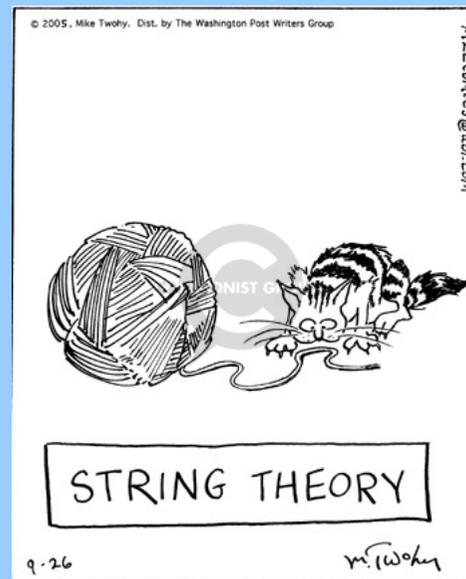




Fisica delle alte energie agli acceleratori

Lezione #3

Ricerca di nuova fisica a LEP e LHC





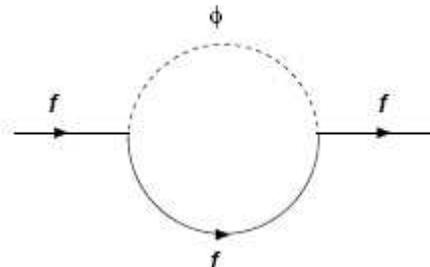
Il modello MSSM



Nel MS esiste il problema della divergenza ultravioletta della massa dell' Higgs:
le correzioni radiative portano a divergenze fortemente dipendenti dal cut-off.

Rinormalizzazione della massa di:

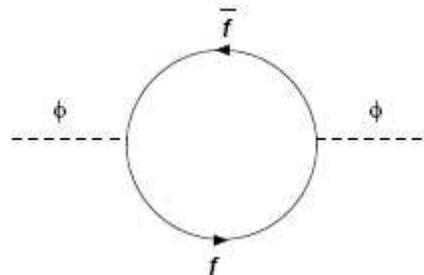
un fermione
data da un loop con uno scalare



$$\delta m_f = -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} m_f \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_f} + \dots,$$

(λ_f termine di accoppiamento $-\lambda_f \phi \bar{f} f$ della Lagrangiana)

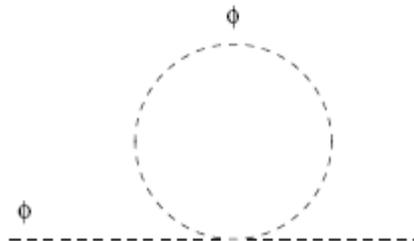
uno scalare
data da un loop fermionico



$$(\delta m_H^2)_f \simeq -\frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} [2\Lambda_{UV}^2 - 6m_f^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f}) + \dots].$$

(λ_S termine di accoppiamento $-\lambda_S |\phi|^2 |S|^2$ della Lagrangiana)

uno scalare
data da un loop con uno scalare



$$(\delta m_H^2)_s \simeq \frac{\lambda_s}{16\pi^2} [2\Lambda_{UV}^2 - 2m_s^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_s}) + \dots].$$



$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$$

$$v = (\sqrt{2}G)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

(v.e.v. of the Higgs field)

$$\begin{array}{llll} \lambda_u = 2 \times 10^{-5} & \lambda_c = 9 \times 10^{-3} & \lambda_t = 1 \\ \lambda_d = 4 \times 10^{-5} & \lambda_s = 8 \times 10^{-4} & \lambda_b = 3 \times 10^{-2} \\ \lambda_e = 3 \times 10^{-6} & \lambda_\mu = 6 \times 10^{-4} & \lambda_\tau = 1 \times 10^{-2} \end{array}$$

Considerando Λ_{UV} dell'ordine di $M_{\text{Plank}} \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2$

- la correzione δm_f risulta piccola rispetto a m_f
- la correzione δm_H^2 risulta da 22 a 34 ordini di grandezza superiore a $m_H^2 \sim (100 \text{ GeV}/c^2)^2$ essa è invece dell'ordine di m_H^2 per un cut-off di circa 1 TeV

Si noti che i termini di correzione per lo scalare sono simili a quelli per il loop di fermioni ma di segno opposto (ovviamente sostituendo λ_f con λ_s).

Supponendo che per ogni fermione esista un partner scalare (e viceversa) con la condizione $\lambda_s = \lambda_f^2$ tutti i termini dominanti si elidono.



Si introduce l'operatore di supersimmetria

$$S|Bosone \rangle = |Fermione \rangle \quad S|Fermione \rangle = |Bosone \rangle$$

Si introducono le variabili del superspazio θ e $\bar{\theta}$ in aggiunta alle coordinate spazio-temporali x_μ e supercampi che dipendono da queste variabili

Il MSSM è una supersimmetrizzazione del Modello Standard in cui si introduce il numero minimale di supercampi

SM Particles	SUSY Particles	
quarks: q	q	squarks: \tilde{q}
leptons: l	l	sleptons: \tilde{l}
gluons: g	g	gluino: \tilde{g}
charged weak boson: W^\pm	W^\pm	Wino: \tilde{W}^\pm
Higgs: H^0	H^\pm	charged higgsino: \tilde{H}^\pm
	h^0, A^0, H^0	neutral higgsino: \tilde{h}^0, \tilde{A}^0
neutral weak boson: Z^0	Z^0	Zino: \tilde{Z}^0
photon: γ	γ	photino: $\tilde{\gamma}$
		$\left. \begin{array}{l} \tilde{\chi}_{1,2}^\pm \text{ chargino} \\ \tilde{H}^0 \text{ higgsino} \\ \tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0 \text{ neutralino} \end{array} \right\}$



Higgs nel modello MSSM

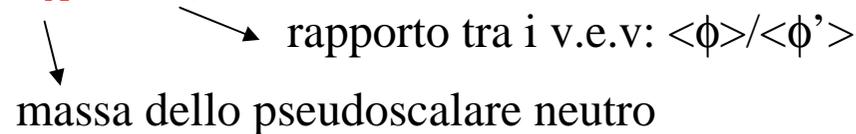


Nel **Minimal SuperSymmetric Model** vi sono due doppietti di Higgs:

1 Higgs doublet (e.g. SM)	2 Higgs doublets (e.g. MSSM)
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^A \\ \phi^B \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$	$\phi = \begin{pmatrix} \phi^A \\ \phi^B \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$
$\phi' = \begin{pmatrix} \phi^C \\ \phi^D \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}$	
4 - 3 <i>d.o.f.</i> \Rightarrow 1 Higgs	8 - 3 <i>d.o.f.</i> \Rightarrow 5 Higgses
H^0	h^0, H^0, A^0, H^+, H^-

3 *d.o.f.* are needed to generate Z^0, W^+, W^- masses

A livello albero, tutte le masse sono determinate da solo due parametri, ad esempio: $m_A, \tan \beta$





$$m_{A^0}^2 = m_{A^0}^2$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_{W^\pm}^2$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{Z^0}^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right)$$

$$m_{h^0} < (m_{Z^0}, m_{A^0}) < m_{H^0}$$

Parametri addizionali quali M_{SUSY} , M_2 , μ , A , m_g , X_t rientrano a livello di correzioni radiative.

- M_{SUSY} rappresenta la massa comune degli s-fermioni alla scala elettrodebole
- M_2 rappresenta la massa comune del gaugino “ “ “
- μ rappresenta il parametro di mixing dell'Higgs “ “ “
- A rappresenta la cost. di accoppiamento trilineare Higgs-s-quarks “ “ “
- m_g rappresenta la massa del gluino “ “ “
- X_t rappresenta lo s-top mixing “ “ “



Mixing dei fermioni supersimmetrici



Ogni fermione ha le componenti L e R ($f_{L,R}$).

Essi hanno distinti partner supersimmetrici che chiameremo $\tilde{f}_{L,R}$ (anche se sono bosoni con spin 0).

Questi s-fermioni hanno diverso spin isotopico ($I=1/2$, $I=0$) ma la simmetria può essere rotta e le loro componenti si possono mischiare.

$$M_{\tilde{f}}^2 \equiv \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}LL}^2 & m_{\tilde{f}LR}^2 \\ m_{\tilde{f}LR}^2 & m_{\tilde{f}RR}^2 \end{pmatrix} \quad m_{\tilde{f}L,R}^2 = m_f \left(A_f + \mu \frac{\tan \beta}{\cot \beta} \right) \quad \text{for } f = \begin{matrix} e, \mu, \tau, d, s, b \\ u, c, t \end{matrix}$$

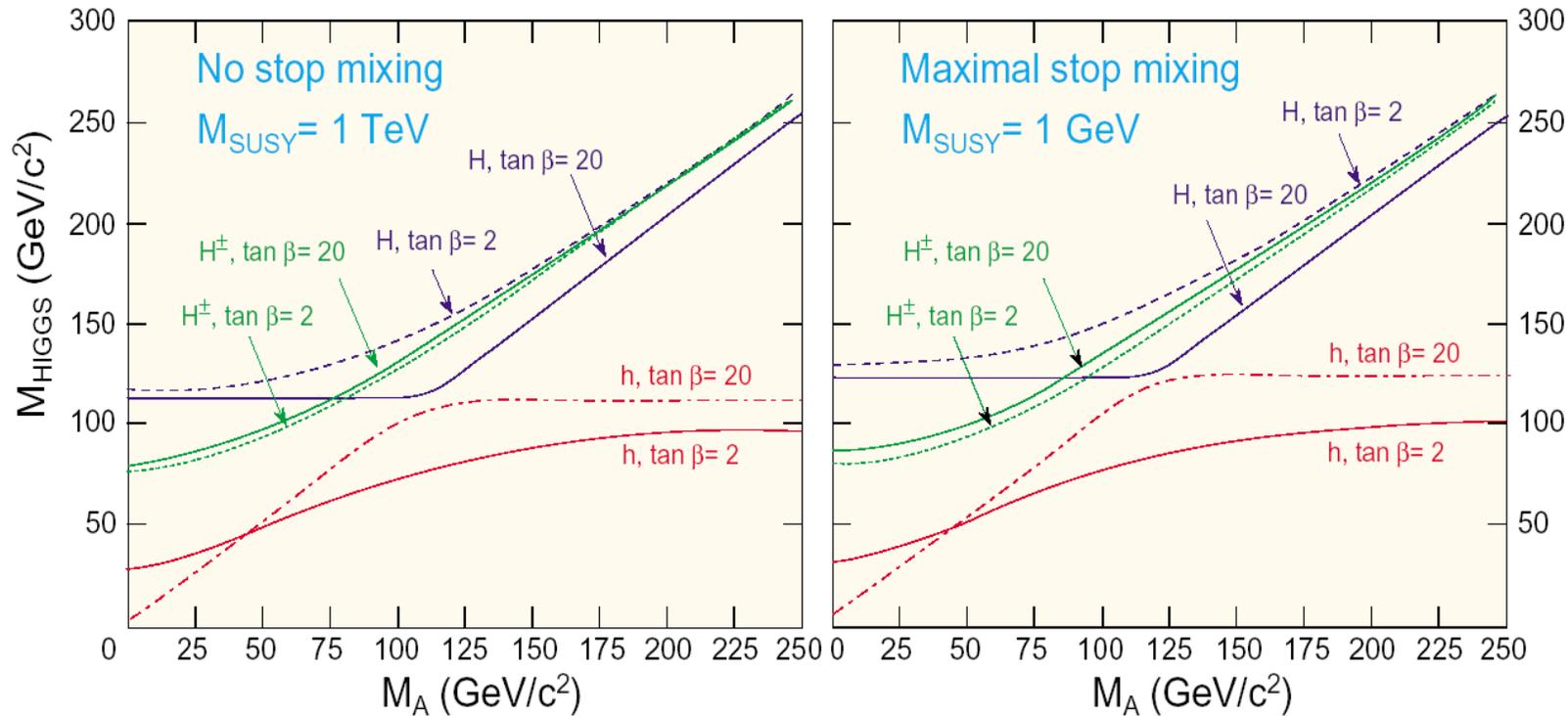
La parte fuori diagonale della matrice è proporzionale alla massa del fermione, il mixing ha dunque maggior importanza per lo s-top



Nel MSSM, ci **deve** essere **almeno un Higgs leggero**, h_0
($m_{h_0} \leq 130$ GeV per qualsiasi valore di m_A , $\tan \beta$):



Two-loop / RGE-improved radiative corrections included



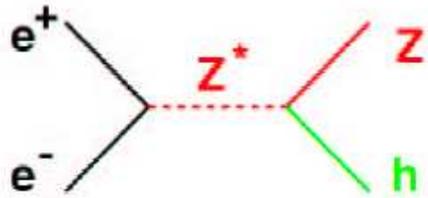
Nel MSSM il potenziale di Higgs è invariante per CP a livello albero ma può perdere la simmetria a causa delle correzioni radiative.

