+ + +

Roma, 21 febbraio 1995

Università di Roma "La Sapienza"
Dipartimento di Fisica
DOTTORATO di RICERCA – VII CICLO

Ricerca di Neutralini a LEP II nel Modello Supersimmetrico Minimale

Tesi per il conseguimento
del titolo di

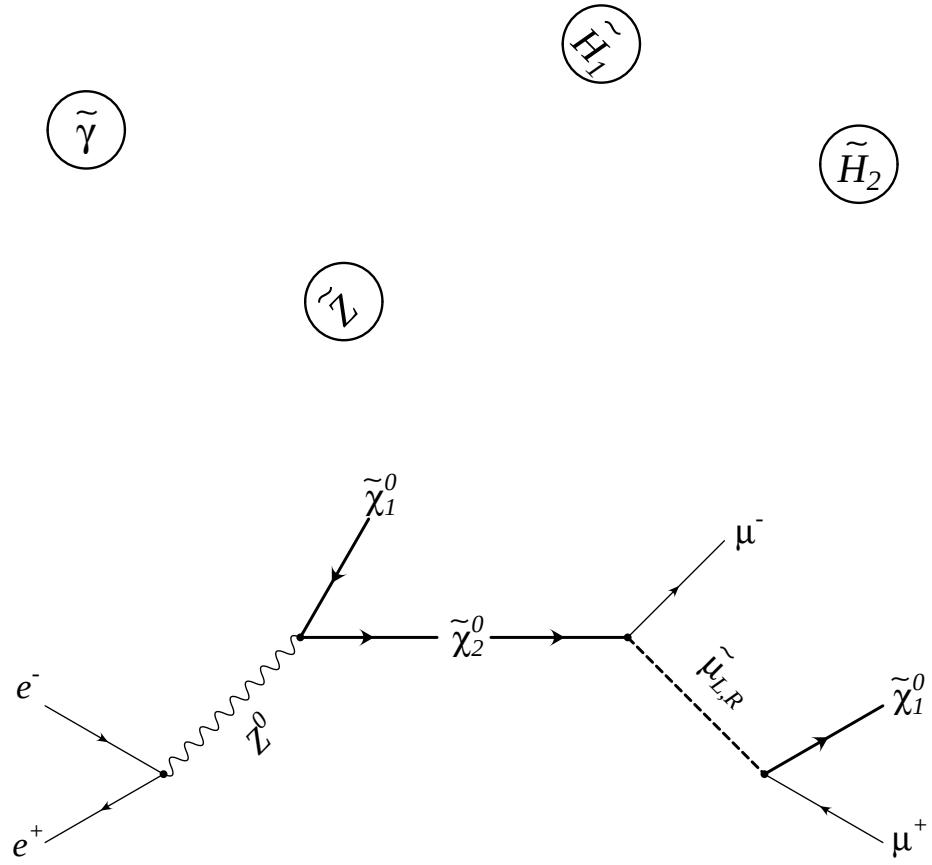
Dottore di Ricerca

Dottorando:
Sandro Ambrosanio

Tutori:
Prof. Guido Altarelli

Dott. Barbara Mele

Anno Accademico 1993-94



◇ Lavoro svolto nel periodo Aprile 1993-Novembre 1994 e con il sostegno di:
Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza" ed
I.N.F.N. - Sezione di Roma.

◇ Stampato ottenuto usando TEX 3.1415, LATEX 2.09, Dvips 5.55,
FeynDiagram 1.17, PAW X11 2.06/00, TopDrawer.

◇ In questo testo per le figure e per le tabelle si è scelto di usare l'inglese.

a Paola

ed al Nostro Futuro

Ringraziamenti

La mia sincera gratitudine va:
al **Prof. Guido Altarelli**, per il costante sostegno ed incoraggiamento ed i preziosi consigli; alla **Dott. Barbara Mele**, per il fondamentale contributo in questa ricerca e la meticolosa correzione delle bozze della tesi; ai **Dott. Stavros Katsanevas** e **Fabio Zwirner** per gli utili confronti di risultati ed idee; al **Prof. Luca Trentadue** per aver pazientemente letto e giudicato questo lavoro; ai **Dott. Mauro Fortunato, Giovanni Ferraro, Gino Isidori, Diego Bellisai, Marco Ferrero, Sergio Caprara** per il valido aiuto nella soluzione di piccoli e grandi problemi di vario genere; a tutti gli altri colleghi dottorandi che hanno condiviso e condivideranno con me le aspirazioni ed i sacrifici di ogni giovane che abbia deciso di dedicare una parte importante della propria vita alla ricerca scientifica.

Indice

Elenco delle Abbreviazioni **v**

Introduzione **7**

I.1 Supersimmetria: generalità 7

I.2 Il Modello Supersimmetrico Minimale 8

I.3 Modelli più restrittivi 14

I.4 Modelli più generali 15

I.5 Limiti sperimentali e teorici 17

I.6 Prospettive sperimentali attuali 19

0 Scopo, organizzazione e novità del lavoro **22**

1 Il settore dei gaugini-higgsini nel MSSM **25**

1.1 I neutralini: spettro e componenti fisiche 25

1.2 I chargini: spettro e componenti fisiche 32

1.3 Cinematica a LEP II: neutralini e chargini a confronto 35

2 Produzione di neutralini in urti e^+e^- **38**

2.1 Generalità 38

2.2 Ricerca di neutralini e limiti a LEP I 40

2.3 Produzione di neutralini a LEP II 44

2.3.1 Reazioni secondarie 45
2.3.2 Il processo principale $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ 48
2.4 Scenari significativi a LEP II 52

3 Decadimenti dei neutralini **58**
3.1 Generalità 58
3.2 Decadimenti a 2 corpi al livello albero 59
3.3 Decadimenti a 3 corpi 62
3.4 Il decadimento radiativo 66
3.5 Decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II 70

4 Segnale dei neutralini e fondi a LEP II **77**
4.1 Le segnature del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II 77
4.2 Segnale integrato 81
4.3 Scenari significativi 94
4.4 Uno Scenario "non Minimale" 97
4.5 Fondi per i neutralini a LEP II: generalità 101

Conclusioni **107**
5.1 Stato attuale dello studio 107
5.2 Sviluppi futuri della ricerca 112

A La Lagrangiana di interazione del MSSM **114**

Bibliografia **117**

Elenco delle Figure **122**

Elenco delle Tabelle **125**

Elenco delle Abbreviazioni

AS, *Asymptotic Scenario*, Scenario Asintotico pag.28
BR, *Branching Ratio*, Rapporto di diramazione 61
CMSSM, *Constrained Minimal SuperSymmetric Model*,
Modello SuperSimmetrico Minimale "Costretto" 18
EW, *Electro-Weak*, Elettrodebole 7
FCNC, *Flavour Changing Neutral Current*,
Corrente Neutra con Cambiamento di sapore 13
GUT, *Grand-Unification Theory*, Teoria di Grande Unificazione 8
HC, *Heavy Chargino*, Chargino Pesante 33
HCL, *High Cross-section Left [Region]*,
Regione ad alta sezione d'urto di sinistra ($\mu < 0$) 48
e figg. 2.13, 2.14; tabb. 2.1, 2.2
HCR, *High Cross-section Right [Region]*,
Regione ad alta sezione d'urto di destra ($\mu > 0$) 48
e figg. 2.13, 2.14; tabb. 2.1, 2.2
HN, *Heaviest Neutralino*, Il Neutralino più pesante 31
LC, *Light Chargino*, Chargino Leggero 15
LHC, *Large Hadron Collider*, Grande aceleratore per Adroni 114
LHS, *Light-Higgsino Scenario*, Scenario con Higgsino Leggero 28
LN, *Lightest Neutralino*, Il neutralino più leggero 8
LNR, *Left Neutralino Region*,
Regione "solo Neutralini" di sinistra ($\mu < 0$) 35
e figg. 1.17, 2.13, 2.14; tabb. 2.1, 2.2
LPS, *Light-Photino Scenario*, Scenario con fotino Leggero 28

LSP, *Lightest Supersymmetric Particle*,
La Particella Supersimmetrica più Leggera 8
LZHS, *Light Z-ino–Higgsino Scenario*,
Scenario con uno Z-ino–Higgsino Leggero 28
MSSM, *Minimal SuperSymmetric Standard Model*,
Modello Supersimmetrico Minimale 8
NHN, *Next-to-Heaviest Neutralino*, Il secondo Neutralino più pesante 31
NLC, *Next Linear Collider*, Il prossimo acceleratore Lineare 113
NLN, *Next-to-Lightest Neutralino*, Il secondo Neutralino più Leggero 15
NMSSM, *Next-to-Minimal SuperSymmetric Model*,
Modello Supersimmetrico "quasi" Minimale 16
R1, *Radiative [Region] #1*, Zona Radiativa n.1 68
e fig. 3.12
R2, *Radiative [Region] #2*, Zona Radiativa n.2 69
e fig. 3.12
R3, *Radiative [Region] #3*, Zona Radiativa n.3 70
e fig. 3.12
RGE, *Renormalization Group Equation*,
Equazione del Gruppo di Rinormalizzazione 8
RNR, *Right Neutralino Region*,
Regione "solo Neutralini" di destra ($\mu > 0$) 35
e figg. 1.17, 2.13, 2.14; tabb. 2.1, 2.2
SB, *Soft Breaking*, Rottura "Soffice" [della SUSY] 8
SM, *Standard Model*, Modello Standard 7
SuGra, *SuperGravity [Model]*, SuperGravità [Modello di] 7
SuSy, *SuperSymmetry, SuperSymmetric [Model, Particle]*,
SuperSimmetria, SuperSimmetrico(a) [Modello, Particella] 7
VEV, *Vacuum Expectation Value*, Valore di aspettazione nel Vuoto 9

"Study and, in general, the pursuit of Truth and Beauty is a sphere of activity in which we are permitted to remain children all of our lives"

Albert Einstein

"La supersimmetria è una teoria così armoniosa e soddisfacente che risulta difficile trovare dei motivi per cui la Natura potrebbe aver fatto una scelta diversa"

Introduzione

I.1 Supersimmetria: generalità

I modelli con supersimmetria (SuSy) [1, 2] sono probabilmente le estensioni dello *Standard Model* (**SM**) più soddisfacenti da un punto di vista teorico. Vi sono molte buone ragioni per credere che la SuSy e la sua versione locale, la supergravità (SuGra) [3], possano essere rilevanti in una teoria delle particelle fondamentali e delle loro interazioni. Ad es., SuSy è la più generale simmetria della matrice S compatibile con una teoria relativistica dei campi [4]; inoltre, le *superstringhe* [5] sono attualmente le migliori candidate per una teoria soddisfacente che unifichi la gravità con le altre interazioni fondamentali e la supersimmetria appare molto importante per la stabilità delle soluzioni di superstringa nello spazio-tempo 4-dimensionale. Tuttavia, l'evidenza sperimentale impone che SuSy non sia realizzata esattamente in natura e che debba essere rotta ad una certa scala di energia a priori non nota. Ciò nonostante, vi è un rilevante argomento teorico a supporto di una SuSy a basse energie, *i.e.* effettivamente rotta intorno alla scala elettrodebole (*"Electro-Weak"*, **(EW)**). Esso viene dal cosiddetto *naturalness* o *hierarchy problem* dello SM, cioè l'instabilità delle masse degli scalari elementari (Higgs) sotto correzioni radiative [6]. Nei modelli SuSy esso trova una soluzione in virtù del migliore comportamento ultravioletto rispetto alle ordinarie teorie di campo [7], grazie alle cancellazioni tra diagrammi con *loops* bosonici e fermionici. Se si vuole che lo SM come teoria effettiva di bassa energia sia valido fino ad una scala $\Lambda \gg G_F^{-1/2}$, con uno o più scalari elementari leggeri senza necessità di innaturali *fine-tunings* dei parametri, la soluzione [8] è introdurre SuSy con rottura effettiva nelle vicinanze della scala EW. Ciò crea un collegamento tra la scala $M_{\rm SUSY}$ della rottura di SuSy e la scala di Fermi $G_F^{-1/2}$ e stabilizza la "gerarchia" $G_F^{-1/2} \sim M_{\rm SUSY} \ll \Lambda$ sotto correzioni radiative anche se non

spiega perché $M_{\rm SUSY}$ debba essere molto più piccola di Λ (che, in ogni caso, deve essere minore della scala di Planck $M_P \sim 10^{19}$ GeV, poiché per descrivere la fisica a quelle energie è necessaria una teoria quantistica della gravità).

Recentemente, oltre alle già molte motivazioni teoriche, anche un argomento fenomenologico ha contribuito ad accrescere l'interesse attorno alle teorie SUSY. Esso deriva dalle misure di precisione dei parametri dello SM a LEP (CERN). Le equazioni del gruppo di rinormalizzazione (*"Renormalization Group Equations"*, **RGE**'s) per l'evoluzione degli accoppiamenti relativi ai gruppi SU(3), SU(2) ed U(1) a partire dalla scala $Q^2 = M_Z^2$ non portano ad una convergenza ad una singola grande scala se si tiene conto solo del contenuto di particelle dello SM. Viceversa, includendo il contenuto minimo di particelle della SUSY, l'evoluzione è in eccellente accordo con i dati di LEP e con le previsioni della Teoria di Grande Unificazione (*"Grand-Unification Theory"*, **GUT**) ispirata al gruppo SU(5) e suggerisce una scala di grande unificazione $M_{\rm GUT} \simeq 2 \times 10^{16}$ GeV e una scala effettiva di masse SUSY compresa nell'intervallo $M_Z \lesssim M_{SUSY} \lesssim 1$ TeV [9].

I.2 Il Modello Supersimmetrico Minimale

Vi sono diverse realizzazioni possibili della SUSY a basse energie; in questo lavoro si prende in considerazione il MODELLO SUPERSIMMETRICO MINIMALE (*"Minimal SuperSymmetric Standard Model"*, **MSSM**) che è la realizzazione più "economica". In questo modello (il cui gruppo di gauge è lo stesso dello SM: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) sono previsti *partners* scalari per tutti i fermioni dello SM (SLEPTONI e SQUARKS, uno per ogni particella chirale standard: $\tilde{e}_{L,R}, \tilde{\nu}_{e,L}, \tilde{\mu}_{L,R} \ldots \tilde{u}_{L,R}, \tilde{d}_{L,R} \ldots$), un settore di Higgs esteso a 2 doppietti di $SU(2) \otimes U(1)$ (5 bosoni di Higgs fisici, 3 neutri: h^0, H^0 con $CP = +1$ e A^0 con $CP = -1$ e una coppia carica: $H^\pm$) e *partners* fermionici per i bosoni vettori di gauge (GAUGINI: fotino $\tilde{\gamma}$, W-ini $\tilde{W}^\pm$, Z-ino $\tilde{Z}$, gluini $\tilde{g}$) e per i bosoni di Higgs (HIGGSINI). I gaugini relativi al settore EW e gli higgsini (autostati di interazione) possono eventualmente dar luogo a *mixing*, di modo che gli autostati di massa siano 4 particelle neutre (NEUTRALINI: $\tilde{\chi}^0_k$, $k = 1, \ldots, 4$) e 2 coppie cariche (CHARGINI: $\tilde{\chi}^\pm_i$, $i = 1, 2$) – si veda il cap.1. I gluini e i neutralini, non avendo antiparticelle, sono fermioni di Majorana, mentre i chargini devono essere descritti col formalismo di Dirac (*cfr.* anche cap.1). Inoltre, si lavorerà

nell'ipotesi di conservazione della R-PARITÀ, una simmetria discreta moltiplicativa definita da $R = (-1)^{2s+3B+L}$ (dove s è lo spin della particella e $B(L)$ è il suo numero barionico (leptonico); in pratica, $R = +1$ per le particelle ordinarie ed $R = -1$ per le loro *partners* SUSY) che forza la conservazione dei numeri leptonico e barionico in interazioni rinormalizzabili nel MSSM. Questa assunzione ha le seguenti importanti implicazioni fenomenologiche: a) le particelle SUSY (dispari sotto R) sono sempre prodotte in coppia; b) i loro decadimenti coinvolgono sempre un numero dispari di particelle SUSY nello stato finale; c) la particella SUSY più leggera (*"Lightest SuSy Particle"*, **LSP**) è assolutamente stabile. La LSP, in gran parte dello spazio accettabile dei parametri SUSY, è una particella neutra e debolmente interagente, raramente uno sneutrino e tipicamente il più leggero dei neutralini (*"Lightest Neutralino"*, **LN**) $\tilde{\chi}^0_1 \equiv \tilde{\chi}$ (in generale, una sovrapposizione non banale di gaugini ed higgsini neutri) – si veda il cap.1. Questa circostanza implica che gli stati finali derivanti da processi di produzione di particelle SUSY debbano sempre presentarsi con (grande) energia e momento mancante $(\not{E}, \not{p})$ nel rivelatore, in maniera simile a quanto accade quando vengono prodotti dei neutrini. Ciò potrebbe consentire un facile riconoscimento ed analisi semplificate dei possibili segnali SUSY.

Nel MSSM si assume la presenza di termini di rottura "soffice" (*"Soft Breaking"*, **SB**) [10] della SUSY (preservando così il buon comportamento ultravioletto): termini di massa per i campi scalari ed i gaugini ed un insieme limitato di interazioni scalari. Considerazioni di carattere più fondamentale (SUGRA MSSM) ispirano l'imposizione di "condizioni al contorno" alla scala di grande unificazione $M_{\rm GUT}$. A questa scala le costanti di gauge assumono il valore unificato [9]:

$$\alpha_1(M_{\rm GUT}) = \alpha_2(M_{\rm GUT}) = \alpha_3(M_{\rm GUT}) = \alpha_{\rm GUT} \simeq 0.04, \qquad \text{(I.1)}$$

dove gli indici 1,2,3 si riferiscono ai gruppi di gauge U(1), SU(2) ed SU(3). Alla scala GUT i termini di SB possono essere parametrizzati da:

i) una massa universale per i gaugini

$$m_{1/2}(\equiv M) \equiv M_1(M_{\rm GUT}) \equiv M_2(M_{\rm GUT}) \equiv M_3(M_{\rm GUT}) \ ,$$

dove M_1 è la massa del B-ino di U(1), M_2 è la massa dei 3 W-ini di SU(2) ed M_3 è la massa degli 8 gluini di SU(3);

ii) una massa universale per gli scalari SUSY

$$m_0(\equiv m) \equiv \tilde{m}_Q \equiv \tilde{m}_{U_R} \equiv \tilde{m}_{D_R} \equiv \tilde{m}_L \equiv \tilde{m}_{E_R} \equiv \tilde{m}_{H_{1,2}},$$

dove i valori di $\tilde{m}_i$ sono tutti calcolati alla scala GUT. Alla scala elettrodebole $\tilde{m}_Q, \ldots, \tilde{m}_{E_R}$ regolano lo spettro di massa degli sfermioni (si vedano le eqq.(I.16) nel seguito per i particolari e la giustificazione della notazione); $\tilde{m}_{H_{1,2}}$, invece, intervengono nelle espressioni per il potenziale di Higgs SUSY e per le masse dei relativi bosoni previsti dal modello (*cfr.* eqq.(I.6) e seguenti).

iii) un accoppiamento scalare trilineare universale di tipo Yukawa $A_{\rm GUT}$ e un accoppiamento tra i due doppietti di Higgs $B_{\rm GUT}$ che vanno ad aggiungersi a quelli dello stesso tipo già presenti nella Lagrangiana SUSY[1] (si veda il seguito). A e B possono essere definiti adimensionali (in unità di m_0) ed è questa la convenzione che si adotterà nel seguito.

I parametri unificati alla scala GUT vanno evoluti a mezzo RGE's per ottenere tutte le grandezze corrispondenti alla scala EW (*i.e.* M_z od equivalentemente m_t o $G_F^{-1/2}$).

Una assunzione supplementare consiste nel supporre nulle alla scala $M_{\rm GUT}$ tutte le possibili fasi non fissate dal modello che violano CP, a parte quella nella matrice di Kobayashi-Maskawa.

Le ragioni dell'estensione del settore di Higgs nel MSSM rispetto allo SM sono essenzialmente [11]:

- gli higgsini hanno spin 1/2 e ciò implica che essi diano contributo all'anomalia di gauge, a meno che non si abbiano coppie di higgsini con ipercarica debole opposta. Così , in aggiunta al doppietto di Higgs con $Y_W = 1$, è necessario introdurne un secondo con $Y_W = -1$:

$$H_1(1,2,-1) = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2(1,2,1) = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}, \tag{I.2}$$

dove i 3 numeri in parentesi sono rispettivamente le molteplicità sotto $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ e l'autovalore relativo ad $U(1)_Y$.

[1] In una teoria SUGRA con $N = 1$ ci si aspetta che alla scala di Planck si abbia $B = A - 1$.

- la presenza di un secondo doppietto di Higgs risolve anche il problema relativo al fatto che in una teoria SUSY un singolo doppietto può dare massa soltanto ai fermioni di tipo *up* o di tipo *down*. Infatti, solo le componenti neutre possono avere un valore di aspettazione nel vuoto (*"Vacuum Expectation Value"*, **VEV**) non nullo, altrimenti il vuoto non sarebbe neutro:

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \tag{I.3}$$

Nello SM il problema si risolve utilizzando il campo coniugato. In una teoria SUSY, invece, essendovi simmetria di spin, i campi di materia e i campi di Higgs sono contenuti nello stesso supermultipletto chirale. Ciò proibisce gli accoppiamenti tra i campi fermionici standard e il campo di Higgs coniugato. Con le convenzioni (I.3), H_1 genera massa per i campi di materia con $T_3 = -1/2$ ed H_2 per quelli con $T_3 = +1/2$.

Essendo quello con due doppietti il settore di Higgs col contenuto minimo possibile di particelle per una teoria SUSY, il modello così costruito viene appunto detto "Minimale". Esempi di modelli "non Minimali" con settori di Higgs e/o di materia estesi verranno accennati nel §I.4. Dopo la generazione della massa, i gradi di libertà rimanenti danno luogo, come anticipato, a 2 bosoni neutri scalari con $CP = +1$ (h^0, H^0), 1 neutro pseudoscalare con $CP = -1$ (A^0) ed una coppia carica $H^\pm$ pari sotto CP.

Il rapporto tra i due VEV's della (I.3) definisce un altro parametro caratteristico del MSSM: $\tan\beta = v_2/v_1$. I campi di Higgs danno massa ai fermioni standard per mezzo degli accoppiamenti di Yukawa, di modo che risulta, alla scala EW:

$$\lambda_t(m_t) = \frac{\sqrt{2}m_t}{v\sin\beta};\ \lambda_b(m_b) = \frac{\sqrt{2}m_b}{v\cos\beta};\ \lambda_\tau(m_\tau) = \frac{\sqrt{2}m_\tau}{v\cos\beta}\ \ldots, \tag{I.4}$$

dove:

$$v = (v_1^2 + v_2^2)^{1/2} \simeq 174\,\text{GeV},\ M_W^2 = \frac{1}{2}g^2v^2,\ M_z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)v^2, \tag{I.5}$$

$g = e/\sin\theta_W$, $g' = e/\cos\theta_W$ e $\lambda_f(m_f)$ è l'accoppiamento di Yukawa del campo del fermione f con il campo di Higgs, calcolato alla scala della massa della particella corrispondente. L'evoluzione degli accoppiamenti di Yukawa è determinata dalle RGE's (con procedimento ricorsivo) a partire dalla scala GUT, in stretta connessione con l'evoluzione degli accoppiamenti di gauge. Incoraggiati dal successo

nell'unificazione degli accoppiamenti di gauge, sono in corso molti programmi di calcolo per l'evoluzione degli accoppiamenti di Yukawa, nell'ambito del MSSM con vincoli alla scala di grande unificazione, del tipo $\lambda_b = \lambda_\tau$ [12], con l'idea che in generale tutti gli accoppiamenti λ_f debbano discendere da una costante di Yukawa unificata $\lambda_f^{\rm GUT}$ (si veda anche il §I.3).

Il potenziale più generale (assumendo la conservazione della carica e del colore) al livello albero per il settore neutro di Higgs è dato da:

$$V(H_1^0, H_2^0) = \frac{g^2+g'^2}{8}(|H_1^0|^2-|H_2^0|^2)^2+m_1^2|H_1^0|^2+m_2^2|H_2^0|^2-m_3^2(H_1^0H_2^0+h.c.), \quad \text{(I.6a)}$$

dove:

$$m_1^2 \equiv \tilde{m}_{H_1}^2 + \mu^2, \qquad m_2^2 \equiv \tilde{m}_{H_2}^2 + \mu^2. \quad \text{(I.6b)}$$

Si noti che, a differenza di quanto accade nel potenziale di Higgs dello SM, il termine quartico della (I.6a) non ha coefficienti arbitrari, ma è fissato univocamente dagli accoppiamenti di gauge, a causa ancora del fatto che gli Higgs SUSY appartengono allo stesso multipletto dei campi di materia. La parte quadratica del potenziale ha, invece, origine sia dai termini di SB nella Lagrangiana ($\propto m_0$, $B_{\rm GUT}$), sia da un termine SUSY di *mixing* tra i due doppietti di Higgs, il cui coefficiente $\mu(Q)$ (ad es., calcolato alla scala GUT: $\mu(Q = M_{\rm GUT}) \equiv \mu_{\rm GUT}$) costituisce un altro parametro fondamentale del MSSM. Il suo valore evoluto alla scala EW, $\mu(M_Z) \equiv \mu$, regola la massa degli higgsini (*cfr.* cap.1). In modelli non Minimali μ può essere generato dinamicamente (*cfr.* §I.4); nel MSSM esso è un parametro libero che va determinato dai dati sperimentali. Il potenziale (I.6a) può essere valutato alla scala EW con le RGE's a partire dalle seguenti condizioni al contorno alla scala di unificazione:

$$m_1^2(M_{\rm GUT}) = m_2^2(M_{\rm GUT}) = \mu_{\rm GUT}^2 + m_0^2, \quad m_3^2(M_{\rm GUT}) = -B_{\rm GUT}\mu_{\rm GUT}m_0. \quad \text{(I.7)}$$

Dalla (I.6a) si può facilmente derivare lo spettro delle particelle di Higgs, diagonalizzando la matrice di massa:

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V_H}{\partial\phi_i\partial\phi_j}, \quad \text{(I.8)}$$

dove ϕ_i è una notazione generica per la parte reale o immaginaria del campo di Higgs. Dopo l'assorbimento dei bosoni di Goldstone $G^\pm$ e G^0 da parte dei bosoni di gauge di SU(2) (che, così , acquistano massa, *cfr.* eqq.(I.5)), per le masse degli Higgs rimanenti si ha:

$$m_{A^0}^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad \text{(I.9a)}$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + M_W^2, \quad \text{(I.9b)}$$

$$m_{H^0,h^0}^2 = \frac{1}{2}\left[m_{A^0}^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2+M_Z^2)^2 - 4m_{A^0}^2M_Z^2\cos^2 2\beta}\right]. \quad \text{(I.9c)}$$

La (I.9a) si riferisce all'Higgs neutro pseudoscalare, la (I.9b) all'Higgs carico e la (I.9c) ai due Higgs neutri con $CP = +1$, avendo per convenzione stabilito che H^0 è il più pesante ed h^0 il più leggero. L'angolo di *mixing* α nel settore degli Higgs scalari neutri è legato all'angolo β dalla relazione:

$$\tan 2\alpha = -\frac{m_{A^0}^2 + M_Z^2}{m_{A^0}^2 - M_Z^2}\tan 2\beta, \quad \text{(I.10)}$$

dove, avendo scelto $v_{1,2}$ reali e positivi, $0 \le \beta \le \pi/2$. Inoltre la condizione di rottura della simmetria EW $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{\rm em}$ implica che debba essere: $\tan\beta > 1 \Rightarrow \pi/4 < \beta < \pi/2$ ed anche $\tan\beta \lesssim m_t/m_b$ (si veda anche la trattazione della rottura radiativa della simmetria EW nel §I.3). Dalle formule (I.9) al livello albero si ottengono le relazioni:

$$m_{H^\pm} \ge M_W, \quad \text{(I.11a)}$$

$$m_{h^0} \le m_{A^0} \le m_{H^0}, \quad \text{(I.11b)}$$

$$m_{h^0} \le M_Z|\cos 2\beta| \le M_Z, \quad \text{(I.11c)}$$

$$m_{h^0}^2 + m_{H^0}^2 = m_{A^0}^2 + M_Z^2. \quad \text{(I.11d)}$$

Dopo l'inclusione delle correzioni radiative, l'Higgs scalare neutro più leggero h^0 diviene considerevolmente più pesante e le ultime tre fra le eqq.(I.11) perdono di senso. Una formula per m_{h^0} che tiene conto solo della correzione dominante proveniente dai *loops* di top/s-top è la seguente [13, 14]:

$$m_{h^0}^2 = (m_{h^0})_{\rm Tree}^2 + (\Delta M_s^2)_{tt}, \quad \text{(I.12a)}$$

$$(\Delta M_s^2)_{tt} = \frac{3}{8\pi^2}\frac{g^2 m_t^4}{M_W^2\sin^2\beta}\log\frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2}, \quad \text{(I.12b)}$$

nell'ulteriore approssimazione di squarks ($\tilde{t}_{L,R}$) degeneri ed in assenza di *mixing* L-R (si veda il seguito). Applicando la formula (I.12), si trova che il limite superiore teorico su m_{h^0} si sposta da $\simeq M_Z$ a $\simeq 120 \div 130\,{\rm GeV}$, con forte dipendenza da m_t e dalle caratteristiche dello spettro SUSY [15]. Vi sono tuttavia incertezze residue dell'ordine dei 10 GeV imputabili ai grafici con *loops* in cui scorrono altre particelle

del MSSM, alla risommazione dei grandi logaritmi, all'ignoranza dei termini di SB, alle correzioni a 2 *loops* di QCD e così via. Recentemente sono state calcolate anche le correzioni radiative dominanti a 2 *loops*. In qualche caso [16] è stato trovato che esse ridurrebbero gli effetti delle correzioni ad un *loop*, di modo che il limite superiore teorico per h^0 potrebbe essere collocato tra 110 e 120 GeV. In qualche altro caso [17], contrariamente a quanto sopra, si afferma che tali correzioni sarebbero positive e darebbero un contributo di 3-10 GeV ad m_{h^0} nella regione $100\,\text{GeV} \lesssim m_t \lesssim 200\,\text{GeV}$, $1\,\text{TeV} \lesssim M_{\text{SUSY}} \lesssim 10\,\text{TeV}$ (con M_{SUSY} scala caratteristica a cui avviene la rottura della SUSY).

Da quanto esposto si deduce che alla scala GUT il settore di Higgs è determinato univocamente una volta fissati i parametri m_0, μ_{GUT}, B_{GUT} e $\tan\beta$. Tuttavia, per ricavare la massa dei bosoni alle basse energie (anche al livello albero) è necessario risolvere l'intero sistema di RGE's per determinare il valore di m_1 ed m_2 ovvero di m_{A^0}. Per gli scopi delle analisi che seguiranno, è preferibile invece utilizzare per quanto possibile grandezze ben definite e misurabili alla scala EW (si veda, però, anche la discussione relativa alla scelta del *set* di parametri del MSSM indipendenti nel seguito e nel §2.3). Dalle (I.9) si vede che è sufficiente, ad es., conoscere la massa dell'Higgs pseudoscalare m_{A^0} e il valore di $\tan\beta$ per calcolare le masse al livello albero di tutti gli altri bosoni di Higgs SUSY. Nei prossimi capitoli si adotterà proprio questo metodo per rendere più fisicamente intuitivi i risultati, con l'idea di considerare m_{A^0} come un altro parametro libero del modello da determinare con gli esperimenti, piuttosto che da derivare in maniera complicata dalle RGE's a partire dalla scala GUT. Per quanto riguarda le correzioni ad m_{h^0} si utilizzerà la (I.12), dopo aver preventivamente calcolato le masse nel settore degli sfermioni nel limite di *mixing* L-R nullo e di degenerazione di tutti gli squarks dello stesso tipo.

Per quanto riguarda il settore dei gaugini, le masse alla scala EW sono legate al livello *one loop* alla massa unificata $m_{1/2}(M_{\text{GUT}})$ dalle semplici relazioni ottenibili via RGE's:

$$m_{1/2} \overset{RGE}{\Longrightarrow} M_{1,2,3}(M_Z) = \frac{\alpha_{1,2,3}(M_Z)}{\alpha_{\text{GUT}}} M \Rightarrow M_3(M_Z) = \frac{\alpha_3(M_Z)}{\alpha_2(M_Z)} M_2(M_Z) = \frac{\alpha_3(M_Z)}{\alpha_1(M_Z)} M_1(M_Z)\ . \tag{I.13}$$

In particolare, l'ipotesi di unificazione alla grande scala implica la notevole relazione, utile nel seguito:

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2\theta_W\ , \tag{I.14}$$

con $\sin^2\theta_W$ calcolato alla scala che interessa (alla scala EW risulta, quindi, $M_1 \simeq 0.5 M_2$ con $M_2 \simeq 0.8 m_{1/2}$ e $m_{\tilde{\gamma}} \equiv M_2 \sin^2\theta_W + M_1 \cos^2\theta_W = \frac{8}{3} M_2 \sin^2\theta_W \simeq 0.62 M_2$).

Il settore degli higgsini è regolato, oltre che da $\tan\beta$, dal valore di μ (il cui segno non è fissato dal modello) evoluto via RGE's dalla scala GUT alla scala EW, come su accennato. Per questo motivo ci si aspetta che $|\mu|$ sia piccolo rispetto ad M_{GUT} e $\lesssim 1\,\text{TeV}$. Gli stati di higgsino e di gaugino possono mescolarsi dando luogo ai neutralini ed ai chargini. Questo settore del MSSM sarà trattato in dettaglio nel cap. 1.

Per quanto concerne gli sfermioni, il settore è regolato dal valore di m_0 alla scala grande, nonché dai parametri $A_{t,b,\ldots}$, dagli accoppiamenti di Yukawa $\lambda_{t,b,\ldots}$ (anch'essi calcolati con le RGE's a partire da A_{GUT} ed eventualmente λ_f^{GUT}) e, tramite gli accoppiamenti di gauge $\alpha_{1,2,3}$, anche dalle masse dei gaugini $M_{1,2,3}$ (ovvero da α_{GUT} ed $m_{1/2}$). Trascurando per il momento la presenza di *mixing* L-R (si veda il seguito), si ha, per la massa del generico sfermione:

$$m^2_{\tilde{f}_{L,R}} = \tilde{m}_F^2 + m_f^2 \pm M_D^2, \tag{I.15}$$

dove $\tilde{m}_F$ è l'appropriata massa di SB ($= \tilde{m}_{Q(L)}$ per gli squarks (leptoni) di tipo *left*; $= \tilde{m}_{U_R \ldots E_R}$ per gli squarks e gli sleptoni carichi di tipo *right*) e M_D è il cosiddetto *"D-term"* [18] proporzionale ad M_Z:

$$M_D^2 = (T_{3,f_{L,R}} - Q_{f_{L,R}} \sin^2\theta_W) M_Z^2 \cos 2\beta\ ,$$

che contribuisce alla separazione dei livelli di tipo *left* e di tipo *right* ed è più rilevante per valori alti di $\tan\beta$. Nella (I.15) le $\tilde{m}_F$, nel caso delle prime due generazioni in cui l'effetto degli accoppiamenti di Yukawa nelle RGE's può essere trascurato, si possono esprimere, come funzioni della scala Q, in maniera semplice in termini dei parametri fondamentali del modello $m_{1/2}$, m_0 e $\tan\beta$. Si hanno, così , le seguenti formule [11, 19, 20, 21]:

$$\tilde{m}_L^2(t) = m_0^2 + m_{1/2}^2 \frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left[\frac{3}{2}f_2(t) + \frac{3}{10}f_1(t)\right], \quad \text{(I.16a)}$$

$$\tilde{m}_{E_R}^2(t) = m_0^2 + m_{1/2}^2 \frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left[\frac{6}{5}f_1(t)\right], \quad \text{(I.16b)}$$

$$\tilde{m}_Q^2(t) = m_0^2 + m_{1/2}^2 \frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left[\frac{8}{3}f_3(t) + \frac{3}{2}f_2(t) + \frac{1}{30}f_1(t)\right], \quad \text{(I.16c)}$$

$$\tilde{m}_{U_R}^2(t) = m_0^2 + m_{1/2}^2 \frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left[\frac{8}{3}f_3(t) + \frac{8}{15}f_1(t)\right], \quad \text{(I.16d)}$$

$$\tilde{m}_{D_R}^2(t) = m_0^2 + m_{1/2}^2 \frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left[\frac{8}{3}f_3(t) + \frac{2}{15}f_1(t)\right], \quad \text{(I.16e)}$$

dove $f_i(t)$ sono i coefficienti delle RGE's calcolati alla scala Q e definiti da:

$$f_i(t) = \frac{1}{\beta_i}\left(1 - \frac{1}{(1+\beta_i t)^2}\right), \quad i = 1,2,3, \quad \text{(I.17a)}$$

$$\beta_i = \frac{b_i}{4\pi}\alpha_{\rm GUT}, \quad i = 1,2,3, \quad \text{(I.17b)}$$

$$t = \log\frac{M_{\rm GUT}^2}{Q^2}. \quad \text{(I.17c)}$$

Nella eq.(I.17b), $b_{1,2,3}$ sono i coefficienti delle RGE's che regolano l'evoluzione degli accoppiamenti di gauge rispettivamente di U(1), SU(2) ed SU(3) al livello *one loop* a partire da $\alpha_{\rm GUT}$ (*cfr.* eq.(I.1)). Essi valgono:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -22/3 \\ -11 \end{pmatrix} + N_{\rm Fam}\begin{pmatrix} 4/3 \\ 4/3 \\ 4/3 \end{pmatrix} + N_{\rm Higgs}\begin{pmatrix} 1/10 \\ 1/6 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{(I.18a)}$$

nello SM e:

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -6 \\ -9 \end{pmatrix} + N_{\rm Fam}\begin{pmatrix} 2 \\ 2 \\ 2 \end{pmatrix} + N_{\rm Higgs}\begin{pmatrix} 3/10 \\ 1/2 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{(I.18b)}$$

nel MSSM, tenendo conto di tutto il suo contenuto di particelle. Nelle (I.18a) e (I.18b) $N_{\rm Fam} = 3$ è il numero di generazioni di (super)multipletti di materia e $N_{\rm Higgs} = 1,2$ è il numero di doppietti di Higgs rispettivamente nello SM e nel MSSM. È chiaro, tuttavia, che a loro volta i b_i evolvono e passano, all'aumentare della scala, dai valori dello SM ai valori del MSSM con delle discontinuità corrispondenti

all'oltrepassamento delle varie soglie relative ad ogni particella prevista dal modello. Poiché per quanto su detto è ragionevole che tutte le particelle del MSSM abbiano masse dell'ordine della scala EW (ovvero $\lesssim 1\,\text{TeV}$, cioè $\ll M_{\rm GUT}$), è possibile in prima approssimazione utilizzare, nell'evoluzione dettata dalle (I.16), i coefficienti del MSSM completo a partire dalla scala M_Z fino alla scala GUT. Naturalmente altre soglie vi debbono essere alla scala grande in corrispondenza dei bosoni pesanti che mediano le nuove interazioni della teoria GUT, ma anche esse possono essere trascurate al livello che qui interessa. Per calcolare la massa degli sfermioni, le (I.16) vanno valutate ad una scala $Q \approx M_Z$. In realtà un risultato più affidabile si ottiene con un procedimento ricorsivo (si veda, ad es., ref.[21]), dapprima ottenendo un valore di approssimazione zero con $Q = M_Z$ per i vari $\tilde{m}_i$, poi ricalcolando il tutto alle appropriate scale $Q = \tilde{m}_i$ e così via. La convergenza si ottiene rapidamente dopo 2-3 passi. Questo è esattamente il metodo che è stato utilizzato in questo lavoro (si è riscontrata una leggera sovrastima, nei casi qui di interesse, solo sulle masse degli squarks rispetto a calcoli più sofisticati dello spettro degli sfermioni). Le (I.16) possono essere poi riscritte in termini dei vari accoppiamenti di gauge $\alpha_{1,2,3}$ e delle masse dei gaugini $M_{1,2,3}$ alla scala EW; ciò tornerà utile nel §4.4.

Di rilievo per il seguito è il fatto che gli sfermioni colorati (ovvero gli squarks) risultano ben più pesanti degli altri alle scale basse a causa del grande accoppiamento di gauge nelle interazioni forti, ovvero alla presenza nelle (I.16c-e) del termine contenente $f_3(t)$ [22].

Come su detto, le eqq.(I.16) consentono il calcolo delle masse degli sfermioni solo nel caso in cui l'effetto degli accoppiamenti di Yukawa nelle RGE's è trascurabile, ovvero per le particelle delle prime due generazioni. Per i *partners* dei fermioni più pesanti, invece, le formule da utilizzare sono del tipo (ad es., per b, t) [20]:

$$m_{b_R}^2 = \tilde{m}_{D_R}^2 + m_b^2 - M_D^2, \quad \text{(I.19a)}$$

$$m_{\tilde{b}_L}^2 = \tilde{m}_Q^2 + \left[\frac{1}{3}(m_2^2 - \mu^2 - m_0^2) - \frac{1}{2}\frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left(f_2(t) + \frac{1}{5}f_1(t)\right)m_{1/2}^2\right] + m_b^2 + M_D^2, \quad \text{(I.19b)}$$

$$m_{\tilde{t}_R}^2 = \tilde{m}_{U_R}^2 + 2\left[\frac{1}{3}(m_2^2 - \mu^2 - m_0^2) - \frac{1}{2}\frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left(f_2(t) + \frac{1}{5}f_1(t)\right)m_{1/2}^2\right] + m_t^2 - M_D^2, \quad \text{(I.19c)}$$

$$m_{\tilde{t}_L}^2 = \tilde{m}_Q^2 + \left[\frac{1}{3}(m_2^2 - \mu^2 - m_0^2) - \frac{1}{2}\frac{\alpha_{\rm GUT}}{4\pi}\left(f_2(t) + \frac{1}{5}f_1(t)\right)m_{1/2}^2\right] + m_t^2 + M_D^2,$$

(I.19d)

dove $m_{1,2}$ sono i parametri di massa introdotti nella (I.6a) per il potenziale di Higgs, qui valutati all'opportuna scala, così come μ (si noti che alla scala GUT le parentesi tonde moltiplicate per 1/3 si annullano), tramite le relative equazioni del gruppo di rinormalizzazione. Da quanto sopra si vede che l'esistenza di una massa universale di SB per squarks e sleptoni alla scala grande comporta che le deviazioni dalla degenerazione alla scala SUSY dipendano (a parte il *D-term*) dalla massa del quark o del leptone associato che è piccola, con l'eccezione del caso dei top scalari. Ciò fa sì che le correnti neutre con cambiamento di sapore (*"Flavour Changing Neutral Currents"*, **FCNC**'s) vengano soppresse ad un livello accettabile e la teoria non sia in contrasto con gli esperimenti.

La presenza di grandi accoppiamenti di Yukawa introduce, in particolare nel settore degli s-top, un'ulteriore complicazione. Gli autostati delle interazioni deboli $\tilde{t}_{L,R}$ possono non coincidere con gli autostati di massa $\tilde{t}_{1,2}$, ovvero si può avere un *mixing* con matrice di massa:

$$\begin{pmatrix} m^2_{\tilde{t}_R} & -\frac{\lambda_t}{\sqrt{2}}(A_t m_0 |H_2^0| + \mu |H_1^0|) \\ -\frac{\lambda_t}{\sqrt{2}}(A_t m_0 |H_2^0| + \mu |H_1^0|) & m^2_{\tilde{t}_L} \end{pmatrix}, \tag{I.20}$$

dove, ovviamente, λ_t, A_t e μ sono i valori dei parametri calcolati alla scala appropriata. Per gli autovalori di massa che ne derivano vale la relazione:

$$m^2_{\tilde{t}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[m^2_{\tilde{t}_L} + m^2_{\tilde{t}_R} \mp \sqrt{(m^2_{\tilde{t}_L} + m^2_{\tilde{t}_R})^2 + 4m_t^2(A_t m_0 + \mu \cot\beta)^2}\right]. \tag{I.21}$$

Un *mixing* si ha ovviamente anche tra $\tilde{b}_L$ e $\tilde{b}_R$ e tra $\tilde{\tau}_L$ e $\tilde{\tau}_R$, ma poichè nel caso dei *partners* degli sfermioni di tipo *down* il coefficiente a moltiplicare $4m_d^2$ sotto la radice della (I.21) diventa $(A_d m_0 + \mu \tan\beta)$, questa circostanza è di un certo rilievo solo nel caso di $\tan\beta$ grande.

L'esistenza del *mixing left-right* nel settore degli sfermioni verrà trascurata nei calcoli che seguiranno, in considerazione del fatto che gli s-top intervengono solo in particolari minori dell'analisi. Va tenuto presente, però, che questa approssimazione, come si è visto sopra, influisce sulle correzioni alla massa dell'Higgs scalare leggero, traducendosi in genere in una leggera sottostima (a parità di valori di m_{A^0}). Tuttavia le complicazioni notevoli che verrebbero introdotte nei calcoli per tener conto del *mixing* e, soprattutto, l'impossibilità di farlo correttamente senza risolvere

l'intero sistema di RGE's per ogni dato *set* di valori dei parametri indipendenti non corrispondono ad un miglioramento della precisione dell'analisi tale da giustificarle, almeno in una prima fase.

Da quanto sopra discende che il MSSM (ispirato alla SUGRA) contiene, in generale, solo 6 nuovi parametri indipendenti (senza imporre il vincolo della rottura radiativa della simmetria EW, *cfr.* prossimo §), in aggiunta a quelli dello SM (m_f, $V_{\rm KM}$, *etc.*). Inoltre, l'unificazione degli accoppiamenti di gauge permette virtualmente di considerare la sola costante $\alpha_{\rm GUT}$, anche se l'ignoranza del suo valore e di quello di $M_{\rm GUT}$ e l'errore sperimentale attuale su α_3 costringono in pratica ad adoperare come accoppiamenti indipendenti almeno due tra gli $\alpha_{1,2,3}$. Diverse sono le scelte possibili del *set* di parametri da utilizzare, più o meno convenienti a seconda del tipo di esigenze (teoriche o fenomenologiche) e del livello di precisione che si vuole raggiungere (correzioni di ordine superiore, soglie nelle RGE's, *mixing left-right*, *etc.*). Una scelta tecnicamente vantaggiosa ed elegante da un punto di vista fondamentale è:

$$m_0,\ m_{1/2},\ \mu_{\rm GUT},\ A_{\rm GUT},\ B_{\rm GUT},\ \tan\beta.$$

Questo insieme è definito interamente alla scala GUT e consente, tramite la soluzione del sistema completo di RGE's, il calcolo univoco di tutte le quantità fisiche osservabili alle basse energie. Inoltre, come si vedrà nel §I.3, partendo da questo *set* è facile ridurre ulteriormente il numero di parametri indipendenti necessari mediante l'imposizione di condizioni teoricamente fondate. Una scelta forse fisicamente più intuitiva e più adeguata all'analisi fenomenologica di questo lavoro è la seguente: m_0 (o la massa di un qualsiasi sfermione alla scala EW), $m_{1/2}$ (oppure una delle $M_{1,2,3}(M_Z)$), m_{A^0} (la massa del bosone di Higgs pseudoscalare), $\mu_{\rm GUT}$ (oppure $\mu(M_Z)$) e $\tan\beta$ (ad es. alla scala M_Z, ma la dipendenza dalla scala di questo parametro è debole). In questo caso è possibile riferirsi soltanto a grandezze misurabili alle basse energie ed ignorare per alcuni aspetti la loro origine alla scala GUT. Se non si è particolarmente interessati a caratteristiche minori del MSSM come il *mixing* nel settore degli sfermioni e le correzioni esatte di ordine superiore ad m_{h^0} e non si vuole imporre la rottura radiativa della simmetria EW, garantendo una maggiore flessibilità al modello (seppure a scapito della predittività), conviene optare per quest'ultima strategia. Come si vedrà anche nel §2.3, ciò è proprio quanto si è deciso di fare in questo lavoro.

Per quanto riguarda i parametri dello SM, nelle analisi numeriche dei prossimi capitoli si sono adottati i seguenti valori, sulla base delle misure più recenti:
$\alpha_{\rm em}(M_z) = 1/127.9$, $\alpha_s(M_z) = 0.12$, $m_t = 174\,{\rm GeV}$, $M_z = 91.19\,{\rm GeV}$,
$\sin^2\theta_W = 0.2324 - 1.03 \times 10^{-7}\,[m_t^2 - (138\,{\rm GeV})^2]$ [23].

La Lagrangiana di interazione del MSSM è fornita in appendice A, limitatamente ai termini rilevanti per il calcolo degli elementi di matrice dei processi fisici di cui ci si occuperà nel seguito. Le regole di Feynman corrispondenti si possono da essa facilmente derivare, oppure si possono trovare, ad es., in ref.[2].

I.3 Modelli più restrittivi

Nel § precedente si è detto che è possibile, facendo delle ragionevoli assunzioni basate su argomentazioni teoriche, ridurre ulteriormente le dimensioni dello spazio dei parametri del MSSM. L'esempio più notevole ed attraente è sicuramente rappresentato dalla imposizione della rottura radiativa della simmetria EW. Nell'ambito del MSSM è infatti possibile giustificarla teoricamente per mezzo di grandi logaritmi tra la scala di Planck e la scala EW [24, 25, 26]. Affinché le correzioni radiative risultino abbastanza forti da "pilotare" il quadrato del parametro di massa del secondo doppietto di Higgs m_2^2 fino ad un valore negativo (rompendo così la simmetria EW), è necessario che un accoppiamento di Yukawa del bosone di Higgs corrispondente sia grande alla scala GUT. Con i valori attualmente accreditati per la massa del top ($m_t = 174 \pm 20\,{\rm GeV}$ [27]), le GUT con SUSY possono naturalmente spiegare l'origine della scala EW, grazie al grande accoppiamento di Yukawa tra il quark top e il secondo doppietto di Higgs. Nello SM la condizione di rottura della simmetria EW è soddisfatta richiedendo che il coefficiente del termine quadratico del potenziale di Higgs sia negativo "ad hoc". Nel potenziale SUSY si è visto, invece, che tale termine è fissato dagli accoppiamenti di gauge (*cfr.* eq.(I.6a)). Un minimo per il potenziale non banale (cioè diverso da $\langle H_1\rangle = \langle H_2\rangle = 0$) può essere però ottenuto tramite i termini di SB se la matrice di massa del settore di Higgs (I.8) ha un autovalore negativo. Ciò significa che il suo determinante deve essere negativo, *i.e.*:

$$|m_3^2(t)|^2 > m_1^2(t) m_2^2(t). \tag{I.22a}$$

La condizione di non banalità del minimo ($V_H(v_1, v_2) < V_H(0,0) < V_H(\infty,\infty)$) è soddisfatta se:

$$m_1^2(t) + m_2^2(t) \geq 2|m_3^2(t)|. \tag{I.22b}$$

Se si osserva la (I.7), ci si accorge subito che le (I.22a) e (I.22b) non possono essere vere contemporaneamente alla scala GUT ($t = 0$). Tuttavia, alle energie più basse le correzioni radiative introducono grosse differenze tra m_1 ed m_2, a causa proprio del fatto che le RGE's per m_2 coinvolgono l'accoppiamento di Yukawa del top λ_t. Dalle condizioni di minimizzazione si derivano facilmente le seguenti relazioni al livello albero:

$$v^2 = \frac{4}{(g^2+g'^2)(\tan^2\beta - 1)}\{m_1^2 - m_2^2\tan^2\beta\}, \tag{I.23a}$$

$$2m_3^2 = (m_1^2 + m_2^2)\sin 2\beta, \tag{I.23b}$$

$$M_z^2 = 2\frac{m_1^2 - m_2^2\tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1}. \tag{I.23c}$$

Le relazioni corrette ad un *loop* sono molto più complicate e coinvolgono ovviamente termini proporzionali a λ_t^2 che dipendono da A_t e sensibilmente dal *mixing* nel settore degli s-top (si veda, ad es., ref.[28]). Le (I.23) o le loro analoghe corrette ad un *loop* consentono in primo luogo di eliminare il parametro B in favore di μ, m_0 e $\tan\beta$ tramite la (I.23b) alla scala EW e, quindi, di risalire al valore di $B_{\rm GUT}$ con le RGE's. Quest'ultimo, dunque, non risulta più indipendente. In secondo luogo, la (I.23c) corretta ad un *loop* si può tradurre in una relazione del tipo:

$$M_z^2 = M_z^2\left[m_0, m_{1/2}, \mu_{\rm GUT}, A_{\rm GUT}, \tan\beta; \lambda_t \ \ (\text{ovvero } \ {\rm m_t})\right], \tag{I.24}$$

che dà modo di ridurre ancora lo spazio dei parametri. Ad es., si può da essa ricavare $|\mu|$ (ma non il suo segno) una volta fissati m_0, $m_{1/2}$, $A_{\rm GUT}$, $\tan\beta$ ed m_t alla scala GUT o quantità opportune alla scala EW. Tutto ciò comporta che il meccanismo di rottura radiativa della simmetria abbia importanti conseguenze sullo spettro delle particelle SUSY.

Una considerazione interessante per ridurre gli intervalli di variazione dei parametri del MSSM è la seguente. In linea di principio sulla base della (I.24) è possibile fissare "innaturalmente" M_z al suo valore fisico, pur tenendo alti i valori dei parametri SUSY (ovvero delle masse delle particelle previste dal MSSM). Ciò però al prezzo di *fine-tunings* dei parametri stessi. Se si vuole evitarlo, si può imporre [29] che

una variazione percentuale dei parametri del MSSM corrisponda ad una variazione percentuale di M_Z non superiore ad una quantità fissata e "ragionevole". In questo modo è possibile ricavare dei limiti superiori teorici sulle masse delle varie particelle. Ad es., tollerando cancellazioni tra i vari parametri al massimo per un ordine di grandezza, si può stabilire che la massa del selettrone *right* $\tilde{e}_{L,R}$ deve essere minore di 400 GeV ca. (in gran parte dello spazio dei parametri), che la massa del LN $\tilde{\chi}$ non deve superare i 100 GeV ca., quella del chargino leggero (*"Light Chargino"* (**LC**)) $\tilde{\chi}_1^\pm$ e quella del *"Next-to-Lightest Neutralino"* (**NLN**) $\tilde{\chi}_2^0$ i 200 GeV ca. Limiti molto meno stringenti sono ottenibili per le particelle SUSY del settore forte (squarks e gluini). Altri simili meccanismi sono stati proposti in seguito da diversi autori [21, 24, 25].

Un'altra interessante linea di sviluppo è costituita dai recenti studi, cui si è già accennato, sulla unificazione degli accoppiamenti di Yukawa nel contesto delle teorie GUT. È stato mostrato tempo fa che il rapporto $m_b/m_\tau \simeq 3$ alla scala EW decresce fino ad un numero ≈ 1 alla scala della grande unificazione. I dati più precisi messi recentemente a disposizione sugli accoppiamenti di gauge da LEP I hanno però escluso che il rapporto possa avvicinarsi molto ad 1 alla scala $M_{\rm GUT} \approx 10^{15}\,$GeV, tipica delle teorie GUT senza SUSY. Viceversa, grazie allo spostamento verso valori più alti di $M_{\rm GUT}$ e alle diverse caratteristiche dell'evoluzione degli accoppiamenti di Yukawa dettati della RGE's SUSY, una teoria del tipo $SU(5)_{\rm SUSY}$ sarebbe consistente con l'unificazione delle masse dei $b-\tau$. Recentemente, a seguito di analisi più dettagliate nell'ambito del Modello SUSY Minimale, alcuni gruppi hanno trovato che l'unificazione $b-\tau$ implica con buona approssimazione la seguente relazione (lineare al livello più basso) tra m_t e $\sin\beta$ [21, 30]:

$$m_t^{pole} = m_t(m_t)\left[1+\frac{4}{3}\frac{\alpha_s(m_t)}{\pi}\right] \simeq (200\,\text{GeV})\sin\beta\,. \tag{I.25}$$

Ciò, se si tiene ad es. conto dell'intervallo di valori permesso per m_t dalle misure di precisione a LEP ($m_t = \left(162^{+16+18}_{-17-21}\right)$ GeV [31]), favorisce la regione $1 \lesssim \tan\beta \lesssim 5$. Se poi si fa l'ipotesi di Higgs leggero, $130 \lesssim m_t^{pole} \lesssim 170\,$GeV [32] (compatibile con i risultati di CDF), ci si può ulteriormente ridurre a $1 \lesssim \tan\beta \lesssim 2$. Tuttavia, una piccola finestra per valori alti di $\tan\beta \simeq 60$ non può essere esclusa sulla base della (I.25). Si può però osservare [33], che se $\tan\beta \gtrsim m_t(m_t)/m_b(m_t)$, la rottura della simmetria EW non può avvenire nella maniera corretta (*cfr.* anche § precedente). Ciò sfavorirebbe valori di $\tan\beta \gtrsim 50$, anche se recentemente si è visto che l'inclusione delle correzioni *one-loop* può leggermente migliorare la situazione nello scenario con grande $\tan\beta$ [25]. Di tutto questo, benché si tratti di studi dai quali è ancora prematuro trarre conclusioni, si terrà conto nei prossimi capp. per quanto riguarda la scelta dell'intervallo di $\tan\beta$ da esplorare con maggiore attenzione nelle analisi sulla fenomenologia dei neutralini a LEP II.

Vi sono altre possibilità di semplificazione legate a teorie di livello più fondamentale; per completezza se ne elencano qui di seguito alcune:

- modelli *no-scale* [34] con $m_0 = 0$, $A_{\rm GUT} = 0$ e, sotto ulteriori ipotesi, $B_{\rm GUT} = 0$;
- modelli con *Dilatone* [35] con $m_0 = \frac{m_{1/2}}{\sqrt{3}}$, $A_{\rm GUT} = -m_{1/2}$ e, sotto ulteriori ipotesi, $B_{\rm GUT} = 2m_0$.

I.4 Modelli più generali

Le assunzioni del §I.2 che definiscono il MSSM ispirato alla SUGRA sono tutte abbastanza ben motivate, ma non certo forzate. L'indebolimento o l'abbandono di una o più ipotesi porta alle cosiddette estensioni SUSY "non Minimali" dello SM, le quali tipicamente prevedono un numero di parametri indipendenti più alto. Spesso la maggiore generalità, però, oltre a ridurre la predittività, non corrisponde ad un miglioramento del significato fisico del modello. Ad es. [14]:

1. È teoricamente possibile estendere a piacere il gruppo di gauge alle basse energie rispetto a quello dello SM, ma vi sono già allo stato attuale dei limiti molto stringenti sulle masse dei bosoni di gauge supplementari che una tale teoria prevede.

2. Nulla, in linea di principio, impedisce di aumentare il contenuto di particelle del MSSM, introducendo, ad es., supercampi chirali addizionali con i numeri quantici corrispondenti a stati esotici di una rappresentazione di qualche gruppo esteso (*e.g.*, E_6). Tuttavia, sotto ragionevoli assunzioni, questi stati hanno naturalmente masse molto alte e si disaccoppiano dalla teoria effettiva alle basse energie.

3. Un modello di una certa popolarità è quello che si ottiene aggiungendo soltanto un supercampo N, singoletto di gauge, ai due doppietti nel settore di Higgs.

Tale teoria va sotto il nome di *"Next-to-Minimal Supersymmetric Model"*, (**NMSSM**) [36] ed in essa si richiede la presenza nel superpotenziale di Higgs di soli accoppiamenti trilineari. Senza assunzioni ulteriori, il NMSSM ha due parametri in più del MSSM, che si possono però eliminare con un'ipotesi analoga a quella che nel MSSM porta all'introduzione del parametro unificato A_{GUT}. Un pregio di questo modello era ritenuto il fatto che in esso si evita l'introduzione del parametro μ di *mixing* dei due doppietti di Higgs nel superpotenziale (I.6a), potendosi in questo caso generare dinamicamente un valore di $\mu \approx G_F^{-1/2}$. È stato però mostrato che il NMSSM può sviluppare delle pericolose instabilità [37].

4. La rottura esplicita con termini "soffici" della SUSY tipica del MSSM non è forse esteticamente gradevole. Tuttavia i tentativi di costruire modelli con rottura spontanea della SUSY globale hanno fino ad ora dovuto fare i conti con gravi problemi di natura fenomenologica risolvibili solo con forzature. Vi è comunque attualmente un grande sforzo teorico in favore della possibilità di una rottura spontanea nel cosiddetto "settore nascosto" di qualche sottostante teoria SUGRA o di superstringa comunicante con il "settore osservabile" (quello del MSSM) solo attraverso le interazioni gravitazionali. Molte proposte sono state avanzate per un meccanismo di questo tipo, ma nessuna del tutto soddisfacente. È quindi ragionevole, allo stato attuale delle cose, parametrizzare la rottura della SUSY nella teoria effettiva di basse energie con un *set* di termini di SB, senza preoccuparsi del meccanismo che li genera al livello più fondamentale.

5. Le assunzioni di unificazione delle masse dei gaugini e degli scalari e degli accoppiamenti trilineari A alla scala GUT (dove si unificano anche gli accoppiamenti di gauge) hanno il pregio di risolvere in maniera abbastanza naturale problemi fenomenologici connessi con le FCNC, con la rottura delle simmetrie di carica elettrica e di colore e con nuove sorgenti di violazione di CP. Tuttavia, la motivazione più forte per l'unificazione dei termini di SB (o per la loro "universalità") resta quella della riduzione drastica del numero di parametri liberi nel MSSM che, altrimenti, perderebbe gran parte della sua predittività. Va detto, però, che vi sono forti indicazioni in questo senso nelle idee teoriche sulla grande unificazione, sulla rottura spontanea della SUSY globale nel "settore nascosto" e sulla struttura della SUGRA effettiva di bassa energia derivata da modelli di stringa. Di recente, comunque, sono apparsi lavori in cui quanto meno si indebolisce l'universalità dei termini di SB nella Lagrangiana SUSY e se ne analizzano le conseguenze [38]. Al livello fenomenologico di questo lavoro – soprattutto ove si tenga conto che gli effetti di ordine superiore nelle RGE's e le altre sorgenti di incertezze (presenza di soglie leggere e pesanti, incertezza sui valori dei parametri indipendenti misurati alle basse energie, *etc.*) possono produrre variazioni significative sui valori (calcolati alle basse energie con le RGE's all'ordine più basso) dei parametri SB – può essere, quindi, interessante valutare le implicazioni di un indebolimento o di un abbandono delle ipotesi di unificazione od universalità. Un passo in questa direzione verrà fatto nel presente lavoro al §4.4, limitatamente alla relazione di unificazione delle masse dei gaugini di U(1) ed SU(2), nel contesto della fenomenologia dei neutralini a LEP II.

6. Per quanto riguarda, infine, l'assunzione di conservazione della R-parità, va detto che si tratta di un'ipotesi di cruciale importanza da un punto di vista fenomenologico (LSP stabile e debolmente interagente $\Rightarrow$ energia mancante come segnatura dei processi con produzione di particelle dispari sotto R). Se tale ipotesi viene abbandonata, nel più generale superpotenziale compatibile con l'invarianza di gauge e la rinormalizzabilità compaiono dei termini supplementari che obbediscono alle regole di selezione $\Delta B = 0$ e $|\Delta L| = 1$ oppure $\Delta L = 0$ e $|\Delta B| = 1$, dove L e B sono i numeri leptonico e barionico. La loro simultanea presenza è fenomenologicamente inaccettabile, poiché indurrebbe un rapido decadimento del protone mediato da squarks $\tilde{d}$. È possibile tuttavia imporre simmetrie discrete più deboli della R-parità, permettendo così la presenza solo di alcuni dei termini che violano R nella Lagrangiana ed ottenendo un risultato fenomenologicamente accettabile [39]. Vi è anche la possibilità di rompere spontaneamente la simmetria di R-parità per mezzo del VEV di un campo di sneutrino [40]. Tale ipotesi è però già esclusa dai dati di LEP I. Per ottenere modelli con rottura spontanea della R-parità è necessario introdurre molti altri campi e parametri oltre a quelli del MSSM. Anche la fenomenologia derivante da modelli con rottura della R-parità è stata studiata, anche se da un punto di vista generale, in molti lavori [41].

I.5 Limiti sperimentali e teorici

Nonostante i successi teorici e le attraenti caratteristiche, l'esistenza della SUSY sarà confermata solo se gli stati relativi alle nuove particelle saranno osservati direttamente. In più, la conservazione o la violazione della R-parità ad essi associata dovranno essere verificate nella produzione e nel decadimento delle particelle SUSY. Uno dei principali obiettivi dei *colliders* presenti e futuri è, quindi, la rivelazione di segnali SUSY o, in assenza di questi, l'esclusione di dominî nello spazio dei parametri SUSY. Una regione non trascurabile di questo spazio è già stata esclusa dalle misure al picco dello Z^0 effettuate al LEP nella fase I. Ovviamente l'acquisizione di limiti sperimentali sulla massa delle particelle SUSY permette di ridurre la zona consentita, *e.g.* nei piani (μ, M_2) nel caso dei chargini e dei neutralini o (m_0, M_2) nel caso degli squarks o degli sleptoni (per ogni dato valore di $\tan\beta$).

Con analisi più o meno dipendenti dal modello, sono stati anche fissati dei limiti inferiori sulle masse delle particelle SUSY di cui a seguire diamo un breve sommario per gli sfermioni, i gluini e gli Higgs. Per quanto riguarda le ricerche di neutralini e chargini a LEP I rimandiamo, invece, al §2.3. Per la massa dello sneutrino $\tilde{\nu}$ è stato trovato un limite di 41.8 GeV mediante studi sulla larghezza invisibile dello Z^0, nell'ipotesi che vi siano 3 sneutrini degeneri in massa [42]. Per la massa del selettrone, in [43] si fissa $m_{\tilde{e}_{L,R}} > 45\,\text{GeV}$ sotto le ipotesi $m_{\tilde{e}_L} \gg m_{\tilde{e}_R}$ e $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 41\,\text{GeV}$. Supponendo invece la degenerazione $m_{\tilde{e}_L} \simeq m_{\tilde{e}_R}$, il limite migliora ancora. Medesimo discorso vale per i limiti su $m_{\tilde{\mu}_{L,R}}$, $m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$. Per quanto riguarda le particelle SUSY con interazione forte, i migliori risultati sperimentali vengono dal TeVatron (Fermilab). I limiti sulle masse degli squarks e dei gluini sono stati portati rispettivamente a 126 GeV e a 141 GeV [44], assumendo l'assenza di decadimenti "a cascata" (*cfr.* cap.3). Tali limiti si riducono a 90 GeV e 100 GeV se si lascia cadere questa ipotesi [45] e, in ogni caso, sono molto dipendenti dal modello. Vi è poi una piccola finestra per un gluino leggero con massa tra 1 e 4 GeV. I limiti sulle masse degli squarks che vengono da studi sulla $\Gamma(Z^0)$ a LEP sono meno dipendenti dal modello e si collocano tra i 35 e i 37 GeV [42] (assumendo $m_{\tilde{q}_L} \gg m_{\tilde{q}_R}$). Un tale risultato non sembrerebbe raggiungibile nel caso degli s-top a causa della possibilità di un forte *mixing*. Tuttavia, un limite può essere comunque individuato intorno ai 37 GeV [46]. Più complicato risulta porre dei limiti sperimentali sulle masse dei bosoni di Higgs SUSY a causa del fatto che h^0 (ed eventualmente A^0) può essere

leggero e, in questo caso, ha accoppiamenti molto simili a quelli dell'Higgs standard, risultando da esso difficilmente distinguibile (si vedano però, a questo proposito, i discorsi teorici del seguito). Facendo solo delle assunzioni ragionevoli su m_t, $m_{\tilde{t}_{L,R}}$ e $\tan\beta > 1$, sono stati ottenuti i seguenti limiti [47]: $m_{h^0} > 44\,\text{GeV}$ e $m_{A^0} > 22\,\text{GeV}$ [48]. Se, invece, si ragiona negli schemi dell'unificazione e della rottura radiativa della simmetria EW, si trova che è possibile applicare ad h^0 un limite di 52 GeV ca., di poco inferiore a quello fissato da LEP per l'Higgs standard [47] e che, dato che sotto queste ipotesi A^0 è sempre più pesante dello Z^0, il limite di LEP per m_{A^0} è irrilevante [49].

Di interesse per la SUSY è anche la misura di precisione a LEP del rapporto $R_b = \Gamma(Z^0 \to b\bar{b})/\Gamma_{\text{had}}$ per la quale la media di tutti gli esperimenti dà attualmente: 0.220 ± 0.003 [50]. I molti gruppi che hanno studiato le correzioni radiative a questa larghezza parziale nello SM hanno trovato che, per $m_t \simeq 170\,\text{GeV}$, il valore misurato è per ca. due deviazioni standard più alto di quanto previsto dal modello [51]. Anche i contributi supersimmetrici al decadimento $Z^0 \to b\bar{b}$ sono stati calcolati [52] ed è stata notata una tendenza all'incremento di R_b in molti tra i possibili scenari nel MSSM. In ref.[49], sotto una serie di ipotesi fondate, si trova che l'incremento di R_b è dovuto soprattutto agli s-top ed ai chargini leggeri e che, se si impone che R_b(SUSY) differisca per meno di una deviazione standard dal valore centrale misurato, molte delle soluzioni per lo spettro nel MSSM corrispondenti prevedono particelle abbastanza leggere da poter essere prodotte e rivelate sia a LEP II che al TeVatron.

Va tenuto in considerazione anche il limite superiore recentemente ottenuto da CLEO – $\text{BR}(b \to s\gamma) < 5.4 \times 10^{-4}$ [53] – per la *rate* del decadimento $b \to s\gamma$ al quale possono contribuire diagrammi *one-loop* in cui circolano Higgs carichi, chargini e neutralini [54]. Si può vedere [49] che le previsioni del MSSM con rottura radiativa della simmetria EW sono in ottimo accordo con l'analisi di CLEO, contrariamente a quanto in un primo tempo sembrasse sulla base di calcoli in cui venivano considerati solo i contributi dagli Higgs carichi e nei quali non si verificavano, quindi, le cancellazioni caratteristiche della SUSY tra *loops* bosonici e fermionici. Ne consegue che non si possono porre limiti significativi su parametri e masse della SUSY utilizzando le osservazioni sperimentali sul decadimento in questione.

Altre possibili limitazioni allo spazio dei parametri del MSSM vengono da con-

siderazioni teoriche di carattere un po' più qualitativo. Ad es., è noto che le GUT's predicono il decadimento del protone $p \to e^+\pi^0$ (nel canale s al livello Born). Il limite attuale sulla vita media $\tau_p > 5.5 \times 10^{32}$ anni per questo tipo di decadimento [50] impone che la scala $M_{\rm GUT}$ di massa dei bosoni GUT che mediano l'interazione sia ben al di sopra dei $10^{15}\,$GeV. Si è visto che ciò è in accordo con le teorie di unificazione con SuSy, ma non può ottenersi nelle vecchie teorie con il contenuto di particelle dello SM. Tuttavia in una teoria SuSy sono possibili altri decadimenti per il protone mediante diagrammi a *box* con W-ini ed higgsini (*e.g.*, $p \to \bar{\nu}K^+$). Utilizzando l'attuale limite di 10^{32} anni per quest'ultimo decadimento, è stato recentemente ottenuto un limite superiore su un certo parametro B proporzionale ad $1/\tau_p$ [55]. Poiché B può essere espresso in una certa approssimazione in termini degli accoppiamenti di gauge, $\tan\beta$ e le masse di squarks e gluini, si ricava che valori di $\tan\beta < 10$ sarebbero preferibili, così come masse del gluino non troppo grandi e masse degli squarks non troppo piccole. Ciò, a sua volta, si traduce in regioni preferibili nel piano $(m_0, m_{1/2})$. In particolare, se $m_{1/2}$ è $\mathcal{O}(100\,\text{GeV})$ o meno, allora per m_0 si avrebbe un limite inferiore di qualche centinaio di GeV.

Altre informazioni vengono dalla cosmologia. Vi è ormai una consolidata evidenza dell'esistenza di materia "oscura" non relativistica, neutra e non barionica. La particella SuSy più leggera (LSP) è, come su detto, supposta stabile e debolmente interagente ed è una candidata ideale per la materia "oscura". L'attuale limite inferiore di $\approx 10^{10}$ anni sulla vita dell'universo, implica un limite superiore sulla velocità della sua espansione e, corrispondentemente, sulla *"relic abundance"* (abbondanza fossile) di ogni specie di particelle. Tale limite può essere soddisfatto solo se la maggior parte delle LSP's si annichilarono in coppie fermione-antifermione che, a loro volta, diedero luogo a fotoni. Come si vedrà nel prossimo capitolo, se la LSP è il $\tilde{\chi}^0_1$, essa è spesso un quasi-gaugino. In questo caso la *rate* di annichilazione $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1 \to f\bar{f}$ dipende sensibilmente (dalla quarta potenza) dalla massa dello sfermione più leggero che può essere scambiato nel canale t (si confronti con la produzione e i decadimenti dei neutralini nei capp.2 e 3) [56]. Di conseguenza, il limite sulla abbondanza fossile dei $\tilde{\chi}^0_1$ si traduce in un limite superiore sulla massa degli sfermioni. Tuttavia, nel prossimo cap. si mostrerà che il $\tilde{\chi}^0_1$ può avere importanti componenti di higgsino, le quali possono annichilarsi in $f\bar{f}$ con scambio di Z^0 o di bosoni di Higgs nel canale s (*cfr.* capp.2 e 3). Ciò fa sì che l'abbondanza fossile sia una complicata funzione di tutti i parametri del MSSM, soprattutto se si cerca di eseguire un calcolo corretto

Mass Limits (GeV)	**CMSSM1**		**CMSSM2**	
	lower	upper	lower	upper
h^0	61	79	91	113
A^0	635	1934	209	1773
$\tilde{e}_L$	183	595	118	1208
$\tilde{e}_R$	111	408	84	1070
$\tilde{\nu}_{\ell,L}$	176	592	89	1205
$\tilde{u}_L$	550	1621	326	2175
$\tilde{u}_R$	530	1549	318	2095
$\tilde{\chi}^0_1$ (LSP)	97	356	29	437
$\tilde{\chi}^0_2$	182	669	63	801
$\tilde{\chi}^\pm_1$	180	668	51	800
$\tilde{g}$	596	1780	294	2153

Tab. I.1: Limiti inferiori e superiori per le masse delle particelle SuSy nel CMSSM di ref.[49].
CMSSM1: $\tan\beta = 1.5$, $A_{\rm GUT} = 0$, $\text{sgn}(\mu_{\rm GUT}) = +1$ con $m_t = 145\,$GeV;
CMSSM2: $\tan\beta = 5$, $A_{\rm GUT} = -1$, $\text{sgn}(\mu_{\rm GUT}) = +1$ con $m_t = 145\,$GeV.

degli spettri dalle RGE's complete. In ogni caso, sembra lo stesso possibile escludere regioni piuttosto vaste dello spazio dei parametri per le quali l'universo non risulta chiuso. Si può, ad es., stabilire che, se $m_{1/2}$ è non troppo grande (come i criteri di assenza di *"fine-tunings"* indicano), allora m_0 deve essere $\lesssim 1\,$TeV [49].

Di recente sono apparsi dei tentativi di individuare una regione dello spazio dei parametri SuSy che soddisfi tutti i vincoli derivanti dall'unificazione degli accoppiamenti di gauge, dal corretto processo di rottura radiativa della simmetria EW, dai limiti sperimentali e da quelli di origine cosmologica [11, 21, 49]. Uno di questi va sotto il nome di *"Constrained Minimal* SuSy *Model"*, (**CMSSM**) [49]. In questo particolare modello, una volta fissato un ristretto numero di parametri liberi ($\tan\beta$, $A_{\rm GUT}$, $\text{sgn}(\mu_{\rm GUT})$ ed m_t), è possibile ottenere degli intervalli permessi per le masse

delle particelle SuSy al variare di m_0 ed $m_{1/2}$ nell'ambito dei valori loro consentiti dai vincoli imposti. Un esempio di questo genere è fornito in tab. I.1, nei casi definiti qui di seguito[2]:

CMSSM1 : $\tan\beta = 1.5$, $A_{\rm GUT} = 0, \mathrm{sgn}(\mu_{\rm GUT}) = +1$ con $m_t = 145\,\mathrm{GeV}$;

CMSSM2 : $\tan\beta = 5$, $A_{\rm GUT} = -1$, $\mathrm{sgn}(\mu_{GUT}) = +1$ con $m_t = 145\,\mathrm{GeV}$.

I.6 Prospettive sperimentali attuali

Molto importante per le sorti delle teorie SuSy si prevede la fase II del LEP (con $\sqrt{s} = 175 \div 205\,\mathrm{GeV}$ e $\int \mathcal{L}\,dt = 500\ \mathrm{pb}^{-1}$ [57, 58], denominata LEP II, *cfr.* §2.3), soprattutto per quanto riguarda la ricerca delle particelle SuSy non fortemente interagenti. Nell'ambito del MSSM finora descritto, a LEP II i processi più promettenti per le particelle con $R = -1$ sono:

a) la produzione in coppia di chargini leggeri [59]-[65]:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- \ ,$$

se $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \lesssim 85\,\mathrm{GeV}$;

b) la produzione di coppie di neutralini leggeri [59], [64]-[68]:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \ ,$$

se $(m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) \lesssim 170 \div 180\,\mathrm{GeV}$ (*cfr.* capp. successivi). Riguardo al processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, nel caso in cui la LSP è il LN – ipotesi molto ragionevole ed usata che nel seguito, ove non esplicitamente indicato, sottintenderemo – tale reazione non può dare segnali rivelabili e dunque ha minor interesse.

c) la produzione di coppie di sleptoni [59], [69]-[73]:
$e^+e^- \to \tilde{e}^+_{L,R}\tilde{e}^-_{L,R}$; $\tilde{e}^\pm_{L,R}\tilde{e}^\mp_{R,L}$; $\tilde{\ell}^+_{L,R}\tilde{\ell}^-_{L,R}$, (con $\ell = \mu, \tau$); $\tilde{\nu}_{\ell,L}\bar{\tilde{\nu}}_{\ell,L}$ (con $\ell = e, \mu, \tau$), se $m_{\tilde{\ell}_{L,R}}, m_{\tilde{\nu}_{\ell,L}} \lesssim 85\,\mathrm{GeV}$.

[2] Le convenzioni qui adottate per il segno di μ e per le dimensioni fisiche del parametro A sono diverse da quelle di ref.[49]. Nel seguito se ne è tenuto conto.

In queso lavoro ci si occuperà principalmente proprio del processo **b)** e della fenomenologia che ne deriva. Più in generale, si studieranno i problemi connessi con la produzione di neutralini e i loro decadimenti, nonché col segnale da neutralini ed i suoi fondi a LEP II.

Nel settore di Higgs SuSy le reazioni più attese sono [13]:

d) *"bremsstrahlung"* di Higgs leggeri da Z^0:

$$e^+e^- \to Z^0 h^0(A^0) \ ,$$

se $m_{h^0}(m_{A^0}) \lesssim 80\,\mathrm{GeV}$;

e) produzione di coppie di Higgs SuSy leggeri:

$$e^+e^- \to h^0 A^0 \ ,$$

se $(m_{h^0} + m_{A^0}) \lesssim 170\,\mathrm{GeV}$.

In studi passati si osservava la difficoltà di distinguere a LEP II un eventuale bosone h^0 SuSy rivelato dal bosone $H^0_{\rm SM}$ dello SM. Infatti, se h^0 fosse sufficientemente leggero da essere alla portata di LEP II, avrebbe accoppiamenti molto simili a quelli previsti dallo SM per $H^0_{\rm SM}$. Dunque la possibilità di effettuare una misura di grande precisione su $e^+e^- \to h^0+$ energia mancante [74] assumeva grande importanza. Infatti, nello SM questo tipo di segnale può aver origine solo da:

$$\begin{array}{lll} e^+e^- & \to & H^0_{\rm SM}\ Z^0 \\ & & \quad\ \ \hookrightarrow \nu\bar{\nu} \\ & & \hookrightarrow b\bar{b} \end{array} \tag{I.26}$$

viceversa, nel MSSM si può avere un contributo anche da:

$$\begin{array}{lll} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\ \ \hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0 h^0 \end{array} \tag{I.27}$$

Quest'ultima reazione verrà trattata in grande dettaglio nei capp.3 e 4 dal punto di vista della fenomenologia dei neutralini. Qui si aggiunge soltanto che, laddove nello spazio dei parametri lo spettro di massa dei neutralini e del settore di Higgs è tale da consentire cinematicamente il processo (I.27) con sufficiente spazio delle fasi

a disposizione, esso può contribuire anche per più del 10% al segnale totale $b\bar{b}+\not{E}$ previsto nel MSSM a LEP II, soprattutto per $\sqrt{s} \gtrsim 200\,\mathrm{GeV}$ [49], costituendo una prova abbastanza evidente dell'esistenza della SUSY. Tuttavia ciò accade solo in una regione piuttosto ristretta (meno dell'1% dei casi permessi nel CMSSM, *cfr.* ref.[49], per $\sqrt{s} \simeq 175\,\mathrm{GeV}$). In studi molto recenti [75] è stato però trovato, da considerazioni sulla stabilità del potenziale di Higgs, nell'ipotesi che valgano le RGE's con il contenuto di particelle dello SM fino alla scala di Planck (oppure fino a 1 TeV), che l'Higgs dello SM minimale non può avere massa $\lesssim 135\,\mathrm{GeV}$ (oppure 70 GeV) e, quindi, non può essere prodotto a LEP II. Dunque le ricerche nel settore di Higgs a LEP II riguarderanno solo il caso di modelli SUSY o modelli che comunque prevedano più di un doppietto.

Un'altra macchina di grande importanza per le ricerche di particelle SUSY è e sarà nel prossimo futuro il TeVatron (*collider* $p\bar{p}$ dei *Fermi National Laboratories* con $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$ nella configurazione attuale). Rispetto a quelli di LEP II gli esperimenti CDF e D0 possono e potranno conseguire risultati migliori (nei limiti sulle masse o nella rivelazione) per quello che riguarda le particelle SUSY con interazione forte e per gli Higgs carichi. Per grandi linee, sembra ragionevole che sia i gluini che gli squarks debbano alla fine (dopo che saranno raccolti dati sufficienti) produrre segnali rivelabili al TeVatron se la loro massa è $\lesssim 300\,\mathrm{GeV}$. Gli Higgs carichi in linea di principio dovrebbero essere visibili se la loro massa fossa tale da rendere possibile il decadimento $t \to H^+ b$, ossia, conservativamente, se $m_{H^\pm} \lesssim 150\,\mathrm{GeV}$. Per quanto concerne i chargini e i neutralini, le potenzialità di scoperta della macchina del FNAL non dovrebbero essere molto diverse da quelle di LEP II a causa del forte rumore adronico.

In ref.[49] è presentato uno studio, nell'ambito del CMSSM, nel quale viene eseguita un'analisi a scansione con passi logaritmici in tutte le variabili indipendenti dell'insieme di parametri scelto. Facendo alcune ragionevoli ipotesi sui criteri di rivelabilità (per lo più cinematici) di particelle SUSY a LEP II e TeVatron (per il quale viene supposta una luminosità integrata di 500 pb^{-1}) si ricava che:

- nel 32% degli scenari del CMSSM (che soddisfano, quindi, una serie di condizioni in aggiunta a quelle del MSSM) risulta producibile o una particella con $R = -1$ o un bosone di Higgs SUSY a LEP II e/o al TeVatron. Nel 30% dei casi un successo si avrebbe a LEP II, mentre al TeVatron il 26% dei casi sarebbe favorevole, con intersezione tra i due insiemi accessibili evidentemente molto grande (per dare un totale del 32%).

- nel 24% delle soluzioni accettabili per lo spettro nel settore dei gaugini-higgsini una coppia $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ risulta in linea di principio rivelabile a LEP II (utilizzando le segnature leptoniche, ma si veda lo studio dettagliato del processo nei prossimi capp.), mentre la produzione di coppie di chargini leggeri è accessibile nel 18% dei casi;

- in circa il 9% dello spazio dei parametri del CMSSM è producibile un Higgs leggero h^0 a LEP II, ma solo in meno dell'1% dei casi in coppia con A^0; i selettroni verrebbero prodotti nel 3-4% degli scenari e gli s-top leggeri in meno dell'1%;

- al Tevatron i casi favorevoli per i singoli canali di produzione sarebbero: 11% per i gluini, 5% per gli squarks, 24% per $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, 14% per $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, 25% per $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^\pm$, 12% per $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$ e il 4% per le coppie di s-top leggeri.

Risulta chiaro, comunque, che l'azione combinata dei due *colliders* non sarà sufficiente per escludere la SUSY, almeno nella sua versione minimale, né per renderla improbabile e sarà comunque necessario attendere i responsi che verranno dalla prossima generazione di acceleratori.

Infine, per fissare le idee e per giustificare le ipotesi che si faranno nel seguito su $m_{\tilde{\ell}_{L,R}}$, $m_{\tilde{\nu}_{\ell,L}}$ e in generale sullo spettro di massa delle particelle SUSY, in un quadro unitario, si vuole qui riportare un risultato di ref.[49]. In questo lavoro vengono proposti, negli schemi del CMSSM (*cfr.* §I.5), alcuni scenari realistici per lo spettro delle particelle SUSY, tali da non essere in contrasto con i dati sperimentali presenti e tutti i limiti teorici presi in considerazione.

Nella tab. I.2 sono mostrate due tipiche soluzioni; la prima (Scenario 1) con particelle molto leggere e l'altra con particelle piuttosto pesanti e fuori della portata dei *colliders* presenti (Scenario 2) [3]. Le scelte per i parametri indipendenti sono le seguenti:

[3] I segni di μ e delle masse dei chargini sono stati modificati nel seguito in modo da tener conto delle differenti convenzioni adottate in ref.[49] rispetto a questo testo.

Scenario 1: $m_{1/2} = 111\,\text{GeV}$ ($\Rightarrow M_2(M_Z) = 90\,\text{GeV}$), $m_0 = 91\,\text{GeV}$, $\tan\beta = 1.5$, $A_{\text{GUT}} = 2.5$, $\text{sgn}(\mu_{\text{GUT}}) = +1$, $m_t = 145\,\text{GeV}$.
Ne segue che:
$\mu_{\text{GUT}} = 214\,\text{GeV}$ ($\Rightarrow \mu(M_Z) = 218\,\text{GeV}$), $B_{\text{GUT}} = 2.8$ ($\Rightarrow B(M_Z) = 2.2$), $\alpha_{\text{GUT}} = 0.042$ ($\Rightarrow \alpha_s(M_Z) = 0.127$), $M_{\text{GUT}} = 2.21 \times 10^{16}\,\text{GeV}$.

Scenario 2: $m_{1/2} = 247\,\text{GeV}$ ($\Rightarrow M_2(M_Z) = 200\,\text{GeV}$), $m_0 = 111\,\text{GeV}$, $\tan\beta = 5$, $A_{\text{GUT}} = 2.5$, $\text{sgn}(\mu_{\text{GUT}}) = -1$, $m_t = 170\,\text{GeV}$.
Ne segue che:
$\mu_{\text{GUT}} = -303\,\text{GeV}$ ($\Rightarrow \mu(M_Z) = -304\,\text{GeV}$), $B_{\text{GUT}} = 0.0$ ($\Rightarrow B(M_Z) = -0.5$), $\alpha_{\text{GUT}} = 0.041$ ($\Rightarrow \alpha_s(M_Z) = 0.129$), $M_{\text{GUT}} = 2.04 \times 10^{16}\,\text{GeV}$.

Si noti come nello Scenario 1 siano producibili a LEP II (ma non a LEP I) sia coppie $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ che $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, così come è possibile il processo $e^+e^- \to Z^0h^0$ (ma non i processi coinvolgenti l'Higgs pseudoscalare A^0). Viceversa risultano, seppur non di molto, sopra soglia tutti i processi di produzione di coppie di sleptoni e, ovviamente, di squarks. Nello Scenario 2, invece, nessun processo con particelle non standard è permesso a LEP II fino a $\sqrt{s} \simeq 205\,\text{GeV}$ (energia massima prevista). Si noti anche come gli sleptoni, nonostante che i valori scelti per m_0 ed $m_{1/2}$ siano confrontabili nello Scenario 1, risultano sempre più pesanti sia del chargino leggero che dei $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, a parte talvolta il caso degli sleptoni carichi di tipo *right*. Interessante è anche il fatto che gli effetti degli accoppiamenti di Yukawa e il *mixing*, di rilievo solo nel settore degli s-top, non siano comunque abbastanza forti da spingere il $\tilde{t}_1$ leggero a masse sufficientemente basse per essere alla portata di LEP II.

I metodi semplificati per il calcolo dello spettro che verranno usati in questo lavoro (e di cui si è detto nel §I.2), non tenendo conto del *mixing* e partendo da valori di $|\mu|$ e m_{A^0} presi "ad hoc" uguali a quelli ricavati dagli altri parametri indipendenti negli schemi del CMSSM, rispecchiano abbastanza fedelmente i risultati di tab. I.2, ottenuti con metodi più sofisticati. Le differenze più marcate (ma mai superiori al 10%) consistono in una sovrastima della massa degli squarks e in una sottostima della massa dell'Higgs più leggero, oltre che nella degenerazione di tutti gli sfermioni con medesime interazioni di gauge e dello stesso tipo (*left* o *right*). È lecito pensare che nessuna di queste differenze possa influire in maniera significativa sui risultati dell'analisi che seguirà, soprattutto in considerazione del fatto che vi sono altre sorgenti di errori stimabili più o meno dello stesso ordine di grandezza di quelli

SUSY Particles	**Scenario 1** Mass (GeV)	**Scenario 2** Mass (GeV)
$h^0, H^0, A^0, H^\pm$	$62, 317, 305, 315$	$113, 326, 324, 333$
$\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L$	$124, 124, 124$	$211, 211, 211$
$\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$	$104, 104, 104$	$152, 152, 152$
$\tilde{\nu}_{e,L}, \tilde{\nu}_{\mu,L}, \tilde{\nu}_{\tau,L}$	$114, 114, 114$	$197, 197, 197$
$\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{t}_L$	$283, 283, 299$	$570.570.555$
$\tilde{u}_R, \tilde{c}_R, \tilde{t}_R$	$276, 276, 271$	$551, 551, 492$
$\tilde{d}_L, \tilde{s}_L, \tilde{b}_L$	$288, 288, 266$	$575, 575, 534$
$\tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R$	$276, 276, 276$	$550, 550, 549$
$\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$	$104, 124$	$151, 212$
$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$	$177, 363$	$445, 594$
$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2$	$264, 278$	$533, 550$
$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	$-53, 257$	$192, 329$
$\tilde{\chi}_1^0$ (LSP), $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	$27, 65, -220, 263$	$102, 191, -316, 324$
$\tilde{g}$	292	610

Tab. I.2: Spettri per le masse delle particelle SUSY in due scenari caratteristici del CMSSM di ref.[49]. Si veda il testo per i corrispondenti valori dei parametri indipendenti del modello.

generati dall'approssimazione di livello albero per le masse delle particelle SUSY (si pensi, ad es., semplicemente alle correzioni ad un *loop* a queste masse che sono anch'esse, come accennato, dell'ordine del 10%).

Capitolo 0

Scopo, organizzazione e novità del lavoro

In questo lavoro ci si occupa della fenomenologia dei neutralini a LEP II ed in particolare di quella derivante dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e dai successivi decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$. La base teorica delle analisi è, con l'esclusione di quella del §4.4, il Modello Supersimmetrico Minimale con unificazione e conservazione della R-parità. Lo scopo principale che la nostra ricerca si propone è di verificare, migliorare e completare gli studi fenomenologici già esistenti sull'argomento, nonché di inserire il tutto in un contesto teorico coerente e ben definito nell'ambito del MSSM. Si introduce, inoltre, un metodo per l'analisi sistematica delle regioni più interessanti dello spazio dei parametri SuSy, che ha permesso di individuare alcune particolari caratteristiche della fenomenologia dei neutralini a LEP II fino ad ora trascurate, mal valutate o del tutto ignorate. Viene altresì proposto un particolare tipo di studio "non Minimale" nel quale viene indebolita l'ipotesi di unificazione delle masse dei gaugini di SU(2) ed U(1) alla scala GUT.

Per quanto riguarda il metodo di calcolo e di esposizione dei dati e dei risultati ottenuti, sono state sviluppate una serie di procedure Fortran e di *routines* grafiche su base PAW dedicate. I programmi sono concepiti in maniera modulare e consentono il calcolo degli elementi di matrice, delle sezioni d'urto e delle larghezze per i processi fisici coinvolgenti neutralini a partire da un ben definito insieme di valori delle variabili scelte come indipendenti. La struttura è generale e può in linea di principio essere utilizzata per analisi fenomenologiche ad energie più alte di

quelle di LEP II, tenendo in considerazione tutti i possibili decadimenti a cascata dei neutralini. I programmi calcolano preventivamente lo spettro di massa, la composizione fisica e gli accoppiamenti delle particelle SUSY coinvolte nei processi con la precisione e nelle approssimazioni adeguate a questo tipo di analisi, ma è possibile, modificando un solo modulo, introdurre procedure più sofisticate ed accurate nella prima fase per tener conto di effetti fini nelle quantità misurabili sperimentalmente. Una serie di *routines* di appoggio consentono di analizzare la dipendenza degli osservabili da ognuno dei parametri indipendenti del modello e dall'energia nel c.m..

In questa tesi vengono esposte in dettaglio solo le analisi numeriche riguardanti le *rates* totali per ognuno dei possibili stati finali e segnature sperimentali che possono aver origine da $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. Le caratteristiche differenziali del segnale sono solo accennate al fine di un confronto qualitativo con quelle dei fondi dello SM a LEP II.

Nel cap.1 viene trattata nei particolari la teoria del MSSM per quanto riguarda il settore dei gaugini-higgsini e il loro *mixing*. L'esposizione è corredata da una serie di figure (curve di livello sul piano (μ, M_2), grafici tridimensionali) che consentono di ricavare una impressione intuitiva e completa di tutte le possibilità per gli spettri e le matrici di *mixing* in funzione di tutti i parametri in gioco. Alcune di queste figure sono di concezione originale, soprattutto per quello che riguarda gli andamenti di alcune quantità di particolare rilievo per la fenomenologia dei chargini e dei neutralini leggeri a LEP II. In altri casi è possibile un confronto diretto con i dati e le relative figure di lavori precedenti, con i quali si riscontra un ottimo accordo. Nel §1.3 vengono individuate alcune regioni dello spazio dei parametri il cui particolare interesse per le analisi del seguito viene giustificato ed argomentato con apposite figure. Viene sottolineato il fatto che in due zone del piano (μ, M_2), per ogni valore di $\tan\beta$, il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ è permesso a LEP II, mentre non sono producibili coppie di chargini leggeri.

Nel cap.2 si affronta il problema della produzione di neutralini in urti e^+e^-, dapprima da un punto di vista generale e poi con riferimento alle situazioni sperimentali di LEP I e LEP II. Sono date formule per la sezione d'urto differenziale e totale dei processi di produzione di coppie di neutralini. In seguito è fornita una panoramica sui più recenti limiti nello spazio dei parametri e sulle masse delle particelle che gli esperimenti del LEP I hanno fissato mediante analisi dei dati relativi

alla larghezza dello Z^0 e ricerche dirette di chargini e neutralini. L'origine e le conseguenze fisiche di tali limiti vengono brevemente discussi. L'andamento della sezione d'urto per produzione di coppie di neutralini leggeri in funzione dell'energia nel c.m. viene mostrata per quattro scenari di particolare interesse a LEP I, uguali a quelli utilizzati in un precedente lavoro, con lo scopo di un controllo incrociato. I risultati da noi ottenuti sono in buon accordo con quelli del lavoro citato. Le caratteristiche del processo di produzione di neutralini a LEP II vengono analizzate in dettaglio soprattutto per quello che riguarda le coppie $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. In quest'ultimo caso viene infatti illustrato con figure ed argomentato fisicamente l'andamento della sezione d'urto totale per la reazione al variare di tutti i parametri rilevanti. Laddove un confronto è possibile con risultati ottenuti precedentemente per scelte analoghe dei valori dei parametri SUSY, l'accordo appare generalmente buono. Nel §2.4 viene fatta una scelta fisicamente motivata di una serie di punti sul piano (μ, M_2) (per diversi valori di $\tan\beta$) collocati in zone in cui le caratteristiche cinematiche e dinamiche del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ presentano motivi di particolare interesse a LEP II. Tale insieme di "scenari" viene utilizzato per tutte le analisi successive e consente di acquisire una visione di insieme delle varie possibilità introdotte dal *mixing* dei neutralini, dell'origine fisica dei diversi effetti sulla sezione d'urto del processo e, più tardi, delle *rates* totali per gli stati finali cui può dar luogo la coppia $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. La nomenclatura utilizzata è originale e viene definita con esattezza in apposite figure. Ulteriori tabelle e figure mostrano i valori numerici e l'andamento della sez. d'urto al variare dei parametri non fissati per ogni scenario.

Nel cap.3 viene trattata la teoria e la fenomenologia dei decadimenti dei neutralini. Dopo una rassegna completa di tutti i decadimenti possibili per i $\tilde{\chi}^0_i$ in due o tre corpi al livello albero, corredata di tutte le formule per le larghezze totali, l'accento viene posto sul notevole decadimento radiativo ad un *loop*. I calcoli completi dell'elemento di matrice e della larghezza sono mostrati nei particolari seguendo il metodo e le notazioni di un precedente lavoro, del quale si è verificata la correttezza. Sulla base delle formule analitiche complete ed approssimate per alcuni casi in cui considerazioni fisiche generali indicano per tale decadimento una larghezza confrontabile con quelle dei processi di ordine più basso, viene effettivamente stabilita la rilevanza di $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\gamma$ a LEP in alcune regioni dello spazio dei parametri che per questo motivo vengono definite con precisione e classificate. Una di queste, peraltro l'unica realmente interessante per LEP II, corrisponde ad una

situazione per il *mixing* dei neutralini leggeri e per la loro massa la cui rilevanza da questo punto di vista non è stata colta nei precedenti lavori teorici e fenomenologici sull'argomento. Essa viene, pertanto, ben definita nelle sue caratteristiche e classificata per la prima volta in questa sede. Figure e tabelle descrivono l'andamento dei *Branching Ratios* per ogni tipo di decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$, al variare dei parametri SUSY rilevanti in tutto lo spazio e in particolare negli scenari significativi precedentemente individuati. Un certo rilievo viene dato al decadimento a due corpi con un Higgs leggero la cui importanza per la fenomenologia dei neutralini producibili a LEP II viene spesso trascurata nei lavori passati. La scelta di un *set* limitato di parametri indipendenti e l'uso delle RGE's semplificate consente di ottenere risultati che non dipendono da ipotesi "ad hoc" per lo spettro delle molte particelle SUSY coinvolte nei decadimenti dei neutralini, a differenza di quanto si trova in studi precedenti. Utilizzando i nostri programmi, si sono ripetuti i calcoli per le varie larghezze sotto le ipotesi per lo spettro e negli scenari (di interesse a LEP I) individuati nell'unico lavoro passato che presenta una tabella sufficientemente completa di valori numerici. Non si è trovato un buon accordo per quello che riguarda i decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ con un chargino leggero nello stato finale e il decadimento radiativo.

Nel cap.4 vengono tirate le somme di quanto esposto nei due capp. precedenti. Dapprima si individuano tutti i possibili stati finali sperimentalmente distinguibili cui una coppia $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ prodotta a LEP II può dar luogo. Tali stati vengono classificati in sette categorie diverse sulla base della segnatura sperimentale. Per ognuna di queste categorie si calcola la *rate* totale e i risultati sono illustrati in una serie di figure per diversi valori dei parametri SUSY. Sono anche mostrate delle tabelle con i dati numerici negli scenari significativi di cui si è detto. Particolare enfasi viene data agli scenari che si collocano nelle regioni dello spazio dei parametri SUSY in cui il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ risulta l'unica reazione sperimentalmente visibile a LEP II nella quale vengano prodotte coppie di particelle con $R = -1$. Un'analisi completa di questo genere, a nostra conoscenza, è del tutto originale. Nel §4.4, inoltre, viene ripetuto lo stesso tipo di analisi in un caso "non Minimale" di particolare interesse in cui la relazione alle basse energie tra le masse del gaugino di U(1) e quelle dei gaugini di SU(2) viene modificata, a seguito dell'indebolimento dell'ipotesi di unificazione, in una maniera tale da favorire cinematicamente il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II e da cambiare sensibilmente la fenomenologia che ne deriva. Uno studio in questa direzione, quanto meno applicato alla produzione di neutralini a LEP II, appare

qui per la prima volta, per quanto a nostra conoscenza. Infine, nel §4.5, è fornita una rassegna dei fondi al segnale da $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e da neutralini in genere a LEP II che possono venire da processi dello SM e da altri processi SUSY. Considerazioni sugli ordini di grandezza delle *rates* totali e (a livello più che altro qualitativo in questa fase della ricerca) sulle caratteristiche differenziali comparate di segnale SUSY e processi standard consentono di individuare le reazioni che danno luogo ai fondi più pericolosi e i metodi più promettenti per separare questi ultimi dal segnale con dei tagli adeguati. Infine si sono portati alcuni argomenti per mostrare che una parola definitiva sulla possibilità di rivelazione dei neutralini leggeri nelle varie regioni dello spazio dei parametri e sui limiti che potranno essere fissati sulle loro masse a LEP II non può essere detta sulla base di analisi incomplete effettuate in un contesto non generale come quelle apparse in passato in letteratura. È necessario, invece, uno studio fenomenologico accurato di segnale e fondi fondato su ipotesi teoriche ben precise e coerenti nell'ambito del MSSM o di modelli SUSY più generali, nonché un generatore di eventi che su un tale studio basi una simulazione realistica dell'esperimento. Questo lavoro vuole costituire un primo passo nella realizzazione della parte teorico-fenomenologica di questo progetto.

Capitolo 1

Il settore dei gaugini-higgsini nel MSSM

1.1 I neutralini: spettro e componenti fisiche

Nell'Introduzione si è detto che nel MSSM sono presenti 4 fermioni di gauge e di Higgs neutri ($\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$, $\tilde{H}_1^0$, $\tilde{H}_2^0$) e che le loro interazioni con le altre particelle si ottengono dalla supersimmetrizzazione della $\mathcal{L}$agrangiana di interazione ($\mathcal{L}_I$) dello SM. Possedendo gli stessi numeri quantici, però, in generale essi non sono autostati di massa e possono dar luogo a *mixing*. Gli autostati di massa sono i 4 neutralini $\tilde{\chi}_i^0$, $i = 1, \ldots 4$, le cui proprietà sono determinate dalla matrice di *mixing* dei gaugini-higgsini neutri [76, 77]. Il settore dei gaugini EW è regolato dai parametri M_1 ed M_2, oltre che da $\sin^2\theta_w$ che determina il mescolamento tra il gaugino neutro relativo al gruppo di gauge U(1) (il B-ino) e quello di SU(2) (il W^3-ino). Nelle ipotesi di unificazione (MSSM ispirato alla SuGra), l'unico parametro libero rilevante è $m_{1/2}$ alla scala GUT, ovvero M_2 (od M_1) alla scala EW. Talvolta si preferisce usare come variabile indipendente, in luogo di M_2, la massa del fotino $M_{\tilde{\gamma}} = M_1 \sin^2\theta_w + M_2 \sin^2\theta_w \simeq 0.63 M_2$. Il settore degli higgsini neutri dipende, invece, da due parametri SuSy: μ e $\tan\beta$. Dunque il settore dei neutralini e la matrice di *mixing* dipendono in questo schema da 3 parametri SuSy. Scegliendo convenientemente la base del sistema gaugini-higgsini come nelle reff.[64, 67]:

$$\psi_j^0 = (-i\phi_\gamma, -i\phi_Z, \psi_H^a, \psi_H^b), \quad j = 1, \ldots 4 \tag{1.1}$$

– dove:

$$\begin{aligned}\psi_H^a &= \psi_{H_1}^1 \sin\theta_v - \psi_{H_2}^2 \cos\theta_v \,, \\ \psi_H^b &= \psi_{H_1}^1 \cos\theta_v + \psi_{H_2}^2 \sin\theta_v \,,\end{aligned}$$

ϕ_γ, ϕ_Z, $\psi_{H_1}^1$, $\psi_{H_2}^2$ sono i campi spinoriali a 2 componenti di fotino, Z-ino e dei 2 higgsini neutri $\tilde{H}_1^0$ e $\tilde{H}_2^0$ – il termine di massa nella $\mathcal{L}$agrangiana ha la forma:

$$\mathcal{L}_M^0 = -\frac{1}{2} M_Z \psi_i^0 Y_{ij} \psi_j^0 + h.c., \tag{1.2a}$$

dove Y è la matrice di massa. Se si trascura la possibilità di una violazione di CP in questo settore del modello, allora la matrice Y è reale e simmetrica:

$$Y = \begin{pmatrix} \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W) & (1-\alpha_{12})\lambda \sin\theta_W \cos\theta_W & 0 & 0 \\ (1-\alpha_{12})\lambda \sin\theta_W \cos\theta_W & \lambda(\cos^2\theta_W + \alpha_{12}\sin^2\theta_W) & 1 & 0 \\ 0 & 1 & \nu \sin 2\theta_v & \nu\cos 2\theta_v \\ 0 & 0 & \nu\cos 2\theta_v & -\nu \sin 2\theta_v \end{pmatrix}, \tag{1.2b}$$

con le seguenti definizioni:

$$\lambda = \frac{M_2}{M_Z}, \quad \nu = \frac{\mu}{M_Z}, \quad \tan\theta_v = \frac{v_1}{v_2} \equiv \cot\beta, \quad \alpha_{12} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W. \tag{1.3}$$

La matrice (1.2b) può essere diagonalizzata da una matrice unitaria 4×4 N:

$$N_{im} N_{kn} Y_{mn} = \xi_i \delta_{ik}, \quad \text{con} \;\; \xi_i = \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}}{M_Z},$$

dove $m_{\tilde{\chi}_i^0}$, $i = 1, \ldots, 4$, è l'autovalore di massa dell'i-esimo stato neutralinico $\chi_i^0 = N_{ij}\psi_j^0$, con χ_i^0 spinore a 2 componenti (senza tilde). A questo punto la (1.2a) può essere riscritta in termini di spinori a 4 componenti neutri di Majorana $\tilde{\chi}_i^0$ relativi ai neutralini (cui, infatti, non corrispondono antiparticelle) nella forma:

$$\mathcal{L}_M^0 = -\frac{1}{2}\sum_i M_Z \xi_i \bar{\tilde{\chi}}_i^0 \tilde{\chi}_i^0,$$

dove:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix}.$$

La matrice N può essere scelta reale e ortogonale e in questo modo qualcuno degli autovalori $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ può risultare negativo. In linea di principio, un'appropriata scelta

delle fasi di N può rendere tutti gli autovalori positivi, ma così il trattamento risulta meno semplice che non quello del seguito. Il segno di $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ è in relazione con il numero quantico sotto CP di $\tilde{\chi}_i^0$ [2, 64], [78]-[80]. Le ξ_i sono soluzioni dell'equazione agli autovalori di 4° grado:

$$(\xi^2 - \nu^2)(\xi - \lambda)(\xi - \alpha_{12}\lambda) - \left[\xi - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W)\right](\xi + \nu \sin 2\theta_v) = 0 \,. \tag{1.4}$$

Una volta dati gli autovalori, gli autostati di neutralino possono essere ottenuti come:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \frac{1}{N_i}\begin{pmatrix} (1-\alpha_{12})\lambda \sin\theta_W \cos\theta_W (\xi_i^2 - \nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W)\right](\xi_i^2 - \nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W)\right](\xi_i + \nu \sin 2\theta_v) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W)\right]\nu\cos 2\theta_v \end{pmatrix} \tag{1.5a}$$

nella base (1.1). Il fattore di normalizzazione è:

$$\begin{aligned} N_i = \Big\{ &(\xi_i^2 - \nu^2)^2 \left[\sin^2\theta_W(\xi_i - \lambda)^2 + \cos^2\theta_W(\xi_i - \alpha_{12}\lambda)^2 + (\xi_i - \lambda)^2(\xi_i - \alpha_{12}\lambda)^2\right] \\ &+ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W)\right]^2 (\nu\cos 2\theta_v)^2 \Big\}^{1/2} \,. \end{aligned} \tag{1.5b}$$

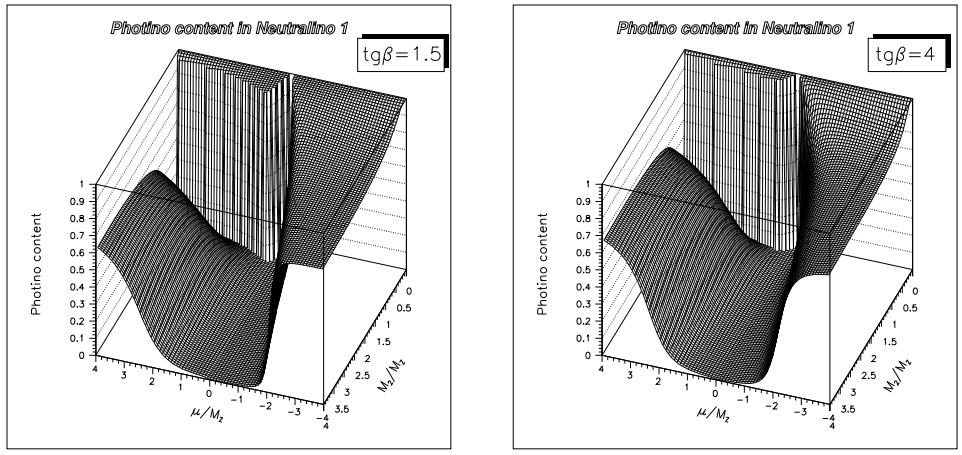
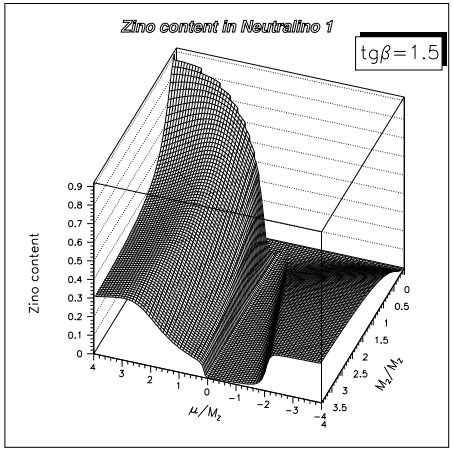


Fig. 1.1: Componente di fotino nel neutralino più leggero (LN) come funzione di (μ, M_2) in 3D nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).



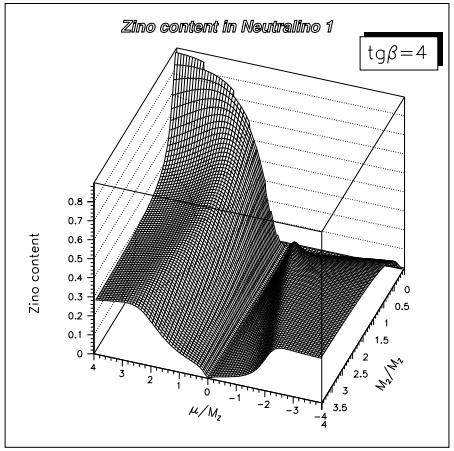
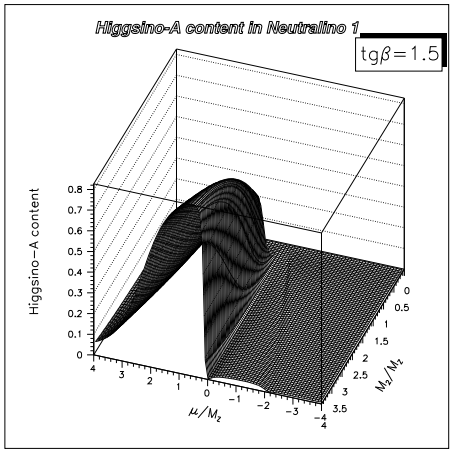


Fig. 1.2: Componente di Z-ino nel neutralino più leggero (LN) come funzione di (μ, M_2) in 3D nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).



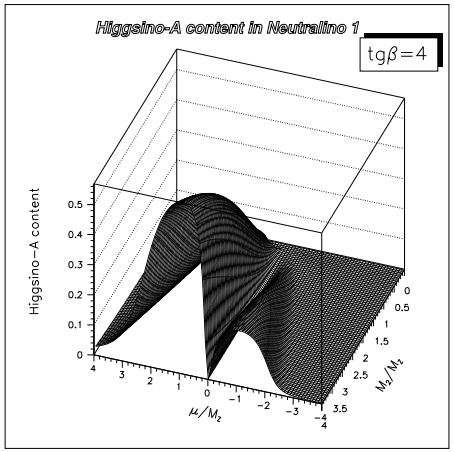
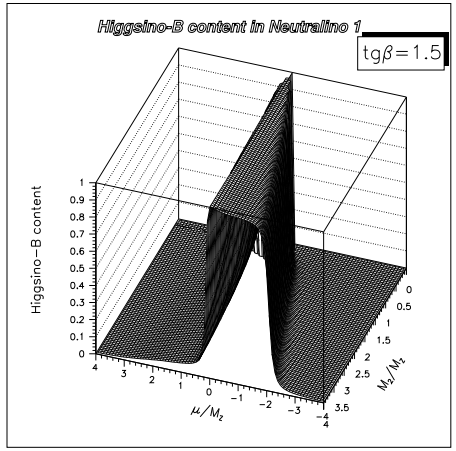


Fig. 1.3: Componente di $\tilde{H}_a^0$ nel neutralino più leggero (LN) come funzione di (μ, M_2) in 3D nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).



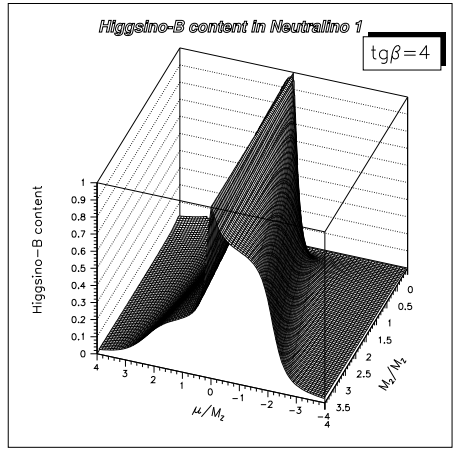
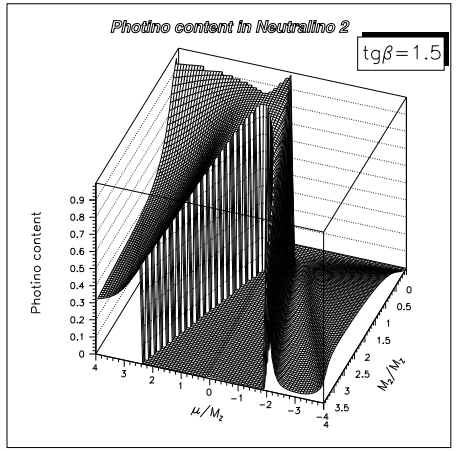


Fig. 1.4: Componente di $\tilde{H}_b^0$ nel neutralino più leggero (LN) come funzione di (μ, M_2) in 3D nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).



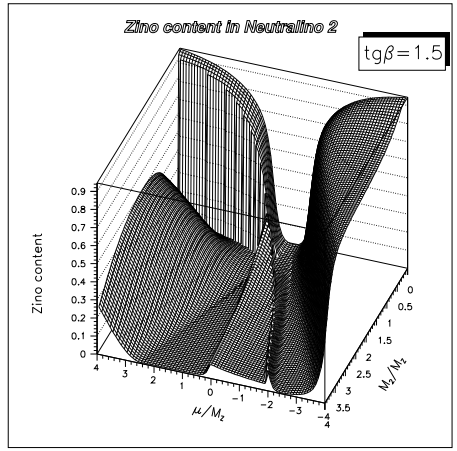


Fig. 1.5: Componenti di fotino (sinistra) e Z-ino (destra) nel NLN come funzioni di (μ, M_2) in 3D nel caso $\tan\beta = 1.5$.

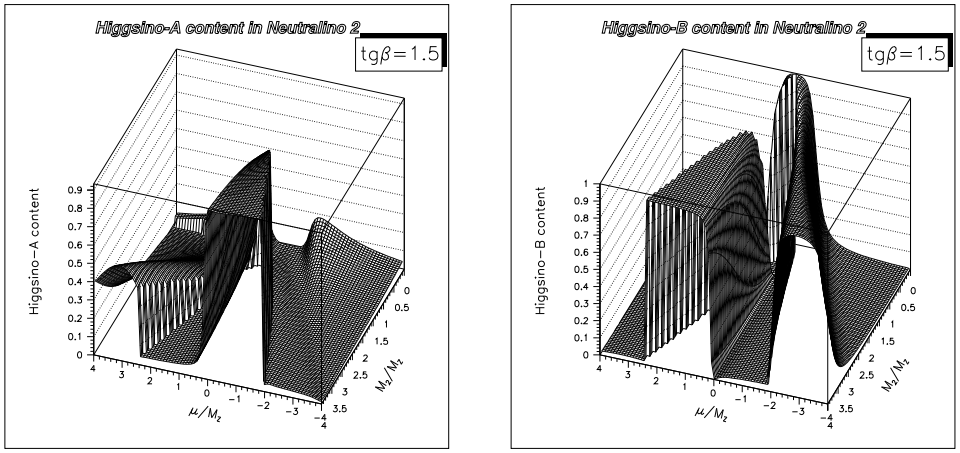


Fig. 1.6: Componenti di $\tilde{H}_a^0$ (sinistra) ed $\tilde{H}_b^0$ (destra) nel NLN come funzioni di (μ, M_2) in 3D nel caso $\tan\beta = 1.5$.

Le componenti dei neutralini date nelle eqq.(1.5) sono gli elementi della matrice di trasformazione N_{ij} che diagonalizza Y e determinano gli accoppiamenti dei neutralini con le altre particelle [2], [59]-[61], [65, 64, 69], [76]-[82]. Le regole di Feynman per i vertici con neutralini in termini di N_{ij} possono essere facilmente ricavate dalle espressioni fornite in appendice A per la Lagrangiana di interazione del MSSM.

Nelle figg. 1.1-1.4 è mostrato con dei grafici tridimensionali l'andamento delle componenti di fotino, Z-ino, higgsino-A ed higgsino-B – con riferimento alla base (1.1) – del LN nel piano (ν, λ) nei due casi $\tan\beta = 1.5$ e 4, in modo che siano apprezzabili i significativi cambiamenti – per ogni fissata coppia (μ, M_2) – che intervengono nella composizione fisica del neutralino più leggero (e analogamente degli altri neutralini) quando cambia il valore di $\tan\beta$. Le figg. 1.5 e 1.6, invece, per il solo caso $\tan\beta = 1.5$, illustrano la dipendenza da (μ, M_2) delle componenti di gaugino e higgsino (rispettivamente) del NLN. Le suddette figure e tutte quelle del seguito sono state ottenute utilizzando dei programmi FORTRAN e delle procedure grafiche su base PAW appositamente sviluppati. Si noti che per esigenze grafiche nelle figure tridimensionali per le componenti dei neutralini (e in quelle del prossimo § per i chargini) è stato necessario invertire l'asse μ rispetto alle convenzioni adottate in tutte le figure bidimensionali per le curve di livello sul piano (μ, M_2) che verranno

mostrate in questo lavoro.

I casi particolari per la (1.2b) che seguono vanno trattati con attenzione in considerazione del fatto che l'equazione agli autovalori (1.4) può fattorizzare in maniera tale da rendere facilmente ottenibili una o più soluzioni esplicite e dar luogo a *mixing* parziale [67, 83].

a) Caso $\sin 2\theta_v = 1 \Rightarrow \tan\beta = 1$: si ha una soluzione di higgsino puro con massa $-\mu$ e gli altri tre stati in generale sono misture di fotino, Z-ino, higgsino.

b) Caso $\mu = 0$ (*"Light-Higgsino Scenario"*, **LHS**, già escluso da LEP I): come nel caso a) una soluzione di higgsino puro, ma con massa nulla.

c) Caso $M_2 = 0$ (*"Light-Photino Scenario"*, **LPS**, escluso da LEP I): si ha una soluzione di fotino puro senza massa e Z-ino ed higgsini si mescolano tra loro.

d) Caso in cui

$$\alpha_{12}\lambda\nu = (\sin^2\theta_w + \alpha_{12}\cos^2\theta_w)\sin 2\theta_v \tag{1.6}$$

(*"Light Z-ino–Higgsino Scenario"*, **LZHS**) : si ha ancora un neutralino senza massa, ma esso è in generale una mistura di tutti e quattro gli autostati di interazione (se $\lambda < 1$, la componente principale è quella di Z-ino, se $\lambda > 1$ dominano quelle di higgsino) [64]-[67]. Si noti che alla scala GUT l'iperbole sul piano $(\mu, M_2) = (\mu, m_{1/2})$ individuata dall'eq.(1.6) assume la semplice forma: $M_2\mu = M_Z^2 \sin 2\beta$.

e) Caso LPS + ($\tan\beta = 1$ e/o $\mu = 0$) (escluso da LEP I). L'equazione (1.4) si riduce ad una biquadratica e si possono ottenere tutte le soluzioni in maniera semplice. Gli autovalori sono [67, 84]: $\xi_1^0 = 0$, $\xi_{2,3}^0 = \frac{1}{2}\left[\nu \pm \sqrt{\nu^2+4}\right]$, $\xi_4^0 = -\nu$, eventualmente con $\nu = 0$. Tra gli autostati vi sono un puro fotino e un puro higgsino.

f) Caso LZHS + $\tan\beta = 1$. Soluzioni semplici come nel caso e) [67]. Autovalori: $\xi_1^0 = 0$, $\xi_{2,3}^0 = \alpha_{12}\lambda + \frac{1}{2}\left\{\lambda(1+\alpha_{12}) + \nu \pm \sqrt{[\lambda(1+\alpha_{12})+\nu]^2 + 4(1-\lambda\nu)}\right\}$, $\xi_4^0 = -\nu$. Tra gli autostati vi è un puro higgsino.

g) Caso $M_2 \gg M_Z$ e/o $|\mu| \gg M_Z$ (*"Asymptotic Scenario"*, **AS**) . Anche qui si può derivare facilmente una soluzione completa [65]. I due blocchi 2×2 nella

matrice (1.2b) si disaccoppiano e, quindi, i gaugini e gli higgsini si mescolano tra loro separatamente. In particolare si ottengono: un B-ino (il fermione di gauge relativo ad $U(1)_Y$) con massa M_1, un W^3-ino di SU(2) con massa M_2 e due combinazioni ortogonali di $\tilde{H}_1^0$ ed $\tilde{H}_2^0$ con masse $\pm\mu$.

In realtà, si può vedere che le soluzioni esatte si avvicinano abbastanza rapidamente a quelle dell'AS per $\lambda \gtrsim 4$ e/o $|\nu| \gtrsim$ 2-3. Risolvendo l'equazione agli autovalori rispetto a λ o ν si ottengono due differenti soluzioni del tipo $\lambda_\pm = f(\xi)$ e $\nu_\pm = g(\xi)$ – ognuna delle quali in generale ha due rami e corrisponde a due fra gli autovalori ξ_i – dal cui studio è possibile trarre considerazioni qualitative sull'andamento degli autovalori al variare dei parametri SUSY [67]. Ad es., lo spettro di massa dei neutralini è sensibile al segno di μ e le sue caratteristiche sono diverse nelle tre regioni i) $|\nu| < 0.5$, ii) $0.5 < |\nu| < 2$, iii) $|\nu| > 2$; vi sono tre "bande" di massa non permesse la cui larghezza dipende da λ e $\tan\beta$ (ma non da ν) e che collassano in tre punti di degenerazione (in cui, *i.e.*, due autovalori di massa per i neutralini coincidono anche nel segno) nel piano (ξ, ν) a λ fissato quando $\tan\beta = 1$. Nel piano (ξ, λ) a ν fissato, invece, le regioni di masse non permesse hanno una forma più complicata e dipendente da $\tan\beta$; anche qui naturalmente compaiono dei punti di degenerazione quando $\tan\beta = 1$.

Per quanto riguarda la dipendenza da $\tan\beta$ dello spettro, in generale essa è abbastanza debole se si eccettua la zona in cui $\tan\beta \simeq 1$. Ciò è evidenziato in fig. 1.7 in cui i grafici 3D mostrano l'andamento dell'autovalore di massa per $\tilde{\chi}_1^0$ (in modulo) al variare dei parametri sul piano (ν, λ) per $\tan\beta = \sqrt{2}$, 2, 4 e 60. In fig. 1.8, per gli stessi valori di $\tan\beta$, è dato il corrispondente andamento dell'autovalore di massa per il NLN.

Sono, infatti, particolarmente interessanti da un punto di vista fenomenologico (in particolare a LEP) le caratteristiche dello spettro dei due neutralini più leggeri al variare di (μ, M_2). Nelle figg. 1.9 ed 1.10 sono dati i grafici per le curve di livello corrispondenti nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. I numeri riportati nelle figure accanto alle curve non tengono conto del segno degli autovalori, che tuttavia in generale interviene nelle espressioni delle ampiezze per i processi fisici coinvolgenti neutralini e quindi, ad es., nelle formule per la sez. d'urto di $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ (*cfr.* cap.2). Tale segno è rappresentato graficamente dalla presenza nelle figure di due zone in diverso colore: nella zona scura l'autovalore è negativo, nella zona chiara esso è positivo.

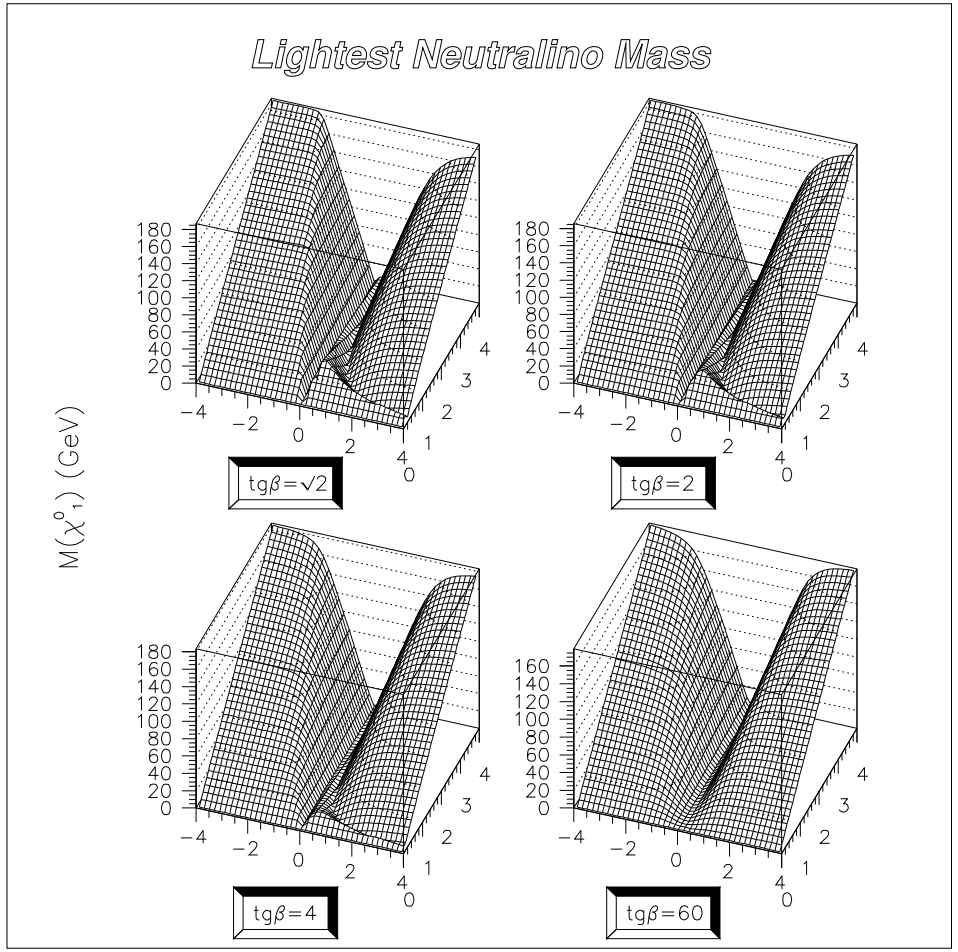


Fig. 1.7: Dipendenza della massa (in modulo e in GeV) del LN da $\tan\beta$. I quattro grafici 3D rappresentano $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ come funzione di ν e λ per $\tan\beta = \sqrt{2}$, 2 , 4 e 60.

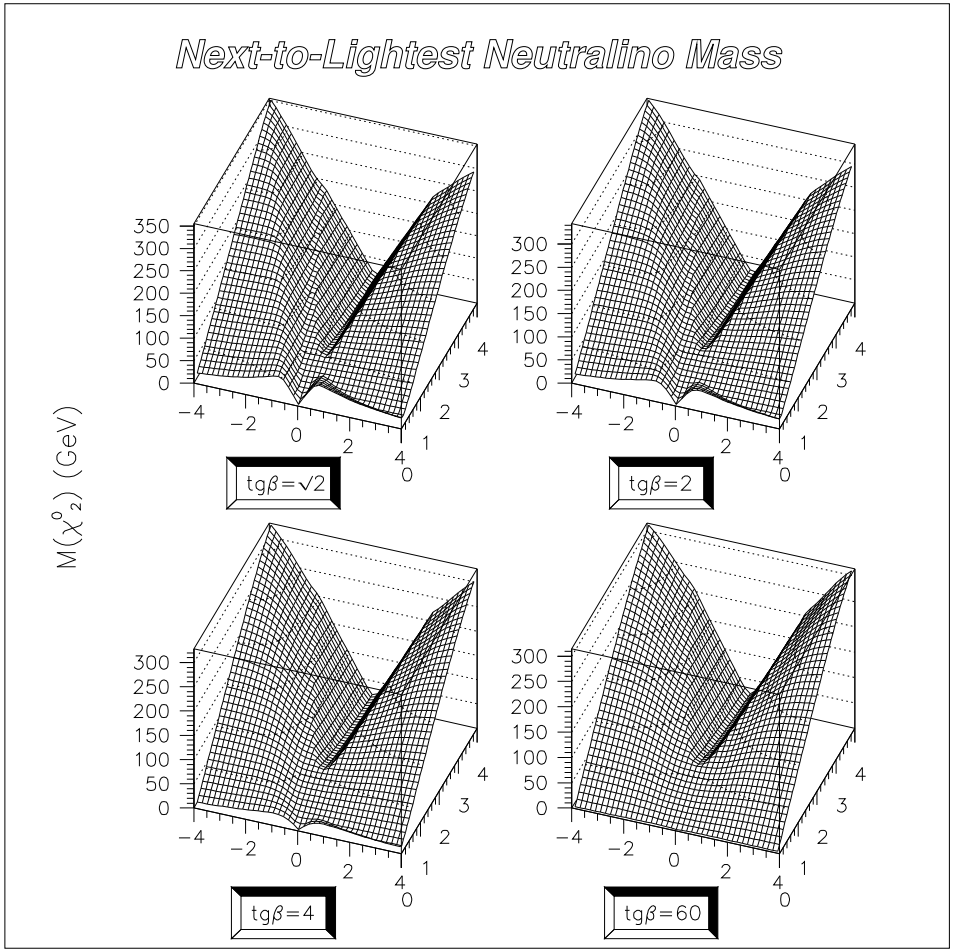


Fig. 1.8: Dipendenza della massa (in modulo e in GeV) del NLN da $\tan\beta$. I quattro grafici 3D rappresentano $m_{\tilde{\chi}^0_2}$ come funzione di ν e λ per $\tan\beta = \sqrt{2}$, 2 , 4 e 60.

Nella fig. 1.9 per il LN la regione scura è delimitata da 3 linee di massa nulla: la retta $\lambda = 0$ (caso LPS), la retta $\nu = 0$ (caso LHS) e l'iperbole (1.6) del caso LZHS, nonché da un'altra linea curva nel semipiano $\nu > 0$. Quest'ultima tende asintoticamente a $\lambda = 0$ per $\mu \gg M_Z$ e si mantiene al disotto della retta $\lambda \simeq 0.6$ (0.3) nel caso $\tan\beta = 1.5$ (4). Si tratta di una discontinuità che corrisponde

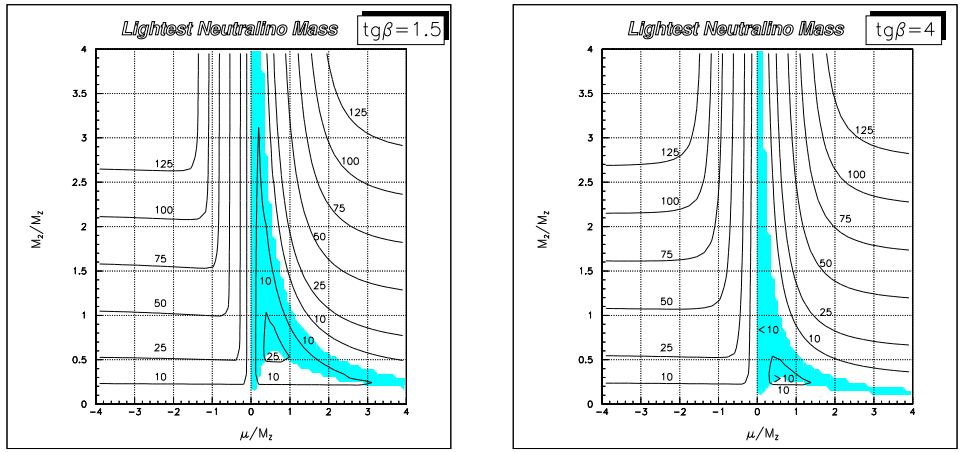


Fig. 1.9: Curve di livello per la massa (in modulo e in GeV) del LN nel piano (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). La zona scura corrisponde alla regione in cui l'autovalore di massa è negativo.

ad una degenerazione dei due stati più leggeri; passando su di essa l'autovalore di massa diviene da positivo negativo (o viceversa), saltando da una soluzione all'altra. Tale curva compare anche in fig. 1.10, in cui, ovviamente, il ruolo delle regioni al suo interno e al suo esterno è invertito, di modo che l'autovalore del NLN è negativo all'interno; ciò corrisponde al fatto che le soluzioni corrispondenti al LN e al NLN si scambiano quando si passa attraverso la discontinuità. A scopo illustrativo, si immagini di procedere sul piano (ν, λ), nel caso $\tan\beta = 4$, lungo la linea $\lambda = 0.2$ da sinistra verso destra. Finché $0 < \nu \lesssim 0.32$, il LN è essenzialmente un $\tilde{H}^0_b$ con autovalore di massa negativo di modulo compreso tra 0 e $\sim 10\,\text{GeV}$; il NLN, invece, è in pratica un $\tilde{\gamma}$ con autovalore $\simeq 11\,\text{GeV}$. Sul confine tra le due regioni ($\nu \simeq 0.32$) i due autovalori per $\tilde{\chi}^0_1$ e $\tilde{\chi}^0_2$ sono uguali ed opposti ($|m_{\tilde{\chi}^0_{1,2}}| = 11.3\,\text{GeV}$). Oltre il confine, il LN è un quasi-fotino con massa positiva e il LNL è un quasi-higgsino-B con massa negativa e più grande in modulo. Una situazione analoga si ha nel caso

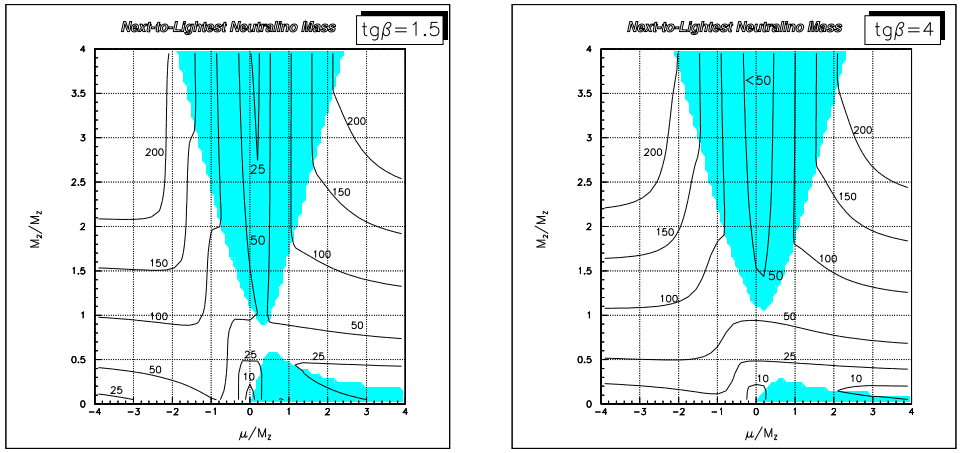


Fig. 1.10: Curve di livello per la massa (in modulo e in GeV) del NLN nel piano (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). La zona scura corrisponde alla regione in cui l'autovalore di massa è negativo.

$\tan\beta = 1.5$. In fig. 1.10 compare un'altra regione di massa negativa per il NLN di forma all'incirca a "V" e compresa nella fascia $-1.8 \lesssim \nu \lesssim 2.5$ ($-2.1 \lesssim \nu \lesssim 2.3$) per $0.8 \lesssim \lambda \lesssim 4$ ($1 \lesssim \lambda \lesssim 4$), nel caso $\tan\beta = 1.5$ (4). Essa è ancora delimitata da una linea di discontinuità e, in maniera simile a quanto sopra descritto per il caso $\tilde{\chi}^0_1$-$\tilde{\chi}^0_2$, passando dal suo interno al suo esterno il ruolo di $\tilde{\chi}^0_2$ e $\tilde{\chi}^0_3$ (*"Next-to-Heaviest Neutralino"*, **NHN**) si inverte (*cfr.* fig. 1.11), così come il segno dell'autovalore di massa del NLN. In questo caso, poi, la discontinuità riflette il fatto che l'autovalore salta da un ramo della soluzione ad un altro (vedi sopra). Queste considerazioni saranno molto utili nel seguito per la comprensione delle caratteristiche del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ al variare dei parametri SUSY. Si noti, inoltre, che $\tilde{\chi}^0_1$ ha massa inferiore a $M_Z/2$ per $\lambda \lesssim 0.8$ (0.9), $\forall\nu$ e per $-0.4 \lesssim \nu \lesssim 0.7$ ($-0.5 \lesssim \nu \lesssim 0.6$), $\forall\lambda$, nel caso $\tan\beta = 1.5$ (4). Da fig. 1.10 si deduce, invece, che il NLN è più leggero dello Z^0 per $\lambda \lesssim 0.8$ (1), $\forall\nu$ e $-0.4 \lesssim \nu \lesssim 0.9$ ($-0.6 \lesssim \nu \lesssim 0.8$), $\forall\lambda$, sempre nel caso $\tan\beta = 1.5$ (4).

Per quanto riguarda i neutralini più pesanti, l'andamento del loro spettro di massa in modulo e in segno, è fornito visivamente in fig. 1.11 per il solo caso $\tan\beta = 1.5$, con le stesse convenzioni grafiche adottate nelle figg. 1.9 e 1.10. È nuovamente visibile la zona "di scambio" a forma di "V" tra $\tilde{\chi}^0_2$ e $\tilde{\chi}^0_3$, all'interno della quale

l'autovalore di massa per il $\tilde{\chi}^0_2$ ($\tilde{\chi}^0_3$) è negativo (positivo). In maniera analoga, un confronto tra le figure per $\tilde{\chi}^0_3$ e $\tilde{\chi}^0_4$ (*"Heaviest Neutralino"*, **HN**) rivela la presenza di un'altra regione del genere per $-\mu \gtrsim M_2$, all'interno della quale il NHN ha massa positiva e l'HN ha massa negativa. Si noti inoltre che, come può anche ricavarsi da considerazioni analitiche sulla matrice di massa, si ha sempre $m_{\tilde{\chi}^0_3} > M_Z/2$ e $m_{\tilde{\chi}^0_4} > M_Z$. Se, poi, ci si limita alle regioni del piano non escluse da LEP I, si ha quasi sempre $m_{\tilde{\chi}^0_3} \gtrsim 100\,\text{GeV}$ e $m_{\tilde{\chi}^0_4} \gtrsim 150\,\text{GeV}$. Ciò comporta che i neutralini più pesanti abbiano scarso ruolo nella possibile fenomenologia SUSY a LEP, come verrà confermato nel §2.3 in cui si mostrerà che anche il processo più "promettente" con produzione di un neutralino pesante, $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$, ha sez. d'urto piuttosto piccola nella gran parte del zona del piano (μ, M_2) accessibile a LEP II e non esclusa da LEP I.

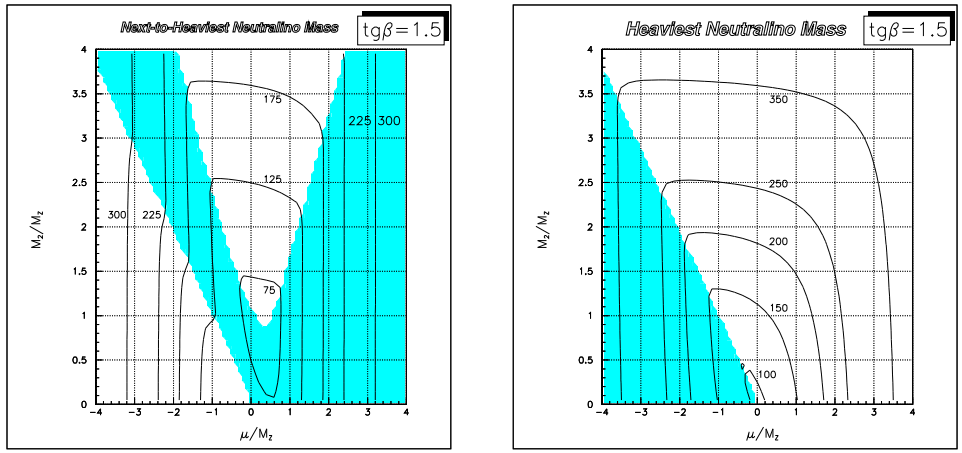


Fig. 1.11: Curve di livello per le masse (in modulo e in GeV) del $\tilde{\chi}^0_3$ (sinistra) e del $\tilde{\chi}^0_4$ (destra) nel piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$. Le zone scure corrispondono alle regioni in cui gli autovalori di massa sono negativi.

Lo spazio delle fasi a disposizione del processo visibile di grande interesse a LEP $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ dipende, ovviamente, da $(m_{\tilde{\chi}^0_1} + m_{\tilde{\chi}^0_2})$. In fig. 1.12 le curve di livello per questa quantità sono date sul consueto piano (ν, λ) sia per $\tan\beta = 1.5$ che per $\tan\beta = 4$. Particolare attenzione va rivolta alle curve a 175, 190 e 205 GeV che corrispondono alle energie minima, intermedia e massima previste per

LEP II, nonché alla curva per 91 GeV, che rappresenta il luogo dei punti per cui $(m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) = M_z$ e al disopra della quale gli Z^0 prodotti a LEP I non possono decadere in maniera visibile in neutralini. Un'altra quantità di grande interesse per la fenomenologia dei neutralini a LEP è la differenza tra i moduli delle masse dei due neutralini più leggeri. Essa, infatti, regola lo spazio delle fasi a disposizione dei decadimenti a 3 corpi del $\tilde{\chi}_2^0$ in $\tilde{\chi}_1^0$ ed una coppia di fermioni standard, *cfr.* cap.3. Le curve di livello relative sul piano (μ, M_2) sono fornite in fig. 1.13 nei due casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. Nel cap.3 si vedrà che le regioni dello spazio dei parametri SUSY caratterizzate dalla prevalenza di un certo tipo di decadimenti tra quelli possibili per il NLN piuttosto che un altro sono delimitate da quelle fra le curve di livello di fig. 1.13 che corrispondono alle soglie relative a processi a due corpi come, ad es., $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$. Da un confronto tra le figg. 1.12 e 1.13 è possibile convincersi che tra i $\tilde{\chi}_2^0$ ed i $\tilde{\chi}_1^0$ producibili insieme a LEP I $((m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) \leq M_z)$ non vi è mai una differenza di massa $\gtrsim 60 \div 65\,\text{GeV}$, mentre, riguardo alle energie tipiche di LEP II, non si ha mai contemporaneamente $(m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) \lesssim 200\,\text{GeV} \simeq \sqrt{s}_{(\text{LEP II})}$ e $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) \gtrsim 75 \div 80\,\text{GeV}$, con una certa dipendenza da $\tan\beta$. Ciò comporta, tra l'altro, che i NLN prodotti tramite $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II non possono decadere in due corpi in $Z^0\tilde{\chi}_1^0$, il che avrà importanti implicazioni fenomenologiche sulle segnature e sulle caratteristiche differenziali degli stati finali cui la coppia $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ può dar luogo nei rivelatori di quest'ultima macchina (*cfr.* § 3.5).

Per quanto concerne le prerogative degli spettri di massa delle coppie $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ e $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$, esse sono da una parte deducibili dalle figg. 1.9 e 1.10 applicando un fattore 2 e di nuovo dalla fig. 1.13 per quanto riguarda lo spazio delle fasi dei decadimenti del NLN, dall'altra esse sono di minor interesse a causa del fatto che: a) la reazione $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, pur cinematicamente favorita, dà luogo a stati finali invisibili nelle ipotesi fatte; b) la produzione di coppie di NLN è solo raramente permessa – comunque con bassa σ – a LEP II nelle regioni non escluse da LEP I (*cfr.* cap.2).

1.2 I chargini: spettro e componenti fisiche

È importante trattare brevemente anche il caso dei chargini, in considerazione del fatto che il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ ha grande σ a LEP II (*cfr.* Introduzione) e la situazione per lo spettro e le componenti dei neutralini va comunque confrontata

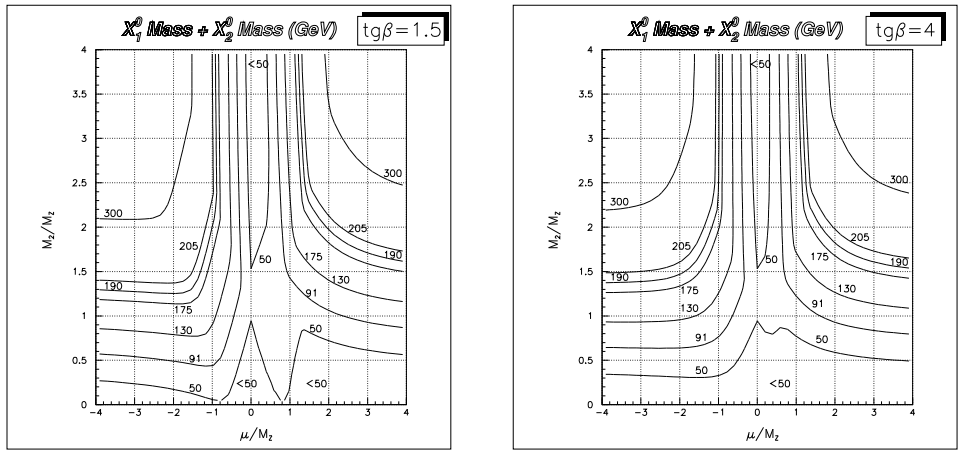


Fig. 1.12: Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la somma delle masse (in modulo e in GeV) del LN e del NLN nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).

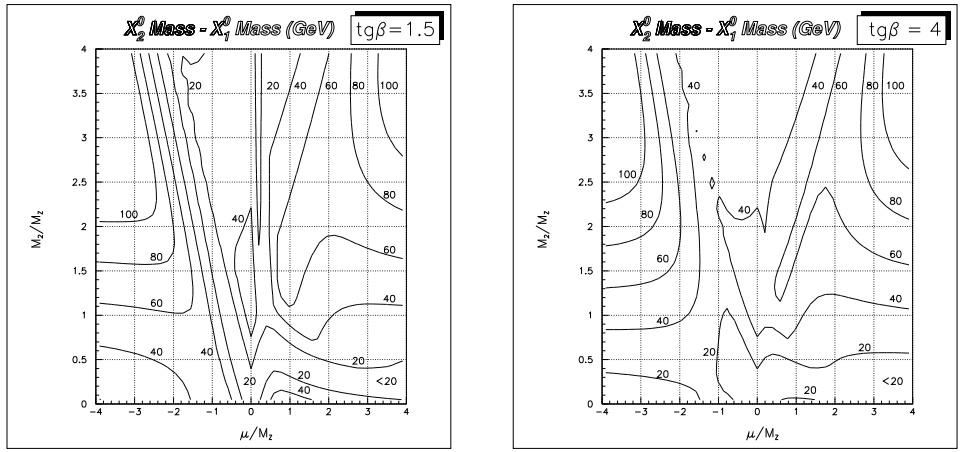


Fig. 1.13: Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la differenza tra le masse (in modulo e in GeV) del NLN e del LN nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).

con quella per i $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$. Inoltre il LC può intervenire nei decadimenti del $\tilde{\chi}^0_2$; ne segue che la sua massa e la sua composizione fisica in termini di W-ini e di higgsini carichi influenza in una certa misura la fenomenologia derivante dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP (*cfr.* §3.5). Il termine di massa per il sistema gaugini-higgsini carichi può essere scritto come [2, 62]:

$$\mathcal{L}^{\pm}_M = -\frac{1}{2}(\psi^+ \ \psi^-)\begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c.\,, \tag{1.7a}$$

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & M_W\sqrt{2}\sin\beta \\ M_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix}, \tag{1.7b}$$

con $\psi^+_j = (-i\phi^+,\ \psi^1_{H_2})$, $\psi^-_j = (-i\phi^-,\ \psi^2_{H_1})$, $j = 1, 2$ e dove $\phi^{\pm}$, $\psi^1_{H_2}$, $\psi^2_{H_1}$ sono i campi spinoriali a due componenti dei W-ini e degli higgsini carichi rispettivamente. La matrice di massa X può essere diagonalizzata tramite due matrici 2×2 unitarie U e V nel seguente modo:

$$m_{\tilde{\chi}^{\pm}_i}\delta_{ij} = U^*_{im}V_{jn}X_{mn},$$

con $m_{\tilde{\chi}^{\pm}_i}$ autovalore dell'i-esimo stato di chargino, cioè dello stato definito da: $\chi^+_i = V_{ij}\psi^+_j$, $\chi^-_i = U_{ij}\psi^-_j$, $i, j = 1, 2$. Non inganni la notazione adottata: qui, *e.g.*, χ^+_i (senza tilde) indica lo spinore a 2 componenti relativo alle componenti di carica positiva col quale si costruisce (utilizzando anche χ^-) il 4-spinore relativo all'i-esimo stato di chargino $\tilde{\chi}^{\pm}_i$. Tale 4-spinore, a differenza del caso dei neutralini, sarà naturalmente del tipo di Dirac. Per gli autovalori di massa si può derivare la seguente formula semplice:

$$m_{\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{(M_2-\mu)^2 + 2M_W^2(1+\sin 2\beta)} \mp \sqrt{(M_2+\mu)^2 + 2M_W^2(1-\sin 2\beta)}\right] \tag{1.8}$$

Assumendo la conservazione di CP, la scelta delle fasi per le matrici U, V può anche qui essere fatta in maniera tale da renderle reali ed ortogonali e, quindi, parametrizzabili in termini di due angoli $\Phi_{\pm}$. Ad es., si può avere [60, 62]:

$$\begin{array}{lllllllll} U_{11} & = & U_{22} & = & \cos\Phi_-, & \qquad V_{11} & = & -V_{22} & = & \cos\Phi_+, \\ U_{12} & = & -U_{21} & = & \sin\Phi_-, & \qquad V_{12} & = & V_{21} & = & \sin\Phi_+. \end{array} \tag{1.9}$$

Per gli angoli di *mixing* $\Phi_{\pm}$ valgono le seguenti espressioni in termini di M_2, μ e $\tan\beta$:

$$\tan 2\Phi_- = \frac{2\sqrt{2}M_W(\mu\sin\beta + M_2\cos\beta)}{M_2^2 - \mu^2 - 2M_W^2\cos 2\beta}$$

$$\tan 2\Phi_+ = \frac{2\sqrt{2}M_W(\mu\cos\beta + M_2\sin\beta)}{M_2^2 - \mu^2 + 2M_W^2\cos 2\beta}.$$

Gli elementi delle matrici U, V, ovvero gli angoli $\Phi_{\pm}$, determinano gli accoppiamenti dei chargini con le altre particelle (si vedano, ad es., le reff.[2, 60]) ed entrano nelle espressioni delle regole di Feynman per i vertici di interazione nella maniera che può facilmente dedursi dai termini rilevanti della Lagrangiana forniti in appendice A. Il settore dei gaugini-higgsini carichi, non essendovi coinvolto il gaugino di U(1) come avveniva per i neutralini, dipende soltanto da: M_2, μ e $\tan\beta$. Nel caso dei neutralini è stato necessario, per ridursi a questi soli 3 parametri, assumere la validità della relazione di unificazione (I.14) ispirata dalla SUGRA ed eliminare, ad es., M_1 in favore di M_2. Allo scopo di preparare la strada ad un esempio di analisi "non Minimale" che sarà discusso nel §4.4, la trattazione del § precedente è stata fatta, per quanto riguarda le parti analitiche, mantenendo esplicita la dipendenza da M_1 mediante l'introduzione del parametro α_{12} (*cfr.* eq.(1.3)). Nel caso dei chargini, invece, se si esprimono tutte le quantità fisiche in termini delle grandezze alla scala EW e ci si dimentica del fatto che $M_2(M_Z)$ può ottenersi dall'evoluzione della massa unificata dei gaugini $m_{1/2}(M_{\rm GUT})$, i parametri in gioco per uno studio fenomenologico sono soltanto i 3 su indicati, indipendentemente da qualsiasi ulteriore ipotesi teorica.

Si noti, in eq.(1.8), che se la quantità

$$\det(X) = M_2\mu - M_W^2\sin 2\beta = M_2\mu - M_W^2\sin 2\theta_v \tag{1.10}$$

è nulla, il chargino leggero risulta senza massa e si ha, per il chargino pesante (*"Heavy Chargino"* **HC**) : $m_{\tilde{\chi}^{\pm}_2} = \sqrt{M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2}$. Per quanto riguarda il segno degli autovalori di massa, si può adottare la convenzione di ref.[62]: l'autovalore più grande in modulo è sempre positivo, mentre il più piccolo è positivo o negativo a seconda che $\det(X) \lessgtr 0$. È comunque sempre possibile aggiustare le fasi delle matrici U, V in modo da avere a che fare con autovalori sempre positivi. È interessante notare che l'equazione $\det(X) = 0$ individua un'iperbole sul piano (μ, M_2) del tutto analoga a quella di cui in eq.(1.6) nel LZHS per i neutralini, costituendo anche quest'ultima un luogo di punti sul quale si ha un autostato senza massa di composizione mista. Questa circostanza è ben visibile in fig. 1.14 dove sono riportate le curve di livello per la massa (in modulo e in GeV) del chargino leggero, nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. L'iperbole di cui sopra, la cui forma dipende – come ovviamente deve – da $\tan\beta$, si colloca tra le due curve di livello 10 GeV. La convenzione su adottata per i segni

degli autovalori di massa è tale che $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 0$ alla sua sinistra e sotto di essa e, quindi, in tutto il semipiano $\mu < 0$. Si osservi anche che, con riferimento all'energia di

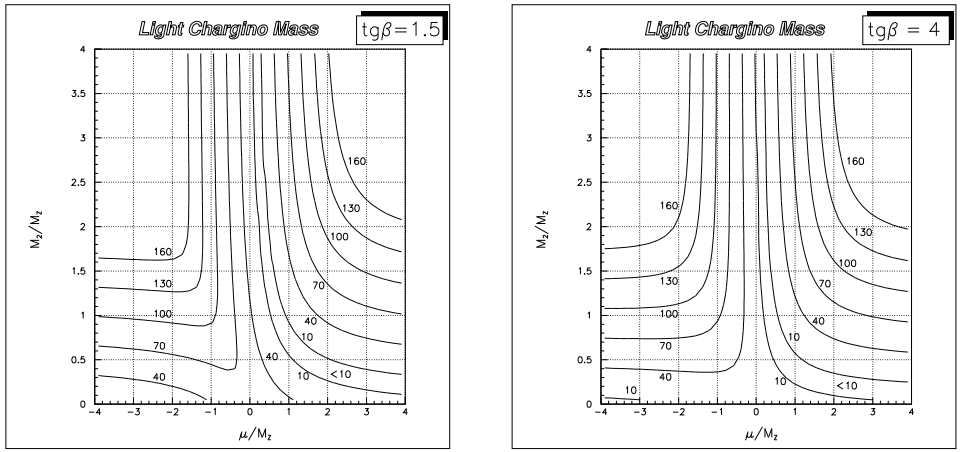


Fig. 1.14: Curve di livello per la massa (in modulo e in GeV) del LC nel piano (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).

LEP I, sia per $\tan\beta = 1.5$ che per $\tan\beta = 4$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > M_Z/2$ per $(-\mu, M_2) > M_Z/2$ e per $\mu > 2M_Z$ se $M_2 > M_Z$; con riferimento alle energie tipiche di LEP II, invece, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100\,\mathrm{GeV}$ per $(-\mu, M_2) > M_Z$ e per $(\mu, M_2) > 2M_Z$ nel caso $\tan\beta = 1.5$, ma non nel caso $\tan\beta = 4$.

Dalla (1.8) si possono ricavare [62] un limite superiore per la massa del LC $\tilde{\chi}_1^\pm$ (in modulo) ed uno inferiore per la massa dell'HC $\tilde{\chi}_2^\pm$, per $\tan\beta > 1$:

$$\begin{aligned} |m_{\tilde{\chi}_1^\pm}|_{max} &= \sqrt{\mu^2 + 2M_W^2\cos^2\beta}, \\ (m_{\tilde{\chi}_2^\pm})_{min} &= \sqrt{\mu^2 + 2M_W^2\sin^2\beta} \geq \sqrt{\mu^2 + M_W^2}; \end{aligned}$$

i due limiti coincidono entrambi con $\sqrt{\mu^2 + M_W^2}$ per $\tan\beta = 1$. Per quanto riguarda il caso asintotico, si ha che se $M_2 \gg M_W$ ed $M_2 \gg |\mu|$ allora $|m_{\tilde{\chi}_1^\pm}| \approx |\mu| \approx |m_{\tilde{\chi}_{1,2}^0}|$ e $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx M_2 \approx 2m_{\tilde{\chi}_3^0} \approx m_{\tilde{\chi}_4^0}$ e, tenuto conto del fatto che l'eq.(1.8) è invariante sotto lo scambio $M_2 \leftrightarrow \mu$, una situazione analoga e inversa si ha se $|\mu|$ è molto grande rispetto ad M_W ed M_2: $|m_{\tilde{\chi}_1^\pm}| \approx M_2 \approx 2|m_{\tilde{\chi}_1^0}| \approx |m_{\tilde{\chi}_2^0}|$ e $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx |m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0}|$.

Un'idea visiva della composizione fisica dei chargini in termini di W-ini ed higgsini carichi è data nelle figg. 1.15 e 1.16, nel caso $\tan\beta = 1.5$. Nella prima

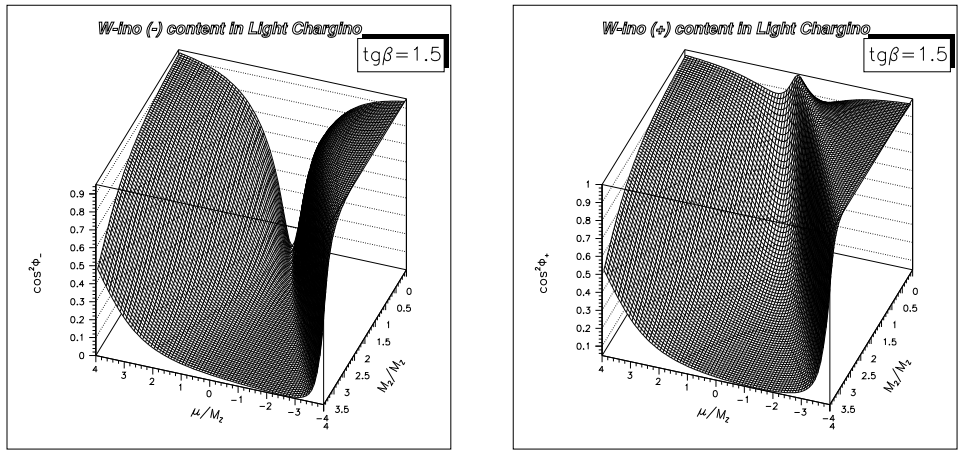


Fig. 1.15: Grafici 3D per la dipendenza da (μ, M_2) delle componenti di W-ino nel LC (higgsino nell'HC), nel caso $\tan\beta = 1.5$. A sinistra: $|U_{11}|^2 = |U_{22}|^2 = \cos^2\Phi_-$, a destra: $|V_{11}|^2 = |V_{22}|^2 = \cos^2\Phi_+$.

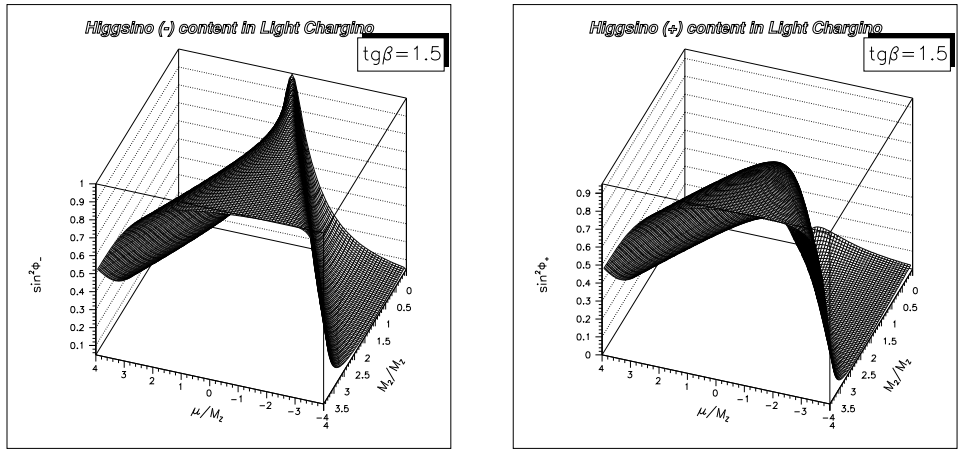


Fig. 1.16: Grafici 3D per la dipendenza da (μ, M_2) delle componenti di higgsino carico nell'HC (W-ino nel LC), nel caso $\tan\beta = 1.5$. A sinistra: $|U_{12}|^2 = |U_{21}|^2 = \sin^2\Phi_-$, a destra: $|V_{12}|^2 = |V_{21}|^2 = \sin^2\Phi_+$.

è riportato l'andamento dei moduli quadri degli elementi delle matrici U, V che individuano le componenti di W-ino nel chargino leggero che sono uguali a quelle di higgsino carico nel chargino pesante. La figura sulla sinistra si riferisce al 2-spinore χ^- (quindi matrice U e $\cos^2\Phi_-$), quella di destra al 2-spinore χ^+ (matrice V e $\cos^2\Phi_+$), in base alle (1.9). Analogamente, la fig. 1.16 riguarda le componenti di higgsino carico nel LC (uguali a quelle di W-ino nell'HC) ovvero $\sin^2\Phi_\mp$.

Nel seguito, il settore dei chargini sarà a più riprese coinvolto nell'analisi dei processi di produzione di neutralini a LEP. Da un lato, infatti, vi è un coinvolgimento "diretto" che discende sia dal fatto che il chargino leggero può comparire tra i prodotti di decadimento di un $\tilde\chi^0_2$ prodotto via $e^+e^- \to \tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$ (*cfr.* §§3.3 e 3.5), sia dalla presenza di ambedue i chargini nei *loop* dei diagrammi che contribuiscono al decadimento radiativo dei neutralini (*cfr.* §3.4). D'altro canto, vi è anche un coinvolgimento "indiretto", nel senso che la reazione di produzione di chargini leggeri $e^+e^- \to \tilde\chi^+_1\tilde\chi^-_1$ è stata finora la più efficace a LEP I (e potrebbe esserlo anche a LEP II) nell'esplorare lo spazio dei parametri SUSY rilevanti per il settore dei gaugini-higgsini, grazie alla sua alta sez. d'urto. Ne segue che l'efficacia in questo senso di uno studio dei processi coinvolgenti neutralini va comunque valutata avendo come termine di paragone quanto ottenibile mediante analoghi studi sui chargini. Il primo stadio di questo confronto, cioè quello a livello cinematico, è argomento del prossimo §.

1.3 Cinematica a LEP II: neutralini e chargini a confronto

Sulla base di quanto esposto negli ultimi due §§ è facile vedere che, in una buona parte dello spazio dei parametri SUSY, la coppia carica $\tilde\chi^+_1\tilde\chi^-_1$ è più pesante della coppia neutra $\tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$. Ciò è illustrato nella fig. 1.17, in cui sono evidenziate in scuro le regioni per le quali $(m_{\tilde\chi^0_1} + m_{\tilde\chi^0_2}) > 2m_{\tilde\chi^\pm_1}$, nei casi in cui $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). Tali regioni sono in gran parte sovrapposte alle zone escluse dalle osservazioni a LEP I; nel resto del piano (μ, M_2) la produzione di neutralini leggeri diversi è favorita rispetto alla produzione di chargini dal punto di vista dello spazio delle fasi. In particolare in ognuna delle due finestre di fig. 1.17 si notano due regioni in cui $\tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$ possono essere prodotti a LEP II, mentre la produzione di chargini non è cinematicamente permessa. Esse sono comprese tra le

linee contrassegnate con una 'N' per 'neutralini' e quelle contrassegnate con una 'C' per 'chargini' e seguite dallo stesso numero (175 per le linee continue e 205 per le linee tratteggiate, con riferimento alle energie minima e massima previste a LEP II). Così , ad esempio, lungo le linee continue indicate con 'N175' si ha $(m_{\tilde\chi^0_1} + m_{\tilde\chi^0_2}) = 175\,\text{GeV}$, mentre lungo quelle tratteggiate indicate con 'C205' si ha $2m_{\tilde\chi^\pm_1} = 205\,\text{GeV}$. Queste zone particolari si collocano, *e.g.* nel caso $\tan\beta = 1.5$ con $\sqrt{s} = 205\,\text{GeV}$, nella regione cinematicamente accessibile per $e^+e^- \to \tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$, all'incirca laddove $0.9M_z \lesssim M_2 \lesssim 2M_z$ con $\mu \lesssim -M_z$ e dove $1.3M_z \lesssim M_2 \lesssim 2.2M_z$ con $\mu \gtrsim 2M_z$. La dipendenza da $\tan\beta$ delle loro dimensioni e della loro posizione

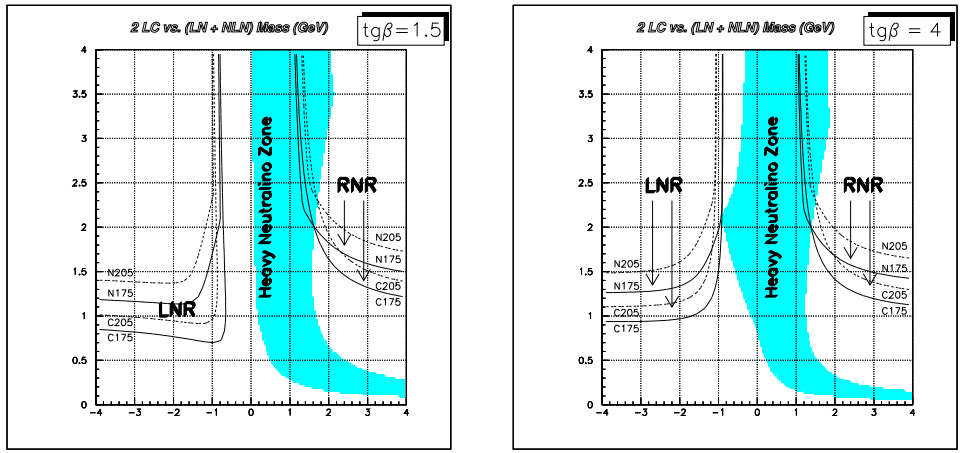


Fig. 1.17: Confronto tra la cinematica dei processi $e^+e^- \to \tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$ ed $e^+e^- \to \tilde\chi^+_1\tilde\chi^-_1$ nel piano (ν, λ) alle energie di LEP II, nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). Le linee indicate con 'N' ('C') si riferiscono ai neutralini (chargini) e sono continue (a tratti) per $\sqrt{s} =$ 175 (205) GeV. La zona in cui la coppia $(m_{\tilde\chi^0_1} + m_{\tilde\chi^0_2}) > 2m_{\tilde\chi^\pm_1}$ è evidenziata. Le regioni LNR ed RNR sono indicate dalle frecce.

sul piano, seppure a prima vista lieve, in realtà è sufficiente a cambiare in maniera rilevante la fenomenologia derivante da $e^+e^- \to \tilde\chi^0_1\tilde\chi^0_2$ a LEP II sotto la condizione di non producibilità dei chargini, come si vedrà nei capp.3 e 4. Nel seguito, queste zone del piano (μ, M_2) verranno denominate **LNR** (*"Left Neutralino Region"*, per μ negativo) ed **RNR** (*"Right Neutralino Region"*, per μ positivo), come indicato in fig. 1.17. In LNR ed RNR, laddove $|\mu| \gtrsim 3M_z$, sono grosso modo applicabili le

relazioni dello Scenario AS tra le masse dei neutralini e dei chargini di modo che risulta: $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx 2m_{\tilde{\chi}_1^0} \Rightarrow (m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) \approx \frac{3}{4}(2m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$.

Da quanto sopra si deduce che, in linea teorica, se gli sfermioni fossero sufficientemente pesanti (ovvero se $m_{\tilde{f}_{L,R}} > \sqrt{s}(\text{LEP II})/2$, $\forall f$, il che si ha se m_0 è abbastanza grande), il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ potrebbe essere l'unico processo di produzione al livello più basso di particelle SUSY con $R = -1$ visibile a LEP II (ma si tenga conto che nelle zone più interessanti dello spazio dei parametri da questo punto di vista, $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0) \searrow$ quando m_0 e $m_{\tilde{f}_{L,R}} \nearrow$, *cfr.* §§2.3 e 2.4). Nonostante che, come si vedrà nel cap.2, la sua sez. d'urto risulti moderata nelle zone in cui non è permessa la produzione di chargini, le considerazioni fatte rendono evidente la necessità di uno studio accurato del segnale corrispondente a questa reazione e della sua rivelabilità contro i fondi a LEP II, in particolare nelle regioni suddette. Anche per questo motivo, nel cap.2 verranno fissati 4 punti caratteristici sul piano (μ, M_2) all'interno di LNR ed RNR che, insieme ad altri 2 (di cui si dirà) individueranno, per ogni valore di $\tan\beta$ e degli altri parametri SUSY rilevanti, dei cosidetti "Scenari" che verranno indicati con una lettera maiuscola e saranno largamente utilizzati a scopo esemplificativo nelle analisi numeriche del seguito.

Altre due considerazioni derivanti da un confronto tra gli spettri previsti dal SUGRA MSSM per il LC ed i neutralini leggeri saranno utili nel seguito. La prima discende dal fatto che, come accennato nell'Introduzione, una serie di motivazioni di origine cosmologica (e non) indicano come preferibile una LSP neutra e debolmente interagente. Tra le particelle previste dal modello, dunque, le più accreditate candidate sono lo sneutrino e il LN. Si è visto che quest'ultimo è quasi sempre più leggero dello sneutrino, almeno nella massima parte degli spettri costruiti in maniera autoconsistente e soddisfacenti tutti i limiti esterni al modello di natura teorica o sperimentale (*cfr.* Introduzione). Nelle analisi numeriche che seguiranno non verrà a priori imposto che $\tilde{\chi}_1^0 \equiv$ LSP, anche se la scelta (che sarà proposta e giustificata nel prossimo cap.) dell'intervallo di valori del parametro m_0 da esplorare con maggiore attenzione escluderà virtualmente lo sneutrino come particella più leggera con $R = -1$. Non rientra, invece, nella nostra analisi una ristretta regione del piano (μ, M_2) in cui il modello prevede il LC come LSP. Infatti: da una parte, essendo una particella carica, il $\tilde{\chi}_1^\pm$ non risponde ai requisiti cosmologici richiesti; dall'altra, l'analisi fenomenologica dei prossimi capp. farà largo uso della circostanza che, al termine della catena di decadimenti del NLN prodotto via $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, vi debba

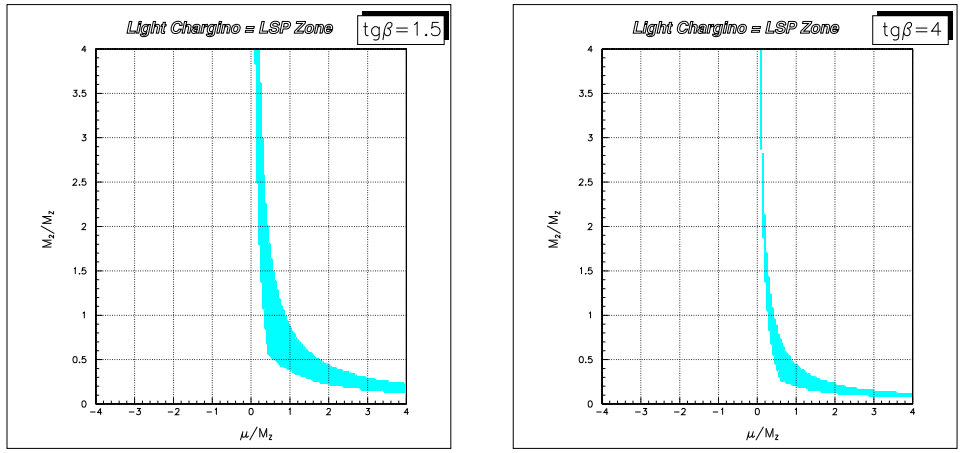


Fig. 1.18: Regioni nel piano (μ, M_2) in cui il LC è più leggero dei neutralini e può essere la LSP, nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).

essere una particella con $R = -1$ (conservazione della R-parità) che sia invisibile nei rivelatori e che generi le caratteristiche segnature con grande energia e momento trasverso mancanti. Le zone del piano (μ, M_2) in cui questa fondamentale ipotesi verrebbe a cadere sono mostrate in scuro in fig. 1.18 nei due classici casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. È curioso notare che esse si collocano nella regione caratterizzata dalle due iperboli LZHS (1.6) e $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 0$ (cioè (1.10) = 0) ed anzi traggano origine dal fatto che:

$$\frac{\sin^2\theta_W + \alpha_{12}\cos^2\theta_W}{\alpha_{12}} M_Z^2 = \frac{8}{5}\cos^2\theta_W M_Z^2 \simeq \frac{8}{5} M_W^2 \neq M_W^2$$

e che quindi le due iperboli non coincidano. Ciò comporta che nell'intorno della curva $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 0$ il LN abbia una massa piccola ma maggiore di quella del LC. Si osservi anche, in fig. 1.18, che all'aumentare di $\tan\beta$ la zona scura si schiaccia sugli assi delle due iperboli e che le sue dimensioni diminuiscono come conseguenza del fatto che $\sin 2\beta$ decresce. Le regioni con $\tilde{\chi}_1^\pm \equiv$ LSP sono, comunque, già escluse dai dati di LEP I e, in ogni caso, verranno del tutto "tagliate fuori" nell'analisi e nelle figure dei capp.2, 3 e 4.

La seconda considerazione riguarda, invece, il NLN e il LC e la possibilità che il primo possa decadere in stati contenenti il secondo. In fig. 1.19 sono date le curve di livello per la differenza di massa $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. La zona

evidenziata in scuro corrisponde alla regione in cui il LC è più pesante del NLN e, quindi, non sono cinematicamente permessi i cosiddetti processi "a cascata" del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm f \bar{f}'$ e successivo decadimento del LC nel $\tilde{\chi}_1^0$, di cui si dirà nel cap.3. La figura mostra chiaramente che questo tipo di reazioni, che può dar luogo a delle particolari segnature per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$, è molto improbabile, laddove non proibito, in tutto il semipiano $\mu < 0$ ed ha comunque quasi sempre a disposizione poco spazio delle fasi. Si vedrà, infatti, che le piccole zone in cui $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}) > 50\,\text{GeV}$ sono già escluse da LEP I e che solo di rado tale differenza supera i 30 GeV nelle regioni accessibili a LEP II. In particolare in LNR i decadimenti "a cascata" del NLN sono praticamente impossibili e in RNR molto sfavoriti da una differenza di massa generalmente al disotto o poco sopra i 10 GeV.

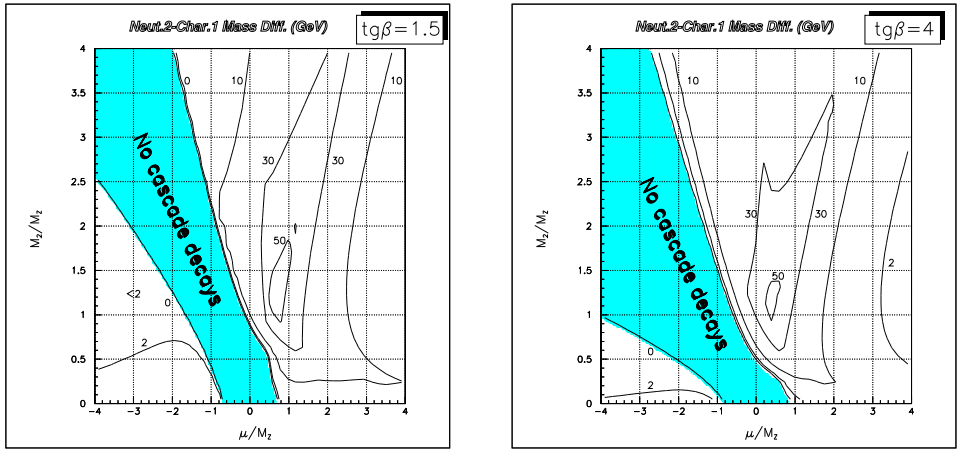


Fig. 1.19: Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la differenza tra le masse del NLN e del LC (in modulo e in GeV), nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). Nella regione evidenziata la differenza è negativa e i decadimenti "a cascata" del NLN sono proibiti.

Per concludere questa sezione, va fatto cenno a dei recenti lavori in cui si trattano le correzioni radiative *one-loop* alle masse di chargini e neutralini nel MSSM. In uno di questi [85] i calcoli sono stati eseguiti considerando solo il contributo dominante da top-stop e in un altro [86] sono stati inclusi tutti i contributi da *loops* di quark/squark e leptoni/sleptoni. In ref.[85], in cui ci si occupa solo dei neutralini, si trova che, ad es. in un caso non distante dalla zona LNR [$m_0 =$

$m_{1/2} = 200\,\text{GeV}$ ($M_2 \simeq 166\,\text{GeV}$), $\mu = -311\,\text{GeV}$, $\tan\beta = 2.5$, $m_t = 150\,\text{GeV}$, $|m_{\tilde{\chi}_i^0}| \simeq (90, 172, 319, 326)\,\text{GeV}$], le correzioni tendono a diminuire i valori delle masse e non superano l'1%. In ref.[86], probabilmente in seguito ad una valutazione più completa dei vari contributi, è stato invece trovato che la correzione è in generale positiva, sia per $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ che per $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$ ed è tipicamente dell'ordine del 6%, *i.e.* dell'ordine aspettato sulla base di un esame dei diagrammi di Feynman rilevanti. Le correzioni più grandi, dell'ordine del 20% per il LN, si avrebbero sul confine della regione nel piano (μ, M_2) esclusa dalle misure a LEP I e potrebbero leggermente incrementare la zona dello spazio dei parametri permessa dagli ultimi dati. Ad es., fissando $\mu = 100\,\text{GeV}$ e $\tan\beta = 1$, il limite inferiore su M_2 passerebbe da 161 a 141 GeV a causa essenzialmente dello spostamento verso valori più bassi di M_2 della curva di livello per $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = M_Z/2$. Va detto, però, che i contributi alle correzioni provenienti dai *loop* del settore gauge/Higgs/gaugini/higgsini non sono stati ancora presi in considerazione, anche se si può prevedere che siano dello stesso ordine di grandezza. In ogni caso, la configurazione relativa delle masse dei neutralini e dei chargini rimane qualitativamente inalterata dopo l'inclusione delle correzioni radiative e la sostanza delle analisi al livello albero che seguono resta comunque valida (a meno, in pratica, di una traslazione nelle variabili μ, M_2 a $\tan\beta$ fissato). È chiaro, tuttavia, che uno studio numerico molto accurato dovrebbe tenere conto di questi effetti di ordine superiore insieme a molti altri, soprattutto nella prospettiva della determinazione dei parametri SUSY μ, M_2 e $\tan\beta$ a partire dalle masse dei chargini e dei neutralini nella fortunata circostanza in cui dovessero essere scoperti. Una analisi che terrà conto di molti effetti trascurati in questo lavoro verrà portata a termine in uno studio futuro [87].

Capitolo 2

Produzione di neutralini in urti e^+e^-

In questo capitolo è trattato il processo di produzione di coppie di neutralini in urti e^+e^-:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 \,, \tag{2.1}$$

con particolare rilievo per il caso $(i,j) = (1,2)$. Le considerazioni fisiche generali del primo § verranno in seguito applicate alle situazioni sperimentali tipiche di LEP I (§2.2) e di LEP II (§2.3). La trattazione relativa alla prima fase dell'acceleratore del CERN avrà il solo scopo di dare una breve illustrazione e giustificazione dei limiti nello spazio dei parametri SuSy ottenuti dagli esperimenti per quanto riguarda il settore dei gaugini-higgsini e di introdurre alla fisica dei neutralini a LEP II. Nel §2.4 verrà proposto, giustificato e definito nelle notazioni e nelle convenzioni un metodo per una analisi sistematica della fenomenologia derivante dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II, utilizzando i concetti e gli strumenti di cui al §1.3.

2.1 Generalità

I contributi all'elemento di matrice per la reazione (2.1) vengono dallo scambio di Z^0 nel canale s (diagramma **(s)**) e di $\tilde{e}_L$, $\tilde{e}_R$ nel canale t (diagrammi $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$), come mostrato in fig. 2.1.

La fisica del processo dipende da M_2 (ovvero $m_{1/2}$), μ, $\tan\beta$ e dalla massa

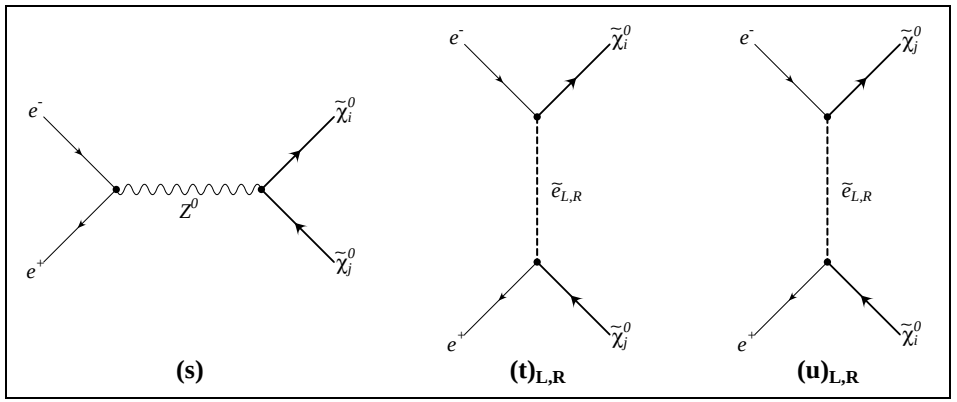


Fig. 2.1: Diagrammi di Feynman per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$.

dei selettroni scambiati (ovvero m_0). I parametri SUSY, oltre a regolare le masse dei neutralini e quindi la cinematica e i fattori di spazio delle fasi, intervengono nelle espressioni degli accoppiamenti dei $\tilde{\chi}_i^0$ che dipendono dalla composizione in termini di gaugini-higgsini e determinano il segno degli autovalori di massa che ha un ruolo importante nell'espressione della σ per il processo. Le regole di Feynman per calcolare le ampiezze corrispondenti ai diagrammi di fig. 2.1 sono ottenibili dalla Lagrangiana di interazione data in appendice A, eqq.(A.1), (A.3) e (A.7). La sez. d'urto differenziale che ne deriva può essere scritta come segue, nel limite $m_e \to 0$ [64][1]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left.\frac{d\sigma(s)}{dt}\right|_{Z^0} + \left.\frac{d\sigma(t,u)}{dt}\right|_{\tilde{e}_{L,R}} + \left.\frac{d\sigma(s,t,u)}{dt}\right|_{Z^0\tilde{e}_{L,R}}, \tag{2.2a}$$

$$\begin{aligned}\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{Z^0} &= \frac{g^4}{32\pi s^2\cos^4\theta_W}|D_{Z^0}(s)|^2(|O''^L_{ij}|^2+|O''^R_{ij}|^2)(L_e^2+R_e^2)\\ &\quad\times\left[(m_i^2-t)(m_j^2-t)+(m_i^2-u)(m_j^2-u)-2\eta_i\eta_j m_i m_j s\right],\end{aligned} \tag{2.2b}$$

$$\begin{aligned}\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\tilde{e}_{L,R}} &= \frac{g^4}{64\pi s^2}\Big\{|F^L_{ei}|^2|F^L_{ej}|^2\left[|D_{\tilde{e}_L}(t)|^2(m_i^2-t)(m_j^2-t)\right.\\ &\quad\left.+|D_{\tilde{e}_L}(u)|^2(m_i^2-u)(m_j^2-u)-2\,\mathrm{Re}(D_{\tilde{e}_L}(t)D^*_{\tilde{e}_L}(u))\eta_i\eta_j m_i m_j s\right]\\ &\quad+|F^R_{ei}|^2|F^R_{ej}|^2\left[|D_{\tilde{e}_R}(t)|^2(m_i^2-t)(m_j^2-t)\right.\\ &\quad\left.+|D_{\tilde{e}_R}(u)|^2(m_i^2-u)(m_j^2-u)-2\,\mathrm{Re}(D_{\tilde{e}_R}(t)D^*_{\tilde{e}_R}(u))\eta_i\eta_j m_i m_j s\right]\Big\},\end{aligned} \tag{2.2c}$$

$$\begin{aligned}\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{Z^0\tilde{e}_{L,R}} &= \frac{g^4}{16\pi s^2\cos^2\theta_W}\,\mathrm{Re}\left\{O''^{L(*)}_{ij}L_eF^L_{ei}F^{L*}_{ej}D_{Z^0}(s)\right.\\ &\quad\times\left[D^*_{\tilde{e}_L}(t)((m_i^2-t)(m_j^2-t)-\eta_i\eta_j m_i m_j s)\right.\\ &\quad\left.+D^*_{\tilde{e}_L}(u)((m_i^2-u)(m_j^2-u)-\eta_i\eta_j m_i m_j s)\right]\\ &\quad+O''^{R(*)}_{ij}R_eF^R_{ei}F^{R*}_{ej}D_{Z^0}(s)\left[D^*_{\tilde{e}_R}(t)((m_i^2-t)(m_j^2-t)-\eta_i\eta_j m_i m_j s)\right.\\ &\quad\left.\left.+D^*_{\tilde{e}_R}(u)((m_i^2-u)(m_j^2-u)-\eta_i\eta_j m_i m_j s)\right]\right\},\end{aligned} \tag{2.2d}$$

dove: gli invarianti di Mandelstam sono così definiti: $s=(p_{e^-}+p_{e^+})^2$, $t=(p_{e^-}-p_{\tilde{\chi}_i^0})^2$, $u=m_i^2+m_j^2-s-t$, dove p_a è il 4-momento della particella a; $D_{Z^0}(s)=(s-M_Z^2+iM_Z\Gamma_Z)^{-1}$ è il propagatore dello Z^0 nel canale **(s)**; $D_{\tilde{e}_{L,R}}(x)=(x-m^2_{\tilde{e}_{L,R}}+im_{\tilde{e}_{L,R}}\Gamma_{\tilde{e}_{L,R}})^{-1}$, sono i propagatori[2] dei selettroni nei canali **(t,u)**; $m_{i,j}$ sono i moduli delle masse dei neutralini $\tilde{\chi}^0_{i,j}$; $\eta_{i,j}=\pm1$ sono i segni dei corrispondenti autovalori della matrice di massa; $O''^{L,R}_{ij}$, $F^{L,R}_{e(i,j)}$ sono gli accoppiamenti definiti in termini degli elementi della matrice di *mixing* nelle eqq.(A.3b,c) e (A.7b,c). Per quanto riguarda le convenzioni sulle fasi della matrice N e sul segno degli autovalori di massa, si veda quanto nel §1.1 e in appendice A.

È interessante rilevare che, come segue sia dalle (2.2) che da un teorema generale [78], la natura di fermioni di Majorana dei neutralini comporta l'assenza di asimmetria avanti-indietro nella distribuzione in angolo polare [80]. Si noti anche che solo le componenti di higgsino nei neutralini si accoppiano allo Z^0 e contribuiscono all'ampiezza per il canale **(s)**. Viceversa, solo le componenti di fotino e di Z-ino intervengono nei vertici $\tilde{\chi}_i^0 e\tilde{e}_{L,R}$ e contribuiscono alle ampiezze **(t,u)** nel limite $m_e \to 0$, poiché gli accoppiamenti $G^{L,R}_{e(i,j)}$ relativi ai vertici $\tilde{H}_i^0 e\tilde{e}_{L,R}$ sono soppressi dalla presenza di fattori $\mathcal{O}(m_e/M_W)$ (*cfr.* eqq.(A.7d,e)).

Le caratteristiche differenziali e le distribuzioni angolari dei processi di produzione di neutralini non verranno ulteriormente trattati in questo lavoro. Uno

[1] Con qualche generalizzazione e modifica alle notazioni per quanto riguarda gli accoppiamenti dei neutralini.

[2] Ove necessario, $\Gamma_{\tilde{e}_{L,R}}$ può essere calcolata una volta fissati i parametri del modello. Si veda a questo proposito il §3.3.

studio in questo senso che terrà anche conto delle correlazioni di spin con i decadimenti dei neutralini è in corso è verrà presentato in un futuro lavoro [87]. Qualche cenno in proposito è dato nel §4.5 riguardante il confronto con i fondi a LEP II.

Dopo l'integrazione angolare si ottiene per la sezione d'urto totale del processo (2.1), tenendo conto del fattore combinatorio $\frac{1}{2}$ nel caso $i = j$ con particelle identiche nello stato finale:

$$\sigma_{\rm tot} = \frac{1}{2}(\sigma_{Z^0} + \sigma_{\tilde{e}_{L,R}} + \sigma_{Z^0\tilde{e}_{L,R}})(2-\delta_{ij}), \tag{2.3a}$$

$$\sigma_{Z^0} = \frac{g^4}{8\pi\cos^4\theta_W}|D_{Z^0}(s)|^2\frac{q}{\sqrt{s}}(|O''^L_{ij}|^2 + O''^R_{ij}|^2)(L_e^2+R_e^2)\left[E_iE_j + \frac{1}{3}q^2 - \eta_i\eta_j m_i m_j\right], \tag{2.3b}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\tilde{e}_{L,R}} = \frac{g^4}{16\pi}\frac{q}{s\sqrt{s}}\Bigg\{&|F^L_{ei}|^2|F^L_{ej}|^2\left[\frac{E_iE_j - sd_L + q^2}{sd_L^2 - q^2} + 2 + \frac{\sqrt{s}}{2q}\left(1 - 2d_L - \frac{\eta_i\eta_j m_i m_j}{sd_L}\right)\right.\\ &\left.\times\log\left|\frac{d_L + q/\sqrt{s}}{d_L - q/\sqrt{s}}\right|\right]\\ &+|F^R_{ei}|^2|F^R_{ej}|^2\left[\frac{E_iE_j - sd_R + q^2}{sd_R^2 - q^2} + 2 + \frac{\sqrt{s}}{2q}\left(1 - 2d_R - \frac{\eta_i\eta_j m_i m_j}{sd_R}\right)\right.\\ &\left.\times\log\left|\frac{d_R + q/\sqrt{s}}{d_R - q/\sqrt{s}}\right|\right]\Bigg\},\end{aligned} \tag{2.3c}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{Z^0\tilde{e}_{L,R}} = -\frac{g^4}{8\pi\cos^2\theta_W}\frac{q}{\sqrt{s}}\,{\rm Re}\Big\{&D_{Z^0}(s)O''^{L(*)}_{ij}L_eF^L_{ei}F^{L*}_{ej}\\ &\times\left[\frac{1}{q\sqrt{s}}(E_iE_j - sd_L(1-d_L) - \eta_i\eta_j m_i m_j)\log\left|\frac{d_L + q/\sqrt{s}}{d_L - q/\sqrt{s}}\right| + 2(1-d_L)\right]\\ &+D_{Z^0}(s)O''^{R(*)}_{ij}R_eF^R_{ei}F^{R*}_{ej}\left[\frac{1}{q\sqrt{s}}(E_iE_j - sd_R(1-d_R) - \eta_i\eta_j m_i m_j)\right.\\ &\left.\times\log\left|\frac{d_R + q/\sqrt{s}}{d_R - q/\sqrt{s}}\right| + 2(1-d_R)\right]\Big\},\end{aligned} \tag{2.3d}$$

dove:

$$d_{L,R} = \frac{1}{2s}(s + 2m^2_{\tilde{e}_{L,R}} - m_i^2 - m_j^2);$$

q è il momento del $\tilde{\chi}^0_i$ nel sistema di riferimento del c.m. e^+e^- ed $E_i = \sqrt{q^2+m_i^2}$ è la corrispondente energia. Nell'integrare la (2.2) per ottenere la (2.3) si sono trascurati gli effetti $\mathcal{O}(\Gamma_{\tilde{e}_{L,R}}/m_{\tilde{e}_{L,R}})$, in considerazione del fatto che i selettroni non possono andare *on shell* nei propagatori dei canali **(t,u)**. Dalle (2.3) si vede che la dipendenza da s della sez. d'urto totale è differente a seconda del segno relativo degli autovalori di massa dei neutralini. Infatti per $\eta_i\eta_j = -1$ si ha un andamento tipo *onda s*, mentre per $\eta_i\eta_j = +1$ si ha un'*onda p* [80].

È difficile tracciare delle caratteristiche generali per l'andamento della sez. d'urto al variare dell'energia e dei parametri del MSSM. Ad es., essa può essere anche $\mathcal{O}$(nb) al picco dello Z^0 se i neutralini coinvolti hanno importanti componenti di higgsino, come accade nel caso $(i,j) = (1,2)$ per $\mu \ll M_2$, ma in generale sarà molto più moderata. L'importanza relativa dei meccanismi di produzione con scambio di Z^0 e di $\tilde{e}_{L,R}$ dipende crucialmente dalla composizione fisica dei neutralini prodotti, nonché, ovviamente da $m_{\tilde{e}_{L,R}}$. Un caso limite è quello in cui, con $i \neq j$, uno dei due neutralini è completamente gaugino (ad es., un fotino puro) e l'altro un puro higgsino. In questa situazione la σ riceve contributo solo dai canali **(t,u)** ed è piccolissima essendo proporzionale a $|G^{L,R}_{e(i,j)}|^2$, cioè $\mathcal{O}(m_e^2/M_W^2)$ (*cfr.* eqq.(A.7d,e)). Un'altra osservazione discende da un confronto col caso dei chargini: la produzione di neutralini ha sez. d'urto generalmente molto più piccola di quella per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+_i\tilde{\chi}^-_j$, sia per la presenza in questo secondo caso di contributi con scambio di γ, sia a causa del fatto che l'accoppiamento $Z^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j$ è in generale più piccolo di quello $Z^0\tilde{\chi}^+_i\tilde{\chi}^-_j$ (*cfr.* eqq.(A.3), (A.5)).

Nei § seguenti, alle energie di LEP I e II, ci si occuperà essenzialmente della produzione di neutralini leggeri, per i motivi cinematici esposti nel cap. precedente.

2.2 Ricerca di neutralini e limiti a LEP I

A LEP I, come a LEP II, i processi di maggior interesse nel settore dei gaugini-higgsini sono:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1, \tag{2.4a}$$

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1, \tag{2.4b}$$

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2, \tag{2.4c}$$

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2. \tag{2.4d}$$

Il primo di questi risulta tra i più efficaci a LEP per sondare lo spazio dei parametri del MSSM, grazie all'alta sezione d'urto nella gran parte dei casi cinematicamente

accessibili, alle caratteristiche segnature sperimentali ed alla soglia per produzione in coppia tra le più basse per particelle con $R = -1$. Viceversa, nella fondata ipotesi che il LN sia la LSP (quindi stabile e debolmente interagente), gli eventi derivanti dal processo (2.4b), che è quello maggiormente favorito dallo spazio delle fasi (*cfr.* cap.1), risultano purtroppo invisibili. Per questa reazione, quindi, negli schemi del SUGRA MSSM con conservazione della R-parità è, in linea di principio, possibile soltanto un'evidenza indiretta a LEP I derivante dall'osservazione di un eventuale eccesso del BR invisibile nei decadimenti dello Z^0 rispetto a quanto previsto dallo SM. Tuttavia, se nella (2.3b) o nella seguente formula per la larghezza del processo $Z^0 \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$:

$$\begin{aligned}\Gamma(Z^0 \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0) \;=\; & \frac{g^2\lambda^{1/2}(M_Z^2, m_i^2, m_j^2)}{48\pi M_Z^2 M_W^2}\left\{(|O_{ij}^{\prime\prime L}|^2 + |O_{ij}^{\prime\prime R}|^2)\left[\lambda(M_Z^2, m_i^2, m_j^2)\right.\right. \\ & \left.\left. -3M_Z^2(M_Z^2 - m_i^2 - m_j^2)\right] - 12\,\mathrm{Re}(O_{ij}^{\prime\prime L}O_{ij}^{\prime\prime R*})\eta_i\eta_j m_i m_j M_Z^2\right\},\end{aligned} \tag{2.5}$$

dove il fattore cinematico λ è definito da:

$$\lambda(a, b, c) = (a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc),$$

si sostituiscono gli accoppiamenti $O_{ij}^{L,R}$ e gli autovalori delle masse $\eta_{i,j}$, $m_{i,j}$ per $i = j = 1$, è facile accorgersi che il $\Delta\Gamma_{\mathrm{inv}}(Z^0)$ dovuto al decadimento dello Z^0 in due neutralini leggeri è previsto, nella regione dello spazio dei parametri SUSY non esclusa dalla ricerca diretta dei chargini, sempre al disotto dell'attuale errore sulla "misura" di $\Gamma_{\mathrm{inv}}(Z^0)$ agli esperimenti del LEP (*cfr.* il seguito ed, *e.g.*, ref.[31]). Ciò è dovuto al fatto che lo Z^0 si accoppia solo con due higgsini (e preferibilmente nella combinazione $\tilde{H}_a^0\tilde{H}_b^0$ (*cfr.* eqq.(A.3)). Nel caso in cui nello stato finale vi sono due neutralini leggeri identici, risulta che essi o sono prevalentemente gaugini o, per $|\mu|$ piccolo, sono stati di quasi-higgsino-B (*cfr.* figg. 1.1–1.4 e 1.9). L'accoppiamento dei 2 $\tilde{\chi}_1^0$ con lo Z^0, dunque, può essere non trascurabile solo in quest'ultima situazione, ma ciò è vero solo per $\tan\beta$ non troppo vicino ad 1 (*cfr.* eqq.(A.3) e il seguito). La produzione di coppie di NLN (2.4d) è generalmente sfavorita rispetto agli altri processi (2.4) dallo spazio delle fasi, come illustrato dalle curve di livello per la massa del $\tilde{\chi}_2^0$ date in fig. 1.10. Ne segue che $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ o è proibito (quasi sempre) o ha sez. d'urto troppo bassa nelle regioni non "coperte" da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ per poter

consentire un miglioramento dei limiti sullo spazio dei parametri SUSY posti da LEP I sulla base della ricerca di chargini.

Il processo (2.4c) è, invece, molto utile. Infatti, per quanto visto nel cap. precedente, esso è cinematicamente accessibile in una porzione dello spazio dei parametri SUSY più grande che non nel caso $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ e, inoltre, le sue tipiche segnature sperimentali sono molto caratteristiche: si tratta di eventi "sbilanciati" con grande $\not{E}$ da un lato del rivelatore – a causa della presenza invisibile del $\tilde{\chi}_1^0$ prodotto inizialmente – e, ad es., $(\ell^+\ell^-)$ oppure 2 *jets*, dall'altro insieme ad $\not{E}$ residua, in conseguenza dei principali modi di decadimento del NLN (vedi capp.3 e 4).

In fig. 2.2 è data un'impressione visiva della situazione riguardante le regioni del piano (μ, M_2) esplorabili o già escluse dagli esperimenti a LEP I, nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). Le zone evidenziate in scuro rappresentano le regioni che possono essere coperte sulla base del confronto tra la larghezza dello Z^0 prevista nello SM e quella che si avrebbe nel MSSM in presenza dei decadimenti $Z^0 \to \tilde{\chi}_{i\leq 2}^0\tilde{\chi}_{j\leq 2}^0$ e $Z^0 \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. Esse sono sostanzialmente individuate dalle curve di livello $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = M_z/2$, perché risulta che il decadimento in chargini leggeri, laddove cinematicamente permesso, porterebbe comunque ad un cambiamento della larghezza dello Z^0 superiore all'incertezza sperimentale. Lo stesso non può invece dirsi per il caso dei decadimenti in neutralini. Le linee continue contrassegnate da 'N12' corrispondono al limite cinematico per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP I. In ogni caso, per quanto detto sopra, gli esperimenti a LEP non sono in grado di esplorare una regione del piano più vasta di quella compresa tra queste linee (e/o nelle zone scure) e, quindi, esse rappresentano il risultato che si otterrebbe per i limiti sullo spazio dei parametri se la sez. d'urto per (2.4c) fosse dappertutto sufficientemente alta da consentire la rivelazione e la separazione dai fondi del segnale derivante. Le linee tratteggiate, invece, sono le curve di livello 0.6 pb per la sezione d'urto di produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (qui calcolata nel caso $m_0 = M_z$). Esse individuano una regione intermedia tra le due precedenti che è all'incirca sovrapponibile a quella fino a questo momento effettivamente esclusa grazie alle cosiddette "ricerche dirette" di eventi derivanti da produzione di neutralini, ovvero a quelle osservazioni che prescindono dalla misura della larghezza dello Z^0. Il livello 0.6 pb corrisponderebbe a ≈ 60 eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ totali a LEP I, considerando una luminosità integrata indicativa di $\mathcal{O}(100\,\mathrm{pb}^{-1})$. Una parte di questi non sarebbe rivelabile (a causa dei decadimenti invisibili del NLN, *cfr.* §3.5) e vi sarebbero, poi, da applicare dei tagli

sperimentali allo scopo di isolare il segnale dai fondi. Dunque la curva tratteggiata costituisce un ragionevole limite sul piano (μ, M_2) raggiungibile con le osservazioni a LEP per ogni fissato valore di $\tan\beta$.

Nelle figure del seguito, per semplicità e senza alcuna conseguenza sulla validità della trattazione della fisica dei neutralini a LEP II, si supporrà ottimisticamente che gli esperimenti a LEP, alla fine della fase I e dell'analisi di tutti i dati, siano in grado di escludere la totalità della regione in cui sono cinematicamente possibili $e^+e^- \to \tilde\chi_1^+\tilde\chi_1^-$ e/o $e^+e^- \to \tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0$. Ciò non costituisce, per altro, un grosso errore, come fig. 2.2 dimostra.

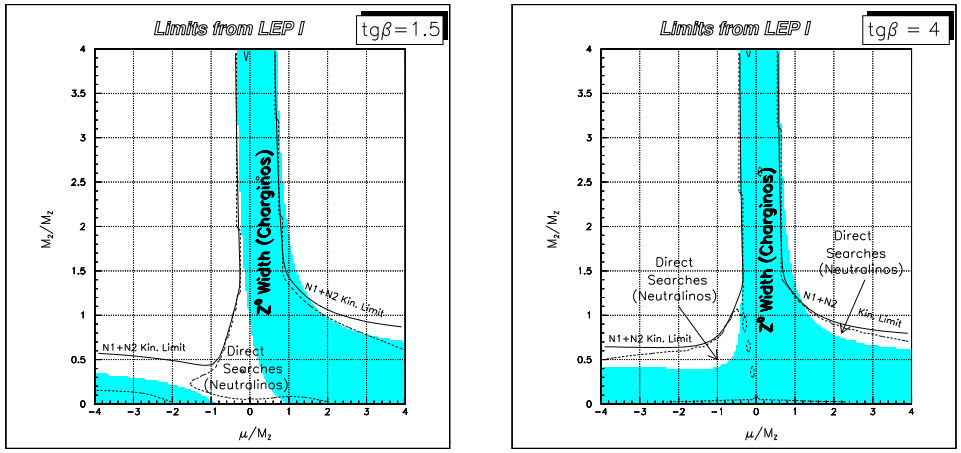


Fig. 2.2: Regioni esplorate e limiti nel piano (μ, M_2) dopo gli esperimenti a LEP I, nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra). Nella zona delimitatata dalla linea continua lo Z^0 può decadere in particelle visibili via neutralini $\tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0$. Nella zona scura può decadere in una coppia di chargini leggeri. La linea tratteggiata corrisponde a $\sigma(e^+e^- \to \tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0) = 0.6$ pb per $\sqrt{s} = M_Z$ (ed $m_0 = M_z$).

Per quanto riguarda i limiti raggiungibili a LEP direttamente sulle masse dei neutralini, con analisi del tipo su visto, è possibile, sotto le ipotesi del MSSM più l'unificazione di M_1 ed M_2 (I.14), escludere valori di $m_{\tilde\chi_1^0}$ minori di 20 GeV se $\tan\beta > 3$ e di 13 GeV per $\tan\beta > 2$ [43]. Per ottenere un risultato indipendente da $\tan\beta$, è necessario utilizzare il limite inferiore sulla massa del gluino ottenuto da

CDF con studi sulle collisioni $p\bar p$ al TeVatron ed assumere l'unificazione anche di M_3 (*cfr.* eq.(I.13)). Sotto queste forti ipotesi, il limite attuale è di 18.4 GeV per qualsiasi valore di $\tan\beta$ [81]. Allo stesso modo è stato stabilito che: $m_{\tilde\chi_2^0} > 45(40)$ GeV per $\tan\beta > 3(2)$ (LEP); $m_{\tilde\chi_2^0} > 40$ GeV, $\forall \tan\beta$ (LEP + $p\bar p$ + unificazione). Per i neutralini pesanti si ha: $m_{\tilde\chi_3^0} > 70$ GeV e $m_{\tilde\chi_4^0} > 108$ GeV per qualsiasi valore di $\tan\beta$ (LEP + $p\bar p$ + unificazione).

Per i chargini si ha: il LC, come può evincersi da quanto sopra, è sempre visibile a LEP se cinematicamente accessibile come prodotto dei decadimenti dello Z^0; quindi $m_{\tilde\chi_1^\pm} > 45.2$, sotto ipotesi del tutto generali, e $m_{\tilde\chi_1^\pm} > 47$ GeV, se si suppone che $m_{\tilde\chi_1^0} < 41$ GeV [43]. Per il $\tilde\chi_2^\pm$ è stato fissato un limite inferiore di 99 GeV, sotto l'ipotesi di unificazione della massa dei gaugini e usando i risultati di CDF [81].

Allo scopo di dare un'idea di come le caratteristiche dei processi di produzione di neutralini possano essere diverse al variare dei parametri SUSY e per mettere in evidenza il contributo delle varie componenti fisiche che componogono i neutralini, nelle figg. 2.3a,b è mostrato l'andamento della $\sigma_{\rm tot}$ (2.3) in funzione dell'energia nel c.m. $\sqrt{s}$, nell'intervallo interessante per LEP, rispettivamente per i processi a) $e^+e^- \to \tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0$ e b) $e^+e^- \to \tilde\chi_2^0\tilde\chi_2^0$ [64]. Le 4 curve si riferiscono tutte a dei casi in cui il valore di $\tan\beta$ è piuttosto vicino ad 1, in modo da porre l'accento soprattutto sulla dipendenza da μ ed M_2:

i) $M_2 = 0.2M_w$, $\mu = M_w$, $\tan\beta = 1.11 \Rightarrow m_{\tilde\chi_1^0} = 10.02$ GeV, $m_{\tilde\chi_2^0} = -49.29$ GeV; $\tilde\chi_1^0 \simeq \tilde\gamma$, $\tilde\chi_2^0 \simeq (66\%\tilde Z + 32\%\tilde H_a^0 + 2\%\tilde H_b^0)$.

ii) $M_2 = M_w$, $\mu = 0.15M_w$, $\tan\beta = 1.11 \Rightarrow m_{\tilde\chi_1^0} = -11.94$ GeV, $m_{\tilde\chi_2^0} = 48.49$ GeV; $\tilde\chi_1^0 \simeq \tilde H_b^0$, $\tilde\chi_2^0 \simeq (97\%\tilde\gamma + 3\%\tilde H_a^0)$.

iii) $M_2 = 0.3M_w$, $\mu = -0.6M_w$, $\tan\beta = 1.25 \Rightarrow m_{\tilde\chi_1^0} = 14.7$ GeV, $m_{\tilde\chi_2^0} = 46.5$ GeV; $\tilde\chi_1^0 \simeq \tilde\gamma(+0.3\%\tilde H_a^0)$, $\tilde\chi_2^0 \simeq (97\%\tilde H_b^0 + 3\%\tilde Z)$.

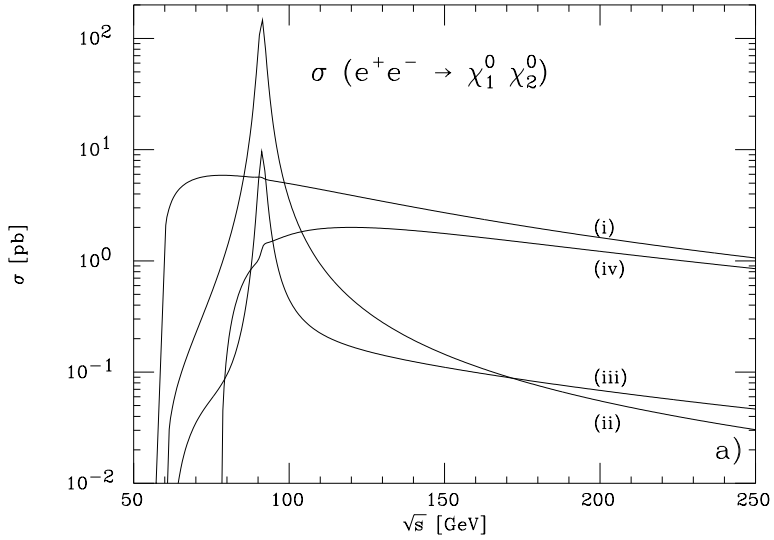
iv) $M_2 = 1.2M_w$, $\mu = 1.8M_w$, $\tan\beta = 1.11 \Rightarrow m_{\tilde\chi_1^0} = 13.26$ GeV, $m_{\tilde\chi_2^0} = 64.45$ GeV; $\tilde\chi_1^0 \simeq (60\%\tilde Z + 29\%\tilde H_a^0 + 11\%\tilde\gamma)$, $\tilde\chi_2^0 \simeq (88\%\tilde\gamma + 7\%\tilde H_a^0 + 5\%\tilde Z)$.

I casi **i-iv)** si collocano tutti in una regione dei parametri cinematicamente accessibile o già esclusa da LEP I. Si tratta di scenari particolarmente significativi nei quali, pur non variando considerevolmente i valori delle masse dei neutralini più leggeri,

la loro composizione è del tipo quasi-fotino, quasi-higgsino *etc.*, consentendo una analisi comparata delle diverse possibilità. La natura complessa del *mixing* fa sì che la dipendenza dall'energia possa essere molto diversa a seconda del caso esaminato. In particolare, in fig. 2.3a, è evidente la presenza del picco di risonanza dello Z^0 solo nei casi ii) e iii) in cui il contributo del diagramma **(s)** domina, poiché gli stati di quasi-higgsino-B (rispettivamente $\tilde{\chi}^0_1$ e $\tilde{\chi}^0_2$) possono accoppiarsi allo Z^0 insieme alle (pur piccole) componenti di higgsino dell'altro stato di neutralino. Infatti, si ha: $O''^L_{12} = 0.003,\ -0.082,\ 0.027,\ 0.004$, rispettivamente nei 4 casi. Ovviamente, nel caso di fig. 2.3b per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$, il picco non può esserci a causa della necessità di una energia nel c.m. $\gtrsim 93\,\mathrm{GeV}$ per produrre una coppia di $\tilde{\chi}^0_2$ in tutti e quattro i casi esaminati. Fig. 2.3a mostra anche che, nonostante le masse relativamente basse per i neutralini, la σ per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ è al massimo dell'ordine di 100 pb all'energia di LEP I, nel caso più favorevole ii).

Per quanto riguarda invece la produzione di coppie di LN in questi casi particolari, la σ per $\sqrt{s} = M_z$ vale: $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1) \simeq 7.8,\ 65.5,\ 7.2,\ 3.5$ pb rispettivamente nei casi i)-iv). Il contributo da $e^+e^- \to Z^0 \to 2\tilde{\chi}^0_1$ è: trascurabile nei casi i) e iii) in cui il LN è quasi un puro fotino; dello stesso ordine di grandezza dei contributi di tipo $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$ nel caso iv) e largamente dominante solo nel caso ii) in cui $\tilde{\chi}^0_1 \simeq \tilde{H}^0_b$. Se ne deduce che, nella situazione più favorevole, il BR per $Z^0 \to 2\tilde{\chi}^0_1$ è $\mathcal{O}(10^{-3})$, quindi piccolo se confrontato con l'attuale errore sperimentale su $\Gamma_{\mathrm{inv}}(Z^0)$, come anticipato. Inoltre nel caso ii) il chargino leggero ha massa pari a 40.8 GeV e lo scenario è escludibile sulla base di $Z^0 \not\to \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$. In generale, a causa sia della massa relativamente elevata del $\tilde{\chi}^0_1$ nelle zone non escluse dalla ricerca di chargini, sia del fatto che il LN quando è sufficientemente leggero corrisponde spesso a stati di fotino quasi puro (come nei casi i) e iii)), la $\Delta\Gamma_{\mathrm{inv}}(Z^0)$ che sarebbe introdotta dai decadimenti in due $\tilde{\chi}^0_1$ non è sufficiente ad escludere ulteriori regioni del piano (μ, M_2) . Solo in casi come il ii), in cui $\tilde{\chi}^0_1 \simeq \tilde{H}^0_b$ (con massa negativa, *cfr.* figg. 1.4 e 1.9), l'accoppiamento con lo Z^0 può divenire apprezzabile e tale da avvicinare la sensibilità sperimentale su $\Gamma_{\mathrm{inv}}(Z^0)$, purché non si abbia $\tan\beta \simeq 1 \Rightarrow \sin 2\theta_v \simeq 0$ (*cfr.* eqq.(A.3)).

In quanto sopra e nelle figg. 2.3a,b i calcoli per la σ sono stati eseguiti nell'ipotesi semplificativa di degenerazione dei selettroni con $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 40\,\mathrm{GeV}$ (valore volutamente molto prossimo al limite inferiore imposto da LEP, allo scopo di mettere in risalto i contributi dei canali **(t,u)**). Da quanto esposto nell'Introduzione si deduce che il prendere $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}$ non genera un grosso errore, infatti la separazione tra



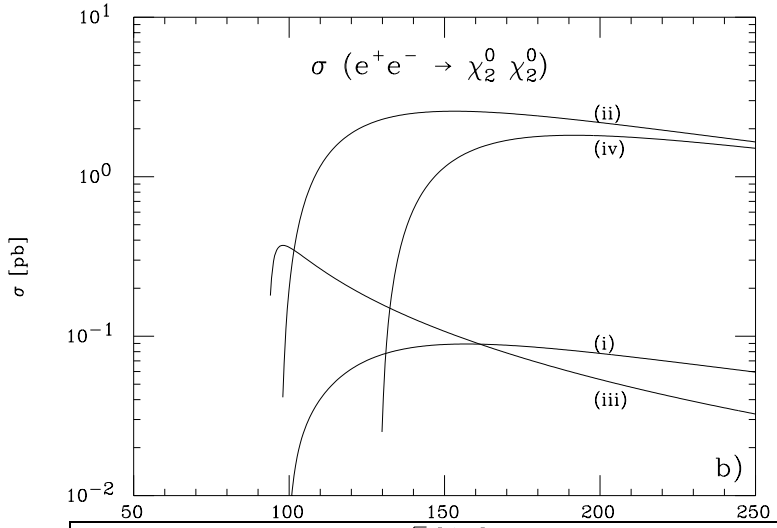


Fig. 2.3 Sezione d'urto totale (in pb) per la produzione di coppie di neutralini: a) $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, b) $\tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ in funzione di $\sqrt{s}$ per i casi (i)-(iv) descritti

le due masse non può comunque essere grande, almeno per valori moderati di M_2 (*cfr.* eqq.(I.16)). Tuttavia, per motivi che verranno esposti, nel seguito si preferirà fissare il parametro m_0 alla scala GUT e ricavare la massa dei selettroni e degli altri sfermioni usando la (I.15).

2.3 Produzione di neutralini a LEP II

Prima di affrontare la fenomenologia dei neutralini a LEP II, è opportuno discutere i problemi riguardanti la scelta del *set* di parametri indipendenti del modello SUSY da utilizzare nell'analisi, nonché l'individuazione degli intervalli di valori di questi parametri che vanno esplorati con maggiore dettaglio, per i quali i processi coinvolgenti neutralini assumono un particolare interesse.

Ancora prima di ciò, è necessario fissare le idee sui parametri riguardanti il LEP e la situazioni tipiche nelle quali verranno effettuati gli esperimenti e le analisi. I programmi più recenti [58] per la seconda fase della macchina del CERN prevedono, a partire dal 1996, una prima fase con energia nel c.m. $\sqrt{s} = 175$ GeV, cioè sotto la soglia per produzione di due Z^0 reali. La luminosità integrata prevista in questa fase è di 500 pb^{-1}. Al termine di questa periodo, l'anello dovrebbe essere portato ad un'energia $\sqrt{s} = 205\,\text{GeV}$ con $\int \mathcal{L}\, dt = 300\,\text{pb}^{-1}$. Tra queste due fasi è possibile che venga programmato un *run* intermedio con $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ e $\int \mathcal{L}\, dt = 300\,\text{pb}^{-1}$.

Venendo al modello, si farà qui uso delle considerazioni generali dell'Introduzione, §I.2. Per calcolare le sez. d'urto per i processi di produzione di neutralini a LEP II bisogna ovviamente fissare la massa dei selettroni. Poiché lo scopo di questo lavoro è la valutazione del segnale sperimentalmente rivelabile, nel seguito occorrerà anche conoscere la massa di tutte le altre particelle SUSY che possono intervenire nei successivi decadimenti dei $\tilde{\chi}^0_{i\neq 1}$ che portano allo stato finale (*cfr.* capp. 3 e 4). Si vedrà che ne risultano coinvolti praticamente tutti gli sfermioni, il che rende complicato l'utilizzo delle masse di ognuna di queste particelle come parametri indipendenti nell'analisi. Si è scelto, quindi, di fissare nel seguito m_0 alla scala GUT e di ricavare, per ogni fissato M_2, i valori di $m_{\tilde{e}_{L,R}}$, $m_{\tilde{\nu}_{e,L}}$, $m_{\tilde{q}_{L,R}}$, *etc.* tramite l'evoluzione con le RGE's e segnatamente mediante le (I.16). L'aspetto spiacevole di questa opzione è che ci si ritrova con un *set* di parametri SUSY indipendenti per così dire "misto", nel senso che M_2 (od M_1) , μ e $\tan\beta$ sono grandezze calcolate alla scala EW, mentre

m_0 è definita alla scala GUT. In ogni caso è sempre possibile, sebbene meno immediato, riesprimere tutte le quantità fisiche in termini di $m_{1/2}$, μ e $\tan\beta$ valutate alla scala GUT. Le cose risultano ulteriormente complicate se si tiene conto del fatto che anche le particelle di Higgs possono giocare un ruolo nelle fenomenologia dei neutralini a LEP II (*cfr.* cap.3). Sarà dunque nel seguito necessario fissare un ulteriore parametro del MSSM (ad es., m_{A^0}) per calcolare le masse e gli accoppiamenti di h^0, A^0, H^0, $H^\pm$, a meno di voler entrare in modelli più restrittivi in cui il settore di Higgs è determinato una volta fissati m_0, $m_{1/2}$, $\text{sgn}(\mu)$ e $\tan\beta$ (*cfr.* §I.3).

Riguardo agli intervalli di variazione dei parametri, essi saranno scelti sulla base delle seguenti considerazioni. Per $\tan\beta$, così come fatto nel cap.1, ci si concentrerà generalmente sul *range* $1 < \tan\beta \leq 4$, che è quello favorito dalle considerazioni teoriche di cui nell'Introduzione (*cfr.* §§I.2 e I.3) (se si trascura una finestra per valori molto alti $\simeq 60$, per la quale ci si può regolare in parte sulla base delle figg. 1.7, 1.8). La scelta del *range* per m_0 è, invece, cruciale e sarà guidata dalle considerazioni fisiche generali che seguono. I limiti inferiori sulle masse degli sleptoni da LEP e degli squarks dal TeVatron, nonché gli spettri autoconsistenti forniti nell'Introduzione, indicano come improbabili valori di $m_0 \lesssim 50\,\text{GeV}$. Infatti, se $M_2 \simeq M_Z/2$ (cioè un valore basso, ma non escluso a LEP I), dalla (I.15) segue che: $m_0 = 50\,\text{GeV} \Rightarrow m_{\tilde{q}_{L,R}} \approx 150\,\text{GeV}$, e $m_{\tilde{\nu}_{e,L}} \approx 60\,\text{GeV}$, il che è molto vicino (o già escluso) agli attuali limiti sperimentali. D'altra parte, se si scegliesse un valore molto alto per m_0, ad es. $m_0 \approx 500\,\text{GeV}$, sebbene ciò sia da un punto di vista teorico pienamente ammissibile, toglierebbe alla fenomenologia dei neutralini a LEP II parte del suo interesse. Infatti, si è visto nel §1.3 che il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ può dare segnale nelle zone LNR ed RNR in cui vi è assenza di segnale da chargini. In quelle regioni, però, poiché i due neutralini più leggeri sono prevalentemente gaugini (*cfr.*§1.1), i contributi più rilevanti al segnale vengono dai canali **(t,u)** con scambio di selettroni. Ne segue che, per m_0 alto, la *rate* di produzione di neutralini è troppo bassa e non aggiunge una informazione rilevante a quella ottenibile dalla ricerca di coppie $\tilde{\chi}^\pm_1$, in ordine alla esclusione di regioni del piano (μ, M_2). Viceversa, è chiaro che se gli sleptoni fossero sufficientemente leggeri da poter essere prodotti in coppia (ad es., $e^+e^- \to \tilde{e}^\pm_{L,R}\tilde{e}^\mp_{L,R}$), essendo il segnale SUSY da essi derivanti ben più copioso, le ricerche di neutralini assumerebbero più un interesse come studio di precisione che come metodo per scoprire l'esistenza della SUSY od escludere regioni dello spazio dei parametri. Tutto ciò indica come particolarmente rilevante lo studio del segnale

da neutralini a LEP II per valori dei parametri SUSY tali da collocare tutte le altre soglie per produzione in coppia di particelle con $R = -1$ al di sopra, ma non di molto, delle potenzialità della macchina. Così se si fissa ad es. $m_0 = M_Z$, si ha dalla (I.15), per $M_2 = M_Z$ e $\tan\beta = 1.5$:
$m_{\tilde{\ell}_L} = 124\,\text{GeV},\ m_{\tilde{\ell}_R} = 104\,\text{GeV},\ m_{\tilde{\nu}_{\ell,L}} = 114\,\text{GeV}$;
$m_{\tilde{q}_{L,R}} \simeq 270 \div 280\,\text{GeV}$;
mentre per $\tan\beta = 4$ si ha:
$m_{\tilde{\ell}_L} = 129\,\text{GeV},\ m_{\tilde{\ell}_R} = 109\,\text{GeV},\ m_{\tilde{\nu}_{\ell,L}} = 105\,\text{GeV}$;
$m_{\tilde{q}_{L,R}} \simeq 270 \div 290\,\text{GeV}$,
almeno per i *partners* dei fermioni leggeri ovvero, in assenza di *mixing* significativo, anche per gli s-top. In questo caso nessuna coppia di sfermioni è alla portata di LEP II e ciò continua ad essere vero per tutti i valori più grandi di M_2. Per $m_0 = M_Z$, inoltre, i contributi alla produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ dai canali **(t,u)** sono generalmente rilevanti e confrontabili con quello proveniente da scambio di Z^0 nel canale **(s)**. Con questa scelta di m_0, inoltre, la possibilità che lo sneutrino sia la LSP viene del tutto eliminata, di modo che è sempre possibile identificare il $\tilde{\chi}^0_1$ con la particella SUSY più leggera, con le importantissime conseguenze fenomenologiche di cui si è detto. Nel seguito, dunque, i risultati delle analisi verranno forniti generalmente per $m_0 = M_Z$. Inoltre, limitatamente alla sez. d'urto totale per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, verranno illustrati sia l'andamento del segnale al variare di m_0 tra 50 GeV ed 1 TeV fissando i valori di (μ, M_2) in corrispondenza di alcuni Scenari significativi (*cfr.* §2.4), sia il suo comportamento su tutto il piano (μ, M_2) aumentando m_0 fino a $3M_Z$, nel caso $\tan\beta = 1.5$ (*cfr.* fig. 2.11).

2.3.1 Reazioni secondarie

Per fissare le idee, si supponga per un momento che $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ e che $\tan\beta = 1.5$, con $m_0 = M_Z$. Nelle figg. 2.4–2.6 sono date le curve di livello nel piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale (in pb) calcolata dalle (2.3), rispettivamente dei processi: $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$, $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$ e $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$, ossia tutte le possibili reazioni di produzione in coppia di neutralini a LEP II (non escluse dai limiti di LEP + TeVatron), diverse dalla "principale" $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. In tutte e 4 le figure, insieme alle curve di livello, sono riportate in grassetto ed indicate rispettivamente con 'N12' e 'C' le curve corrispondenti ai limiti cinematici per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ e $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ (per

$\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) che individuano le regioni di particolare interesse LNR ed RNR (*cfr.* 1.3). È anche evidenziata in scuro la regione del piano approssimativamente ed "ottimisticamente" esclusa da LEP I (vedi sopra). In ogni figura i diversi livelli (comunque indicati) per la σ sono rappresentati con linee di stile diverso: in fig. 2.4 per $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$, la linea continua si riferisce a 0.1 pb, la linea a tratti a 0.4 pb, la linea a punti a 0.7 pb e la linea a tratti e punti a 1 pb; in fig. 2.5 per $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$ gli stessi stili corrispondono a 0.1, 0.5, 1.0, 1.5 pb; in fig. 2.6 per $\tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ la notazione è la stessa che per il caso $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$.

Per la coppia di LN, la figura relativa dimostra che la sez. d'urto per la produzione a LEP II è superiore ai 100 fb solo se $|\mu| \gtrsim 1$, come è facilmente spiegabile osservando che solo in questo caso il $\tilde{\chi}^0_1$ ha componenti di Z-ino e, soprattutto, fotino rilevanti (*cfr.* §1.1 e le tabelle del §2.4) che si accoppiano con i selettroni dando luogo ad un buon contributo dai canali **(t,u)**. Viceversa, nel canale **(s)** l'accoppiamento dello Z^0 scambiato con le componenti di higgsino dei $\tilde{\chi}^0_1$ è sufficientemente grande da produrre una sez. d'urto di rilievo solo quando $|\mu|$ è molto piccolo (essendo qui $\tan\beta = 1.5$), così come accadeva nel caso dei decadimenti $Z^0 \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$ a LEP I (vedi sopra). La ragione fisica è la stessa di cui sopra: per $\tan\beta$ vicino ad 1 l'accoppiamento favorito è $Z^0\tilde{H}^0_a\tilde{H}^0_b$. A causa del più vasto spazio delle fasi a disposizione $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1)$ può valere anche più di 500 fb in regioni non accessibili per la produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, cioè al di sopra delle curve 'N12', e inoltre si ha $\sigma \approx 100\,\text{fb}$ anche per $M_2 \simeq 2M_Z$, se $|\mu| \gtrsim M_Z$. È curioso notare come la regione delimitata da una curva con $M_2 \lesssim M_Z/2$ e $\mu > 0$ nella quale il LN è praticamente un fotino (*cfr.* figg. 1.1 e 1.9) si traduca in una zona molto ben delineata in cui la sez. d'urto è circa costante e $\mathcal{O}(1\,\text{pb})$. Naturalmente vale qui quanto detto sopra riguardo alla non rivelabilità di questo segnale (a causa della stabilità della LSP debolmente interagente) che ha, quindi, di per sé scarso interesse. Tuttavia i risultati mostrati in fig. 2.4 sono interessanti in ordine alla valutazione del segnale con γ ed energia mancante, quindi ben visibile, che proviene da un altro meccanismo di produzione di neutralini a LEP II di grande interesse, ma la cui sez. d'urto è $\mathcal{O}(\alpha_W^2\alpha_{em})$: $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1\gamma$ [88, 89, 90]. Per questa reazione, infatti, esiste un calcolo dell'elemento di matrice soltanto nel caso in cui $\tilde{\chi}^0_1 \equiv \tilde{\gamma}$ [91]. Di questo ed altri processi simili si accennerà anche nel §4.1 in connessione col segnale $\gamma + \not{E}$ che ha origine da $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. In questo lavoro, comunque, non ci si occuperà di questo tipo di reazioni e si concentrerà l'attenzione solo sui processi al livello di ampiezze di Born.

Riguardo alla produzione di coppie leggero-pesanti $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$, la fig. 2.5 mostra chiaramente che la sez. d'urto per questo processo è apprezzabile per motivi meramente cinematici solo nelle zone in cui $m_{\tilde{\chi}^0_3} \lesssim 120 \div 130\,\mathrm{GeV}$, come un confronto con la curva di livello 125 GeV in fig. 1.11 conferma. In pochissimi casi la σ supera 1.5 pb, tuttavia ciò accade in una ristretta zona non esclusa da LEP I e, quindi, di un certo interesse. Inoltre, questo processo ha segnature caratteristiche simili a quelle di $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ dal punto di vista dell'energia e del momento trasverso mancante, ma può dar luogo a stati finali molto complessi in seguito a decadimenti "a cascata" del tipo $\tilde{\chi}^0_3 \to \tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1$ con produzione di coppie di fermioni ad ogni passo oppure a catene ancora più lunghe nelle quali sia coinvolto anche il chargino leggero. Ciò nonostante, se ci si limita ad esaminare l'entità totale di questo segnale sotto la condizione di non producibilità dei chargini, ovvero nelle regioni LNR ed RNR, la figura dimostra che esso è praticamente sempre trascurabile, risultando in quasi tutti i casi inferiore ai 100 fb totali.

Un discorso analogo vale per la produzione di coppie di NLN (fig. 2.6). In questo caso, infatti, la sez. d'urto supera il mezzo pb praticamente solo nelle regioni già escluse da LEP I ed è sempre inferiore ai 100 fb in LNR ed RNR. Il segnale è basso nella zona ad alto M_2 per la già citata depressione degli accoppiamenti tra lo Z^0 e due higgsini identici. Inoltre, $\tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ producono stati finali con grande energia mancante, ma senza le caratteristiche di "sbilanciamento" che sono invece tipiche delle segnature di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ e che aiutano nella separazione del segnale dai fondi. Si noti che anche in fig. 2.6 è ben visibile la caratteristica "zona di scambio" $\tilde{\chi}^0_1 - \tilde{\chi}^0_2$ di cui si è detto sopra.

Riassumendo, si può dire che se si è interessati ai processi di produzione di neutralini al livello più basso che diano un segnale visibile nelle regioni dello spazio dei parametri SUSY in cui nessun'altra coppia di particelle con $R = -1$ può essere prodotta a LEP II, allora ci si può limitare – con buona approssimazione – a studiare la reazione $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, imponendo $m_0 \gtrsim M_z$ e focalizzandosi nelle zone LNR ed RNR del piano (μ, M_2), per ogni fissato valore di $\tan\beta$. Questo è esattamente lo scopo principale che si propone il presente lavoro. È chiaro invece che un'analisi completa del segnale da neutralini in tutti gli scenari del MSSM non esclusi da LEP I non può prescindere dalla valutazione dei contributi degli altri processi di produzione di coppie di neutralini leggeri o leggero-pesanti di cui sopra, né trascurare l'apporto di processi di ordine superiore come il processo radiativo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1\gamma$. Ciò va

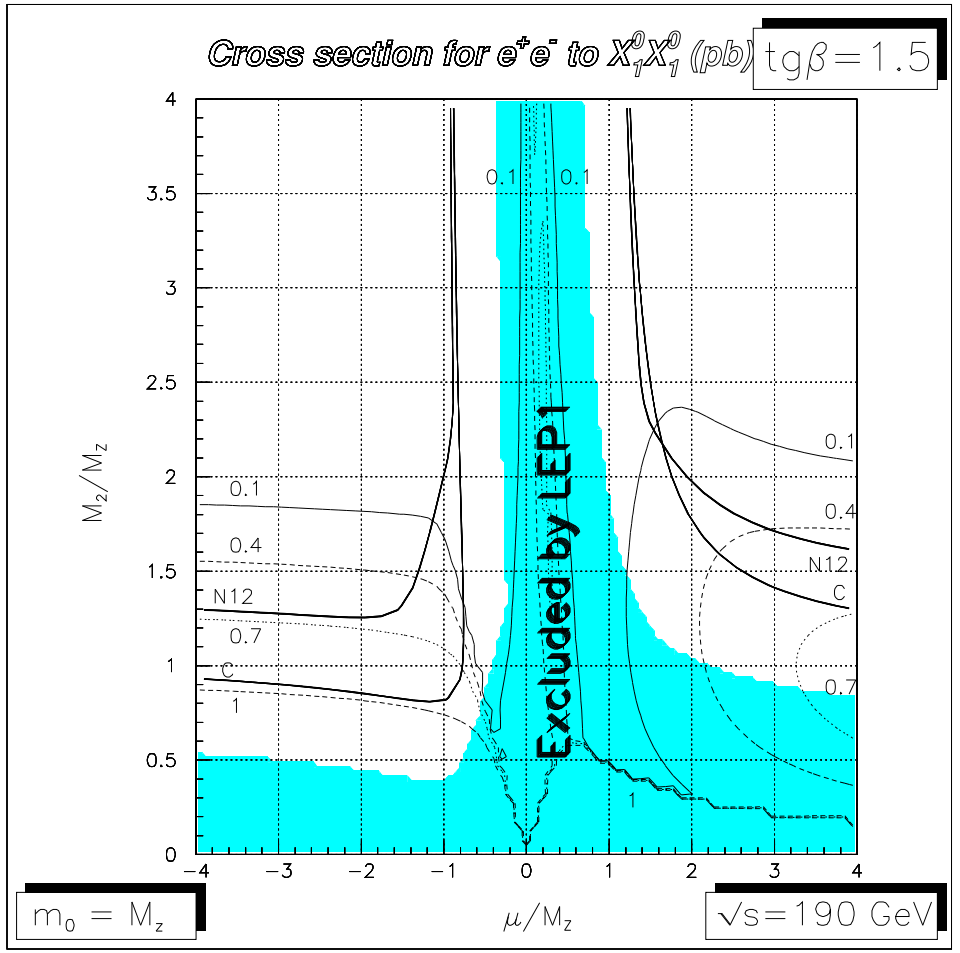


Fig. 2.4: Curve di livello per la sez. d'urto totale (pb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per la produzione di 2 $\tilde{\chi}^\pm_1$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ (indicata con 'N12'). La regione approssimativamente esclusa dai dati di LEP I è evidenziata in scuro.

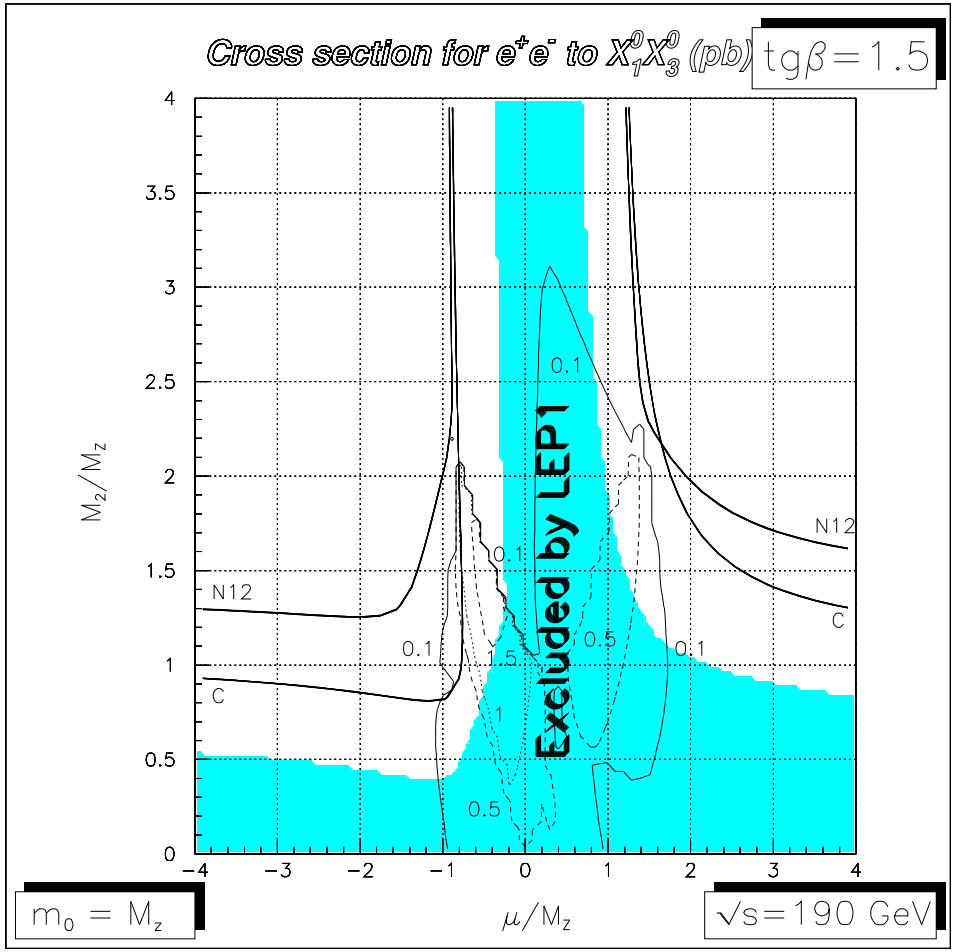


Fig. 2.5: Curve di livello per la sez. d'urto totale (pb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.4. La regione approssimativamente esclusa dai dati di LEP I è evidenziata in scuro.

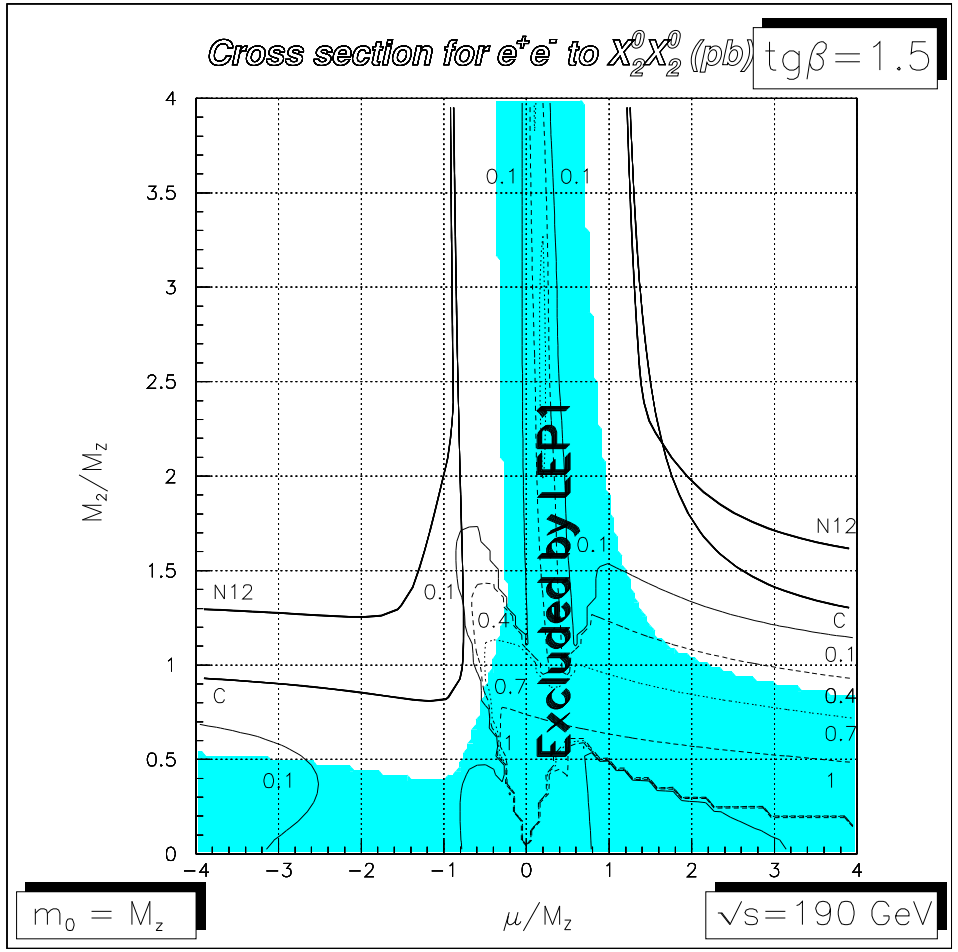


Fig. 2.6: Curve di livello per la sez. d'urto totale (pb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.4. La regione approssimativamente esclusa dai dati di LEP I è evidenziata in scuro.

oltre gli scopi di questa dissertazione, ma rientra nel piano generale di ricerca che ci siamo proposti di proseguire e completare in un futuro lavoro [87].

2.3.2 Il processo principale $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$

Finalmente, nelle figg. 2.7–2.11 sono disegnate le curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in una serie di casi interessanti ad esemplari a LEP II, di modo che sia possibile valutarne la dipendenza al variare dell'energia nel c.m. della macchina, di $\tan\beta$ e di m_0 nell'intervallo di valori sopra fissato. In tutte le figure, analogamente a quanto fatto per le precedenti, si è evidenziata in scuro la regione "ottimisticamente" esclusa dai dati di LEP I; le curve in grassetto contrassegnate da una 'N' e da una 'C' rappresentano il limite cinematico rispettivamente per produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e di $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ a LEP II per i valori di $\sqrt{s}$ e di $\tan\beta$ di volta in volta indicati; esse individuano caso per caso le regioni LNR ed RNR. I vari livelli per la sez. d'urto sono indicati, accanto a linee di stile diverso, in fb. Per quanto detto nel §1.3, in ogni figura è stata "tagliata fuori" la regione del piano (μ, M_2) di fig. 1.18 in cui il chargino leggero è la LSP. Ciò comporta, a causa della interpolazione automatica eseguita dal pacchetto grafico PAW, che nelle zone immediatamente adiacenti quelle regioni le curve di livello risultano falsate. Questa imprecisione non costituisce, comunque, un particolare problema dato che si tratta, in ogni caso, di porzioni dello spazio dei parametro già escluse dai dati di LEP I.

In fig. 2.7 è rappresentato il caso $\tan\beta = 1.5$ all'energia minima prevista $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$. Le linee continue corrispondono ai livelli 10 fb, 500 fb e 1 pb; le linee a tratti sono relative ai livelli 50 fb e 1.7 pb; le linee a punti si riferiscono ai livelli 100 fb e 2.4 pb e la linea a tratti e punti, infine, è per 200 fb. Si noti come la σ superi il pb nelle regioni non escluse da LEP I solo in due zone collocate ambedue nella fascia $-0.8M_z \lesssim \mu \lesssim 1.4M_z$, per valori di $M_2 \gtrsim M_z \div 1.5M_z$ e separate dalla striscia $0 \lesssim \mu \lesssim 0.4M_z$ che coincide, per quei valori di M_2, con la regione in cui $\tilde{\chi}_1^\pm \equiv$ LSP. Tali zone ad alta sez. d'urto scavalcano largamente la regione esclusa da LEP I per alti M_2 e si spingono fino al limite cinematico per il processo a LEP II. In esse la σ può superare 1.7 (2.4) pb se $M_2 \gtrsim 1.5\,(2.5)M_z$, laddove μ è negativo, mentre la stessa cosa accade per $M_2 \gtrsim 2\ (3.5)M_z$ per μ positivo. Ciò corrisponde ad avere ben oltre mille eventi totali di $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ nella fase di LEP II con $\int \mathcal{L}\,dt = 500\,\text{pb}^{-1}$ prevista a $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$. Ne segue che, sebbene nelle zone su individuate sia quasi sempre possibile produrre anche coppie di $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ con segnale SUSY ancora più rilevante, esse costituiscono una regione del piano di grande interesse per la fenomenologia dei neutralini a LEP II e verranno nel seguito denominate con le sigle **HCL** ("High Cross-section Left [Region]"), per quella con $\mu < 0$, e **HCR** ("High Cross-section Right [Region]"), per quella con $\mu > 0$ (si vedano le figg. 2.13 e 2.14 nel §2.4, per una loro precisa individuazione grafica). La motivazione fisica della presenza di un forte segnale in HCL ed HCR è che in esse i due neutralini più leggeri sono costituiti essenzialmente da higgsini in una combinazione tale da accoppiarsi fortemente con lo Z^0 nel canale **(s)** anche per valori di $|\mu|$ relativamente grandi, a differenza di quanto accade quando ad essere prodotte sono coppie di neutralini uguali (*cfr.* figg. 2.4 e 2.6). Al di fuori di queste zone particolari, la sez. d'urto può comunque superare il mezzo pb nelle regioni del piano (μ, M_2) ancora permesse dopo le osservazioni a LEP I e, cosa di particolare interesse, il segnale totale può restare al disopra dei 200 fb anche in LNR ($\mu \lesssim -M_z/2$) dove nessun altro segnale supersimmetrico può essere presente. Anche nella regione RNR con le stesse prerogative, ma con $\mu \gtrsim 1.5M_z$, si può avere $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0) = 50 \div 100\,\text{fb}$. Poiché il segnale in LNR ed RNR difficilmente va oltre i 100 eventi in una fase di LEP II con 500 pb^{-1} di luminosità integrata, si impone uno studio dettagliato di questo processo e una sua attenta comparazione con i fondi dello SM.

In fig. 2.8 sono date, con le stesse notazioni adottate nella figura precedente, le curve di livello per il caso $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$, ossia per la fase intermedia di LEP II, ancora per $m_0 = M_z$ e $\tan\beta = 1.5$. Le differenza col caso $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$, oltre all'ovvio spostamento verso valori M_2 e $|\mu|$ più alti delle linee in grassetto per i limiti cinematici di $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e di $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, è costituita dal fatto che le curve di livello 1.4 pb e 1.8 pb all'incirca sostituiscono in HCL ed HCR quelle che nel caso precedente corrispondevano ad 1.7 e 2.4 pb; ovvero: aumentando $\sqrt{s}$ il segnale nelle regioni ad alta sez. d'urto diminuisce. Ciò va spiegato col fatto che per $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ si è più lontani dalla risonanza dello Z^0 nel canale **(s)**, che in queste regioni porta il massimo contributo alla σ. Il comportamento è, infatti, abbastanza simile a quello che si aveva nello scenario **ii)** di fig. 2.3a per il caso di LEP I, in cui $M_2 \gg \mu$ e, sebbene il NLN fosse prevalentemente fotino, la sua piccola componente di $\tilde{H}_a^0$ poteva fortemente accoppiarsi con lo Z^0 e con il $\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{H}_b^0$. Una rappresentazione grafica molto più diretta del tipo di dipendenza da $\sqrt{s}$ che la σ ha in Scenari tipici delle regioni HCL ed HCR può trovarsi nella fig. 2.15 del prossimo

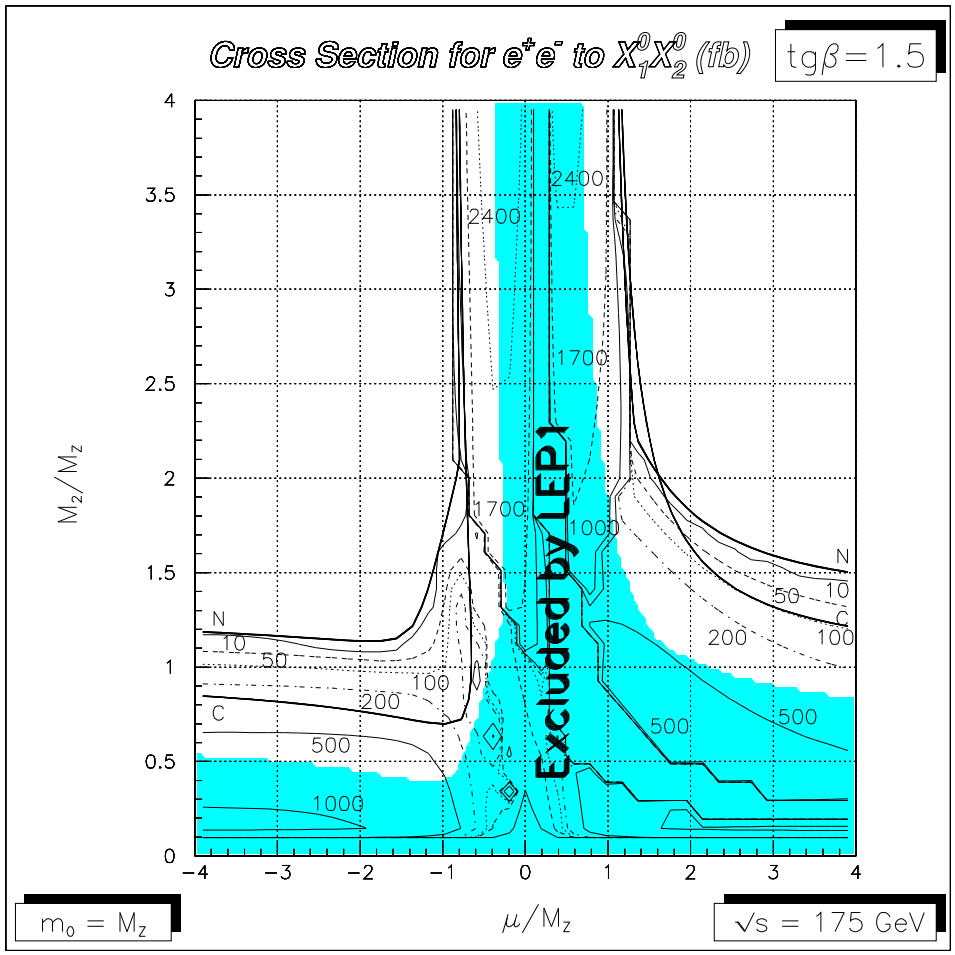


Fig. 2.7: Curve di livello per la sez. d'urto totale (fb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II (energia minima: $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per la produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La zona scura rappresenta approssimativamente la regione esclusa dai dati di LEP I.

§.

I cambiamenti della situazione che si potrebbero avere quando la macchina verrà spinta fino alla massima energia per essa prevista ($\sqrt{s} = 205\,\text{GeV}$), possono apprezzarsi in fig. 2.9, per la quale si sono ancora scelti $m_0 = M_z$ e $\tan\beta = 1.5$ e nella quale le notazioni per le curve di livello sono ancora le stesse. Si notino: l'ulteriore traslazione verso l'alto e verso l'esterno delle curve in grassetto per i limiti cinematici di neutralini e chargini; l'ulteriore diminuzione della sez. d'urto in HCL ed HCR, nelle quali ora, per avere $\sigma > 1.6\,\text{pb}$, bisogna salire a valori di $M_2 \gtrsim 3.5 M_z$, ottenendoli solo per $\mu < 0$. Riguardo al segnale nelle regioni LNR ed RNR, non tragga in inganno il fatto che le curve di livello al loro interno subiscano rispetto ai casi precedenti un lieve spostamento verso il basso – ovvero verso la linea 'C' – relativamente alle curve per i limiti cinematici. Infatti, fissando l'attenzione su una singola curva di livello, *e.g.* quella corrispondente a 200 fb in LNR, si nota che essa invece si sposta verso valori di M_2 più alti rispetto ai casi $\sqrt{s} = 175$ e 190. È chiaro però che, fissato un punto (μ, M_2), all'aumentare dell'energia nel c.m., anche il limite cinematico per produzione di coppie di chargini leggeri si alza, di modo che un punto che ad energie più basse si trovava in LNR, può in seguito uscirne fuori. Ciò significa che in quel punto si avrà più segnale da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ rispetto a prima, ma si avrà anche dell'altro segnale SUSY proveniente da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$.

Quanto accade se si cambia il valore di $\tan\beta$ ha una sua rappresentazione grafica in fig. 2.10 che, essendosi per essa scelto $\tan\beta = 4$, $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ e $m_0 = M_z$, va confrontata con fig. 2.8. Tutte le notazioni per le due figure sono identiche. Naturalmente al cambiamento di $\tan\beta$ corrisponde una variazione delle dimensioni e della forma della regione scura esclusa da LEP I secondo le modalità descritte in fig. 2.2 e delle regioni LNR ed RNR nel modo illustrato in fig. 1.17. Si notano, rispetto al caso $\tan\beta = 1.5$, una leggera diminuzione del segnale totale sia in LNR (che qui non può più raggiungere i 200 fb – ma si osservi anche che ciò non dipende da una minore σ in un fissato punto, bensì da una riduzione delle dimensioni della regione LNR), sia in HCL ed HCR. Inoltre, in questo caso la sez. d'urto totale difficilmente supera il mezzo pb nelle regioni non escluse da LEP I differenti da HCL ed HCR. Ciò costituisce una prima dimostrazione del fatto che, come sarà confermato nel seguito, $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ risulta più favorito nei casi con $\tan\beta$ basso, soprattutto dal punto di vista del confronto con $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ come strumento per esplorare la maggior parte possibile dello spazio dei parametri del MSSM.

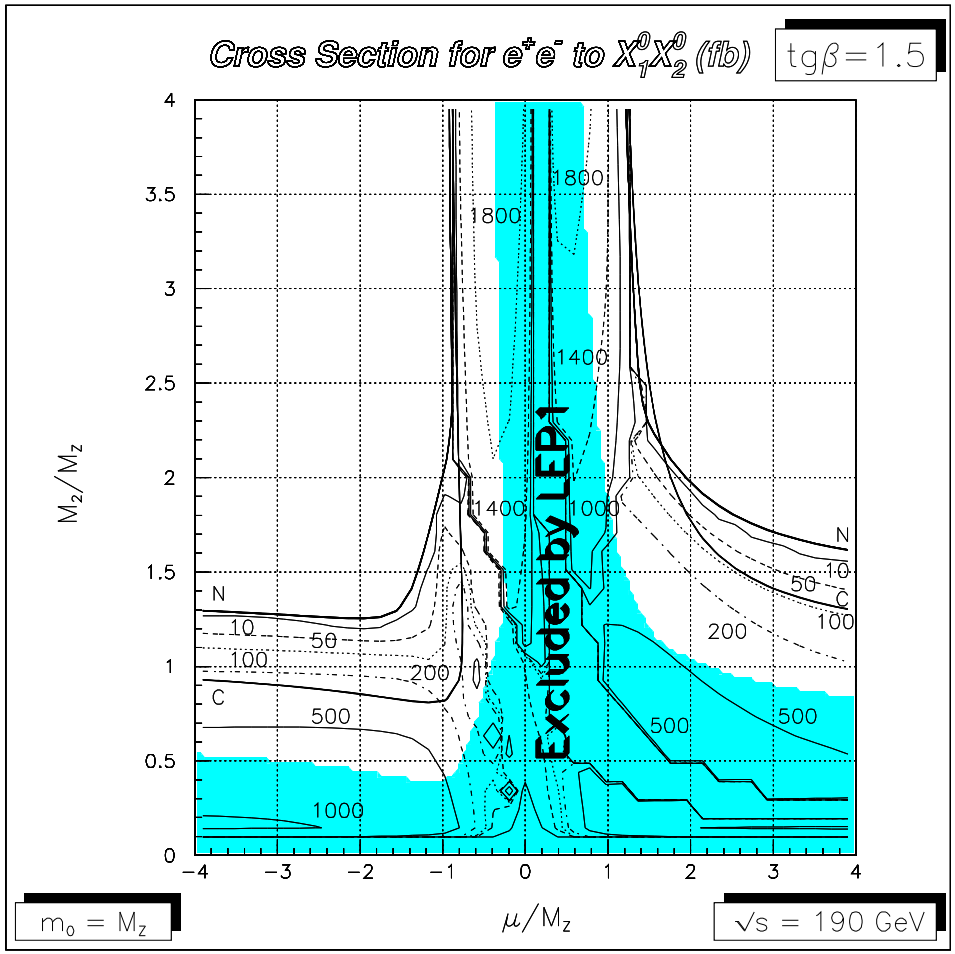


Fig. 2.8: Curve di livello per la sez. d'urto totale (fb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II (energia intermedia: $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.7. La zona scura rappresenta approssimativamente la regione esclusa dai dati di LEP I.

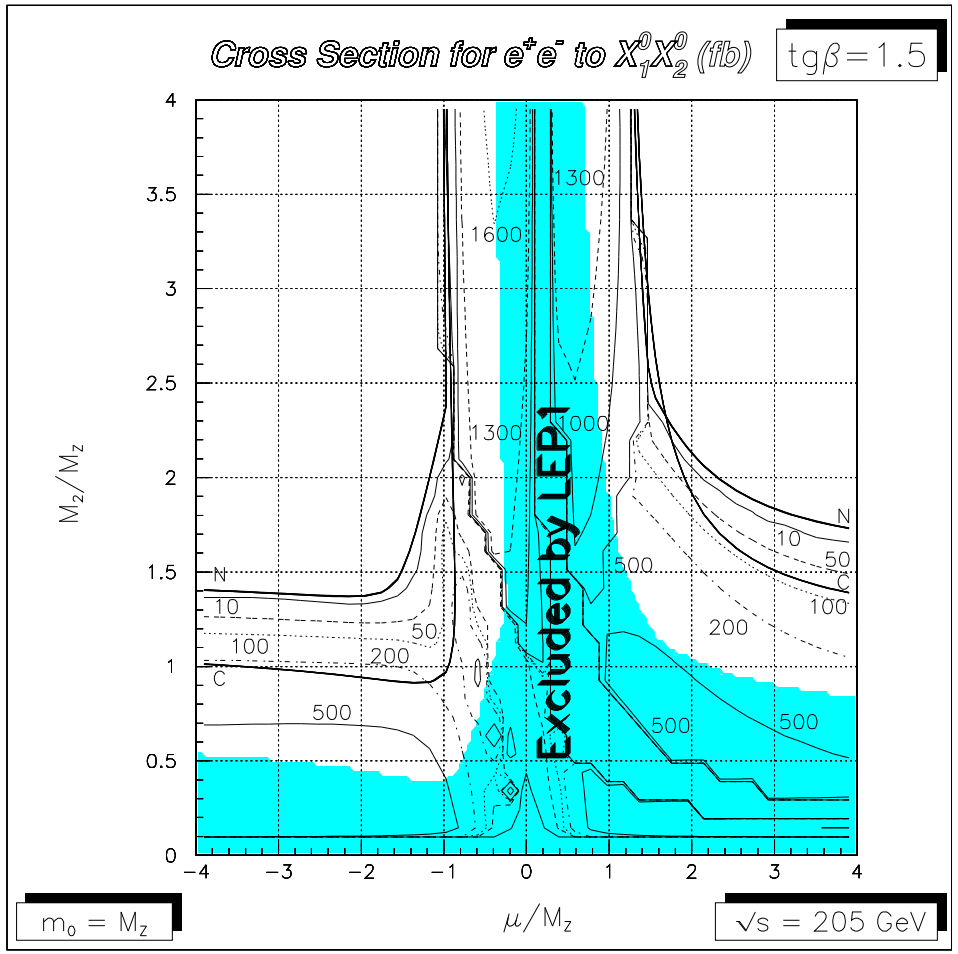


Fig. 2.9: Curve di livello per la sez. d'urto totale (fb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II (energia massima: $\sqrt{s} = 205\,\mathrm{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.7. La zona scura rappresenta approssimativamente la regione esclusa dai dati di LEP I.

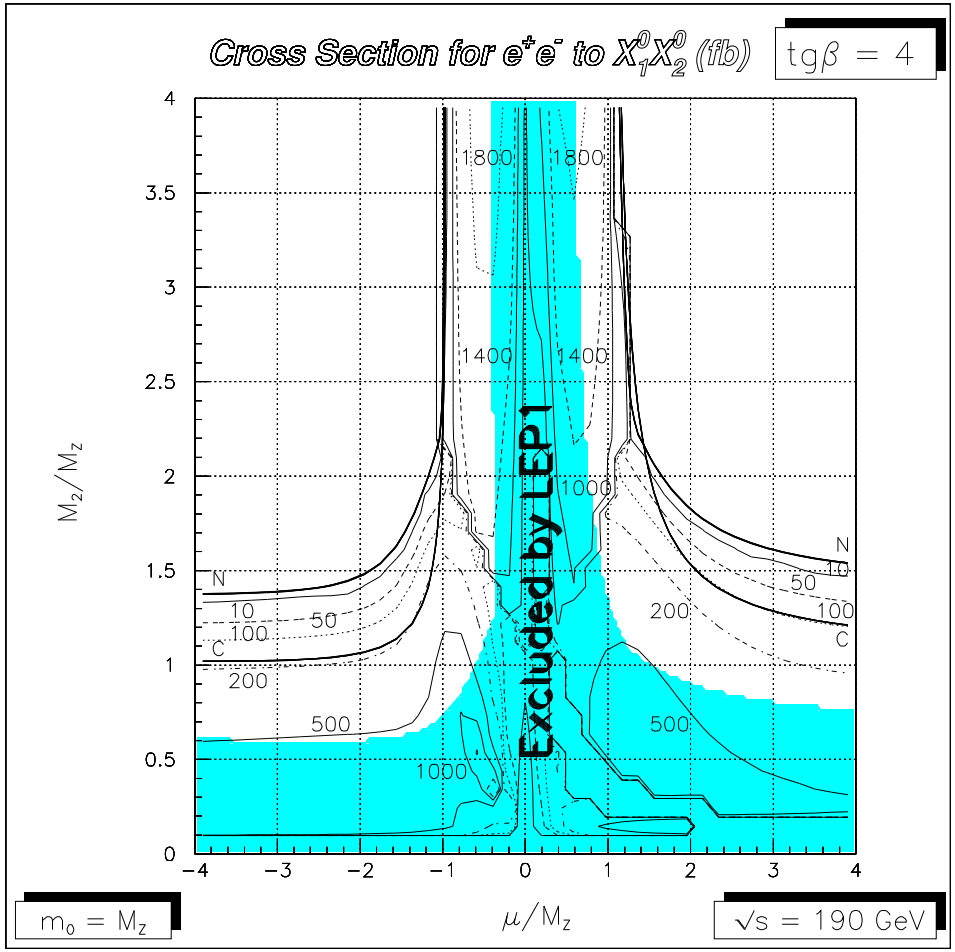


Fig. 2.10: Curve di livello per la sez. d'urto totale (fb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 4$ ed $m_0 = M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.7. La zona scura rappresenta approssimativamente la regione esclusa dai dati di LEP I.

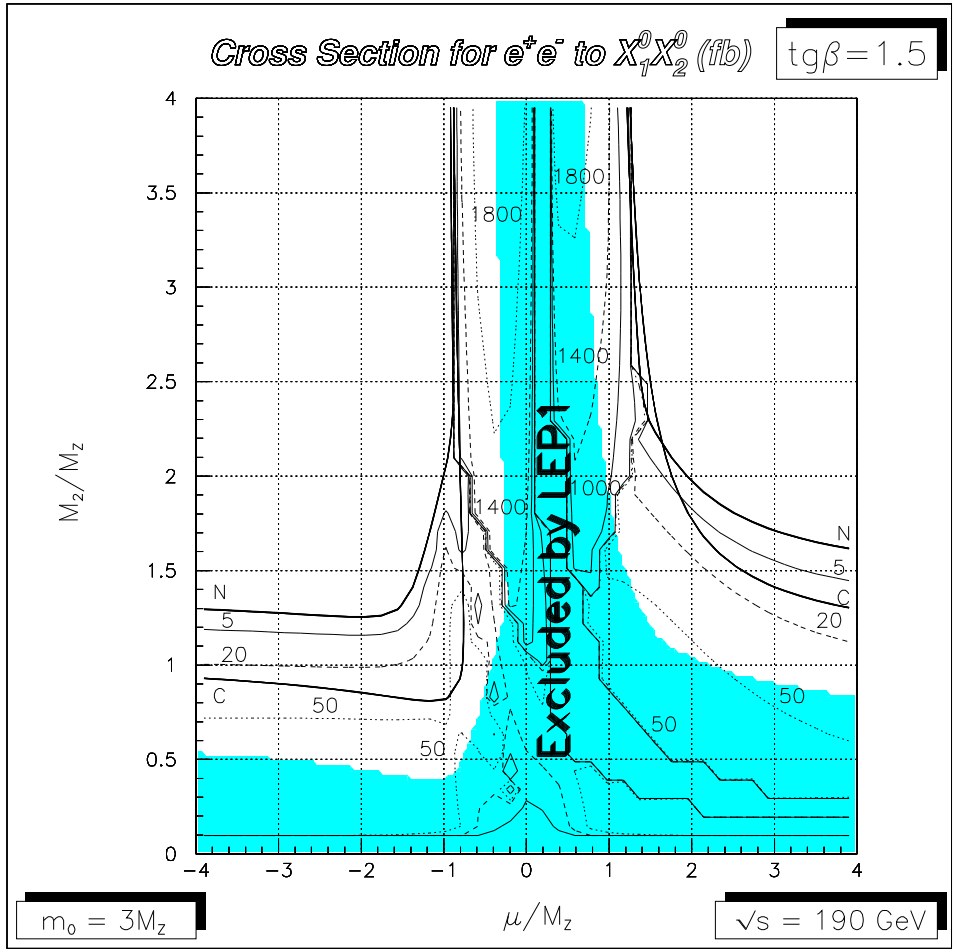


Fig. 2.11: Curve di livello per la sez. d'urto totale (fb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) sul piano (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = 3M_z$. La notazione adottata per le linee è analoga a quella di fig. 2.7. La zona scura rappresenta approssimativamente la regione esclusa dai dati di LEP I.

In fig. 2.11, da mettere sempre a confronto con fig. 2.8 per la quale i valori di $\sqrt{s}$ e $\tan\beta$ sono gli stessi, sono date le curve di livello nel caso in cui si prenda $m_0 = 3M_Z$ invece che uguale ad M_Z. Le curve di livello per 5, 500 e 1000 fb sono rappresentate da linee continue; quelle per 20 e 1400 fb da linee a tratti; quelle per 50 e 1800 fb da linee a punti. Le altre convenzioni sono le stesse che in precedenza. Come era naturale aspettarsi, i valori della sezione d'urto totale non subiscono variazioni di rilievo in HCL ed HCR dove dominano il canale **(s)** e gli higgsini e non conta, quindi, il valore di m_0. Viceversa il segnale subisce una forte penalizzazione (un fattore $2 \div 10$ in meno) in LNR ed RNR ed in generale in tutte le altre regioni non escluse da LEP I a causa della approssimativa triplicazione della massa dei selettroni che mediano i canali **(t,u)**, contributo principale alla sezione d'urto laddove dominano le componenti di gaugino nei neutralini. Si tenga conto, infatti, che per $M_2 = M_Z$ e $\tan\beta = 1.5$, la (I.15) dà, quando $m_0 = 3M_Z$:
$m_{\tilde{e}_L} = 286\,\text{GeV},\ m_{\tilde{e}_R} = 278\,\text{GeV}$.
Poiché per questo valore di m_0 non si hanno praticamente mai più di 25 eventi totali (cioè al lordo dei tagli sperimentali e degli eventi non rilevabili) in LNR ed RNR in una fase di 500 pb^{-1}, questo può all'incirca costituire un limite superiore su un asse dello spazio dei parametri SUSY della regione esplorabile via $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ laddove, nel sottospazio (μ, M_2), non vi sono altri segnali supersimmetrici. Una rappresentazione della sez. d'urto come funzione di m_0 in una serie di Scenari significativi sia in LNR ed RNR che in HCL ed HCR sarà data in fig. 2.16.

Infine, allo scopo di dare una visione d'insieme dell'andamento della sez. d'urto totale che non è possibile ricavare dalle sole curve di livello, in fig. 2.12 sono date delle rappresentazioni tridimensionali della σ (in pb) come funzione di (μ, M_2) per $\tan\beta = 4$ nei casi in cui i selettroni sono presi degeneri con $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 100\,\text{GeV}$ (sinistra) e $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 200\,\text{GeV}$ (destra). Per rendere più evidente la situazione a LEP II, per le regioni del piano (μ, M_2) escluse da LEP si è preso $\sigma = 0$.

2.4 Scenari significativi a LEP II

Nel § precedente e nel §1.3 si sono individuate 4 regioni del piano (μ, M_2), ben definite per ogni valore di $\tan\beta$ e $\sqrt{s}$, che risultano particolarmente significative per lo studio del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e per un suo confronto con la produzione

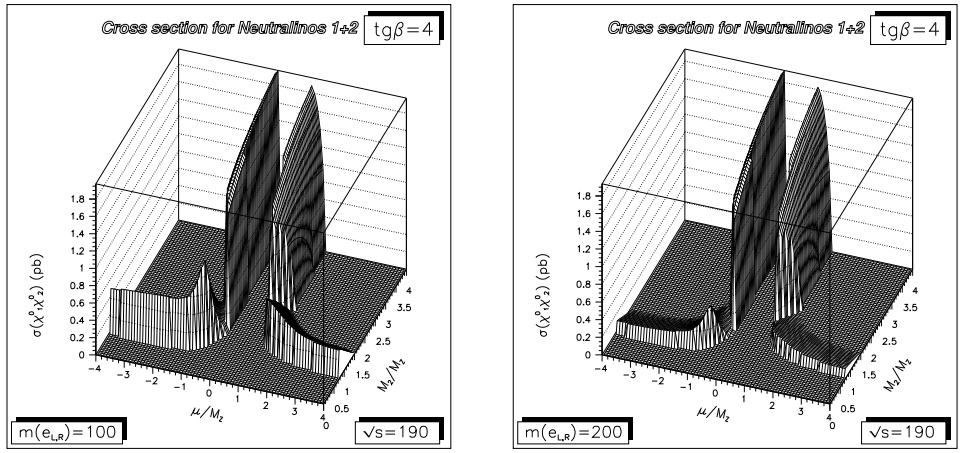


Fig. 2.12: Grafici 3D per la sezione d'urto (pb) del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) in funzione di (μ, M_2) con $\tan\beta = 4$, nei casi $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 100\,\text{GeV}$ (sinistra) ed $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 200\,\text{GeV}$ (destra). La regione esclusa dai dati di LEP I non è considerata.

di chargini a LEP II. Queste regioni sono state denominate con le sigle LNR, RNR (regioni "solo neutralini"), HCL ed HCR (regioni ad alta sezione d'urto). Per sistematizzare l'analisi è molto utile fissare una serie di punti (μ, M_2) dislocati all'interno di queste zone particolari (scelti, quindi, in maniera diversa per diversi valori di $\tan\beta$). Questi punti verranno nel seguito denominati "Scenari" ed individuati con una lettera maiuscola, ma resta inteso che ognuno di essi in realtà rappresenta un gruppo di scenari del MSSM tra loro distinguibili solo per i valori dei parametri SUSY esterni al settore dei gaugini-higgsini (cioè m_0 e, in seguito, m_{A^0}). Limitandosi ai due valori "tipo" di $\tan\beta$ fino ad ora usati e fissando $\sqrt{s}$ al suo valore intermedio a LEP II (190 GeV), si sono individuati 6 punti per ogni valore di $\tan\beta$. La loro dislocazione sul piano relativamente alle regioni di interesse è data visivamente nelle figg. 2.13 e 2.14, rispettivamente nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. Nelle figure è evidenziata la zona esclusa dai dati di LEP I e le linee corrispondenti ai limiti cinematici a $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ sono indicate con una 'N' ed una 'C' e evidenziate dal grassetto. Esse come noto individuano le zone LNR ed RNR, a loro volta indicate da frecce. All'interno di queste ultime si sono scelti i seguenti punti:
A (LNR, $\tan\beta = 1.5$): $(\mu, M_2)/M_Z = (-3, 1)$;

B (LNR, $\tan\beta = 1.5$): $(\mu, M_2)/M_z = (-1, 1)$;
C (LNR, $\tan\beta = 1.5$): $(\mu, M_2)/M_z = (-1, 1.5)$;
D (RNR, $\tan\beta = 1.5$): $(\mu, M_2)/M_z = (3, 1.5)$;
E (LNR, $\tan\beta = 4$): $(\mu, M_2)/M_z = (-3, 1.1)$;
F (LNR, $\tan\beta = 4$): $(\mu, M_2)/M_z = (-1.5, 1.5)$;
G (RNR, $\tan\beta = 4$): $(\mu, M_2)/M_z = (2, 1.7)$;
J (RNR, $\tan\beta = 4$): $(\mu, M_2)/M_z = (3, 1.3)$.

Essi sono chiaramente indicati con la lettera corrispondente ed un pallino nelle due figure. Nelle figure è anche riportata la curva di livello 1 pb per la sezione d'urto totale di $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Tale curva individuerà convenzionalmente ed univocamente le due (per ogni valore di $\tan\beta$) regioni ad alta sezione d'urto HCL ($\mu < 0$) ed HCR ($\mu > 0$) che sono da essa racchiuse. Ciò è chiaramente illustrato nelle figg. 2.13 e 2.14. All'interno di ognuna di queste regioni (la cui forma e collocazione dipende molto poco da $\tan\beta$, a differenza di quanto accade per LNR ed RNR) si è scelto un punto di particolare interesse a LEP II e non escluso da LEP I nella seguente maniera:
H$^-$ (HCL, $\tan\beta = 1.5$ e 4): $(\mu, M_2)/M_z = (-0.7, 3)$;
H$^+$ (HCR, $\tan\beta = 1.5$ e 4): $(\mu, M_2)/M_z = (1, 3)$.
Tali Scenari sono indicati con frecce, lettera e pallino nelle figure.

Gli Scenari A–J, oltre ad individuare punti di particolare interesse sul piano (μ, M_2) per i diversi motivi suddetti, rappresentano anche un ottimo *set* di situazioni esemplari nelle quali le caratteristiche spettrali e di *mixing* dei due neutralini leggeri, nonché il peso relativo dei vari contributi alla sez. d'urto è molto diverso caso per caso. Nel cap.4 si vedrà che questi Scenari si differenziano ancor di più se si guarda al tipo di segnale che proviene da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Quanto sopra è descritto in maniera completa nelle tabb. 2.1 (caso $\tan\beta = 1.5$) e 2.2 (caso $\tan\beta = 4$) per le quali, allo scopo di fissare le idee e come spesso si farà nel seguito, si è preso $m_0 = M_z$ e $\sqrt{s} = 190$.

In ognuna di queste tabelle sono riportati per ogni Scenario: le masse (con segno) dei neutralini leggeri e del LC; la composizione in termini di gaugini ed higgsini del LN e del NLN; la sezione d'urto totale per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e i contributi separati alla σ provenienti dai canali **(s)**, **(t,u)** e dalle loro interferenze (in fb). La composizione fisica dei neutralini è data in percentuale; i numeri in tabella corrispondono, quindi, al modulo quadro dell'elemento rilevante della matrice N_{ij} (*cfr.*

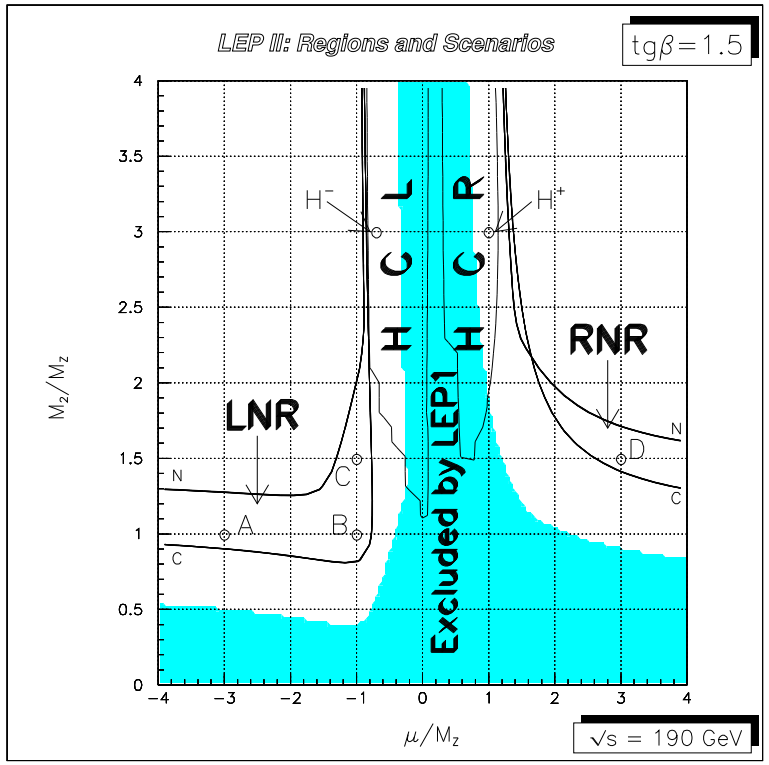


Fig. 2.13: Regioni e Scenari significativi per la fenomenologia dei neutralini a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) nel piano (μ, M_2) con $\tan\beta = 1.5$. Sono evidenziate: le regioni NLR ed RNR (comprese tra le linee in grassetto relative ai limiti cinematici per i neutralini 'N' e per i chargini 'C'); le regioni HCL ed HCR (indicativamente delimitate dalla curva di livello 1 pb per la sezione d'urto del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$); la regione esclusa da LEP I (in scuro); gli Scenari A-D (indicati dalle rispettive lettere) ed $H^\pm$ (indicati da lettere e frecce).

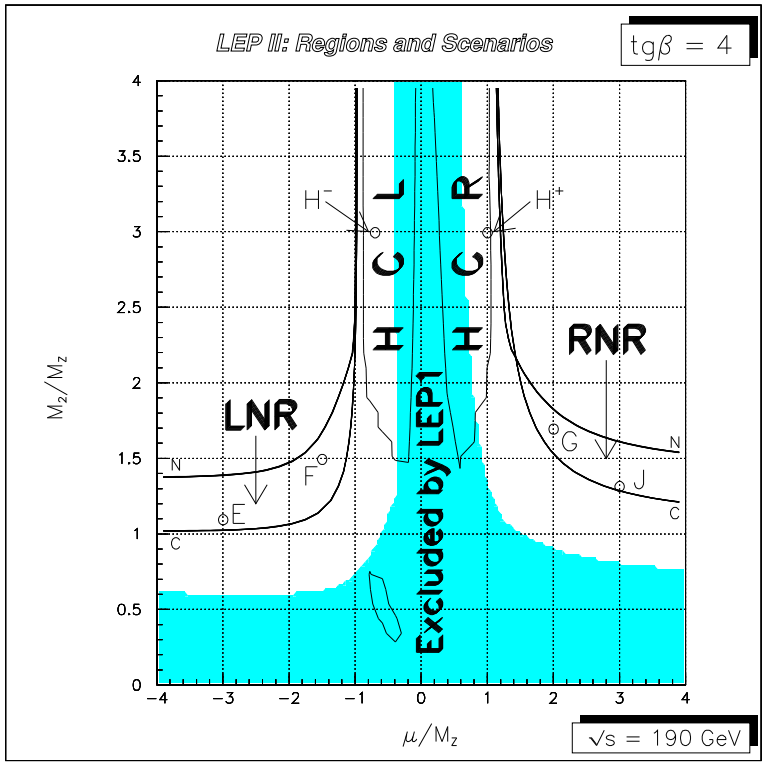


Fig. 2.14: Regioni e Scenari significativi per la fenomenologia dei neutralini a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) nel piano (μ, M_2) con $\tan\beta = 4$. Sono evidenziate: le regioni NLR ed RNR (comprese tra le linee in grassetto relative ai limiti cinematici per i neutralini 'N' e per i chargini 'C'); le regioni HCL ed HCR (indicativamente delimitate dalla curva di livello 1 pb per la sezione d'urto del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$); la regione esclusa da LEP I (in scuro); gli Scenari A-D (indicati dalle rispettive lettere) ed $H^\pm$ (indicati da lettere e frecce).

§1.1) moltiplicato per 100. Nelle tabelle è anche indicato per ogni Scenario, il valore di $M_1 \simeq M_2/2$ che si ricava dalla relazione di unificazione (I.14). Ciò anche per consentire il confronto con una analisi che sarà eseguita nel §4.4, in cui l'ipotesi di unificazione verrà indebolita.

Esaminando il caso $\tan\beta = 1.5$ si nota che sia nello Scenario A che nello Scenario B in LNR si ha una sez. d'urto totale ben al disopra dei 100 fb (circa 73 e 56 eventi totali con $\int \mathcal{L}dt = 500\,\text{pb}^{-1}$, rispettivamente), ma l'origine del segnale è diversa nelle due situazioni. Nello Scenario A, infatti, il $\tilde{\chi}^0_1$ è prevalentemente fotino, ma ha una discreta componente di Z-ino, mentre per il $\tilde{\chi}^0_2$ vale il viceversa. Ciò implica che i contributi alla sez. d'urto vengono quasi esclusivamente dai grafici con scambio di selettroni grazie agli accoppiamenti $\tilde{\gamma}e\tilde{e}_{L,R}$ e $\tilde{Z}e\tilde{e}_{L,R}$. Nello Scenario B, invece, il LN è ancora un quasi-fotino, mentre il NLN è dominato dalla componente di $\tilde{H}^0_b$. A causa dell'assenza di accoppiamenti $\tilde{H}^0_i\tilde{\gamma}Z^0$ e $\tilde{H}^0_i e\tilde{e}_{L,R}$ (nel limite $m_e \to 0$), il processo risulterebbe dinamicamente soppresso. In realtà la presenza anche di piccole componenti di Z-ino ed higgsino nel $\tilde{\chi}^0_1$ e di gaugino nel $\tilde{\chi}^0_2$ fa sì che vi siano contributi dell'ordine di 20 fb dal grafico **(s)** con scambio di Z^0 e dell'ordine di 50 fb dai grafici **(t,u)** con scambio di $\tilde{e}_{L,R}$. Le circostanze favorevoli della comparsa di grandi interferenze costruttive tra i due contributi e del discreto spazio delle fasi a disposizione ($(m_{\tilde{\chi}^0_1} + m_{\tilde{\chi}^0_2}) \simeq 137\,\text{GeV}$), producono ugualmente un buon segnale. Nello Scenario C in LNR sono previsti 81 fb per la sez. d'urto totale. La soppressione dinamica è in questo caso meno severa che non nello Scenario B – rispetto al quale vi è qui una simile composizione fisica dei neutralini – grazie all'apparire di componenti di $\tilde{\gamma}$ nel NLN e di $\tilde{H}^0_b$ nel LN di un certo rilievo. Tuttavia in questo Scenario vi è una certa soppressione di origine cinematica ($(m_{\tilde{\chi}^0_1} + m_{\tilde{\chi}^0_2}) \simeq 164\,\text{GeV}$) che costringe il segnale ben al disotto dei 100 fb. Nella regione "solo neutralini" con $\mu > 0$ (RNR) il caso esemplificativo è lo Scenario D. Qui la massa alta dei due neutralini e la comparsa di forti componenti di Z-ino (che si accoppia meno fortemente del fotino con i selettroni, *cfr.* eqq.(A.7)) in ambedue i $\tilde{\chi}^0_{1,2}$ fa sì che il segnale non superi i 60 fb corrispondenti a meno di 30 eventi $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ totali in una fase di LEP II. Passando alle regioni HCL ed HCR, il panorama cambia radicalmente. Infatti, sia lo Scenario H^- che lo Scenario H^+ si collocano all'interno di quella zona a forma di "V" che in fig. 1.10 è scura ($m_{\tilde{\chi}^0_2} < 0$) e nella quale ambedue gli autostati con autovalore più piccolo in modulo della matrice di massa dei neutralini hanno grosse proiezioni sugli assi corrispondenti agli stati di higgsino puro. In più – a differenza

di quanto accadeva in situazioni simili per i processi $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$ e $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ (vedi anche sopra) in cui, a causa della presenza di particelle identiche nello stato finale, lo Z^0 del canale **(s)** doveva accoppiarsi a due higgsini dello stesso tipo con conseguente soppressione dinamica per $\tan\beta$ vicino ad 1 (*cfr.* figg. 2.4 e 2.6, nonché l'espressione degli accoppiamenti $\tilde{H}^0_i\tilde{H}^0_j Z^0$ nelle eqq.(A.3)) – qui il $\tilde{\chi}^0_1 \simeq \tilde{H}^0_b$ ed il $\tilde{\chi}^0_2$ è prevalentemente $\tilde{H}^0_a$ (Scenario H^-) o viceversa (Scenario H^+). Il forte accoppiamento $Z^0\tilde{H}^0_a\tilde{H}^0_b$ porta quindi a grandi contributi dal canale **(s)** che fanno salire la sez. d'urto fino ad oltre 1600 fb (nel caso con $\mu < 0$) e a 1400 fb ($\mu > 0$), che corrispondono rispettivamente a più di 800 e circa 700 eventi a LEP II, una volta raggiunti 500 pb^{-1} per la luminosità integrata. Si noti anche come, sebbene lo Scenario H^+ sia favorito cinematicamente rispetto allo Scenario H^-, la presenza nel primo caso di un 20% di Z-ino nel LN ha un effetto negativo tale da rendere la sez. d'urto più piccola rispetto all'altro caso.

Ragionamenti del tutto analoghi si possono applicare al caso $\tan\beta = 4$ di cui in tab. 2.2. Si tenga presente che, a causa delle ridotte dimensioni della regione LNR rispetto al caso $\tan\beta = 1.5$, si sono qui scelti due punti al suo interno e due in RNR, anziché tre ed uno. Così , mentre gli Scenari E e J possono essere paragonati agli omologhi A e D ($\tan\beta = 1.5$) e lo Scenario F non è molto dissimile dallo Scenario C, lo Scenario G presenta caratteristiche diverse dagli altri. In generale si può confermare che per $\tan\beta = 4$ è più difficile avere scenari con σ superiore ai 100 fb in LNR (*cfr.* Scenari A ed E) – mentre qualche aumento del segnale si può avere in RNR (*cfr.* Scenari D e J) – e che in HCL ed HCR, Scenari H^- ed H^+, le cose cambiano ben poco rispetto al caso precedente. Una osservazione che avrà un certo rilievo nel seguito in relazione al decadimento radiativo del NLN ed al segnale $\gamma + \not{E}$ (*cfr.* §§3.4 e cap. 4) è la seguente. Per $\tan\beta = 4$ è più difficile costruire scenari in cui il $\tilde{\chi}^0_1$ è un quasi-fotino e il $\tilde{\chi}^0_2$ è un quasi-higgsino-B in LNR con sezione d'urto sufficientemente grande. Per rendersene conto si confrontino gli Scenari B e C con $\tan\beta = 1.5$ e lo Scenario F con $\tan\beta = 4$.

La dipendenza da $\sqrt{s}$ e da m_0 (a μ ed M_2 fissati) delle caratteristiche del processo di produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II è illustrata nelle figg. 2.15 e 2.16, limitatamente ai casi degli Scenari con $\tan\beta = 1.5$. Nella prima viene esplorato l'intervallo di energie nel c.m. $150\,\mathrm{GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 250\,\mathrm{GeV}$ con riferimento agli Scenari: a) A–D in LNR ed RNR e b) H^- ed H^+ in HCL ed HCR, con m_0 fissato ad M_z. Nella legenda di fig. 2.15a relativa agli Scenari con "solo neutralini" (per $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) è indicato

Scenarios with $\tan\beta = 1.5$							
Scenario		**A**	**B**	**C**	**D**	**H^-**	**H^+**
$(\mu,\ M_2)/M_z \ \to$		$(-3,\ 1)$	$(-1,\ 1)$	$(-1,\ 1.5)$	$(3,\ 1.5)$	$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
M_1 (GeV) $\ \to$		45.7	45.7	68.6	68.6	137.2	137.2
$\tilde{\chi}^0_1$	Mass (GeV)	49.5	51.5	73.7	56.0	62.3	44.9
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	$(88,\ 11)$	$(91,\ 6)$	$(76,\ 10)$	$(47,\ 45)$	$(0,\ 1)$	$(4,\ 20)$
	$(\tilde{H}^0_a,\ \tilde{H}^0_b)$ (%)	$(1,\ 0)$	$(2,\ 2)$	$(1,\ 13)$	$(7,\ 1)$	$(2,\ 97)$	$(70,\ 5)$
$\tilde{\chi}^0_2$	Mass (GeV)	107.0	85.2	89.8	108.2	-89.1	-92.3
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	$(12,\ 83)$	$(4,\ 9)$	$(15,\ 1)$	$(53,\ 36)$	$(0,\ 7)$	$(0,\ 0)$
	$(\tilde{H}^0_a,\ \tilde{H}^0_b)$ (%)	$(4,\ 2)$	$(0,\ 86)$	$(2,\ 83)$	$(10,\ 1)$	$(90,\ 2)$	$(5,\ 94)$
$\tilde{\chi}^\pm_1$	Mass (GeV)	106.1	104.7	110.8	-101.5	80.1	-62.6
$\sigma(\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2)$ (fb)	Total	146.4	112.8	80.9	56.1	1654	1400
	(s) − channel	0.1	18.1	9.1	0.1	1622	1366
	(t + u) − channels	142.7	48.1	38.9	51.8	0.3	0.4
	Interferences	3.6	46.5	32.8	4.2	31.0	33.4

Tab. 2.1: Scenari significativi con $\tan\beta = 1.5$: autovalori di massa e componenti fisiche dei neutralini leggeri e del LC; sez. d'urto totale (fb) per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ e vari contributi alla σ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$). Le masse dei selettroni sono fissate da $m_0 = M_z$.

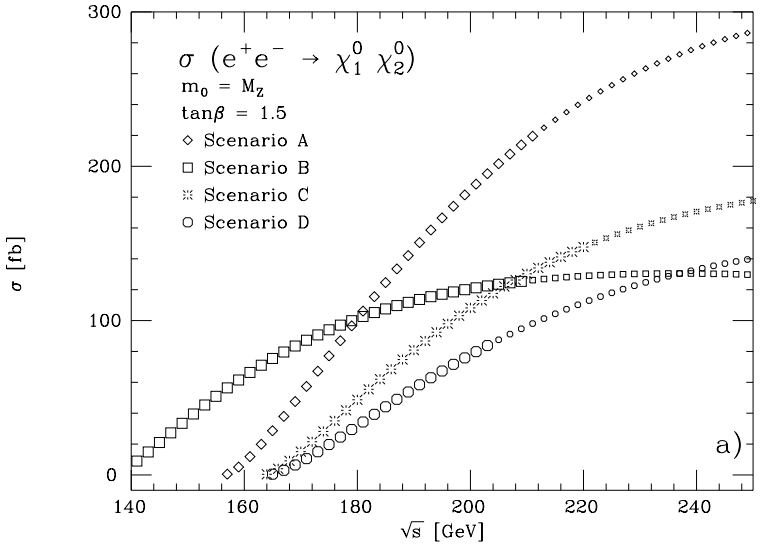
il tipo di simbolo che viene utilizzato per le curve relative ad ogni diverso Scenario (analogamente nella fig. b). Le dimensioni di questi simboli hanno il particolare significato che segue. All'aumentare di $\sqrt{s}$, ognuno dei punti A–D fissati sul piano (μ, M_2) viene incrociato dapprima dalla soglia cinematica per produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, entrando così a far parte di LNR od RNR con $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2) > 0$; in un secondo tempo, per valori di $\sqrt{s}$ che ovviamente dipendono dallo Scenario, diviene possibile, via via in ogni punto, anche il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$, di modo che gli Scenari stessi non fanno più parte di LNR od RNR. Ad es., nello Scenario A ciò accade quando $\sqrt{s} \simeq 212\,\mathrm{GeV}$. In corrispondenza di questa seconda soglia il simbolo grande usato per le curve nella figura fino a quel momento diviene piccolo, dando un'impressione visiva del mutamento della situazione. È chiaro che tutto ciò accade prima (ovvero per valori più bassi di $\sqrt{s}$) per gli Scenari inizialmente più vicini alle linee 'C' delle

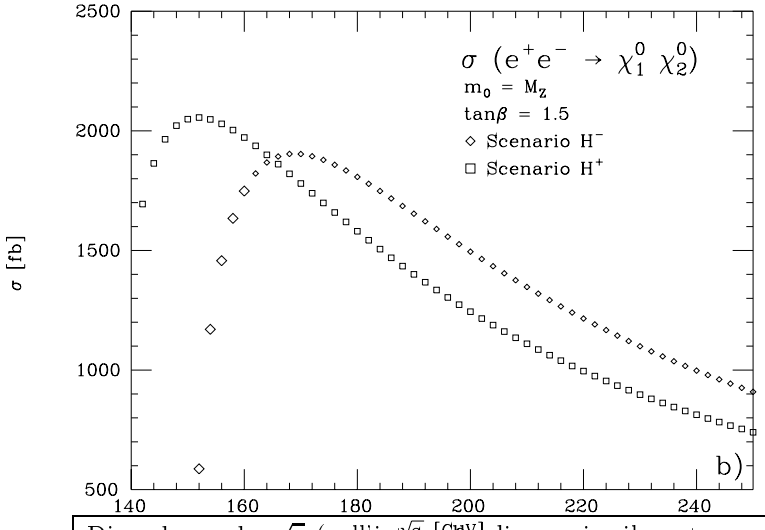
Scenarios with $\tan\beta = 4$							
Scenario		**E**	**F**	**G**	**J**	$\mathbf{H^-}$	$\mathbf{H^+}$
$(\mu,\ M_2)/M_z \ \rightarrow$		$(-3,\ 1.1)$	$(-1.5,\ 1.5)$	$(2,\ 1.7)$	$(3,\ 1.3)$	$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
M_1 (GeV) $\rightarrow$		50.3	68.6	77.7	59.4	137.2	137.2
$\tilde{\chi}_1^0$	Mass (GeV)	52.1	68.1	62.7	53.0	53.5	55.7
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	$(81,\ 17)$	$(66,\ 21)$	$(40,\ 41)$	$(57,\ 37)$	$(1,\ 5)$	$(4,\ 16)$
	$(\tilde{H}_a^0,\ \tilde{H}_b^0)$ (%)	$(0,\ 2)$	$(0,\ 13)$	$(9,\ 10)$	$(2,\ 3)$	$(14,\ 80)$	$(48,\ 32)$
$\tilde{\chi}_2^0$	Mass (GeV)	102.9	107.3	113.8	99.4	-84.3	-98.6
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	$(19,\ 72)$	$(30,\ 19)$	$(58,\ 18)$	$(43,\ 47)$	$(0,\ 6)$	$(0,\ 2)$
	$(\tilde{H}_a^0,\ \tilde{H}_b^0)$ (%)	$(0,\ 8)$	$(6,\ 45)$	$(15,\ 9)$	$(5,\ 5)$	$(75,\ 18)$	$(32,\ 66)$
$\tilde{\chi}_1^\pm$	Mass (GeV)	103.2	111.8	-103.5	-96.7	69.5	-72.8
$\sigma(\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0)$ (fb)	Total	111.2	40.6	33.8	88.7	1688	1307
	(s) − channel	0.7	3.7	0.9	1.0	1617	1236
	(t + u) − chans.	99.3	20.9	25.4	71.6	1.6	2.1
	Interferences	11.1	16.1	7.5	16.1	69.7	69.1

Tab. 2.2: Scenari significativi con $\tan\beta = 4$: autovalori di massa e componenti fisiche dei neutralini leggeri e del LC; sez. d'urto totale (fb) per $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e vari contributi alla σ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$). Le masse dei selettroni sono fissate da $m_0 = M_z$.

figure precedenti, che non per gli altri (si vedano, ad es., i pallini relativi allo Scenario D). Le fig. 2.15a,b mostrano chiaramente anche la seguente circostanza. I contributi alla sez. d'urto che vengono dai diagrammi con i selettroni hanno, come avviene in genere quando una particella viene scambiata nel canale t, un andamento crescente al crescere di $\sqrt{s}$. Viceversa il contributo del canale **(s)** con scambio di Z^0, dopo una rapida crescita in corrispondenza del raggiungimento della soglia per la produzione dei due neutralini, all'ulteriore aumentare di $\sqrt{s}$ prende a decrescere come $\sim \frac{1}{s}$. Ne segue che, quanto più uno scenario è dominato dalle componenti di gaugino e dai contributi di tipo **(t,u)**, tanto più la sez. d'urto corrispondente crescerà con $\sqrt{s}$. Questo è, ad es., il caso dello Scenario A in fig. 2.15a. Viceversa, se sono le componenti di higgsino e il canale **(s)** a dominare, si ha un andamento del tipo di quello che è mostrato in fig. 2.15b per gli Scenari H^- ed H^+ in HCL ed HCR. Nei casi in cui, invece, i due tipi di contributo sono confrontabili e si ha grande interferenza e composizione mista dei due neutralini, la dipendenza da $\sqrt{s}$ può essere molto debole con tendenza a costante (si osservino i quadrati(ni) dello Scenario B nella figura a). Dalla figura a) si vede che è possibile, nello Scenario A, oltrepassare i 200 fb (100 eventi) per la sez. d'urto totale di $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ senza peraltro avere ancora segnale da chargini quando $200\,\text{GeV} \lesssim \sqrt{s} \lesssim 210\,\text{GeV}$, ossia vicino alla massima potenza prevista per LEP II. Dalla figura b) è evidente l'andamento di canale **(s)** di tutti e due gli Scenari ad alta sezione d'urto con picchi di $\simeq 2.1\,\text{pb}$ (Scenario H^+) e $\simeq 1.9\,\text{pb}$ (Scenario H^-). Il picco viene raggiunto prima per H^+ perchè in quel caso i due neutralini sono più leggeri. Un certo rilievo può avere il fatto che – come è possibile dedurre anche da un confronto tra le posizioni sul piano (μ, M_2) delle curve per i limiti cinematici di $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ nel semipiano delle μ negative ad alti valori di M_2 – vi è un ristretto intervallo di valori di $\sqrt{s}$ in cui lo Scenario H^-, pur avendo una sez. d'urto ben maggiore del pb, si trova appena all'interno della zona con alto M_2 della regione LNR in cui non si possono produrre chargini. Ciò è di nuovo reso evidente nella figura 2.15b dall'uso dei simboli (rombi) più grossi quando $\sqrt{s} \simeq 160\,\text{GeV}$. A fissato $\sqrt{s}$, ciò corrisponde ad una sottilissima striscia (visibile, ad es., in fig. 2.8 con $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) per $\mu \simeq -0.8M_z$ ed $M_2 \gtrsim 2M_z$) sul piano (μ, M_2) in cui LNR ed HCL si sovrappongono. È chiaro che questa possibilità (cioè avere come unico segnale SUSY accessibile e visibile a LEP II quello da $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ con ben 500-1000 eventi totali) da una parte ha bassissima probabilità di verificarsi ed è molto legata ad effetti fini negli spettri di massa dei neutralini e dei chargini, ma dall'altra dimostra, ove ancora ve ne fosse bisogno, la necessità di prendere seriamente in considerazione il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ come efficace strumento per scoprire la SUSY con urti e^+e^-.

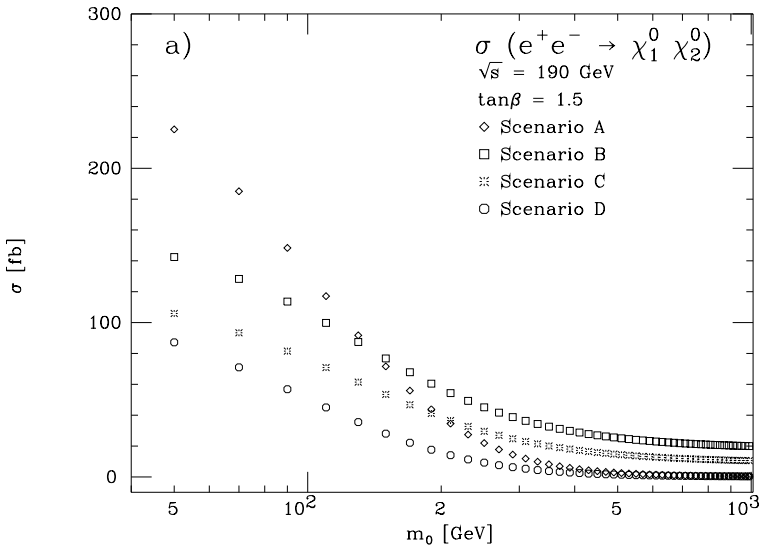
Di interesse è anche l'andamento con m_0 (con la massa dei selettroni) della sez. d'urto negli Scenari A–D ($\tan\beta = 1.5$) per $\sqrt{s}$ fissato all'energia intermedia di LEP II (190 GeV) che è mostrato in fig. 2.16a. Come facilmente prevedibile, in tutti gli scenari di LNR ed RNR che ricevono il principale contributo dai canali **(t,u)** la sez. d'urto decresce e lo fa in misura maggiore quanto più tale contributo è dominante. Ad es., nello Scenario A la σ passa da circa 220 fb per $m_0 = 50\,\text{GeV}$ a circa 30 fb per $m_0 = 200\,\text{GeV}$; negli altri Scenari la dipendenza è più moderata. Trova qui conferma il fatto accennato nel precedente § che per $m_0 \gtrsim 3M_z$ in nessuno Scenario si superano i 50 fb, il che equivale ad una scarsa efficacia del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$

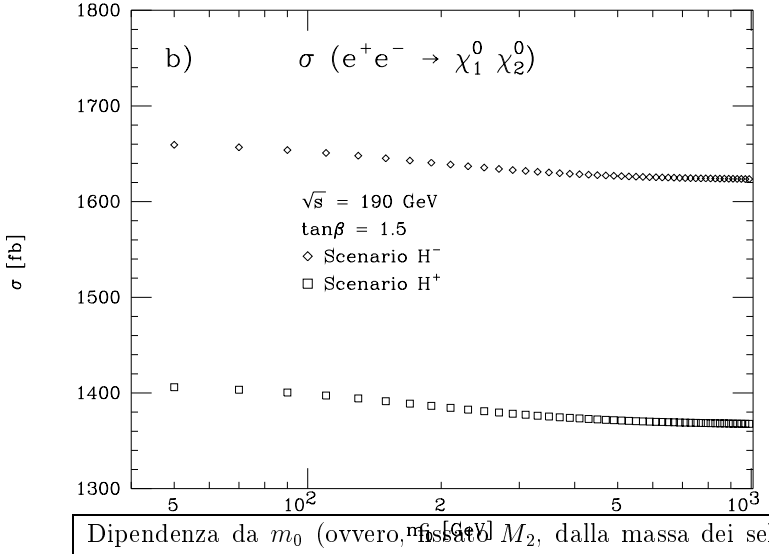




Dipendenza da $\sqrt{s}$ (nell'intervallo di energie rilevante per LEP II)

come sonda per studiare quella regione dello spazio SUSY in assenza di altri segnali. La figura mostra anche che lo Scenario B costituisce un caso in cui è possibile spingersi a valori di m_0 un po' più alti, grazie ai rilevanti contributi che riceve dal canale **(s)** e dalle interferenze. Analogamente, negli scenari in cui i contributi del canale **(s)** dominano, la σ è ovviamente poco dipendente da m_0 e dalla massa del selettrone come la figura 2.16b conferma in relazione agli Scenari H^+ ed H^-. La leggera diminuzione del segnale all'aumentare di m_0 è da attribuirsi ai piccoli contributi di canale **(t,u)**. La sezione d'urto totale resta, comunque, compresa tra 1.6 ed 1.7 pb (intorno ad 1.4 pb) nello Scenario H^- (H^+), per tutti i ragionevoli valori della massa unificata dalla scala GUT delle particelle SUSY scalari.





Dipendenza da m_0 (ovvero, fissato M_2, dalla massa dei selettroni)

Capitolo 3

Decadimenti dei neutralini

3.1 Generalità

Da un punto di vista del tutto generale, i principali decadimenti dei neutralini dipendono in modo cruciale dal particolare spettro di masse nel modello SUSY che si considera [92]. Nel MSSM possono essere così classificati:

1. DECADIMENTI A DUE CORPI AL LIVELLO ALBERO.

Questa categoria può essere rilevante solo nel caso di neutralini relativamente pesanti. Ne fanno parte i decadimenti con bosoni vettori di gauge e gaugini/higgsini nello stato finale:

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^0 Z^0 \;, \tag{3.1a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^\pm W^\mp \;; \tag{3.1b}$$

quelli con bosoni di Higgs e gaugini/higgsini:

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^0 h^0 \;, \tag{3.2a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^0 H^0 \;, \tag{3.2b}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^0 A^0 \;, \tag{3.2c}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\chi}_j^\pm H^\mp \;; \tag{3.2d}$$

infine, quelli in una coppia leptone-sleptone (quark-squark):

$$\tilde{\chi}_i^0 \;\to\; \tilde{\ell}_{L,R}^\pm \ell^\mp \;, \tag{3.3a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\nu}_{\ell,L}\bar{\nu}_\ell,\ \bar{\tilde{\nu}}_{\ell,L}\nu_\ell \ , \tag{3.3b}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{u}_{L,R}\bar{u},\ \bar{\tilde{u}}_{L,R}u \ , \tag{3.3c}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{d}_{L,R}\bar{d},\ \bar{\tilde{d}}_{L,R}d \ . \tag{3.3d}$$

2. DECADIMENTI A TRE CORPI AL LIVELLO ALBERO.

Si tratta di processi con un neutralino ed una coppia di leptoni/quarks nello stato finale:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0\ell^+\ell^- \ , \tag{3.4a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0\nu_\ell\bar{\nu}_\ell \ , \tag{3.4b}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 u\bar{u} \ , \tag{3.4c}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 d\bar{d} \ ; \tag{3.4d}$$

con un chargino ed una coppia di leptoni/quarks:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^+\ell^-\nu_\ell,\ \ (\tilde{\chi}_j^-\ell^+\bar{\nu}_\ell) \ , \tag{3.5a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^+\bar{u}d,\ \ \ (\tilde{\chi}_j^- u\bar{d}) \ ; \tag{3.5b}$$

oppure con un gluino ed una coppia di quarks:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{g}u\bar{u} \ , \tag{3.6a}$$

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{g}d\bar{d} \ . \tag{3.6b}$$

3. DECADIMENTI AD 1 *loop*.

L'unico processo rilevante, per i motivi che verranno esposti nel seguito, è il decadimento radiativo:

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0\gamma \ . \tag{3.7}$$

Nelle eqq.(3.1)–(3.7) e nel seguito $\ell = e, \mu, \tau$; u (d) sta per quarks di tipo *up* (*down*); $i = 1, \ldots, 4$; $j = 1, \ldots 4$ ($j < i$) per i neutralini e $j = 1, 2$ per i chargini. È possibile che, a causa delle masse delle particelle rilevanti, i decadimenti a due corpi al livello albero non siano cinematicamente permessi, nel qual caso i decadimenti a tre corpi e ad un *loop* diventano dominanti. Ciò accade più facilmente quando i neutralini coinvolti sono leggeri, come nel caso qui d'interesse. In generale, i decadimenti (3.1)–(3.3) hanno larghezze $\mathcal{O}(g^2 m_{\tilde{\chi}})$ quando il canale è aperto, laddove le larghezze per i processi (3.4), per i quali vi è quasi sempre spazio delle fasi a disposizione (se si eccettua il caso con una coppia di top-quarks nello stato finale), sono $\mathcal{O}(g^4 m_{\tilde{\chi}})$ e quella per il decadimento radiativo, sempre permesso, è $\mathcal{O}(g^4 e^2 m_{\tilde{\chi}})$. I decadimenti (3.5), (3.6), rispettivamente $\mathcal{O}(g^4 m_{\tilde{\chi}})$ e $\mathcal{O}(g^2 g_s^2 m_{\tilde{\chi}})$, hanno luogo solo se la particella SUSY (chargino o gluino) nello stato finale è più leggera del neutralino che decade, il che raramente accade per il gluino. a causa del fatto che i gluini, nelle ipotesi del SUGRA MSSM, sviluppano (via RGE's a partire da $M = m_{1/2}$ alla scala GUT) una massa $m_{\tilde{g}} \approx M_3 \approx 3M_2$ alla scala EW e, quindi, risultano sempre più pesanti dei $\tilde{\chi}_{1,2}^0$, $\forall\mu$ (*cfr.* Introduzione: eq.(I.13), tabb. I.1, I.2). Inoltre, si è detto che il limite inferiore sperimentale sulla massa dei gluini è attualmente di almeno 100 GeV (sotto le ipotesi del SUGRA MSSM e a parte la controversa possibilità di un gluino leggero con massa compresa tra 1 e 4 GeV, *cfr.* Introduzione). Il peso relativo delle diverse classi di decadimenti dipende molto dai valori dei parametri SUSY, dallo spettro di masse per le particelle coinvolte che ne discende e, naturalmente, dalla composizione in termini di gaugini ed higgsini del neutralino iniziale e del neutralino/chargino finale, a causa della sostanziale dipendenza dei loro accoppiamenti dagli elementi delle matrici N, U, V. Tra i decadimenti a due corpi al livello albero, i canali più rilevanti sono generalmente quelli leptonici (3.3a,b) e quello che coinvolge il bosone di Higgs leggero. Infatti, gli sleptoni risultano sempre più leggeri degli squarks negli schemi del SUGRA MSSM, a causa dei termini dovuti alle interazioni forti nelle RGE's (I.16) (*cfr.* Introduzione: tabb. I.1 e I.2) e la massa dell'Higgs h^0 può essere sensibilmente più piccola di M_Z (*cfr.* eqq.(I.9), (I.11) e (I.12)). In effetti il decadimento (3.2a) risulta spesso dominante in una vasta regione dello spazio dei parametri SUSY. Riguardo al decadimento (3.7), l'ordine in più in α_{em} nelle formule per la larghezza può essere compensato da particolari situazioni per lo spazio delle fasi a disposizione degli altri processi e per le componenti e gli accoppiamenti dei neutralini, in maniera tale da renderlo competitivo con i decadimenti a 3 corpi. Degli esempi notevoli verranno discussi nei §§3.4, 3.5.

3.2 Decadimenti a 2 corpi al livello albero

I grafici di Feynman per i processi a 2 corpi sono dati in fig. 3.1 (tra parentesi quadre sono indicati i grafici che possono ottenersi da quelli mostrati esplicitamente tramite una semplice coniugazione di carica; le altre notazioni sono ovvie). Le regole

di Feynman per i vertici coinvolti possono facilmente ricavarsi dai termini rilevanti della Lagrangiana elencati in appendice A. Le larghezze di decadimento hanno le espressioni fornite nel seguito.

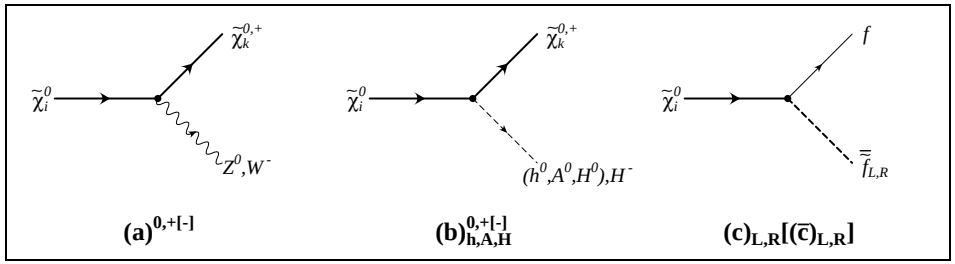


Fig. 3.1: Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 2 corpi al livello albero dei neutralini (*cfr.* eqq.(3.1)-(3.3)).

Per il caso con i bosoni di gauge (3.1) si ha [63, 65] [1]:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 Z^0) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m_i^2, m_j^2, M_Z^2)}{32\pi m_i^3 M_W^2}\left\{(|O''^L_{ij}|^2 + |O''^R_{ij}|^2)\left[\lambda(m_i^2, m_j^2, M_Z^2) + 3M_Z^2(m_i^2 + m_j^2 - M_Z^2)\right] - 12\,\mathrm{Re}(O''^L_{ij} O''^{R*}_{ij})\eta_i\eta_j m_i m_j M_Z^2\right\}, \quad (3.8a)$$

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^+ W^-) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m_i^2, m_j^2, M_W^2)}{32\pi m_i^3 M_W^2}\left\{(|O^L_{ij}|^2 + |O^R_{ij}|^2)\left[\lambda(m_i^2, m_j^2, M_W^2) + 3M_W^2(m_i^2 + m_j^2 - M_W^2)\right] - 12\,\mathrm{Re}(O^L_{ij} O^{R*}_{ij})\eta_i\eta_j m_i m_j M_W^2\right\} = \Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^- W^+), \quad (3.8b)$$

dove: $m_{i,j}$ sono le masse (positive) del neutralino iniziale e del neutralino (chargino) finale; $\eta_{i,j} = \pm 1$ sono i segni degli autovalori corrispondenti; $O_{ij}^{(\prime\prime)L,R}$ sono gli accoppiamenti che compaiono nelle eqq.(A.3), (A.6); il fattore cinematico λ è così definito:

$$\lambda(a, b, c) = (a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc) \ . \quad (3.9)$$

[1] Con modifiche per tener conto delle diverse notazioni adottate per la matrice N_{ij}.

Si noti come nel decadimento in particelle neutre giochino un ruolo solo le componenti di higgsino dei neutralini, mentre nel caso di particelle cariche entrino in gioco anche le componenti di $\tilde{\gamma}$ e $\tilde{Z}$ che si accoppiano con i $\tilde{W}^\pm$.

Per il caso dei bosoni di Higgs neutri (3.2a,b,c) si ha, usando una notazione in questo caso più conveniente rispetto a quella in appendice A:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 + H_k^0) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m_i^2, m_j^2, m_{H_k^0}^2)}{32\pi m_i^3}\left[(\mathcal{F}_{ijk}^2 + \mathcal{F}_{jik}^2)(m_i^2 + m_j^2 - m_{H_k^0}^2) + 4\,\mathcal{F}_{ijk}\mathcal{F}_{jik}\eta_i\eta_j\epsilon_k m_i m_j\right], \quad (3.10)$$

dove: $H_k^0 = H^0, h^0, A^0$; $k = 1, 2, 3$ è il generico bosone di Higgs neutro; ϵ_k è il corrispondente autovalore sotto CP ($= +1$ per $k = 1, 2$; $= -1$ per $k = 3$); λ è definita come in eq.(3.9). I coefficienti $\mathcal{F}_{ijk}$ in eq.(3.10) sono espressioni compatte legate agli accoppiamenti Q''_{ij}, S''_{ij} usati nelle eqq.(A.11) e sono dati da [65]:

$$\mathcal{F}_{ijk} = \frac{c_k}{2\sin\beta}\left[Z_{i3}Z_{j2} + Z_{j3}Z_{i2} - \tan\theta_W(Z_{i3}Z_{j1} + Z_{j3}Z_{i1})\right] + \frac{d_k}{2M_W\sin\beta}\left[M_2 Z_{i2}Z_{j2} + M_1 Z_{i1}Z_{j1} - \mu(Z_{i3}Z_{j4} + Z_{i4}Z_{j3})\right], \quad (3.11)$$

dove: M_1, M_2, μ sono i parametri SUSY che compaiono nella matrice di massa dei neutralini; Z_{ij} sono le componenti di una matrice 4×4 legate alle N_{ij} da un cambio di base (*cfr.* eqq.(A.15)) e qui supposte, per semplicità, reali. Le costanti c_k, d_k nella (3.11) sono date da:

$$c_k = \begin{cases} \sin(\beta - \alpha), & k = 1, \\ \cos(\beta - \alpha), & k = 2, \\ \cos 2\beta, & k = 3; \end{cases}$$

$$d_k = \begin{cases} -\sin\alpha, & k = 1, \\ \cos\alpha, & k = 2, \\ \cos\beta & k = 3; \end{cases}$$

dove α è l'angolo di *mixing* nel settore degli Higgs scalari neutri definito nelle eqq.(I.10) e (A.10). Le formule per la larghezza dei decadimenti (3.2a,b,c) in termini degli accoppiamenti Q''_{ij}, S''_{ij} possono trovarsi in ref.[72]. Per quanto riguarda il decadimento carico (3.2d) si ha, invece:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^+ H^-) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m_i^2, m_j^2, m_{H^\pm}^2)}{32\pi m_i^3}\left[(|Q^L_{ij}|^2 + |Q^R_{ij}|^2)(m_i^2 + m_j^2 - m_{H^\pm}^2) + 4\,\mathrm{Re}(Q^L_{ij}Q^{R*}_{ij})\eta_i\eta_j m_i m_j\right] = \Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^- H^+) \quad (3.12)$$

dove gli accoppiamenti $Q_{ij}^{L,R}$ sono definiti nelle eqq.(A.13). Interessante per il seguito è la situazione riguardante il $\tilde{\chi}_2^0$. Per esso i soli decadimenti possibili a due corpi del tipo (3.1)-(3.2) sono $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 Z^0$ e $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0(A^0, H^0)$. D'altra parte, si può vedere che $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) < M_2$, $\forall \mu$ e, inoltre, questa differenza di massa può essere abbastanza piccola per $|\mu| \ll M_1,\ M_2$ (*cfr.* fig. 1.13). Ne segue che in una estesa regione dello spazio dei parametri SUSY con $|\mu|$ relativamente piccolo è possibile che nessun decadimento di questo genere sia cinematicamente permesso. Tuttavia va ricordato che h^0 può essere abbastanza leggero ($44 < m_{h^0} \lesssim 130\,\mathrm{GeV}$, considerando il limite inferiore sperimentale ed un limite superiore teorico approssimativo, *cfr.* Introduzione ed eq.(I.12)) e, in questo caso, il canale dominante di decadimento per il $\tilde{\chi}_2^0$ può diventare $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ con un *Branching Ratio* (**BR**) vicino al 100%. Le dimensioni e l'esistenza di una tale regione dipendono sensibilmente da m_{h^0}, ovvero da m_{A^0} e $\tan\beta$. Interessante è il fatto che, fissato m_{A^0}, più alto è $\tan\beta$, più pesante risulta h^0 e, d'altra parte, se h^0 è davvero molto leggero, allora lo è anche A^0 che gioca anch'esso in questo caso il suo ruolo nei decadimenti del NLN. Quando, invece, $|\mu| > M_1,\ M_2$ e $(M_2 - M_1) > M_z$, allora il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 Z^0$ diventa cinematicamente permesso, ma ciò non assicura che questo modo abbia un BR significativo. Infatti, quando $|\mu| \gg M_1,\ M_2$ il canale con lo Z^0 risulta soppresso da un fattore $(M_2 - M_1)^2/\mu^2$ rispetto ai modi con bosoni di Higgs. La sola regione in cui il decadimento (3.1a) nel caso $i = 2,\ j = 1$ può essere rilevante è quella in cui $M_1 < |\mu| < M_2$ e $(\mu - M_1) > M_z$. Anche in questo caso, però, il modo con lo Z^0 è soppresso se $\sin 2\beta\ \mathrm{sgn}(\mu) \simeq 1$, il che accade per $\tan\beta$ vicino ad 1 e μ positivo. D'altra parte, come si è visto nel cap.1, vi è una regione in cui $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$ subiscono un incrocio di livelli (*cfr.* fig. 1.10); in questo piccolo cuneo il modo con lo Z^0 può essere rilevante. Si vedrà nel paragrafo 3.5, con analisi numeriche, che nel quadro sperimentale di LEP II e sotto ipotesi ragionevoli, solo il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ (e, in taluni casi estremi, $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 A^0$) ha un ruolo importante in questo studio tra i canali di questo tipo. Per quanto riguarda i neutralini più pesanti, invece, la rilevanza dei modi con bosoni vettori $Z^0, W^\pm$ (3.1a,b) è molto maggiore e i decadimenti di questo genere dominano praticamente in tutto lo spazio dei parametri a parte una regione a forma di "V" centrata grosso modo sull'asse $\mu = 0$ in cui il modo con l'Higgs leggero diventa più importante, nel caso del $\tilde{\chi}_3^0$.

Le larghezze per i decadimenti in coppie leptone-sleptone (quark-squark), valgono [65][2]:

$$\begin{aligned}\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \bar{f}\tilde{f}_{L,R}) &= \frac{(3)g^2\lambda^{1/2}(m_i^2, m_{\tilde{f}}^2, m_f^2)}{32\pi m_i^3}\Big[(m_i^2 + m_f^2 - m_{\tilde{f}}^2)(|F_{fi}^{L,R}|^2 + |G_{fi}^{L,R}|^2) \\ &\quad + 4\eta_i m_i m_f\,\mathrm{Re}(F_{fi}^{L,R} G_{fi}^{L,R*})\Big] = \Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to f\bar{\tilde{f}}_{L,R}) \qquad (3.13)\end{aligned}$$

dove: $f = \ell, \nu_\ell, u, d, \ldots$; $F_{fi}^{L,R}$ e $G_{fi}^{L,R}$ sono, rispettivamente, gli accoppiamenti delle componenti di gaugino e di higgsino del $\tilde{\chi}_i^0$ con il fermione f (*cfr.* eqq.(A.7)), laddove si tenga conto che se f è di tipo *up* (ν_ℓ, u, c, t) bisognerà usare l'accoppiamento G_{ui} (A.7d), mentre se è di tipo *down* (ℓ, d, s, b) interverrà l'accoppiamento G_{di} (A.7e); m_i è il modulo dell'autovalore di massa del neutralino che decade; η_i è il suo segno; il fattore di colore (3) va tenuto in conto solo per i decadimenti adronici. Si osservi come il contributo delle sole componenti di higgsino sia depresso a causa di fattori $(m_f/M_W)^2,\ f \neq t$ rispetto a quello dei gaugini, nel caso di fermioni leggeri, mentre le interferenze tra contributi sono dello stesso ordine di grandezza delle correzioni allo spazio delle fasi dovute alla massa non nulla di f. Viceversa, se il neutralino è sufficientemente pesante da tener aperto anche il canale $\tilde{t}\bar{t}(\bar{\tilde{t}}t)$ e le sue componenti di higgsino sono dominanti ($|\mu| \gg M_2, M_z$), allora risulta proprio quest'ultimo il decadimento più importante tra quelli di questa classe, nonostante vi sia meno spazio delle fasi a disposizione. Inoltre bisogna tener conto del fatto che il *mixing* L-R nel settore dei top-squarks può rendere uno dei due autostati di massa $\tilde{t}_{1,2}$ sensibilmente più leggero degli altri squarks (*cfr.* Introduzione, §I.2). Nel §3.5, non essendo coinvolti i top-quarks nella situazione cinematica di LEP II, si useranno delle formule semplificate nel limite $m_f \to 0$:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to \bar{f}\tilde{f}_{L,R})|_{m_f \to 0} = \frac{g^2}{32\pi m_i^3}|F_{fi}^{L,R}|^2(m_i^2 - m_{\tilde{f}}^2)^2 = \Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \to f\bar{\tilde{f}}_{L,R})|_{m_f \to 0} \qquad (3.14)$$

La rilevanza di questi modi dipende crucialmente dal valore relativo di $m_{1/2}$ (e quindi di $M_1,\ M_2$), $|\mu|$ ed m_0 che regolano lo spettro di masse dei neutralini e degli sleptoni (gli squarks, soprattutto nei decadimenti dei neutralini leggeri, sono spesso fuori gioco a causa della loro massa oltre soglia). Nel caso qui più importante del $\tilde{\chi}_2^0$ risulta che se m_0 è sufficientemente più piccolo di M_z allora, soprattutto nel caso dei modi con lo sneutrino (3.3b) e con il selettrone *right* (3.3a) – che è sempre più leggero di quello *left*, *cfr.* eq.(I.16) –, questi canali possono avere grande rilevanza,

[2] Con modifiche per le diverse notazioni adottate.

soprattutto nelle zone in cui $|\mu| \gg M_1,\ M_2,\ M_Z$ e i neutralini più leggeri sono gaugini. In questa situazione particolare risulta, inoltre, che il NLN è $\simeq W_3$-ino così che i suoi decadimenti in squarks e sleptoni (necessariamente di tipo *left*), se permessi, sono universali in sapore con preferenza per gli squarks che godono di un fattore 3 di colore. Da notare anche che in questo scenario gli altri eventuali decadimenti a 2 corpi sarebbero tutti soppressi da fattori $(M_Z/\mu)^2$ e i modi (3.3), cinematica permettendo, dominerebbero. Nel caso dei neutralini più pesanti ciò può accadere anche per valori di m_0 più alti, con il canale top-stop in particolare evidenza, come detto sopra, nel caso in cui $|\mu|$ è molto grande e, viceversa, con approssimativa indipendenza dal sapore nel caso in cui $M_1,\ M_2$ sono grandi e dominano le componenti di gaugino.

Una trattazione generale dei decadimenti a 2 corpi di neutralini e chargini può trovarsi nelle reff.[63, 65].

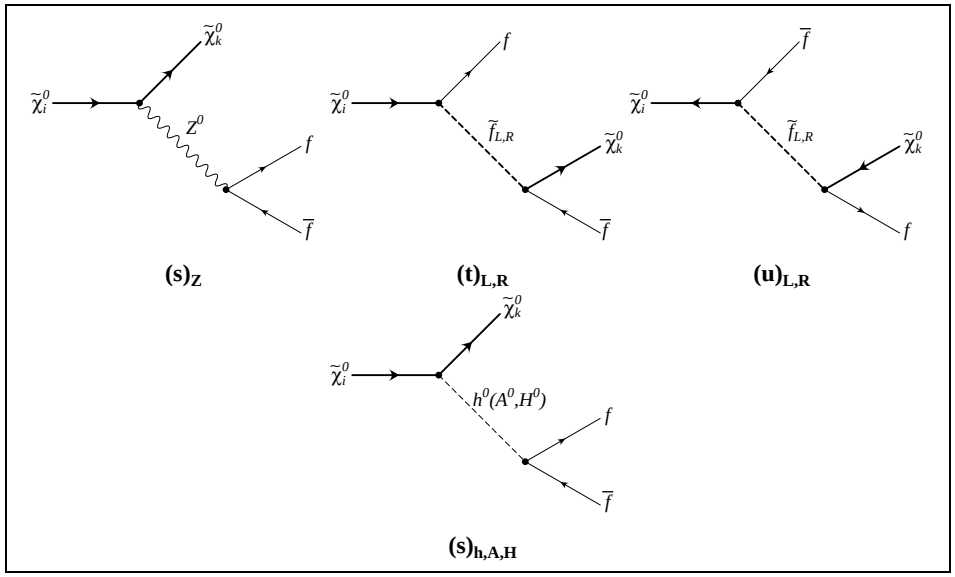


Fig. 3.2: Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 3 corpi dei neutralini del tipo $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^0_j f \bar{f}$ (*cfr.* eqq.(3.4)).

3.3 Decadimenti a 3 corpi

In fig. 3.2 sono riportati i diagrammi per i decadimenti a 3 corpi del tipo (3.4) in cui la particella con $R = -1$ nello stato finale è un neutralino. Il canale $\mathbf{(s)}_{\rm Z}$, procedendo attraverso lo scambio di Z^0, riguarda le sole componenti di higgsino dei neutralini iniziale e finale, mentre nei canali $\mathbf{(t,u)}_{\rm L,R}$ viene scambiato uno sfermione virtuale di tipo *left* o *right* che si accoppia principalmente con le componenti di fotino e Z-ino nel caso in cui i due fermioni standard nello stato finale siano leggeri. Ciò è ancora una volta dovuto al fatto che gli accoppiamenti $G^{L,R}_{fi,j}$ sono $\propto (m_f/M_W)$, *cfr.* eqq.(A.7d,e). Il contributo dei diagrammi $\mathbf{(t),(u)}$ dipende fortemente da m_0, ovvero dalla massa dello sfermione che compare a denominatore del propagatore e, quindi, è generalmente più rilevante nel caso leptonico che non nel caso adronico (*cfr.* (I.16)). L'ampiezza per i diagrammi di tipo $\mathbf{(s)}_{\rm h,A,H}$, nei quali viene scambiato un bosone di

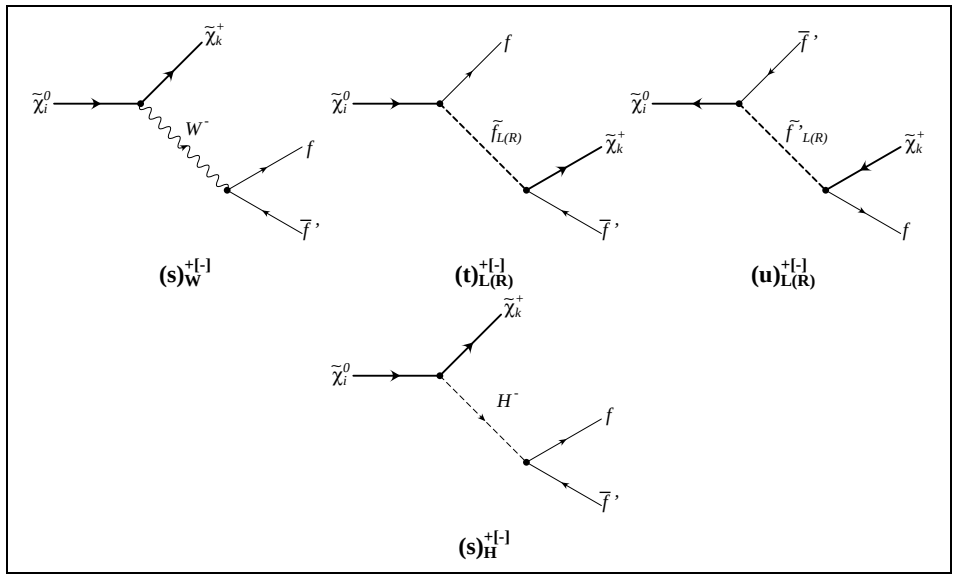


Fig. 3.3: Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 3 corpi dei neutralini del tipo $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^\pm_j f \bar{f}'$ (*cfr.* eqq.(3.5)).

Higgs SUSY subiscono anch'esse dei fattori di attenuazione $(m_f/M_W) \ll 1,\ (f \neq t)$,

a causa dei caratteristici accoppiamenti $(h^0, H^0, A^0)ff$ riportati nelle eqq.(A.9) (che per supersimmetria sono analoghi a quelli del tipo $\tilde{H}_i^0 f\tilde{f}$ di cui si è detto. Inoltre tale canale è attivo solo nel casi in cui uno dei due neutralini sia uno $\tilde{Z}$ e l'altro un $\tilde{H}_i^0$, come appare evidente dalle eqq.(A.11). D'altra parte h^0, ed eventualmente A^0, potrebbero essere sufficientemente leggeri da rendere l'ampiezza per il diagramma $\mathbf{(s)}_{\rm H}$ non trascurabile rispetto alle altre, con riferimento soprattutto ai decadimenti $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 b\bar{b}$, $\tilde{\chi}_j^0 \tau^+\tau^-$. Il caso $f = t$, come già accennato nel §3.2, richiede una trattazione del tutto differente, a causa della presenza di grandi accoppiamenti di Yukawa e, inoltre, è solo raramente permesso cinematicamente dalla presenza nello spettro SUSY di due neutralini le cui masse differiscano per più di 300 GeV.

I diagrammi per i decadimenti carichi del tipo (3.5) con un chargino nello stato finale possono trovarsi in fig. 3.3 e sono dello stesso tipo del caso precedente. Le differenze consistono nella presenza dei bosoni $W^\pm$ nel canale $\mathbf{(s)}_{\rm W}$ in luogo dello Z^0, nella presenza delle ampiezze $\mathbf{(b,c)}_{\rm R}$ (depresse da fattori (m_f/M_W)) solo per la componente di higgsino del $\tilde{\chi}_k^\pm$ (il $\tilde{W}^\pm$ si accoppia solo con gli sfermioni di tipo *left*, *cfr.* eqq.(A.8)), nel fatto che nei propagatori dei diagrammi $\mathbf{(t)}$ e $\mathbf{(u)}$ scorrano due sfermioni diversi e nell'esistenza di un solo diagramma di tipo $\mathbf{(s)}_{\rm H}$, in cui un Higgs carico virtuale, generalmente molto pesante (*cfr.* Introduzione: eqq.(I.9) e (I.11), tabb. I.1 e I.2), produce i due leptoni (quarks) dello stato finale. Per questa classe di decadimenti valgono delle considerazioni generali simili a quelle per il caso (3.4), ma bisogna tener conto del fatto che, mentre almeno un processo del tipo neutro ha sempre luogo per $i > 1$, i processi del tipo (3.5) possono essere del tutto proibiti, ad es. per $i = 2$, a causa della possibilità che ambedue i chargini siano più pesanti del neutralino che decade. Questa circostanza rende questa classe di decadimenti meno rilevante in molte zone dello spazio dei parametri SUSY nell'analisi della situazione a LEP II. Un'altra osservazione da farsi è che nello stato finale dei decadimenti (3.5) può comparire un solo top-quark, rendendo più probabile l'eventualità che vi siano 6 sapori di quarks attivi.

I decadimenti (3.6) con un gluino e quarks nello stato finale ricevono contributo dai soli diagrammi $\mathbf{(t)}$ e $\mathbf{(u)}$ in cui viene scambiato uno squark virtuale (*cfr.* fig. 3.4). Questo tipo di processi può essere cinematicamente permesso solo nei casi in cui $i = 3, 4$ e $|\mu| \gg M_2 \Rightarrow \tilde{\chi}_{3,4}^0 \sim \tilde{H}_{1,2}^0$, ma in questa situazione i canali di tipo $\mathbf{(t),(u)}$ sono depressi, avendo ampiezza proporzionale ad un accoppiamento tra higgsino e quark/squark. D'altra parte va tenuto ben presente che i decadimenti di questa classe hanno larghezza proporzionale ad $\alpha_s\alpha_{em}$, in luogo di α_{em}^2 come avviene per tutti gli altri decadimenti a 3 corpi.

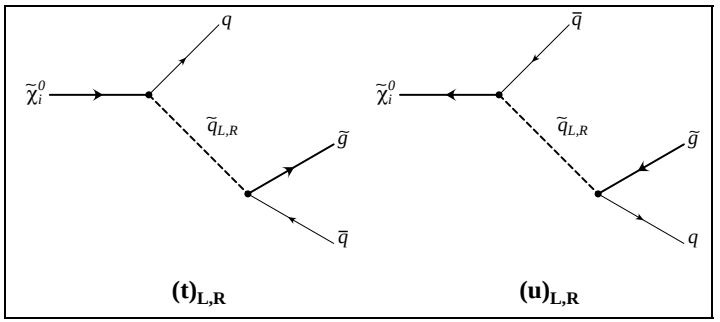


Fig. 3.4: Diagrammi di Feynman per i decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{g}q\bar{q}$.

Per i processi a 3 corpi è fornita qui di seguito una formula generale per la larghezza differenziale invariante [61][3], nell'approssimazione $m_f \to 0$, $f = \ell, \nu_\ell, u, d, \ldots$, ovvero trascurando (oltre agli effetti del *mixing left-right* per gli sfermioni, *cfr.* §I.2): a) i termini $\propto (m_f/M)^2$ provenienti dallo spazio delle fasi, con M una qualsiasi delle scale di massa rilevanti; b) gli accoppiamenti delle componenti di higgsino di chargini e neutralini con leptoni-sleptoni (quark-squark), eqq.(A.7d,e) e (A.8b,c), che generano termini $\propto (m_f/M_W)^2$ nell'espressione per la larghezza; c) tutti i contributi provenienti dai diagrammi di tipo $\mathbf{(s)}_{\rm H}$ con scambio di Higgs nelle figg. 3.2, 3.3, anch'essi $\propto (m_f/M_W)^2$. Naturalmente questa non è una buona approssimazione per $f = t$ e talvolta nemmeno per $f = b, \tau$, soprattutto quando la differenza di massa tra il neutralino iniziale e la particella SUSY finale è piccola. Nel §3.5, tuttavia, si vedrà che essa può considerarsi abbastanza affidabile nelle regioni interessanti per il caso di LEP II. La larghezza in questione è data da:

$$d\Gamma\left[\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_k^0(\tilde{\chi}_k^+, \tilde{g}) f\bar{f}^{(\prime)}\right] = \frac{\alpha_{em}^2}{32\pi \sin^4\theta_W m_i^3} \times \int d\bar{s}\, d\bar{t}\, (W_s + W_t + W_u + W_{tu} + W_{st} + W_{su}); \quad (3.15a)$$

[3]Con qualche modifica per tener conto della larghezza finita delle particelle che scorrono nei propagatori e di qualche errore di stampa.

$$W_s = \left[A_s(m_i^2-\bar t)(\bar t-m_k^2)+B_s(m_i^2-\bar u)(\bar u-m_k^2)+C_s\cdot 2\eta_i\eta_k m_i m_k\bar s\right]|D_s|^2, \quad (3.15b)$$

$$W_t = A_t^L(m_i^2-\bar t)(\bar t-m_k^2)|D_t^L|^2 \ + A_t^R(m_i^2-\bar t)(\bar t-m_k^2)|D_t^R|^2, \quad (3.15c)$$

$$W_u = A_u^L(m_i^2-\bar u)(\bar u-m_k^2)|D_u^L|^2+A_u^R(m_i^2-\bar u)(\bar u-m_k^2)|D_u^R|^2, \quad (3.15d)$$

$$W_{tu} = A_{tu}^L\cdot 2\eta_i\eta_k m_i m_k\bar s\,\mathrm{Re}(D_t^L D_u^{L*})+A_{tu}^R\cdot 2\eta_i\eta_k m_i m_k\bar s\,\mathrm{Re}(D_t^R D_u^{R*}), \quad (3.15e)$$

$$W_{st} = 2\left[A_{st}^L(m_i^2-\bar t)(\bar t-m_k^2)+B_{st}^L\eta_i\eta_k m_i m_k\bar s\right]\mathrm{Re}(D_s^L D_t^{L*}) \ +(L\to R), \quad (3.15f)$$

$$W_{su} = 2\left[A_{su}^L(m_i^2-\bar u)(\bar u-m_k^2)+B_{su}^L\eta_i\eta_k m_i m_k\bar s\right]\mathrm{Re}(D_s^L D_u^{L*})+(L\to R), \quad (3.15g)$$

dove: nello stato finale può trovarsi un neutralino ($k<i$), un chargino ($k=1,2$; $m_{\tilde\chi_k^\pm}<m_{\tilde\chi_i^0}$) o un gluino; f,f' sono leptoni o quarks (per il caso con il gluino solo quarks); $m_{i,k}$, $\eta_{i,k}$ hanno il consueto significato per i chargini e i neutralini (per il gluino $m_k\to m_{\tilde g}$, $\eta_k\to\eta_{\tilde g}=+1$); $\bar s,\bar t,\bar u$ sono invarianti di tipo Mandelstam così definiti: $\bar s=(p_f+p_{\bar f^{(\prime)}})^2$, $\bar t=(p_{\tilde\chi_i^0}-p_f)^2$, $\bar u=(p_{\tilde\chi_i^0}-p_{\bar f^{(\prime)}})^2=m_i^2+m_k^2-\bar s-\bar t$, con ovvie notazioni; $D_a=(\bar a-M_a^2+iM_a\Gamma_a)^{-1}$ – con $a=s,t,u$ – sono i propagatori; M_s è la massa della particella vettoriale $(Z^0,W^\pm)$ scambiata nei canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm V}$; $M_{L(R)}$ denota la massa della particella scalare di tipo *left (right)* scambiata nei canali **(t)** ed **(u)**, *cfr.* tabb. 3.1, 3.2; Γ_a è la larghezza della particella virtuale nel canale a; i coefficienti $A_{s,t,u}^{(L,R)}$, $B_{s,t,u}^{(L,R)}$ e C_s sono elencati nelle tabb. 3.1, 3.2 rispettivamente per i decadimenti neutri (3.4) e (3.6) e per quelli carichi (3.5). Le espressioni per questi ultimi coinvolgono gli accoppiamenti L_f, R_f, $F_{fi}^{L,R}$, $O_{ik}^{(\prime\prime)L,R}$ che possono trovarsi in appendice A, eqq.(A.1b), (A.7b,c), (A.3b,c), (A.6b,c), rispettivamente. Per ottenere la larghezza totale l'intervallo di integrazione nella (3.15a) è individuato dai seguenti limiti: $\bar s_{min}=0$, $\bar s_{max}=(m_i-m_k)^2$, $\bar t_{max,min}=\frac12\left[m_i^2+m_k^2-\bar s\pm\sqrt{\lambda(m_i^2,m_k^2,\bar s)}\right]$.

Ovviamente la cinematica può essere tale che una delle particelle (o più particelle) che scorrono nei propagatori dei diagrammi nelle figg. 3.2-3.4 sia producibile *on-shell*. In tal caso, il diagramma corrispondente domina su tutti gli altri e il suo contributo alla larghezza del $\tilde\chi_i^0$ è ottenibile (nel limite $\Gamma_a(\ll m_{i,k},M_a)\to 0\Rightarrow |D_a|^2\sim\pi\delta(\bar a-M_a^2)$, $a=s,t,u$) semplicemente moltiplicando la larghezza per il risultante decadimento a 2 corpi (i processi (3.1) per i canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm V}$, i (3.3) per i canali $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$ e i (3.2) per i canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm H}$) per la larghezza del successivo decadimento del

$\tilde\chi_{\mathbf i}^0\to$ **final state**	$\tilde\chi_{\mathbf k}^0\ell^+\ell^-$	$\tilde\chi_{\mathbf k}^0\nu_\ell\bar\nu_\ell$	$\tilde\chi_{\mathbf k}^0\mathbf{q\bar q}$	$\tilde{\mathbf g}\mathbf{q\bar q}$
Channels	**Exchanged Particles**			
$(\mathrm s)_V$	Z^0	Z^0	Z^0	$--$
$(\mathrm t)_{L,R}$	$\tilde\ell_L,\tilde\ell_R$	$\tilde\nu_{\ell,L},--$	$\tilde q_L,\tilde q_R$	$\tilde q_L,\tilde q_R$
$(\mathrm u)_{L,R}$	$\tilde\ell_L,\tilde\ell_R$	$\tilde\nu_{\ell,L},--$	$\tilde q_L,\tilde q_R$	$\tilde q_L,\tilde q_R$
Couplings	**Expressions**			
$A_s=B_s=C_s$	$4\frac{\lvert O_{ik}''^L\rvert^2L_\ell^2+\lvert O_{ik}''^R\rvert^2R_\ell^2}{\cos^4\theta_W}$	$\frac{\lvert O_{ik}''^L\rvert^2}{\cos^4\theta_W}$	$12\frac{\lvert O_{ik}''^L\rvert^2L_q^2+\lvert O_{ik}''^R\rvert^2R_q^2}{\cos^4\theta_W}$	0
$A_t^L=A_u^L=A_{tu}^L$	$\lvert F_{\ell i}^L\rvert^2\lvert F_{\ell k}^L\rvert^2$	$\lvert F_{\nu i}^L\rvert^2\lvert F_{\nu k}^L\rvert^2$	$3\lvert F_{qi}^L\rvert^2\lvert F_{qk}^L\rvert^2$	$8\frac{\alpha_s\sin^2\theta_W}{\alpha_{em}}\lvert F_{qi}^L$
$A_t^R=A_u^R=A_{tu}^R$	$\lvert F_{\ell i}^R\rvert^2\lvert F_{\ell k}^R\rvert^2$	0	$3\lvert F_{qi}^R\rvert^2\lvert F_{qk}^R\rvert^2$	$8\frac{\alpha_s\sin^2\theta_W}{\alpha_{em}}\lvert F_{qi}^R$
$(A,B)_{(st,su)}^L$	$2\frac{\mathrm{Re}(F_{\ell i}^LF_{\ell k}^{L*})O_{ik}''^{L(*)}L_\ell}{\cos^2\theta_W}$	$\frac{\mathrm{Re}(F_{\nu i}^LF_{\nu k}^{L*})O_{ik}''^{L(*)}}{\cos^2\theta_W}$	$6\frac{\mathrm{Re}(F_{qi}^LF_{qk}^{L*})O_{ik}''^{L(*)}L_q}{\cos^2\theta_W}$	0
$(A,B)_{(st,su)}^R$	$2\frac{\mathrm{Re}(F_{\ell i}^{R*}F_{\ell k}^R)O_{ik}''^{R(*)}R_\ell}{\cos^2\theta_W}$	0	$6\frac{\mathrm{Re}(F_{qi}^{R*}F_{qk}^R)O_{ik}''^{R(*)}R_q}{\cos^2\theta_W}$	0

Tab. 3.1: Coefficienti che intervengono nell'espressione (3.15) per la larghezza dei decadimenti del tipo $\tilde\chi_i^0\to\tilde\chi_k^0f\bar f$ e $\tilde\chi_i^0\to\tilde g q\bar q$.

tipo $(Z^0,W^\pm,h^0,H^0,A^0,H^\pm)\to f\bar f^{(\prime)}$ oppure $\tilde f^{(\prime)}\to(\tilde\chi_k^0,\tilde\chi_k^\pm,\tilde g)f^{(\prime)}$. Sono, quindi, utili le formule seguenti per le larghezze di questi ultimi processi a 2 corpi (qui fornite sia per m_f finita, sia nel limite $m_f\to 0$) [61, 64, 73, 93][4]:

$$\Gamma(Z^0\to f\bar f) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(M_Z^2,m_f^2,m_f^2)}{24\pi\cos^2\theta_W M_Z^3}\left[(M_Z^2-m_f^2)(L_f^2+R_f^2)+6m_f^2L_fR_f\right]$$
$$\stackrel{m_f\to0}{\longrightarrow}(3)\frac{g^2M_Z}{24\pi\cos^2\theta_W}(L_f^2+R_f^2)\,, \quad (3.16a)$$

$$\Gamma(W^+\to u\bar d) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(M_W^2,m_u^2,m_d^2)}{96\pi M_W^3}\left[2M_W^2-m_u^2-m_d^2-\frac{(m_u^2-m_d^2)^2}{M_W^2}\right]$$
$$\stackrel{m_u,m_d\to0}{\longrightarrow}(3)\frac{g^2M_W}{48\pi}\,, \quad (3.16b)$$

$$\Gamma(h^0\to u\bar u) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m_{h^0}^2,m_u^2,m_u^2)m_u^2\cos^2\alpha(m_{h^0}^2-4m_u^2)}{32\pi M_W^2\sin^2\beta m_{h^0}^3}\stackrel{m_u\to0}{\longrightarrow}0\,, \quad (3.16c)$$

$$\Gamma(h^0\to d\bar d) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m_{h^0}^2,m_d^2,m_d^2)m_d^2\sin^2\alpha(m_{h^0}^2-4m_d^2)}{32\pi M_W^2\cos^2\beta m_{h^0}^3}\stackrel{m_d\to0}{\longrightarrow}0\,, \quad (3.16d)$$

[4] Con modifiche alle notazioni ed alcune generalizzazioni.

$\tilde{\chi}^0_{\mathbf{i}} \to$ **final state**	$\tilde{\chi}^+_{\mathbf{k}}\ell^-\bar{\nu}_\ell$	$\tilde{\chi}^+_{\mathbf{k}}\bar{\mathbf{u}}\mathbf{d}$
Channels	**Exchanged Particles**	
$(\mathrm{s})_V$	$W^\pm$	$W^\pm$
$(\mathrm{t})_L$	$\tilde{\nu}_{\ell,L}$	$\tilde{u}_L$
$(\mathrm{u})_L$	$\tilde{\ell}_L$	$\tilde{d}_L$
Couplings	**Expressions**	
A_s	$2\lvert O^L_{ik}\rvert^2$	$6\lvert O^L_{ik}\rvert^2$
B_s	$2\lvert O^R_{ik}\rvert^2$	$6\lvert O^R_{ik}\rvert^2$
C_s	$-2\,\mathrm{Re}(O^L_{ik}O^{R*}_{ik})$	$-6\,\mathrm{Re}(O^L_{ik}O^{R*}_{ik})$
A^L_t	$\lvert F^L_{\nu i}\rvert^2\lvert V_{k1}\rvert^2$	$3\lvert F^L_{ui}\rvert^2\lvert V_{k1}\rvert^2$
A^L_u	$\lvert F^L_{\ell i}\rvert^2\lvert U_{k1}\rvert^2$	$3\lvert F^L_{di}\rvert^2\lvert U_{k1}\rvert^2$
A^L_{tu}	$\mathrm{Re}(F^L_{\nu i}F^{L*}_{\ell i}V_{k1}U^*_{k1})$	$3\,\mathrm{Re}(F^L_{ui}F^{L*}_{di}V_{k1}U^*_{k1})$
A^L_{st}	$-\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{\nu i}V^*_{k1})O^{L(*)}_{ik}$	$-3\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{ui}V^*_{k1})O^{L(*)}_{ik}$
B^L_{st}	$\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{\nu i}V^*_{k1})O^{R(*)}_{ik}$	$3\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{ui}V^*_{k1})O^{R(*)}_{ik}$
A^L_{su}	$\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{\ell i}U^*_{k1})O^{R(*)}_{ik}$	$3\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{di}U^*_{k1})O^{R(*)}_{ik}$
B^L_{su}	$-\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{\ell i}U^*_{k1})O^{L(*)}_{ik}$	$-3\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(F^L_{di}U^*_{k1})O^{L(*)}_{ik}$
$(A,B)^R_{(s,t,u)}$	0	0

Tab. 3.2: Coefficienti che intervengono nell'espressione (3.15) per la larghezza dei decadimenti del tipo $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^+_k f\bar{f}'$.

$$\Gamma(H^0 \to u\bar{u}) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{H^0},m^2_u,m^2_u)m^2_u\sin^2\alpha(m^2_{H^0}-4m^2_u)}{32\pi M^2_W\sin^2\beta m^3_{H^0}} \stackrel{m_u\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16e)$$

$$\Gamma(H^0 \to d\bar{d}) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{H^0},m^2_d,m^2_d)m^2_d\cos^2\alpha(m^2_{H^0}-4m^2_d)}{32\pi M^2_W\cos^2\beta m^3_{H^0}} \stackrel{m_d\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16f)$$

$$\Gamma(A^0 \to u\bar{u}) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{A^0},m^2_u,m^2_u)m^4_u\cot^2\beta}{8\pi M^2_W m^3_{A^0}} \stackrel{m_u\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16g)$$

$$\Gamma(A^0 \to d\bar{d}) = (3)\frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{A^0},m^2_d,m^2_d)m^4_d\tan^2\beta}{8\pi M^2_W m^3_{A^0}} \stackrel{m_d\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16h)$$

$$\Gamma(\tilde{f}_{L,R} \to \tilde{\chi}^0_i f) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{f}_{L,R}},m^2_f,m^2_i)}{16\pi m^3_{\tilde{f}_{L,R}}}\Big[(m^2_{\tilde{f}_{L,R}}-m^2_f-m^2_i)(|F^{L,R}_{fi}|^2+|G^{L,R}_{fi}|^2)$$
$$-4\eta_i m_i m_f\,\mathrm{Re}(F^{L,R}_{fi}G^{L,R*}_{fi})\Big] \stackrel{m_f\to 0}{\longrightarrow} \frac{g^2|F^{L,R}_{fi}|^2(m^2_{\tilde{f}_{L,R}}-m^2_i)^2}{16\pi m^3_{\tilde{f}_{L,R}}}\,, \quad (3.16i)$$

$$\Gamma(\tilde{u}_L \to \tilde{\chi}^+_i d) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{u}_L},m^2_d,m^2_i)}{16\pi m^3_{\tilde{u}_L}}\left[(m^2_{\tilde{u}_L}-m^2_d-m^2_i)\left(|V_{i1}|^2+\frac{m^2_d|U_{i2}|^2}{2M^2_W\cos^2\beta}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{4\eta_i m_i m^2_d\,\mathrm{Re}(V_{i1}U^*_{i2})}{\sqrt{2}M_W\cos\beta}\right] \stackrel{m_d\to 0}{\longrightarrow} \frac{g^2|V_{i1}|^2(m^2_{\tilde{u}_L}-m^2_i)^2}{16\pi m^3_{\tilde{u}_L}}\,, \quad (3.16j)$$

$$\Gamma(\tilde{u}_R \to \tilde{\chi}^+_i d) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{u}_R},m^2_d,m^2_i)(m^2_{\tilde{u}_R}-m^2_d-m^2_i)m^2_u|V_{i2}|^2}{32\pi M^2_W\sin^2\beta\, m^3_{\tilde{u}_R}} \stackrel{m_u(m_d)\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16k)$$

$$\Gamma(\tilde{d}_L \to \tilde{\chi}^-_i u) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{d}_L},m^2_u,m^2_i)}{16\pi m^3_{\tilde{d}_L}}\left[(m^2_{\tilde{d}_L}-m^2_u-m^2_i)\left(|U_{i1}|^2+\frac{m^2_u|V_{i2}|^2}{2M^2_W\sin^2\beta}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{4\eta_i m_i m^2_u\,\mathrm{Re}(U_{i1}V^*_{i2})}{\sqrt{2}M_W\sin\beta}\right] \stackrel{m_u\to 0}{\longrightarrow} \frac{g^2|U_{i1}|^2(m^2_{\tilde{d}_L}-m^2_i)^2}{16\pi m^3_{\tilde{d}_L}}\,, \quad (3.16l)$$

$$\Gamma(\tilde{d}_R \to \tilde{\chi}^-_i u) = \frac{g^2\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{d}_R},m^2_u,m^2_i)(m^2_{\tilde{d}_R}-m^2_u-m^2_i)m^2_d|U_{i2}|^2}{32\pi M^2_W\cos^2\beta\, m^3_{\tilde{d}_R}} \stackrel{m_d(m_u)\to 0}{\longrightarrow} 0\,, \quad (3.16m)$$

$$\Gamma(\tilde{q}_{L,R} \to \tilde{g}q) = \frac{2\alpha_s\lambda^{1/2}(m^2_{\tilde{q}_{L,R}},m^2_q,m^2_{\tilde{g}})(m^2_{\tilde{q}_{L,R}}-m^2_q-m^2_{\tilde{g}})}{3m^3_{\tilde{q}_{L,R}}}$$
$$\stackrel{m_q\to 0}{\longrightarrow} \frac{2\alpha_s(m^2_{\tilde{q}_{L,R}}-m^2_{\tilde{g}})^2}{3m^3_{\tilde{q}_{L,R}}}\,, \quad (3.16n)$$

dove $f = \ell, \nu_\ell, u, d, \ldots$; u (d) sta per un leptone/quark di tipo *up (down)*; il fattore di colore (3) va tenuto in conto solo per i casi adronici; η_i ed m_i sono segno e modulo dell'autovalore di massa del neutralino/chargino finale. Tutte le regole di Feynman necessarie per calcolare le (3.16) possono ricavarsi facilmente dai termini della $\mathcal{L}_I$(MSSM) forniti in appendice A.

Un calcolo completo, con m_q non nulla e con riferimento al caso $q = t$, per i decadimenti a 3 corpi $\tilde{g} \to q\bar{q}\tilde{\chi}^0_i$ (così come per $\tilde{g} \to q\bar{q}'\tilde{\chi}^-_i$, $q = t$, $q' = b$, $m_b \to 0$) può trovarsi in ref.[73], con notazioni molto simili a quelle qui adottate. Con le opportune ed ovvie modifiche ai fattori di spazio delle fasi, ciò equivale al calcolo completo della larghezza per il processo invertito (3.6) e, con le opportune sostituzioni degli

accoppiamenti sulla base delle tabb. 3.1, 3.2, della larghezza per gli altri decadimenti a 3 corpi dei neutralini, limitatamente al contributo dei canali $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$. Al momento di scrivere, non ci risulta che esista in letteratura un calcolo completo, per $m_f \neq 0$, dei contributi dei canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm{V,H}}$ e di tutte le interferenze. Va tenuto, inoltre, ancora una volta ben presente che effetti $\mathcal{O}(m_f/M_Z)^2$ provengono anche dal *mixing* L-R nel settore degli sfermioni (*cfr.* §I.2). Una valutazione quantitativa di tutti gli effetti da massa non nulla dei fermioni sarà portata a termine in un futuro lavoro [87].

In generale i decadimenti a 3 corpi, a parte situazioni peculiari in cui può entrare in gioco il decadimento radiativo (*cfr.* §3.4), dominano nelle regioni dello spazio dei parametri SUSY nelle quali tutti i decadimenti a 2 corpi o sono cinematicamente proibiti o sono fortemente depressi dinamicamente. Per il NLN ciò accade per $M_2, M_1 \ll |\mu|, M_Z$ e in una zona del piano $(\mu, M_{2(1)})$ dalle dimensioni variabili e nella quale $|\mu| \lesssim M_2/2 \simeq M_1$ (laddove, cioè, i due neutralini più leggeri sono soprattutto higgsini), con forte dipendenza da m_{h^0} (ovvero da m_{A^0} e $\tan\beta$). Se $m_{h^0} \gtrsim M_Z$, allora i decadimenti a 3 corpi del NLN sono gli unici da considerare quanto meno nella regione $[(M_2 \lesssim 2M_Z) \cup (|\mu| \lesssim 2M_Z)]$, che contiene la zona interessante per LEP II (*cfr.* figg. 1.12, 1.13 e §3.5). Per il $\tilde{\chi}^0_3$ la regione "3 corpi" si riduce generalmente ad una sottile striscia, le cui dimensioni dipendono leggermente da m_{h^0}, contenuta nel ramo $\mu < 0$ della regione a "V" in cui domina il decadimento (3.2a) e di cui si è detto nel § precedente. Nel caso del $\tilde{\chi}^0_4$, infine, a causa del vasto spazio delle fasi a disposizione per i decadimenti a 2 corpi, i processi (3.4)-(3.6) hanno BR's trascurabili in quasi tutto lo spazio dei parametri SUSY [65].

3.4 Il decadimento radiativo

In fig. 3.5 sono mostrati i diagrammi di Feynman, al livello più basso, rilevanti per il decadimento radiativo (3.7) nella gauge scelta in ref.[94]. Nel *loop* dei diagrammi "a triangolo" $\mathbf{(a)}_{\mathrm{l}}$,$\mathbf{(b)}_{\mathrm{l}}$ scorrono tutti i possibili fermioni f (quarks e leptoni) e i loro *partners* SUSY $\tilde{f}$; in $\mathbf{(c)}_{\mathrm{l}}$,$\mathbf{(d)}_{\mathrm{l}}$ i bosoni $W^\pm$ e i due chargini $(j = 1, 2)$; in $\mathbf{(e)}_{\mathrm{l}}$,$\mathbf{(f)}_{\mathrm{l}}$ Higgs carichi e chargini; in $\mathbf{(g)}_{\mathrm{l}}$,$\mathbf{(h)}_{\mathrm{l}}$ particelle *ghost* cariche $G^\pm$ (quanti dei campi di Goldstone che vengono "assorbiti" dai $W^\pm$ per acquistare massa, *cfr.* Introduzione) e chargini. In questa particolare gauge non contribuiscono né i diagrammi "a bolla" via Z^0 e via Higgs (quest'ultimo nullo in generale per invarianza di gauge elettromagnetica), né dei grafici aggiuntivi "a triangolo" nel cui *loop* scorrono $W^\pm$ e $G^\pm$. L'indice 'l' (per levogiro) di $\mathbf{(a)}_{\mathrm{l}}$-$\mathbf{(h)}_{\mathrm{l}}$ in fig. 3.5 sta a significare che ogni diagramma ha un compagno $\mathbf{(a)}_{\mathrm{d}}$-$\mathbf{(h)}_{\mathrm{d}}$ ('d' per destrogiro) che ne differisce solo per il verso delle frecce nel *loop*. A causa della invarianza di gauge, l'elemento di matrice per questo

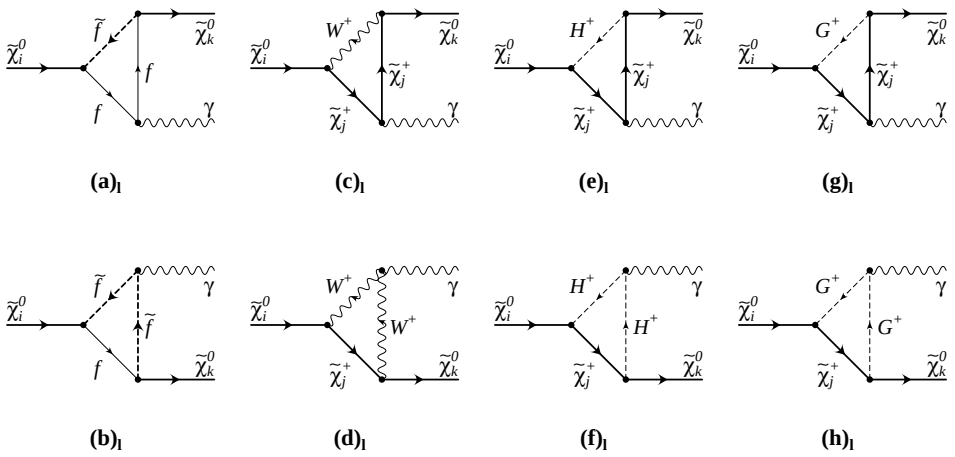


Fig. 3.5: Diagrammi di Feynman per il decadimento radiativo ad un *loop* dei neutralini: $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^0_k\gamma$, nella gauge di ref.[94]. Si veda il testo per il significato dell'indice in basso 'l' e l'origine delle particelle "$G^\pm$".

processo deve avere la forma:

$$\mathcal{M}_{ik} = \frac{ig_{\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_k\gamma}}{m_i}\bar{u}(p_k)(P_R - \eta_i\eta_k P_L)\sigma^{\mu\nu}(k_\gamma)_\mu\epsilon^*_\nu u(p_i), \tag{3.17}$$

dove: $m_{i(k)}$, $\eta_{i(k)}$ sono il modulo e il segno dell'autovalore di massa del neutralino iniziale (finale); $p_{i(k)}$ è il suo 4-momento; $u(\bar{u})$ è il relativo 4-spinore di Majorana; k_γ è il 4-momento del fotone; ϵ_ν è il suo 4-vettore di polarizzazione; $\sigma_{\mu,\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ è l'operatore di spin nello spazio della matrici di Dirac; $P_{L,R} = \frac{1\mp\gamma_5}{2}$. Si noti qui la rilevanza dei fattori $\eta_{i,k}$: l'interazione è proporzionale a $\gamma_5\sigma^{\mu\nu}k_\mu\epsilon^*_\nu$ oppure a $\sigma_{\mu\nu}k_\mu\epsilon^*_\nu$ a seconda del segno relativo dei numeri quantici sotto CP dei neutralini iniziale e finale. La larghezza che ne deriva è data da [94]:

$$\Gamma(\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^0_k\gamma) = \frac{g^2_{\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_k\gamma}}{8\pi}\frac{(m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - m^2_{\tilde{\chi}^0_k})^3}{|m_{\tilde{\chi}^0_i}|^5}\,, \tag{3.18}$$

dove $g_{\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_k\gamma} = \mathcal{O}(g^2 e)$. L'eq.(3.18) va confrontata con la stima della larghezza per i decadimenti a 3 corpi al livello albero $\mathcal{O}(g^4 m_{\tilde{\chi}})$ e con quella per i decadimenti a 2 corpi al livello albero (ove cinematicamente permessi) $\mathcal{O}(g^2 m_{\tilde{\chi}})$. Il calcolo di $g_{\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_k\gamma}$ richiede la valutazione dei contributi di tutti i grafici a triangolo di fig. 3.5 e dei loro compagni destrogiri. Tutte le regole di Feynman necessarie a questo scopo possono ricavarsi dalla Lagrangiana in appendice A. Tenuto conto del fatto che, per un fotone reale nello stato finale, si ha: $-i\sigma^{\mu\nu}k_\mu\epsilon^*_\nu = \not{k}\not{\epsilon}^*$, si trova, per le ampiezze relative ad ogni gruppo di 4 grafici in cui nei triangoli scorrono le stesse particelle (in fig. 3.5 per ogni gruppo ne sono mostrati due, uno sopra l'altro, e gli altri due sono uguali ma destrogiri):

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^V_{ik} &= \frac{-eg^2\eta_k}{8\pi^2}\bar{u}(p_k)(P_R - \eta_i\eta_k P_L)\,\not{k}\not{\epsilon}^* u(p_i) \\
&\quad \times \sum_j \left\{(\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R)\left[\eta_i m_i(I_2 - J - K) + \eta_k m_k(J - K)\right]\right. \\
&\quad \left. + 2\,\eta_j m_j(\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L)J\right\}\,, \qquad (3.19a) \\
\mathcal{M}^S_{ik} &= \frac{eg^2\eta_k}{32\pi^2}\bar{u}(p_k)(P_R - \eta_i\eta_k P_L)\,\not{k}\not{\epsilon}^* u(p_i) \\
&\quad \times \sum_f Q_f C_f \left\{(\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L)\left[\eta_i m_i(I_2 - K) - \eta_k m_k K\right]\right. \\
&\quad \left. + m_f(\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R)I\right\}\,, \qquad (3.19b)
\end{aligned}$$

dove: $\mathcal{M}^V$ è l'elemento di matrice per i grafici del tipo Vettore/fermione (ossia il gruppo $\mathbf{(c,d)}_{\rm l,d}$) e $\mathcal{M}^S$ è quello per i diagrammi del tipo Scalare/fermione (cioè i tre gruppi $\mathbf{(a,b)}_{\rm l,d}$, $\mathbf{(e,f)}_{\rm l,d}$ e $\mathbf{(g,h)}_{\rm l,d}$); η_j, m_j sono il segno e il modulo dell'autovalore di massa del $\tilde{\chi}^\pm_j$, $j = 1, 2$; Q_f è la carica del fermione f in unità di $e > 0$; C_f è l'appropriato fattore di colore per le particelle nel triangolo ($C_f = 1$ per i singoletti e $C_f = 3$ per i tripletti di colore); la somma su f va intesa su tutti i possibili contributi di tipo Scalare/fermione al triangolo, incluso quelli provenienti dai bosoni di Higgs e da quelli di Goldstone carichi, utilizzando le opportune masse ($M_G = M_W$, in questa gauge), cariche elettriche ($Q_{\tilde{\chi}^+_j} = +1$) ed accoppiamenti $(\mathcal{F}, \mathcal{G})_{L,R}$ (si vedano le eqq.(3.21) nel seguito); gli integrali I, I_2, J e K sono così definiti:

$$I = \frac{1}{m_i^2 - m_k^2}\int_0^1 \frac{dx}{1-x}\log\left[\frac{m^2x + M^2(1-x) - m_i^2x(1-x)}{m^2x + M^2(1-x) - m_k^2x(1-x)}\right], \qquad (3.20a)$$

$$J = \frac{1}{m_i^2 - m_k^2}\int_0^1 \frac{dx}{x}\log\left[\frac{m^2x + M^2(1-x) - m_i^2x(1-x)}{m^2x + M^2(1-x) - m_k^2x(1-x)}\right], \qquad (3.20b)$$

$$\begin{aligned}
I_2 &= \frac{1}{m_i^2 - m_k^2}\int_0^1 \log\left[\frac{m^2x + M^2(1-x) - m_i^2x(1-x)}{m^2x + M^2(1-x) - m_k^2x(1-x)}\right], \qquad (3.20c) \\
K &= \frac{-1}{m_i^2 - m_k^2}\int_0^1 dx\left\{1 + \frac{m^2x + M^2(1-x) - m_i^2x(1-x)}{x(1-x)(m_i^2 - m_k^2)}\right. \\
&\quad \left.\times \log\left[\frac{m^2x + M^2(1-x) - m_i^2x(1-x)}{m^2x + M^2(1-x) - m_k^2x(1-x)}\right]\right\} \\
&= \frac{-1}{m_i^2 - m_k^2}\left[1 + m^2 I + M^2 J - m_i^2 I_2\right]. \qquad (3.20d)
\end{aligned}$$

Nelle (3.20) m ed M sono rispettivamente le masse del fermione e del bosone (vettore o scalare) che compaiono nel *loop*. Le formule su mostrate si prestano ad una rapida valutazione numerica, tuttavia è possibile risolvere gli integrali esplicitamente in termini di espressioni analitiche contenenti le funzioni dilogaritmiche e, inoltre, essi ammettono delle semplici soluzioni nei casi asintotici m e/o $M \to \infty$ (*cfr.* ref.[94]). Queste ultime sono particolarmente utili per valutare i contributi relativi dei vari diagrammi ed eventualmente trascurarne alcuni nei frequenti casi (come, ad es., nella situazione in cui i neutralini siano rivelabili a LEP II, *cfr.* § seguente) in cui le masse di alcune delle particelle che scorrono nei *loop* siano molto più pesanti dei neutralini (*cfr.*, Introduzione). Viceversa, risulta che gli integrali (3.20) sono quantità reali solo nel caso in cui $m_k < m_i \leq m + M$, come ovvio dato che in caso contrario una o più fra le coppie bosone/fermione nei *loop* potrebbe andare *on shell*, producendo una parte immaginaria assorbitiva nell'ampiezza del diagramma relativo in corrispondenza con la possibilità cinematica di uno o più fra i decadimenti a 2 corpi (3.1b), (3.2d), (3.3a,c,d) del $\tilde{\chi}^0_i$. È chiaro che in una tale situazione sarebbero proprio questi decadimenti a due corpi a dominare la larghezza del neutralino e il decadimento radiativo, che può competere solo (e in casi particolari, *cfr.* il seguito) con i processi al livello albero a 3 corpi, perderebbe ogni importanza. L'ultimo ingrediente necessario per il calcolo delle (3.19) e, quindi, della larghezza (3.18) sono le espressioni per gli accoppiamenti $(\mathcal{F}, \mathcal{G})_{L,R}$, date qui di seguito [94][5]:

TRIANGOLI "VETTORIALI" CON $W^\pm$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R &= Z_{i2}Z_{k2}(V_{j1}^2 - U_{j1}^2) + \frac{1}{2}(Z_{i4}Z_{k4}V_{j2}^2 - Z_{i3}Z_{k3}U_{j2}^2) \qquad (3.21a) \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2}}V_{j1}V_{j2}(Z_{i2}Z_{k4} + Z_{i4}Z_{k2}) - \frac{1}{\sqrt{2}}U_{j1}U_{j2}(Z_{i2}Z_{k3} + Z_{i3}Z_{k2}),
\end{aligned}$$

[5] Con modifiche di notazione e correzione di qualche errore di stampa.

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L = -\frac{1}{2}U_{j2}V_{j2}(Z_{i3}Z_{k4} - Z_{i4}Z_{k3}) - \frac{1}{\sqrt{2}}U_{j1}V_{j2}(Z_{i2}Z_{k4} - Z_{i4}Z_{k2}) - \frac{1}{\sqrt{2}}U_{j2}V_{j1}(Z_{i2}Z_{k3} - Z_{i3}Z_{k2}); \quad (3.21b)$$

TRIANGOLI "SCALARI" CON $H^{\pm}$:

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R = \sin 2\beta \left[U_{j1}V_{j1}(Z_{i3}Z_{k4} - Z_{i4}Z_{k3}) - \frac{1}{\sqrt{2}}Z_i^{(+)}(Z_{k3}U_{j1}V_{j2} + Z_{k4}U_{j2}V_{j1}) + \frac{1}{\sqrt{2}}Z_k^{(+)}(Z_{i3}U_{j1}V_{j2} + Z_{i4}U_{j2}V_{j1})\right], \quad (3.21c)$$

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L = 2\cos^2\beta(Z_{i4}V_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}}Z_i^{(+)}V_{j2})(Z_{k4}V_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}}Z_k^{(+)}V_{j2}) - 2\sin^2\beta(Z_{i3}U_{j1} - \frac{1}{\sqrt{2}}Z_i^{(+)}U_{j2})(Z_{k3}U_{j1} - \frac{1}{\sqrt{2}}Z_k^{(+)}U_{j2}); \quad (3.21d)$$

TRIANGOLI "SCALARI" CON $G^{\pm}$:

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R = (3.21c) \text{ con: } \sin\beta \to -\cos\beta,\ \cos\beta \to \sin\beta, \quad (3.21e)$$

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L = (3.21d) \text{ con: } \sin\beta \to -\cos\beta,\ \cos\beta \to \sin\beta; \quad (3.21f)$$

TRIANGOLI "SCALARI" CON $\tilde{u}_{L,R}$ (DEGENERI):

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R = \frac{2m_u}{M_W\sin\beta}\left[Z_{i4}(T_{3u}Z_k^{(-)} + Q_u\tan\theta_W Z_{k1}) - Z_{k4}(T_{3u}Z_i^{(-)} + Q_u\tan\theta_W Z_{i1}) - Q_u\tan\theta_W(Z_{i1}Z_{k4} - Z_{i4}Z_{k1})\right], \quad (3.21g)$$

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L = Z_i^{(-)}Z_k^{(-)} + 4T_{3u}Q_u\tan\theta_W(Z_{i1}Z_k^{(-)} + Z_{k1}Z_i^{(-)}); \quad (3.21h)$$

TRIANGOLI "SCALARI" CON $\tilde{\ell}_{L,R}$ O $\tilde{d}_{L,R}$ (DEGENERI):

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_L - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_R = (3.21g) \text{ con}:(m_u, Q_u, T_{3u} = +1/2) \to (m_d, Q_d, T_{3d} = -1/2); \sin\beta \to \cos\beta;\ Z_{i4}, Z_{k4} \to Z_{i3}, Z_{k3}; \quad (3.21i)$$

$$\mathcal{G}_L\mathcal{F}_R - \mathcal{G}_R\mathcal{F}_L = (3.21h) \text{ con}:(m_u, Q_u, T_{3u} = +1/2) \to (m_d, Q_d, T_{3d} = -1/2); \sin\beta \to \cos\beta;\ Z_{i4}, Z_{k4} \to Z_{i3}, Z_{k3}; \quad (3.21j)$$

dove: allo scopo di allegerire la notazione, si sono usati gli elementi della matrice di *mixing* per i neutralini nella base alternativa di cui nelle eqq.(A.15), supponendoli, per semplicità, reali; si sono introdotti i simboli compatti $Z_i^{(\pm)} \equiv Z_{i2} \pm Z_{i1}\tan\theta_W$. Nelle (3.21g-j) è sottointesa l'approssimazione in cui gli sleptoni carichi e gli squark di tipo *left* e quelli di tipo *right* siano autostati di massa degeneri tra loro. Naturalmente questa può non essere una buona approssimazione nel caso degli squarks $\tilde{t}_{L,R}$ (e, talvolta, soprattutto per $\tan\beta$ grande nemmeno per i $\tilde{b}_{L,R}, \tilde{\tau}_{L,R}$, *cfr.* §I.2), nel quale l'effetto del *mixing* L-R può essere significativo. Se si introduce un angolo di *mixing* θ_t, gli accoppiamenti $(\mathcal{F}, \mathcal{G})_{L,R}$ per i contributi separati degli $\tilde{t}_{1,2}$ assumono delle espressioni un po' più complicate [94] in funzione di quest'angolo il quale, a sua volta, andrebbe espresso in termini del set di parametri indipendenti del MSSM scelto (*cfr.* eqq.(I.20) e (I.21)). Ciò, per quanto riguarda questo studio in particolare, si traduce in una notevole complicazione – a causa della necessità di considerare altri parametri del modello come, *e.g.*, A_t oppure A_0 – senza portare vantaggi significativi nella precisione dei calcoli. Questo punto, infatti, è l'unico in cui il settore degli s-top e il loro *mixing* entra nel nostro studio del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ alle energie di LEP II (a parte il calcolo delle correzioni ad un *loop* alla massa di h^0). Poiché i contributi ai *loop* del decadimento radiativo degli $\tilde{t}_{1,2}$ vanno sommati tra loro, così come quelli degli $\tilde{t}_{L,R}$ nell'ipotesi di assenza di *mixing*, l'errore commesso in quest'ultimo caso non dovrebbe essere grande, come confermato da alcune analisi numeriche preliminari da noi eseguite (*cfr.* anche §3.5).

Si è detto che il processo (3.7) può competere solo con i decadimenti a 3 corpi, ne segue che esso può essere rilevante solo nel caso $i = 2, k = 1$, in cui il NLN decade nel LN e in un singolo fotone energetico. Ciò produce una segnatura molto caratteristica per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con grande $\not{E}$, $\not{p}_T$ da una parte del rivelatore dovuta al $\tilde{\chi}_1^0$ inizialmente prodotto e un γ "duro" dall'altra parte più ulteriore energia mancante dovuta al $\tilde{\chi}_1^0$ nei prodotti di decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$. Vale la pena, quindi, di esaminare in dettaglio le situazioni fisiche peculiari, ovvero le regioni nel piano (μ, M_2), in cui il B.R. per il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$ può essere comparabile con quello per i decadimenti a tre corpi del NLN (3.4)-(3.6) (con $i = 2$, $j = 1$), in preparazione alla analisi numerica del prossimo §. Indicheremo queste regioni, per futura comodità, con il simbolo Rn ($n = 1, 2, 3$).

Zona "radiativa" R1: Si tratta della regione in cui $M_2, M_1, |\mu| \ll M_z \Rightarrow$

$\tilde{\chi}_2^0 \simeq \tilde{\gamma}$, $\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{H}_b^0$ con masse:

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_2 \sin^2\theta_W + M_1 \cos^2\theta_W \equiv m_{\tilde{\gamma}}, \tag{3.22a}$$

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq |\mu| \sin 2\beta, \tag{3.22b}$$

con $\eta_2 = 1$, $\eta_1 = -\mathrm{sgn}(\mu)$. In questo limite, gli unici elementi non nulli della matrice N per i due neutralini più leggeri sono N_{11} ed N_{24} entrambi $\simeq 1$. In questa situazione tutti i decadimenti a 3 corpi hanno una ben piccola probabilità. Infatti, per quanto riguarda i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$, il canale $\mathbf{(s)}_{\mathrm{Z}}$ in fig. 3.2 è soppresso dal fatto che non esiste nel MSSM il vertice $\tilde{\gamma}\tilde{H}_i^0 Z^0$ (così come non vi è un vertice $\tilde{Z}\tilde{H}_i^0 Z^0$, *cfr.* eqq.(A.3)) e i canali del tipo $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$ dai fattori $m_{\ell,q(light)}/M_W$ nei vertici $\ell(q)\tilde{\ell}_{L,R}(\tilde{q}_{L,R})\tilde{H}_i^0$ (*cfr.* accoppiamenti $G_{fi}^{L,R}$ nelle (A.7d,e)). I canali di tipo **(d)**, poi, già trascurabili per i motivi esposti nel § precedente, spariscono del tutto a causa dell' assenza del vertice $\tilde{\gamma}\tilde{H}_i^0 h^0(A^0)$ (*cfr.* eqq.(A.11)). I decadimenti (3.5), (3.6), inoltre, sono proibiti cinematicamente, così come i decadimenti a 2 corpi, a causa delle ipotesi iniziali per cui ambedue i neutralini più leggeri hanno massa di molto inferiore a quella dello Z^0 e risultano, per m_0 ed m_{h^0} ragionevoli, di gran lunga le particelle più leggere dello spettro SUSY. Una semplice formula approssimata vale per l'elemento di matrice totale del processo radiativo, in queste ipotesi [83, 94, 95]:

$$\mathcal{M}_{tot}^{R1} = \frac{e^2 g}{16\pi^2 M_W}\bar{u}(p_1)(P_R - \eta_1\eta_2 P_L)\not{k}\not{\epsilon}^* u(p_2)\left\{3Q_t^2\cot\beta\sum_{\tilde{t}_L,\tilde{t}_R} f\left(\frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2}\right)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}\sin 2\beta \sum_j f\left(\frac{m_{H^\pm}^2}{m_j^2}\right) + \frac{1}{2}\sin 2\beta\left[-8 + 3\sum_k f\left(\frac{M_W^2}{m_j^2}\right)\right]\right\} \tag{3.23}$$

dove

$$f(z) = \frac{1}{1-z}\left(1 + \frac{z}{1-z}\log z\right), \quad z = m_B^2/m_F^2\ ,$$

con $B(F)$ che indica il bosone (fermione) che circola nel *loop*. Nella (3.23) viene considerato solo il contributo $t/\tilde{t}$ nei *loop* fermione/sfermione, essendo il dominante e, di nuovo, piccole modifiche vanno apportate volendo tener conto del *mixing* $\tilde{t}_L$-$\tilde{t}_R$. Confrontando la (3.23) con la (3.17) e sostituendo nella (3.18) si ottiene la larghezza in questa particolare approssimazione. Naturalmente, un tale scenario è già in massima parte escluso da LEP I (*cfr.* §2.2) e costituisce, quindi, poco più di una curiosità, nella misura in cui tanto meno

l'approssimazione puro fotino–puro higgsino è buona, tanto più il decadimento radiativo perde d'importanza. Tuttavia le formule date saranno utili nel seguito.

Zona "radiativa" R2: Un'altra zona promettente per il decadimento radiativo è quella in cui $M_2 \gg |\mu|, M_z$ nella quale, supponendo senza perdita di generalità che $\mathrm{sgn}(\mu) > 0$, i due neutralini più leggeri ($\tilde{\chi}_2^0 \simeq \tilde{H}_1^0$ e $\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{H}_2^0$) sono quasi degeneri con massa μ ($\eta_2 = -1$, $\eta_1 = +1$) e differenza di massa:

$$m_{\tilde{H}_1^0} - m_{\tilde{H}_2^0} = M_Z^2\left(\frac{\sin^2\theta_W}{M_1} + \frac{\cos^2\theta_W}{M_2}\right). \tag{3.24}$$

In questa situazione gli elementi della matrice Z per i $\tilde{\chi}_{1,2}^0$, eqq.(A.15), sono nulli ($Z_{11}, Z_{12}, Z_{21}, Z_{22}$) oppure uguali a $1/\sqrt{2}$ (gli altri). Ne segue che: a causa della depressione degli accoppiamenti $\tilde{H}_i^0 f\bar{f}$ i contributi dei triangoli con fermione/sfermione sono trascurabili (il contributo dai *loop* $t/\tilde{t}_{L,R}$ si cancella nel limite in cui non vi è *mixing* L-R); a causa della struttura del settore dei chargini in questo limite, l'unico contributo importante risulta essere quello proveniente dai *loop* $W^\pm/\tilde{\chi}_1^\mp$. Allora, nel limite $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx m_{\tilde{\chi}_2^0} \approx m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, vale la seguente semplice formula [94]:

$$\Gamma(\tilde{H}_1^0 \to \tilde{H}_2^0\gamma) \simeq \frac{C^2 e^2 g^4 (m_{\tilde{H}_1} - m_{\tilde{H}_2})^3}{256\pi^5\mu^2}, \tag{3.25}$$

dove:

$$C \simeq \left[1 + \frac{1}{2}(1-R)\log R + \frac{R-3}{\sqrt{4/R-1}}\tan^{-1}(\sqrt{4/R-1})\right] = \mathcal{O}(1),$$

con $R \equiv M_W^2/\mu^2 < 4$. In questo limite è possibile calcolare analiticamente la larghezza per i decadimenti a tre corpi del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$, dato che l'unico contributo importante per essi viene dal canale $\mathbf{(s)}_{\mathrm{Z}}$. Il risultato è del tipo:

$$\Gamma(\tilde{H}_1^0 \to \tilde{H}_2^0 f\bar{f})|_{(s)_Z} \propto \frac{g^4(m_{\tilde{H}_1} - m_{\tilde{H}_2})^5}{M_Z^4}. \tag{3.26}$$

Quindi, i decadimenti del genere (3.4) sono soppressi relativamente al decadimento radiativo da un extra-fattore cinematico $(m_{\tilde{H}_1} - m_{\tilde{H}_2})^2 = \mathcal{O}(\mu^2/M_2^2)$, con $M_2 \gg |\mu|$, che può compensare il fattore addizionale α_{em} che pesa dalla parte dei processi a 3 corpi. La zona R2 si colloca non distante dalla regione

esemplificata dagli Scenari H^- ed H^+ (*cfr.* §2.4) in cui la sezione d'urto per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ è molto alta e, come vedremo, vi è una ricca fenomenologia proveniente anche dai decadimenti a 3 corpi carichi del tipo (3.5). In una tale situazione il decadimento radiativo non gioca un ruolo decisivo (*cfr.* § successivo), almeno per $M_2 \lesssim 500$ GeV.

Zona "radiativa" R3: Si tratta di una situazione strettamente imparentata con quella della regione R1, nella quale il ruolo dei 2 neutralini più leggeri si inverte, così che il decadimento interessante diviene $\tilde{H}_b^0 \to \tilde{\gamma}\gamma$. Ciò è connesso con l'incrocio dei livelli di massa per le due soluzioni – come esemplificato dalle zone scure nelle figg. 1.9 e 1.10 e spiegato nel §1.1 – che avviene per valori di M_2 e μ che dipendono da $\tan\beta$. Ad es., per $M_2 = |\mu| = 10\,\text{GeV}$ la transizione avviene quando $\tan\beta \simeq 2.9$. Nella misura in cui l'approssimazione puro higgsino–puro fotino è buona, valgono qui le stesse considerazioni e semplificazioni di cui per la zona R1 a parti rovesciate. Ciò che è davvero interessante (e non viene rilevato in ref.[94], dove al caso $\tilde{H} \to \tilde{\gamma}\gamma$ si fa cenno solo marginalmente) è che, se $\mu < 0$, questa approssimazione continua ad essere valida per $|\mu|$, M_2 confrontabili con M_z, per valori moderati di $\tan\beta$. In effetti si ha che, nel limite $\tan\beta \to 1$, quando $M_2 = -\mu = M_z \Rightarrow \tilde{\chi}_2^0 = \tilde{H}_b^0$ e $\tilde{\chi}_1^0 = \tilde{\gamma}$ esattamente. Ciò continua ad essere vero con una approssimazione migliore dell'85% anche per $\tan\beta = 1.5$ e, quindi, esattamente nel punto in cui si colloca lo Scenario B fissato nei §§1.3 e 2.4 (*cfr.* tabb. 2.1). Dunque, nella zona intorno allo Scenario B è prevedibile che il processo radiativo giochi un ruolo importante tra i decadimenti del NLN a LEP II, come verrà confermato dalle analisi numeriche del prossimo §.

3.5 Decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II

In questo § vengono illustrati, sotto forma di figure e tabelle, i risultati per i BR dei decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ di una analisi numerica eseguita alla luce delle considerazioni fisiche generali dei § precedenti e con particolare riguardo per la situazione in cui il NLN può essere prodotto a LEP II in coppia con il LN. In tutte le figure per le curve di livello che seguono, le regioni in cui $\tilde{\chi}_1^\pm \equiv$ LSP (*cfr.* §1.3 e fig. 1.18) sono state "tagliate fuori". A causa della risoluzione finita utilizzata e dell'interpolazione

automatica eseguita dal programma PAW, le curve non risultano, quindi, affidabili nelle immediate vicinanze di queste zone. Per quanto esposto nel §2.3 si è scelto di fissare $m_0 = M_Z \Rightarrow m_{\tilde{f}_{L,R}} \gtrsim M_Z$ e di esaminare la situazione nel piano (μ, M_2) per valori significativi di m_{A^0} e $\tan\beta$, in considerazione del fatto che questi parametri regolano in larga misura la massa di h^0 (*cfr.* Introduzione ed eqq.(I.9)) e, quindi, l'accessibilità cinematica del decadimento a 2 corpi (3.2a) che interviene in maniera importante in questa analisi. Nel seguito, quindi, si è scelto di esemplificare gli Scenari con "Higgs leggero" fissando $m_{A^0} = M_Z$ e quelli con "Higgs pesante" fissando $m_{A^0} = 3M_Z$, avendo bene in mente che la quantità realmente rilevante è m_{h^0}, che dipende molto anche da $\tan\beta$. Per quest'ultimo parametro, così come in precedenza, si sono scelti i due valori tipici $\tan\beta = 1.5$ e $\tan\beta = 4$. Una impressione visiva di quanto sopra può aversi da fig. 3.6 (nei due casi $\tan\beta = 1.5$ e $\tan\beta = 4$), nella quale la zona scura corrisponde alla regione in cui, essendo contemporaneamente verificate le due condizioni $(m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}) \leq \sqrt{s}_{\text{LEP II}} = 190\,\text{GeV}$ e $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) \geq 44\,\text{GeV} = (m_{h^0})_{\text{lim. exp.}}$, il decadimento a due corpi $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ potrebbe aver luogo a LEP II. Si noti come le zone scure "Light Higgs" in larga misura si sovrappongano

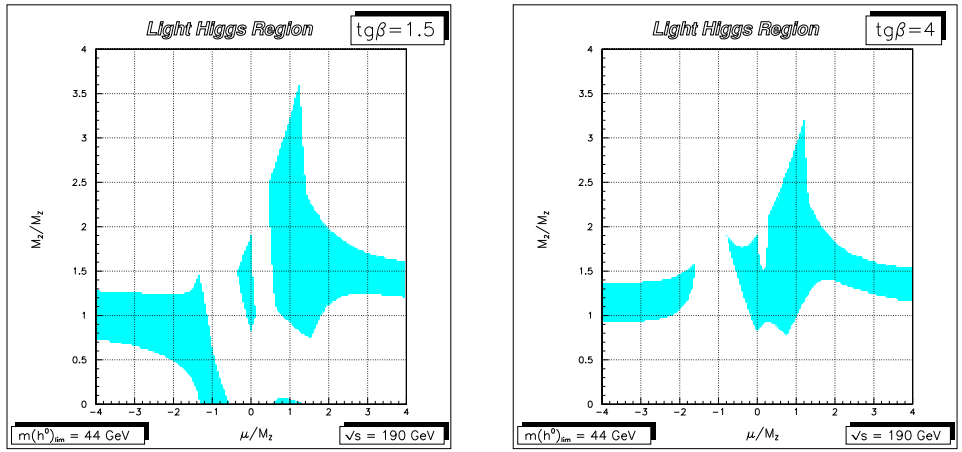


Fig. 3.6: Regioni nel piano (μ, M_2) in cui il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ può aver luogo a LEP II, nei casi $\tan\beta = 1.5$ (sinistra) e $\tan\beta = 4$ (destra).

alle regioni LNR ed RNR individuate come particolarmente interessanti nei §§1.3 e 2.4. Va qui rilevato, però, che se h^0 e/o A^0) fossero sufficientemente leggeri (cioè m_{h^0}, $m_{A^0} \lesssim 70\,\text{GeV}$, *cfr.* §1.1 e figg. 1.12 e 1.13) da intervenire nei decadimenti di un

$\tilde{\chi}^0_2$ prodotto insieme al LN a LEP II, essi sarebbero producibili anche direttamente, ad es. attraverso $e^+e^- \to Z^0h^0(A^0)$. Facendo considerazioni simili a quelle fatte nel §2.3 per giustificare le scelte di prendere $m_0 \gtrsim M_Z$ e di focalizzare lo studio presente nelle zone LNR ed RNR (per collocarsi in una regione dello spazio dei parametri del MSSM in cui nessun altro processo – oltre a $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ – con produzione al livello più basso di particelle con $R = -1$ è permesso), si deduce che una situazione di "Higgs leggero" ridurrebbe l'interesse della ricerca di neutralini come metodo per scoprire la SUSY a LEP. Tuttavia l'analisi della fenomenologia derivante dei decadimenti del NLN in Higgs avrebbe comunque importanza allo scopo di distinguere l'Higgs SUSY prodotto da quello di altri modelli (*cfr.* i discorsi fatti nel §I.6 ed eqq. (I.26) e (I.27)) e costituirebbe comunque uno studio di precisione per verificare le previsioni del MSSM nel settore dei gaugini-higgsini. Quindi una trattazione completa delle caratteristiche del segnale da neutralini a LEP II non può trascurare questa eventualità, seppur poco probabile (si confronti, infatti, con i tipici spettri SUSY della tab. susyspectra e con quanto detto nel §I.6). Nel seguito, dunque, verrà dato un certo rilievo alle differenze che verrebbero introdotte nello scenario per i neutralini nel caso che l'Higgs leggero giocasse un ruolo, soprattutto in considerazione del fatto che si tratta di un aspetto spesso trascurato negli studi precedenti sull'argomento.

In quanto segue i calcoli sono stati eseguiti con il criterio e nelle approssimazioni seguenti:

- Si è preso generalmente $m_f = 0$ (in considerazione del fatto che i top-quarks non possono comparire nello stato finale dei decadimenti di un NLN prodotto a LEP II), trascurando quindi i canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm{H}}$ nei decadimenti a 3 corpi e gli accoppiamenti delle componenti di higgsino con i fermioni/sfermioni (gli effetti di massa finita nel canale $\mathbf{(s)}_{\mathrm{Z}}$, ad es. per $f = b$, si possono eventualmente valutare, *cfr.* §4.1).

- I contributi da scambio di Higgs nei canali $\mathbf{(s)}_{\mathrm{H}}$ sono stati tenuti in conto solo nei casi notevoli in cui la particella di Higgs può essere prodotta reale con un decadimento a 2 corpi. L'idea è quella di calcolarli in questo caso con una fattorizzazione (buona approssimazione nel limite $\Gamma_{h^0(A^0)} \ll m_{\tilde{\chi}^0_{1,2}}, m_{h^0}(m_{A^0})$):

$$\Gamma(\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}) \simeq \Gamma(\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 h^0(A^0)) \cdot \Gamma(h^0(A^0) \to f\bar{f}),$$

restaurando nel secondo passo $m_f \neq 0$ ed utilizzando le formule (3.16c,d,g,h). Ciò verrà ripreso nei §4.1 e 4.2 in cui vengono presi in considerazione gli stati finali sperimentalmente rilevanti, al termine della eventuale catena di decadimenti.

- Nei decadimenti del tipo $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1(\tilde{\chi}^\pm_1) f\bar{f}^{(\prime)}$ vengono sommati i contributi *off-shell* ed *on-shell* con $Z^0 \to f\bar{f}$ nel canale $\mathbf{(s)}_{\mathrm{Z}}$ e $\tilde{f}^{(\prime)}_{L,R} \to \tilde{\chi}^0_1(\tilde{\chi}^\pm_1) f^{(\prime)}$ nei canali $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$, utilizzando le formule (3.16). Naturalmente, come esposto in precedenza, il caso con lo Z^0 reale non interviene nelle zone interessate da LEP II e i casi con gli sfermioni reali hanno anch'essi scarsa rilevanza a causa della scelta $m_0 = M_Z$.

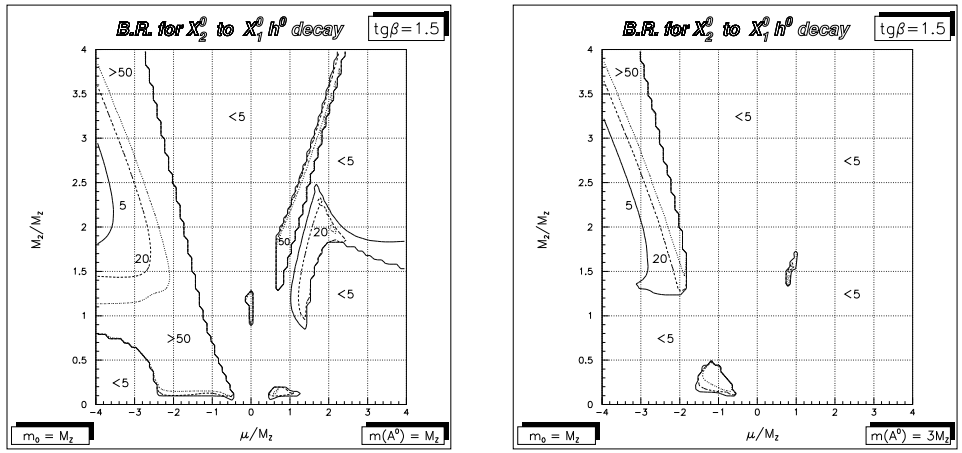


Fig. 3.7: Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 h^0$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z$ (sinistra) ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (destra), con $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 5%, linea a tratti: 20%, linea a punti: 50%.

In fig. 3.7 sono riportate le curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 h^0$ nei due casi $m_{A^0} = M_Z$ "Higgs leggero" (sinistra) e $m_{A^0} = 3M_Z$ "Higgs pesante" (destra) per $\tan\beta = 1.5$. La linea continua corrisponde al livello in cui il BR è pari al 5%, lungo la linea a tratti BR = 20%, all'interno della linea a punti, invece, BR $\geq$ 50%. È evidente come nel caso "leggero" questo canale a due corpi domini nella LNR, mentre risulta in larga parte trascurabile nella RNR, nella quale solo nel caso

di valori di m_{A^0}, m_{h^0} più piccoli può avere incidenza. Il BR per questo decadimento è, invece, praticamente nullo nelle zone HCL ed HCR dove i due neutralini più leggeri sono prevalentemente higgsini, a causa dell'assenza dei vertici $\tilde{H}_i^0 \tilde{H}_j^0 (h^0, H^0, A^0)$ nel MSSM (*cfr.* eqq.(A.11)). Nel caso "pesante", per ovvi motivi cinematici, il processo a 2 corpi con h^0 non ha nessun rilievo nelle zone del piano (μ, M_2) interessate da LEP II e non escluse da LEP I.

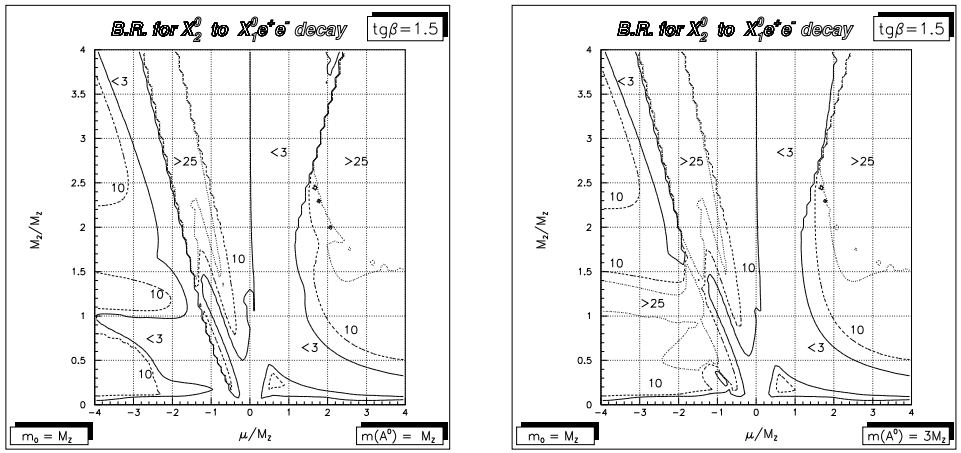


Fig. 3.8: Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z$ (sinistra) ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (destra), con $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 3%, linea a tratti: 10%, linea a punti: 25%.

Le curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ sono mostrate in fig. 3.8, per una sola generazione leptonica, con $\tan\beta = 1.5$, nei due casi "Higgs leggero" (sinistra) ed "Higgs pesante" (destra). La linea continua corrisponde alla curva di livello BR = 3%, la linea a tratti a BR = 10% e la linea a punti a BR = 25%. Le regioni all'interno di quest'ultima linea corrispondono alle zone in cui $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-) \gtrsim 75\%$. Si noti come questa regione sia molto più estesa nel caso "Higgs pesante" in cui occupa parte della LNR, rispetto al caso "Higgs leggero" nel quale è ivi sostituita, come su detto, dalla zona in cui domina il processo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$, seguito preferenzialmente da $h^0 \to b\bar{b}$, con segnale eminentemente adronico. Nella RNR questo decadimento è sempre importante con $10\% \lesssim \mathrm{BR} \lesssim 30\%$ per ogni generazione. Laddove non vi sia cinematicamente accesso al canale a due

corpi con Higgs leggero, questo decadimento e l'analogo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ dominano il campo in LNR ed RNR, come è spiegabile dal fatto che in queste regioni, se $|\mu|$ è sufficientemente grande, $\tilde{\chi}_{1,2}^0 \simeq \tilde{Z}, \tilde{\gamma}$ e i canali **(t,u)** (*cfr.* fig. 3.2) forniscono quasi tutto il contributo all'elemento di matrice per questo processo, data l'assenza degli accoppiamenti tra gaugini e Z^0 (*cfr.* eqq.(A.3)). Ne segue che i canali leptonici sono favoriti, nonostante il fattore (3) di colore in meno, procedendo attraverso scambio di sleptoni che sono sempre più leggeri degli squarks che mediano i canali adronici. Il decadimento neutro leptonico è, invece, depresso nelle zone di alta sezione d'urto a LEP II. In quella regione, infatti, $\tilde{\chi}_{1,2}^0 \simeq \tilde{H}_{1,2}^0$ e, essendo piccoli i contributi dei canali **(t,u)** a causa dei fattori $(m_f/M_W)^2$ nei vertici $\tilde{H}_i^0 f \tilde{f}$ (*cfr.* eqq.(A.7)), domina il canale **(s)**$_Z$ per i decadimenti neutri a 3 corpi. Il BR per $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ è quindi simile al $\mathrm{BR}(Z^* \to \sum_\ell \ell^+ \ell^-) \simeq 10\%$, come noto e facilmente calcolabile dalla (3.16a). Allo stesso modo si spiega il fatto che nelle regioni HCL ed HCR si ha $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell) \approx 20\%$ e che il BR per $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{q \neq t} \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ possa arrivare fino al 70% (*cfr.* figg. 3.9, 3.10).

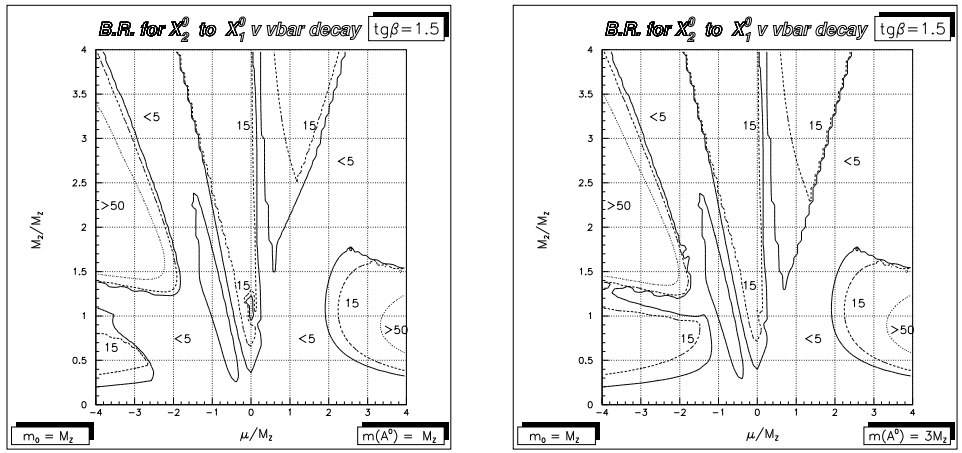


Fig. 3.9: Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z$ (sinistra) ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (destra), con $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 5%, linea a tratti: 15%, linea a punti: 50%.

Un discorso analogo vale per il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$, per il cui BR sono mostrate le curve di livello in fig. 3.9. In questo caso la linea continua corrisponde al

5%, la linea a tratti al 15% e la linea a punti al 50%. Si noti che questo decadimento non da ovviamente luogo a nessun segnale nei rivelatori e il suo unico effetto è quello di ridurre la *rate* per gli eventi visibili generati da produzione di neutralini. Sfortunatamente, la sua incidenza, come si vede dalla figura, talvolta può raggiungere e superare il 50%, ma raramente nelle regioni delicate LNR ed RNR. In ampie regioni del piano (μ, M_2) il BR per questi decadimenti diviene trascurabile nel caso "Higgs leggero".

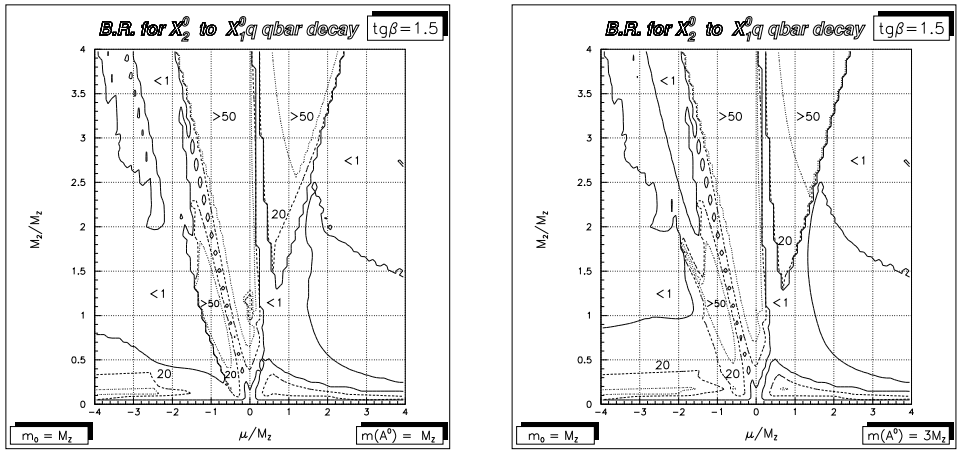


Fig. 3.10: Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{q \neq t} \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z$ (sinistra) ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (destra), con $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 1%, linea a tratti: 20%, linea a punti: 50%.

In fig. 3.10 possono trovarsi le curve di livello per il decadimento a 3 corpi in neutralino e adroni, sommato sui 5 sapori di quarks attivi. La linea continua corrisponde a $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{q \neq t} \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}) = 1\%$, la linea a tratti al 20%, la linea a punti al 50% e, ancora una volta, $\tan\beta = 1.5$. Il significato fisico è deducibile da quanto detto sopra per il caso leptonico. La presenza di instabilità (che nella figura appaiono come "isolette" nelle quali $\mathrm{BR} \simeq 0$) all'incirca lungo la linea $M_2 = -2\mu$, $(M_1 \simeq -\mu)$, è dovuta da una parte alla risoluzione finita utilizzata nel disegnare le curve di livello con PAW, dall'altra alla presenza della soglia per lo scambio di ruolo tra $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_3^0$ di cui si è detto nel §1.1 (*cfr.* fig. 1.10). Si noti anche che le curve di livello per la differenza di massa tra i due neutralini (quantità che entra in maniera cruciale

nelle formule per la larghezza di questo decadimento in quella regione, *cfr.* eq.(3.26)) sono parallele alla retta di cui sopra per $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) \gtrsim 20\,\mathrm{GeV}$ (*cfr.* fig. 1.13) nella regione considerata e il raggiungimento e il superamento della soglia per produzione di Z^0 reali nel canale $(\mathbf{s})_Z$ spiega la presenza delle ulteriori instabilità appena visibili.

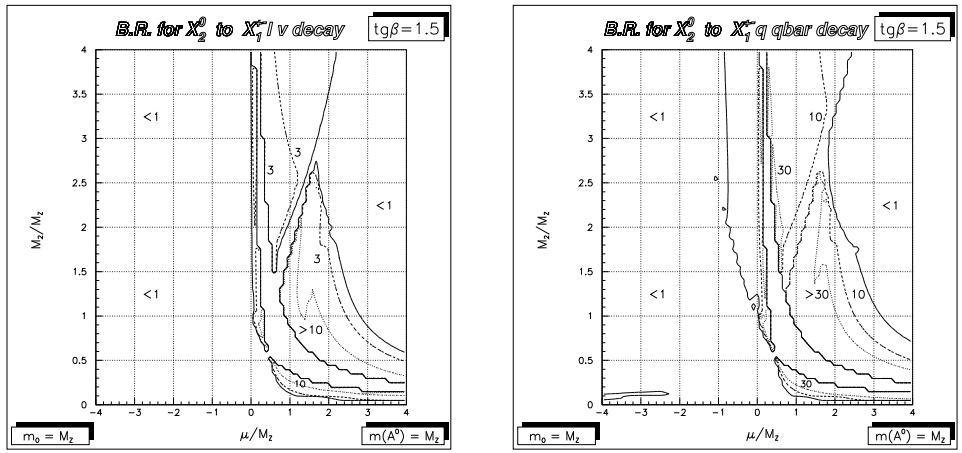


Fig. 3.11: Curve di livello per il BR dei decadimenti carichi $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \ell^\mp \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)$ (sinistra, 1 generazione) e $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{(q,q') \neq t} \tilde{\chi}_1^\pm q\bar{q}'$ (destra) nel caso $m_{A^0} = M_Z$, $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 1%, linea a tratti: 3% (sinistra) e 10% (destra) linea a punti: 10% (sinistra) e 30% (destra).

Le curve di livello per il BR dei canali a 3 corpi carichi (3.5) sono date in fig. 3.11 con la stessa scelta per il valore di $\tan\beta$, considerando una sola generazione nel caso leptonico (sinistra) e invece sommando sui due doppietti di isospin attivi nel caso adronico (destra). Le linee continue si riferiscono a BR = 1% in ambedue i casi, mentre per le linee a tratti BR(leptonico) = 3%, BR(adronico) = 1% e per le linee a punti BR = 10% (sinistra) e 30% (destra). La zona del piano (μ, M_2) interessata dai decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm f\bar{f}'$ è in massima parte concentrata nel semipiano $\mu > 0$ attorno alla regione ("tagliata fuori" nelle figure ed esclusa in tutto questo studio) in cui il LC è la LSP (*cfr.* la presenza delle regioni scure "senza decadimenti a cascata" nel semipiano $\mu < 0$ in fig. 1.17). Il motivo è banalmente legato alle caratteristiche dello spettro del settore dei gaugini-higgsini e alla circostanza che questo decadimento necessita della gerarchia di masse $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < \tilde{\chi}_2^0$ per essere cinematicamente accessibile e soddisfare le ipotesi fatte. L'entità del BR è fortemente

legata alla differenza di massa $(m_{\tilde{\chi}^0_2} - m_{\tilde{\chi}^\pm_1})$ come può constatarsi confrontando le curve di livello relative date in fig. 1.17 con fig. 3.11. Infatti, la maggiore varietà dei vertici del tipo $\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^\pm_j W^\mp$ rispetto al caso $\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j Z^0$ (*cfr.* eqq.(A.6)) rende qui meno importanti gli aspetti dinamici rispetto a quelli meramente cinematici nell'andamento della larghezza sul piano (μ, M_2). I fattori di sapore/colore, le differenti masse delle particelle scambiate nei canali $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L(R)}}$ (*cfr.* fig. 3.3), insieme a considerazioni per i vertici $(\tilde{\chi}^0_2, \tilde{\chi}^\pm_1) f \tilde{f}^{(\prime)}$ analoghe a quelle su fatte per i vertici $\tilde{\chi}^0_{1,2} f\tilde{f}$ rendono conto di tutti gli effetti visibili che non possono spiegarsi in termini cinematici e in particolare delle differenze tra i canali leptonici e quelli adronici. È ancora evidente la presenza della discontinuità approssimativamente lungo la retta $M_2 = 2\mu$ a causa della già nominata soglia di incrocio dei livelli di massa di $\tilde{\chi}^0_2$ e $\tilde{\chi}^0_3$. La fig. 3.11 mostra chiaramente che questo tipo di decadimenti (che da origine, come vedremo nel §4.1, a segnature più complicate per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$) non ha luogo nelle regioni LNR ed HCL, ha un certo rilievo in HCR ($10\% \lesssim \mathrm{BR} \lesssim 30\%$ per gli adroni, $\mathrm{BR} \approx 3\%$ per ogni generazione leptonica) ed è quasi sempre trascurabile nella regione "solo neutralini" con μ positivo.

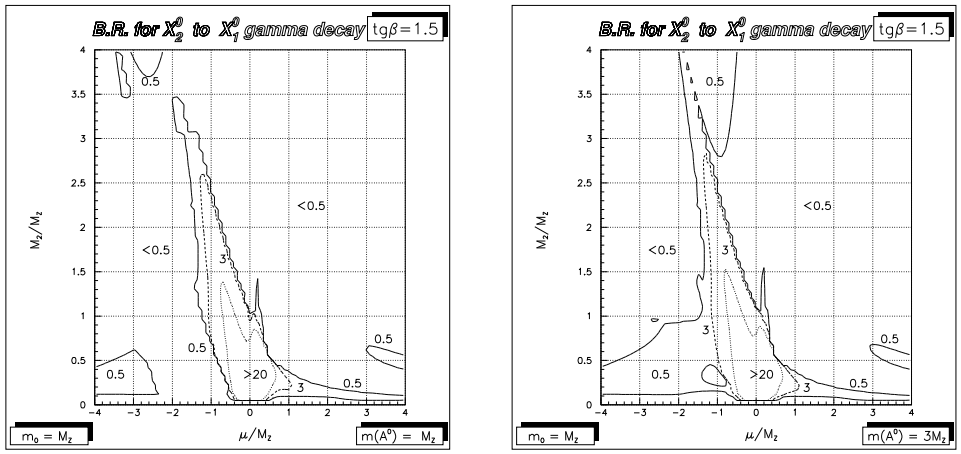


Fig. 3.12: Curve di livello per il BR del decadimento radiativo $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\gamma$ nei casi $m_{A^0} = M_z$ (sinistra) ed $m_{A^0} = 3M_z$ (destra) con $\tan\beta = 1.5$. Linea continua: BR = 0.5%, linea a tratti: 3%, linea a punti: 20%.

In fig. 3.12, infine, sono date le curve di livello per il decadimento radiativo, con le stesse scelte per $\tan\beta$, m_{A^0}. Si riconoscono molto bene: la zona R1 dove il BR per

$\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\gamma$ supera il 20%; le propaggini per M_2 non troppo grande della zona R2 (nel caso "Higgs pesante" e per μ negativo, non lontano dallo Scenario H$^-$) e, soprattutto, l'importante zona R3 che consiste in tutto il prolungamento della zona R1 verso valori di M_2 più alti e di μ negativi. Si noti come proprio in quest'ultima regione e nei pressi degli Scenari B e C in LNR il BR per il decadimento radiativo superi il 3% e possa divenire anche $> 20\%$ per $\mu \simeq -M_Z/2$ ed $M_Z \lesssim M_2 \lesssim 1.5M_Z$. Ancora una volta vale la pena sottolineare che un tale andamento è caratteristico dei casi in cui $\tan\beta$ ha valori moderati e si riduce moltissimo, ad es., per $\tan\beta = 4$ (*cfr.* tab. 3.4 nel seguito). Nelle regioni RNR ed HCR questo processo è del tutto trascurabile. Notevole è la seppur moderata dipendenza da m_{A^0} (*cfr.* anche tab. 3.3 nel seguito) dell'andamento delle curve di livello anche nella zona R3, a causa della presenza dell'Higgs carico in fig. 3.5 (diagrammi $\mathbf{(e,f)}_{\mathrm{l,d}}$) essendo $m_{H^\pm} = \sqrt{m^2_{A^0} + M^2_W}$ nelle formule per la larghezza (*cfr.*, *e.g.*,, eq.(3.23), all'incirca valida anche in R3).

Per fornire un quadro più puntuale della situazione, nelle tab. 3.3, 3.4 è dato un quadro dei BR's per tutti i decadimenti possibili del $\tilde{\chi}^0_2$, rispettivamente nei casi $\tan\beta = 1.5$ e $\tan\beta = 4$, in tutti gli scenari significativi individuati nei §§1.3 e 2.4. È utile qui ricordare che A-G, J individuano un punto nel piano (μ, M_2) per $\tan\beta = 1.5$ e/o 4 e si collocano nelle regioni LNR ed RNR dove la produzione di $\tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ non è cinematicamente permessa; H$^-$ ed H$^+$, invece, sono scenari tipici nelle regioni HCL, HCR (grande M_2, con $\mu < 0$ e $\mu > 0$, rispettivamente) ad alta sezione d'urto per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. I valori di (μ, M_2) sono comunque, caso per caso, indicati nelle tabelle stesse. Il simbolo '– –' in corrispondenza di un certo decadimento significa che in quel dato scenario – per impossibilità cinematica o per motivi dinamici – il BR relativo è nullo o inferiore allo 0.1%. La scelta dei valori di m_{A^0} è stata fatta col seguente criterio: in genere sono mostrati i valori dei BR's nei tipici scenari di "Higgs leggero" $(m_{A^0} = M_Z)$ ed "Higgs pesante" $(m_{A^0} = 3M_Z)$, tranne in alcuni casi in cui, allo scopo di mettere in evidenza la possibilità che i decadimenti a 2 corpi con Higgs $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 h^0$ e/o $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 A^0$ entrino in gioco per valori di $m_{A^0} < M_Z$, sono mostrati i risultati per $m_{A^0} = M_Z/2$ (e per $\tan\beta = 4$, dove, a parità di m_{A^0}, i valori di m_{h^0} sono più bassi, *cfr.* eqq.(I.9)). Laddove per m_{A^0} è indicato '$\gtrsim M$ (GeV)', si intende che i valori dei BR's restano all'incirca gli stessi (a parte piccolissime variazioni per il decadimento radiativo, dovute alla dipendenza da $m_{H^\pm}$) per qualsiasi scelta di $m_{A^0} \gtrsim M$, poiché in questo caso non sono comunque cinematicamente aperti i canali a due corpi con gli Higgs. Laddove, invece, per m_{A^0} è indicato '*any*', si intende

Branching Ratios (%) **for $\tilde{\chi}_2^0$ decays** ($\tan\beta = 1.5$)										
Scenario	**A**		**B**		**C**		**D**	$\mathbf{H^-}$	$\mathbf{H^+}$	
$(\mu,\ M_2)/M_Z \rightarrow$	$(-3,\ 1)$		$(-1,\ 1)$		$(-1,\ 1.5)$		$(3,\ 1.5)$	$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$	
m_{A^0} (GeV) $\rightarrow$	M_Z	$3M_Z$	M_Z	$3M_Z$	M_Z	$3M_Z$	$\gtrsim 75$	$\gtrsim 27$	$M_Z/2$	M_Z
$\tilde{\chi}_1^0 h^0$	83.9	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$
$\tilde{\chi}_1^0 A^0$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	21.2	$--$
$\tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	4.3	26.6	2.8	2.7	9.9	9.7	25.9	3.3	2.0	2.5
$\sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$	3.1	19.4	6.9	6.8	12.6	12.3	20.0	20.3	12.1	15.3
$\sum_{q\neq t} \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$	0.1	0.5	80.9	79.8	51.7	50.6	1.7	67.7	40.2	51.0
$\tilde{\chi}_1^\pm e^\mp \bar{\nu}_e(\nu_e)$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.1	0.2	2.3	2.9
$\sum_{(q,q')\neq t} \tilde{\chi}_1^\pm q\bar{q}'$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.2	1.1	13.7	17.4
$\tilde{\chi}_1^0\gamma$	$--$	0.2	3.8	5.1	6.0	7.9	0.1	0.5	$--$	$--$
All visible	96.9	80.6	93.1	93.2	87.4	87.7	80.0	79.7	87.9	84.7

Tab. 3.3: *Branching Ratios* (%) per i decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ in Scenari significativi del piano (μ, M_2), con $\tan\beta = 1.5$, e per diversi valori di m_{A^0}. Le masse degli sfermioni sono fissate da $m_0 = M_Z$.

che i BR's sono quelli dati per qualsiasi coppia di valori (m_{A^0}, m_{h^0}) permessa dai limiti inferiori sperimentali $(22, 44)$ GeV (*cfr.* §I.5), ovvero che, a causa della piccola differenza di massa $(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0})$, in quei particolari scenari (*cfr.* tabb. 2.1 e 2.2) è già esclusa la possibilità di decadimenti del tipo (3.2).

I valori numerici che si leggono nella tab. 3.3 possono confontarsi con le curve di livello fornite nelle figg. 3.7–3.12 per $\tan\beta = 1.5$, mentre la tab. 3.4 consente di valutare i cambiamenti nel panorama dei BR's per il $\tilde{\chi}_2^0$ causati dall'aumento del valore di $\tan\beta$.
Da notare in tab. 3.3:

- Nello Scenario A (LNR) con $m_{A^0} = M_Z$ (prima colonna), il decadimento $\tilde{\chi}_1^0 h^0$ gioca un ruolo decisivo e dà luogo ad un segnale sempre visibile e per oltre l'80% adronico ($h^0 \rightarrow b\bar{b}$), laddove se A^0, h^0 sono invece abbastanza pesanti (seconda colonna) si ha un segnale puramente leptonico (solo per l'80% visibile).
- Negli Scenari B e C (LNR), colonne 3–6, accanto ad un notevole BR adronico (80% e 50% rispettivamente), vi è un rilevante contributo dal decadimento radiativo ($4 \div 5\%$ e $6 \div 8\%$ rispettivamente), dello stesso ordine di grandezza del BR per i decadimenti a 3 corpi neutri leptonici (1 generazione). Curioso il fatto che, a causa della complicata dipendenza dalla massa relativa dell'Higgs carico e dei due chargini (*cfr.*, *e.g.*, eq.(3.23)) delle formule per la larghezza, in particolare per le interferenze, il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\gamma$ diventa più importante al crescere di m_{A^0}. In questi scenari i decadimenti a 2 corpi con Higgs non sono mai accessibili per valori permessi di m_{A^0}, m_{h^0} (avendo i due neutralini masse molto vicine tra loro) e per $m_{A^0} < M_Z$ gli unici (piccoli) cambiamenti del panorama sono dovuti a variazioni del BR per il decadimento radiativo.
- Nello Scenario D, colonna 7, a parte una timida comparsa dei decadimenti a 3 corpi con il $\tilde{\chi}_1^\pm$, le cose vanno in maniera abbastanza simile al caso A, rispetto al quale qui cambia essenzialmente solo il segno di μ. La differenza è che nello Scenario D il processo $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h^0$ entra in gioco solo per valori di $m_{A^0} < M_Z$ ($\simeq 75$ GeV).
- Nello Scenario H^-, colonna 8, per quasi tutti i possibili settori di Higgs, vi è un notevole ($\sim 70\%$) BR adronico; il 20% dei decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ ha uno stato finale invisibile (ma, fortunatamente, la sez. d'urto totale per $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ è alta: $\sigma \simeq 1.6 - 1.7$ pb, *cfr.* tab. 2.1).
- Nello Scenario H^+, colonne 9-10, vi è la fenomenologia più ricca, con un BR totale per i decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm f\bar{f}'$ che può raggiungere il 25% nel caso di Higgs pesanti. Quando invece l'Higgs pseudoscalare diventa molto leggero (*e.g.*, $m_{A^0} = M_Z/2$), a causa delle particolari caratteristiche del settore di Higgs, entra in gioco prima il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 A^0$, e solo per m_{A^0} ancora più basse quello con h^0, poiché qui $m_{h^0} < m_{A^0}$.

Da notare in tab. 3.4:

- Il decadimento radiativo non ha mai un BR rilevante, a causa dell'inconsistenza della regione R3 per $\tan\beta = 4$.
- I decadimenti a 2 corpi con Higgs possono entrare in gioco solo per valori molto bassi di m_{A^0}, per i quali ambedue i decadimenti (3.2a,c) sono cinematicamente

Branching Ratios (%) **for** $\tilde{\chi}_2^0$ **decays** ($\tan\beta = 4$)									
Scenario	**E**		**F**	**G**		**J**		$\mathbf{H}^-$	$\mathbf{H}^+$
$(\mu,\ M_2)/M_Z \rightarrow$	$(-3,\ 1.1)$		$(-1.5,\ 1.5)$	$(2,\ 1.7)$		$(3,\ 1.3)$		$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
m_{A^0} (GeV) $\rightarrow$	$M_Z/2$	M_Z	any	$M_Z/2$	M_Z	$M_Z/2$	M_Z	any	$\gtrsim 43$
$\tilde{\chi}_1^0 h^0$	97.6	$--$	$--$	92.7	$--$	99.3	$--$	$--$	$--$
$\tilde{\chi}_1^0 A^0$	2.1	$--$	$--$	7.1	$--$	0.5	$--$	$--$	$--$
$\tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	$--$	8.8	11.1	$--$	25.6	$--$	12.3	3.0	2.6
$\sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$	0.2	70.1	0.6	$--$	1.4	0.1	55.6	18.9	16.1
$\sum_{q\neq t} \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$	$--$	3.4	65.6	$--$	19.1	$--$	7.4	62.6	53.1
$\tilde{\chi}_1^\pm e^\mp \bar{\nu}_e(\nu_e)$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.4	$--$	$--$	1.0	2.6
$\sum_{(q,q')\neq t} \tilde{\chi}_1^\pm q\bar{q}'$	$--$	$--$	$--$	$--$	1.7	$--$	$--$	6.1	15.4
$\tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$--$	0.2	0.6	$--$	$--$	$--$	$--$	0.2	$--$
All visible	99.8	29.9	99.4	100	98.6	99.9	44.4	81.1	83.9

Tab. 3.4: *Branching Ratios* (%) per i decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ in Scenari significativi del piano (μ, m_2), con $\tan\beta = 4$, e per diversi valori di m_{A^0}. Le masse degli sfermioni sono fissate da $m_0 = M_Z$.

permessi, ma il primo è largamente favorito (Scenari E, G, J con $m_{A^0} = M_Z/2$; colonne 1, 4, 6).

- Lo Scenario F risulta molto sfavorito dal punto di vista della rivelabilità sperimentale dei neutralini a LEP II a causa dell'altissimo BR per il decadimento invisibile $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ ($\simeq 70\%$, colonna 2), se $m_{A^0} \gtrsim 47\,\text{GeV}$. Una cosa simile succede nello Scenario J, analogo di E con μ positivo, ma in misura minore (BR invisibile $\sim 56\%$, colonna 7).

- Negli Scenari F ed H^- (colonne 3 ed 8) i decadimenti in due corpi con h^0, A^0 sono esclusi dagli attuali limiti sperimentali sulle masse delle particelle nel settore di Higgs, mentre nello Scenario H^+, colonna 9, è necessario scendere a valori di $m_{A^0} \lesssim 43\,\text{GeV}$ per averne.

In ref.[64] è mostrata una tabella per le larghezze dei decadimenti del *neut*2 negli scenari **i)-iv)** definiti nel §2.2, di interesse a LEP I. I valori numerici di tale tabella

(l'unica sufficientemente completa in letteratura della quale siamo a conoscenza) sono ottenuti, sotto ipotesi "ad hoc" per lo spettro degli sfermioni, sia per i decadimenti a tre corpi con il $\tilde{\chi}_1^0$ o il $\tilde{\chi}_1^\pm$, sia per il decadimento radiativo. Viene altresì preso in considerazione il caso in cui gli sleptoni sono sufficientemente leggeri da permettere decadimenti a due corpi del tipo (3.4a,b). Non viene trattato, invece, il caso in cui possono aver luogo decadimenti con Higgs. Utilizzando i nostri programmi, abbiamo ripetuto i calcoli nelle ipotesi e negli scenari di quella tabella, trovando un buon accordo solo per i decadimenti $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$ e $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm \tilde{\ell}_{L,R}^\mp$, $\nu_\ell \tilde{\nu}_{\ell,L} (\bar{\nu}_\ell \tilde{\nu}_{\ell,L})$. Probabilmente le larghezze per il decadimento radiativo sono differenti perché in ref.[64] si usa una formula approssimata (per di più con $m_t = 40\,\text{GeV}$); non siamo invece in grado di dire nulla sul mancato accordo per le $\Gamma(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm f\bar{f}')$, se non che abbiamo ripetuto i nostri calcoli più volte con diverse modifiche ai programmi ottendendo sempre lo stesso risultato.

Capitolo 4

Segnale dei neutralini e fondi a LEP II

4.1 Le segnature del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II

In questo § verranno individuati sistematicamente tutti i possibili stati finali sperimentalmente rivelabili e ben distinguibili cui può dar luogo a LEP II il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ seguito dal decadimento (o dalla catena di decadimenti) che dal $\tilde{\chi}_2^0$ porta fino allo stato contenente la LSP e particelle standard la cui identità è individuabile nei rivelatori con tecniche consolidate. Ancora una volta si fa presente che tutte queste segnature per la produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ sono caratterizzate da grande $\not{E}$, $\not{p}_T$ in un emisfero del rivelatore dovuta al fatto che circa la metà dell'energia iniziale viene assorbita dal $\tilde{\chi}_1^0 \equiv$ LSP inizialmente prodotto nella direzione opposta al $\tilde{\chi}_2^0$. Quest'ultimo, in seguito, dà luogo alle particelle visibili nello stato finale nel quale vi sarà necessariamente altra energia mancante da attribuire al $\tilde{\chi}_1^0$ (oltre che ad eventuali neutrini) che deve comparire al termine della catena di decadimenti. È opportuno qui ricordare che queste caratteristiche fondamentali delle segnature, decisive per la rivelabilità dei neutralini a LEP II, discendono dalle ipotesi di conservazione della R-parità, nonché dalla assunzione che $\tilde{\chi}_1^0 \equiv$ LSP. Quest'ultima può essere eventualmente indebolita permettendo che anche lo sneutrino (altra particella neutra e debolmente interagente) possa essere la LSP, con qualche minore complicazione nell'analisi. Nel pacchetto di programmi da noi messo a punto per questo studio tale eventualità è in linea di principio tenuta in conto, ma in pratica non si

verifica mai, a causa delle caratteristiche dello spettro SUSY nelle ipotesi del SUGRA MSSM e della scelta $m_0 \geq M_z$ (adottata nel cap.2 per escludere la possibilità di produzione diretta di coppie di sleptoni a LEP II).

Le possibili segnature del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II sono, dunque:

i) $\ell^+\ell^- + \not{E}$**:** due leptoni carichi dello stesso tipo con energia e momento trasverso mancanti. In questa categoria, oltre agli stati finali con le coppie e^+e^- e $\mu^+\mu^-$, sono stati inseriti anche quelli con $\tau^+\tau^-$, sebbene questi ultimi diano luogo ad un segnale principalmente adronico (in $\sim 2/3$ dei casi). Il motivo è dettato da esigenze di omogeneità di trattazione, avendo deciso di considerare il primo stadio nella catena di decadimenti generata dal $\tilde{\chi}_2^0$ nel quale compare la LSP. Inoltre è in genere possibile ricostruire sperimentalmente un $\tau^\pm$ dagli stati adronici cui può dar luogo.

ii) invisibile: due neutrini da una parte ed energia mancante dall'altra. La *rate* per questo stato finale va sottratta alla σ totale per ottenere il segnale effettivamente visibile.

iii) 2 jets + $\not{E}$**:** due quarks che danno luogo a *jets* più energia e momento trasverso mancanti. In generale per ottenere la *rate* totale per questo tipo di segnale si è qui eseguita una somma sui 5 sapori ($q \neq t$) attivi di quarks. Tuttavia, grazie alla possibilità aperte dai moderni rivelatori di microvertice, è spesso possibile distinguere il caso in cui i 2 *jets* sono generati da una coppia $b\bar{b}$. Ciò ha particolare interesse in questo studio in connessione con l'identificazione del segnale proveniente da eventuali decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ mediati da un Higgs SUSY. Per questo motivo verranno nel seguito mostrati risultati anche per il segnale $b\bar{b} + \not{E}$.

iv) $\ell^+\ell'^- + \not{E}$**:** due leptoni carichi di tipo diverso (*e.g.*: μ^+e^- oppure $e^+\tau^-$) più energia e momento trasverso mancanti.

v) $\ell^\pm$ **+ 2 jets +** $\not{E}$**:** presenza contemporanea di un solo leptone carico e di 2 *jets* da quarks da una parte del rivelatore ed energia mancante dall'altra.

vi) 4 jets + $\not{E}$**:** eventi sbilanciati con 4 *jets* da quarks in un emisfero del rivelatore.

vii) $\gamma + \not{E}$**:** nel rivelatore compare soltanto un fotone molto energetico.

viii) segnature esotiche o minori: si tratta di stati finali con 3 *jets* più eventualmente un leptone carico, oppure con 4 *jets* più un leptone od ancora più di 4 *jets*. Questi stati finali possono aver luogo solo in presenza di un gluino più leggero del $\tilde{\chi}_2^0$ (ed eventualmente del $\tilde{\chi}_1^\pm$), il che è escluso nelle ipotesi del SUGRA MSSM.

In quanto sopra si sono classificate le segnature adroniche sulla base di un numero di *jets* sperimentalmente rivelati identico al numero di quarks generati nei decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ prodotto col LN. Nel seguito si continuerà spesso ad adottare questa nomenclatura trascurando il fatto che frequentemente N quarks non danno luogo ad N *jets* ben distinti nei calorimetri adronici dei rivelatori. Ciò è tanto più vero quanto più N è alto (oppure vi sono altre particelle nello stato finale) e l'energia visibile totale a disposizione si deposita in maniera molto frazionata e poco collimata. D'altra parte si vedrà che gli eventi con molti *jets* o con *jets* e leptoni (essenzialmente le segnature **v) e vi)**) sono prevedibilmente piuttosto rari in molti casi, mentre ognuno dei 2 *jets* del caso **iii)** ha tipicamente grande energia $\gtrsim 20\,\text{GeV}$ negli scenari più interessanti di LNR ed RNR in cui i due neutralini sono ben separati in massa. Ne segue che in molti casi l'identificazione quark $\leftrightarrow$ *jet* non genera errore. È chiaro comunque che una precisa valutazione delle *rates* per ogni segnatura sperimentale (adronica e non) con precise caratteristiche non può prescindere da uno studio differenziale del segnale (qualche cenno in proposito è dato nel §4.5 sui fondi) e dall'uso di un simulatore Monte-Carlo che tenga anche conto dei tagli necessari per ricostruire la situazione in cui ci si trova nell'esperimento reale al rivelatore.

Le segnature del tipo **i)** sono generate dal decadimento a tre corpi neutro (3.4a) del NLN oppure dal processo a catena:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \ell^\pm\tilde{\ell}_{L,R}^\mp \\ & & \qquad\hookrightarrow \ell^\mp\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.1}$$

nel caso in cui uno o ambedue gli $\tilde{\ell}_{L,R}^\pm$ siano più leggeri del $\tilde{\chi}_2^0$. La *rate* è calcolabile nel limite $m_\ell \to 0$ usando la (3.15) oppure il prodotto (3.14)$\otimes$(3.16i). La possibilità che si arrivi a questo tipo di eventi attraverso uno Z^0 reale è, come sottolineato nel cap. precedente, cinematicamente inaccessibile a LEP II. Per il segnale $\tau^+\tau^- + \not{E}$,

un certo rilievo nel caso di Higgs sufficientemente leggero(i) va dato a:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde\chi_1^0\,\tilde\chi_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \tilde\chi_1^0[h^0, A^0] \\ & & \qquad\hookrightarrow \tau^+\tau^- \end{array} \tag{4.2}$$

grazie alla considerevole massa del $\tau^\pm$. La *rate* corrispondente è ottenibile tramite (3.10)$\otimes$[(3.16d),(3.16h)], ma risulta generalmente piuttosto piccola a causa del fatto che h^0 ed A^0 decadono preferenzialmente in $b\bar b$. Ad es., nello Scenario E con $\tan\beta = 4$ ed $m_{A^0} = M_Z/2$ (*cfr.* tab. 3.4), si ha $\mathrm{BR}(h^0 \to \tau^+\tau^-) \approx 5\%$ e $\mathrm{BR}(A^0 \to \tau^+\tau^-)$ ancora inferiore. Tuttavia bisogna tener conto del fatto che, quando il canale via Higgs reali è aperto con sufficiente spazio delle fasi a diposizione, esso assorbe sempre almeno l'80% del segnale (*cfr.* tabb. 3.3 e 3.4), così che i contributi a $\tau^+\tau^- + \not{E}$ provenienti dai canali **(s)**$_Z$, **(t,u)** del decadimento a 3 corpi e quelli del processo (4.2) risultano spesso confrontabili. Il segnale di tipo **i)** può essere anche generato dai cosidetti "decadimenti a cascata" del NLN coinvolgenti il LC, ovvero:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde\chi_1^0\,\tilde\chi_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \ell^\pm\nu_\ell(\bar\nu_\ell)\tilde\chi_1^\mp \\ & & \qquad\hookrightarrow \ell^\mp\bar\nu_\ell(\nu_\ell)\tilde\chi_1^0 \end{array} \tag{4.3}$$

nel caso in cui il $\tilde\chi_1^\pm$ è più leggero del $\tilde\chi_2^0$ (oltre che più pesante del $\tilde\chi_1^0$ come qui assunto). Nella (4.3) si è esplicitamente tenuto conto dei due possibili canali di carica che portano allo stesso stato finale con $\ell^+\ell^- = e^+e^-, \mu^+\mu^-$ oppure $\tau^+\tau^-$. Naturalmente si tratta di un apporto, ove non nullo, di piccola misura (al massimo, in Scenari del tipo H^+, può raggiungere il 10% della *rate* proveniente dal decadimento diretto neutro), a causa del fatto che il già piccolo BR per i decadimenti del tipo $\tilde\chi_2^0 \to \tilde\chi_1^\pm\ell\nu$ (*cfr.* tabb. 3.3, 3.4) va ulteriormente diviso tra il segnale di questo tipo e quello del tipo **v)** con decadimento adronico del chargino, quest'ultimo essendo dominante in HCR. Per valutare i contributi dei processi a cascata per questo caso e per i casi del seguito **iv)-vi)** è necessario calcolare la larghezza per i decadimenti dei chargini del tipo:

$$\tilde\chi_k^\pm \to \tilde\chi_i^0 f\bar f', \quad k = 1,2, \quad i = 1,\ldots,4, \tag{4.4}$$

(tra i quali qui interessa quello per $k = i = 1$) e moltiplicarla per la larghezza del decadimento del NLN. Trattandosi dei coniugati di carica dei decadimenti dei

neutralini $\tilde\chi_i^0 \to \tilde\chi_k^\pm f\bar f'$, i processi (4.4) hanno una larghezza che può facilmente ottenersi dalla formula (3.15) utilizzando i coefficienti della prima e della seconda colonna di tab. 3.2, rispettivamente nel caso leptonico che qui interessa e nei casi adronici del seguito.

Per quanto riguarda gli aspetti differenziali per il segnale **i)** e per tutti quelli che seguono, un discorso organico a livello qualitativo sarà dato nel §4.5, in comparazione con i possibili fondi dei quali verranno discusse le origini e le caratteristiche. Uno studio quantitativo in merito potrà trovarsi in un futuro lavoro [87]).

Per le segnature del tipo **ii)** vale quanto sopra, con $\ell \to \nu_\ell$ ed $(L,R) \to L$. Naturalmente non vi è nessun contributo dai canali con Higgs.

Le segnature **iii)** hanno anch'esse una simile origine:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde\chi_1^0\,\tilde\chi_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \tilde\chi_1^0 q\bar q \end{array} \tag{4.5}$$

oppure, molto più difficilmente a causa della considerevole massa degli squarks, attraverso una catena del tipo (4.1) con $\ell \to q$. Di nuovo la *rate* può essere calcolata usando la (3.15) – avendo bene in mente che l'approssimazione $m_q = 0$ può essere non molto accurata nel caso $q = b$ – oppure, nel raro caso di squarks più leggeri del $\tilde\chi_2^0$ (mai per $m_0 \geq M_z$), attraverso il prodotto: (3.13)$\otimes$(3.16i), eventualmente con $m_q \neq 0$. Gli effetti di massa finita per il b provenienti dallo spazio delle fasi possono essere valutati con buona approssimazione nelle zone del piano (μ, M_2) in cui domina il canale **(s)**$_Z$ di fig. 3.2 (cioè per $M_2 \gg |\mu| \Rightarrow \tilde\chi_{1,2}^0 \simeq \tilde H_{1,2}^0$), mettendo a confronto i risultati per $\Gamma(Z^* \to b\bar b)$ con $m_b = 0$ ed $m_b \neq 0$ ottenibili dalla (3.16a). Per quanto riguarda le altre zone dello spazio SUSY, gli effetti degli accoppiamenti $\tilde H_i^0 b\tilde b$ e quelli del *mixing* $\tilde b_L$-$\tilde b_R$, nonché il contributo dei canali **(s)**$_{\mathrm{Higgs}}$ con la particella di Higgs *off-shell* è necessario un calcolo completo della larghezza per il decadimento a 3 corpi del NLN con $m_b \neq 0$ (*cfr.* §§3.3 e 3.5). Un contributo rilevante al segnale **iii)** con $q = b$ può venire da:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde\chi_1^0\,\tilde\chi_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \tilde\chi_1^0[h^0, A^0] \\ & & \qquad\hookrightarrow b\bar b \end{array} \tag{4.6}$$

nel caso in cui h^0 e/o A^0 siano abbastanza leggeri. Poiché il BR per il decadimento in Higgs reali, ove non nullo, è sempre molto alto e dato che (ad es., nello Scenario

A con $\tan\beta = 1.5$ e $m_{A^0} = M_Z$, *cfr.* tab. 3.3) in genere $\mathrm{BR}(h^0 \to b\bar{b}) \approx 90\%$ e $\mathrm{BR}(A^0 \to b\bar{b})$ è ancora maggiore, il processo (4.6) è quello dominante in questa situazione. Ciò rende la segnatura adronica $2j(b\bar{b})+\not{E}$ particolarmente interessante allo scopo di rivelare i neutralini a LEP II.

Il segnale di tipo **iv)** è generato soltanto dai decadimenti a cascata, infatti può accadere che:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \ell^\pm\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)\tilde{\chi}_1^\mp \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to \ell'^\mp\bar{\nu}_{\ell'}(\nu_{\ell'})\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.7}$$

dove $(\ell,\ell') = e,\mu,\tau;\ \ell \neq \ell'$. Naturalmente, a differenza di quanto succede per il contributo dei processi a cascata al segnale **i)**, qui i due possibili canali di carica danno luogo a stati finali diversi (uno il coniugato dell'altro). La *rate* per ognuno di essi, calcolabile ancora usando l'eq.(3.15) e tab. 3.2, è uguale a quella per il processo (4.3), grazie all'universalità leptonica nel limite $m_\ell \to 0$. Naturalmente, in presenza di sleptoni leggeri la cui massa si collochi nell'uno o nell'altro o in ambedue gli intervalli tra i valori di $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ e $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ e tra $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ e $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, qualcuno dei mediatori nei canali **(t,u)** per il decadimento (4.4) e il suo coniugato può andare *on-shell* dando luogo ad una lunga catena per arrivare allo stesso stato finale. Di tutto ciò si è tenuto conto nell'analisi numerica del prossimo §. Come si vedrà nel seguito la *rate* per questo segnale molto particolare è sempre piccola e solo raramente può raggiungere il 25% (sommando i due stati di carica, ma calcolando una sola delle 3 possibili combinazioni di due leptoni di specie diversa) della *rate* per il segnale **i)**.

Anche la segnatura **v)** trae origine da processi a cascata, ma del tipo:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \ell^\pm\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)\tilde{\chi}_1^\mp \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.8a}$$

oppure:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^\pm \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to \ell^\pm\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.8b}$$

ognuno in due canali di carica. La *rate* per questo segnale è ancora ottenibile utilizzando l'eq.(3.15) e ambedue le colonne della tab. 3.2. La sua rilevanza, nelle zone

in cui i processi (4.8a,b) sono cinematicamente permessi e le larghezze per i decadimenti carichi a tre corpi sono non trascurabili (ossia essenzialmente nella regione HCR), è superiore a quella del segnale **iv)** e la *rate* può arrivare fino a $\sim$ l'8% di quella per il segnale **iii)**, dominante in HCR, per ogni generazione leptonica.

Cascate completamente adroniche producono eventi con la segnatura **vi)**:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to q_1\bar{q}_1'\tilde{\chi}_1^\pm \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to q_2\bar{q}_2'\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.9}$$

in due canali di carica, in tutte le possibili combinazioni per i due doppietti di isospin attivi e per lo scambio tra i quarks prodotti nel primo e nel secondo passo della catena di decadimenti. La *rate* per gli eventi del tipo (4.9) si ottiene usando l'eq.(3.15) e sostituendovi i coefficienti che possono trovarsi nella seconda colonna di tab. 3.2 per ambedue i passi che sono l'uno il coniugato dell'altro. In qualche caso, naturalmente nella zona ad alta sezione d'urto per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ con μ positivo, il numero di eventi con questa segnatura può raggiungere il 25% di quello per gli eventi con 2 *jets* $+\not{E}$ e superare il 10% del totale. Per completezza va detto che un contributo a questa segnatura verrebbe anche da eventi del tipo:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to q_1\bar{q}_1\tilde{g} \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to q_2\bar{q}_2\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.10}$$

se il gluino fosse sufficientemente leggero da renderli cinematicamente possibili.

Gli eventi con la notevole segnatura **vii)** possono essere generati da diversi processi coinvolgenti i neutralini. Quello di cui ci si occupa in questo studio è la produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ con il γ generato nel decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \tilde{\chi}_1^0\gamma \end{array} \tag{4.11}$$

La *rate*, che si ottiene facilmente dalle formule esatte o approssimate fornite nel §3.4, è non trascurabile solo nelle zone radiative R1-3 mantenendosi generalmente intorno al $5 \div 10\%$ del totale degli eventi visibili nei pressi degli Scenari B e C. In una ristrettissima regione del piano (μ, M_2) con $\tan\beta = 1.5$, tra R1 ed R3 nelle

vicinanze del limite cinematico per produzione di coppie di chargini leggeri a LEP II, la *rate* per il fotone singolo può arrivare fino al 50%. Un processo $\mathcal{O}(\alpha^3)$ che dà un contributo almeno confrontabile con quello della reazione (4.11) alla *rate* per questo tipo di eventi è:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma \tag{4.12}$$

dove il γ viene irradiato dallo stato iniziale od eventualmente dai selettroni mediatori dei canali **(t,u)** nella produzione di coppie di neutralini (*cfr.* fig. 2.1). Al processo (4.12) si è fatto cenno anche nel §2.3 e una valutazione della sua rilevanza a LEP II può partire da considerazioni qualitative basate, ad es., su fig. 2.4 in cui sono riportate le curve di livello per la sezione d'urto a LEP II del processo parente $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ nel caso $\tan\beta = 1.5$. Una trattazione del processo (4.12) e delle sue implicazioni fenomenologiche può trovarsi, ad es., nelle reff.[91, 88, 89, 90], ma non nel caso più generale. Un altro contributo, probabilmente minore, può venire da:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \gamma\tilde{\chi}_1^0\,\tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0\nu_\ell\bar{\nu}_\ell \end{array} \tag{4.13}$$

in cui il fotone viene prodotto in maniera analoga al caso (4.12) ed il $\tilde{\chi}_2^0$ decade invisibilmente in neutrini ed LSP. Le analisi numeriche del prossimo § terranno conto solo del processo (4.11), mentre uno studio completo del segnale $\gamma+\not{E}$ proveniente da produzione di neutralini a LEP II, verrà affrontato in un futuro lavoro [87].

Infine, le segnature esotiche **viii)** possono essere generate da eventi complicati, ad es.:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^0\,\tilde{\chi}_2^0 \\ & & \quad\hookrightarrow q_1\bar{q}_1\tilde{g} \\ & & \qquad\hookrightarrow q_2\bar{q}_2'\tilde{\chi}_1^+ \\ & & \qquad\quad\hookrightarrow \tilde{\chi}_1^0\ell^+\nu_\ell \end{array} \tag{4.14}$$

in cui la presenza contemporanea di un gluino ed un chargino leggero consente, attraverso una catena di 3 decadimenti, la produzione di stati finali con un leptone carico e 4 jets. In maniera simile è possibile immaginare eventi con addirittura 6 jets nello stato finale, ogni coppia dei quali sia prodotta in uno dei passi del decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$ prima insieme ad un $\tilde{g}$, poi insieme ad un $\tilde{\chi}_1^\pm$ (o in ordine inverso) ed, infine, insieme alla LSP. Il calcolo delle *rate* per questo tipo di segnali necessita, oltre che della larghezza per il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{g}q\bar{q}$ (che può ottenersi dalla (3.15) sostituendovi i coefficienti della quarta colonna di tab. 3.1), anche delle larghezze per i processi $\tilde{g} \to \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{g}q\bar{q}'$ ed il suo coniugato $\tilde{g} \to \tilde{\chi}_1^\pm q\bar{q}'$. Il primo di questi ultimi decadimenti, essendo il coniugato di carica di una reazione del tipo (3.6), ha larghezza esprimibile ancora nel modo (3.15), avendo cura di sostituire $m_i \to m_{\tilde{g}}$, $\eta_i \to \eta_{\tilde{g}} = +1$ e usando di nuovo i coefficienti in colonna 4 di tab. 3.1. Per quanto riguarda i decadimenti da chargino a gluino e viceversa, ancora una volta le larghezze ammettono una espressione del tipo (3.15) (naturalmente con i soli contributi dai canali **(t,u)**, come sempre quando è coinvolto un gluino che non si accoppia con i $W^\pm, Z^0$) con coefficienti che possono facilmente essere dedotti per analogia con gli altri casi e che comunque possono trovarsi, ad es., in ref.[61]. L'esistenza del decadimento di ordine superiore del gluino

$$\tilde{g} \to g\tilde{\chi}_k^0 \tag{4.15}$$

rende teoricamente possibili – sempre nell'ipotesi di un gluino leggero – anche decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ via $\tilde{g}$ in 3 *jets* oppure in $\ell^\pm$ +3 jets+ $\not{E}$, 5 jets+ $\not{E}$ via chargino e gluino, con un *jet* da gluone e il $\tilde{\chi}_1^0$ nello stato finale. Il decadimento (4.15) è dello stesso tipo del decadimento radiativo dei neutralini, ma riceve contributi solo dai diagrammi a triangolo nei cui *loop* circolano quarks/squarks (*cfr.* §3.4 e fig. 3.5). La larghezza può quindi ottenersi dalle formule (3.17), (3.18), (3.19b), (3.20) e (3.21g-j) con le sostituzioni $Z_{i1} = \cos\theta_W$, $Z_{i2} = \sin\theta_W$, $Z_{i3} = Z_{i4} = 0$ per gli elementi della matrice di *mixing* del neutralino iniziale ed $eQ_{u,d}g\sin\theta_W \to g_s^2$ per gli accoppiamenti di gauge [73, 94, 96, 97].

Tutte le possibilità catalogate al punto **viii)** sono in linea di principio implementate nei nostri programmi per l'analisi del segnale da neutralini a LEP II, ma in pratica esse non intervengono mai a causa della massa troppo alta del gluino nelle assunzioni del SUGRA MSSM.

4.2 Segnale integrato

In questo § sono mostrati, sotto forma di figure e di tabelle, i risultati ottenuti con la nostra analisi numerica per le *rates* totali corrispondenti ad ognuno dei diversi segnali (elencati nel § precedente) che possono essere originati dalla produzione di neutralini $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II. L'analisi numerica è stata eseguita con programmi FORTRAN – usando le librerie MATHLIB e NAGLIB – ed in particolare una *routine*

di integrazione bidimensionale col metodo delle quadrature di Gauss per valutare la larghezza (3.15) per i decadimenti a 3 corpi del NLN. Allo scopo di fissare le idee e per esigenze di spazio, si è qui scelto di determinare la massa degli sfermioni a partire da $m_0 = M_Z$ e di concentrarsi sull'energia nel c.m. intermedia prevista per LEP II, ossia $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$. Come detto nel §2.3, è probabile che l'acceleratore funzioni in una prima fase con energia $\sqrt{s} = 175\,\mathrm{GeV}$ (sotto la soglia per produzione di due Z^0 reali) ed un totale per la luminosità integrata di 500 pb^{-1}; in seguito, l'energia a disposizione della macchina dovrebbe essere alzata fino a $\sqrt{s} = 205\,\mathrm{GeV}$, con $\int \mathcal{L}\, dt = 300\,\mathrm{pb}^{-1}$. Tra queste due fasi è prevedibile un *run* intermedio con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$ e $\int \mathcal{L}\, dt = 300\,\mathrm{pb}^{-1}$. Poiché i dati per la *rates* del seguito sono dati in fb, basterà, a seconda dei casi, dividerli per un fattore $2 \div 3.3$ per ottenere il numero di eventi di quel tipo previsto in una di queste fasi a LEP II. Riguardo alla massa degli sfermioni, la scelta fatta è motivata dal fatto che $m_0 = M_Z \Rightarrow m_{\tilde{f}_{L,R}} \gtrsim 100\,\mathrm{GeV} \simeq \sqrt{s}/2$ (per tutti i valori di M_2 non esclusi da LEP I), rendendo quindi cinematicamente inaccessibile la produzione di coppie di $\tilde{f}_{L,R}$. Viceversa, prendendo m_0 e quindi le massa degli sfermioni più grandi, la σ per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, dipendendo da $m_{\tilde{e}_{L,R}}^{-2}$ (soprattutto nelle zone in cui $|\mu| \gg M_1, M_2, M_Z$ e quindi anche in buona parte delle regioni interessanti LNR ed RNR, *cfr.* §2.1), decresce sensibilmente e il segnale ne risulta fortemente ridotto. In ogni caso, la dipendenza delle *rates* da $\sqrt{s}$ e da m_0 (per quanto riguarda la produzione) può essere dedotta per i vari Scenari significativi da quanto mostrato nelle figg. 2.15 e 2.16 e da quanto esposto nel §2.3. La dipendenza da m_0 proviene ovviamente anche dai BR's per i decadimenti del NLN, in particolare nelle regioni LNR ed RNR dove dominano i canali **(t,u)** per i processi a 3 corpi; considerazioni qualitative a questo proposito sono state fornite nel cap.3. Per quanto concerne la dipendenza da $\tan\beta$ e da m_{A^0}, nel seguito sono forniti risultati per $\tan\beta = 1.5$ e 4 e per vari valori di m_{A^0} scelti caso per caso in maniera significativa, generalmente nell'intervallo $M_Z/2 < m_{A^0} < 3M_Z$. Il pacchetto di programmi da noi messo a punto è comunque in grado di calcolare le *rates* per qualsiasi set di parametri SUSY in ingresso.

Per ottenere le *rates* totali non è necessario tener conto delle correlazioni di spin tra il processo di produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e il decadimento del NLN (ed eventualmente il successivo decadimento del $\tilde{\chi}_1^\pm$ nel caso di cascate). In altre parole, il propagatore del $\tilde{\chi}_2^0$ nei diagrammi di Feynman completi per $e^+e^- \to$ stato finale (quello di fig. 4.1 nel caso $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$) può essere "tagliato" e vale la seguente

semplificazione, ad es. nel caso del segnale $\mu^+\mu^- + \not{E}$:

$$\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\mu^+\mu^-)|_{\text{via } \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0} = \sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0) \cdot \Gamma_{\text{tot}}(\tilde{\chi}_2^0 \to \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0). \qquad (4.16)$$

Usando un metodo analogo alla (4.16) per la *rate* totale, è possibile calcolare le distribuzioni nelle variabili cinematiche dello stato finale che non dipendono dal processo di produzione iniziale. Ad es., per la distribuzione nella massa invariante dei due μ dell'esempio di fig. 4.1 si ha:

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dM^2_{\mu^+\mu^-}}(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\mu^+\mu^-)|_{\text{via } \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0} = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}}\frac{d\Gamma}{dM^2_{\mu^+\mu^-}}(\tilde{\chi}_2^0 \to \mu^+\mu^-\tilde{\chi}_1^0).$$

Ovviamente una semplificazione di questo tipo, con grande riduzione dei calcoli necessari, può non essere possibile se si vogliono studiare le caratteristiche differenziali del processo completo che coinvolgono le variabili angolari, non potendosi in genere trascurare le correlazioni per una particella di spin 1/2 come il $\tilde{\chi}_2^0$. Una valutazione quantitativa delle condizioni di applicabilità e degli errori che si commettono utilizzando approssimazioni del tipo di cui sopra per le distribuzioni più interessanti del segnale da neutralini sarà oggetto di un futuro lavoro [87]. In parallelo potrà eventualmente essere affrontato il calcolo dai diagrammi completi, almeno in alcuni casi particolari, con l'aiuto di uno dei pacchetti *software* di manipolazione algebrica dei grafici di Feynman ed integratori Monte-Carlo già disponibili su varie piattaforme (si veda, ad es., ref.[98]).

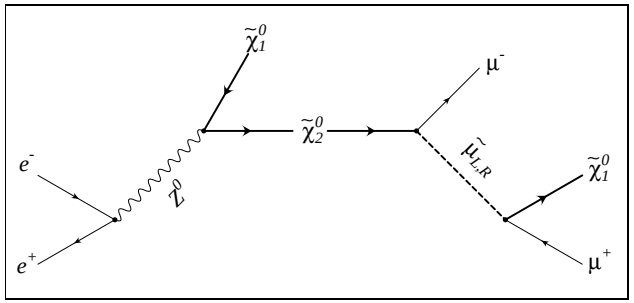


Fig. 4.1: Un diagramma di Feynman per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\mu^+\mu^-$.

Nelle figg. 4.2 e 4.3 sono mostrate le curve di livello per la *rate* totale (in fb) degli eventi con stato finale sperimentalmente rivelabile provenienti da produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) per $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$, nei casi di "Higgs leggero" ($m_{A^0} = M_z$) ed "Higgs pesante" ($m_{A^0} = 3M_z$), rispettivamente. Le linee continue corrispondono a 10, 500, 1000 fb; le linee a tratti a 50 e 1500 fb; la linea a punti a 100 fb; la linea a tratti e punti a 200 fb; i livelli sono comunque indicati vicino ad ogni linea. Le linee in grassetto, in queste figg. e in tutte le seguenti, si riferiscono ai limiti cinematici per i processi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ (indicata con una 'C') e $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con una 'N') a LEP II (190 GeV); ne segue che tutte le curve di livello per i vari segnali giacciono ovviamente al di sotto della linea 'N'. La regione scura, come nelle figure del §2.3, evidenzia la zona del piano (μ, M_2) esclusa od "ottimisticamente escludibile" da LEP I (si veda, a tale proposito, il §2.2) per il particolare valore di $\tan\beta$ cui la figura si riferisce. Da queste due prime figure si deduce che il segnale proveniente dai neutralini rivelabile a LEP II è generalmente inferiore ai 200 fb nelle regioni LNR ed RNR, è compreso tra $\sim$ 100 e 500 fb nelle zone con M_2 più basso rispetto alle precedenti dove è possibile produrre direttamente anche coppie di chargini leggeri e può, invece, superare 1.5 pb nelle regioni con M_2 grande ed alta σ HCL ($\mu < 0$) ed HCR ($\mu > 0$). Dal confronto tra le figg. 4.2 e 4.3 è possibile verificare l'aumento del numero degli eventi visibili previsti nella regione LNR nel caso "Higgs leggero" rispetto al caso "Higgs pesante", essenzialmente a causa dell'apertura del canale (4.6). Nella prima delle due situazioni il segnale rivelabile può infatti superare i 200 fb in NLR ed è maggiore che nell'altro caso soprattutto nei pressi dello Scenario A (*cfr.* tab. 4.1 nel seguito).

Le curve di livello per la *rate* degli eventi con segnatura **i)** $e^+e^-+\not{E}$ sono date nelle figg. 4.4 e 4.5 per $\tan\beta = 1.5$, $m_{A^0} = M_z, 3M_z$ (rispettivamente), con le stesse scelte per m_0, $\sqrt{s}$ e con i limiti cinematici di LEP I e LEPII rappresentati allo stesso modo di cui sopra da regione scura e linee in grassetto. Per il caso $\mu^+\mu^-+\not{E}$ non vi sono apprezzabili differenze. In fig. 4.4 le linee continue si riferiscono ai livelli 5, 60 e 80 fb; la linea a tratti a 10 fb; la linea a punti a 20 fb; la linea a tratti e punti a 40 fb. In fig. 4.5 la curva di livello per 10 fb è stata eliminata per chiarezza grafica; lungo le linee continue la *rate* è uguale a 5 oppure 80 fb; lungo la linea a tratti a 20 fb; lungo quella a punti a 40 fb; lungo quella a tratti e punti a 60 fb. Dalle figure appare che il segnale con due leptoni carichi ed energia mancante nello stato finale, con una lievissima dipendenza da m_{A^0}, si mantiene sotto i 20 fb nella

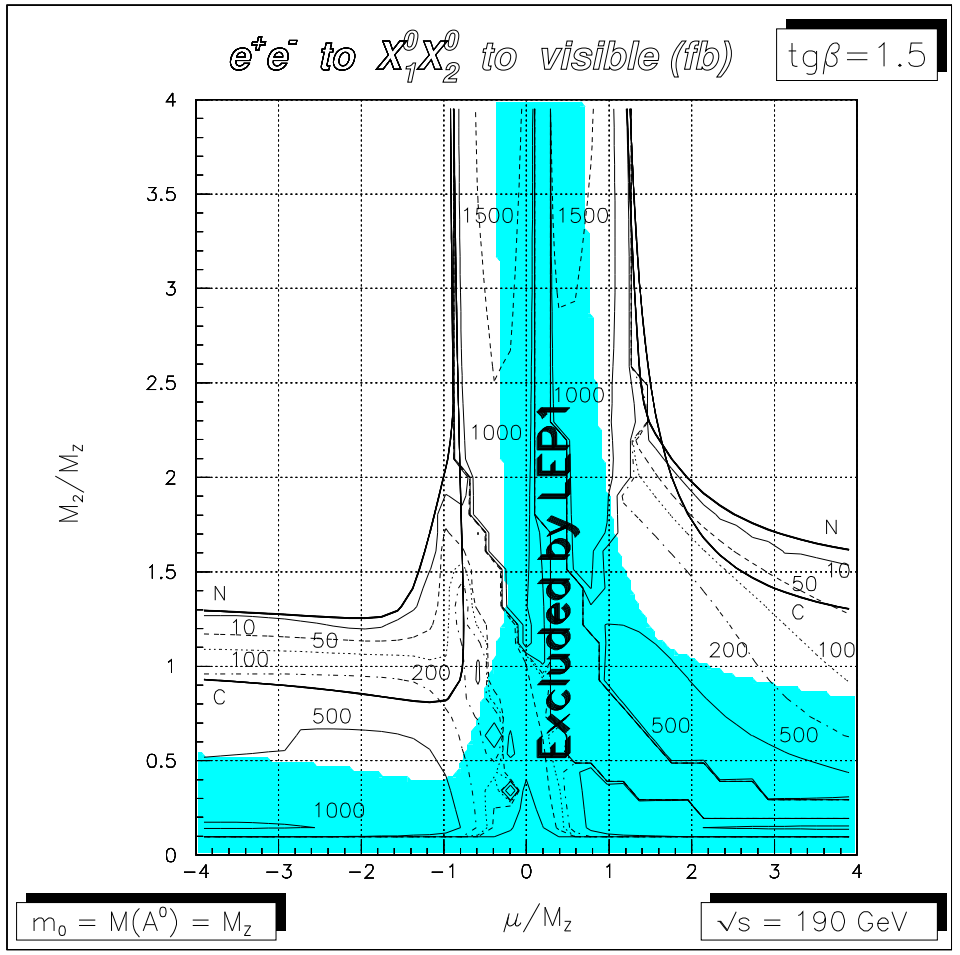


Fig. 4.2: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

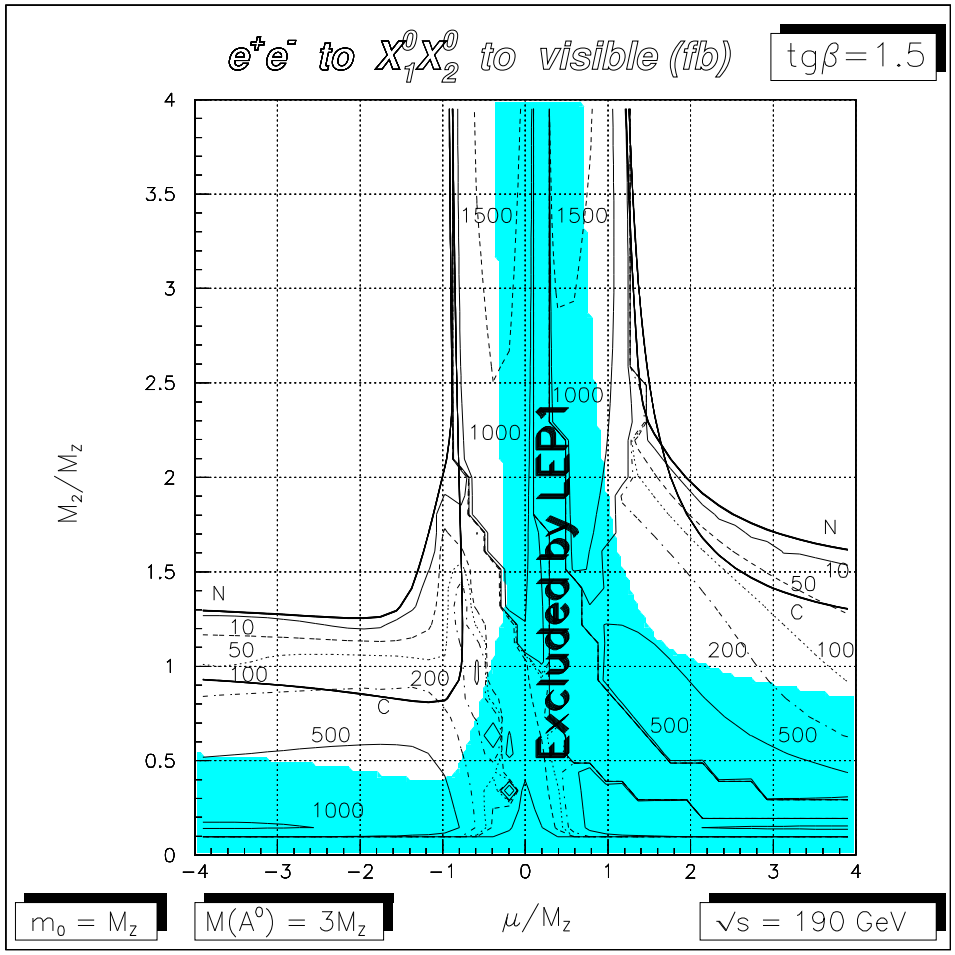


Fig. 4.3: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

RNR, raggiunge i 60 fb nella regione sottostante la RNR tra il limite cinematico per i chargini e la regione esclusa da LEP I e può superare i 60 e i 40 fb rispettivamente nelle zone HCL ed HCR, dove, come giustificato nel cap. precedente, all'alta σ si accompagna un predominio del segnale adronico. Il segnale nella regione LNR è, invece, molto sensibile allo spettro di massa nel settore di Higgs, così che nel caso di "Higgs leggero" (fig. 4.4) raggiunge al massimo 10-15 fb, mentre nel caso "Higgs pesante" (fig. 4.5) può arrivare fin quasi a 80 fb; ciò a causa del BR trascurabile per $h^0 \to \ell^+\ell^-$ se $\ell \neq \tau$. Nella regione non esclusa da LEP I e al disotto della linea 'C', se $\mu < -M_z$, la *rate* è quasi sempre superiore ad 80 fb nel caso $m_{A^0} = 3M_z$, mentre è generalmente compresa nell'intervallo [0,80] fb nel caso $m_{A^0} = M_z$ (se $|\mu|$ è non troppo grande).

In fig. 4.6 possono trovarsi le curve di livello per la *rate* degli eventi del tipo $\tau^+\tau^- + \not{E}$, nel caso interessante di "Higgs leggero" e $\tan\beta = 1.5$ in cui essa si differenzia dalla *rate* precedente a causa del contributo non trascurabile del canale (4.2). Le notazioni adottate per lo stile di tutte linee e la scelta dei livelli sono esattamente le stesse che in fig. 4.4, pag.85, di modo che, da un confronto a vista fra le due figure, è possibile rendersi immediatamente conto del fatto che le differenze tra i canali leptonici leggeri e quello con $\tau^+\tau^-$ sono concentrate soprattutto nella regione LNR e nella zona sottostante. Infatti, *e.g.*, il segnale con i $\tau^\pm$ risulta ben sopra i 10 fb nella zona limitrofa allo Scenario A, laddove quello per $e^\pm, \mu^\pm$ si manteneva intorno ai 5 fb per ogni generazione. Una *rate* per $\tau^+\tau^- + \not{E}$ maggiore di quella per i leptoni leggeri si ha anche nella zona (in gran parte già esclusa dai dati di LEP I) $\mu \sim M_z$, $M_z \lesssim M_2 \lesssim 2M_z$ dove essa può superare 40 fb, anziché mantenersi generalmente al di sotto di 20 fb.

La *rate* per gli eventi invisibili con neutrini ed LSP nello stato finale è trattata nelle figg. 4.7, 4.8, rispettivamente nel caso "Higgs leggero" ed "Higgs pesante". Le linee continue corrispondono ai livelli 10, 300, 400 fb; la linea a tratti a 50 fb; la linea a punti a 100 fb; la linea tratti e punti a 200 fb. Il segnale rivelabile degli eventi da neutralini a LEP II risulta ridotto rispetto alla sez. d'urto totale di $300 \div 400\,\text{fb}$ nella regione HCL, di $100 \div 200\,\text{fb}$ in HCR, di $\lesssim 20\,\text{fb}$ in RNL. In LNR l'entità della riduzione dipende da m_{A^0}, m_{h^0}: quasi nulla nel caso "Higgs leggero" (h^0 non può decadere invisibilmente), anche oltre i 50 fb nel caso "Higgs pesante".

Nelle figg. 4.9, 4.10 sono date le curve di livello per il segnale adronico con 2

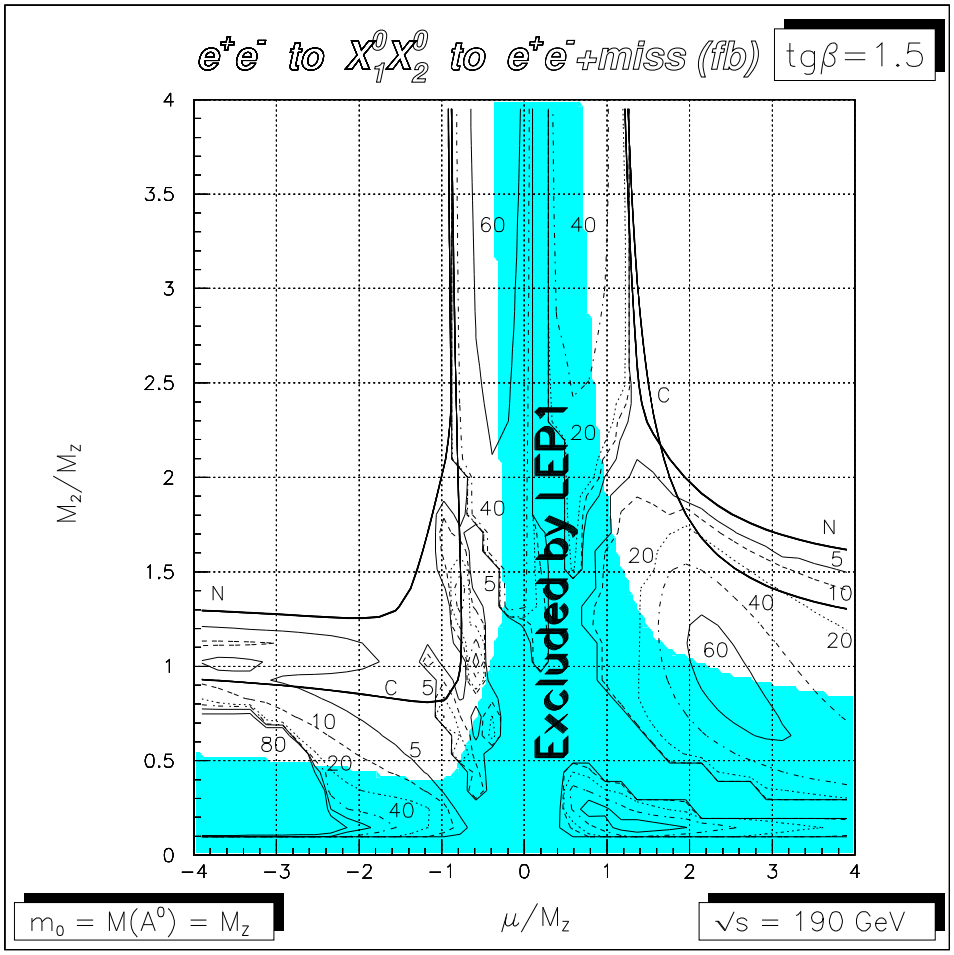


Fig. 4.4: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

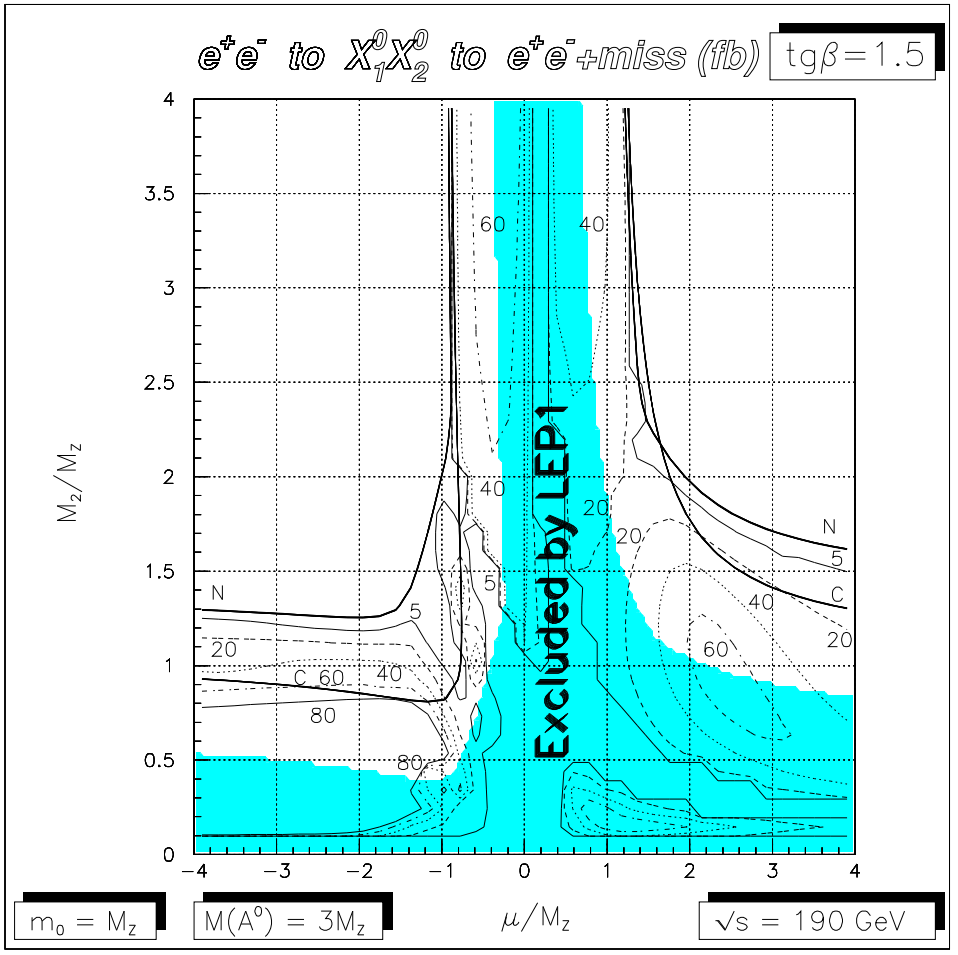


Fig. 4.5: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

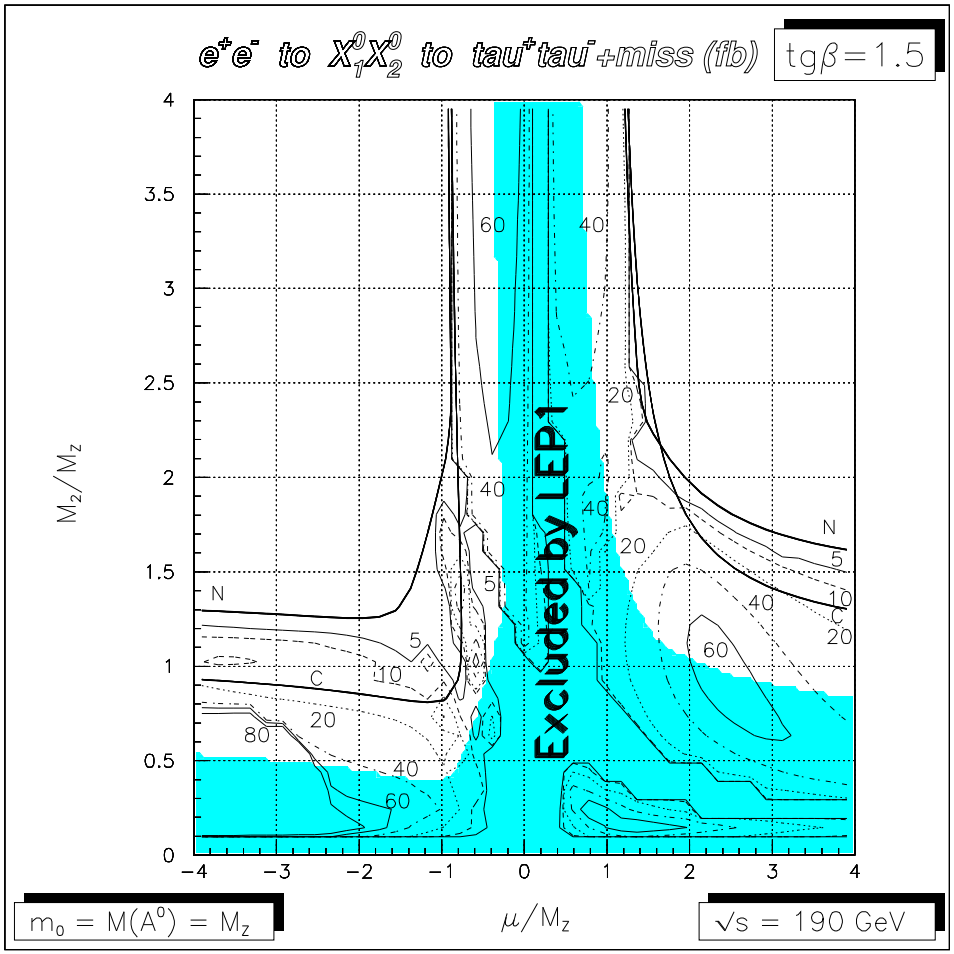


Fig. 4.6: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \tau^+\tau^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

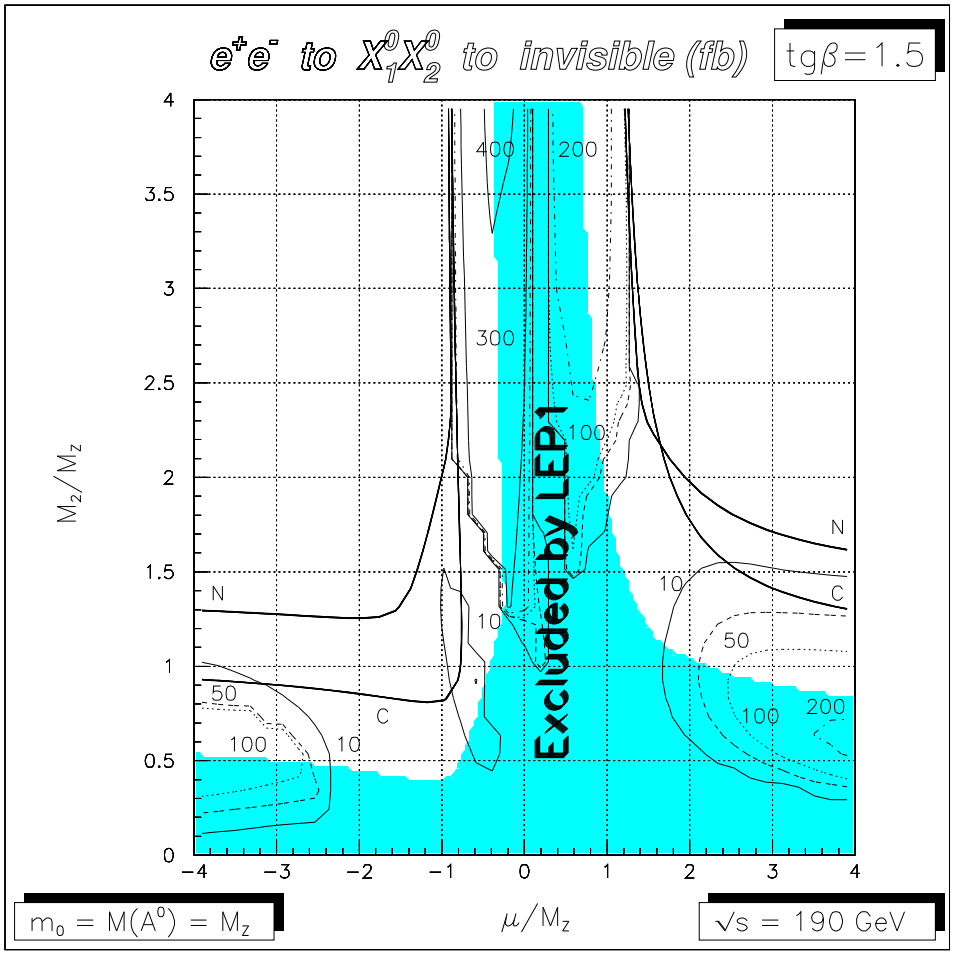


Fig. 4.7: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi invisibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

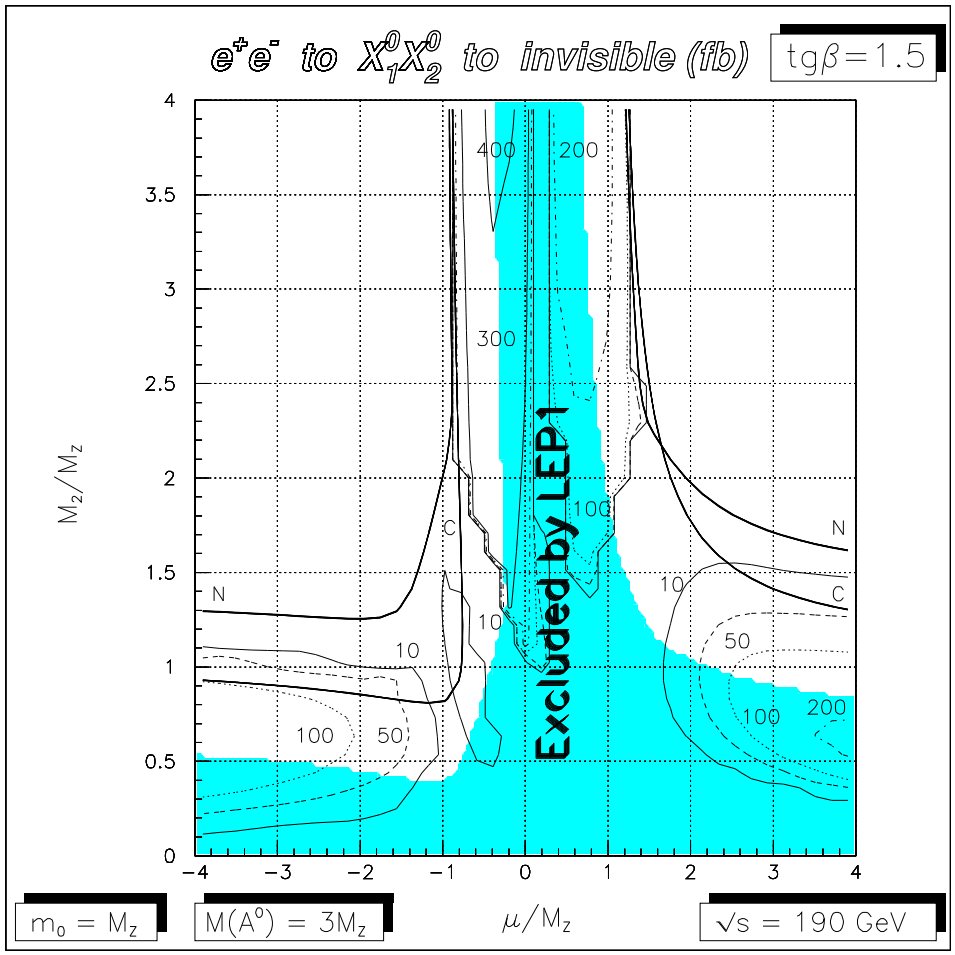


Fig. 4.8: Curve di livello per la *rate* degli eventi invisibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

jets nei consueti due casi per il settore di Higgs. Nella prima: le linee continue rappresentano i livelli 10 e 1000 fb; la linea a tratti 50 fb; la linea a punti 200 fb; la linea tratti e punti 500 fb. Nella seconda: 5, 100 e 200 fb per le linee continue; 10 e 500 fb per le linee a tratti; 20 fb ed 1 pb per le linee a punti; 50 fb per la linea a tratti e punti. La *rate* per gli eventi con 2 *jets* ed energia mancante è praticamente sempre nulla nella RNR, si mantiene generalmente al disotto dei 20 fb nella regione ad essa sottostante non esclusa da LEP I, mentre vale più di 1 pb in HCL e più di 0.5 pb in HCR. In LNR e nella zona sottostante non esclusa da LEP I con $\mu \lesssim -M_z$ e $M_z/2 \lesssim M_2 \lesssim M_z$, al solito, la situazione è dipendente da m_{A^0}, m_{h^0}. Se h^0 è sufficientemente leggero, si apre il canale adronico (4.6) con $b\bar{b}$ e la *rate* per i due *jets* nello stato finale viene fortemente amplificata: in LNR, per $\mu \lesssim -M_z$, fino a 200 fb, invece che generalmente $\lesssim 50\,\text{fb}$ ed addirittura nulla nei pressi dello Scenario A; per M_2 più piccolo anche 0.5 pb, anziché $10 \div 100\,\text{fb}$. Nei pressi degli Scenari B e C, invece, il segnale è grosso modo indipendente dallo spettro di massa nel settore di Higgs. Viceversa, un incremento significativo, di un fattore $2 \div 20$ si ha nella zona $M_z/2 \lesssim \mu$, $\lesssim 2M_z$ ed $M_z \lesssim M_2 \lesssim 2.5M_z$, dove, però, possono essere prodotte anche coppie di chargini leggeri a LEP II.

In fig. 4.11 è mostrata quantitativamente l'entità del contributo degli eventi $b\bar{b}+\not{E}$ al segnale totale con 2 *jets* di adroni di cui sopra, nel caso particolarmente significativo in cui $m_{A^0} = M_z$. La linea continua corrisponde a 10 fb; la linea a tratti a 50 fb; la linea a punti a 100 fb; la linea a tratti e punti a 200 fb. Da un confronto con fig. 4.9, pag.88, per la quale il set di parametri SUSY è lo stesso, si può notare che: in HCL ed HCR i b-quarks contribuiscono per circa 1/5 del totale di eventi con $2j$ (come naturale essendo 5 i sapori di quarks attivi, con accoppiamento dello stesso ordine di grandezza allo Z^0 che in quelle regioni è il principale mediatore sia della produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, sia del decadimento del NLN in $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ – *cfr.* cap. precedente); in una gran parte di LNR, ed in particolare nei pressi dello Scenario A dove il decadimento in due corpi con Higgs è dominante (*cfr.* tab. 3.3), i *jets* sono quasi sempre originati da b-quarks; nella zona in cui $M_z/2 \lesssim \mu$, $\lesssim 2M_z$ ed $M_z \lesssim M_2 \lesssim 2.5M_z$ il contributo dei b è generalmente ben superiore ad 1/5, anche qui a causa degli Higgs leggeri.

Le curve di livello per la *rate* degli eventi con $e^+\mu^- + \not{E}$ proveniente da decadimenti a cascata del NLN del tipo (4.7) sono date, solo nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_{A^0} = M_z$, in fig. 4.12; non vi sono, infatti, apprezzabili cambiamenti per qualsiasi valore di $m_{A^0} \gtrsim M_z/2$ (*cfr.* tabb. 3.3 e 4.1 nel seguito), poiché questo tipo di

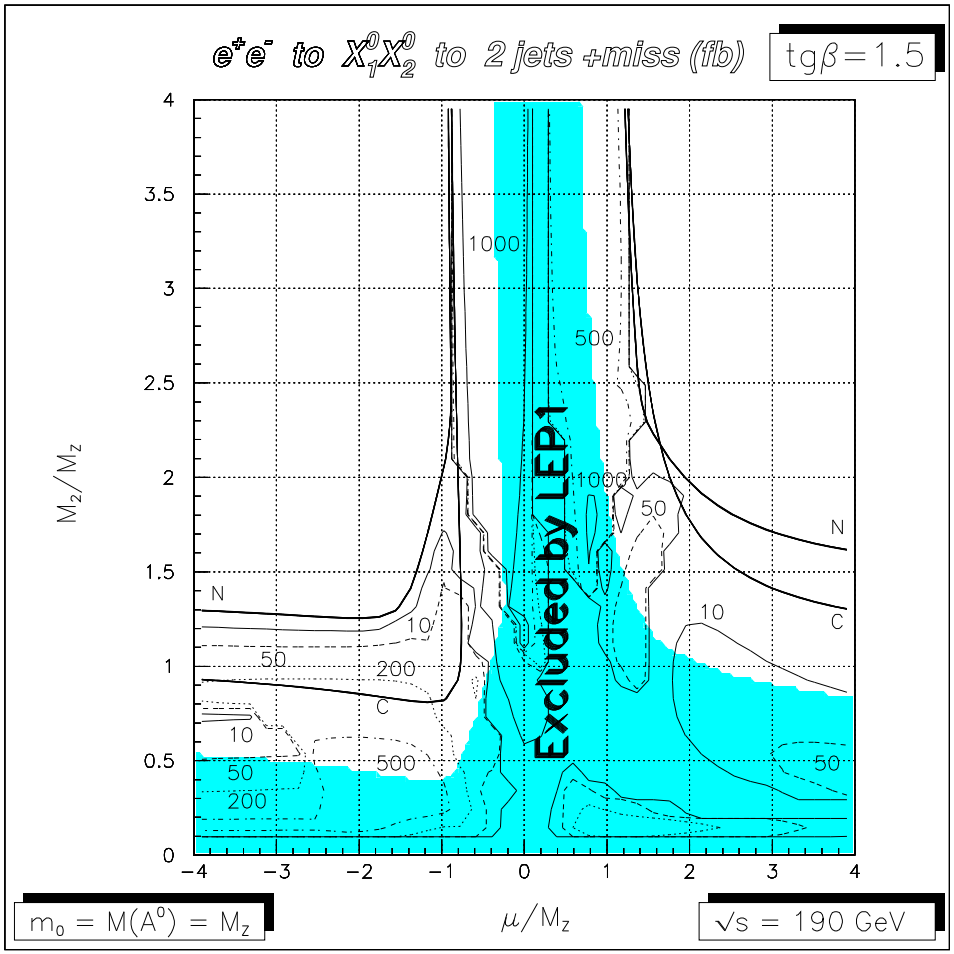


Fig. 4.9: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to 2$ jets$+\not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190$ GeV), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

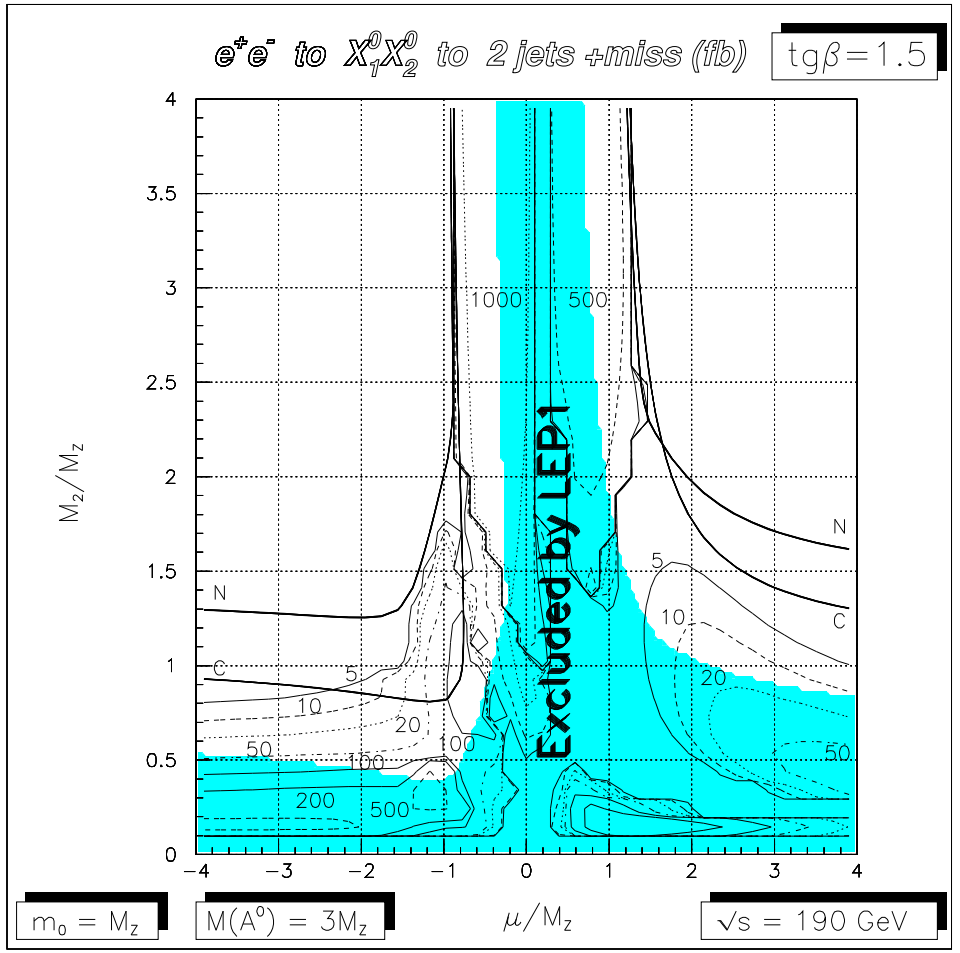


Fig. 4.10: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to 2$ jets$+\not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190$ GeV), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

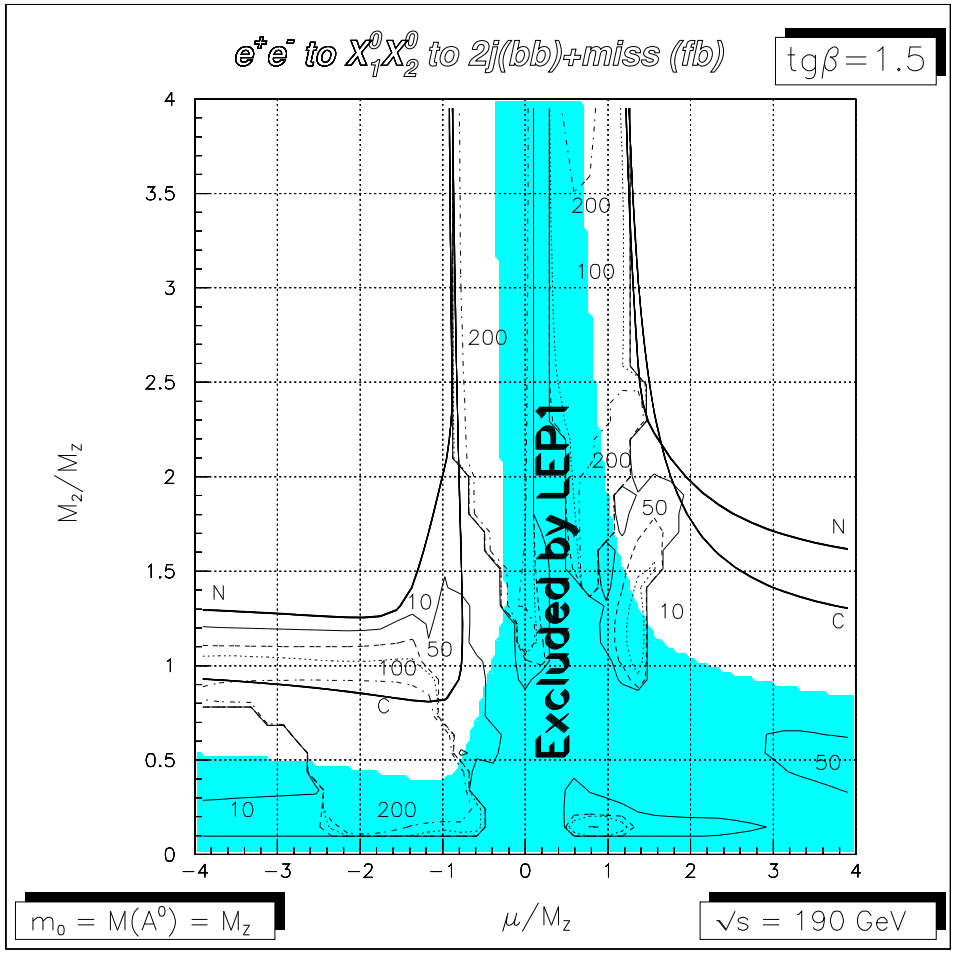


Fig. 4.11: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to$ 2 jets $(b\bar{b})$ + $\not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

segnale non può essere originato da mediazione di Higgs neutri leggeri. La linea continua corrisponde al livello di 2 fb; la linea a tratti a 5 fb; la linea a punti a 10 fb, la linea tratti e punti a 15 fb (appena visibile). È evidente come questo tipo di segnale non abbia nessuna rilevanza o sia del tutto inesistente nelle regioni LNR, RNR ed HCL. In generale esso non supera quasi mai i 5 fb nelle zone ancora permesse dopo LEP I ed è appena percettibile in HCR e nella regione in cui $M_z \lesssim (\mu, M_2) \lesssim 2M_z$, dove il LC è particolarmente leggero e producibile anche direttamente in coppie a LEP II. Va tenuto presente, però, che questa *rate* va moltiplicata per un fattore di carica 2 e per un fattore 3 – derivante dalle possibili combinazioni di 2 leptoni carichi differenti – per ottenere il segnale completo per eventi del tipo $\ell^+\ell'^- + \not{E}$.

In fig. 4.13 sono date le curve di livello per il segnale misto 1 leptone carico (e^+) + adroni (2 *jets*) + energia mancante, anch'esso derivante da eventi a cascata, nel medesimo scenario della figura precedente. Sulla linea continua la *rate* è pari a 2 fb; sulla linea a tratti a 5 fb, sulla linea a punti 20 fb e sulla linea a tratti e punti a 50 fb. Per questo caso valgono considerazioni quantitative analoghe al caso precedente ove si tenga conto di un fattore moltiplicativo $3 \div 5$: nessun segnale in LNR ed RNR; segnale debolissimo in HCL; $20 \div 50$ fb in HCR; generalmente $\lesssim 20\,\mathrm{fb}$ in tutte le zone non escluse da LEP I. Anche qui bisogna tener conto di un fattore 2 di carica (del leptone) e delle tre generazioni leptoniche.

Il segnale più rilevante derivante da cascate è quello completamente adronico con 4 *jets* ed energia mancante; in fig. 4.14 sono date le curve di livello corrispondenti, con le stesse scelte dei parametri SUSY che per i due casi precedenti. Le linee continue individuano i punti del piano (μ, M_2) in cui la *rate* per questo tipo di eventi è pari a 5 o a 200 fb; per la linea a tratti 20 fb; per la linea a punti 50 fb; per la linea a tratti e punti 100 fb. Nemmeno in questo caso vi è segnale apprezzabile nelle regioni LNR ed RNR, ma la *rate* può avvicinare i 200 fb anche in zone non escluse da LEP I, come in HCR. In HCL essa vale al massimo 20 fb ed è compresa tra ~ 5 e 100 fb nella zona permessa da LEP I con $M_z \lesssim (\mu, M_2) \lesssim 2M_z$ in cui il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ può aver luogo.

La fig. 4.15 mostra le curve di livello per la *rate* degli eventi con un singolo fotone energetico, nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_{A^0} = 3M_z$ (la dipendenza dal settore di Higgs è molto moderata, *cfr.* §3.5). Le linee continue rappresentano i livelli di 2 e 100 fb; la linea a tratti 5 fb; la linea a punti 10 fb; la linea a tratti e punti 50 fb.

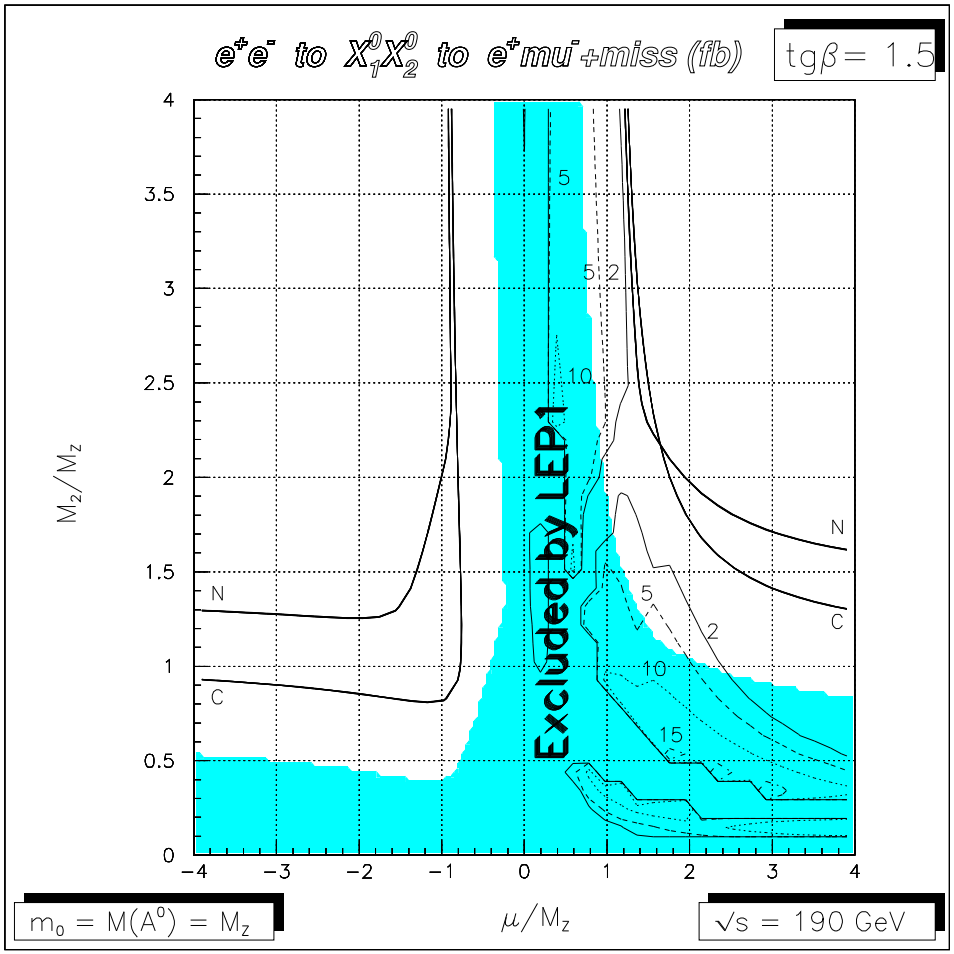


Fig. 4.12: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to e^+\mu^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

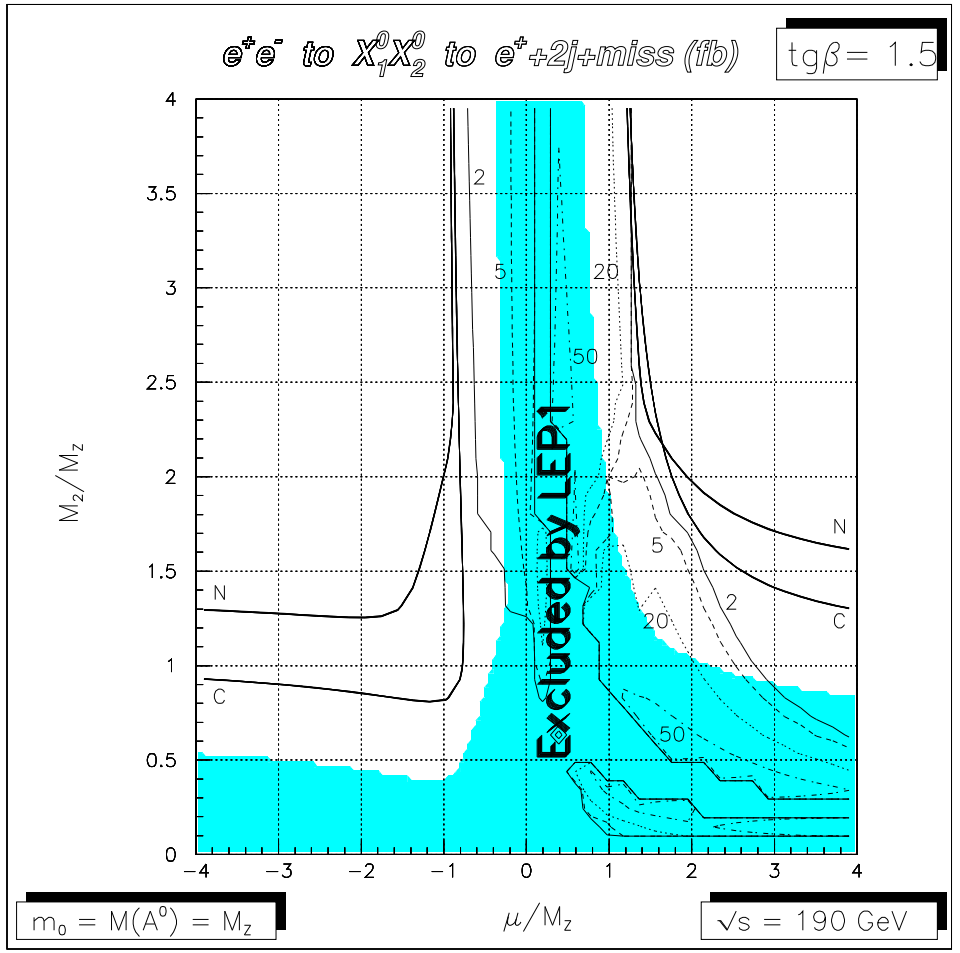


Fig. 4.13: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to e^+ + 2$ jets$+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

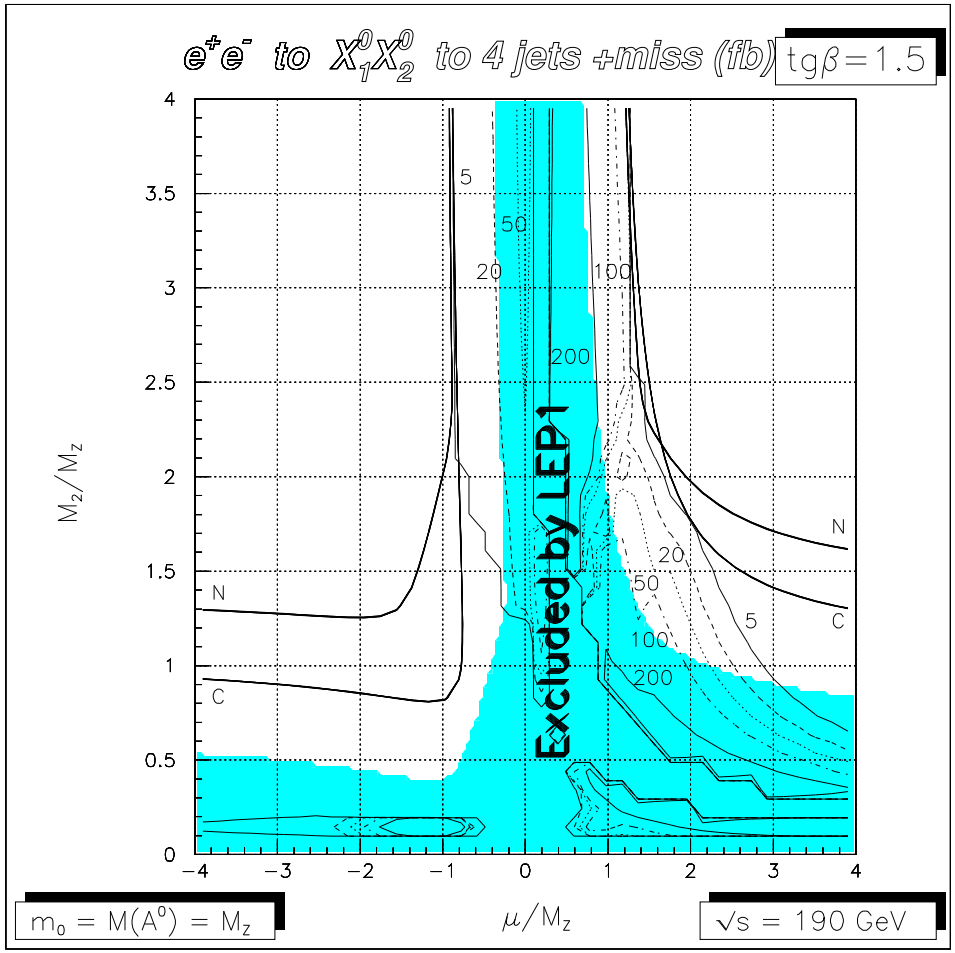


Fig. 4.14: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to 4$ jets + $\not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

Il segnale $\gamma + \not{E}$ è assente in tutto il semipiano $\mu > 0$ non escluso da LEP I (per $M_2 < 4M_z$); è al limite della rivelabilità anche in assenza di fondi in HCL ($5 \div 10\,\text{fb}$) ed è, invece, significativo in LNR per $\mu \gtrsim -M_z$ (dove può superare i 10 fb nei pressi degli Scenari B e C) e in generale nella zona R3 (*cfr.* §3.4) attorno al punto $(\mu, M_2)/M_z = (-0.5, 1)$. In quest'ultima ristretta regione, solo parzialmente esclusa da LEP I ma nella quale sono producibili anche i chargini a LEP II, la *rate* per gli eventi di fotone singolo provenienti da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (4.11) può raggiungere i 100 fb. Va nuovamente qui ricordato che importanti contributi a questo tipo di segnale vengono anche da altri processi SUSY coinvolgenti neutralini (*cfr.* eqq.(4.12)-(4.13)).

Le quattro figure successive hanno lo scopo di dare un'idea di come le caratteristiche del segnale integrato varino passando da $\tan\beta = 1.5$ a $\tan\beta = 4$. Nella prima di queste, fig. 4.16, sono rappresentate le curve di livello per la totalità del segnale visibile nel caso $m_0 = M_z$ con $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$. La legenda per le linee è la medesima che per fig. 4.2, pag.83, allo scopo di agevolare un confronto: linee continue: 10 fb, 0.5 pb e 1 pb; linee tratteggiate: 50 fb e 1.5 pb; linea a punti: 100 fb; linea a tratti e punti: 200 fb. Le linee in grassetto corrispondono sempre ai limiti cinematici per i processi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ ('N') e $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_2^-$ ('C') a LEP II, con le differenze rispetto ai casi precedenti che derivano dal cambiamento del parametro $\tan\beta$ (*cfr.* §1.3). In maniera analoga la zona esclusa da LEP I, evidenziata in scuro e stimata sulle medesime basi usate per le figure sopra, subisce le variazioni di cui al §2.2 per $\tan\beta \to 4$. È ben visibile una drastica diminuzione di segnale visibile rispetto al caso $\tan\beta = 1.5$ in LNR; qui, infatti, la *rate* visibile si mantiene in genere al disotto dei 50 fb e raggiunge solo in una ristretta regione i 100 fb. Ciò è dovuto in parte a fattori cinematici che riducono le dimensioni della LNR, in parte a fattori dinamici che diminuiscono la σ totale e, soprattutto, amplificano notevolmente il BR per i decadimenti invisibili del NLN (*cfr.* tabb. 2.1, 2.2 e 3.3, 3.4 nel seguito) rispetto ai casi con $\tan\beta$ più piccola. Inoltre, come già detto nel cap. precedente e come può verificarsi in tab. 3.4, per $\tan\beta = 4$ ed $m_{A^0} \geq M_z$ le particelle di Higgs sono sempre troppo pesanti per intervenire nei decadimenti del NLN a LEP II. Ne segue che, se il confronto è eseguito a parità di m_{A^0}, l'assenza dell'eventuale contributo dei processi visibili mediati dagli Higgs leggeri può deprimere ulteriormente la *rate* per $\tan\beta = 4$ rispetto al caso $\tan\beta = 1.5$. In RNR, invece, le cose vanno in maniera abbastanza simile a quanto nelle figg. 4.2, 4.3 e il segnale rivelabile può

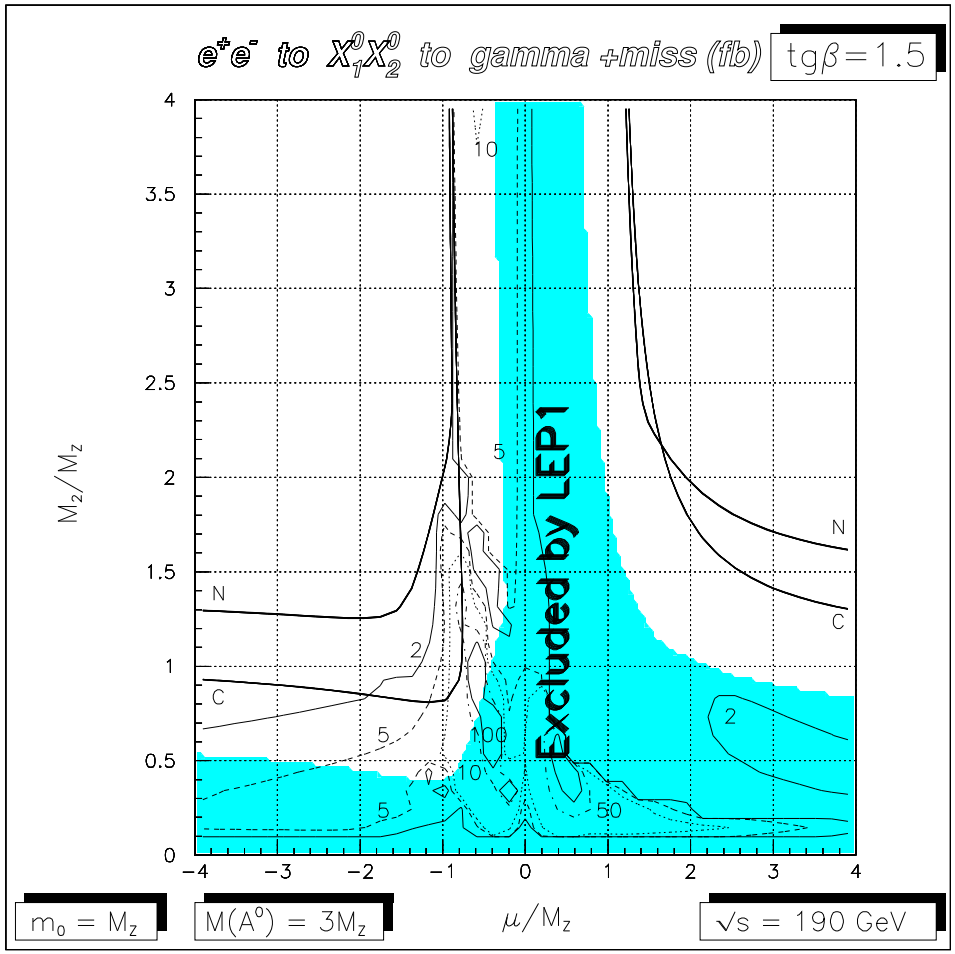


Fig. 4.15: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \gamma + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

arrivare fino a $\sim 50\,\text{fb}$. Nelle regioni ad alta sezione d'urto nel caso qui in esame è necessario salire sino a valori di $M_2 \gtrsim 300\,\text{GeV}$, affinché la *rate* visibile raggiunga 1.5 pb; nel caso $\tan\beta = 1.5$, invece, ciò accadeva in HCL già per $M_2 \simeq 230\,\text{GeV}$. Una differenza analoga può riscontrarsi per le σ totali (*cfr.*figg. 2.8, 2.10).

Considerazioni simili possono essere fatte per la *rate* degli eventi con 2 leptoni carichi nello stato finale, le cui curve di livello sono date in fig. 4.17 per i consueti valori di $\sqrt{s}, m_0$. La legenda per questa figura è: linee continue: 5 fb, 60 fb e 80 fb; linea a tratti: 10 fb; linea a punti: 20 fb; linea a tratti e punti: 40 fb. In LNR vi è un sostanziale decremento di questo tipo di segnale, che qui non raggiunge mai 20 fb, rispetto al caso con $\tan\beta = 1.5$ ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (*cfr.* fig. 4.5, pag.85) omogeneo a questo nel senso dell'assenza dei canali con Higgs reali. Viceversa, se il confronto è eseguito a parità di m_{A^0} con fig. 4.4, pag.85, allora la *rate* per $e^+e^- + \not{E}$ risulta qui in generale maggiore. In RNR non vi sono differenze di rilievo risultando anche qui il segnale generalmente inferiore ai 20 fb. In HCL ed HCR il cambiamento $\tan\beta = 1.5 \to 4$ porta ad una moderata riduzione della *rate* per gli eventi con 2 leptoni carichi nello stato finale.

In fig. 4.18 sono riportate le curve di livello per la *rate* degli eventi adronici con 2 *jets* ed energia mancante nel caso $\tan\beta = 4$, $m_{A^0} = M_Z$ e $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$. Nella figura le linee continue rappresentano i livelli 10 fb e 1 pb; la linea a tratti 50 fb; la linea a punti 200 fb; la linea a tratti e punti 0.5 pb. In LNR questo tipo di segnale è generalmente inferiore ai 50 fb e del tutto assente per $\mu \lesssim -250\,\text{GeV}$, all'incirca alla stessa maniera di quanto accade nel caso $\tan\beta = 1.5$ ed $m_{A^0} = 3M_Z$ (*cfr.* fig. 4.10); viceversa esso è nettamente inferiore al caso in cui $\tan\beta = 1.5$ ed $m_{A^0} = M_Z$ (*cfr.* fig. 4.9), soprattutto per $|\mu|$ grandi, a causa dei contributi $b\bar{b}$ da Higgs che nella situazione qui in esame sono assenti. Ancora una volta in HCL e, in misura minore, in HCR il caso con $\tan\beta = 1.5$ è favorito rispetto a questo. Qui, infatti, solo per $M_2 \gtrsim 230\,\text{GeV}$ la *rate* varca la soglia del pb, laddove nelle figg. 4.9, 4.10 ciò accade già per $M_2 \simeq 140\,\text{GeV}$. In RNR, invece, la scelta $\tan\beta = 4$ porta ad un incremento del segnale con 2 *jets*: si possono avere anche 10 fb, mentre per $\tan\beta = 1.5$ il segnale è praticamente assente.

Infine, fig. 4.19 rende visibili e quantitative le considerazioni fatte nel §3.4 a proposito del decadimento radiativo e della consistenza relativa della regione R3 nei casi in cui $\tan\beta$ è più o meno vicino ad 1. Si vede infatti che, sebbene vi sia

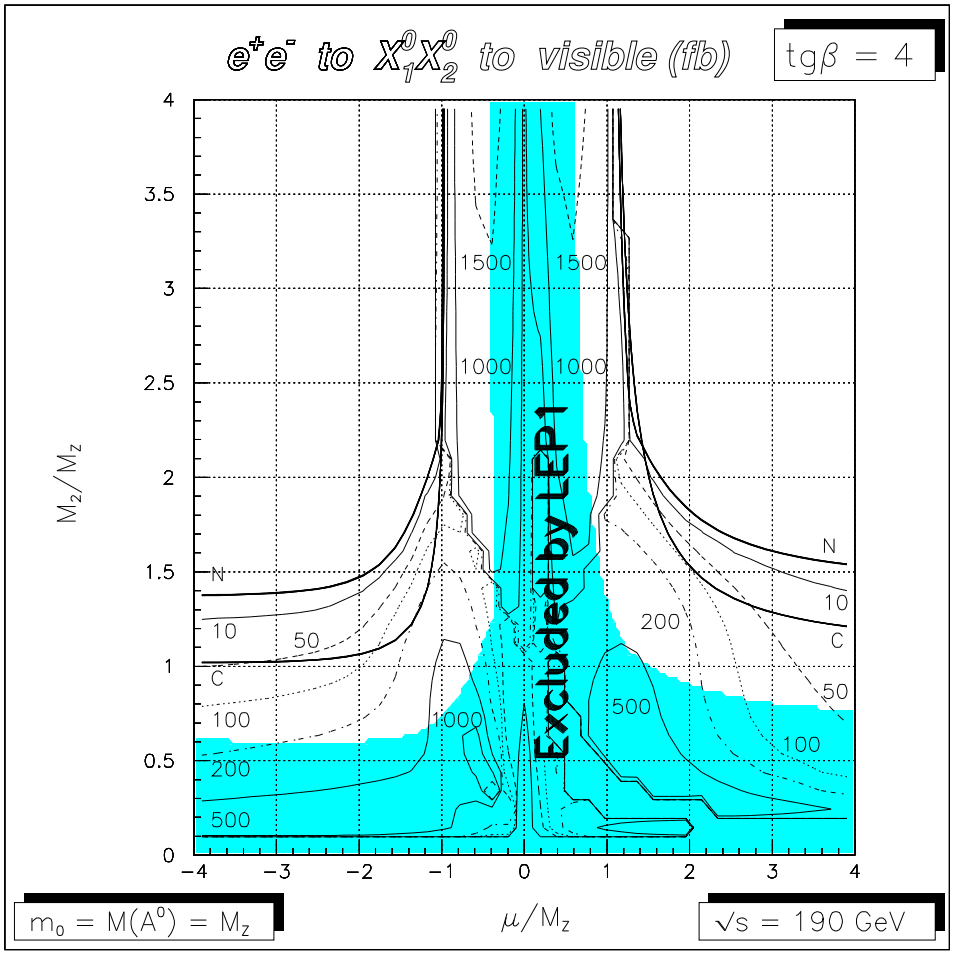


Fig. 4.16: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

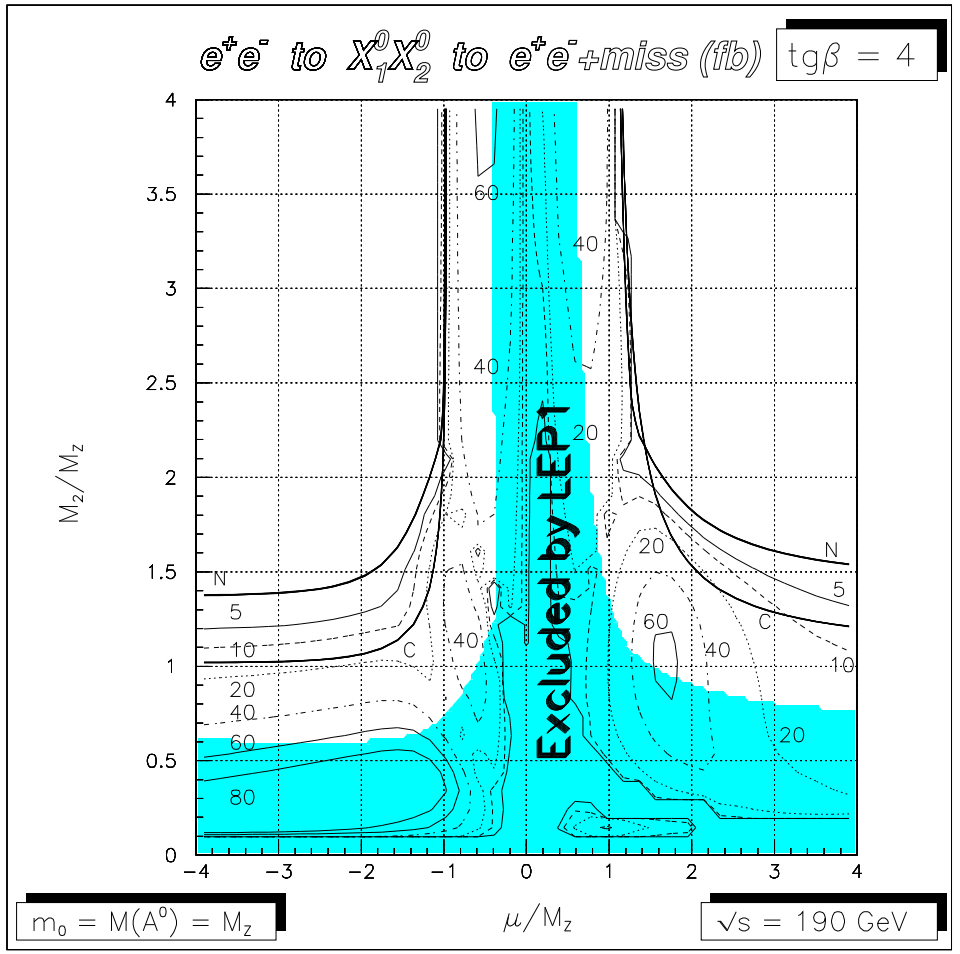


Fig. 4.17: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

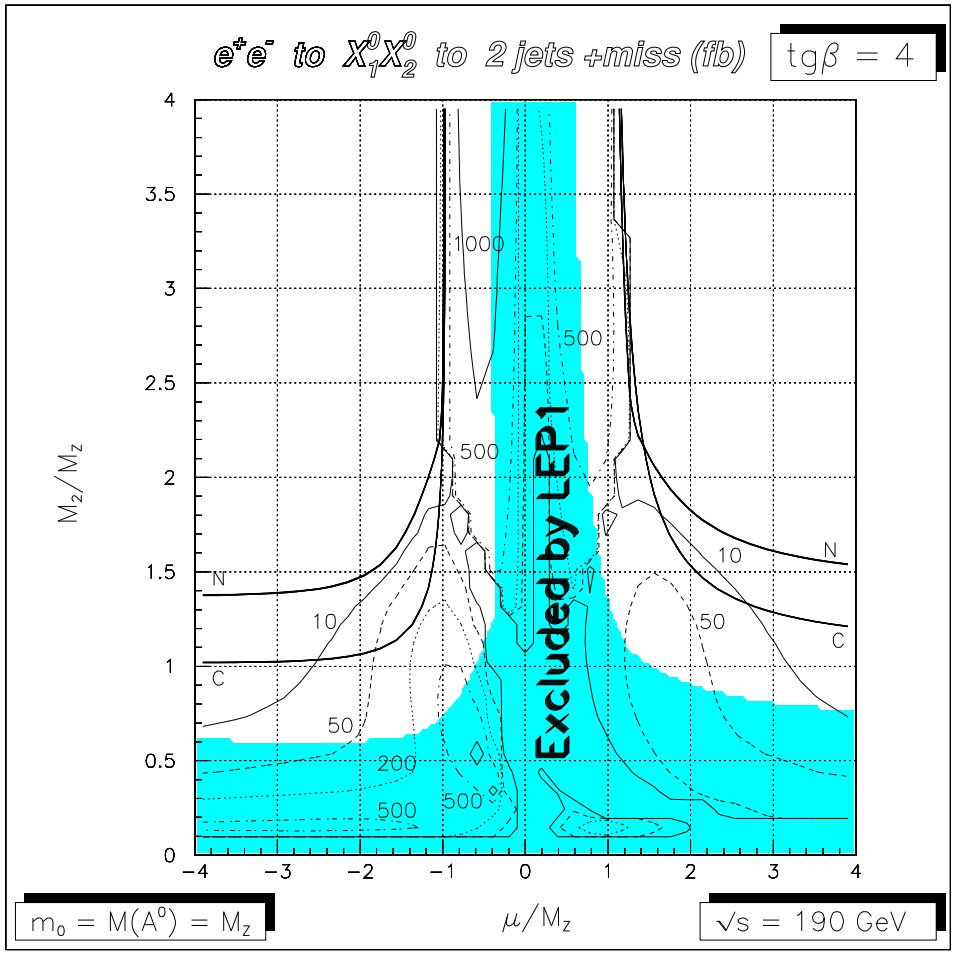


Fig. 4.18: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2 \to 2$ jets+ $\not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}^\pm_1$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

una estesa propaggine della regione radiativa R1 ($|\mu|, M_2 \ll M_Z$) nella zona del semipiano $\mu < 0$ sottesa dalla retta $(2M_2 - \mu) = 4M_Z$, essa ha un intersezione praticamente nulla con la regione LNR, dove il segnale è sempre inferiore ai 2 fb (contro 10 fb e più del caso $\tan\beta = 1.5$, *cfr.* fig. 4.15), cioè irrilevabile a LEP II anche in assenza di fondi. Inoltre, nella zona permessa dopo gli esperimenti a LEP I, nel caso $\tan\beta = 4$ la *rate* è sempre largamente inferiore ai 50 fb, mantenendosi le curve di livello per 50 e 100 fb ben al di sotto della retta $M_2 = M_Z$; nel caso $\tan\beta = 1.5$, invece, il segnale nella zona esplorabile solo a LEP II arriva fino a 100 fb e le curve di livello suddette si spingono ben al disopra di $M_2 = M_Z$. Anche la regione radiativa R2 è qui meno rilevante, essendo $rate(\gamma + \not{E}) \sim 2\,\text{fb}$ in HCL, contro i $5 \div 10\,\text{fb}$ del caso precedente. L'assenza di segnale in HCR, RNR ed in generale nel semipiano con $\mu > 0$ non escluso da LEP I è confermata anche per $\tan\beta = 4$. In fig. 4.19 si è scelto $m_{A^0} = M_Z$, ma la dipendenza dal settore di Higgs è debolissima. Le linee continue corrispondono ai livelli 2 fb e 100 fb; la linea a tratti a 5 fb; la linea a punti a 10 fb; la linea a tratti e punti e punti a 50 fb come nella figura per $\tan\beta = 1.5$ ed $m_{A^0} = 3M_Z$ mostrata in precedenza.

4.3 Scenari significativi

In questo § sono forniti e commentati i dati numerici ottenuti con la nostra analisi per le *rates* totali relative ad ognuno dei canali individuati nei § precedenti derivanti dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II, negli Scenari particolarmente interessanti e significativi introdotti nei §§1.3 e 2.4 e definiti nelle figg. 1.17, 2.13, 2.14 e nelle tabb. 2.1, 2.2. Nelle tabelle che seguono, quindi, alla stessa maniera di quanto fatto per le tabb. 3.3, 3.4, ogni colonna illustra la situazione per i vari tipi di segnale in ognuno dei seguenti punti del piano (μ, M_2): A, B, C, D ($\tan\beta = 1.5$) ed E, F, G, J ($\tan\beta = 4$) nelle regioni LNR ed RNR; H^- ed H^+ nelle regioni HCL ed HCR ($\tan\beta = 1.5$ e 4). Il valore dell'energia nel c.m. è stato scelto come in precedenza a 190 GeV; le masse degli sfermioni sono sempre fissate da $m_0 = M_Z$; per $m_{A^0}(m_{h^0})$ le scelte, esemplari caso per caso, sono le stesse fatte per le tabelle nel §3.5. Le procedure numeriche da noi approntate sono in grado di costruire rapidamente tabelle di questo tipo per qualsiasi scelta del set di parametri SUSY in ingresso. Da quanto esposto nei §§2.3 e 3.5 concernenti le caratteristiche del processo di produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ e dei decadimenti del NLN a LEP II, è comunque possibile farsi un'idea anche quantitativa

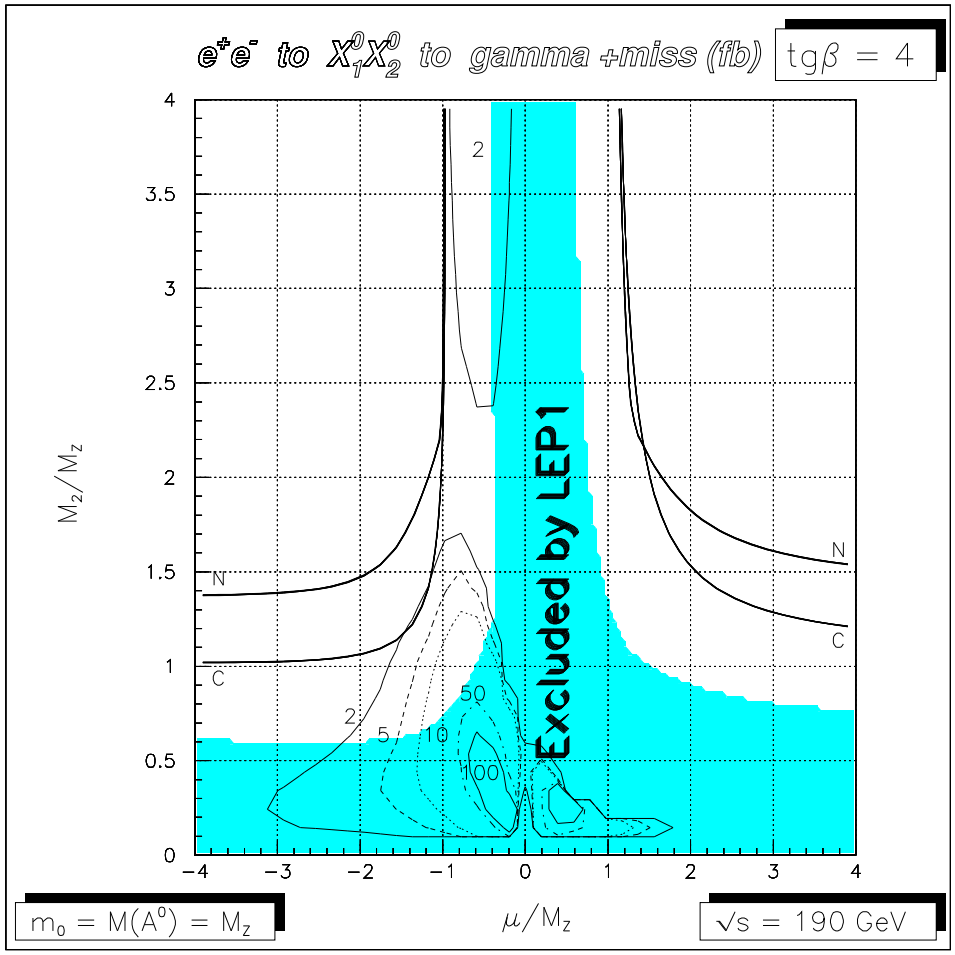


Fig. 4.19: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \gamma + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I è evidenziata.

di come i valori numerici dipendano, caso per caso, dal variare di $\sqrt{s}, m_0$ (*cfr.* figg. 2.15 e 2.16) e da $m_{A^0}, \tan\beta$. La dipendenza da (μ, M_2) è stata ampiamente trattata nel § precedente e può essere dedotta dalle figg. 4.2–4.19, canale per canale.

I risultati per gli Scenari con $\tan\beta = 1.5$ sono illustrati in tab. 4.1, nella quale le *rates* sono date in fb. Quando la *rate* per un particolare canale in un dato Scenario è nulla perché sotto soglia o depressa per motivi cinematici o dinamici al disotto di 0.1 fb, nella tabella si è inserito il simbolo '– –'. Si può vedere come il totale del segnale visibile sia generalmente al di sopra dei 70 fb (corrispondenti a $\simeq 20 \div 35$ eventi totali rilevabili a LEP II in una fase con $\int \mathcal{L}\, dt = 300 \div 500\,\text{pb}^{-1}$), in tutti gli Scenari "solo neutralini" (in cui, cioè, il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ non è permesso), con l'eccezione dello Scenario D, sfavorito dalla bassa sezione d'urto totale, a causa della sua maggiore vicinanza al limite cinematico per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (*cfr.* tab. 2.1). Nei casi in cui m_{A^0}, m_{h^0} sono sufficientemente piccoli e i canali mediati dagli Higgs sono aperti e dominanti, poiché h^0, A^0 non decadono invisibilmente in neutrini, la *rate* visibile è particolarmente alta e vicina alla sezione d'urto totale. Ad es. in LNR, nello Scenario A con $m_{A^0} = M_Z$, colonna 1 in tab. 4.1, si può prevedere che ogni esperimento a LEP II sia in grado di rivelare oltre 70 eventi (in assenza di fondo), se una luminosità integrata di $500\,\text{pb}^{-1}$ potrà essere raggiunta. In alcuni casi, anche in presenza di "Higgs pesanti" (Scenario A con $m_{A^0} = 3M_Z$, colonna 2; Scenario B con $m_{A^0} = M_Z$–$3M_Z$, colonne 3–4) è possibile superare, anche largamente, la soglia dei 100 fb, ovvero dei 50 eventi totali visibili. Il tipo di segnale dipende però molto dal particolare punto nel piano (μ, M_2) e da m_{A^0}. Nella regione LNR, ad es.: se si è nello Scenario A con "Higgs pesante" solo lo 0.6% del segnale visibile è del tipo adronico con 2 *jets* e praticamente tutto il resto presenta due leptoni carichi nello stato finale; se si è nello Scenario B con $m_{A^0} \geq M_Z$, almeno l'85% del segnale è adronico, circa il 9% è del tipo e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ o $\tau^+\tau^- + \not{E}$ e il 5-6% presenta un solo fotone energetico nello stato finale; se si è nello Scenario C (colonne 5-6) con $m_{A^0} \geq M_Z$, il segnale è molto differenziato con il 57-59% per i 2 *jets*, il 33% circa per i due leptoni carichi e un rilevante 7-9% per $\gamma + \not{E}$ (però con soli 35 eventi totali visibili a LEP II, $\int \mathcal{L}\, dt = 500\,\text{pb}^{-1}$); se si è nello Scenario A con "Higgs leggero", invece, in ben l'83% dei casi visibili lo stato finale presenta 2 *jets*, quasi sempre provenienti da $b\bar{b}$, nell'8% dei casi si ha $\tau^+\tau^- + \not{E}$ e nel 9% dei casi vi sono 2 leptoni carichi leggeri. Nella regione RNR, nello Scenario D con $m_{A^0} \gtrsim 75\,\text{GeV}$ – se $\int \mathcal{L}\, dt = 500\,\text{pb}^{-1}$ –, si hanno qualcosa come 22-23 eventi visibili, quasi tutti leptonici. Nelle regioni ad

alta sezione d'urto il panorama è molto più vario, oltre che per l'ordine di grandezza in più di eventi visibili, anche per la presenza di eventi originati dai decadimenti a cascata del NLN. In H^- (colonna 8) – in maniera praticamente indipendente dal settore di Higgs e se $\int \mathcal{L}\, dt = 500\,\mathrm{pb}^{-1}$ – fino a 660 eventi da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ sono rivelabili e di questi l'85% sono adronici con 2 *jets*, il 12% sono leptonici con due particelle della stessa generazione, poco meno del 2% ($\sim 6{+}6$ eventi) sono o adronici con 4 *jets* oppure misti con un leptone carico (2 canali di carica e 3 generazioni) e 2 *jets*; poi vi possono essere 3-4 eventi di fotone ed eventualmente 1 evento con 2 leptoni carichi di tipo diverso. In H^+ con $m_{A^0} = M_Z$ (colonna 10) si hanno poco meno di 600 eventi visibili, di cui il 74% puramente adronici (il 60% con 2 *jets* e ben il 14% con 4 *jets*), il 14% misti con un leptone carico e 2 *jets*, il 12-13% puramente leptonici (10% con coppie di particelle coniugate di carica e poco più del 2% con 2 particelle diverse nello stato finale). Nel caso in cui le particelle di Higgs siano particolarmente leggere ($m_{A^0} \simeq 46\,\mathrm{GeV}$, colonna 9), si ha un incremento degli eventi con 2 *jets* che diventano circa il 70% del totale visibile ($\simeq 615$), con una buona metà del tipo $b\bar{b}$.

In tab. 4.2 sono riportati i risultati per gli Scenari con $\tan\beta = 4$. Da essa si evince che negli Scenari "solo neutralini" la *rate* totale visibile è in genere inferiore che nel caso $\tan\beta = 1.5$, in particolare nella regione LNR a causa soprattutto della sua minore estensione per valori di M_2 bassi. Nello Scenario E, analogo di A, ad es., il segnale visibile supera i 100 fb (arrivando a 55-56 eventi annui per $\int \mathcal{L}\, dt = 500\,\mathrm{pb}^{-1}$) solo nel caso "Higgs leggero" (qui $m_{A^0} = M_Z/2$), mentre, a causa di una *rate* invisibile particolarmente penalizzante, nel caso "Higgs pesante" vale solo 33 fb. Nello Scenario F, più vicino al limite cinematico nel piano (μ, M_2), non si superano i 20 eventi totali per qualsiasi spettro di massa del settore di Higgs permesso dai dati di LEP I. Nella regione RNR si hanno poco più di una quindicina di eventi visibili nello Scenario G, mentre nello Scenario J, più lontano dal limite cinematico, si possono avere o 44 eventi ("Higgs leggero", $m_{A^0} = M_Z/2$), oppure una ventina ("Higgs pesante", $m_{A^0} = M_Z$) rivelabili, anche qui a causa di un notevole numero di eventi invisibili in assenza dei canali di Higgs. Per quanto riguarda la composizione del segnale nelle regioni "solo neutralini", i risultati sono i seguenti. Nello Scenario E, se gli Higgs sono pesanti (colonna 2), il 90% circa degli eventi visibili sono di tipo leptonico e il resto (al massimo 2 eventi per ogni fase della macchina) ha 2 *jets* nello stato finale; il grosso della sezione d'urto (circa il 70%,

Rates (fb) for $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to$ final state ($\tan\beta = 1.5$)										
Scenario	**A**		**B**		**C**		**D**	**H^-**	**H^+**	
$(\mu,\ M_2)/M_Z \to$	$(-3,\ 1)$		$(-1,\ 1)$		$(-1,\ 1.5)$		$(3,\ 1.5)$	$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3$	
m_{A^0} (GeV) $\to$	M_Z	$3M_Z$	M_Z	$3M_Z$	M_Z	$3M_Z$	$\gtrsim 75$	$\gtrsim 27$	$M_Z/2$	
$e^+e^- + \not{E}$	6.3	39.0	3.1	3.1	8.0	7.8	14.6	55.5	31.3	
$e^+\mu^- + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.3	3.6	
Invisible	4.6	28.4	7.8	7.7	10.2	10.0	11.2	335.2	168.9	2
$\tau^+\tau^- + \not{E}$	11.3	39.0	3.1	3.1	8.0	7.8	14.6	55.5	31.9	
$2j + \not{E}$	117.9	0.7	91.2	90.0	41.8	40.9	1.0	1120	858.9	7
$b\bar{b} + \not{E}$	112.8	$--$	18.5	18.2	8.9	8.7	0.3	246.0	419.3	
$e^+ + 2j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	2.0	21.5	
$4j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.1	11.6	127.5	
$\gamma + \not{E}$	0.1	0.3	4.3	5.8	4.8	6.4	$--$	6.5	$--$	
All visible	141.8	118.0	104.9	105.0	70.7	70.9	44.9	1318	1231	

Tab. 4.1: *Rates* (fb) per i vari tipi di eventi a seguito della produzione di neutralini $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) in Scenari significativi del piano (μ, M_2), con $\tan\beta = 1.5$, e per vari valori di m_{A^0}. Le masse degli sfermioni sono fissate da $m_0 = M_Z$.

cfr. tab. 3.4) è portato via dalla *rate* invisibile. Viceversa, se gli Higgs sono leggeri (colonna 1), il 96% del segnale (53 eventi in una fase di 500 pb^{-1}) è di tipo adronico con 2 *jets* praticamente sempre da $b\bar{b}$ e nel 4% dei casi si ha una coppia $\tau^+\tau^-$ nello stato finale. Nello Scenario F con qualsiasi settore di Higgs (colonna 3), il 66% del totale degli eventi (quasi tutti sono visibili) è del tipo 2 *jets* $+\not{E}$, il resto (6-7 eventi) ha 2 leptoni carichi nello stato finale. Nello Scenario G: con h^0, A^0 pesanti (colonna 5), il 19% del segnale visibile (quasi tutto il segnale) è adronico (3 eventi) e il resto è leptonico; con h^0, A^0 leggeri (colonna 4), il 96% delle volte si hanno 2 *jets* da $b\bar{b}$ e nel resto dei casi (al più 1 evento) si ha $\tau^+\tau^- + \not{E}$. Nello Scenario J: se $m_{A^0} = M_Z$ (colonna 7), il 17% degli eventi visibili (che sono solo il 56% del totale) è di tipo adronico e il resto (16-17 eventi) ha e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ oppure $\tau^+\tau^-$ nello stato finale; se $m_{A^0} = M_Z/2$ (colonna 6), tutti gli eventi sono visibili, nel 95% dei casi (42-43

eventi/fase) si hanno 2 *jets* da $b\bar{b}$ e si hanno al più un paio di eventi $\tau^+\tau^- + \not{E}$. Per quanto riguarda gli Scenari H^- ed H^+ la situazione è abbastanza simile al caso $\tan\beta = 1.5$, se il paragone viene eseguito in situazioni omologhe, ovvero con o senza il contributo dei canali con Higgs leggeri per tutti e due i casi.

Rates (fb) for $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2 \to$ final state ($\tan\beta = 4$)									
Scenario	**E**		**F**	**G**		**J**		$\mathbf{H^-}$	$\mathbf{H^+}$
$(\mu,\ M_2)/M_z \to$	$(-3,\ 1.1)$		$(-1.5,\ 1.5)$	$(2,\ 1.7)$		$(3,\ 1.3)$		$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
m_{A^0} (GeV) $\to$	$M_z/2$	M_z	any	$M_z/2$	M_z	$M_z/2$	M_z	any	$\gtrsim 43$
$e^+e^- + \not{E}$	$--$	9.7	4.5	$--$	8.6	$--$	10.9	53.4	37.3
$e^+\mu^- + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	1.9	3.8
Invisible	0.2	77.9	0.3	$--$	0.5	0.1	49.3	319.6	210.5
$\tau^+\tau^- + \not{E}$	4.8	9.7	4.5	1.4	8.6	3.9	10.9	53.4	37.3
$2j + \not{E}$	106.1	3.8	26.6	32.3	6.4	84.7	6.6	1057	693.4
$b\bar{b} + \not{E}$	105.7	0.7	5.8	32.2	1.5	84.4	1.6	232.0	152.2
$e^+ + 2j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.1	$--$	$--$	11.5	22.5
$4j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.3	$--$	$--$	68.3	133.3
$\gamma + \not{E}$	$--$	0.2	0.2	$--$	$--$	$--$	$--$	2.8	0.1
All visible	110.9	33.2	40.4	33.7	33.3	88.6	39.4	1369	1097

Tab. 4.2: *Rates* (fb) per i vari tipi di eventi a seguito della produzione di neutralini $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) in Scenari significativi del piano (μ, M_2), con $\tan\beta = 4$, e per vari valori di m_{A^0}. Le masse degli sfermioni sono fissate da $m_0 = M_z$.

4.4 Uno Scenario "non Minimale"

Tutti i risultati numerici finora mostrati sono stati ottenuti nell'ambito del SUGRA MSSM, cioè l'analisi è stata condotta utilizzando tutte le ipotesi semplificative di cui al §I.2. In particolare si è supposto che alla scala GUT sia le masse dei gaugini, sia le masse degli scalari SUSY assumano un valore unificato (rispettivamente $m_{1/2}$ ed m_0) e che lo spettro delle particelle alla scala EW sia ottenibile tramite l'evoluzione detta dalle RGE's. Se queste equazioni vengono risolte al primo ordine e trascurando gli effetti di soglia dovuti sia allo spettro non degenere delle particelle alle basse energie, sia ai bosoni pesanti che devono esistere in una teoria "grand-unificata" supersimmetrica e non (ovvero se si usano nelle RGE's i coefficienti ottenibili dallo spettro completo di particelle del MSSM senza soluzione di continuità dalla scala M_z fino alla scala GUT), si ottengono la (I.13) e le (I.16) rispettivamente per le masse dei gaugini (da cui quelle dei neutralini e dei chargini) e degli sfermioni, come illustrato nel §I.2. In particolare ciò implica la validità della relazione (I.14) che lega la massa del gaugino di U(1) con le masse dei gaugini di SU(2) alla scala EW. Su quanto sopra si possono fare due osservazioni. Da una parte le ipotesi di unificazione delle masse dei gaugini e degli scalari alla scala M_{GUT}, per quanto ispirate da teorie più fondamentali come la SUGRA, sono teoricamente tutt'altro che inattaccabili ed essenzialmente, dal punto di vista fenomenologico di questo lavoro, cosituiscono un metodo coerente di riduzione drastica delle dimensioni dello spazio dei parametri SUSY, garantendo al modello una ragionevole predittività. D'altra parte, anche all'interno dello stesso SUGRA MSSM, se si introducono le correzioni agli ordini successivi della teoria nelle RGE's e se si tiene conto nelle RGE's stesse in maniera autoconsistente della presenza di soglie leggere e pesanti (utilizzando, quindi, lungo l'evoluzione dei coefficienti variabili a seconda della scala di energia, *cfr.* §I.2), le masse dei gaugini e degli sfermioni alla scala EW possono discostarsi in maniera anche importante da quelle ottenibili in prima approssimazione. Un discorso introduttivo per questo tipo di problematiche è stato fatto nel §I.4. A questo proposito, un cenno ai risultati parziali che sono stati finora raggiunti [85, 86] nel calcolo delle correzioni ad 1 *loop* alle masse dei chargini e dei neutralini è stato dato nel §1.3 e dei tentativi di tener conto delle soglie leggere nelle RGE's sono stati fatti, ad es., nelle reff.[21, 49] (*cfr.* anche §I.3). Inoltre, l'approssimativa conoscenza di parametri fondamentali della teoria alla scala EW (m_t, α_s, M_W) costituisce un'altra sorgente di errore nel modello, che può influenzare in maniera non trascurabile lo spettro e gli accoppiamenti delle particelle SUSY.

In considerazione di quanto su esposto, nel seguito è trattato in maniera puramente fenomenologica un esempio a nostro parere significativo di come, indebolendo (ad es., al livello del 20%) una delle ipotesi del SUGRA MSSM, lo scenario sperimentale che ne deriva per i neutralini a LEP II può risultare modificato in maniera importante rispetto a quanto illustrato in questo e nei capp. precedenti. La nostra

attenzione si è concentrata su quella, tra le assunzioni del MSSM, che più direttamente coinvolge il settore dei gaugini-higgsini, cioè l'eq.(I.14). Mantenendo libero il valore $M_2(M_z)$ ($\simeq 0.8 m_{1/2}$), che è stato utilizzato finora come parametro indipendente nell'analisi e in tutte le figure e tabelle, si è pensato di sostituire la relazione che lo lega ad $M_1(M_z)$ che deriva dall'unificazione con la seguente più "elastica" equazione:

$$M_1(M_z) = \frac{5}{3}(1+\Delta\alpha_{12})\tan^2\theta_W M_2(M_z) \tag{4.17}$$

dove $\Delta\alpha_{12} = 0$ nel SUGRA MSSM, all'ordine più basso. Per indebolimento al 20% si intenda che in questo modello "non Minimale" è permessa una variazione di quest'ultimo parametro tale che comunque $|\Delta\alpha_{12}| \leq 0.2$. Il "prezzo da pagare" per questa generalizzazione (e cioè l'introduzione di un ulteriore parametro nel modello) è da una parte non troppo alto in considerazione del fatto che tutti i calcoli possono essere eseguiti senza soverchie complicazioni mantenendo indipendente anche il valore di M_1 (ciò è stato, ad es., reso in gran parte esplicito nel §1.1 attraverso l'introduzione di $\alpha_{12} = \frac{M_1}{M_2}(M_z) \Rightarrow \Delta\alpha_{12} = \frac{3\alpha_{12}}{5\tan^2\theta_W} - 1$, *cfr.* eq.1.3), dall'altra è compensato dalla considerazione che segue. Il settore dei chargini, essendo questi una mistura di W-ini (gaugini di SU(2)) e di higgsini carichi, non dipende da M_1, ovvero da α_{12} ad M_2 fissato (*cfr.* §1.2); ne segue che prendendo $\Delta\alpha_{12} \neq 0$, la massa del LC resta invariata. Viceversa, lo spettro dei neutralini dipende in maniera cruciale da M_1 e laddove $|\mu| \gg M_z, M_1, M_2$ è proprio la massa dei due neutralini più leggeri che qui interessano ad essere influenzata dal prendere $\Delta\alpha_{12} \neq 0$, poiché in quella regione valgono comunque (solo leggermente modificate da $\Delta\alpha_{12} \neq 0$) le relazioni approssimate dello Scenario AS $|m_{\tilde{\chi}_1^\pm}| \approx M_2 \approx 2|m_{\tilde{\chi}_1^0}| \approx |m_{\tilde{\chi}_2^0}|$ e $|\mu| \approx m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \approx |m_{\tilde{\chi}_{3,4}^0}|$ (*cfr.* cap.1). Come ulteriore conseguenza si ha, quindi, che le regioni "solo neutralini" a LEP II, LNR ed RNR, risutano più (meno) ampie per $\Delta\alpha_{12}$ negativo (positivo) rispetto al caso del SUGRA MSSM. Se $\Delta\alpha_{12} < 0$, dunque, lo studio del segnale derivante dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ diventa ancora più cruciale in ordine alla valutazione della porzione dello spazio dei parametri escludibile da LEP II nel caso di esito negativo nella ricerca di particelle SUSY. Per questo motivo nel seguito sono mostrati i risultati ottenuti da una analisi analoga a quella svolta in precedenza, ma con $\Delta\alpha_{12} = -0.2$, ovvero nel caso più "favorevole".

Naturalmente di tutto ciò non si è tenuto conto solo nel calcolo dello spettro, della composizione fisica e degli accoppiamenti dei neutralini, ma anche in ogni settore del modello che viene influenzato dalla ipotesi di unificazione tra M_1 ed M_2 come, ad es., nel settore degli sfermioni. Ciò significa che anche nelle formule (I.16) si sono lasciati liberi di variare indipendentemente i due parametri di massa dei gaugini di SU(2) ed U(1) (*cfr.* i discorsi in merito nel §I.2).

Tabella 4.3 è l'analoga di tab. 2.1 nella quale sono state fatte le stesse scelte per $\sqrt{s}$ ed m_0, ma con $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ invece che nullo. Gli Scenari con $\tan\beta = 1.5$ A-D ed H^--H^+ individuati nel §2.4 vanno quindi confrontati con i loro "parenti non Minimali" A′-D′ ed H'^--H'^+, per i quali lo spettro e le componenti fisiche dei neutralini leggeri, la massa del LC, la sezione d'urto totale per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e i vari contributi a quest'ultima sono forniti in tab. 4.3. Si noti come, insieme all'ovvia riduzione del 20% di M_1, si abbia anche una riduzione analoga di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ negli Scenari A′, B′, C′ rispetto agli Scenari A, B, C ed ancora più consistente nello Scenario D′, nel quale, a causa di un sostanziale *mixing* $\tilde{\gamma} - \tilde{Z}$ per i $\tilde{\chi}_{1,2}^0$, anche $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ risulta leggermente più piccola che non nello Scenario D. Anche le componenti dei due neutralini più leggeri, fornite nella tabella in termini di percentuale di $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$ (ovvero i moduli quadri degli elementi delle prime due righe della matrice N_{ij} moltiplicati per 100), e quindi gli accoppiamenti dei $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ con le altre particelle subiscono delle variazioni in taluni casi significative. Lo Scenario H^- resta, invece, più o meno invariato, a parte un leggero aumento della massa del NLN, essendo qui il LN ed il NLN quasi completamente higgsini. Nello Scenario H'^+ si ha, invece, una non trascurabile riduzione della massa del $\tilde{\chi}_1^0$ ed un certo rimescolamento della sua composizione fisica a causa della significativa componente di $\tilde{Z}$. Per quanto riguarda la produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, la σ totale per $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ gode di un incremento in LNR ed RNR che va dal 13% nello Scenario C′ ad un notevole 68% nello Scenario D′, mentre negli Scenari H^- ed H^+ subisce un decremento (di quasi il 10% nel secondo caso), da attibuire essenzialmente all'aumento delle componenti di gaugino dei neutralini più leggeri che, come noto, non possono contribuire all'ampiezza del canale dominante **(s)**. Da notare che negli Scenari (A,D)′ l'aumento è dovuto ai canali dominanti **(t,u)** (*cfr.* fig. 2.1) mediati dai selettroni e nello Scenario B′ ad un generale incremento di tutti i contributi. Nello Scenario C′, invece, è il canale di minor rilievo **(s)** ad aumentare il suo contributo, mentre il canale dominante lo diminuisce e si ha un notevole incremento delle interferenze. In H'^- ed H'^+ si ha, per i motivi suddetti, una diminuzione del contributo dominante del canale mediato dallo Z^0, solo in piccola parte compensato da un aumento delle sue interferenze con i canali **(t,u)**, questi ultimi triplicando il loro apporto che rimane, però, trascurabile.

"**Non − Minimal**" **Scenarios** ($\boldsymbol{\Delta\alpha_{12} = -0.2}$) **with** $\tan\beta = 1.5$							
Scenario		**A′**	**B′**	**C′**	**D′**	**H′−**	**H′+**
$(\mu,\ M_2)/M_Z \ \rightarrow$		$(-3,\ 1)$	$(-1,\ 1)$	$(-1,\ 1.5)$	$(3,\ 1.5)$	$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
M_1 (GeV) $\rightarrow$		36.6	36.6	54.9	54.9	109.7	109.7
$\tilde{\chi}_1^0$	Mass (GeV)	40.6	43.2	61.6	44.0	62.1	39.5
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	(87, 12)	(90, 6)	(82, 10)	(54, 40)	(1, 1)	(9, 23)
	$(\tilde{H}_a^0,\ \tilde{H}_b^0)$ (%)	(1, 0)	(2, 2)	(2, 5)	(6, 1)	(2, 97)	(63, 5)
$\tilde{\chi}_2^0$	Mass (GeV)	106.9	85.2	89.1	106.8	−90.2	−92.4
	$(\tilde{\gamma},\ \tilde{Z})$ (%)	(13, 82)	(4, 9)	(7, 1)	(46, 42)	(1, 8)	(0, 0)
	$(\tilde{H}_a^0,\ \tilde{H}_b^0)$ (%)	(4, 2)	(0, 87)	(2, 90)	(11, 1)	(89, 2)	(5, 94)
$\tilde{\chi}_1^\pm$	Mass (GeV)	106.1	104.7	110.8	−101.5	80.1	−62.6
$\sigma(\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0)$ (fb)	Total	198.0	138.6	91.9	94.4	1635	1278
	(s) − channel	0.1	25.5	19.1	0.2	1578	1228
	(t + u) − channels	192.4	54.6	29.6	86.5	1.2	1.2
	Interferences	5.4	58.5	43.2	7.7	56.0	49.5

Tab. 4.3: Scenari "non Minimali" ($\Delta\alpha_{12} = -0.2$) con $\tan\beta = 1.5$: autovalori di massa e componenti fisiche dei neutralini leggeri e del LC; sezione d'urto totale per $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (fb) e vari contributi alla σ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$). Le masse dei selettroni sono fissate da $m_0 = M_Z$.

La figura 4.20 è la variante "non Minimale" con $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ di fig. 4.3, pag.84; i valori di $\sqrt{s}$, m_0 ed m_{A^0} sono gli stessi; le notazioni adottate per lo stile delle linee per le curve di livello e per i limiti cinematici ed il significato della zona scura sono i medesimi. Si nota subito come, a causa del valore di M_1 più basso rispetto a quello del SUGRA MSSM, le linee in grassetto contrassegnate con la 'N' al disopra delle quali il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ non può aver luogo si spostano sensibilmente verso valori più alti di M_2. Viceversa, per i motivi suddetti, le linee 'C' riguardanti il processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ restano invariate, di modo che le regioni LNR ed RNR risultano visibilmente più ampie che non nel caso "Minimale". Inoltre, le curve di livello per il totale del segnale visibile subiscono in LNR ed RNR (come in HCL ed HCR, ma con effetto opposto) una generale traslazione verso l'alto che rende il segnale da neutralini in questo Scenario più favorito ed interessante a LEP II allo scopo di coprire una regione più estesa possibile dello spazio dei parametri SUSY. Naturalmente, se si suppone che il segnale del processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ sia distinguibile dai fondi a LEP I fino al limite cinematico, anche la zona scura esclusa dagli attuali esperimenti sotto le ipotesi di questo modello modificato, sebbene ancora in gran parte coperta dalla ricerca diretta di chargini, va leggermente modificata in senso più restrittivo, come è reso visibile in fig. 4.20. Ciò premesso, la figura mostra come il segnale visibile da neutralini in RNR in questo caso sia superiore ai 50 fb in una zona piuttosto ampia e possa anche raggiungere e superare in qualche caso i 100 fb, cosa che non avveniva nel modello Minimale. In LNR, ad aumentare la *rate* visibile si aggiunge anche un altro fattore: la diminuzione di $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ rende la differenza di massa tra i due neutralini più leggeri ben maggiore che nel caso $\Delta\alpha_{12} = 0$; ciò fa si che lo spazio delle fasi a disposizione per i decadimenti a 2 corpi del NLN con Higgs leggeri nello stato finale sia più ampio. In questa situazione, anche per valori molto alti di m_{A^0}, può accadere che il contributo degli Higgs amplifichi la *rate* visibile avvicinandola alla sez. d'urto totale per $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Nella figura, nonostante che m_{A^0} sia fissata a $3M_Z$, questo effetto è ben visibile nei pressi dello Scenario A′ (*cfr.* anche tab. 4.4), ad es. da un confronto tra l'andamento delle curve di livello per 100 e 200 fb nei casi $\Delta\alpha = 0$ e -0.2. In HCL ed HCR, invece, il modello "non Minimale" dà luogo ad una diminuzione del segnale visibile che va fatta risalire essenzialmente alla riduzione della sez. d'urto totale di cui si è detto sopra.

Un'analisi più puntuale delle modifiche apportate alla fenomenologia dei neutralini dal prendere $\Delta\alpha_{12} \neq 0$ può essere fatta sulla base di un confronto tra tab. 4.4 e l'analoga "Minimale" 4.1 a pag.96. Le notazioni e i valori di m_0, $\sqrt{s}$ sono gli stessi; diversa, invece, è la scelta di m_{A^0} basata, a scopo esemplificativo caso per caso, sui valori relativi delle masse dei neutralini e delle particelle di Higgs. Lo Scenario A′ risulta rivoluzionato rispetto allo Scenario A, soprattutto se il confronto viene fatto a parità di m_{A^0}. Infatti, se $m_{A^0} = 3M_Z$ e $\Delta\alpha_{12} = 0$ (colonna 2 di tab. 4.1), h^0 ed A^0 sono troppo pesanti per avere un ruolo; viceversa, se $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ (colonna 1 di tab. 4.4), la notevole differenza di massa tra $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^0$ (oltre 66 GeV, *cfr.* tab. 4.3) fa sì che il decadimento del NLN in $h^0\tilde{\chi}_1^0$ sia cinematicamente possibile per qualsiasi valore di $m_{A^0} \lesssim 1\,\text{TeV}$. Ciò anche a causa del fatto che per $\tan\beta$ bassi ed $M_2 \approx M_Z \Rightarrow m_{\tilde{q}_{L,R}} \approx 3M_Z$ (sotto ipotesi di unificazione approssimata anche per M_2 ed M_3), la massa di h^0 si mantiene comunque al disotto dei 63-65 GeV, $\forall m_{A^0}$, se si

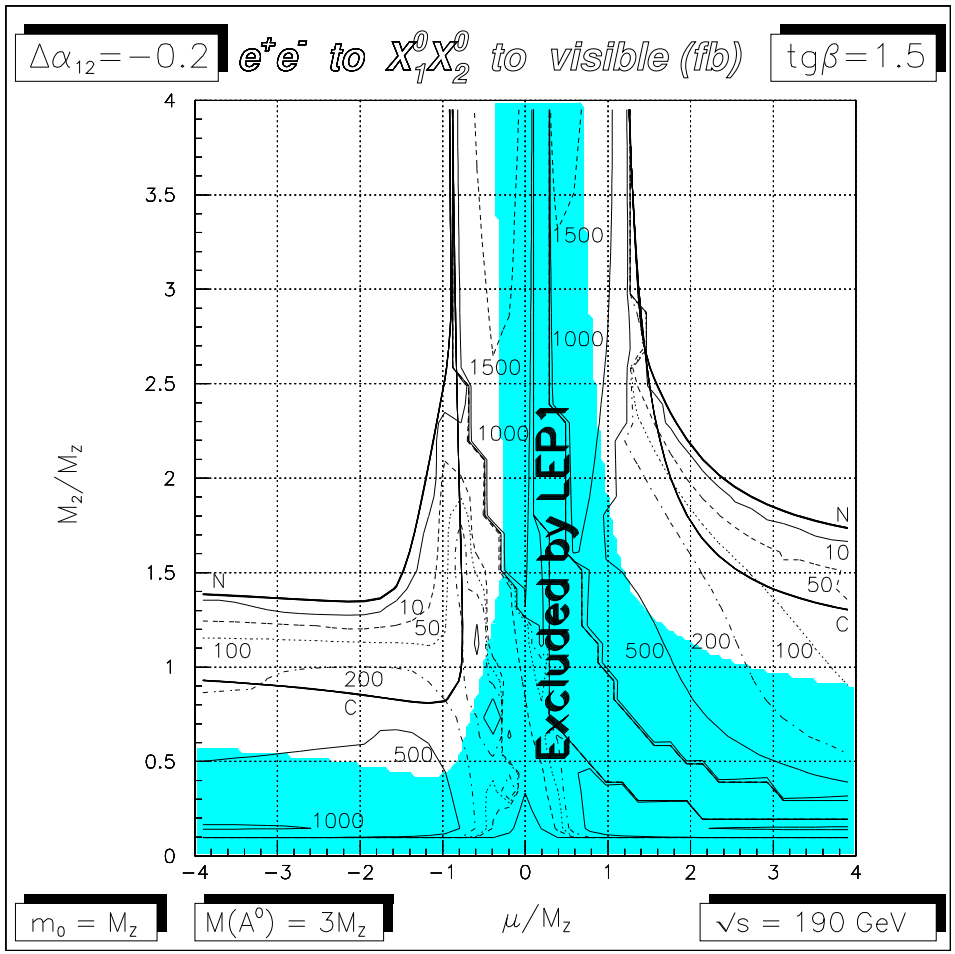


Fig. 4.20: Curve di livello per la *rate* (fb) degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso "non Minimale" $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ con $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. I vari livelli (indicati) sono rappresentati con linee di stile diverso (*cfr.* il testo). Le linee in grassetto si riferiscono ai limiti cinematici per produzione di 2 $\tilde\chi_1^\pm$ (indicata con 'C') e di $\tilde\chi_1^0\tilde\chi_2^0$ (indicata con 'N'). La regione esclusa da LEP I in questo modello è evidenziata.

trascura il *mixing* nel settore degli s-top e ci si limita a formule approssimate per le correzioni al primo ordine (*cfr.* eqq.(I.12) e (I.16)). Tutto ciò implica che il segnale visibile aumenti di circa il 53% rispetto al caso "Minimale", a fronte di un aumento della σ totale del 35% soltanto. Anche la distribuzione del segnale nei vari canali è del tutto diversa, comparendo qui un 26% di segnale adronico (quasi tutto dovuto a $h^0 \to b\bar b$) che nel caso "Minimale" era del tutto assente per $m_{A^0} = 3M_Z$. Un incremento di $\sim$ il 12% (qualcosa in più per $\tau^+\tau^-$) si ha anche per le *rates* leptoniche. Negli Scenari B′ e C′, invece, come nel caso "Minimale", è ancora necessario scendere a valori di m_{A^0} al disotto di M_Z per far entrare in gioco gli Higgs, essendo la differenza di massa tra i due neutralini, nonostante $\Delta\alpha_{12} \neq 0$, comunque non superiore ai 42 GeV. L'aumento della *rate* visibile in questi Scenari è dovuto ad una maggiore frequenza degli eventi con 2 *jets* ed è parzialmente mitigato da un aumento del 50% ed oltre del numero di eventi con neutrini nello stato finale. Le *rates* per $\ell^+\ell^- + \not{E}$ e per il fotone singolo, invece, subiscono un decremento rispetto agli Scenari B e C del caso "Minimale" (*cfr.* colonne 3-4 e 5-6 di tab. 4.1, rispettivamente). Nello Scenario D′, se $m_{A^0} = M_Z$ (colonna 4) si ha un raddoppio del segnale visibile rispetto al caso con $\Delta\alpha_{12} = 0$ (colonna 7 di tab. 4.1), interamente attribuibile alla comparsa di una quarantina di eventi (in una fase di 500 pb^{-1}) adronici. Anche qui l'effetto è dovuto alla aumentata differenza $(m_{\tilde\chi_2^0} - m_{\tilde\chi_1^0})$ ed al fatto che h^0 è sufficientemente leggero anche per $m_{A^0} = M_Z$, laddove nel caso "Minimale" ciò accadeva solo per $m_{A^0} \lesssim 75\,\text{GeV}$. Se invece $m_{A^0} \to 3M_Z$, allora gli Scenari D e D′ si assomigliano di più dal punto di vista della distribuzione del segnale, ma con un generale incremento di tutte le *rates* di circa il 70% a favore del caso "non Minimale". Il confronto per gli Scenari ad alta sez. d'urto H′$^-$ ed H′$^+$ va fatto con gli omologhi (stesso valore di m_{A^0}) H$^-$ ed H$^+$ delle colonne 8 e 10 di tab. 4.1. In H′$^-$ l'aumento della massa del NLN rispetto al caso "Minimale" fornisce relativamente maggiore spazio delle fasi a disposizione dei decadimenti a cascata, così che il generale leggero decremento della sez. d'urto totale e della *rate* visibile va a danno dei canali provenienti dai decadimenti neutri (3.4) del $\tilde\chi_2^0$, mentre i canali carichi producono qualche evento in più. Viceversa, nello Scenario H′$^+$ la sensibile diminuzione della massa del LN rispetto al caso $\Delta\alpha_{12} = 0$ favorisce i canali senza cascata e la diminuizione della sez. d'urto e del segnale totale visibile si traduce in un decremento di oltre il 30% per le *rates* di eventi del tipo $\ell^\pm\ell'^\mp$, $\ell^\pm + 2j$, $4j$ ed energia mancante.

Rates (fb) for $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2 \to$ final state ($\tan\beta = 1.5$, $\Delta\alpha_{12} = -0.2$)							
Scenario	**A′**	**B′**	**C′**	**D′**		**H′−**	**H′+**
$(\mu,\ M_2)/M_z \to$	$(-3,\ 1)$	$(-1,\ 1)$	$(-1,\ 1.5)$	$(3,\ 1.5)$		$(-0.7,\ 3)$	$(1,\ 3)$
$m_{A^0}\ (GeV)\ \to$	$3M_z$	$3M_z$	$3M_z$	M_z	$3M_z$	$\gtrsim 28$	$\gtrsim 57$
$e^+e^- + \not{E}$	43.6	2.5	2.5	3.5	25.3	54.0	37.7
$e^+\mu^- + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	0.4	3.1
Invisible	17.6	11.8	15.5	2.3	16.7	330.6	213.7
$\tau^+\tau^- + \not{E}$	45.5	2.5	2.5	6.8	25.3	54.0	37.7
$2j + \not{E}$	47.5	115.5	66.4	78.2	1.7	1103	711.3
$b\bar{b} + \not{E}$	43.5	23.7	14.3	74.7	0.4	242.2	156.2
$e^+ + 2j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	2.6	18.6
$4j + \not{E}$	$--$	$--$	$--$	$--$	$--$	15.7	110.2
$\gamma + \not{E}$	0.2	3.7	2.6	$--$	$--$	5.5	$--$
All visible	180.4	126.7	76.4	92.0	77.6	1304	1065

Tab. 4.4: *Rates* (fb) per i vari tipi di eventi a seguito della produzione di neutralini $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) in Scenari significativi del piano (μ, M_2), nel caso "non Minimale" $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ con $\tan\beta = 1.5$, e per vari valori di m_{A^0}. Le masse degli sfermioni sono fissate da $m_0 = M_z$.

4.5 Fondi per i neutralini a LEP II: generalità

Da quanto sopra emerge chiaramente che la rivelabilità e la riconoscibilità del segnale da neutralini a LEP II dipendono fortemente dal tipo e dalla severità dei possibili fondi. In questo § si fornisce un quadro generale e semplificato della situazione in merito, con una trattazione per lo più di tipo qualitativo, soprattutto per quanto riguarda gli aspetti differenziali sia del segnale che dei fondi. In un futuro lavoro [87] verrà portato a termine uno studio quantitativo degli uni e degli altri, nonché una comparazione che permetta di individuare le segnature e gli osservabili più promettenti e di conseguenza i tagli più efficaci da applicare per isolare l'eventuale segnale da neutralini oppure escludere la regione più ampia possibile dello spazio dei

parametri SUSY tramite la mancata rivelazione di eventi da $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$.

Come più volte sottolineato, il segnale da neutralini ha *rates* piuttosto basse, soprattutto nelle regioni NLR ed RNR – che maggiormente interessano per gli scopi di cui sopra – dove nel migliore dei casi si hanno 50-100 eventi visibili totali in una fase con $\int \mathcal{L}\, dt = 500\,\text{pb}^{-1}$ a LEP II. Tuttavia, gli eventi sono fortemente caratterizzati da una serie di proprietà differenziali generali (si pensi, per fissare le idee, al caso $e^+e^- + \not{E}$ nello stato finale):

- Presenza di grande energia mancante (tipicamente $50 \div 80$ GeV negli scenari significativi a LEP II), dovuta alla presenza di 2 $\tilde{\chi}^0_1 \equiv$ LSP nello stato finale, in gran parte attribuibile al LN prodotto direttamente;
- "Sbilanciamento", ovvero momento trasverso mancante, come conseguenza della produzione di una coppia di neutralini di cui uno non lascia traccia nei rivelatori;
- Assenza di stretti picchi nella distribuzione in massa invariante delle particelle visibili nello stato finale (*e.g.* e^+e^-), nel caso più frequente in cui esso sia raggiunto attraverso un decadimento a 3 corpi del $\tilde{\chi}^0_2$ del tipo (3.4) con contributi sia da grafici di tipo "$\bar{s}$" che di tipo "$\bar{t}, \bar{u}$". La distribuzione tipica in M_{ff} negli Scenari significativi è in genere lentamente decrescente o grosso modo costante in un intervallo $\approx [10, 30 \div 60]\,\text{GeV}$. Nel caso "Higgs leggero" si hanno, invece, dei larghi picchi per la massa invariante dei 2 *jets* da $b\bar{b}$ intorno alla massa di h^0 (A^0), con $m_{h^0}(m_{A^0}) \approx 50 \div 60\,\text{GeV}$;
- Acollinearità tra le direzioni delle particelle prodotte nel decadimento del NLN;
- Acoplanarità rispetto alla direzione del fascio.

Ciò consente, nonostante la notevole entità dei fondi ed il fatto che l'energia mancante sia una caratteristica degli eventi dello SM prevedibilmente meno rara a LEP II che non a LEP I, di nutrire fondate speranze di riconoscere il segnale grazie ad opportune scelte di tagli da effettuare sulle distribuzioni relative a queste particolari variabili cinematiche.

Da un punto di vista generale, i principali fondi dello SM al segnale proveniente da $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ a LEP II vengono da:

A. PROCESSI DI PRODUZIONE DI COPPIE DI BOSONI VETTORI:

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-, \tag{4.18a}$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0, \tag{4.18b}$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma. \tag{4.18c}$$

I fondi che ne derivano sono molto pericolosi, a causa del fatto che i massimi delle σ per queste reazioni si hanno nel range di energia previsto per LEP II ed essi sono maggiori anche di un ordine di grandezza rispetto al segnale previsto per i neutralini nei casi più favorevoli. Per quanto riguarda il processo (4.18a), anche all'energia minima prevista a LEP II di $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$ si è sopra soglia con sez. d'urto $\simeq 17\,\text{pb}$ (livello albero), mentre il picco si raggiunge intorno all'energia delle fasi intermedia e finale $\sqrt{s} = 190 \div 205\,\text{GeV}$: $\sigma \simeq 19.5\,\text{pb} \approx 10$ volte la sez. d'urto totale massima in HCL ed HCR per $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ (*cfr.* figg. 2.8, 2.10 e 2.11). Il processo (4.18b), invece, non può aver luogo per $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$ (oltre $2\Gamma(Z^0)$ al disotto della soglia), ma la sua sez. d'urto è già alta per $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ ($\sigma \simeq 1.2\,\text{pb}$) e raggiunge il picco intorno all'energia massima prevista per LEP II ($\sqrt{s} = 205\,\text{GeV}$) dove $\sigma \simeq 1.3\,\text{pb}$ (livello albero). Poiché a seguito dei decadimenti dei bosoni vettori in stati finali con neutrini possono essere prodotti grandi $\not{p}_T$ ed $\not{E}$, i processi (4.18) possono simulare, seppure con distribuzioni generalmente differenti, il segnale dei neutralini. Se lo Z^0 decade invisibilmente, il fondo generato dal processo (4.18c) compete con il segnale di fotone singolo ed energia mancante proveniente da $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ [94]. La sez. d'urto per questa reazione è alta: $\mathcal{O}(10\,\text{pb})$ per $\sqrt{s} = 200\,\text{GeV}$, se si considera un taglio sul momento trasverso minimo del fotone: $|\cos\theta_Z| < 0.8$.

B. PROCESSI DI PRODUZIONE DI UN SINGOLO BOSONE VETTORE:

$$e^+e^- \rightarrow W^\mp\ell^\pm\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell), \tag{4.19a}$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^0\ell^+\ell^-, \tag{4.19b}$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^0\nu\bar{\nu}, \tag{4.19c}$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\nu\bar{\nu}. \tag{4.19d}$$

Il successivo decadimento del bosone vettore può dar luogo a stati finali tali da produrre un segnale in competizione con quello da neutralini. I processi (4.19a-c), ricevendo contributi anche da grafici in cui un bosone $W^\pm$, Z^0 e/o un fotone vengono scambiati in canali tipo "t" (ma in questo caso solo $e^\pm$ e $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ possono trovarsi nello stato finale), hanno sez. d'urto (lentamente crescente con $\sqrt{s}$) che può risultare $\mathcal{O}(100\,\text{fb})$ anche ben sotto la soglia per produzione di W^+W^-. Anche qui le caratteristiche differenziali del fondo prodotto sono diverse da quelle del segnale e la sez. d'urto è generalmente più bassa di quella per le reazioni (4.18) alle energie di LEP II, poiché i processi (4.19) sono $\mathcal{O}(\alpha^3)$. Tuttavia, per il processo (4.19b) con $\ell = e$, che ha la sez. d'urto più alta tra quelli elencati con produzione di bosoni pesanti, si ha $\sigma \simeq 2 \div 3\,\text{pb}$ per $\sqrt{s} = 175 \div 205\,\text{GeV}$ (tendendo in conto i soli contributi di canale **(t)**), mentre per le reazioni (4.19a) e (4.19c) si ha, rispettivamente: $\sigma = 0.5 \div 0.7\,\text{pb}$ e $\sigma = 10 \div 20\,\text{fb}$ (solo contributi **(t)**) nel range di energie di LEP II. Ne segue che, al fine di valutare con sufficiente precisione i fondi per i segnali di tipo $\ell^+\ell^{(\prime)-} + \not{E}$, $2j + \not{E}$, $\ell^\pm + 2j + \not{E}$, $4j + \not{E}$ è necessario disporre di un generatore per tutti gli eventi EW del tipo $e^+e^- \rightarrow 4$ fermioni che tenga conto di tutti i contributi provenienti dalle (4.18)-(4.19) – e non – ad un fissato stato finale [99]. Ad es., tutti i 5 processi elencati ai punti **B-C** senza fotone nello stato finale possono dar luogo ad eventi del tipo $e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$ che costituiscono fondo al segnale $e^+e^- + \not{E}$ proveniente dai neutralini. Inoltre, data la prevedibile delicatezza delle procedure necessarie per isolare il segnale da neutralini, oltre ad una valutazione la più accurata possibile del segnale, potrebbe essere necessaria l'introduzione delle correzioni radiative di stato iniziale per i fondi a 4 fermioni; esse infatti possono, insieme agli effetti *off-shell*, portare ad es. ad una riduzione di oltre il 10% delle *rates* prevedibili dal semplice prodotto tra le sez. d'urto al livello albero per i processi (4.18) intorno al picco e gli opportuni BR's [100]. Riguardo al processo (4.19d), anch'esso riceve contributi di canale "t" in aggiunta a quelli provenienti dai grafici tipo (4.18c) con i neutrini emessi dallo Z^0. La sez. d'urto risultante è alta (qualche pb alle energie di LEP II) anche dopo i tagli sull'energia del fotone (*e.g.*, $E_\gamma > 0.1E_{\text{beam}}$) e sul suo momento trasverso (*e.g.*, $|\cos\theta_\gamma| < 0.85$).

C. REAZIONI DI TIPO $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0$:

a) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$; $\tau^+\tau^-\gamma$, con i $\tau^\pm$ che decadono leptonicamente;

b) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, con il γ che si perde nella *beam pipe*;

c) $e^+e^- \to \ell^+\ell^- e^+e^-$, $(\ell = e,\ \mu,\ \tau)$, con la coppia e^+e^- che va nella *beam pipe*;

d) $e^+e^- \to q\bar{q}\gamma$, col γ confuso tra i *jets* o perso nella *beam pipe*.

I fondi da questi processi entrano in competizione con i segnali del tipo $\ell^+\ell^- + \not{E}$ e $2j + \not{E}$. Essi possono essere tenuti sotto controllo imponendo che vi sia momento trasverso mancante nel rivelatore sufficientemente grande (si veda, *e.g.*, [101]), poiché in questi casi l'energia viene persa lungo la direzione del fascio. Un'altra possibilità è effettuare la separazione dal segnale con dei tagli geometrici sull'acollinearità.

D. EVENTI BHABHA RADIATIVI:

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma. \tag{4.20}$$

Quando la coppia e^+e^- viene persa vicino alla direzione dei fasci il fondo proveniente dal processo (4.20) entra in competizione con gli eventi da neutralini di segnatura $\gamma + \not{E}$ [94].

E. "FONDI" DA ALTRI PROCESSI SUSY:

$$e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-, \tag{4.21a}$$

$$e^+e^- \to \tilde{\ell}^{\pm}_{L,R}\tilde{\ell}^{\mp}_{L,R}, \tag{4.21b}$$

$$e^+e^- \to \tilde{q}_{L,R}\bar{\tilde{q}}_{L,R}. \tag{4.21c}$$

I decadimenti dei chargini leggeri, degli sleptoni e degli squarks possono dar luogo a seguito delle produzioni in coppia (4.21) (ove permesse a LEP II) a "fondi" in competizione con diversi tipi di segnale da neutralini. Tuttavia, come si è detto in precedenza, la reazione (4.21b) e, a maggior ragione, la (4.21c) non possono aver luogo nelle regioni del piano (μ, M_2) permesse da LEP I se $m_0 \geq M_Z$. Questa ipotesi, fatta in gran parte dell'analisi del segnale nei §§ precedenti, insieme alle assunzioni del SUGRA MSSM, rende le produzioni di neutralini e di chargini leggeri gli unici processi con particelle dispari sotto R accessibili a LEP II ed elimina la possibilità che vi sia una sovrapposizione di altri segnali SUSY. Se, poi, ci si concentra sulle regioni LNR ed RNR, allora anche la reazione (4.21a) diviene proibita, lasciando ai soli neutralini la possibilità di produrre segnale SUSY con fondi che possono a quel punto venire solo da processi standard. A dire il vero in questa categoria, come "fondi" al processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ si potrebbero annoverare anche le reazioni del tipo (4.12), (4.13), di cui si è detto al §4.1, nelle quali coppie di neutralini vengono prodotte insieme ad un fotone; allo stesso modo anche la produzione di coppie $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ o di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ può entrare in competizione col processo principale dando luogo ad eventi con lo stesso stato finale (si è visto, però, al §2.3 che questi processi danno luogo a segnali spesso trascurabili nelle regioni più interessanti). È chiaro, però, che i "fondi" da altri processi con neutralini vanno, invece, considerati come segnale e devono essere aggiunti a quello derivante dal processo principale $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. In questa tesi, tuttavia, ci si è concentrati solo su quest'ultima reazione, mentre si intende trattare nella sua globalità il segnale da neutralini in un futuro lavoro [87].

Con riferimento alla classificazione delle segnature data nel §4.1, in competizione con gli eventi di segnatura **i)** $\ell^+\ell^- + \not{E}$ vi sono i fondi provenienti dai processi del tipo **C.a,b,c** della cui controllabilità si è detto. Dalla categoria **A** vengono fondi da processi con decadimenti leptonici parzialmente invisibili dei bosoni $W^\pm$ prodotti in coppia:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & W^+\,W^- \\ & & \quad\big\lfloor\!\to e^-(\mu^-)\bar{\nu}_{e(\mu)} \\ & & \big\lfloor\!\to e^+(\mu^+)\nu_{e(\mu)} \end{array} \tag{4.22a}$$

con il BR per il decadimento della coppia di $W^\pm$ in un tale stato finale pari a poco più dell'1% per ogni generazione; oppure con cascate del tipo:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & W^+\,W^- \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \bar{\nu}_\tau\ \tau^- \\ & & \qquad\qquad\searrow e^-(\mu^-)\nu_\tau\bar{\nu}_{e(\mu)} \\ & & \big\lfloor\!\to \nu_\tau\ \tau^+ \\ & & \qquad\big\lfloor\!\to e^+(\mu^+)\bar{\nu}_\tau\nu_{e(\mu)} \end{array} \tag{4.22b}$$

dove bisogna tener conto di un ulteriore BR pari a circa il 3% (per ogni generazione) per avere il decadimento dei due $\tau^\pm$ in leptoni leggeri dello stesso tipo. Invece, dai

decadimenti leptonici degli Z^0 viene:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & Z^0\ Z^0 \\ & & \Big|\quad \big\lfloor \to \nu\bar{\nu} \\ & & \big\lfloor \to \ell^+\ell^- \end{array} \tag{4.23}$$

con un BR per questo stato finale pari a poco meno dell'1.5%. Per il segnale **i)** ci si apetta, come su accennato, che la presenza in generale di tre canali per il decadimento diretto neutro (3.4a) del NLN con caratteristiche cinematiche differenti produca una distribuzione nella massa invariante dei due leptoni carichi senza strutture particolarmente marcate, laddove per i fondi provenienti da (4.23) alle energie medio-alte di LEP II, invece, si ha $M_{\ell^+\ell^-} \simeq M_Z$. Dunque la separazione può avvenire applicando tagli su $M_{\ell^+\ell^-}$ od anche sull'angolo di acoplanarità. I severi fondi da (4.22) appaiono invece molto più difficili da eliminare rispetto ai precedenti, a causa sia dell'alta sez. d'urto per il processo (4.18a) su tutto il range di energie di LEP II, sia del fatto che in questo caso non sono ovviamente applicabili tagli sperimentali sulla massa invariante dei leptoni carichi. D'altra parte il segnale da neutralini ha senz'altro caratteristiche differenziali nelle distribuzioni per il momento trasverso e l'energia mancanti diverse da quelle dei fondi originati da W^+W^-. Tuttavia la grossa differenza tra le *rates* integrate per questi fondi e per il segnale fa apparire complessa e delicata l'identificazione degli eventi $\ell^+\ell^- + \not{E}$ da neutralini anche per mezzo di tagli sull'energia mancante o sull'acoplanarità. È chiaro che per poter trarre delle conclusioni a questo proposito è necessario eseguire un'analisi completa con un Monte-Carlo. Discorsi simili valgono per i fondi provenienti dai processi di ordine superiore **B**, come:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)\ W^\mp \\ & & \big\lfloor \to e^\mp\bar{\nu}_e(\nu_e) \end{array} \tag{4.24}$$

che costituisce fondo solo per il caso elettronico, oppure:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & e^+e^-\ Z^0 \\ & & \big\lfloor \to \nu\bar{\nu} \end{array} \tag{4.25}$$

anch'esso fondo solo per il segnale $e^+e^- + \not{E}$, od anche:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \nu_e\bar{\nu}_e\ Z^0 \\ & & \big\lfloor \to \ell^+\ell^- \end{array} \tag{4.26}$$

che, invece, si sovrappone a tutti e tre i segnali con coppie di leptoni uguali. Utilizzando un Monte-Carlo (EXALIBUR) per $e^+e^- \to 4f$, in ref.[99] si trova che, applicando dei ragionevoli tagli cinematici ($M_{e^+e^-}, M_{\mu^+\mu^-} > 10\,\mathrm{GeV}$ sulla massa invariante e $|\cos\theta_{e^\pm,\mu^\pm}| < 0.9$ sull'angolo con la direzione del fascio), le *rates* per gli eventi dello SM del tipo $e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e$ e $\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ valgono 0.12 pb per $\sqrt{s} = 175\,\mathrm{GeV}$ e 0.14-0.15 pb per $\sqrt{s} = 200\,\mathrm{GeV}$, per ogni generazione. A questi fondi ai segnali $e^+e^- + \not{E}$ e $\mu^+\mu^- + \not{E}$ da neutralini vanno aggiunti anche gli ulteriori dallo SM (ma non da W^+W^-): $e^+e^-\nu_{\mu,\tau}\bar{\nu}_{\mu,\tau}$ e $\mu^+\mu^-\nu_{e,\tau}\bar{\nu}_{e,\tau}$ le cui *rates* vengono valutate intorno ai $3 \div 4\,\mathrm{fb}$ per $\sqrt{s} = 175\,\mathrm{GeV}$ ed agli 11-12 fb per $\sqrt{s} = 200\,\mathrm{GeV}$, per ogni generazione, con gli stessi tagli di cui sopra e sommando sui due tipi di neutrini. Questi numeri vanno confrontati con quelli per la *rate* degli eventi $\ell^+\ell^- + \not{E}$, che difficilmente supera i 60 fb totali senza tagli, come visto nel §4.2. Ciò sottolinea nuovamente la necessità di studiare attentamente le caratteristiche differenziali comparate del segnale e dei fondi prima di poter trarre qualsiasi conclusione sulla rivelabilità dei neutralini a LEP II. Per completezza bisognerebbe tener conto nel segnale **i)** anche del fatto che vi è un contributo da processi con decadimenti a cascata leptonici del NLN con caratteristiche cinematiche differenti; tuttavia si è visto che nella grande maggioranza dei casi esso è trascurabile. Un altro aspetto secondario è quello riguardante i "fondi" al segnale **i)** di tipo **E**, originati dai decadimenti degli sleptoni e dai decadimenti leptonici dei chargini leggeri. Infatti, se cinematicamente possibile a LEP II, il processo

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\ell}^\pm_{L,R}\ \tilde{\ell}^\mp_{L,R} \\ & & \Big|\quad \big\lfloor \to \ell^\mp\tilde{\chi}^0_1 \\ & & \big\lfloor \to \ell^\pm\tilde{\chi}^0_1 \end{array} \tag{4.27}$$

dà luogo anch'esso a segnature del tipo $\ell^+\ell^- + \not{E}$, $(\ell = e, \mu, \tau)$, con due leptoni carichi della stessa generazione. Tuttavia, nel caso (4.27), i due $\ell^\pm$ non apparirebbero da un lato del rivelatore come accade quando sono generati entrambi dal NLN. Ancora meno problematica appare la separazione dei "fondi" da:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}^+_1\ \tilde{\chi}^-_1 \\ & & \Big|\quad \big\lfloor \to \tilde{\chi}^0_1\ell^{(\prime)-}\bar{\nu}_{\ell^{(\prime)}} \\ & & \big\lfloor \to \tilde{\chi}^0_1\ell^+\nu_\ell \end{array} \tag{4.28}$$

che producono segnature del tipo $\ell^+\ell^{(\prime)-} + \not{E}$. Infatti, i processi del tipo (4.28) danno luogo, *e.g.*, a due volte più eventi del tipo $e^\pm\mu^\mp + \not{E}$ che non del tipo $e^+e^- + \not{E}$, a dif-

ferenza del segnale per il quale gli eventi con due leptoni carichi differenti (segnatura **iv)**) hanno origine soltanto dai processi a cascata e, come visto nei §§ precedenti, sono generalmente molto più rari di quelli del tipo **i)**. In più, la produzione di $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ non dà eventi sbilanciati da un lato come avviene per il segnale da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$.

Per quanto riguarda il segnale da eventi adronici **iii)** con 2 jets + $\not{E}$, fondi vengono da processi tipo **C.d** e da **A,B** a seguito di decadimenti adronici dei bosoni $W^\pm, Z^0$. In particolare, le reazioni pericolose sono quelle che seguono. Dalla (4.18a) vengono:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & W^\pm\, W^\mp \\ & & \Big|\quad\ \big\llcorner \to \ell^\mp\bar{\nu}_\ell(\nu_\ell) \\ & & \big\llcorner \to q\bar{q}' \end{array} \tag{4.29a}$$

con ℓ $(= e, \mu)$ che viene smarrito nei *jets*, oppure

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & W^\pm\, W^\mp \\ & & \Big|\quad\ \big\llcorner \to \tau^\mp\bar{\nu}_\tau(\nu_\tau) \\ & & \big\llcorner \to q\bar{q}' \end{array} \tag{4.29b}$$

con successivo decadimento del $\tau^\pm$ in $e^\pm(\mu^\pm)$ e neutrini e il leptone carico confuso nei *jets* oppure ancora con decadimento del $\tau^\pm$ in adroni e neutrini con gli adroni persi nei *jets*. Il BR da moltiplicare alla sez. d'urto per produzione di W^+W^- per stimare le *rates* per le reazioni (4.29a) è di circa il 15% per ogni generazione di leptoni leggeri, mentre per le (4.29b) bisogna tener conto anche dei BR's per i successivi decadimenti dei $\tau^\pm$ ($\sim 18\%$ per ognuno dei due modi leptonici e il resto in adroni). A seguito di (4.18b) si può avere:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & Z^0\, Z^0 \\ & & \Big|\quad\ \big\llcorner \to \nu\bar{\nu} \\ & & \big\llcorner \to q\bar{q} \end{array} \tag{4.30}$$

con un BR del 28%. In maniera analoga si ottengono i fondi provenienti dai processi (4.19), con l'elettrone generato dalla (4.19a) confuso nei *jets* prodotti dal $W^\pm$ che decade adronicamente; oppure con lo Z^0 della (4.19c) che dà luogo ai 2 *jets*. Quanto sopra, unitamente al fatto che la *rate* per $2j+\not{E}$ da neutralini è in molti casi superiore a quella leptonica (anche 1 pb nelle regioni ad alta sez. d'urto, ma raramente 0.1 pb o più in LNR ed RNR, senza tagli cinematici, *cfr.* §4.2), rende questo tipo di

segnale adronico particolarmente promettente. Infatti, si è detto che i fondi più severi che vengono da W^+W^- entrano in competizione col segnale a 2 *jets* solo se un leptone carico sfugge alla rivelazione. Il Monte-Carlo EXALIBUR valuta che $\sigma(e^+e^- \to \ell^\pm\bar{\nu}_\ell(\nu_\ell)q\bar{q}') \simeq 1.3$ pb per $\sqrt{s} = 175$ GeV e $\simeq 1.5$ pb per $\sqrt{s} = 200$ GeV, per ogni generazione leptonica e con i seguenti tagli: $E_{\ell,q,q'} > 20$ GeV, $|\cos\theta_{\ell,q,q'}| < 0.9$, $|\cos(\widehat{q,q'})| < 0.9$, $M_{qq'} > 10$ GeV. I fondi (4.30) provenienti da Z^0Z^0 sono meno pericolosi sia per le *rates* totali più basse, sia per la possibilità di ricostruire uno dei due Z^0 dalla massa invariante dei 2 *jets* prodotti nel suo decadimento. Tra i "fondi" SUSY **E** al segnale **iii)** con $2j$ di interesse possono essere:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{q}_{L,R}\,\bar{\tilde{q}}_{L,R} \\ & & \Big|\quad\ \big\llcorner \to \bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \\ & & \big\llcorner \to q\tilde{\chi}_1^0 \end{array} \tag{4.31}$$

(ma la possibilità che una coppia di squarks sia producibile a LEP II, oltre che ancora meno plausibile di quella per gli sleptoni negli schemi del SUGRA MSSM con m_0 sufficientemente alto, è già praticamente esclusa dai limiti sperimentali di cui al cap.I.5), oppure:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^\pm\,\tilde{\chi}_1^\mp \\ & & \Big|\quad\ \big\llcorner \to \tilde{\chi}_1^0\ell^\mp\bar{\nu}_\ell(\nu_\ell) \\ & & \big\llcorner \to \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}' \end{array} \tag{4.32}$$

se il leptone carico si perde nei *jets*.

Il problema dei fondi per i segnali da cascata classificati **iv)-vi)** nel §4.1 è di più difficile soluzione a causa delle *rates* generalmente molto basse e praticamente assenti in LNR ed RNR (*cfr.* §4.2) degli eventi con 2 leptoni carichi diversi, un leptone e 2 *jets* oppure 4 *jets* nello stato finale. È comunque interessante notare che i processi con produzione di Z^0 (4.18b) e (4.19b,c) non possono dar luogo a stati finali con le particelle rilevabili previste dalle segnature **iv)** e **v)**, né all'energia mancante insieme ai $4j$ caratteristica degli eventi con segnatura **vi)**, dovendo gli Z^0 prodotti in coppia decadere ambedue adronicamente. Il segnale a 4 *jets* è particolarmente promettente da questo punto di vista, poiché per esso non possono produrre fondi con energia mancante nemmeno le coppie W^+W^-, dovendo anch'esse decadere in maniera completamente adronica. Viceversa, i processi con $W^\pm$ singoli o in coppia (4.19a) e (4.18a) generano fondi per i segnali **iv)-v)**. EXALIBUR calcola che

$\sigma(e^+e^- \to e^+\mu^-\nu_e n\bar{\nu}u_\mu) \simeq 0.12\,\text{pb}$ a 175 GeV e 0.14 pb a 200 GeV (un solo canale di carica, come per le *rates* del segnale $e^+\mu^- + \not{E}$ da neutralini date nei §§ precedenti), con tagli cinematici: $E_{e,\mu} > 20\,\text{GeV}$ e $|\cos\theta_{e,\mu}| < 0.9$. Ciò va confrontato, ad es., con i quasi 5 fb senza tagli del segnale in HCR (*cfr.* tab. 4.1, pag.96). La situazione non è migliore per il segnale misto $e^+ + 2j + \not{E}$ ($\simeq 30\,\text{fb}$ in HCR), i cui fondi dello SM del tipo $e^+\nu_e q\bar{q}'$ (un solo canale di carica) sono valutabili tra 0.6 e 0.8 pb a LEP II con i tagli cinematici di cui si è detto sopra a proposito degli stessi processi come fondi al segnale con i soli $2j$. Infine, il segnale con $4j + \not{E}$ vale $\sim 150 \div 200\,\text{fb}$ nella regione HCR a $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$ e deve fare i conti con dei fondi dello SM che EXALIBUR valuta in $\simeq 3.1\,\text{pb}$ a $\sqrt{s} = 175\,\text{GeV}$ e $\simeq 3.6\,\text{pb}$ per $\sqrt{s} = 200\,\text{GeV}$, prevalentemente provenienti da eventi con quarks $u\bar{u}d\bar{d}$, $ud\bar{s}\bar{c}$, $\bar{u}d\bar{s}c$ e $s\bar{s}c\bar{c}$, con tagli $E > 20\,\text{GeV}$ e $|\cos\theta| < 0.9$ per i $4j$ ed $M_{ij} > 10\,\text{GeV}$, $|\cos\widehat{(i,j)}| < 0.9$ per tutte le possibili coppie di quarks nello stato finale. Tuttavia si è detto che questi ultimi fondi hanno caratteristiche cinematiche molto differenti da quelle del segnale e dovrebbe essere possibile eliminarli senza troppe difficoltà imponendo la presenza di energia e momento trasveso mancanti. Purtroppo il segnale con $4j$ da neutralini, di una certa consistenza in HCR ed apprezzabile in HCL, non supera mai i 5 fb in RNR ed è assente in LNR (*cfr.* fig. 4.14, pag.91, nel caso $\tan\beta = 1.5$ e $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$). Bisogna tener conto, inoltre, del fatto che il "fondo" SUSY da chargini:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \tilde{\chi}_1^+\,\tilde{\chi}_1^- \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \tilde{\chi}_1^0 \bar{q}_2 q_2' \\ & & \big\lfloor\!\to \tilde{\chi}_1^0 q_1 \bar{q}_1' \end{array} \qquad (4.33)$$

con grande energia mancante è presente con alta *rate* nelle regioni HCL ed HCR. Tuttavia esso non ha le caratteristiche di sbilanciamento e di momento trasverso mancante tipiche dei segnali provenienti da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$.

Per quanto riguarda il segnale da eventi con singolo fotone provenienti dal processo (4.11) (nonché dalle altre reazioni radiative con neutralini su menzionate), esso va confrontato con fondi del tipo **D** e con quelli provenienti dai processi delle categorie **A**,**B** con un γ nello stato finale. Da (4.18c) viene:

$$\begin{array}{rcl} e^+e^- & \to & \gamma\; Z^0 \\ & & \quad\big\lfloor\!\to \nu\bar{\nu} \end{array} \qquad (4.34)$$

per la cui *rate* totale si ottiene, moltiplicando per il BR invisibile dello Z^0 (20%) la sez. d'urto per (4.18c), un risultato dell'ordine di 1-2 pb, anche dopo il taglio sul

momento trasverso del fotone di cui si è detto sopra. In questo caso, così come nel caso degli eventi Bhabha radiativi, il fotone viene comunque emesso preferibilmente in avanti. Assumendo che il rivelatore sia abbastanza ermetico, una possibilità di isolare il segnale da neutralini da questi fondi è data da tagli geometrici opportuni. Più difficile appare la separazione del fondo $\nu\bar{\nu}\gamma$ proveniente dai canali di tipo "t" di cui si è detto al punto **B** (ad es., viè un contributo da fusione di W^+W^-). Si è visto, inoltre, nei §§ precedenti limitatamente al caso in cui il fotone è generato dal decadimento del NLN, che il segnale $\gamma + \not{E}$ da neutralini, difficilmente supera i 10 fb in LNR ed HCL (nel caso favorevole $\tan\beta = 1.5$ e $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$, *cfr.* fig. 4.15, pag.92) ed è assente in RNR ed HCR.

Conclusioni

5.1 Stato attuale dello studio

Nel presente lavoro ci si è occupati della fenomenologia dei neutralini a LEP II ed in particolare di quella derivante dal processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$. La piattaforma teorica utilizzata è quella del MSSM ispirato alla SuGra, con unificazione della massa dei gaugini e degli scalari alla scala GUT (escluso il §4.4).

Nel cap.1, a seguito di uno studio comparato degli spettri di massa del chargino e dei neutralini leggeri, si è stabilito che $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ è, tra le reazioni di produzione al livello Born di coppie di gaugini-higgsini, quella che in linea di principio consente di esplorare la porzione più grande dello spazio dei parametri SuSy, essendo cinematicamente permessa anche in regioni (denominate "solo neutralini") in cui $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ non può aver luogo a LEP II. Il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$, infatti, pur essendo il più favorito dallo spazio delle fasi, non può essere di utilità a causa della stabilità dei $\tilde{\chi}^0_1 \equiv$ LSP (particella neutra e debolmente interagente) nell'ipotesi di conservazione della R-parità.

Nel cap.2, si è dapprima acquisita la situazione dei limiti nello spazio dei parametri del MSSM e sulle masse dei chargini e dei neutralini ottenuti dagli esperimenti a LEP I. Poi si è visto che la sez. d'urto per produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ è fortemente dipendente dalla massa dei selettroni (ovvero dal parametro unificato m_0) proprio in gran parte delle zone del piano (μ, M_2) in cui non si possono produrre chargini e sulle quali si è focalizzato l'interesse in questo studio. All'aumentare di m_0, infatti, la σ decresce piuttosto rapidamente soprattutto nei casi in cui le componenti di gaugino dei due neutralini sono dominanti. D'altra parte, si è osservato che per m_0 sufficientemente alto ($\gtrsim M_z$) non risulta possibile a LEP II nemmeno la produzione di coppie di sleptoni e di squarks. Dunque si è stabilito che nell'intervallo $M_z \lesssim m_0 \lesssim 3M_z$ un

segnale SUSY rivelabile a LEP II nelle zone "solo neutralini" del piano (μ, M_2) può venire esclusivamente da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ o da processi di ordine superiore. Infatti, si è poi visto che le altre reazioni di produzione di coppie di neutralini leggero-pesanti ($\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ e $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$) non producono in quelle zone un segnale di rilievo e dunque, in prima approssimazione, ci si è ridotti a considerare il solo caso $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Il calcolo della sez. d'urto per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ ha portato alla conclusione che il segnale totale derivante da questo processo può arrivare fino ad oltre 200 fb (100 eventi in una fase con luminosità integrata di 500 pb^{-1}), anche laddove nessun altro processo di produzione al livello Born di coppie di particelle SUSY è accessibile a LEP II. Ciò accade, ad es., nel caso in cui $m_0 \simeq M_Z$, $80\,\text{GeV} \lesssim M_2 \lesssim 90\,\text{GeV}$, $\mu \lesssim -70\,\text{GeV}$ e $1 < \tan\beta \lesssim 2$ con $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$. Questa caratteristica risulta meno marcata per valori di $\tan\beta$ più alti e, ovviamente, quando le masse dei selettroni crescono. In generale è però vero che, con la sola condizione di avere $m_0 \lesssim 3M_Z$, esistono due regioni del piano (μ, M_2), $\forall \tan\beta$, in cui la sola possibilità di investigare direttamente settori diversi da quello di Higgs del MSSM è data dalla ricerca di eventi da $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, con una attesa di qualche decina di eventi totali. Si sono anche individuate due regioni con $M_2 \gtrsim M_Z$ e $|\mu| \lesssim M_Z$ in cui il processo in questione ha sez. d'urto totale dell'ordine di 1-3 pb, con una dipendenza dall'energia tale che il massimo in molti casi, nelle zone non escluse da LEP I, si ha per $\sqrt{s} \simeq 150 \div 180\,\text{GeV}$, indipendentemente da $m_{\tilde{e}_{L,R}}$. Si è anche visto che una di queste ultime due regioni ed una di quelle precedenti "solo neutralini" possono avere intersezione non nulla, seppure in una zona molto piccola dello spazio dei parametri. Su queste basi si è concluso che lo studio del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ è promettente sotto molti aspetti, ma per valutare la sua effettiva efficacia nell'escludere regioni dello spazio dei parametri del MSSM o nello scoprire la SUSY a LEP II è necessaria un'analisi dettagliata del tipo di segnale cui dà luogo e dei possibili fondi dello SM a questo segnale. Per rendere più sistematico lo studio si sono quindi individuati, all'interno delle 4 regioni di interesse di cui si è detto, una serie di scenari particolarmente significativi per i quali fornire dettagliati risultati numerici. Tali scenari, oltre ad avere interesse per i motivi su elencati, hanno in seguito consentito di fornire una panoramica completa di come le fenomenologia dei neutralini assuma caratteristiche molto varie in situazioni, differenziate per gli spettri e le composizione fisica, ma comunque di rilievo a LEP II.

Nel cap.3, dopo la catalogazione di tutti i principali decadimenti dei neutralini al livello albero e non ed il calcolo delle larghezze corrispondenti, si sono individuati

gli stati finali cui può dar luogo un $\tilde{\chi}_2^0$ prodotto insieme ad un $\tilde{\chi}_1^0$ a LEP II e sono stati calcolati e mostrati sotto forma di figure e tabelle i BR per ognuno di essi. Si è trovato che i decadimenti a 2 corpi con bosoni vettori non sono permessi e che in genere i decadimenti più rilevanti sono quelli a 3 corpi del tipo: $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}$. È stato poi stabilito che, tra questi ultimi, quelli adronici hanno BR più alto laddove i due neutralini più leggeri sono soprattutto higgsini e dove dominano gli accoppiamenti con lo Z^0, sia nella produzione che nei decadimenti. Viceversa, a causa della massa più alta degli squarks rispetto a quella degli sleptoni, i canali leptonici risultano nella gran parte dei casi dominanti proprio nelle regioni "solo neutralini" di cui sopra in cui i $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ sono di preferenza gaugini. Si è anche visto che è spesso non trascurabile il BR per i decadimenti invisibili in neutrini e che, quindi, è necessario tenerne conto nel calcolo della *rate* degli eventi da neutralini che va confrontata con i fondi. Si sono poi trovate regioni del piano (μ, M_2) in cui i decadimenti (sfavoriti dallo spazio delle fasi) coinvolgenti il chargino leggero del tipo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm f\bar{f}'$ hanno una certa rilevanza, essenzialmente nel semipiano $\mu > 0$, ma soprattutto in zone escluse o vicine ai limiti di LEP I. Si è inoltre notato che esistono intervalli di valori per i parametri m_{A^0} e $\tan\beta$ per i quali h^0 (soprattutto) ed A^0 (più raramente) risultano sufficientemente leggeri (m_{h^0} e/o $m_{A^0} \lesssim 50 \div 70\,\text{GeV}$, quindi ben sopra gli attuali limiti sperimentali) da poter giocare un ruolo nei decadimenti del $\tilde{\chi}_2^0$ tramite i processi a due corpi $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0(A^0)$. Questi ultimi risultano avere, laddove cinematicamente permessi con sufficiente spazio delle fasi a disposizione, BR tali da poter trascurare tutti gli altri decadimenti. Si è osservato che una eventualità di questo tipo, sebbene improbabile negli schemi del MSSM, non può essere ignorata in una trattazione completa della fenomenologia dei neutralini a LEP II, per quanto l'esistenza di Higgs così leggeri renderebbe queste analisi più uno studio di precisione per la verifica delle previsioni del MSSM nel settore dei gaugini-higgsini, che non il principale strumento per scoprire la SUSY. Infine, si è dato rilievo al decadimento radiativo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$ che riceve contributi da grafici ad un *loop* nei quali circolano, insieme ai $W^\pm$ e ai fermioni standard, anche i chargini e gli Higgs carichi. I calcoli per l'elemento di matrice del processo e per la larghezza derivante sono stati mostrati in dettaglio. Dall'analisi numerica su di essi basata, si è trovata conferma alle considerazioni fisiche a priori che indicano questo decadimento come interessante e di rilievo nei casi in cui uno dei due neutralini più leggeri è soprattutto gaugino e l'altro soprattutto higgsino oppure i neutralini sono ambedue higgsini e quasi degeneri in massa. A differenza di

quanto supposto in studi teorici e numerici precedenti [83, 94, 95], si è poi trovato che una di queste situazioni non si verifica soltanto per $|\mu|, M_2 \ll M_z$ (la prima) o $|\mu| \ll M_z, M_2$ (la seconda), ma anche per $\mu, M_2 \approx M_z$, purché $\tan\beta$ sia non troppo lontano da 1. Per questi valori dello spazio dei parametri, infatti, risulta che $\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{\gamma}$ e $\tilde{\chi}_2^0 \simeq \tilde{H}_b^0$ e si ottengono BR's per $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$ anche fino al 10% in una regione, non solo non esclusa da LEP I, ma anche all'interno di una delle due zone di particolare interesse del tipo "solo neutralini".

Avendo in mente questo quadro generale, si è poi affrontato lo studio del segnale che, essendo limitato a questo punto della ricerca alle sole *rates* totali per ogni tipo di eventi e di segnature sperimentali, è stato effettuato trascurando le correlazioni di spin tra il processo di produzione e il decadimento del $\tilde{\chi}_2^0$. Si sono dapprima individuate 7 categorie (a parte gli stati esotici raggiungibili solo in presenza di un gluino leggero) di possibili stati finali sulla base delle combinazioni di particelle presenti insieme al $\tilde{\chi}_1^0$ (ovvero all'energia mancante), poi si è descritto il modo in cui, attraverso uno o più decadimenti "a cascata" a partire dal $\tilde{\chi}_2^0$, tali stati finali possono essere raggiunti. Si è quindi calcolata la *rate* totale per ogni tipo di eventi e per far ciò è stato necessario utilizzare non solo le larghezze per i decadimenti dei neutralini presentate nel cap.3, ma anche quelle per i decadimenti dei chargini (dei gluini) e delle particelle di Higgs SUSY. I risultati ottenuti sono stati mostrati in dettaglio. Per ogni segnatura sono state date figure per le curve di livello sul piano (μ, M_2) in diverse situazioni nel settore di Higgs, per $\tan\beta = 1.5$ e 4 e fissando $\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$. Con riferimento agli scenari significativi fissati in precedenza, sono state date tabelle per i valori delle *rates* di ogni tipo di eventi, per $\tan\beta = 1.5$ e 4 e per diversi valori di m_{A^0}. Si è visto che il segnale da neutralini, nonostante la sottrazione della *rate* invisibile, può largamente superare i 100 fb anche laddove non vi è segnale da chargini. Le caratteristiche di questo segnale dipendono crucialmente dalla posizione nel piano (μ, M_2), dalle masse delle particelle di Higgs e, per certi aspetti, anche da $\tan\beta$. Nel caso di Higgs pesanti, per $|\mu|$ grande risulta dominante la *rate* degli eventi con due leptoni carichi ed energia mancante, anche negli scenari e nelle zone interessanti "solo neutralini". Viceversa, gli eventi adronici con 2 *jets* costituiscono la maggior parte del segnale quando $M_2 \simeq |\mu|$ e nelle regioni ad alta sezione d'urto $M_2 \gg |\mu|$. Nel caso di Higgs leggeri si ha la quasi totalità di eventi con 2 *jets* da $b\bar{b}$ ed una piccola *rate* per $\tau^+\tau^- + \not{E}$. A questo proposito, si è trovato che tale situazione si verifica più frequentemente per $\tan\beta$ vicino ad 1, nel qual

caso h^0 può risultare abbastanza leggero anche per $m_{A^0} \simeq M_Z$. Negli scenari ad alta sezione d'urto si è visto che hanno una certa importanza i canali provenienti da decadimenti a cascata coinvolgenti il chargino leggero. In particolare si possono avere fino a 100 eventi adronici (in una fase di LEP II con $\int dt = 500\,\text{pb}^{-1}$) con 4 *jets* (o meglio 4 quarks che possono dar luogo a $4j$ distinti nei rivelatori), quasi altrettanti di tipo misto con un leptone carico e 2 *jets* ed una quindicina di eventi con 2 leptoni carichi differenti nello stato finale. Ciò anche in regioni non escluse da LEP I. Questo tipo particolare di segnature non ha invece nessun rilievo laddove non è permesso $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$. Per quanto riguarda la *rate* per eventi del tipo $\gamma + \not{E}$, si è visto che in qualche caso si superano i 10 fb nelle zone "solo neutralini", mentre è in generale possibile arrivare fino ad oltre 100 fb in zone non escluse da LEP I. Ciò è risultato vero, però, solo per $\tan\beta$ non troppo lontano da 1, per i motivi suddetti. Per $\tan\beta = 4$, ad es., si è visto che a LEP II non si hanno praticamente mai eventi con fotone singolo nelle zone non accessibili ai chargini e non si supera comunque la ventina di eventi anche con la sola condizione di essere fuori dalla zona esclusa da LEP I. Si è pure sottolineato il fatto che $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ non è il solo processo di produzione di neutralini che dà luogo ad un segnale di questo tipo. Importanti contributi vengono anche da processi radiativi di ordine superiore con produzione di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0\gamma$ e decadimento invisibile del $\tilde{\chi}_2^0$ e, soprattutto, di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$.

Nel §4.4 si è affrontato, a titolo di esempio, un caso di studio del segnale da neutralini a LEP II sotto ipotesi un po' diverse da quelle del SUGRA MSSM. Si è osservato che, mentre il settore dei chargini dipende solo da M_2, μ e $\tan\beta$ – indipendentemente da ipotesi sull'unificazione della massa dei gaugini – lo spettro e la composizione fisica dei neutralini dipendono in generale anche da M_1 e, per ridursi ai 3 parametri suddetti, è necessario far uso della relazione tra M_2 ed M_1 alla scala elettrodebole che deriva dell'evoluzione con le equazioni del gruppo di rinormalizzazione a partire dal valore unificato $m_{1/2}$ alla scala GUT. Tale relazione dipende da una serie di particolari del modello, quali le correzioni di ordine superiore e la presenza di soglie leggere e pesanti da considerare nelle RGE's (*cfr.* Introduzione), le incertezze nei parametri di ingresso *etc.* Si è pensato, quindi, da una parte per tener conto di questi effetti fini, dall'altra per saggiare la possibilità e le potenzialità di una analisi più generale, di indebolire l'ipotesi suddetta al livello, *e.g.*, del 20%. Con queste premesse, si è esaminato in dettaglio il caso in cui M_1 è del 20% più piccolo di quanto previsto dal MSSM e dall'unificazione, favorendo così ulteriormente dal punto di

vista dello spazio delle fasi il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ rispetto a $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$, proprio nelle regioni di particolare interesse in cui i neutralini leggeri sono soprattutto gaugini e, quindi, sono fortemente influenzati dal valore di M_1. Il risultato trovato in questo scenario è che, oltre all'ovvio aumento delle dimensioni delle regioni "solo neutralini" sul piano (μ, M_2), vi è ivi anche un consistente aumento del segnale da $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Ciò sia grazie ad un incremento della sezione d'urto totale, sia in virtù del fatto che, diminuendo M_1 e di conseguenza la massa del neutralino più leggero, i decadimenti a 2 corpi con Higgs leggeri $\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0(A^0)$ divengono talvolta possibili e dominanti laddove nel caso "Minimale" erano proibiti. Questi ultimi, infatti, danno ovviamente luogo ad un segnale sempre visibile. Addirittura, per $\tan\beta$ vicino ad 1, a causa della particolare dipendenza di m_{h^0} da m_{A^0} e $\tan\beta$, risulta che h^0 è sufficientemente leggero da giocare in alcuni casi – anche nelle zone "solo neutralini" – un ruolo decisivo nonostante che si abbia $m_{A^0} \simeq 3M_z$. In generale, comunque, nel particolare scenario "non Minimale" esaminato una porzione sensibilmente più grande dello spazio dei parametri SUSY risulta esplorabile soltanto tramite lo studio del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, con segnale visibile superiore ai 100 fb.

Nel §4.5 è stata, infine, data una panoramica dei possibili fondi del Modello Standard al segnale da neutralini a LEP II, nonché si sono individuati i processi SUSY che possono dar luogo ad eventi dello stesso tipo di quelli provenienti da $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$. Nonostante che gli aspetti differenziali e le caratteristiche delle distribuzioni del segnale da neutralini siano stati soltanto accennati a livello qualitativo, si è visto che è in linea di principio possibile separare alcuni tra i fondi più pericolosi. Ciò applicando degli opportuni tagli che sfruttino soprattutto la presenza di energia mancante, lo sbilanciamento e l'assenza di picchi stretti nella distribuzione in massa invariante delle particelle visibili tipiche del segnale da neutralini. Tuttavia si è anche precisato, argomentando l'affermazione con una serie di considerazioni sugli ordini di grandezza delle sezioni d'urto per le reazioni dei fondi, che in molti casi le *rates* caratteristiche di questi ultimi risultano ben più grandi del segnale generato da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, in particolare per quanto riguarda gli eventi con 2 neutrini e 2 leptoni carichi o quarks che hanno origine da produzione di W^+W^-. Quest'ultimo processo, infatti, ha sez. d'urto molto alta a LEP II, raggiungendosi per essa il picco proprio nella regione di energia in cui opererà la macchina. I fondi da Z^0Z^0, invece, sembrano meno pericolosi, sia perché più facilmente separabili dal segnale sfruttando, ad es., la distribuzione in massa invariante dei 2 leptoni o dei 2 quarks finali, sia perché

per LEP II è prevista una prima fase di funzionamento al di sotto della soglia per $e^+e^- \to Z^0Z^0$. Si è visto anche che ad un fissato stato finale con un certo contenuto di particelle standard possono contribuire in maniera non trascurabile e con differenti caratterizzazioni cinematiche anche processi di produzione singola di bosoni vettori $\mathcal{O}(\alpha^3)$ che procedono tramite diagrammi di Feynman di tipo "t". Ne segue che è necessario, per trarre conclusioni quantitative sulla rivelabilità del segnale da neutralini, effettuare l'analisi dei fondi sulla base di generatori Monte-Carlo per eventi del tipo $e^+e^- \to 4$ fermioni. Naturalmente ciò andrà confrontato con uno studio Monte-Carlo ugualmente dettagliato del segnale che tenga anche conto dei tagli geometrici (e non) necessari per ricostruire una situazione sperimentale realistica. Uno studio attento sarà richiesto anche per esaminare le possibilità di separazione del segnale di fotone singolo. Infatti, da una parte alla *rate* calcolata con origine $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ devono essere aggiunti i contributi almeno dello stesso ordine di grandezza dovuti ai processi di produzione radiativa di neutralini di cui si è detto, d'altro canto si è valutato che i fondi provenienti da $e^+e^- \to Z^0\gamma$ e soprattutto da $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ – cui contribuiscono in maniera importante grafici di canale "t" – hanno *rates* totali grandi se confrontate con quelle del segnale.

In generale si può già dire, però, che le conclusioni tratte in alcuni lavori del passato (si veda, ad es., ref.[101]) appaiono, alla luce della nostra analisi, un po' affrettate. Infatti, è spesso affermato in letteratura che il segnale da neutralini a LEP II non può aggiungere informazioni in ordine all'esclusione di regioni dello spazio parametri SUSY (o all'esistenza della SUSY stessa) a quelle ricavabili dallo studio del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ a causa delle *rates* caratteristiche troppo basse. In passato, però, le analisi sono state spesso eseguite sotto una serie di ipotesi troppo restrittive ed in maniera non sufficientemente sistematica. In qualche caso, ad es., si è fissato arbitrariamente $\tan\beta = 1$, oppure si sono assunti spettri semplificati o degeneri nel settore degli sfermioni senza giustificazioni teoriche di sorta. Difficilmente, inoltre, si è tenuto conto della possibilità di avere segnali di tipo più complesso proveniente da decadimenti "a cascata" del $\tilde{\chi}_2^0$ o dell'eventualità che vi sia un grosso incremento della *rate* adronica a 2 *jets* a causa dell'esistenza di Higgs leggeri. Anche le analisi numeriche riguardanti il segnale $\gamma + \not{E}$, laddove presenti, sono state eseguite in casi particolari, tenendo conto solo dei contributi ritenuti dominanti al processo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$ o sotto alcune ipotesi sullo spettro e la composizione fisica dei neutralini [83, 95] che ne riducevano l'interesse per LEP II che, invece, si è visto sussistere

anche in casi particolarmente significativi. In genere, poi, le altre analisi, essendo piuttosto datate, non tenevano conto dei valori più recenti per i parametri dello SM e per gli stessi limiti sulle particelle SUSY dal LEP I e dal TeVatron. Infine, esse spesso non sono inserite in un ben preciso schema all'interno delle possibilità offerte dal MSSM per la scelta del *set* di parametri indipendenti, ovvero non si è sfruttata al meglio la predittività del modello. Questo lavoro può costituire un esempio di miglioramento di alcuni di questi aspetti.

È possibile che la severità dei fondi (sopratutto da W^+W^-) risulti tale da indicare un'analisi sotto soglia ($\sqrt{s} \simeq 150\,\mathrm{GeV}$) come il metodo migliore per ottimizzare i limiti inferiori fissabili studiando urti e^+e^- nell'intervallo di energie di LEP II sulla massa dei neutralini più leggeri e in particolare di $\tilde{\chi}^0_2$. Si è visto, però, che è invece importante allo scopo di limitare (in caso di risultato negativo delle ricerche) il più possibile lo spazio dei parametri del MSSM, spingersi al massimo possibile per l'energia nel c.m. della macchina, anche se la sez. d'urto di picco per $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ diminuisce. Riteniamo che un risultato ottimale in questo senso possa essere raggiunto solo se nei generatori Monte-Carlo a disposizione dei gruppi sperimentali a LEP verranno implementate tutte le possibilità e la varietà dei segnali che in questo lavoro sono state studiate, seppure per ora a livello delle *rates* totali, con maggiore completezza ed organicità che in passato. Si pensi, ad es., che dai lavori di un recente *meeting* del gruppo di studio sui generatori di eventi (in preparazione al *Workshop* generale per la fisica a LEP II che si svolgerà nel corso del 1995 al CERN) è risultato quanto segue [102]:

- Il codice utilizzato dal gruppo ALEPH per il Monte-Carlo dedicato alle ricerche di particelle SUSY non tiene conto dei contributi di canale **(t,u)** con scambio di selettroni nella produzione di neutralini (il che può generare piccoli errori a LEP I, ma non è certo sufficiente per un'analisi soddisfacente a LEP II). Inoltre risultano implementati solo i decadimenti del tipo $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}$.

- Il generatore SUSYGEN [103], al cui sviluppo abbiamo contribuito nell'estate dell'anno scorso, pur risultando completo per quanto riguarda la produzione e i decadimenti a tre corpi, al momento non considera la fenomenologia derivante dai decadimenti a due corpi con Higgs leggeri del $\tilde{\chi}^0_2$, né quella proveniente dal decadimento radiativo. Tale generatore è utilizzato sia da DELPHI che da OPAL.

- Il gruppo L3 ha attualmente a disposizione un Monte-Carlo sviluppato per le ricerche a LEP I che, quindi, probabilmente non tiene conto dei canali **(t,u)** né nella produzione, né nei decadimenti.

- Il programma ISASUSY [104] sviluppato sulla base del preesistente ISAJET, pur molto completo per quanto riguarda i processi al livello albero e la possibilità di esplorare lo spazio dei parametri del SUGRA MSSM a partire da un *set* limitato di variabili indipendenti (imponendo la rottura radiativa della simmetria elettrodebole), non considera il decadimento radiativo dei neutralini ad un *loop* [105].

In molti casi, inoltre, non si tiene conto dei contributi che possono venire da processi con neutralini più pesanti (*e.g.*: $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$) e relativi decadimenti a cascata. Analogo discorso vale per la produzione radiativa $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_{1,2}\gamma$, per la quale, a nostra conoscenza, non esiste ancora un calcolo analitico dell'elemento di matrice nel caso più generale, né, quindi, un'implementazione in codice per valutazioni numeriche.

Per quanto riguarda le correzioni radiative ad 1 *loop* alle masse dei neutralini e dei chargini, ci risulta che vi sia un progetto da parte di OPAL per introdurle nei codici sulla base di ref.[86], ma una preventiva attenta valutazione della solidità di quel lavoro sembra necessaria.

A nostra conoscenza, inoltre, nessuno dei citati programmi per la generazione di eventi ammette opzionalmente la possibilità di effettuare i calcoli preventivi necessari degli spettri e degli accoppiamenti delle particelle coinvolte nei processi SUSY sulla base di modelli più generali del MSSM con unificazione delle masse dei gaugini e degli scalari. In particolare, ciò non consente di analizzare il settore dei neutralini sotto ipotesi più deboli come, ad es., l'indipendenza delle massa M_1 ed M_2 per i gaugini di SU(2) ed U(1) alla scala elettrodebole, sulla linea di quanto esposto in questo lavoro al §4.4. Ciò sarebbe, invece, a nostro parere auspicabile alla luce delle considerazioni fatte sulla mancanza di una giustificazione teorica inoppugnabile per le condizioni di unificazione e della necessità di realizzare analisi sperimentali il più possibile indipendenti dal modello.

La ricerca di cui questa tesi costituisce una prima tappa è inserita nei lavori del gruppo di studio *"New Particles"* (sottogruppo SUSY) a LEP II nell'ambito del

Workshop del CERN di cui si è detto. Tra i suoi scopi vi è anche quello di collaborare con i gruppi che sviluppano parallelamente generatori per eventi SUSY, in modo da renderne il più possibile completa e corretta la parte teorica per quello che riguarda la produzione di neutralini e, in un prossimo futuro, anche la produzione di chargini.

5.2 Sviluppi futuri della ricerca

Il lavoro di ricerca fin qui svolto è suscettibile di tutta una serie di miglioramenti, generalizzazioni ed estensioni che costituiranno argomento di futuro studio.

Per gli aspetti concernenti la teoria fondamentale, è possibile ed auspicabile l'inserimento dell'analisi fin qui eseguita per la fenomenologia dei neutralini in modelli più restrittivi che consentano una riduzione del numero di parametri indipendenti su basi teoriche solide. Così è nostra intenzione apportare delle modifiche alla struttura dei programmi FORTRAN in modo da inserire una opzione che consenta di ricavare le grandezze fisiche riguardanti il settore dei neutralini (spettro, componenti della matrice di *mixing*, *etc.*) e quelle degli altri settori necessarie ai calcoli (masse degli sfermioni, settore di Higgs, *etc.*) partendo, ad es., dalle sole variabili $m_{1/2}$, m_0, $\tan\beta$, $A_{\rm GUT}$, $\mathrm{sgn}(\mu)$ ed m_t, tenendo conto della condizione di rottura radiativa della simmetria elettrodebole, dell'unificazione degli accoppiamenti di Yukawa, di criteri di naturalezza, di limiti dalla cosmologia e dagli esperimenti di bassa ed alta energia, sulla falsariga di quanto esposto nel §I.3 (CMSSM). Naturalmente ciò ridurrà l'elasticità del modello escludendo alcune regioni dello spazio dei parametri, ma garantirà una maggiore predittività, soprattutto per quanto riguarda i legami, che abbiamo visto essere importanti, tra la struttura del settore di Higgs SUSY e la fenomenologia dei neutralini a LEP II. Ovviamente in un tale schema sarà necessario, per ogni scelta dei valori dei parametri indipendenti, risolvere l'intero sistema di equazioni del gruppo di rinormalizzazione accoppiate tra loro con un procedimento ricorsivo che consenta di tener conto nell'evoluzione della presenza di soglie differenziate alle basse energie che derivano dalla non degenerazione dello spettro delle particelle SUSY (*cfr.* Introduzione). Con questo sistema sarà anche possibile tener conto, in uno schema coerente e senza dover introdurre surrettiziamente parametri ulteriori (*e.g.* angoli di *mixing* o i valori di A_t, A_b, *etc.*) alla scala elettrodebole, del *mixing* nel settore degli s-top, s-bottom e s-tau. Si è visto, infatti,

che questi effetti possono avere una certa importanza ed intervenire in maniera non trascurabile in più punti dell'analisi di questo lavoro. Ad es., il *mixing* nel settore degli s-top influenza lo spettro degli Higgs leggeri ed entra nel calcolo dell'elemento di matrice per il decadimento radiativo, in quanto i partner SUSY dei top quarks circolano insieme a tutti gli altri sfermioni nei *loop* dei grafici a triangolo (*cfr.* §3.4). Il *mixing* $\tilde{b}_L$-$\tilde{b}_R$ e $\tilde{\tau}_L$-$\tilde{\tau}_R$, inoltre, introduce effetti dell'ordine $m_{b,\tau}/M_Z$ nelle ampiezze relative ai decadimenti a tre corpi $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 f\bar{f}$ e $\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^\pm_1 f\bar{f}'$. Alcuni passi in questa direzione sono già stati fatti, con la costruzione di una *routine* FORTRAN per il calcolo del sistema di RGE's accoppiate col metodo di Runge-Kutta.

Una linea di sviluppo opposta, ma ugualmente interessante, consiste nel rendere più generale il modello, nelle varie possibili direzioni accennate nel §I.4. In particolare appare stimolante uno studio della fenomenologia dei neutralini in schemi che non prevedano l'universalità dei termini di "rottura soffice" della SUSY, ovvero nei quali le masse dei gaugini e degli scalari, nonché i parametri A possano essere fissati alla scala elettrodebole e non debbano discendere da relazioni di unificazione alla scala GUT. Un esempio in questa direzione è stato dato nel §4.4, in cui si è discussa la possibilità di tenere come parametri liberi ed indipendenti sia $M_1(M_Z)$ che $M_2(M_Z)$, anche se poi i calcoli relativi sono stati eseguiti e presentati solo in un caso in cui la produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ risulta particolarmente favorita rispetto a quella di $\tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$. Altre linee di possibile generalizzazione possono riguardare un settore di Higgs SUSY esteso, come ad es. avviene nel cosiddetto *"Next-to-Minimal Supersymmetric Model"* (**NMSSM**) (*cfr.* §I.4), oppure la rottura della simmetria di R-parità (*cfr.* §I.4). In quest'ultimo caso i fondamenti della fenomenologia del MSSM, ed in particolare del settore dei neutralini, risulterebbero completamente rivoluzionati dall'impossibilità di assumere che la LSP $\equiv \tilde{\chi}^0_1$ debba comunque essere l'anello finale della catena di decadimenti di una qualsiasi particella con $R = -1$, producendo le caratteristiche segnature con energia (e nel nostro caso momento trasverso) mancante. In questo modo, se da una parte verrebbe a mancare una delle basi di ogni analisi sperimentale di ricerca di particelle SUSY, dall'altra si aprirebbero ampi orizzonti per la ricchezza della fenomenologia prevista dal modello.

Ad un livello più basso e da un punto di vista più tecnico, vi sono alcuni punti in cui la trattazione della fenomenologia dei neutralini a LEP II data nelle pagine precedenti può essere migliorata e completata, nell'ambito del MSSM. In primo luogo appare necessario, per tener conto di tutti i possibili contributi (soprattutto in

considerazione del fatto che le *rates* totali risultano in generale piccole rispetto a quelle del fondo), aggiungere al segnale da $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ quelli, seppure come visto nel §2.3.1 meno rilevanti, provenienti dalla produzione di coppie di neutralini più pesanti: $\tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ e $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_3$. In secondo luogo, limitatamente al segnale di fotone singolo, bisognerà coerentemente considerare tutti i contributi importanti dovuti alle correzioni radiative alla produzione di coppie di neutralini leggeri e, quindi, anche i processi $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_{1,2}\gamma$. Per questi ultimi andranno generalizzati i calcoli esistenti dell'elemento di matrice nel caso particolare $\tilde{\chi}^0_1 = \tilde{\gamma}$. In terzo luogo, soprattutto per quanto riguarda i b-quarks, sarà bene tener conto degli effetti di massa finita nelle ampiezze per i decadimenti a 3 corpi del $\tilde{\chi}^0_2$, sia per quanto riguarda lo spazio delle fasi, sia per quanto riguarda gli accoppiamenti $\propto m_f$ delle componenti di higgsino di chargini e neutralini con gli sfermioni (nei grafici del tipo $\mathbf{(t,u)}_{\mathrm{L,R}}$) e dei fermioni con gli Higgs (nei canali del tipo $\mathbf{(s)}_{\mathrm{H}}$ con scambio di h^0, A^0 *off-shell*) (*cfr.* §3.3). Effetti proporzionali alla massa dei fermioni, si è detto, vengono poi anche dal *mixing* L-R. Questo miglioramento sarà utile anche per eventuali future estensioni di questa analisi ad energie più alte, nel qual caso, potendo comparire anche i top quarks negli stati finali, gli effetti di massa e degli accoppiamenti di Yukawa saranno molto importanti. In quarto luogo, al fine di raggiungere una accuratezza che potrebbe dimostrarsi necessaria per uno studio di precisione, soprattutto nel caso di effettiva rivelazione di eventi SUSY a LEP II, è nostra intenzione controllare l'affidabilità dei lavori di cui alle reff.[85, 86] (ed eventualmente estenderne i calcoli a tutti i contributi) per quanto riguarda le correzioni all'ordine superiore alla massa dei neutralini e dei chargini ed introdurre tali correzioni nelle *routines* di appoggio al nucleo principale dei nostri programmi FORTRAN. In quinto luogo, ma sicuramente con più urgenza di quanto sopra, vi è la necessità di trattare le caratteristiche differenziali dei processi di produzione e decadimento dei neutralini ed affiancare al pacchetto attuale di programmi un generatore di eventi Monte-Carlo. Per quanto riguarda le distribuzioni che dipendono solo dai decadimenti del $\tilde{\chi}^0_2$, i calcoli sono stati in gran parte già eseguiti ed implementati in programmi per la valutazione numerica. Viceversa, per quanto concerne le distribuzioni angolari del segnale, sarà preventivamente necessario valutare l'errore introdotto dal trascurare le correlazioni di spin tra il processo di produzione di $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ ed il decadimento del $\tilde{\chi}^0_2$, ovvero individuare i casi in cui l'approssimazione può dare risultati affidabili (*cfr.* §4.2). Essendo il $\tilde{\chi}^0_2$ una particella di spin 1/2, è probabile che gli effetti delle correlazioni siano

importanti e che sia inevitabile il calcolo delle *rates* a partire dai diagrammi di Feynman in cui sia considerato il propagatore completo del NLN. Questo tipo di calcolo, però, risulterebbe oltre modo complicato nei casi con decadimenti a cascata in cui le correlazioni di spin da tenere presenti riguardano due o più particelle. Sarà, quindi, opportuno valutare prima la possibilità di applicare metodi di stima meno approssimativi del "taglio" dei propagatori o, in alternativa, di utilizzare dei pacchetti di calcolo simbolico dei diagrammi di Feynman, con opportune modifiche per trattare i casi SUSY. Naturalmente il passo successivo consisterà nell'eseguire uno studio differenziale e nel mettere a punto un generatore Monte-Carlo per i fondi, ovvero nell'utilizzare, per alcuni tra i processi standard pericolosi per il segnale da neutralini, uno dei generatori di eventi da $e^+e^- \to 4$ fermioni di cui si è detto nel §4.5.

Altre possibili estensioni della ricerca sono le seguenti:

- Aggiungere al segnale da neutralini a LEP II anche quello dei chargini (e, in un secondo tempo, quello proveniente da produzione di coppie di sfermioni), utilizzando le *routines* già pronte per i decadimenti del $\tilde{\chi}^\pm_1$ (infatti essi intervengono nei decadimenti a cascata del $\tilde{\chi}^0_2$). Una tale analisi a più canali consente una visione generale delle possibilità di rivelazione di differenti particelle SUSYe sfrutta appieno la complementarietà dei vari segnali e le correlazioni tra le masse, la produzione e i decadimenti dei vari stati SUSY. Ciò potrà essere realizzato in pratica collaborando alla parte teorica dello sviluppo del generatore Monte-Carlo SUSYGEN [103], di cui si è detto.

- Generalizzare i calcoli teorici e i programmi FORTRAN in modo da poter effettuare analisi del tipo esposto in questo lavoro anche per urti e^+e^- ad energie nel c.m. più alte ($\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV} \div 2\,\mathrm{TeV}$), quali si potranno avere a disposizione ad acceleratori lineari (*"Next Linear Collider"*, **NLC**) la cui potenzialità fisica e la cui realizzabilità pratica è attualmente allo studio di gruppi di lavoro in tutto il mondo. Naturalmente lo studio della ricca fenomenologia dei neutralini e degli altri processi di produzione di particelle SUSY ad energie dell'ordine del TeV richiede analisi ben più complesse. Si pensi, ed es., alla possibilità di produrre particelle come i $\tilde{\chi}^0_{3,4}$ ed il $\tilde{\chi}^\pm_2$, le quali diano luogo a spettacolari cascate generate dai decadimenti a catena verso stati contenenti neutralini, chargini ed eventualmente sfermioni più leggeri. Studi preliminari in questo senso es-

istono già in letteratura, sia da un punto di vista fenomenologico [59, 106], sia da un punto di vista sperimentale [107, 108]. È chiaro, però, che essi sono ben lungi dall'esaurire l'argomento, in considerazione del fatto che nemmeno per il caso ben più semplice delle analisi per LEP II si è finora raggiunto un livello di precisione e di completezza soddisfacente.

Dopo 15 anni di sforzi teorici e di insuccessi sperimentali nello studio di modelli e nella ricerca di stati supersimmetrici, la materia offre ancora stimolanti spunti e pone pressanti questioni alla comunità scientifica delle alte energie. Tutto lascia pensare che questa situazione non cambierà nel prossimo decennio e che, se risposte almeno parziali non verranno dagli esperimenti al LEP II ed al TeVatron, sarà necessario aspettare il prossimo millennio e l'apertura di grandi frontiere con l'avvento della nuova generazione di acceleratori e^+e^- (NLC) ed adronici (*"Large Hadron Collider"*, **LHC**). Nel frattempo continueremo a ripeterci la fatidica domanda:

$\ll$ È supersimmetrica la natura? $\gg$

Speriamo con questo lavoro di aver contribuito a compiere un sia pur piccolo passo in avanti sulla strada che porterà alla soluzione di quello che crediamo uno dei più affascinanti enigmi nella conoscenza dell'uomo.

Appendix A

La Lagrangiana di interazione del MSSM

Qui di seguito sono elencati tutti i termini della Lagrangiana di interazione del MSSM necessari per il calcolo degli elementi di matrice che intervengono nelle formule per le sezioni d'urto e le larghezze di decadimento che compaiono nel testo. Da essi si possono facilmente ricavare le regole di Feynman per i vertici rilevanti nei diagrammi che contribuiscono ai processi fisici trattati.

1. ACCOPPIAMENTI Z^0-LEPTONE-LEPTONE (Z^0-QUARK-QUARK)

$$\mathcal{L}_{Z^0ff} = -\frac{g}{\cos\theta_W} Z_\mu \bar{f}\gamma^\mu \left[L_f P_L + R_f P_R\right] f; \tag{A.1a}$$

$$L_f = T_{3f} - Q_f \sin^2\theta_W, \quad R_f = -Q_f \sin^2\theta_W; \tag{A.1b}$$

dove: $P_{L,R} = \frac{1\mp\gamma_5}{2}$; $g = e/\sin\theta_W$ $(e > 0)$; $f(= \ell, \nu_\ell, u, d, \ldots)$ rappresenta il campo spinoriale a 4 componenti del leptone (quark); Q_f e T_{3f} sono la sua carica (in unità di e) e la terza componente dell'isospin debole; Z_μ è il campo vettoriale dello Z^0.

2. ACCOPPIAMENTI $W^\pm$-LEPTONE-LEPTONE$'$ ($W^\pm$-QUARK-QUARK$'$)

$$\mathcal{L}_{W^\pm ff'} = -\frac{gV_{ff'}}{\sqrt{2}} W^+_\mu \bar{f}\gamma^\mu P_L f' \; + \; h.c., \tag{A.2}$$

dove $(f, f') = (\ell, \nu_\ell), (u, d), \ldots$ sono gli spinori dei leptoni (quarks) appartenenti ai doppietti di isospin debole; $V_{\ell\nu_\ell} = 1$ e $V_{qq'} = V_{KM}$, dove V_{KM} sono gli

elementi della matrice di Kobayashi-Maskawa (non utilizzati nel testo, poiché le quantità rilevanti sono sommate su tutti i sapori di quarks).

3. ACCOPPIAMENTI Z^0-NEUTRALINO-NEUTRALINO

$$\mathcal{L}_{Z^0\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0} = \frac{1}{2}\frac{g}{\cos\theta_w} Z_\mu \bar{\tilde{\chi}}_i^0 \gamma^\mu \left[O''^L_{ij} P_L + O''^R_{ij} P_R\right] \tilde{\chi}_j^0; \tag{A.3a}$$

$$O''^L_{ij} = -\frac{1}{2}(N_{i3}\cos\beta + N_{i4}\sin\beta)(N^*_{j3}\cos\beta + N^*_{j4}\sin\beta) + \frac{1}{2}(-N_{i3}\sin\beta + N_{i4}\cos\beta)(-N^*_{j3}\sin\beta + N^*_{j4}\cos\beta), \tag{A.3b}$$

$$O''^R_{ij} = -O''^{L*}_{ij}; \tag{A.3c}$$

dove: $\tilde{\chi}_i^0, \tilde{\chi}_j^0 \quad (i,j = 1,\ldots,4)$ sono gli spinori di Majorana a 4 componenti corrispondenti ai neutralini; N_{ij} sono gli elementi della matrice unitaria (eventualmente reale ed ortogonale) 4×4 che diagonalizza la matrice di massa dei neutralini (1.2b) nella base (1.1) (si veda il §1.1); $\tan\theta_v = \frac{v_1}{v_2} \equiv \cot\beta$.

4. ACCOPPIAMENTI γ-CHARGINO-CHARGINO

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-} = -eA_\mu \bar{\tilde{\chi}}_i^+ \gamma^\mu \tilde{\chi}_j^+ \delta_{ij}\ , \tag{A.4}$$

dove $\tilde{\chi}_i^+, \tilde{\chi}_j^+ \quad (i,j = 1,2)$ denotano gli spinori di Dirac a 4 componenti dei chargini.

5. ACCOPPIAMENTI Z^0-CHARGINO-CHARGINO

$$\mathcal{L}_{Z^0\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-} = \frac{g}{\cos\theta_w} Z_\mu \bar{\tilde{\chi}}_i^+ \gamma^\mu \left[O'^L_{ij} P_L + O'^R_{ij} P_R\right] \tilde{\chi}_j^+; \tag{A.5a}$$

$$O'^L_{ij} = -V_{i1}V^*_{j1} - \frac{1}{2}V_{i2}V^*_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_w, \tag{A.5b}$$

$$O'^R_{ij} = -U^*_{i1}U_{j1} - \frac{1}{2}U^*_{i2}U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_w; \tag{A.5c}$$

dove: U_{ij}, V_{ij} sono gli elementi delle matrici unitarie (eventualmente reali ed ortogonali) 2×2 che diagonalizzano la matrice di massa dei chargini (1.7b).

6. ACCOPPIAMENTI $W^\pm$-CHARGINO-NEUTRALINO

$$\mathcal{L}_{W^\mp\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^\pm} = gW_\mu^- \bar{\tilde{\chi}}_i^0 \gamma^\mu \left[O^L_{ij} P_L + O^R_{ij} P_R\right] \tilde{\chi}_j^+ \ + \ h.c.; \tag{A.6a}$$

$$O^L_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin\beta N_{i3} - \cos\beta N_{i4})V^*_{j2} + (\sin\theta_w N_{i1} + \cos\theta_w N_{i2})V^*_{j1}, \tag{A.6b}$$

$$O^R_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos\beta N^*_{i3} + \sin\beta N^*_{i4})U_{j2} + (\sin\theta_w N^*_{i1} + \cos\theta_w N^*_{i2})U_{j1}, \tag{A.6c}$$

con $i = 1,\ldots,4$ e $j = 1,2$.

7. ACCOPPIAMENTI NEUTRALINO-LEPTONE-SLEPTONE (NEUTRALINO-QUARK-SQUARK)

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}_i^0} = g\bar{f}\left[F^L_{fi}P_R + G^L_{fi}P_L\right]\tilde{\chi}_i^0\tilde{f}_L + g\bar{f}\left[F^R_{fi}P_L + G^R_{fi}P_R\right]\tilde{\chi}_i^0\tilde{f}_R + h.c.; \tag{A.7a}$$

$$F^L_{fi} = -\sqrt{2}\left[\frac{1}{\cos\theta_w}(T_{3f} - Q_f\sin^2\theta_w)N_{i2} + Q_f\sin\theta_w N_{i1}\right], \tag{A.7b}$$

$$F^R_{fi} = -\sqrt{2}Q_f\sin\theta_w[\tan\theta_w N^*_{i2} - N^*_{i1}], \tag{A.7c}$$

$$G^L_{ui} = -\frac{\sqrt{2}m_u}{2M_w\sin\beta}[\cos\beta N^*_{i4} - \sin\beta N^*_{i3}], \quad G^R_{ui} = G^{L*}_{ui}, \tag{A.7d}$$

$$G^L_{di} = -\frac{\sqrt{2}m_d}{2M_w\cos\beta}[\cos\beta N^*_{i3} + \sin\beta N^*_{i4}], \quad G^R_{di} = G^{L*}_{di}, \tag{A.7e}$$

dove f indica un generico fermione standard $\ell, \nu_\ell, u, d, \ldots$ negli accoppiamenti delle componenti di gaugino (A.7b,c), mentre per gli accoppiamenti delle componenti di higgsino (A.7d,e) proporzionali alle masse dei fermioni standard, u e d indicano rispettivamente particelle di tipo *up* (ν_ℓ, u, c, t) e di tipo *down* (ℓ, d, s, b).

8. ACCOPPIAMENTI CHARGINO-LEPTONE-SLEPTONE$'$ (CHARGINO-QUARK-SQUARK$'$)

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}'\tilde{\chi}_i^\pm} = -g\left[\bar{u}P_R U_{i1}\tilde{\chi}_i^+\tilde{d}_L + \bar{d}P_R V_{i1}\tilde{\chi}_i^{+c}\tilde{u}_L\right] + \frac{gm_d}{\sqrt{2}M_w\cos\beta}\left[\bar{u}P_R U_{i2}\tilde{\chi}_i^+\tilde{d}_R + \bar{d}P_L U^*_{i2}\tilde{\chi}_i^{+c}\tilde{u}_L\right] + \frac{gm_u}{\sqrt{2}M_w\sin\beta}\left[\bar{u}P_L V^*_{i2}\tilde{\chi}_i^+\tilde{d}_L + \bar{d}P_R V_{i2}\tilde{\chi}_i^{+c}\tilde{u}_R\right] \ + \ h.c., \tag{A.8a–c}$$

dove: $\tilde{\chi}_i^{+c}$ denota lo spinore coniugato di carica del chargino con $i = 1,2$, u e d indicano rispettivamente particelle di tipo *up* (ν_ℓ, u, c, t) e di tipo *down* (ℓ, d, s, b); la prima riga riguarda gli accoppiamenti dei $\tilde{W}^\pm$, la seconda e la terza quelli degli $\tilde{H}^\pm$.

9. ACCOPPIAMENTI HIGGS-LEPTONE-LEPTONE$^{(\prime)}$ (HIGGS-QUARK-QUARK$^{(\prime)}$)

$$\mathcal{L}_{h^0uu} = -ig\frac{m_u\cos\alpha}{2M_W\sin\beta}h^0\bar{u}u, \tag{A.9a}$$

$$\mathcal{L}_{h^0dd} = ig\frac{m_d\sin\alpha}{2M_W\cos\beta}h^0\bar{d}d, \tag{A.9b}$$

$$\mathcal{L}_{H^0uu} = -ig\frac{m_u\sin\alpha}{2M_W\sin\beta}H^0\bar{u}u, \tag{A.9c}$$

$$\mathcal{L}_{H^0dd} = -ig\frac{m_d\cos\alpha}{2M_W\cos\beta}H^0\bar{d}d, \tag{A.9d}$$

$$\mathcal{L}_{A^0uu} = -g\frac{m_u\cot\beta}{2M_W}A^0\bar{u}\gamma_5 u, \tag{A.9e}$$

$$\mathcal{L}_{A^0dd} = -g\frac{m_d\tan\beta}{2M_W}A^0\bar{d}\gamma_5 d, \tag{A.9f}$$

$$\mathcal{L}_{H^\pm ud} = \frac{ig}{2\sqrt{2}M_W}\left[(m_d\tan\beta + m_u\cot\beta)\right. \\ \left. + (m_d\tan\beta - m_u\cot\beta)\gamma_5\right]H^+\bar{u}d \;+\; h.c., \tag{A.9g}$$

dove: u e d indicano rispettivamente gli spinori per i fermioni standard di tipo *up* e *down*; α è l'angolo di *mixing* nel settore degli Higgs scalari neutri definito da (*cfr.* eq.(I.10)):

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta\left[\frac{m^2_{A^0}-M_Z^2}{m^2_{H^0}-m^2_{h^0}}\right] \tag{A.10a}$$

$$\sin 2\alpha = -\sin 2\beta\left[\frac{m^2_{H^0}+m^2_{h^0}}{m^2_{H^0}-m^2_{h^0}}\right]. \tag{A.10b}$$

10. ACCOPPIAMENTI HIGGS-NEUTRALINO-NEUTRALINO

$$\mathcal{L}_{h^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j} = \frac{g}{2}h^0\bar{\tilde{\chi}}^0_i\left[\sin\alpha(Q''^*_{ij}P_L + Q''_{ij}P_R) + \cos\alpha(S''^*_{ij}P_L + S''_{ij}P_R)\right]\tilde{\chi}^0_j, \tag{A.11a}$$

$$\mathcal{L}_{H^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j} = -\frac{g}{2}H^0\bar{\tilde{\chi}}^0_i\left[\cos\alpha(Q''^*_{ij}P_L + Q''_{ij}P_R) - \sin\alpha(S''^*_{ij}P_L + S''_{ij}P_R)\right]\tilde{\chi}^0_j, \tag{A.11b}$$

$$\mathcal{L}_{A^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j} = i\frac{g}{2}A^0\bar{\tilde{\chi}}^0_i\left[\sin\beta(Q''^*_{ij}P_L - Q''_{ij}P_R)\ldots\right. \\ \left.\ldots - \cos\beta\,(S''^*_{ij}P_L - S''_{ij}P_R)\right]\tilde{\chi}^0_j; \tag{A.11c}$$

$$Q''_{ij} = \frac{1}{2\cos\theta_W}\left[N_{i2}(\cos\beta N_{j3} + \sin\beta N_{j4}) + (i\leftrightarrow j)\right], \tag{A.11d}$$

$$S''_{ij} = \frac{1}{2\cos\theta_W}\left[N_{i2}(\cos\beta N_{j4} - \sin\beta N_{j3}) + (i\leftrightarrow j)\right]. \tag{A.11e}$$

11. ACCOPPIAMENTI HIGGS-CHARGINO-CHARGINO

$$\mathcal{L}_{h^0\tilde{\chi}^+_i\tilde{\chi}^-_j} = gh^0\bar{\tilde{\chi}}^+_i\left[\sin\alpha(Q'^*_{ij}P_L + Q'_{ji}P_R) - \cos\alpha(S'^*_{ij}P_L + S'_{ji}P_R)\right]\tilde{\chi}^+_j, \tag{A.12a}$$

$$\mathcal{L}_{H^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j} = -gH^0\bar{\tilde{\chi}}^+_i\left[\cos\alpha(Q'^*_{ij}P_L + Q'_{ji}P_R) + \sin\alpha(S'^*_{ij}P_L + S'_{ji}P_R)\right]\tilde{\chi}^+_j, \tag{A.12b}$$

$$\mathcal{L}_{A^0\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j} = igA^0\bar{\tilde{\chi}}^+_i\left[\sin\beta(Q'^*_{ij}P_L - Q'_{ji}P_R) - \cos\beta(S'^*_{ij}P_L - S'_{ji}P_R)\right]\tilde{\chi}^+_j; \tag{A.12c}$$

$$Q'_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}}U_{i2}V_{j1} \tag{A.12d}$$

$$S'_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}}U_{i1}V_{j2} \tag{A.12e}$$

12. ACCOPPIAMENTI HIGGS-NEUTRALINO-CHARGINO

$$\mathcal{L}_{H^\mp\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^\pm_j} = -gH^-\bar{\tilde{\chi}}^0_i\left[Q^L_{ij}\cos\beta P_L + Q^R_{ij}\sin\beta P_R\right]\tilde{\chi}^+_j \;+\; h.c.; \tag{A.13a}$$

$$Q^L_{ij} = \left[(\cos\beta N^*_{i4} - \sin\beta N^*_{i3})V^*_{j1}\right. \\ \left. + \frac{V^*_{j2}}{\sqrt{2}}\left(2N^*_{i1}\sin\theta_W + N^*_{i2}\frac{\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W}{\cos\theta_W}\right)\right] \tag{A.13b}$$

$$Q^R_{ij} = [(\cos\beta N_{i3} + \sin\beta N_{i4})U_{j1} \\ - \frac{U_{j2}}{\sqrt{2}}\left(2N_{i1}\sin\theta_W + N_{i2}\frac{\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W}{\cos\theta_W}\right)\Big] \tag{A.13c}$$

13. ACCOPPIAMENTI GLUINO-QUARK-SQUARK

$$\mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{g}} = \sqrt{2}g_sT^a_{jk}\sum_{i=u,d,\ldots}\left(\bar{\tilde{g}}_aP_Lq^k_i\tilde{q}^{j*}_{iL} + \bar{q}^j_iP_R\tilde{g}_a\tilde{q}^k_{iL} - \bar{\tilde{g}}_aP_Rq^k_i\tilde{q}^{j*}_{iR} - \bar{q}^j_iP_L\tilde{g}_a\tilde{q}^k_{iR}\right) \tag{A.14}$$

Nelle formule di cui sopra è possibile adottare la convenzione per cui le matrici di massa di neutralini e chargini vengono prese reali ed ortogonali, mentre gli autovalori per la massa delle particelle possono risultare negativi. Di ciò si può tenere conto in diversi modi. Ad es., se si introduce come nel testo la notazione $m_{\tilde{\chi}_i} = \eta_i m_i$ con

$m_i \geq 0$ e $\eta_i = \pm 1$ per gli autovalori di massa dei neutralini/chargini, i fattori η possono essere riassorbiti nelle fasi per gli elementi delle matrici N, U, V in maniera tale che dei fattori η_i, η_j intervengono nelle espressioni per le regole di Feynman relative ai vertici in cui sono coinvolti neutralini e/o chargini $\tilde{\chi}_i, \tilde{\chi}_j$. A titolo di esempio, nelle eqq.(A.3) O''^L_{ij} (ma non O''^R_{ij}) va moltiplicato per $\eta_i\eta_j$, mentre nelle eqq.(A.7) gli accoppiamenti F^R_{fi} e G^L_{fi} (ma non F^L_{fi} e G^R_{fi}) prendono un fattore η_i. Lo stesso risultato può ottenersi usando lo spinore $\gamma^5\tilde{\chi}_i$ al posto di $\tilde{\chi}_i$ nel caso in cui $m_{\tilde{\chi}_i} < 0$ nelle espressioni per la $\mathcal{L}_I$ [64].

Talvolta, allo scopo di semplificare le espressioni, è comodo usare in luogo della matrice di *mixing* N_{ij} per i neutralini nella base (1.1), la matrice Z_{ij} nella base $(-i\tilde{B}, -i\tilde{W}_3, \tilde{H}^0_1, \tilde{H}^0_2)$, dove $\tilde{B}$ è il gaugino relativo ad U(1) e $\tilde{W}_3$ la terza componente del tripletto di gaugini di SU(2). Gli elementi di Z_{ij} possono ottenersi dagli N_{ij} attraverso la trasformazione ortogonale:

$$Z_{i1} = \cos\theta_W N_{i1} - \sin\theta_W N_{i2} \quad \text{(A.15a)}$$

$$Z_{i2} = +\sin\theta_W N_{i1} + \cos\theta_W N_{i2} \quad \text{(A.15b)}$$

$$Z_{i3} = \cos\beta N_{i3} + \sin\beta N_{i4} \quad \text{(A.15c)}$$

$$Z_{i4} = -\sin\beta N_{i3} + \cos\beta N_{i4} \quad \text{(A.15d)}$$

Per il calcolo dell'elemento di matrice *one-loop* del decadimento radiativo del neutralino (*cfr.* cap.3) è necessario tener conto anche dell'accoppiamento tra i bosoni di Goldstone carichi $G^\pm$ (*cfr.* Introduzione), i chargini e i neutralini. Il termine corrispondente nella $\mathcal{L}_I$ è ortogonale in β rispetto a quello in eq.(A.13a) per l'analogo con Higgs carico.

Bibliografia

[1] Per una rassegna e referenze si veda, *e.g.*:
H.-P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1; R. Barbieri, *Riv. Nuovo Cim.* **11** (1988) 1; si veda anche: F. Zwirner in: R. Orava, P. Eerola and M. Nordberg, eds., "Phys. and Exp. with Linear Colliders", Saariselkä, 1991, Vol. I, p.309.

[2] H.E. Haber and G.L. Kane, *Phys. Rep.* **117** (1985) 75.

[3] Per una rassegna e referenze si veda:
J. Wess and J. Bagger, "Supersimmetry and supergravity", Princeton University Press, 1983; D.Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen and S. Ferrara, *Phys. Rev.* **B13** (1976) 3214; S. Deser and B. Zumino, *Phys. Lett.* **62B** (1976) 335; P. Fayet and S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32** (1977) 249.

[4] R. Haag, J. Lopuszanki, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 257.

[5] Per una rassegna e referenze si veda, *e.g.*:
M. B. Green, J. H. Schwarz, E. Witten, "Superstring Theory", Cambridge Univ. Press, 1987; B. Schellekens, ed., "Superstring construction", North-Holland, 1989.

[6] K. Wilson, citato in L. Susskind, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 2619; E. Gildener and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 3333.

[7] J. Wess and B. Zumino, *Phys. Lett.* **49B** (1974) 52; J. Iliopoulos and B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B76** (1974) 310; S. Ferrara, J. Iliopoulos, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B77** (1974) 413; M. T. Grisaru, W. Siegel, M. Rocek, *Nucl. Phys.* **B159** (1979) 429; S. Ferrara, L. Girardello, F. Palumbo, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 403.

[8] S. Weinberg, *Phys. Lett.* **82B** (1979) 387; L. Maiani, Proc. Summ. School on Part. Phys., Gif-sur-Yvette, 1979, (IN2P3, Paris, 1980), p.1; M. Veltman, app.B1281437; E. Witten, *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 513.

[9] U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenau, *Phys. Lett.* **260B** (1991) 447; J. Ellis, S. Kelley and D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **260B** (1991) 131; P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 817.

[10] L. Girardello and M. T. Grisaru, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65.

[11] W. de Boer, Preprint IEKP-KA/94-01, hep-ph/9402266 (1994).

[12] M. Chanowitz, J. Ellis and M. Gaillard, *Nucl. Phys.* **B128** (1977) 506.

[13] J. F. Gunion and H. E. Haber, *Nucl. Phys.* **B272** (1986) 1; *Nucl. Phys.* **B278** (1986) 449.

[14] F. Zwirner, "Phenomenological Supersymmetry", Lezioni per la Scuola di Dottorato di Ricerca in Fisica, Roma (1994).

[15] Si veda, *e.g.*:
Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1; *Phys. Lett.* **262B** (1991) 54; J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **257B** (1991) 83; *Phys. Lett.* **262B** (1991) 477; H. Haber and R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815; R. Barbieri, M. Frigeni and F. Carvaglios, *Phys. Lett.* **258B** (1991) 167; R. Barbieri, M. Frigeni, *Phys. Lett.* **258B** (1991) 395; A. Yamada, *Phys. Lett.* **263B** (1991) 233.

[16] J.R. Espinosa and M. Quirós, *Phys. Lett.* **266B** (1991) 389; R. Hempfling and A. H. Hoang, Preprint DESY 93-162, TTP93-35 (1993).

[17] J. Kodaira, Y. Yasui and K. Sasaki, Preprint HUPD-9316, YNU-HEPTh-93-102 (1993).

[18] P. Fayet and J. Iliopoulos, *Phys. Lett.* **51B** (1974) 461.

[19] L. E. Ibáñez and C. López, *Nucl. Phys.* **B233** (1984) 511; L. E. Ibáñez, C. López and C. Muñoz, *Nucl. Phys.* **B256** (1985) 218; L. E. Ibáñez and G. G. Ross, Preprint CERN-TH-6412-92 (1992), apparso in "Perspectives on Higgs Physics", G. L. Kane (Ed.), p.229 e referenze ivi indicate.

[20] W. de Boer, R. Ehret and D. I. Kazakov, Preprints IEKP-KA/94-05, hep-ph/9405342 (1994); IEKP-KA/94-07 (1994).

[21] V. Barger, M. S. Berger and P. Ohmann, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 1093 e 2038; V. Barger, M. S. Berger and P. Ohmann and R. J. N. Phillips, *Phys. Lett.* **314B** (1993) 351; V. Barger, M. S. Berger and P. Ohmann, Preprint MAD/PH/801 (1993).

[22] J. Ellis and L. Roszkowski, *Phys. Lett.* **283B** (1992) 252.

[23] P. Langacker and N. Polonsky, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 4028.

[24] S. Kelley, J.L. López, D.V. Nanopoulos, H. Pois and K. Yuan, *Nucl. Phys.* **B398** (1993) 3; R. Arnowitt and P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 725; G. G. Ross and R. G. Roberts, *Nucl. Phys.* **B377** (1992) 571; B. de Carlos and J. A. Casas, *Phys. Lett.* **309B** (1993) 320; D. J. Castaño, E. J. Piard and P. Ramond, Preprint UFIFT-HEP-93-18 (1993).

[25] M. Olechowski and S. Poroski, *Nucl. Phys.* **B404** (1993) 590.

[26] Per una rassegna e referenze si veda:
P. Nath, R. Arnowitt and A. H. Chamseddine, "Applied $N = 1$ Supergravity", World Scientific, 1984; H. J. Kappen, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 3923; M. Drees, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 718; H. J. Kappen, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 721; B. Gato, *Z. Phys.* **C37** (1988) 407; G. F. Giudice and P. Ridolfi, *Z. Phys.* **C41** (1988) 447; S. P. Li and H. Navelet, *Nucl. Phys.* **B319** (1989) 239; G. Gamberini, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Nucl. Phys.* **B331** (1990) 331; W. de Boer, R. Ehret and D. I. Kazakov, Preprint IEKP-KA/93-13 (1993); M. Carena, M. Olechowski, S. Poroski and C. E. M. Wagner, Preprint CERN-TH.7060/93 (1993).

[27] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, Preprint FERMILAB-PUB-94/097-E, CDF/PUB/TOP/PUBLIC/2561 (1994).

[28] J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **262B** (1991) 477; A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B271** (1991) 123; Z. Kunszt and F. Zwirner, *Nucl. Phys.* **B385** (1992) 3.

[29] R. Barbieri and G. F. Giudice, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 63.

[30] J. Kubo, K. Sibold and W. Zimmermann, *Phys. Lett.* **200B** (1989) 191; C. D. Froggatt, I. G. Knowles and R. G. Moorhouse, *Phys. Lett.* **249B** (1990) 273 e *Phys. Lett.* **298B** (1993) 356; M. Carena, T. E. Clark, C. E. M. Wagner, W. A. Bardeen and K. Sasaki, *Nucl. Phys.* **B369** (1992) 33; M. Carena, S. Poroski and C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B406** (1993) 59; P. Langacker and N. Polonski, Preprint UPR-0556-T (1993); W. Bardeen, M. Carena, S. Poroski and C. E. M. Wagner, Preprint MPI-Ph/93-58 (1993).

[31] Comunicazione di J. Lefrançois alla Int. Europhys. Conf. on High Energy Phys., Marseille, July 22-28, 1993.

[32] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak working group, Preprint CERN/PPE/93-157 (1993).

[33] M. Olechowski and S. Poroski, *Phys. Lett.* **214B** (1991) 393; B. Ananthanarayan *et al.*, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1613; S. Kelley *et al.*, *Phys. Lett.* **274B** (1992) 387; B. Ananthanarayan *et al.*, *Phys. Lett.* **300B** (1993) 245; G. Anderson *et al.*, Preprint LBL-33531 (1993); B. Ananthanarayan and Q. Shafi, Preprint BA-93-25 (1993).

[34] A. B. Lahanas and D. V. Nanopoulos, *Phys. Rep.* **145** (1987) 1 e referenze ivi indicate; J. Ellis, A. B. Lahanas, D. V. Nanopoulos and K. Tamvakis, *Phys. Lett.* **134B** (1984) 129; J. Ellis, C. Kounnas and D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B241** (1984) 406; *Nucl. Phys.* **B247** (1984) 373.

[35] V. Kaplunovski and J. Louis, *Nucl. Phys.* **B306** (1993) 269 e referenze ivi indicate; R. Barbieri, J. Louis and M. Moretti, Preprint CERN-TH.6856/93 (1993); J. L. López, D. V. Nanopoulos and A. Zichichi, