vicina alla scala e.w., più leggero dello Z prima delle correzioni radiative.

Bisogna dire che questa teoria, pur così attraente, aumenta ulteriormente il numero di parametri liberi, dai 18 (+9 dai neutrini massivi) del modello standard a 124!

R-parità

Per garantire la conservazione del numero leptonico e barionico, è necessario introdurre una parità moltiplicativa, R , positiva per le particelle ordinarie. La conseguenza di ciò è che le s -particelle, essendo R -dispari, saranno sempre prodotte in coppia. Inoltre, la particella supersimmetrica più leggera (**LSP**) deve essere stabile, e deve sempre sopravvivere alla fine della catena di decadimento delle s -particelle più pesanti. E' molto probabile (anche se non inevitabile) che questa particella sia neutra rispetto alla carica elettrica ed al colore (**neutralino**), per cui interagisce solo debolmente con la materia ordinaria, esattamente come un neutrino. **Energia trasversa mancante** è quindi la prima segnatura nella ricerca di particelle supersimmetriche. Inoltre LSP è un candidato ideale per la materia oscura fredda.

LSP

Se la rottura della SUSY è spontanea, ci sarà un fermione a massa nulla analogo al bosone di Goldstone, il goldstino. Questo sarebbe dunque la LSP. Tuttavia il goldstino sarebbe un grado di libertà fisico solo per la rottura di una simmetria globale. Se la simmetria è locale, deve incorporare la gravità (Supergravity), e nella rottura spontanea della supergravità il goldstino è mangiato dal gravitino (partner supersimmetrico del gravitone a spin $3/2$) che acquista così una massa. In una delle due varianti principali della teoria (GMSB, vedi oltre), il gravitino rimane però leggero (eV-keV) ed è quindi ugualmente la LSP.

patterns di particelle

I partners dei bosoni e degli scalari (i **gaugini** e gli **higgsini**) possono mescolarsi tra loro, dando luogo a due famiglie, i **neutralini** e i **chargini**. A seconda dei parametri di massa, il più leggero neutralino può essere un fotino, un bino, un wino o un higgsino. Ciascuna di queste possibilità dà luogo a fenomenologie piuttosto diverse, per cui non è facile stabilire punti fermi nella zoologia...

Tutte le relazioni tra le masse vanno poi corrette per gli ordini superiori: per esempio mentre al tree-level la massa dell'h è minore di quella dello Z (circostanza che aveva acceso molte speranze per una rapida scoperta a LEP) questo non è più rigorosamente necessario con le correzioni di ordine superiore.

The Supersymmetric Standard Model

particles				Sparticles			
quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	u_R	d_R	squarks	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$\tilde{u}_R$	$\tilde{d}_R$
leptons	$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$	e_R		sleptons	$\begin{pmatrix} \tilde{e}_L \\ \tilde{\nu}_L \end{pmatrix}$	$\tilde{e}_R$	
Higgs doublets	H_1 (hypercharge = -1)			Higgsinos	$\tilde{H}_1$		
	H_2 (hypercharge = +1)				$\tilde{H}_2$		
	W^+, H^+			charginos	χ_1^+, χ_2^+		
	Z, γ, H_i^0	$(i = 1, 2, 3)$		neutralinos	χ_a^0	$(a = 1, 2, 3, 4)$	
	g			gluino	$\tilde{g}$		

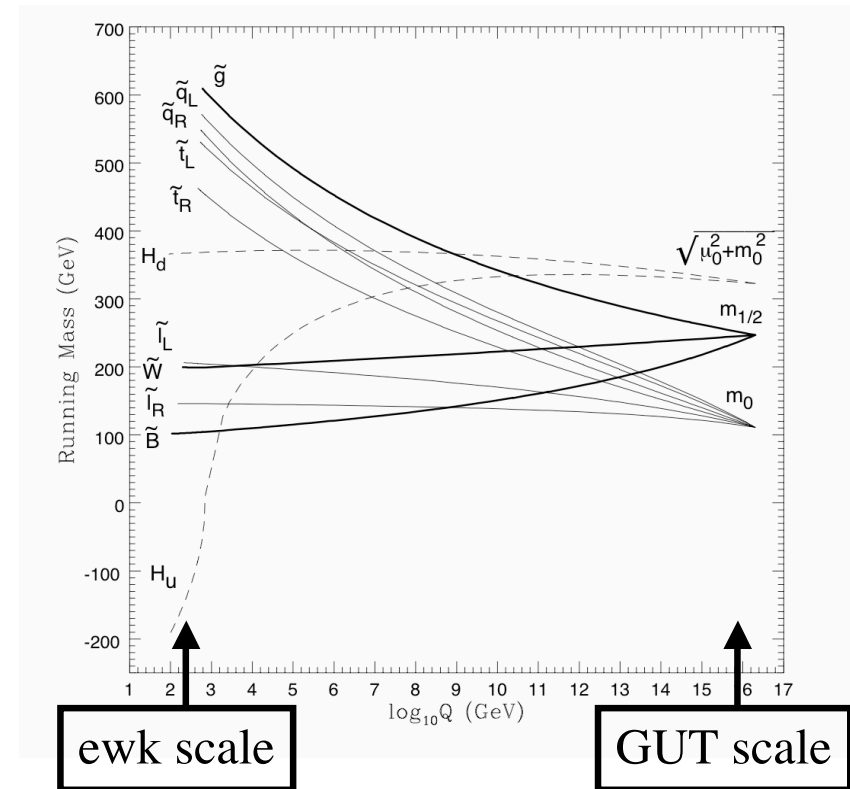
la questione dei parametri

Come già detto, MSSM-124 ha lo spiacevole difetto di un numero eccessivo di parametri. Oltre a motivazioni estetiche, molte combinazioni sono poco probabili alla luce di considerazioni teoriche o limiti sperimentali vari (di nuovo una specie di fine-tuning in atto?). Inoltre, di per se la teoria rimane incompleta in alcuni punti essenziali, come l'origine del meccanismo di rottura della simmetria. Si preferisce pensare che questo rappresenti un settore “nascosto” ossia poco comunicante con il mondo elettrodebole. La comunicazione con esso può essere mediata dalla gravità (SUGRA) o da forze di gauge (GMSB). Una ulteriore specificazione dei parametri viene se si fa discendere la teoria dalla grandunificazione (SGUT)

mSUGRA

solo 5 parametri (alla scala di Plank):

- m_0 la massa comune degli scalari
- $m_{1/2}$ la massa comune dei gaugini
- $\tan\beta$ il rapporto del v.e.v. dei due doppietti di Higgs
- A_0 la costante di accoppiamento trilineare
- il segno di μ , parametro di mixing dell'higgsino



lo scenario sperimentale

Nonostante la grande variabilità dei parametri, la ricerca della supersimmetria a LEP ed ai collider adronici si basa su strategie piuttosto semplici, basate sulla presenza di due LSP debolmente interagenti in qualunque stato finale di origine supersimmetrica.

Selezione:

- missing energy e missing momento a LEP,
- missing “transverse” energy ai collider adronici

Le sezioni d’urto sono in genere elevate, a parte effetti cinematici di soglia rilevanti soprattutto per gli scalari.

Viceversa, una volta che siano stati esclusi dei segnali, più complesso è interpretare l’esclusione che ne consegue nello spazio variegato dei parametri.

in molti modelli (e.g. SUGRA) LSP è il neutralino più leggero

in GMSB, LSP è il gravitino e il neutralino più leggero decade radiativamente in gravitino e fotone:

se la vita media è breve, la segnatura è forte (lo vedremo).