Nell'ipotesi di conservazione di CP gli autostati sono i campi

h e H per CP pari ed A per CP dispari



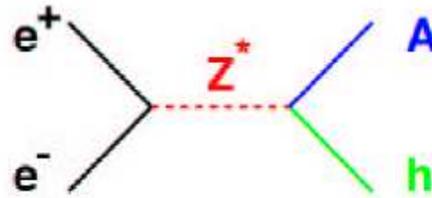
Produzione e decadimenti di higgs MSSM a LEP:



"Higgsstrahlung"

$$\sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{HZ}^{SM}$$

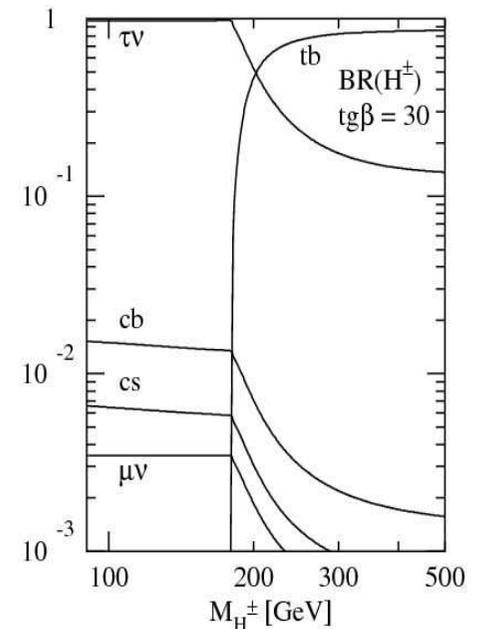
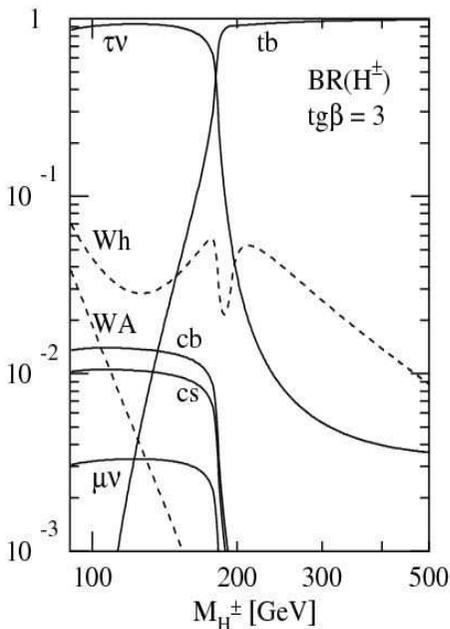
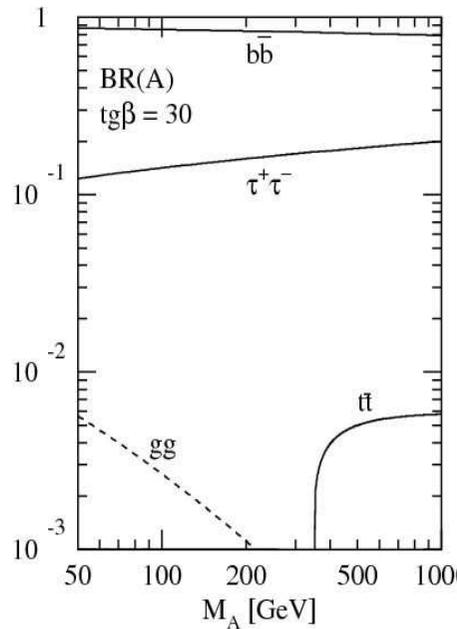
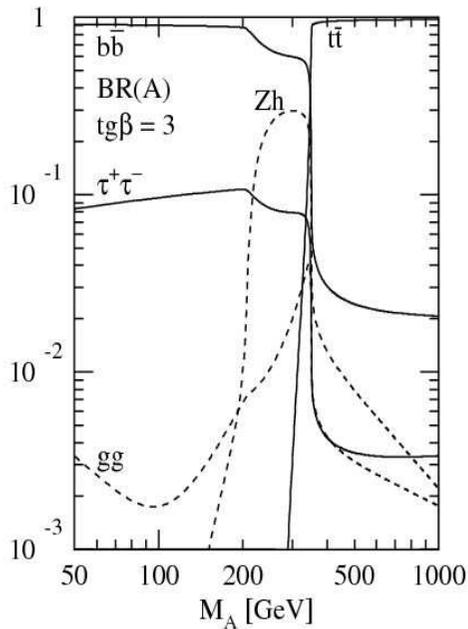
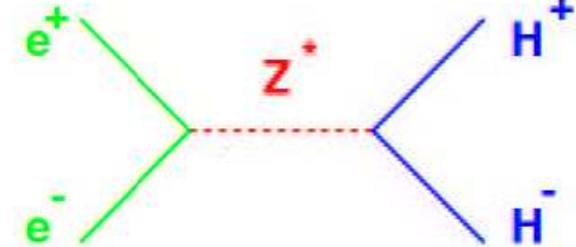
• largest at small $\tan \beta \approx 1.4$



"Associated Production"

$$\sigma_{hA} = \cos^2(\beta - \alpha) \lambda \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{SM}$$

• largest at $\tan \beta > 15$





Scenari MSSM



Benchmark parameters						
	(1) <i>m_h-max</i>	(2) <i>no-mixing</i>	(3) <i>large-μ</i>	(4) <i>gluophobic</i>	(5) <i>small-α_{eff}</i>	(6) <i>CPX</i>
Parameters varied in the scan						
tan β	0.4–40	0.4–40	0.7–50	0.4–40	0.4–40	0.6–40
m _A (GeV/c ²)	0.1–1000	0.1–1000	0.1–400	0.1–1000	0.1–1000	–
m _{H±} (GeV/c ²)	–	–	–	–	–	4–1000
Fixed parameters						
M _{SUSY} (GeV)	1000	1000	400	350	800	500
M ₂ (GeV)	200	200	400	300	500	200
μ (GeV)	–200	–200	1000	300	2000	2000
m _{g̃} (GeV/c ²)	800	800	200	500	500	1000
X _t (GeV)	2 M _{SUSY}	0	–300	–750	–1100	A – μ cot β
A (GeV)	X _t + μ cot β	X _t + μ cot β	X _t + μ cot β	X _t + μ cot β	X _t + μ cot β	1000
arg(A)=arg(m _{g̃})	–	–	–	–	–	90°

Scenario *m_h-max*:

lo s-top mixing è impostato ad alti valori ($X_t = 2M_{SUSY}$) in modo da massimizzare il limite superiore di m_h

Scenario *no mixing*:

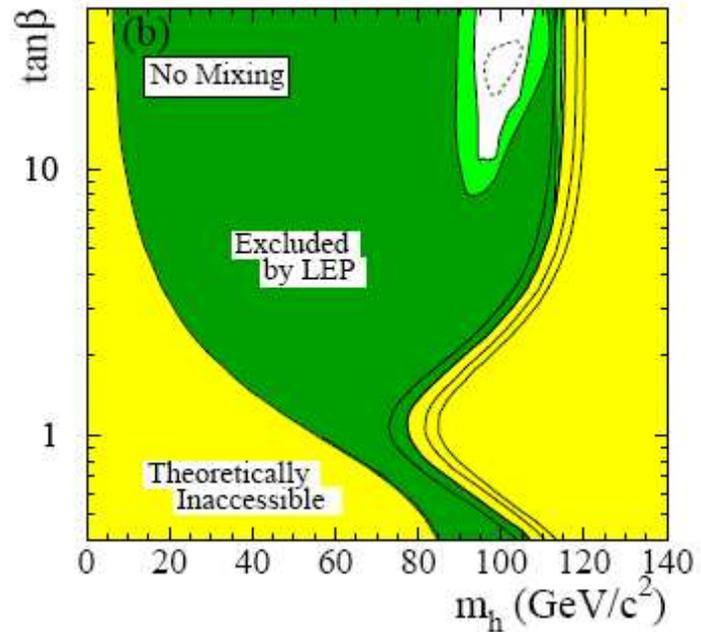
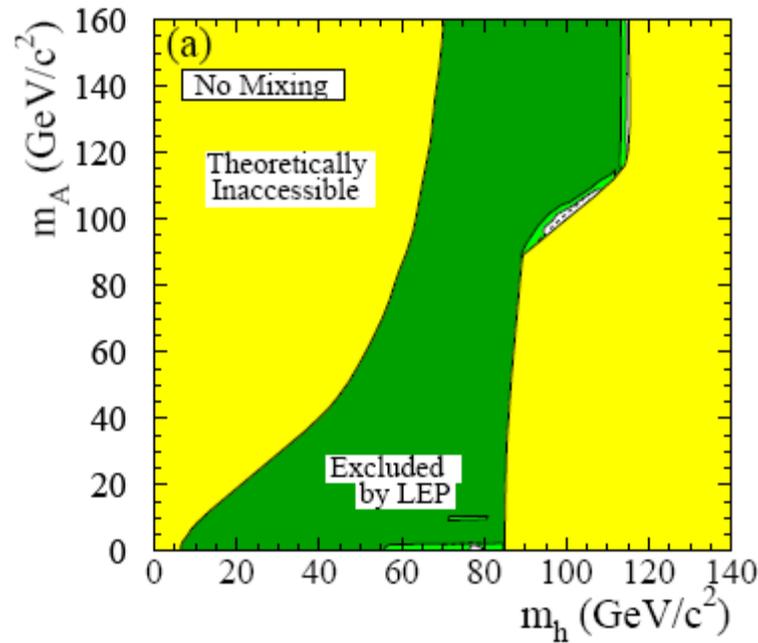
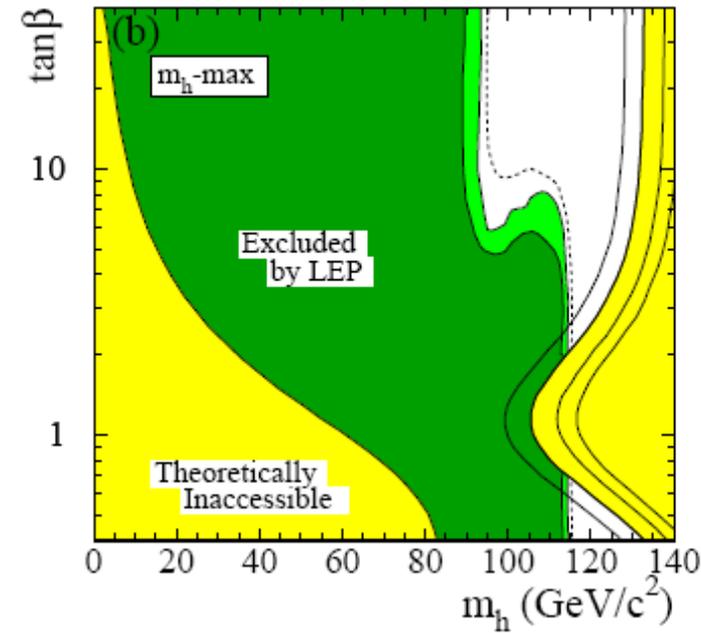
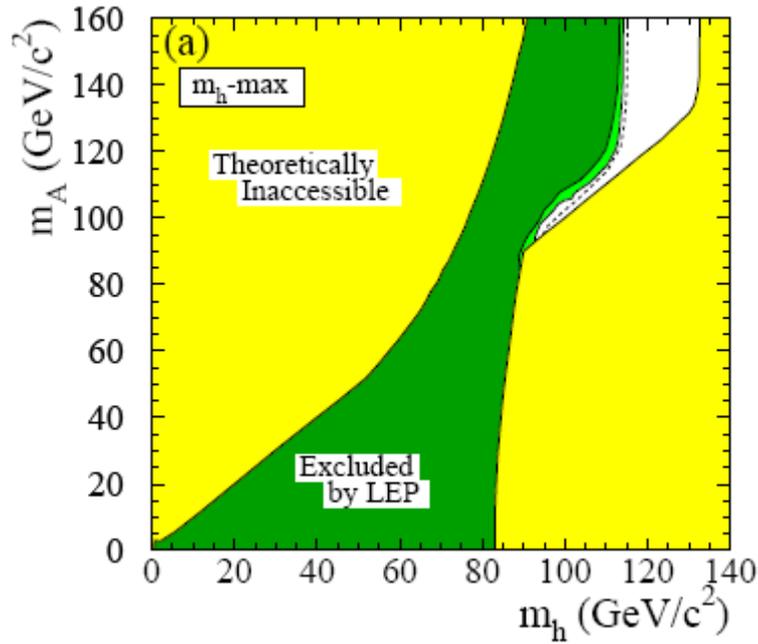
$$X_t = 0$$

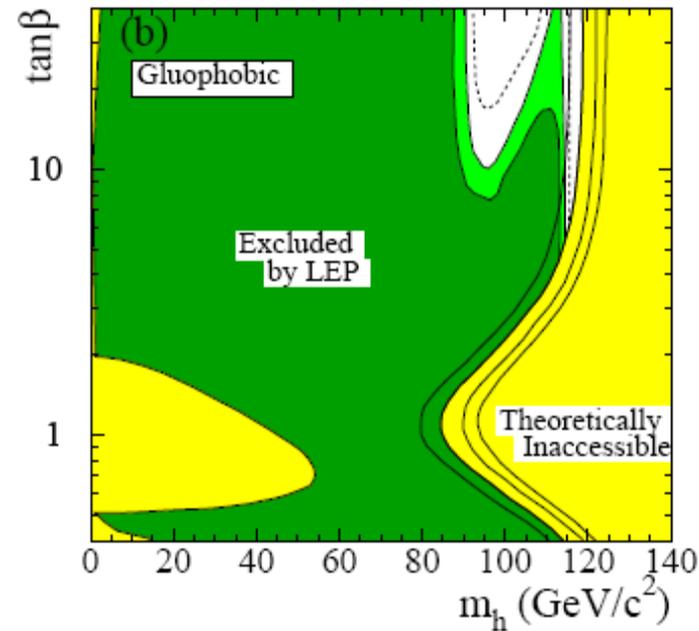
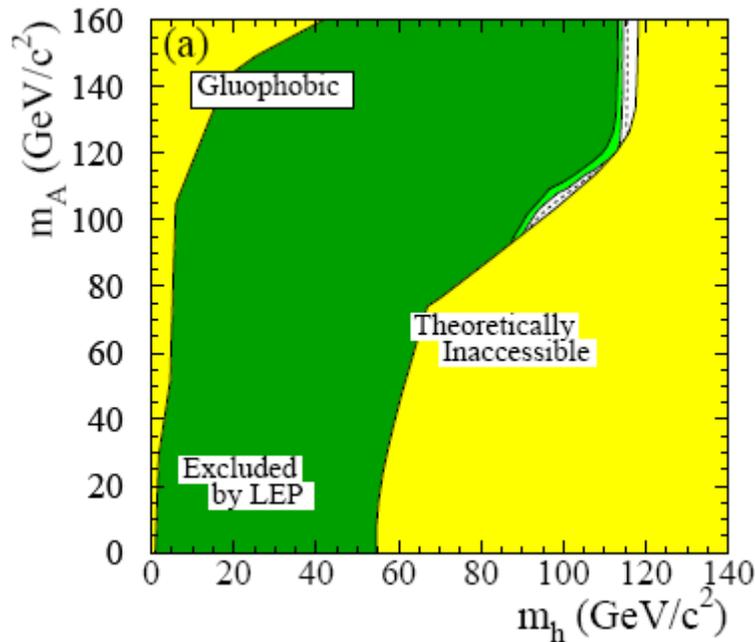
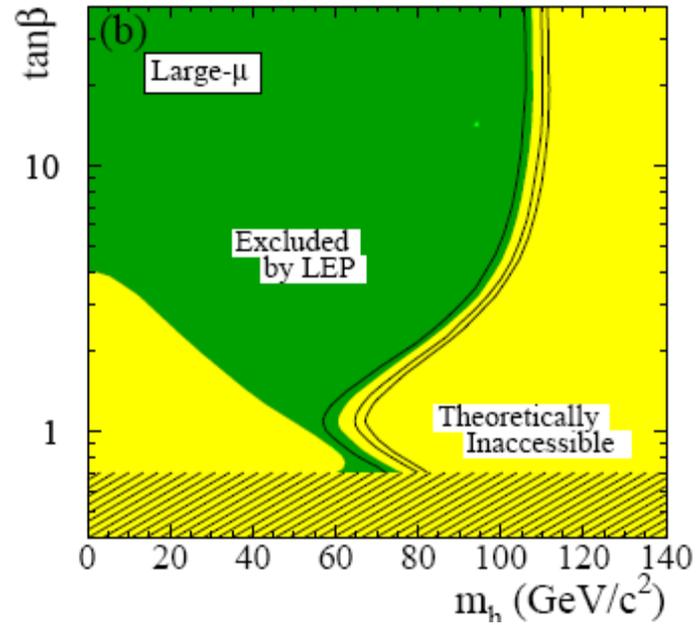
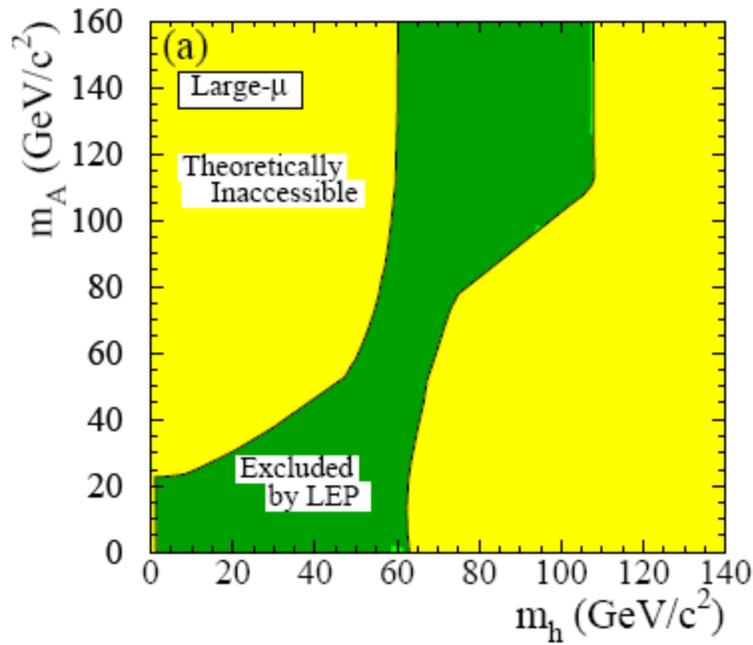
Scenario ad alti μ:

sopprime i decadimenti $h \rightarrow bb$ e $h \rightarrow \tau\tau$ favorendo i decadimenti $h \rightarrow cc$, gg , WW

Scenario “gluophobic”:

sopprime l'accoppiamento dell'higgs con i gluoni







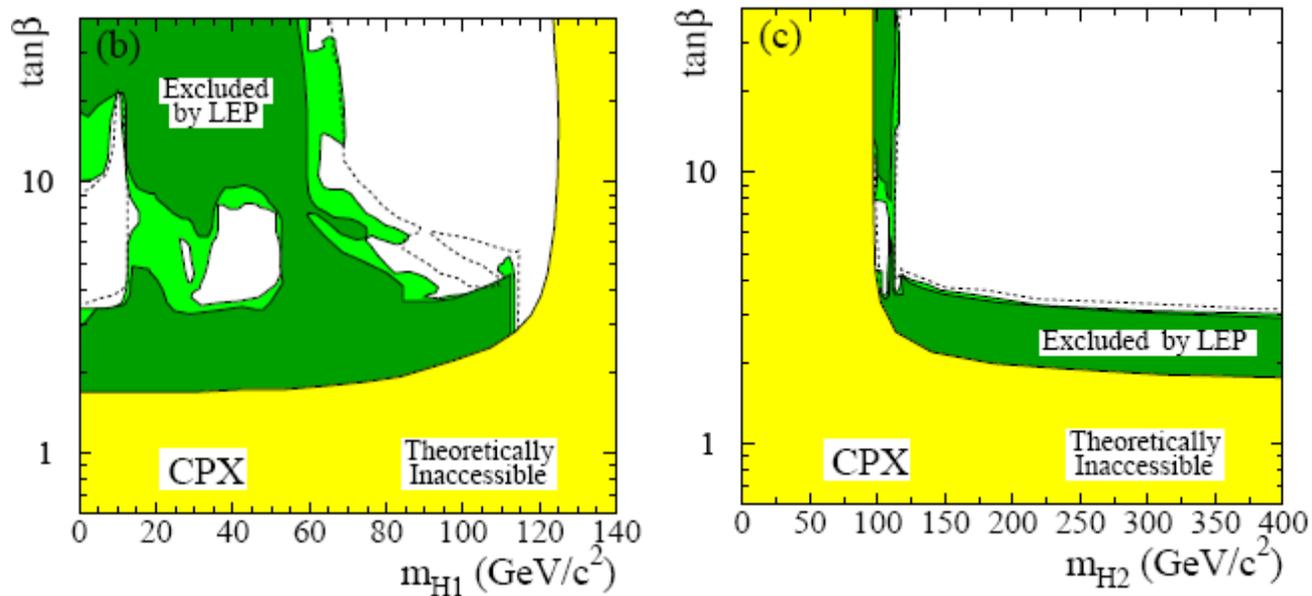
Limiti di massa nell'ipotesi di conservazione di CP:

$$M_h > 85 \text{ GeV}$$

$$M_A > 93 \text{ GeV}$$

In caso di violazione di CP indichiamo gli autostati neutri **H1**, **H2** e **H3** per differenziarli dagli autostati di CP

I limiti di massa nell'ipotesi di violazione di CP sono aree complesse





Ricerca di extra bosoni di gauge



- Origine dello Z'

Z' è il nome generico di un nuovo bosone di gauge neutrale, può derivare da diversi modelli

Sequential Standard Model: Z'_{SSM}

Grand Unified Theories (GUT): $Z'_{\psi}, Z'_{\chi}, Z'_{\eta}, Z'_I$

Left-Right symmetric models: Z'_{LRM}, Z'_{ALRM}

I modelli prevedono gli accoppiamenti, non la massa dello Z'

- GUT

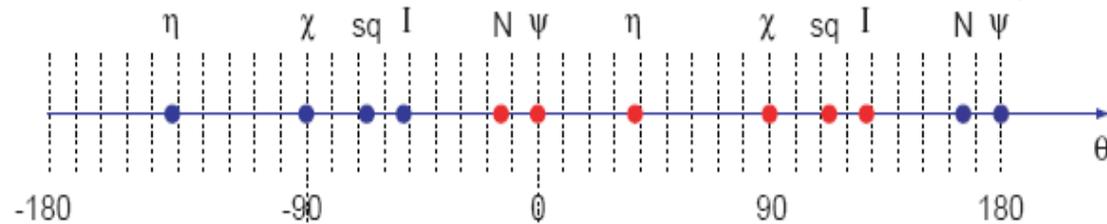
I Gruppi E6 (ed il sottogruppo SO(10)) possono originare il gruppo G_{MS} attraverso i seguenti passi di rottura di simmetria:

$$E6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_{\psi} \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_{\chi} \otimes U(1)_{\psi} \rightarrow G_{MS} \otimes U(1)_{\chi} \otimes U(1)_{\psi}$$

un bosone Z' può essere una combinazione dei campi Z'_{ψ} e Z'_{χ}

$$Z'(\theta) \equiv Z'_{\psi} \cos \theta + Z'_{\chi} \sin \theta$$

$$Z''(\theta) \equiv Z'_{\psi} \sin \theta - Z'_{\chi} \cos \theta$$





- Parametri di generazione dello Z' in PYTHIA

PARU(121)-PARU(128) accoppiamenti 1^a gen. di quark e leptoni ($d_V d_A u_V u_A e_V e_A \nu_{eV} \nu_{eA}$)
 PARJ(180)-PARJ(187) accoppiamenti 2^a gen. di quark e leptoni ($s_V s_A c_V c_A \mu_V \mu_A \nu_{\mu V} \nu_{\mu A}$)
 PARJ(188)-PARJ(195) accoppiamenti 3^a gen. di quark e leptoni ($b_V b_A t_V t_A \tau_V \tau_A \nu_{\tau V} \nu_{\tau A}$)
 PMAS(32) massa Z'

- Sequential Standard Model

Gli accoppiamenti sono assunti essere uguali a quelli del bosone Z^0

$$2(I_{3f} - 2Q_f \sin^2 \theta_w)$$

$$C_{dV} = \text{PARU}(121) = C_{sV} = \text{PARJ}(180) = C_{bV} = \text{PARJ}(188) = -1 + 4/3 \sin^2 \theta_w$$

$$C_{dA} = \text{PARU}(122) = C_{sA} = \text{PARJ}(181) = C_{bA} = \text{PARJ}(189) = -1$$

- GUT

Gli accoppiamenti C_V e C_A sono diversi per $Z_\psi Z_\chi Z_\eta Z_I$

$$g_\psi = g_\chi = \sqrt{\frac{5}{3}} g_{Z^0} \sin \theta_w = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{e}{\cos \theta_w}$$

$$C_{dV}(Z_\psi) = 0$$

$$C_{dV}(Z_\chi) = 2/3 \sqrt{6} \sin \theta_w$$

$$C_{dV}(Z_\eta) = \sin \theta_w$$

$$C_{dV}(Z_I) = 1/3 \sqrt{15} \sin \theta_w$$



- minimal e non universal minimal Z' models
(Salvioni, Strumia, Villadoro, Zwirner)

Viene esteso il gruppo del Modello Standard

- includendo i neutrini right-handed
- aggiungendo un gruppo di simmetria $U_{Y'}(1)$ che origina un bosone Z' i cui accoppiamenti con i fermioni possono essere o non essere universali

Rispetto ai precedenti modelli:

- l'accoppiamento non e' fissato
- prevede un possibile mixing $Z - Z'$.

$$Y' = a Y + b X \quad (X = B - L)$$

Parametri del modello: $m_{Z'}$ \tilde{g}_Y \tilde{g}_{B-L}

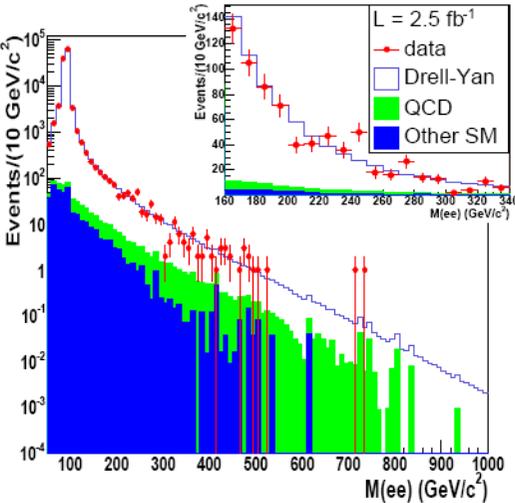


Limiti attuali sui modelli Z'



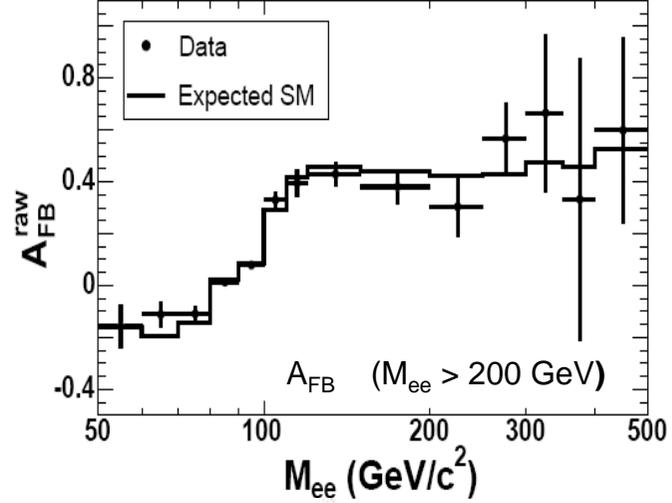
- Ricerca diretta al Tevatron**

Dati CDF II utilizzando $\int L = 2.3$ e 2.5 fb^{-1}
 Phys.Rev.Lett.102:091805,2009 (dimuoni)
 Phys.Rev.Lett.102:031801,2009 (dielettr.)



Dati CDF II utilizzando $\int L = 448 \text{ pb}^{-1}$
 hep-ex 0602045 – Feb 24 2006

Source	$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$	Dijet	Diboson	Total SM	Observed
Events	80.0 ± 8.0	28_{-17}^{+14}	6.8 ± 1.4	115_{-19}^{+16}	120



Z' Model	Z'_{SM}	Z'_{ψ}	Z'_{χ}	Z'_{η}	Z'_I	Z'_{sec}	Z'_N
Expected Limit (GeV/c^2)	961	846	857	873	755	788	831
Observed Limit (GeV/c^2)	963	851	862	877	735	792	837

Indirect limit (GeV/c^2) | 1500 | 680 | 350 | 619 |

95% C.L.

95% C.L.

- Limiti indiretti dai dati di LEP**

I limiti indiretti dai dati di LEP sono ricavati dai fit elettrodeboli di Γ_Z e A_{FB}
 Si ricavano limiti indiretti dello stesso ordine di quelli diretti



Produzione di Z' a LHC



$$L = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} = 2 \text{ nb}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

	Events / seconds		
	1 TeV	3 TeV	5 TeV
Z_{SSM}	0.032	$0.013 \cdot 10^{-2}$	$0.023 \cdot 10^{-4}$
Z_{ψ}	0.006	$0.002 \cdot 10^{-2}$	$0.004 \cdot 10^{-4}$
Z_{η}	0.009	$0.003 \cdot 10^{-2}$	$0.006 \cdot 10^{-4}$
Z_{χ}	0.010	$0.003 \cdot 10^{-2}$	$0.005 \cdot 10^{-4}$
Z_{LRM}	0.027	$0.010 \cdot 10^{-2}$	$0.017 \cdot 10^{-4}$
Z_{ALRM}	0.013	$0.006 \cdot 10^{-2}$	$0.011 \cdot 10^{-4}$

$$L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} = 0.1 \text{ nb}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

	Events / year		
	1 TeV	3 TeV	5 TeV
Z_{SSM}	$50 \cdot 10^3$	$20 \cdot 10^1$	$36 \cdot 10^{-1}$
Z_{ψ}	$9.5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^1$	$6 \cdot 10^{-1}$
Z_{η}	$14 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^1$	$9 \cdot 10^{-1}$
Z_{χ}	$16 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^1$	$8 \cdot 10^{-1}$
Z_{LRM}	$42 \cdot 10^3$	$16 \cdot 10^1$	$27 \cdot 10^{-1}$
Z_{ALRM}	$20 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^1$	$17 \cdot 10^{-1}$

Process	Events/s	Events/year
$W \rightarrow e\nu$	40	4×10^8
$Z \rightarrow ee$	4	4×10^7
$t\bar{t}$	1.6	1.6×10^7
$b\bar{b}$	10^6	10^{13}
$\tilde{g}\tilde{g}$ ($m = 1 \text{ TeV}$)	0.002	2×10^4
Higgs ($m = 120 \text{ GeV}$)	0.08	8×10^5
Higgs ($m = 800 \text{ GeV}$)	0.001	10^4
QCD jets $p_T > 200 \text{ GeV}$	10^2	10^9

Va poi considerato il BR che nel caso di $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ varia dal 3% al 9%



$Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ a CMS



- Il segnale

Il canale $Z' \rightarrow \mu\mu$ è stato considerato come riferimento per uno studio dettagliato nel Physics TDR di CMS.

Sono stati considerati sei possibili bosoni Z' :

$$Z'_{SSM} \quad \underbrace{Z'_{\psi} \quad Z'_{\chi} \quad Z'_{\eta}} \quad \underbrace{Z'_{LRM} \quad Z'_{ALRM}}$$

La generazione di PYTHIA include le possibili interferenze $\gamma^* / Z^0 / Z'$

Sono state studiate tre diverse masse invarianti: 1 TeV , 3 TeV , 5 TeV

Model	$\Gamma/M, \%$	$Br(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-), \%$	$\sigma^{LO} \cdot Br, fb$ (PYTHIA)			$\sigma^{LO} \cdot Br, full\ interference, fb$ (PYTHIA)		
			1 TeV	3 TeV	5 TeV	1 TeV	3 TeV	5 TeV
Z_{SSM}	3.1	3.0	480	1.9	0.034	610	2.8	0.050
Z_{ψ}	0.6	4.0	130	0.5	0.009	340	1.7	0.032
Z_{η}	0.7	3.4	150	0.6	0.011	370	1.8	0.035
Z_{χ}	1.3	5.7	280	1.0	0.014	500	2.2	0.038
Z_{LRM}	2.2	2.3	310	1.2	0.020	500	2.3	0.040
Z_{ALRM}	1.6	8.6	580	2.6	0.051	740	3.7	0.077

Le sezioni d'urto in tabella sono mostrate all'ordine LO. Sono state moltiplicate per un fattore $k=1.35$ per considerare le correzioni QCD all'ordine NNLO



$Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ a CMS



- Il fondo

Il fondo dominante (ed irriducibile) e' il **Drell-Yan** $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
 E' stato considerato all'ordine NNLO come il segnale
 Ulteriori contributi (ZZ, ZW, WW, tt) sono risultati essere trascurabili
 avendo sezioni di produzione molto piu' basse ed essendo riducibili
 con selezioni specifiche.

DY $\rightarrow \mu \mu$

	Mass interval, TeV					
	> 0.2	> 0.4	> 1	> 1.5	> 2	> 3
$\sigma_{DY}^{LO}, \text{fb}$	$2.5 \cdot 10^3$	220	6.6	1.1	0.24	0.020

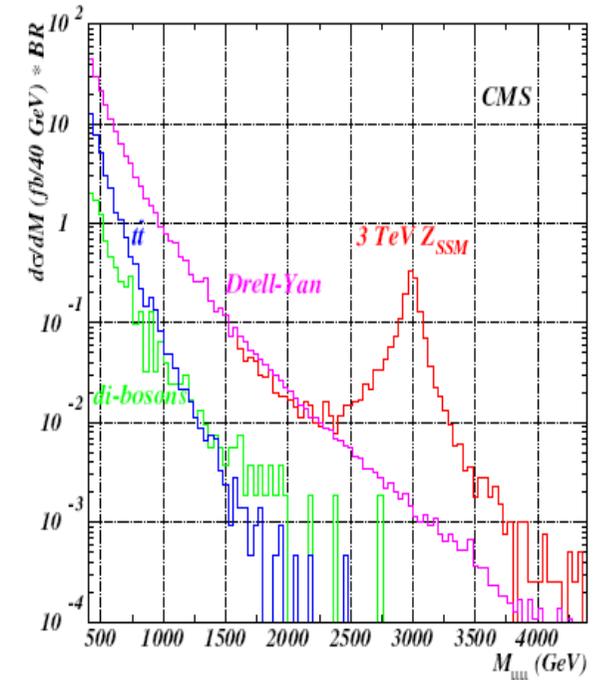
tt $\rightarrow \mu \mu + X$

Mass interval	> 1 TeV
$\sigma \cdot \text{BR fb}$	0.3

ZZ, ZW, WW $\rightarrow \mu \mu + X$

Mass interval	> 1 TeV
$\sigma \cdot \text{BR fb}$	0.3

Model	$\sigma^{LO} \cdot \text{Br}, \text{fb}$ (PYTHIA)		
	1 TeV	3 TeV	5 TeV
Z_{SSM}	480	1.9	0.034
Z_ψ	130	0.5	0.009
Z_η	150	0.6	0.011
Z_χ	280	1.0	0.014
Z_{LRM}	310	1.2	0.020
Z_{ALRM}	580	2.6	0.051



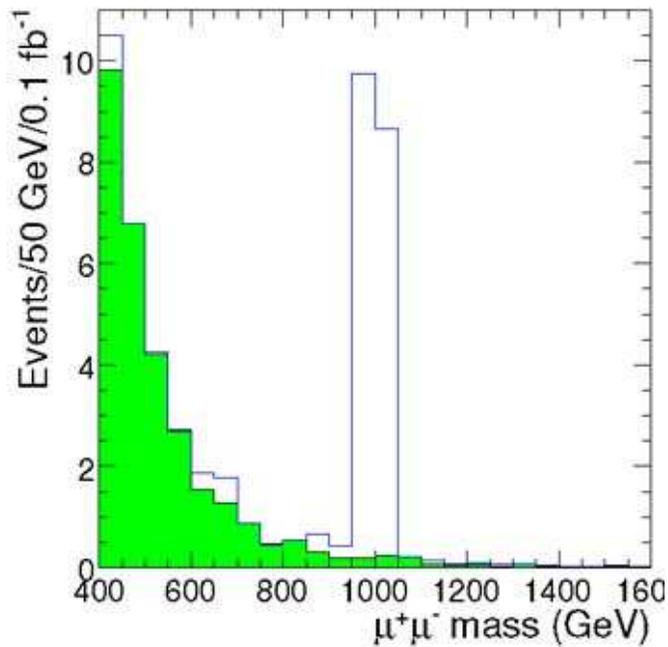


Effetti disallineamento $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$

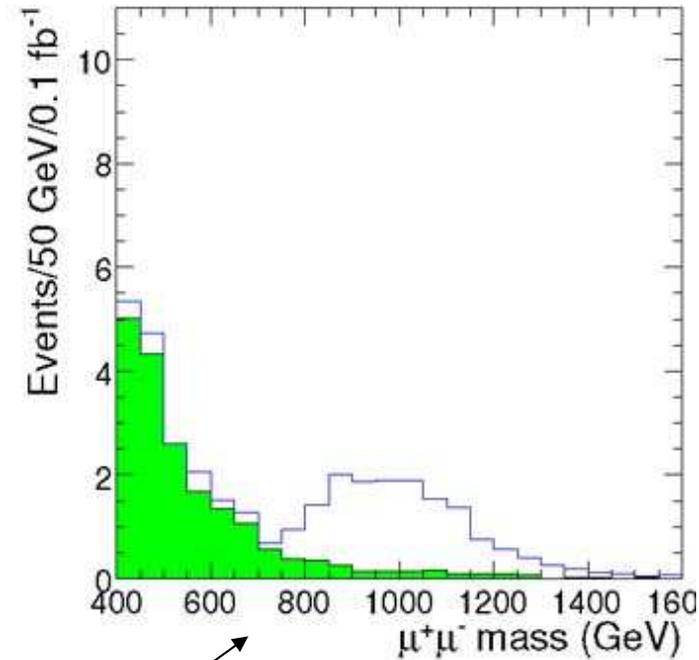


Esempio di spettro $Z\eta$ con $M_{Z'} = 1$ TeV con luminosita' integrata di 0.1 fb^{-1}
PTDR V2 - CMS NOTE 2006/062

Allineamento ideale



First data scenario



Risoluzione massa: $\sim 10\%$
4%

$M_{Z'} = 1$ TeV "first data"

$M_{Z'} = 3$ TeV "long term"

Padova 10 Maggio 2010

Ezio Torassa

Dottorato in Fisica XXV Ciclo



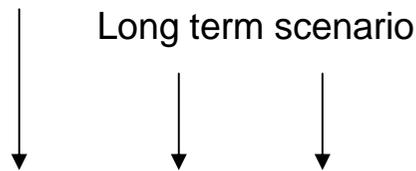
Effetti disallineamento $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$



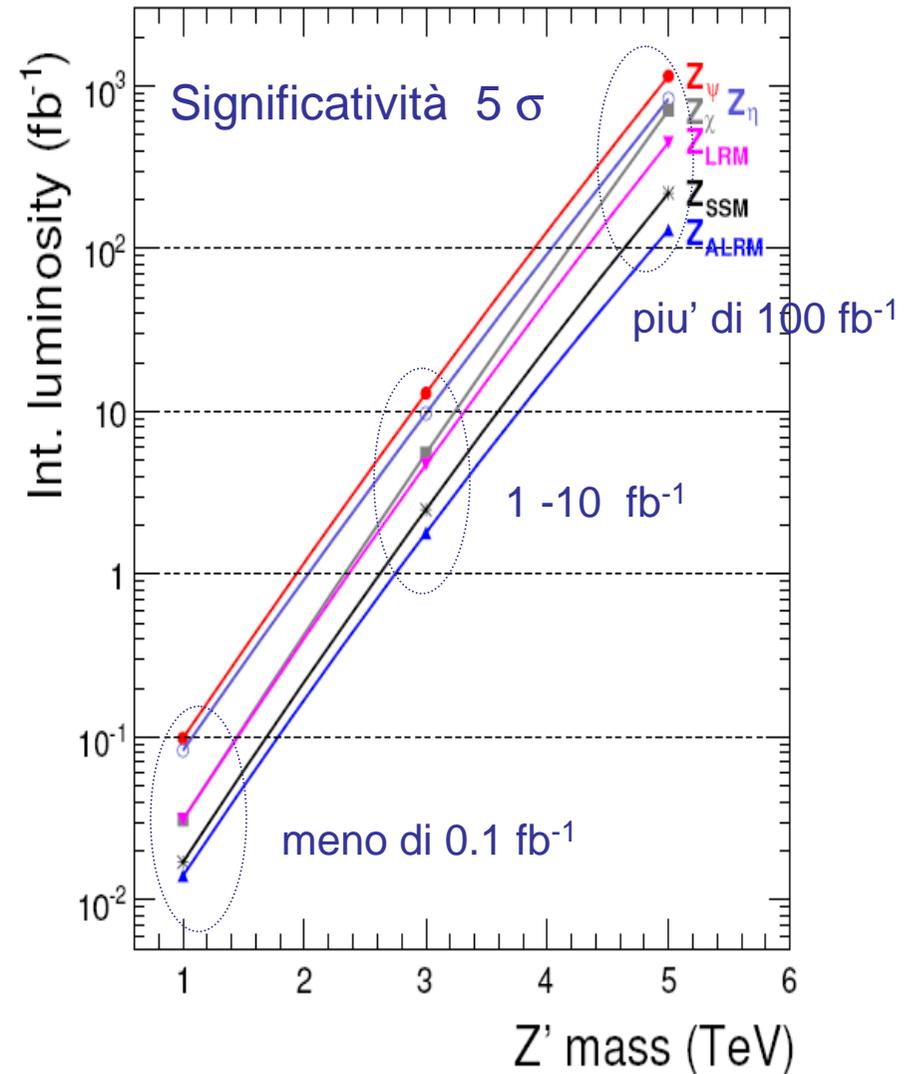
- **significativita'**

$$S_{\mathcal{L}} = \sqrt{2 \ln(\mathcal{L}_{s+b} / \mathcal{L}_b)}$$

First data scenario



Mass	1 TeV/c ²	3 TeV/c ²	5 TeV/c ²
$\int \mathcal{L} dt$	0.1 fb ⁻¹	10 fb ⁻¹	300 fb ⁻¹
Z_{SSM}	12.4 ± 0.2	10.1 ± 0.2	5.8 ± 0.1
Z_{ψ}	5.1 ± 0.2	4.4 ± 0.1	2.4 ± 0.2
Z_{η}	5.5 ± 0.2	5.1 ± 0.1	2.9 ± 0.1
Z_{χ}	9.1 ± 0.2	6.7 ± 0.2	3.2 ± 0.1
Z_{LRM}	9.0 ± 0.2	7.4 ± 0.2	4.1 ± 0.1
Z_{ALRM}	13.3 ± 0.3	11.8 ± 0.2	7.7 ± 0.2

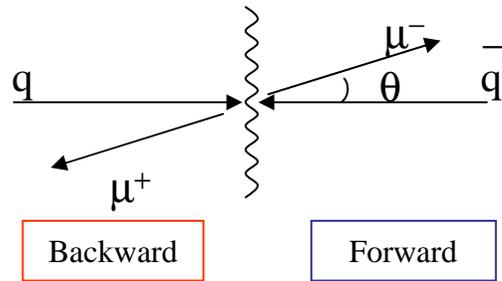




Distinzione tra diversi modelli: A_{FB}



- Asimmetria forward backward



$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \propto \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \vartheta^*) + A_{FB} \cos \vartheta^*$$

ϑ^* angolo tra μ^- e quark incidente nel riferimento della coppia di μ

Nelle interazione p-p vi sono elementi di incertezza:

- 1) da quale protone e' derivato il quark e da quale l'antiquark ?
- 2) nel riferimento della Z' i due protoni non risultano piu' collineari, l'angolo ϑ^* non e' determinabile in modo preciso.

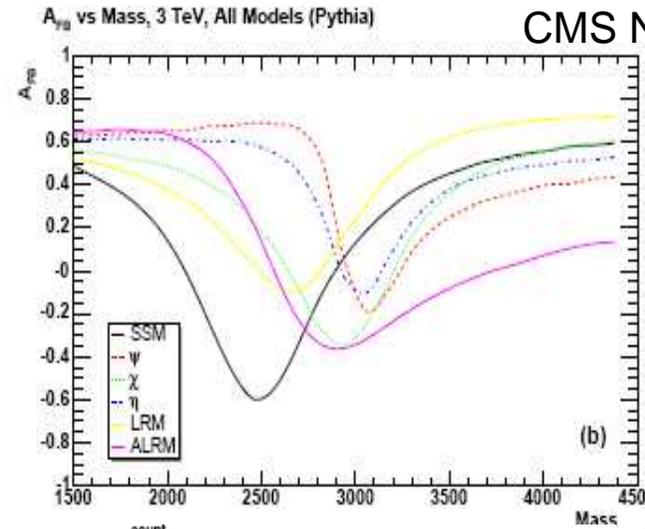
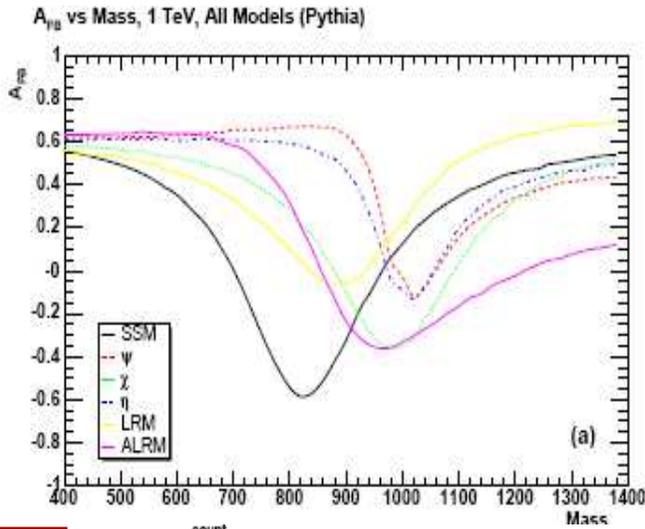
Si assume che:

- 1) la direzione sull'asse z della Z' determini la direzione del quark, dunque il segno di ϑ^* . La frazione dei casi in cui l'ipotesi non è corretta produce una **diluizione dell'asimmetria**
- 2) l'angolo sia in approssimazione quello tra i leptoni ed il piano dei protoni nel riferimento della Z' (Collin-Soper frame).



Distinzione tra diversi modelli: A_{FB}

CMS NOTE 2005/022

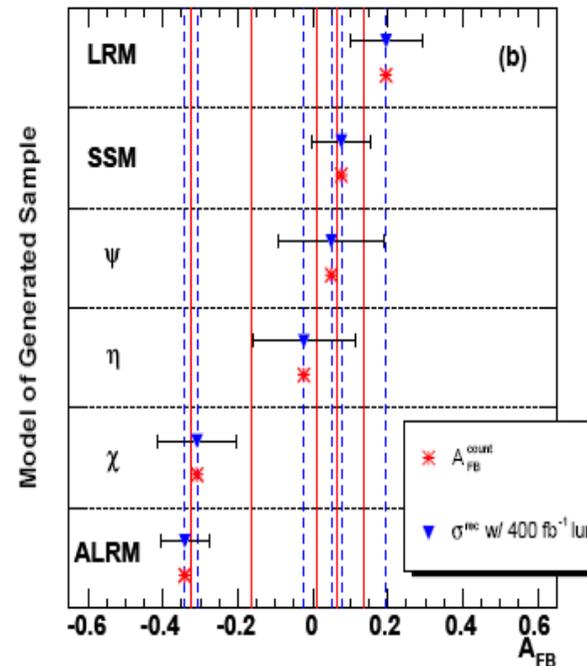
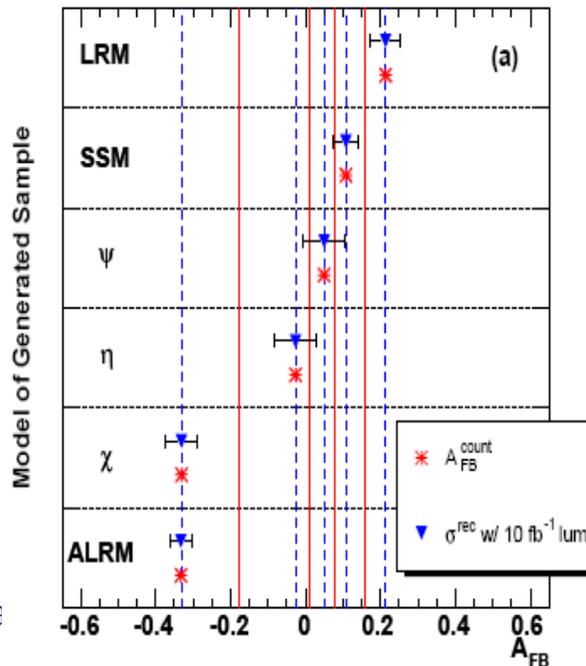


On-peak A_{FB}^{count} and σ^{rec} for All 1 TeV Models

On-peak A_{FB}^{count} and σ^{rec} for All 3 TeV Models

$M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$
 $L = 10 \text{ fb}^{-1}$

$M_{Z'} = 3 \text{ TeV}$
 $L = 400 \text{ fb}^{-1}$





Distinzione tra diversi modelli: A_{FB}



Tabelle di significatività per confronto tra coppie di Z'

$M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$
 $L = 10 \text{ fb}^{-1}$

$M_{Z'} = 3 \text{ TeV}$
 $L = 400 \text{ fb}^{-1}$

Model	Z_{ALRM}	Z_χ	Z_η	Z_ψ	Z_{SSM}	Z_{LRM}
Z_{ALRM}	–	0.0	5.3	6.6	7.6	9.4
Z_χ	0.0	–	3.7	4.6	5.3	6.6
Z_η	2.7	2.6	–	0.7	1.2	2.1
Z_ψ	3.3	3.3	0.7	–	0.5	1.4
Z_{SSM}	6.8	6.8	2.1	0.9	–	1.6
Z_{LRM}	6.8	6.8	3.0	2.1	1.3	–

Model	Z_{ALRM}	Z_χ	Z_η	Z_ψ	Z_{SSM}	Z_{LRM}
Z_{ALRM}	–	0.3	2.5	3.0	3.2	4.2
Z_χ	0.2	–	1.4	1.7	1.8	2.4
Z_η	1.2	1.0	–	0.3	0.4	0.8
Z_ψ	1.4	1.3	0.3	–	0.1	0.5
Z_{SSM}	2.7	2.5	0.6	0.2	–	0.8
Z_{LRM}	2.8	2.6	1.1	0.8	0.6	–

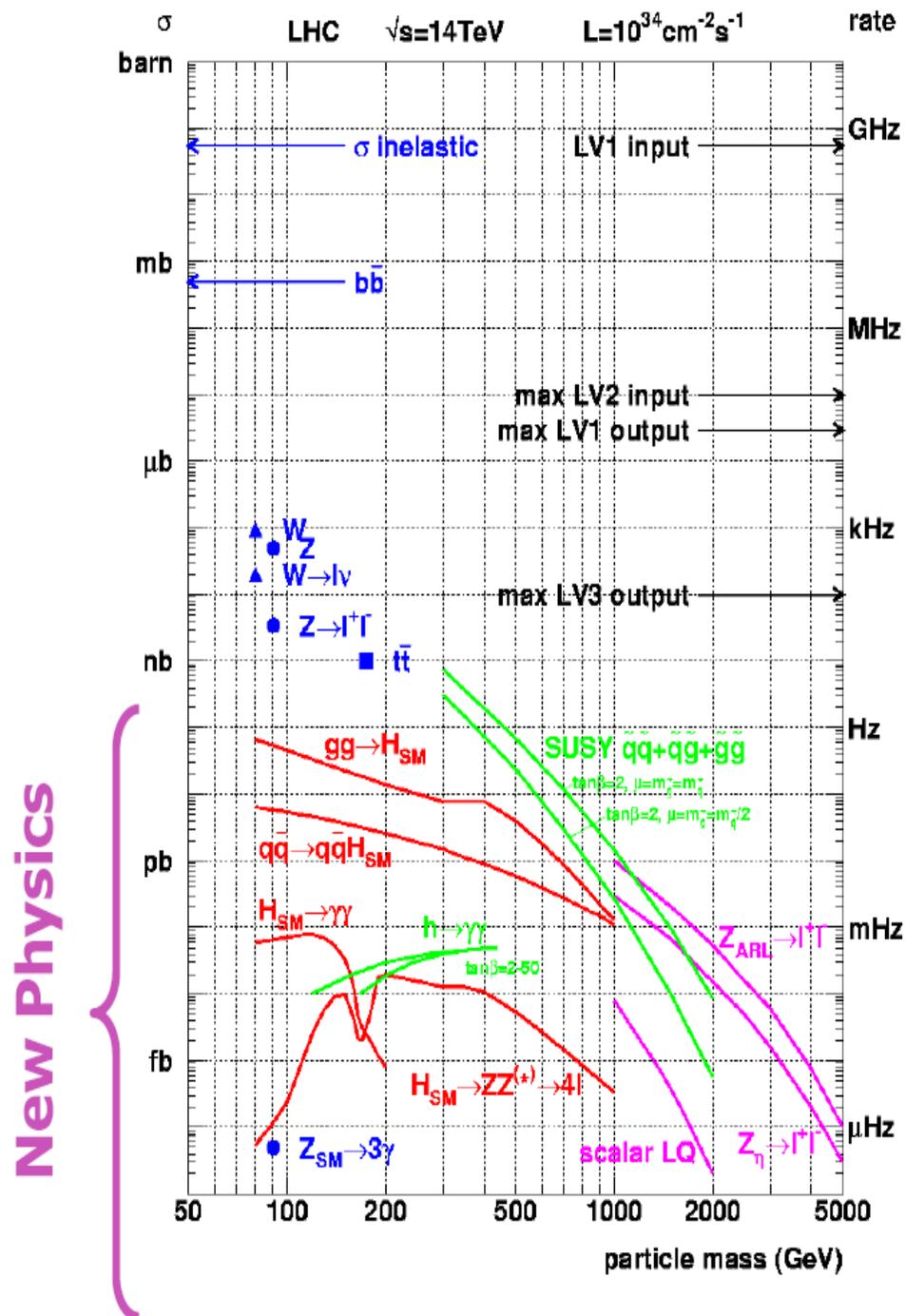


SUSY (MSSM)



Spin-0	Spin- $\frac{1}{2}$	Spin-1	Colore	Q	B	L
\tilde{u}_1, \tilde{u}_2 \tilde{d}_1, \tilde{d}_2 $\tilde{\nu}$ \tilde{e}_1, \tilde{e}_2	u d ν e		3 3 1 1	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$ 0 -1	$\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3}$ 0 0	0 0 1 1
H^- h, H, A	\tilde{g} $\tilde{\chi}_1^-, \tilde{\chi}_2^-$ $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	g W^- Z^0, γ	8 1 1	0 -1 0	0 0 0	0 0 0

Contenuto di particelle del MSSM: autostati di massa. (Non sono incluse la seconda e terza generazione di fermioni e gli autostati di antiparticella.)



I partner supersimmetrici di quark e gluoni, dato che hanno carica di colore, sono le particelle SUSY prodotte con maggior abbondanza a LHC

$$\begin{aligned} \tilde{q}\tilde{q} &\rightarrow q\tilde{\chi} \quad \bar{q}\tilde{\chi} \\ \tilde{q}\tilde{g} &\rightarrow q\tilde{\chi} \quad q\bar{q}\tilde{\chi} \\ \tilde{g}\tilde{g} &\rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi} \quad q\bar{q}\tilde{\chi} \end{aligned}$$

at least two high E_T jets
at least three high E_T jets
at least four high E_T jets



2 jets



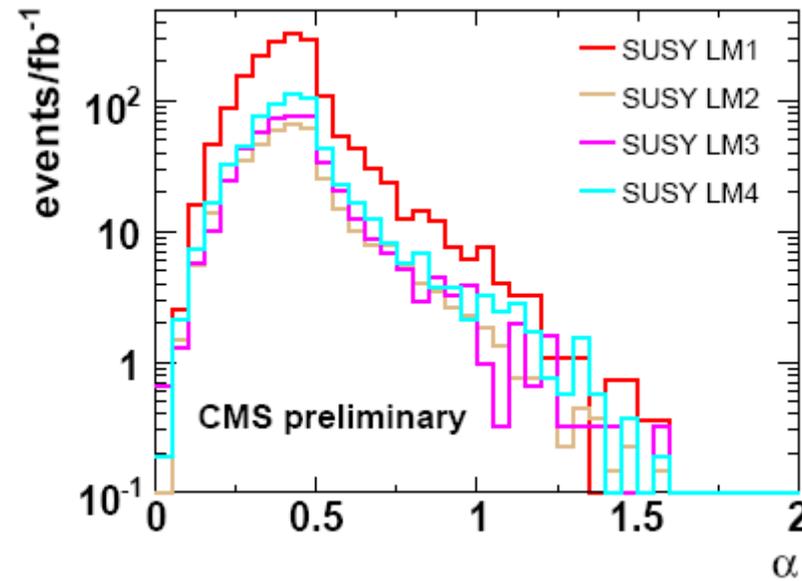
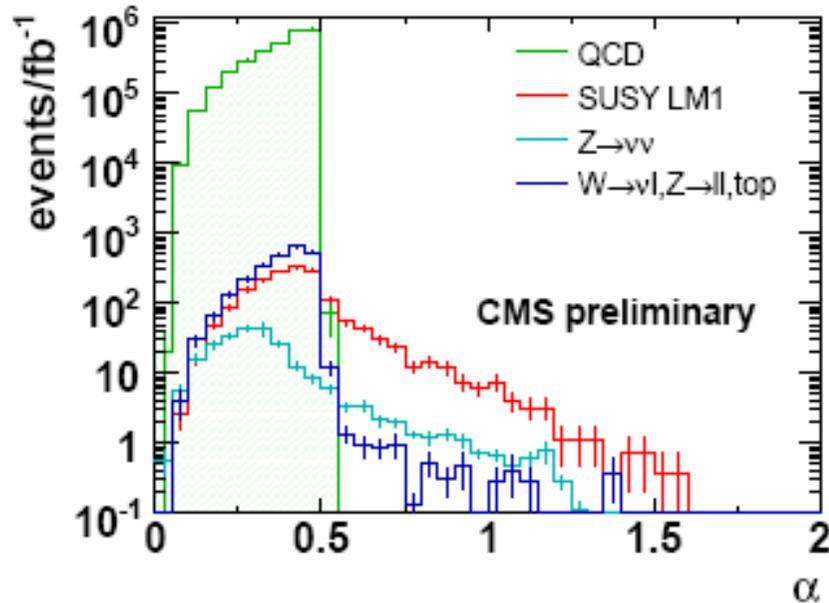
CMS PAS SUS-08-005

Selezione:

- $p_T^{j1} > 50 \text{ GeV}, p_T^{j2} > 50 \text{ GeV}$ \Rightarrow Energia minima dei 2 jet
- $F_{em}^{j1} < 0.9, F_{em}^{j2} < 0.9$
- $|\eta_{j1}| < 2.5$
- $p_T^B < 50 \text{ GeV}$ \Rightarrow Veto terzo jet
- $\Delta\phi(j_i, \text{MHT}) < 0.3 \text{ rad (i=1,2,3)}$ \Rightarrow Angolo tra jet e MET (contro Ejet mal valutata)
- $p_T^e < 10 \text{ GeV}, p_T^\mu < 10 \text{ GeV}$ \Rightarrow Veto leptoni



$$\alpha = E_T^{j2} / M_{inv}^{j1,j2}$$

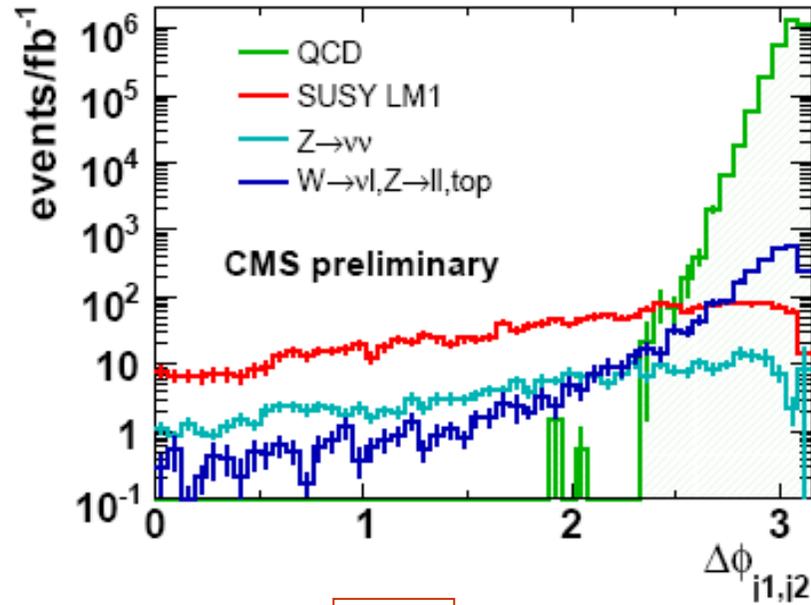


Il segnale viene studiato per diversi punti di riferimento LM1-LM2- ecc..
 che definiscono diversi valori di massa delle particelle più leggere

Sample	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	A_0	$\tan \beta$	$\text{sign}(\mu)$	σ NLO (pb)	(LO) (pb)	lightest \tilde{q} (GeV)	χ_1^0 (GeV)
LM1	60	250	0	10	+	54.86	(43.28)	410 (\tilde{t}_1)	97
LM2	185	350	0	35	+	9.41	(7.27)	582 (\tilde{t}_1)	141
LM3	330	240	0	20	+	45.47	(34.20)	446 (\tilde{t}_1)	94
LM4	210	285	0	10	+	25.11	(19.43)	483 (\tilde{t}_1)	112



$$\Delta\phi_{j1,j2}$$



Selection cut	QCD	$t\bar{t}, W, Z$	$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	LM1
Trigger	1.1×10^8	147892	1807	25772
Preselection	3.4×10^7	9820	878	2408
HT > 500 GeV	3.2×10^6	2404	243	1784
$\alpha > 0.55$	0	7.2	19.7	227.6
$\alpha_T > 0.55$	0	19.9	58.2	439.6
$\Delta\phi_{j1,j2} < 2\pi/3$	0	18.7	57.2	432.4

Segnale e fondo attesi a fine selezione per una luminosità integrata di 1 fb^{-1}

Sample	Events	$\tilde{q}\tilde{q}$ (invisible)	$\tilde{q}\tilde{q}$ (other)	$\tilde{q}\tilde{g}$	$\tilde{g}\tilde{g}$	other
LM1	432	39%	22%	34%	3%	1%
LM2	132	46%	33%	18%	0%	2%
LM3	138	69%	17%	12%	0%	2%
LM4	195	49%	10%	36%	3%	1%

Per il punto di riferimento LM1 si può evidenziare un segnale MSSM già con le prime collisioni a LHC



Higgs MSSM



Produzione MSSM Higgs neutri

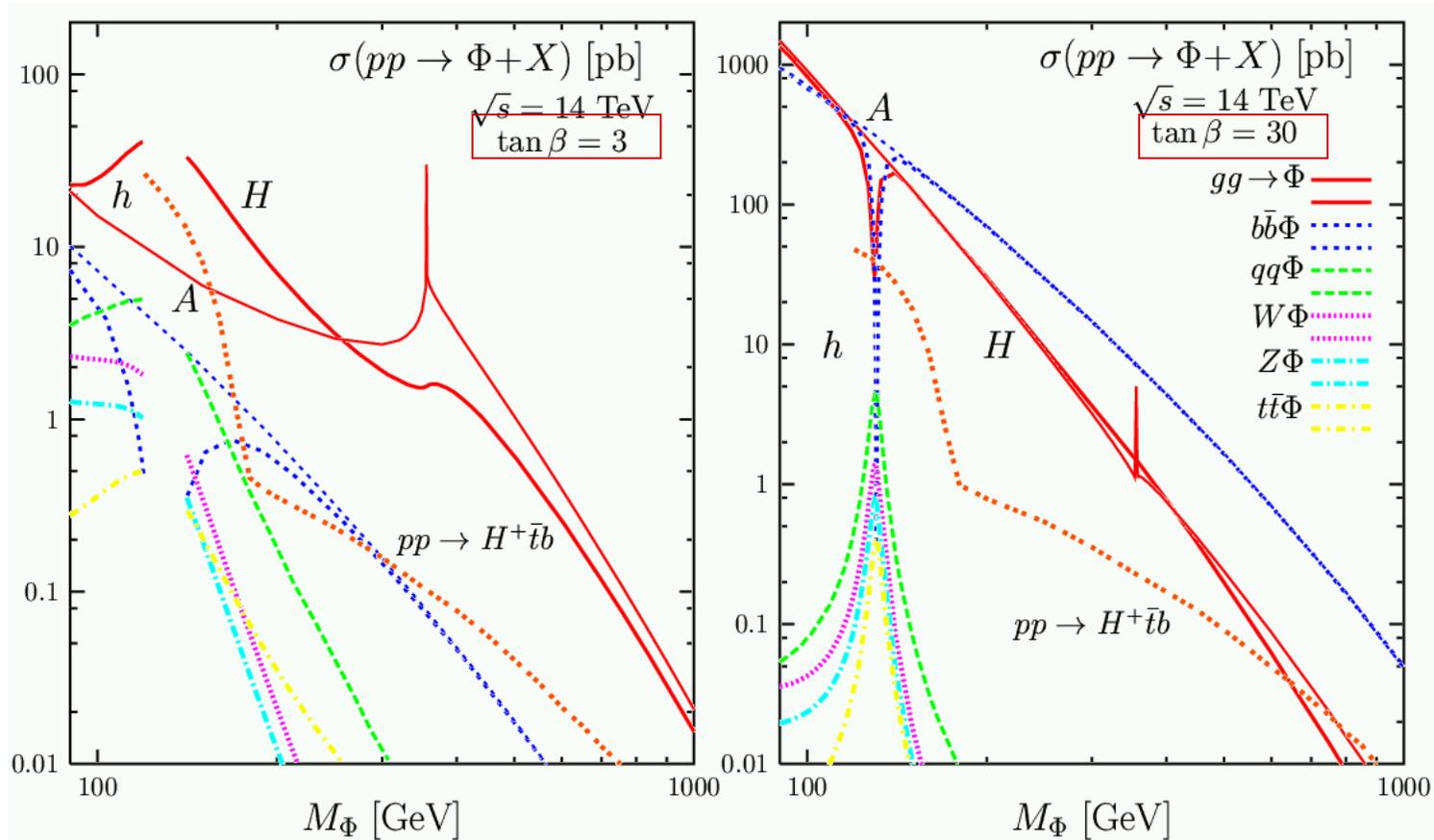
Glucio fusion

$pp \rightarrow gg \rightarrow h, H, A$

Produzione MSSM Higgs carichi

Prod. ass. con quark pesanti

$pp \rightarrow qq/gg \rightarrow H^\pm + tb$



$X_t = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}} (m_h^{\text{max}} \text{ scenario}) \quad M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ TeV}$

Padova 10 Maggio 2010

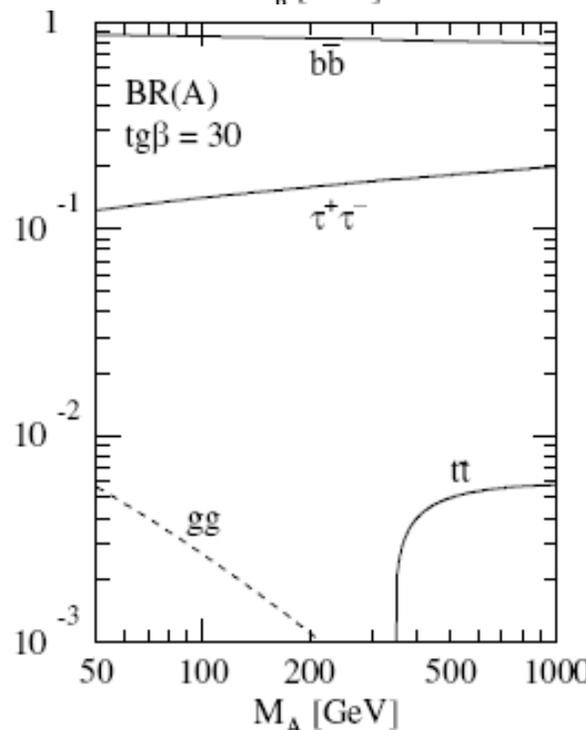
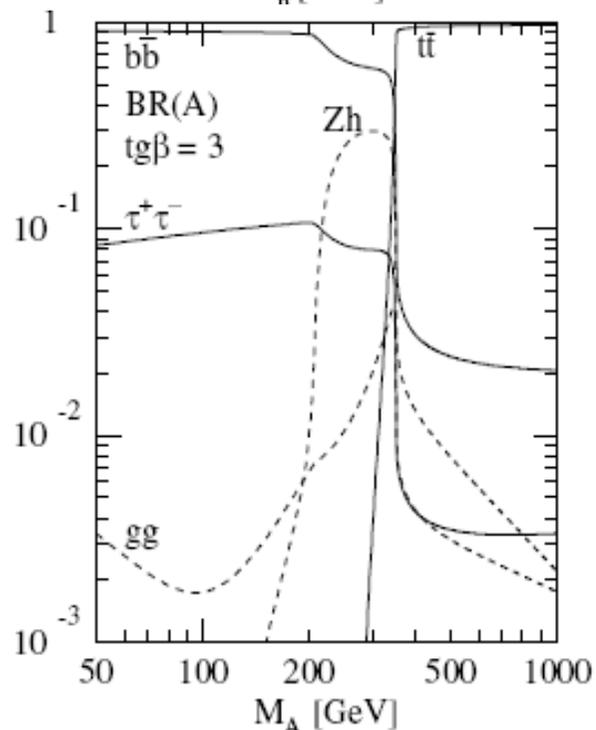
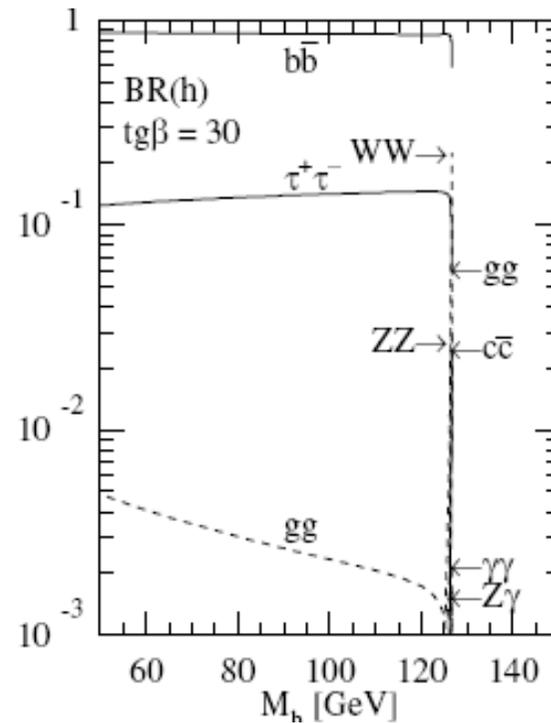
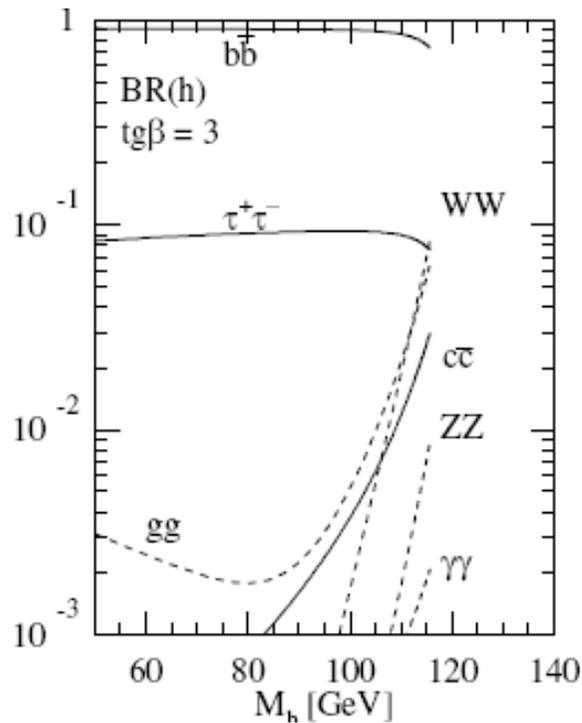
Ezio Torassa

Dottorato in Fisica XXV Ciclo

h

L'higgs MSSM neutro decade
 nel 90% dei casi in $b\bar{b}$
 nel 10% dei casi in $\tau^+\tau^-$

A





L'Higgs neutro MSSM ($85 \text{ GeV} < m_h < 130 \text{ GeV}$) presenta dunque le stesse difficoltà dell'Higgs SM a bassa massa ma presenta anche altre opportunità: la produzione associata $bb\phi$ ($\phi = H/A$) risulta favorita ad alti valori di $\tan\beta$ ed il doppio b-tag aiuta nella selezione del segnale.

- $\tan\beta > 15$:

- $b\bar{b} H/A \quad H/A \rightarrow b\bar{b}$
- $b\bar{b} H/A \quad H/A \rightarrow \tau^+\tau^-$
- $b\bar{b} H/A \quad H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$

- $\tan\beta < 15$:

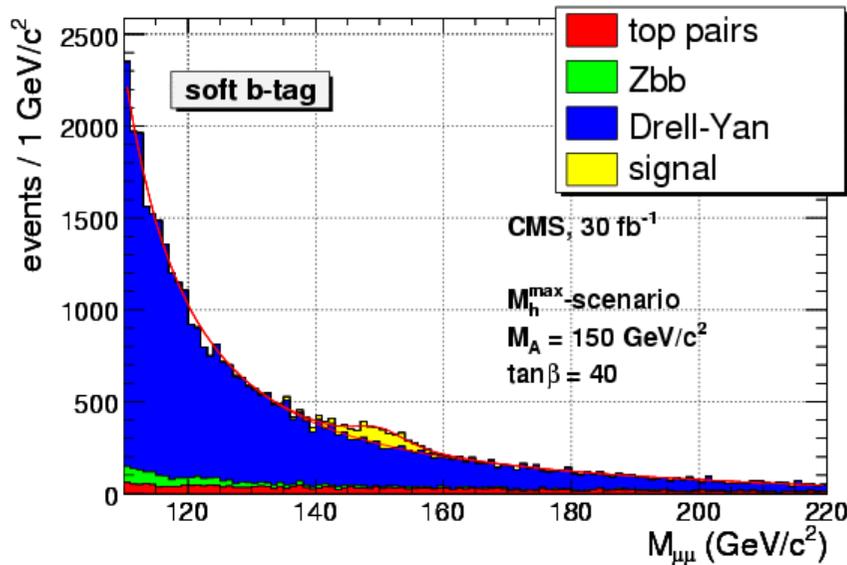
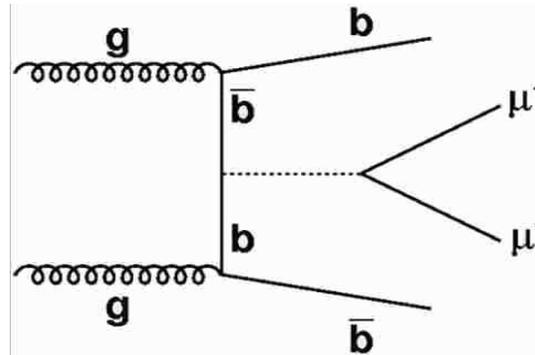
- $A \rightarrow Zh \rightarrow ll b\bar{b}$
- $H/A \rightarrow \chi^0_2 \chi^0_2 \rightarrow 4l + \text{Miss ET}$



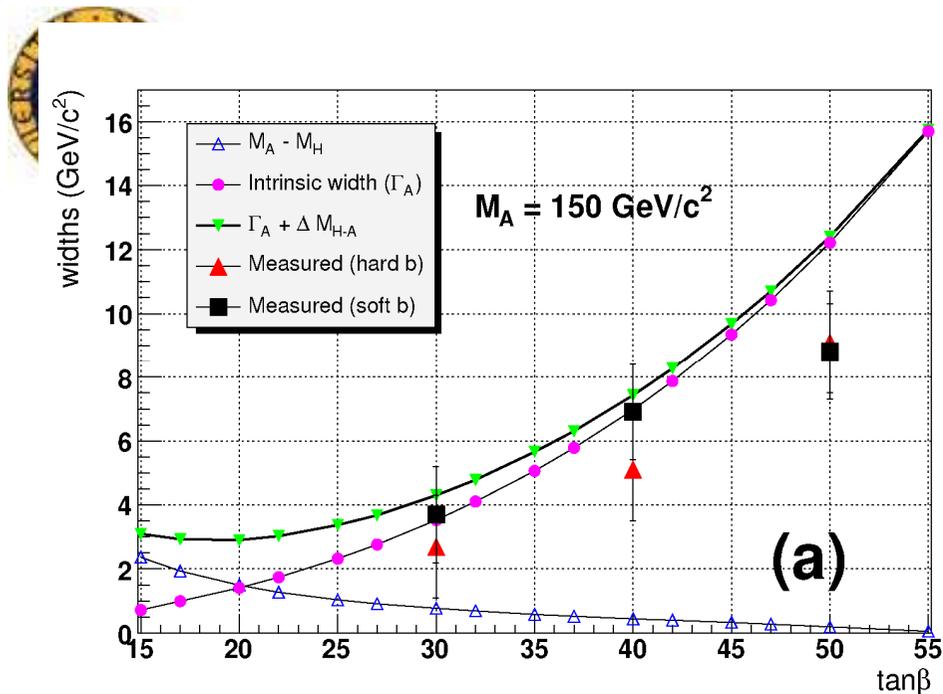
$pp \rightarrow bb\phi, \phi \rightarrow \mu\mu$



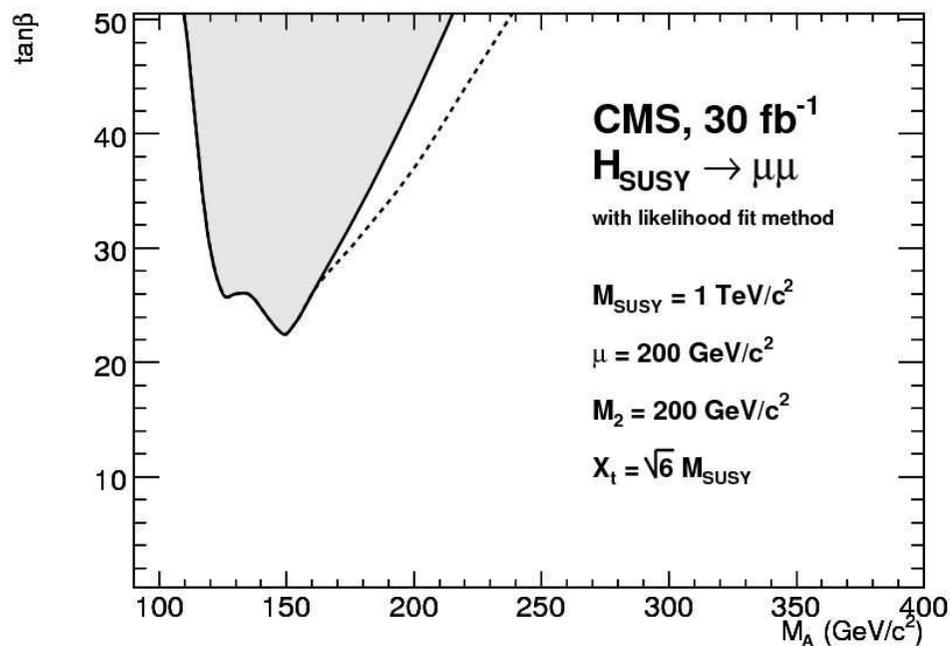
La produzione associata $bb\phi$ ad alti valori di $\tan\beta$ permette di studiare anche canale soppresso come $\phi \rightarrow \mu\mu$ (B.R. $\sim 10^{-4}$)



Masse e larghezze dei bosoni di Higgs possono essere ricostruiti molto precisamente. Il problema principale dell'analisi è l'incertezza delle sezioni d'urto del segnale e del Drell Yan.



La misura della larghezza permette di mettere dei limiti su $\tan\beta$



Area di significatività > 5 nel piano
(M_A , $\tan\beta$) per 30 fb^{-1}



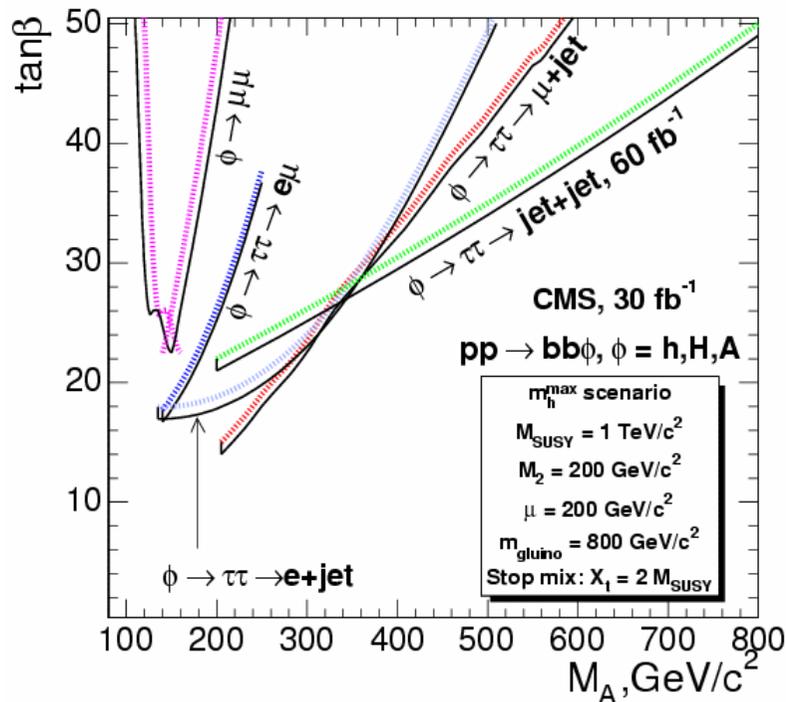
$pp \rightarrow bb\phi, \phi \rightarrow \tau\tau$

$$bb H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \mu + X$$

$$bb H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \text{jet} + X$$

$$bb H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \text{jet} + X$$

$$bb H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{jet} + \text{jet} + X$$



Area di significatività > 5 nel piano
(M_A , $\tan\beta$) per 30 fb^{-1}

Il canale in $\tau\tau$ permette di accedere
anche alla regione con alti valori di M_A

Accesso ai bassi $\tan\beta$ con $A/H \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow 4l + E_T^{\text{miss}}$

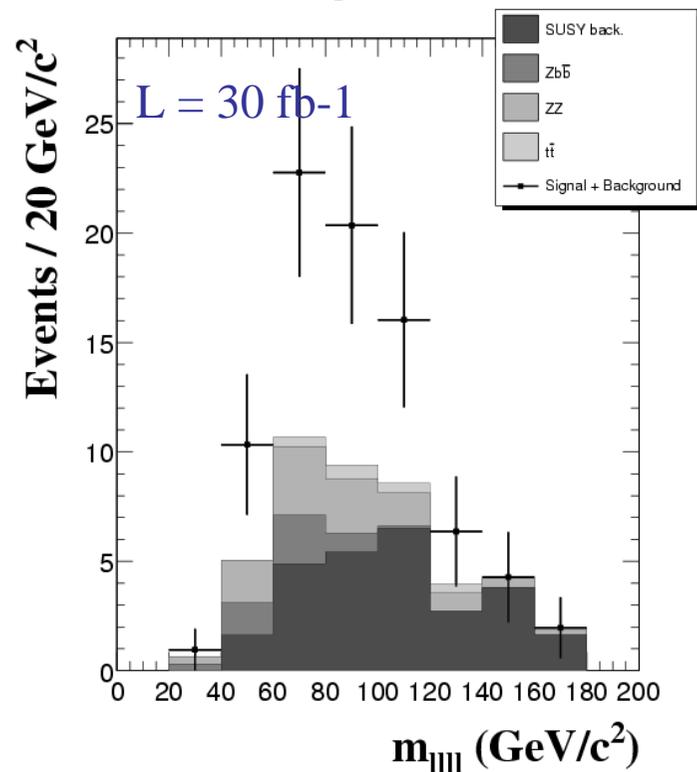
di Fisica Nucleare

$$(\chi_2^0 \rightarrow l^+ l^- \chi_1^0)$$

Si considerano alcuni punti di riferimento

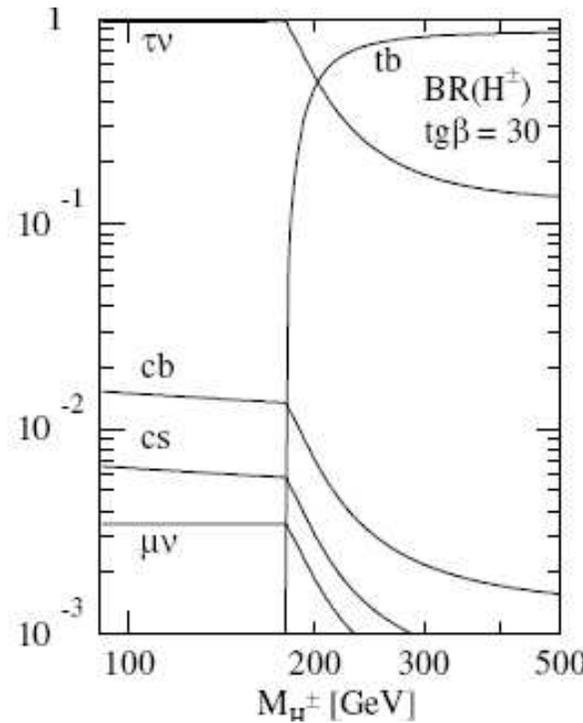
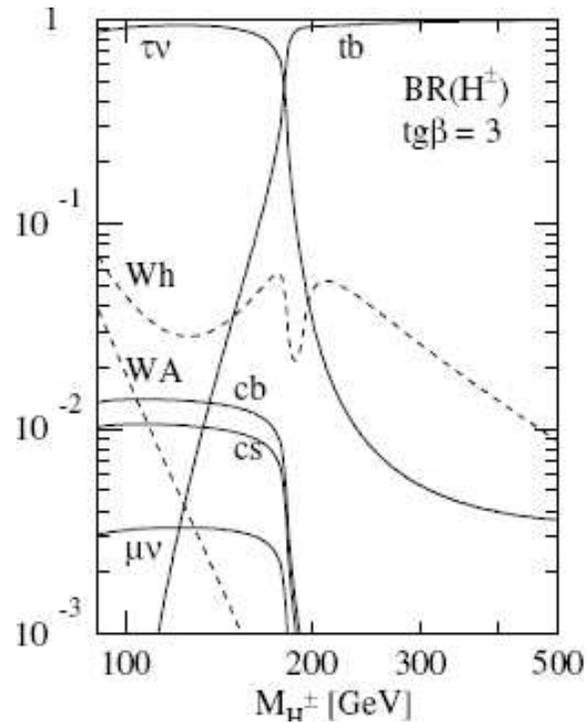
Point	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	A_0 (GeV)	$\tan\beta$	$sign(\mu)$
A	60	175	0	10	+
B	80	200	0	5	+
C	50	150	0	5	+

Punto C dopo la selezione



Ha un importante contributo di fondo SUSY dovuto al decadimento in leptoni di squark e gluini

- Fondo
 - SUSY, SM: tt, ZZ, Zbb
- Selezione:
 - $p_T > 7 \text{ GeV}$ (e) 5 GeV (μ)
 - Isolamento leptoni
 - Jet veto
 - E_T^{miss} e $p_{T4l} < 80 \text{ GeV}$
 - Z veto



H^\pm

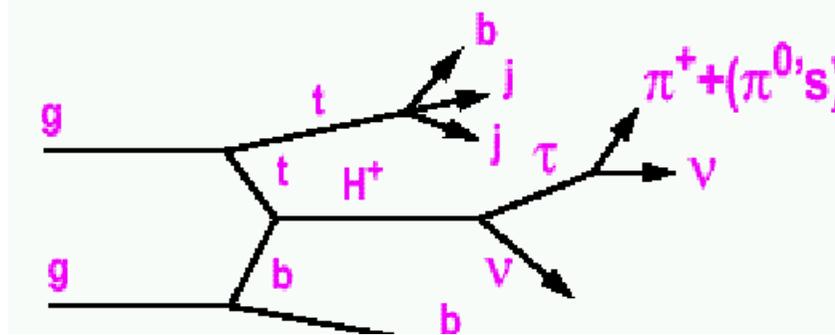
L'higgs MSSM carico decade

in tb ed in $\tau\nu$

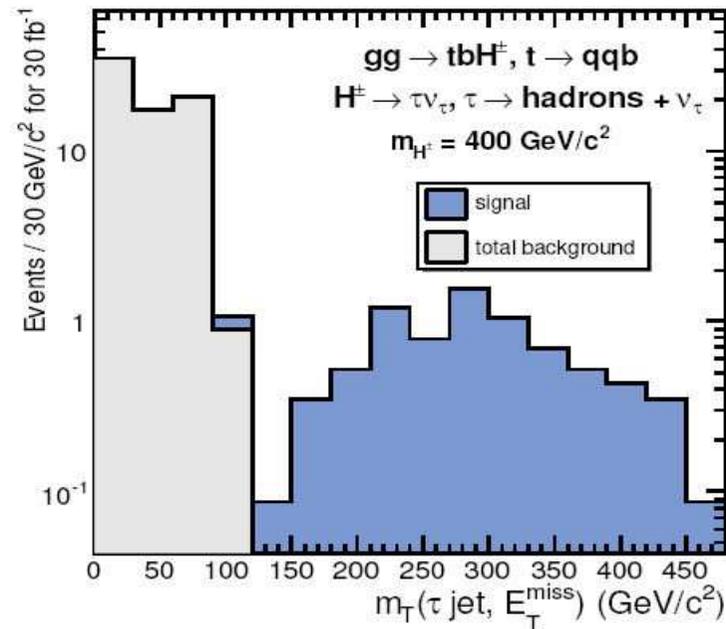
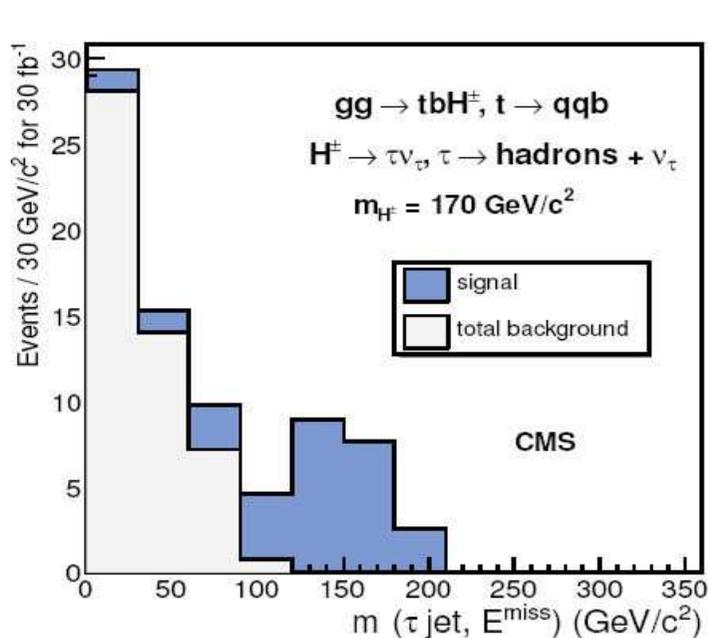
con percentuali dipendenti dalla massa e da $tg\beta$



$pp \rightarrow tbH^\pm, H^\pm \rightarrow \tau\nu$



$L = 30 \text{ fb}^{-1}$

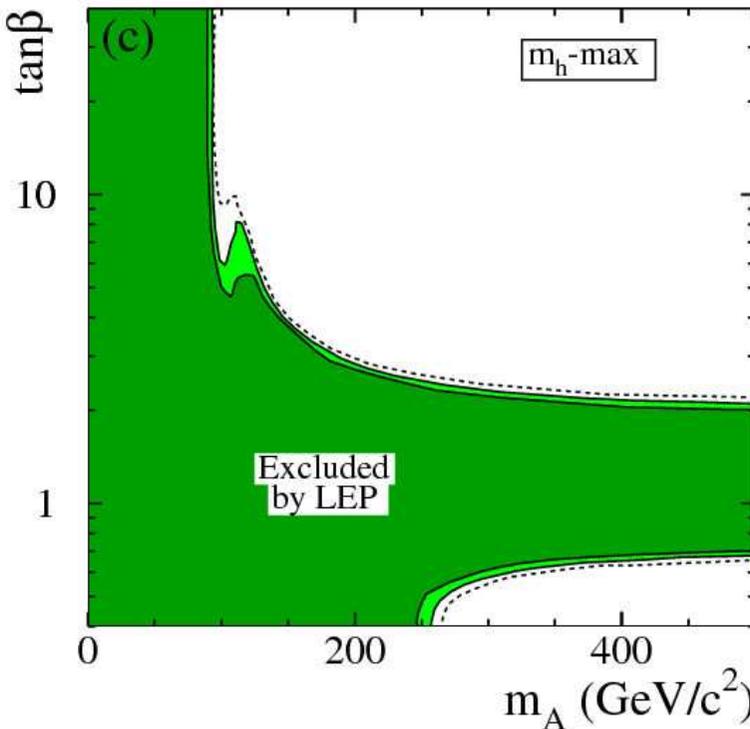
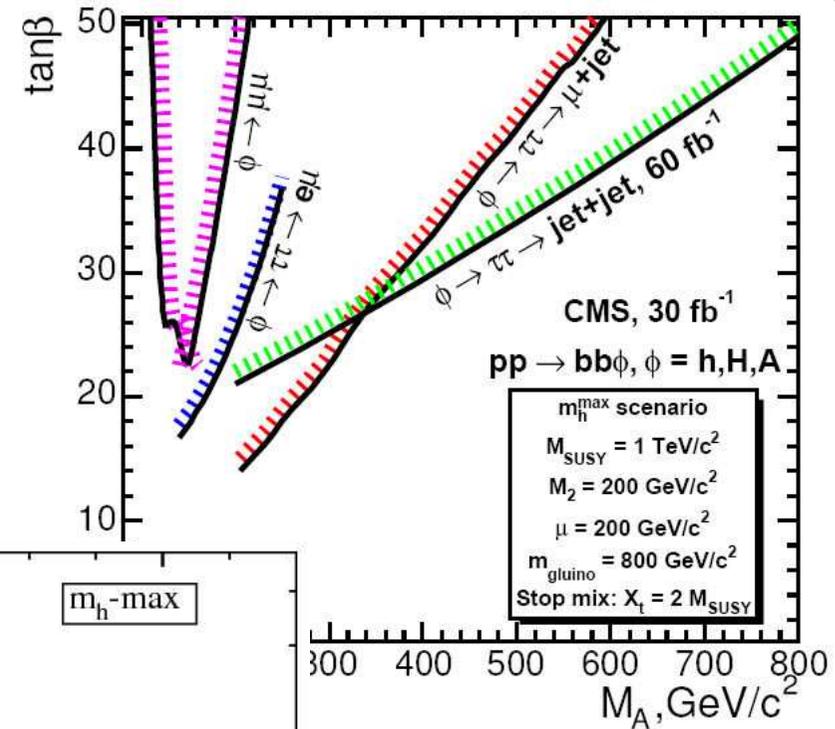
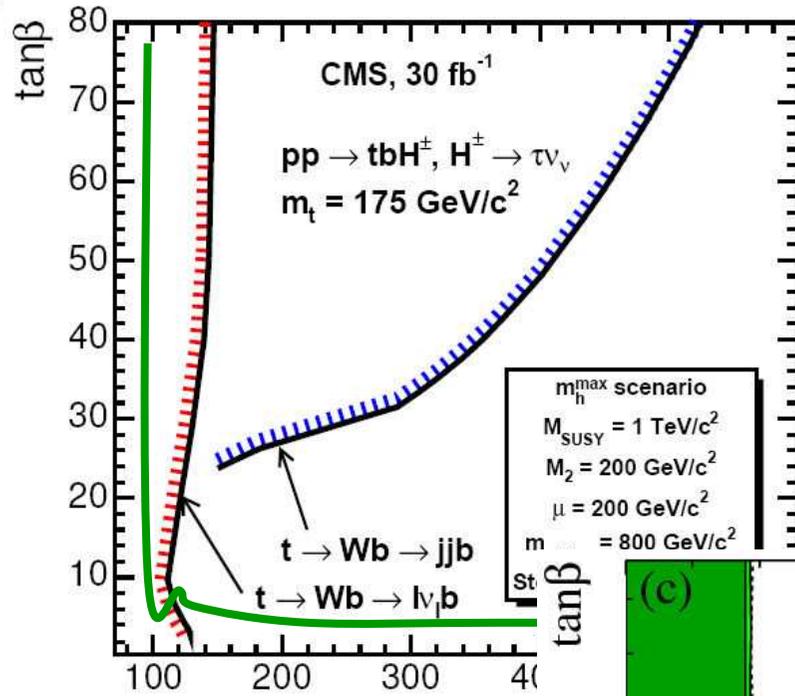


Viene ricostruita la massa trasversa (τ -jet; E_T^{miss}):

$$m_T = \sqrt{\left(2 \times E_T^{\tau \text{ jet}} \times E_T^{\text{miss}} \times \left(1 - \Delta\phi(\tau_{\text{jet}}, E_T^{\text{miss}})\right)\right)}$$



Riassunto curve di scoperta





MSSM Higgs Boson a LEP:

MSSM higgs Boson Searches at LEP – hep-ph/0602136 (SUSY'05 Conference)

Ricerca di extra bosoni di gauge

Phys.Rev.Lett.102:091805,2009 A Search for high-mass resonances decaying to dimuons at CDF

SUSY

SUSY searches with dijet events CMS PAS SUS-08-005

CMS Physics TDR, Volume II: [CERN-LHCC-2006-021](#), 25 June 2006