Se la vita media lo fa decadere fuori del rivelatore, praticamente le segnature diventano simili agli altri modelli

strategie di ricerca a LEP

A LEP1, benché in linea di principio le ricerche si possano ottimizzare per particolari stati finali, in pratica strategie che associano le quantità cinematiche mancanti con la ricerca di jet acoplanari e leptoni acoplanari consentono di escludere la presenza di qualunque segnale, per cui i **limiti a metà della massa dello Z** sono molto solidi e poco dipendenti dai parametri del modello.

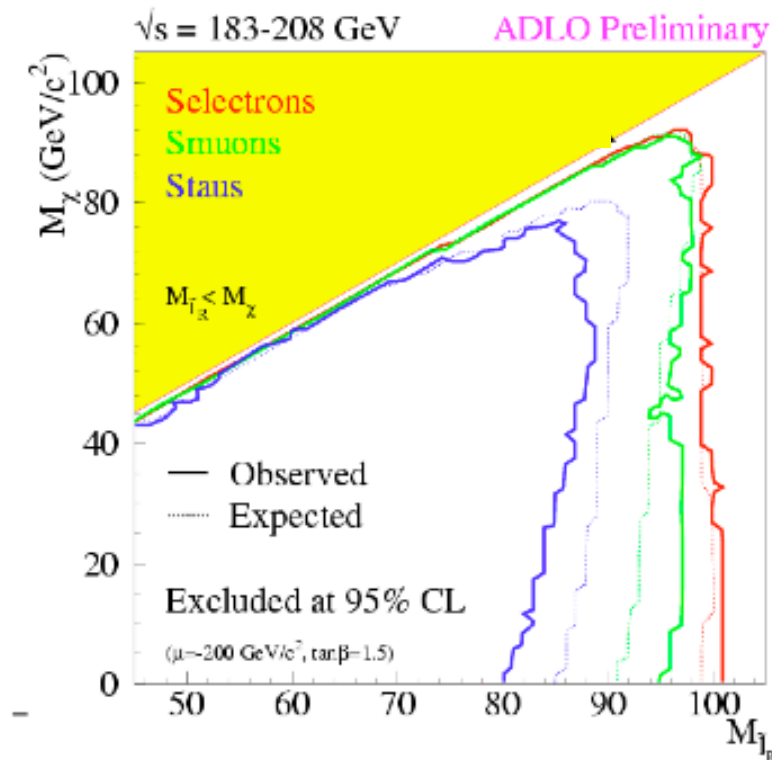
A LEP2, oltre al background degli eventi di interazione “a due fotoni”, si deve considerare il grosso contributo del “ritorno allo Z”, ossia la radiazione di stato iniziale che “va a cercare” la grande sezione d’urto al polo dello Z, e la produzione di 4 fermioni da coppie di bosoni. Alcune zone dello spazio dei parametri sono quindi coperte con maggiore difficoltà. Ma in sostanza, grazie alla luminosità, l’esclusione è assodata (con poche eccezioni) fino a circa 100 GeV per le varie particelle, e intorno a 40 GeV per il più leggero neutralino.

Existing limits: LEP

Direct slepton production:

Look for process $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-$, followed by decay $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0$ with $\ell = (e, \mu, \tau)$

Signatures: 2 acoplanar leptons + $\cancel{E}_T$



Approximately at the kinematic
limit for $\tilde{e}$ and $\tilde{\mu}$

collider adronici

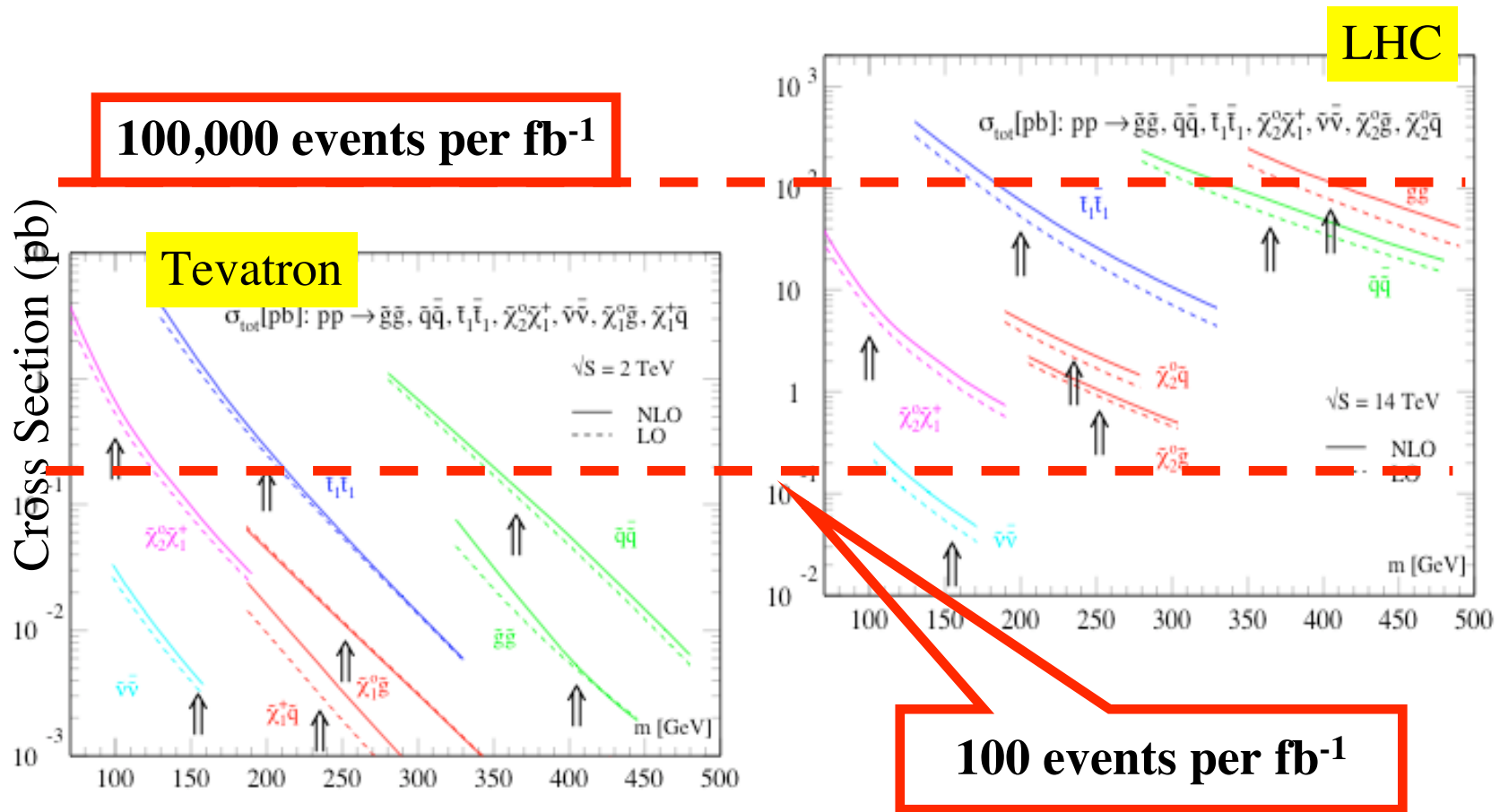
Al Tevatron (come a LHC), i segnali sono meno determinati e i fondi sono molto più elevati, per cui è necessario concentrarsi su alcune configurazioni dei parametri, p.es. quelle date da mSUGRA o da GMSB

le sezioni d'urto dominanti sono per produzioni di squark e gluini, che decadono direttamente o in cascata nella LSP, e.g. neutralino

i modi di decadimenti dipendono fortemente dal modello

la gerarchia delle masse tra squark e gluini influenza le signature

Sezioni d'urto per SUSY



100 events per fb⁻¹

T. Plehn, PROSPINO

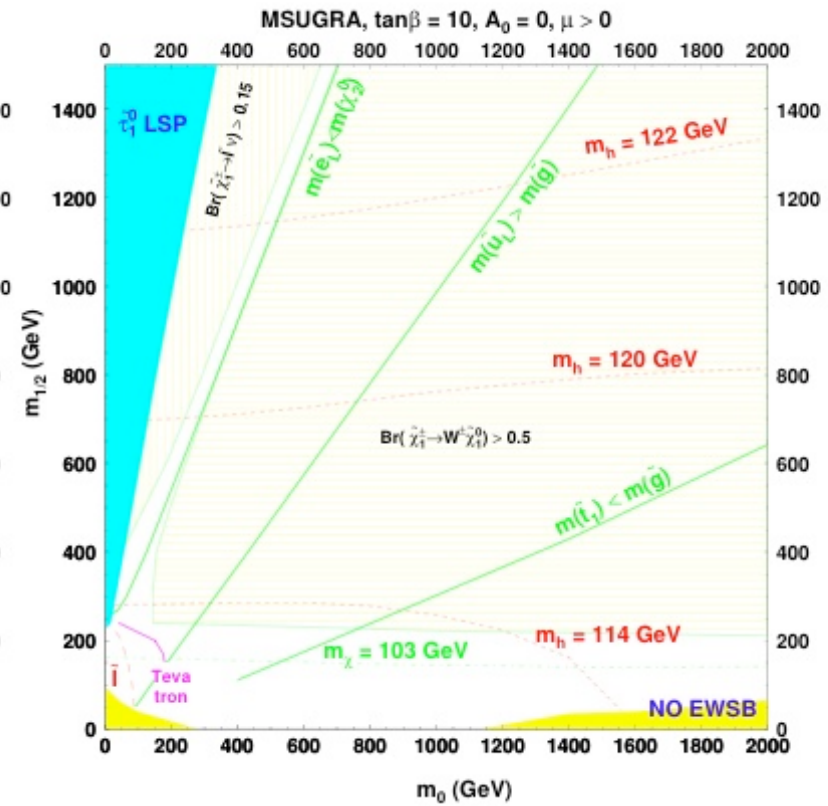
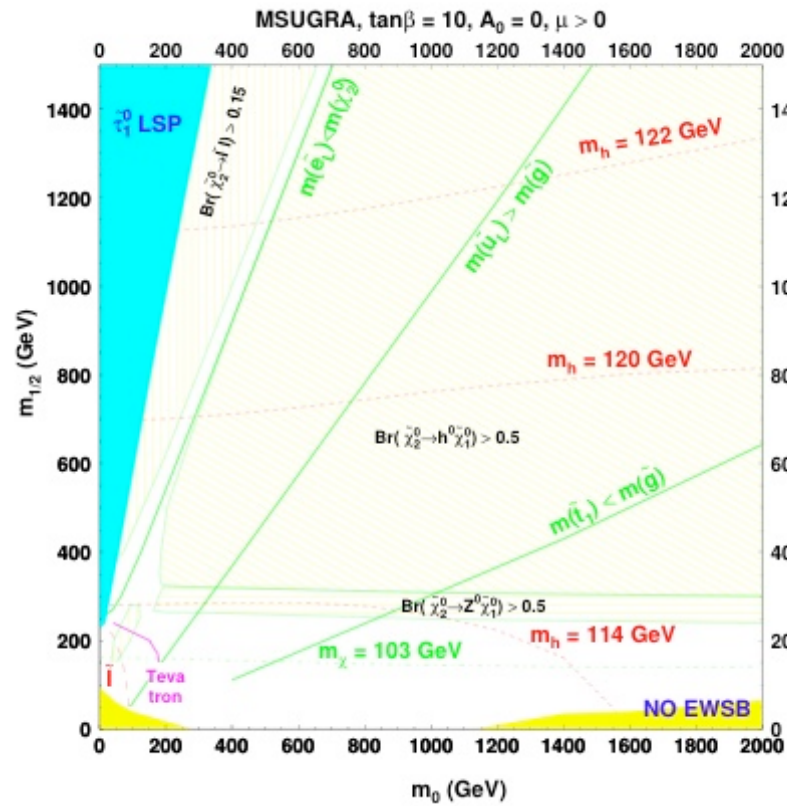
9

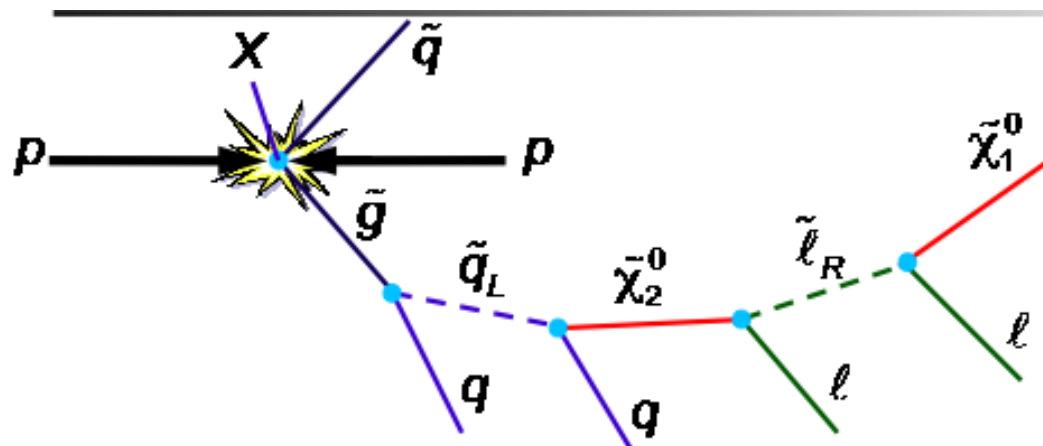
25

particle		Condition	Lower limit (GeV/ c^2)	Source
$\tilde{\chi}_1^\pm$	gaugino	$M_{\tilde{\nu}} > 200 \text{ GeV}/c^2$	103	LEP 2
		$M_{\tilde{\nu}} > M_{\tilde{\chi}^\pm}$	85	LEP 2
		any $M_{\tilde{\nu}}$	45	Z width
	Higgsino	$M_2 < 1 \text{ TeV}/c^2$	99	LEP 2
	GMSB		150	DØ isolated photons
	RPV	$LL\bar{E}$ worst case	87	LEP 2
		$LQ\bar{D}$ $m_0 > 500 \text{ GeV}/c^2$	88	LEP 2
$\tilde{\chi}_1^0$	indirect	any $\tan\beta$, $M_{\tilde{\nu}} > 500 \text{ GeV}/c^2$	39	LEP 2
		any $\tan\beta$, any m_0	36	LEP 2
		any $\tan\beta$, any m_0 , SUGRA Higgs	59	LEP 2 combined
	GMSB		93	LEP 2 combined
	RPV	$LL\bar{E}$ worst case	23	LEP 2
$\tilde{e}_R$	$e\tilde{\chi}_1^0$	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	99	LEP 2 combined
$\tilde{\mu}_R$	$\mu\tilde{\chi}_1^0$	$\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP 2 combined
$\tilde{\tau}_R$	$\tau\tilde{\chi}_1^0$	$M_{\tilde{\chi}_1^0} < 20 \text{ GeV}/c^2$	80	LEP 2 combined
$\tilde{\nu}$			43	Z width
$\tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$		stable	86	LEP 2 combined
$\tilde{t}_1$	$c\tilde{\chi}_1^0$	any θ_{mix} , $\Delta M > 10 \text{ GeV}/c^2$	95	LEP 2 combined
		any θ_{mix} , $M_{\tilde{\chi}_1^0} \sim \frac{1}{2}M_t$	115	CDF
		any θ_{mix} and any ΔM	59	ALEPH
	$b\ell\tilde{\nu}$	any θ_{mix} , $\Delta M > 7 \text{ GeV}/c^2$	96	LEP 2 combined
$\tilde{g}$	any $M_{\tilde{q}}$		195	CDF jets+ $\cancel{E}_T$
$\tilde{q}$	$M_{\tilde{q}} = M_{\tilde{g}}$		300	CDF jets+ $\cancel{E}_T$

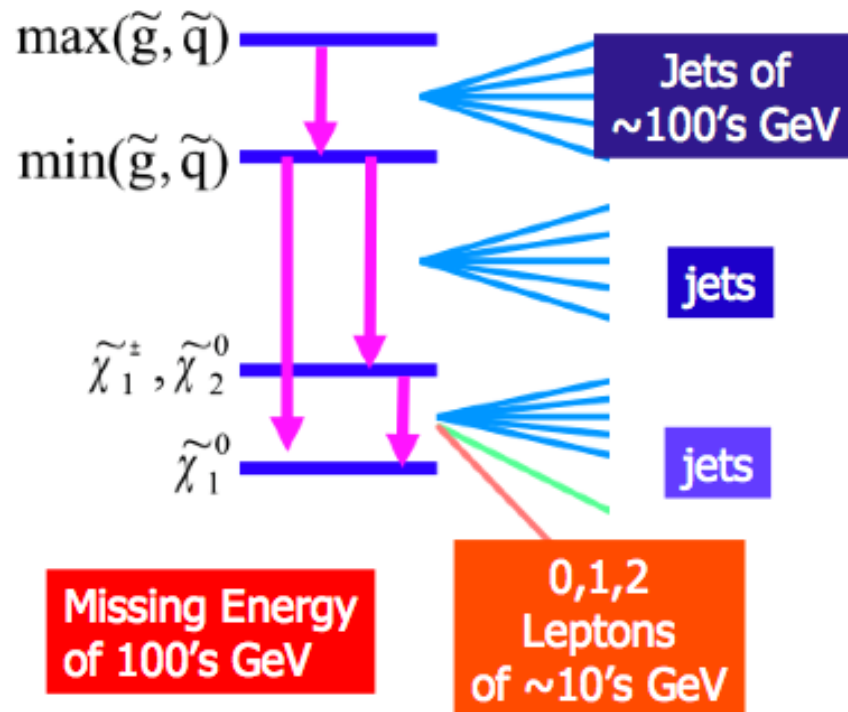
SUSY a LHC

- La produzione di SUSY a LHC è dominata dalla produzione forte associata di gluini e squark (stessi accoppiamenti dei partner dello SM).
- Le signature sono molti jets e grande E_T mancante.
- La scoperta risulta “facile” anche con poca luminosità integrata.
- La sfida non è però la scoperta, ma la possibilità, attraverso misure di precisione (masse o altro) di determinare i parametri specifici dei modelli.
- Ogni studio di fattibilità richiede quindi prima di tutto di specificare il modello che si assume di studiare.
- Il preferito è il mSUGRA, che richiede la determinazione di solo 5 parametri (alla scala di Plank):
 - m_0 la massa comune degli scalari
 - $m_{1/2}$ la massa comune dei gaugini
 - $\tan\beta$ il rapporto dei v.e.v. dei due doppietti di Higgs
 - A_0 la costante di accoppiamento trilineare
 - il segno di μ , parametro di mixing dell'higgsino



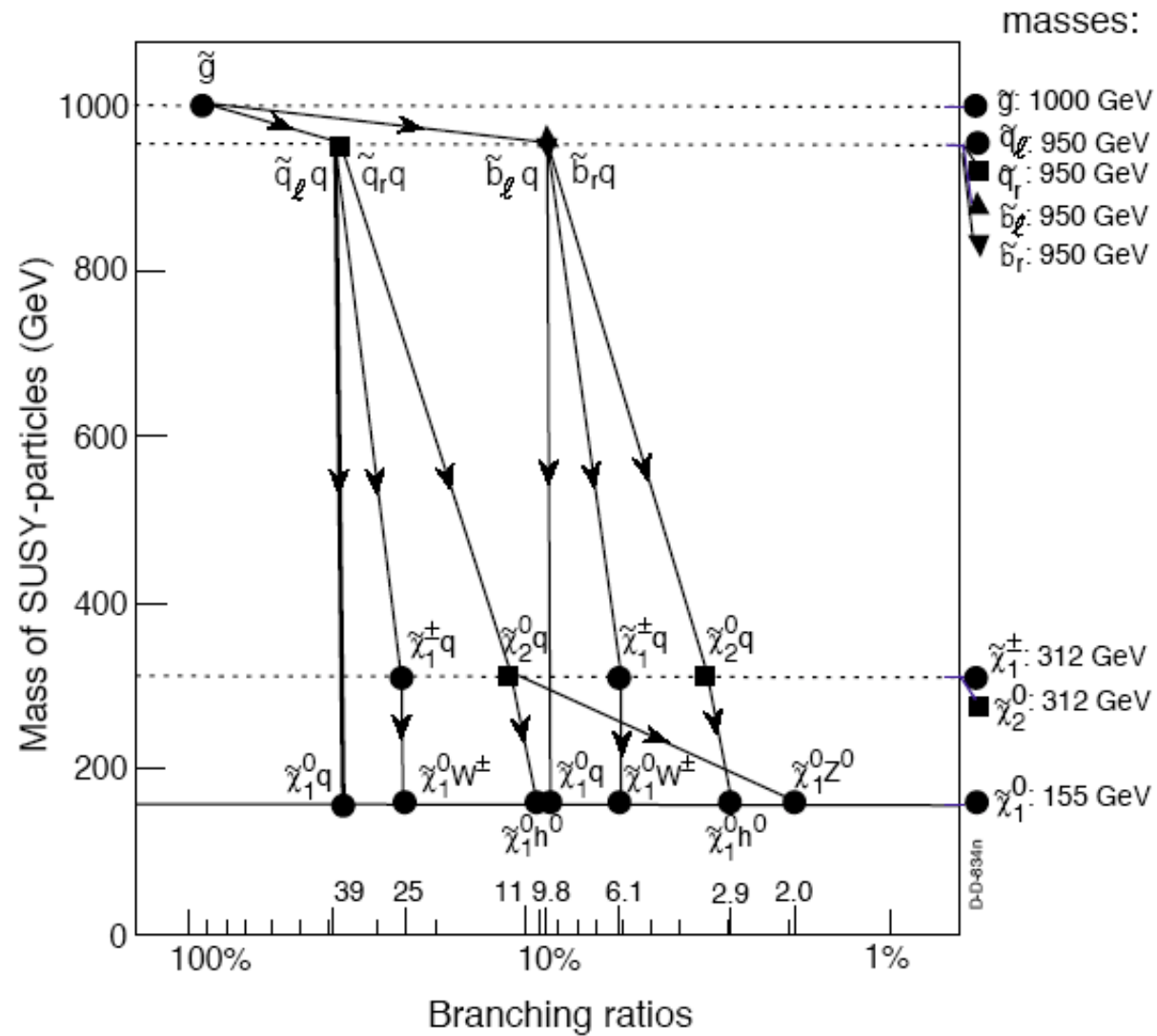


$$\begin{aligned}
 \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{l}l, \\
 \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\nu}\nu, \\
 \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow h^0\tilde{\chi}_1^0, \\
 \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow Z^0\tilde{\chi}_1^0, \\
 \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow l^+l^-\tilde{\chi}_1^0
 \end{aligned}$$



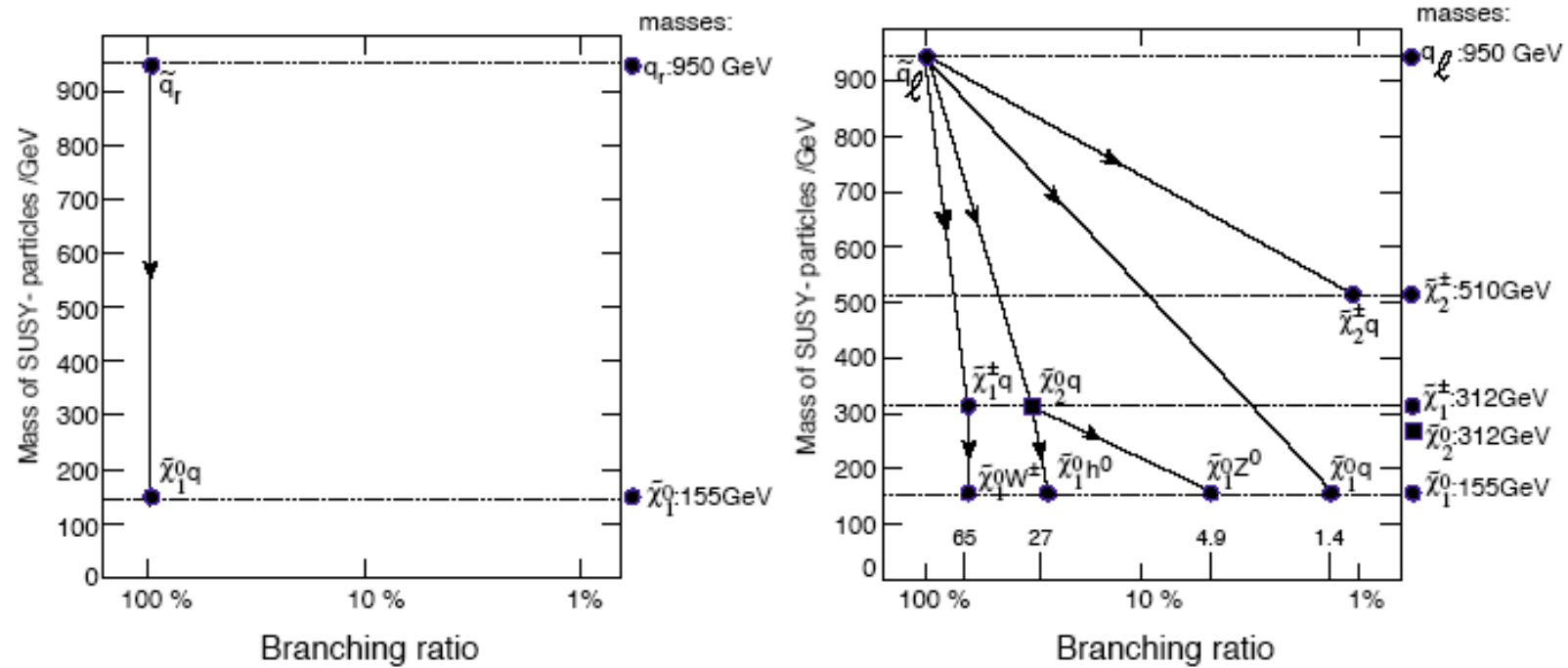
Main Backgrounds:
 ttbar
 Z/W+jets
 Z(vv)+jets
 QCD

gluini



squarks

Decay modes of $\tilde{q}$



decadimenti leptonici di chargini e neutralini

$$\left. \begin{aligned} \bullet \tilde{\chi}_2^0 &\longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^- \\ \bullet \tilde{\chi}_2^0 &\longrightarrow \tilde{\chi}_1^\pm l^\mp \nu \\ &\quad \hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu \end{aligned} \right\} \quad \text{three-body decays}$$

$$\bullet \tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{l}_{L,R}^\pm l^\mp \quad \text{two-body decay} \\ \quad \hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm$$

$$\bullet \tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu \quad \text{three-body decay}$$

$$\left. \begin{aligned} \bullet \tilde{\chi}_1^\pm &\longrightarrow \tilde{l}_L^\pm \nu \\ &\quad \hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \\ \bullet \tilde{\chi}_1^\pm &\longrightarrow \tilde{\nu}_L l^\pm \\ &\quad \hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu \\ \bullet \tilde{\chi}_1^\pm &\longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm \\ &\quad \hookrightarrow l^\pm \nu \end{aligned} \right\} \quad \text{two-body decays}$$

Endpoint of triangular
shape sensitive to
sparticle masses

mSUGRA LM1:

$m(\tilde{\chi}_1^0) = 95 \text{ GeV}$
 $m(\tilde{\chi}_2^0) = 180 \text{ GeV}$
 $m(\tilde{l}_R) = 119 \text{ GeV}$

$M_{ll}^{\text{max}} = 80.4 \pm 0.5 \text{ GeV}/c^2$

Main backgrounds:

$t\bar{t}$

di-leptons from charginos and W's

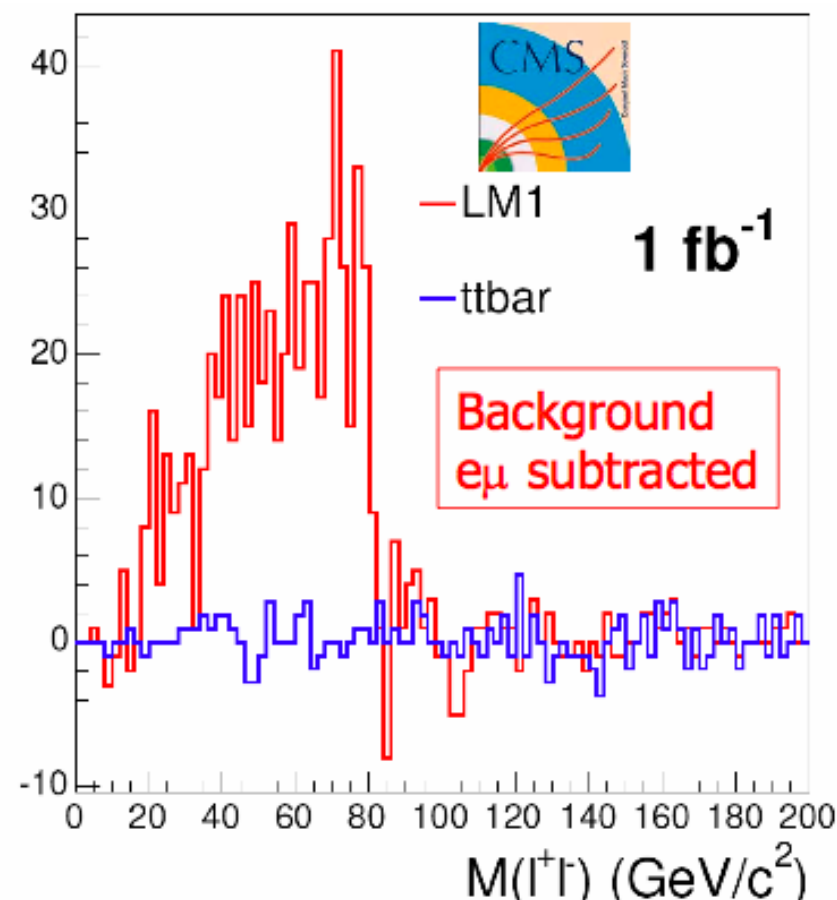
WW+jets

Significantly reduced by subtracting $e^\pm\mu^\mp$

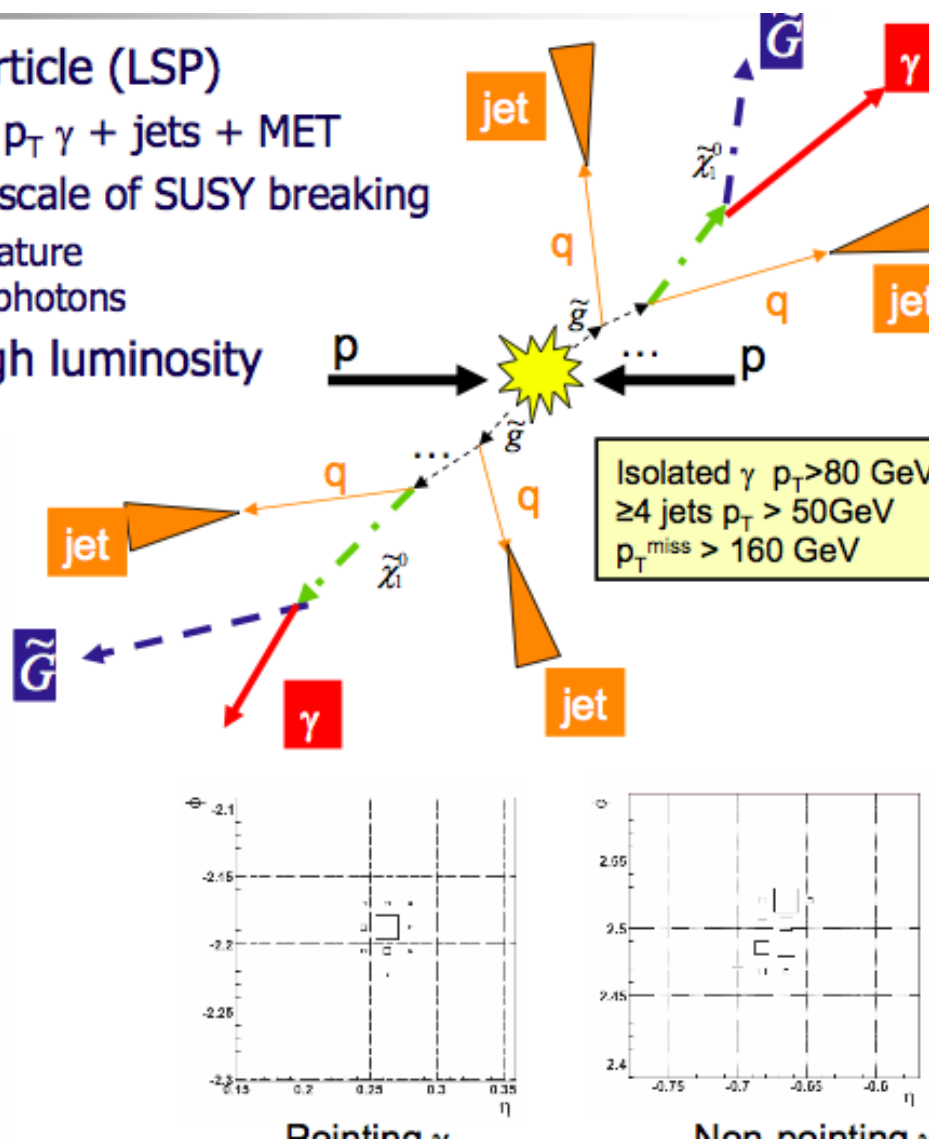
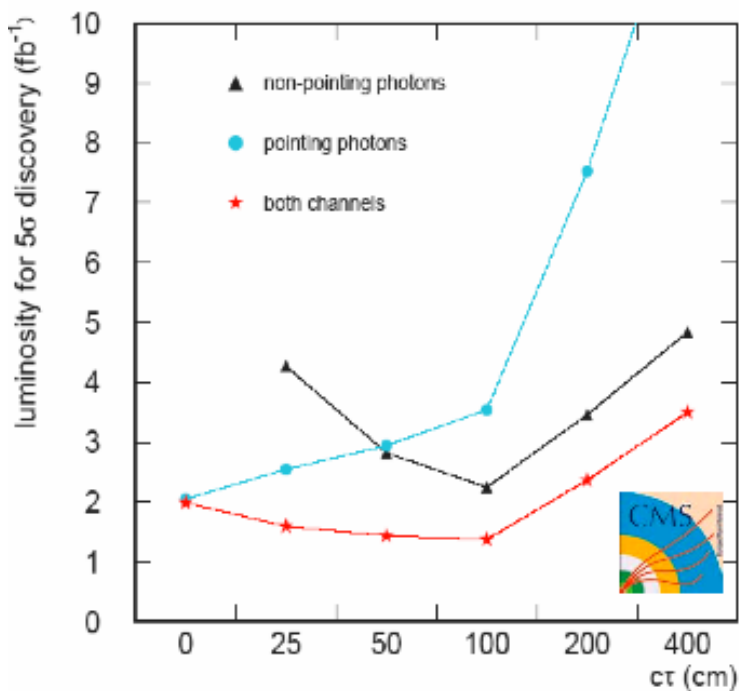
$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell}_R \ell \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0$$

$$M_{l+l^-}^{\text{max}} = \sqrt{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{l}}^2)(m_{\tilde{l}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}/m_{\tilde{l}}$$

number of lepton pairs



- Gravitino is Lightest Stable Particle (LSP)
 - If NLSP is $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma + \tilde{G}$: hard $p_T \gamma$ + jets + MET
 - Lifetime of NLSP depends on scale of SUSY breaking
 - Distinctive experimental signature for pointing or non-pointing photons
- Measurement of lifetime at high luminosity with $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^0 + \tilde{G}$



sleptoni

sleptoni left più pesanti dei
chargini/neutralini (grandi m_0)
unico meccanismo:
D-Y produzione diretta di
sleptoni in coppia

$$\tilde{l}_L \tilde{l}_L, \tilde{l}_R \tilde{l}_R, \tilde{\nu} \tilde{\nu}, \tilde{\nu}_l \tilde{l}_L$$

$$\tilde{l}_L^\pm \rightarrow l^\pm + \tilde{\chi}_{1,2}^0$$

$$\tilde{l}_L^\pm \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_1^\pm$$

$$\tilde{l}_R^- \rightarrow l^- + \tilde{\chi}_1^0$$

$$\nu_l \rightarrow l^- + \chi_1$$

sleptoni left più leggeri
dei chargini/neutralini
(escluso LSP)
(piccoli m_0)
produzione indiretta da
chargini/neutralini

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}_{L,R}^\pm l^\mp$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\nu}_l \bar{\nu}_l$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_l l^\pm$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l}_L^\pm \nu_l$$

prodotti direttamente
o nei decadimenti di
gluini e squark

scoperta delle SUSY a LHC

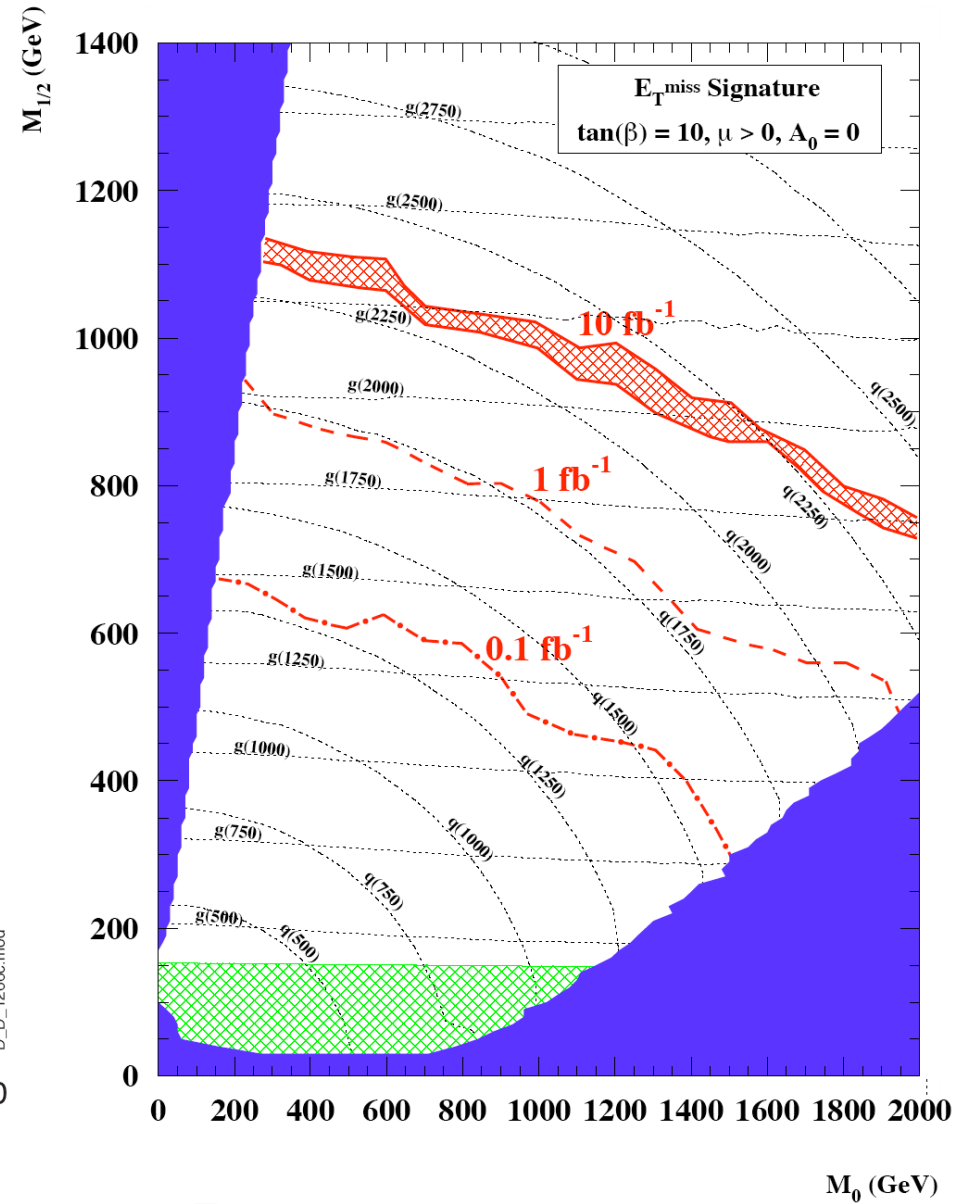
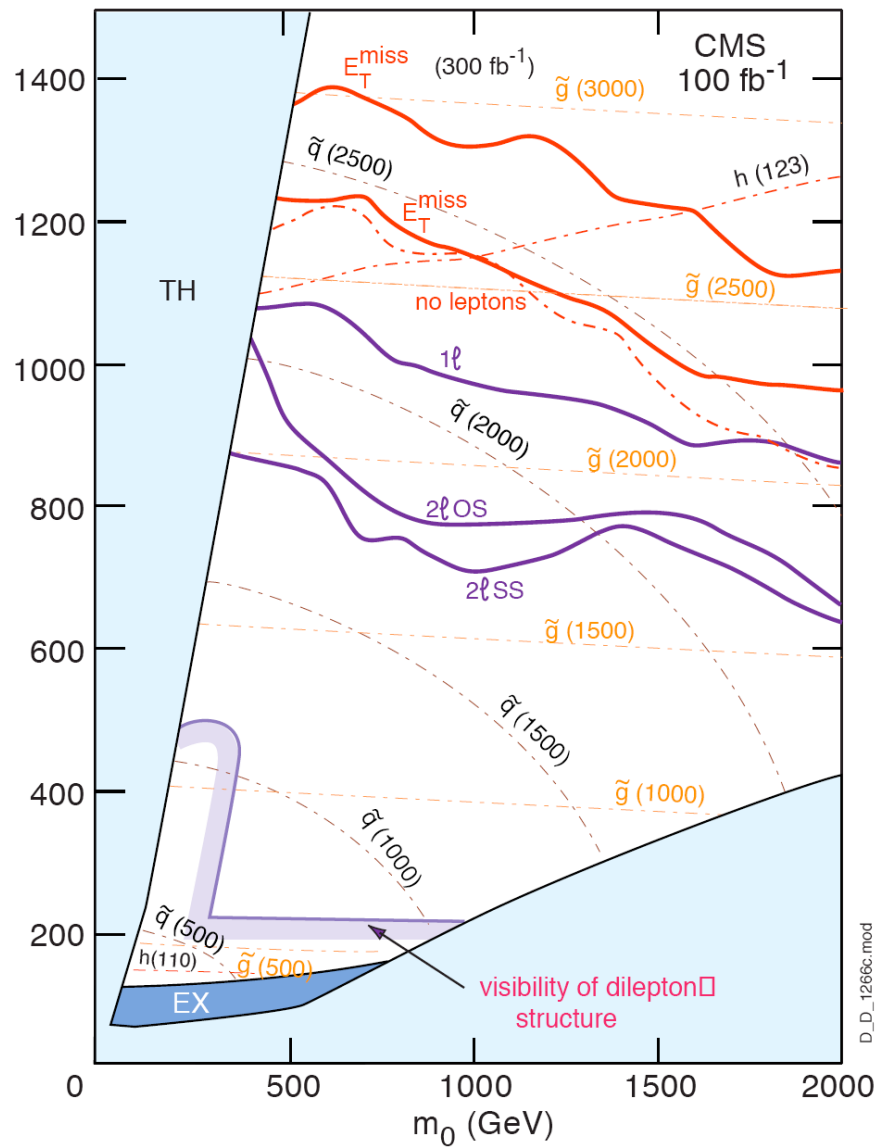
decadimento di particelle pesanti: eventi sferici

chargini e neutralini nella cascata: missing energy e leptoni nello stato finale

- 2.5-3 TeV in un anno a alta luminosità
- 1.8 TeV con 10 fb^{-1} .
- 1 TeV già con fb^{-1}

Il problema dominante è il fondo di missing E_T nei rivelatori:

- produzione di neutrini da W e Z
 - studiare eventi noti (e.g. Z leptonici)
- perdite strumentali
 - studiare configurazioni analoghe (e.g. Z+jets)



regioni di scoperta a 5σ

SUSY Higgs

h^0 è il più leggero CP-pari

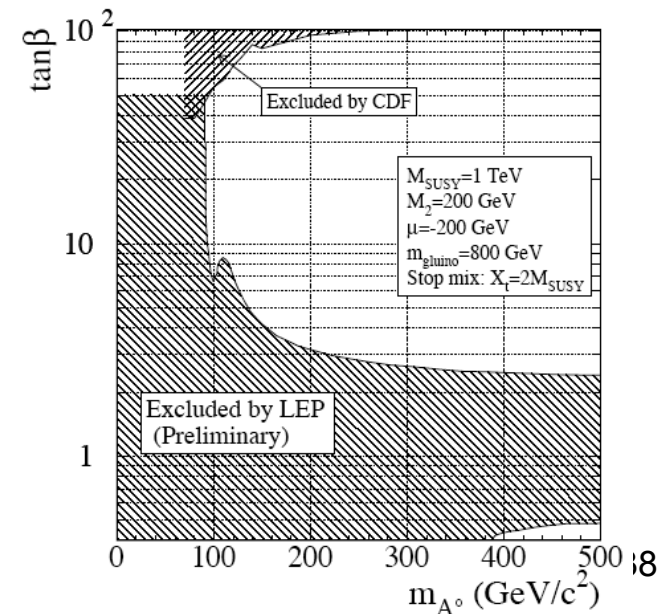
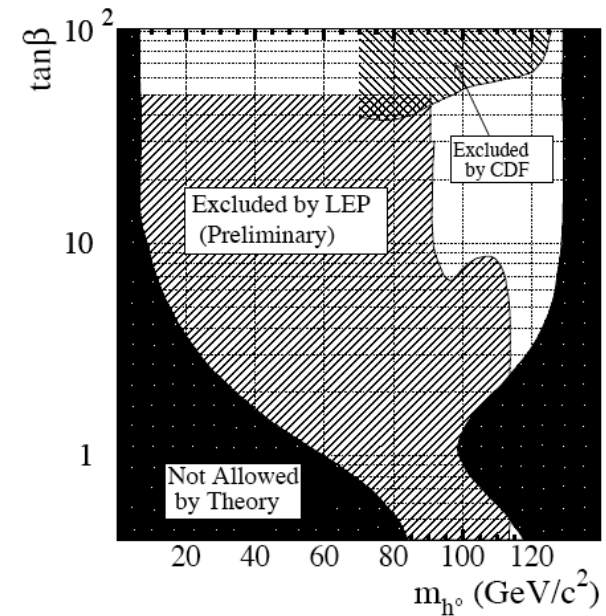
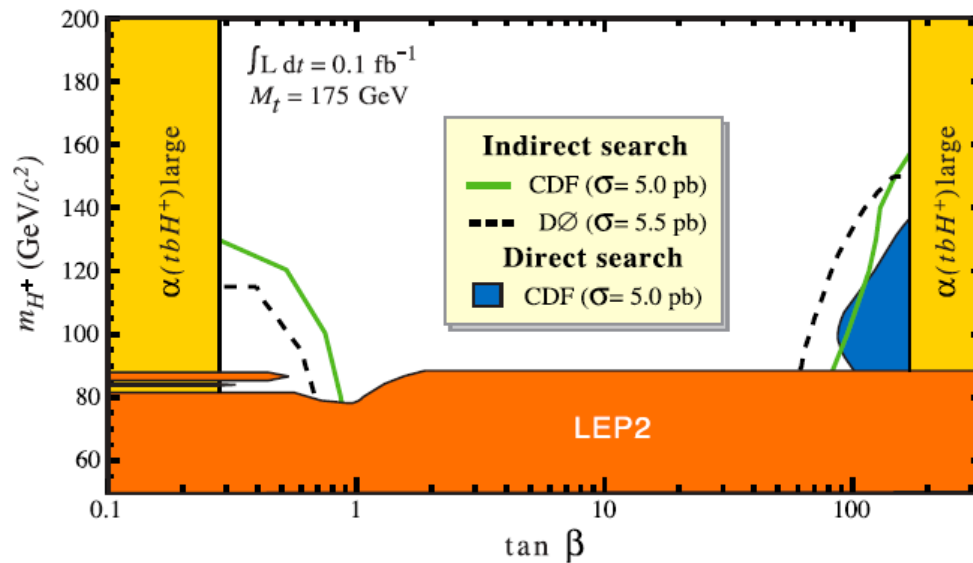
A^0 è il neutro CP-dispari

$H^\pm$ è l'Higgs carico

$\tan\beta$ è il rapporto tra i

v.e.v. dei due multipletti

$M_{h^0} < 135 \text{ GeV}$,
se M_A grande, $h^0 \approx \text{SM}$



Misure SUSY di precisione

dopo la scoperta, isolamento di canali esclusivi per
il calcolo di masse e accoppiamenti

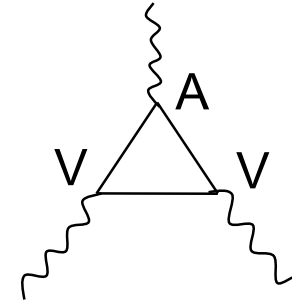
→ identificazione di decadimenti leptonici (o con b)

esempi:

- dilepton edge
- isolamento dei leptoni e jet veto: produzione diretta (DY) di chargini/neutralini
- dileptoni a grande angolo di apertura + jet veto: produzione diretta di sleptoni
- confronto same/opposite sign, same/opposite flavour

altre indicazioni sperimentali per fisica oltre SM (Altarelli 8.2)

anomalia ABJ associata a loop triangolari:
cancellata da una cospirazione
di weak isospin, ipercarica e colore,
miracolosa se le tre interazioni sono
indipendenti, naturale in GUT SU(5)



però la GUT standard non riproduce α_s da m_Z e $\sin^2\theta_W$,
mentre la GUT supersimmetrica funziona molto meglio:

- $\alpha_s(m_Z) = 0.073 \pm 0.002$ (standard GUT)
- $\alpha_s(m_Z) = 0.129 \pm 0.010$ (SUSY GUT)

da confrontare con il valore sperimentale

$$\alpha_s(m_Z) = 0.119 \pm 0.003$$

materia oscura

- Gli attuali dati astrofisici favoriscono $\Omega=1$
- la materia barionica nota va dall'1% al 5%
- osservazioni astronomiche (rotazione delle galassie, lenti gravitazionali) $\Omega_{\text{mat}}=0.35\%$
- materia oscura hot e cold
 - la materia hot (neutrini) può arrivare al 10%
 - il miglior candidato per la cold dark matter è un neutralino intorno a 100 GeV

masse dei neutrini

- le oscillazioni di neutrino implicano neutrini massivi, e quindi dotati di massa di Dirac (neutrini right handed) o di Majorana (violazione del numero leptonico), entrambe le possibilità richiedono l'estensione di SM, mentre sono previste in molte GUT
- le piccolissime masse dei neutrini suggeriscono meccanismi peculiari, legati alla violazione del numero leptonico e alla natura di Majorana dei neutrini
- grandi angoli di mixing: un problema di GUT?

bariogenesi

- Nonostante la violazione di CP, la bariogenesi alla scala EW non è possibile nello SM con i presenti limiti sulla massa dell'Higgs
- Lo potrebbe (marginalmente) essere in MSSM
- Potrebbe però avvenire a scale molto maggiori, ma richiede violazione di B-L che potrebbe essere fornita da neutrini di Majorana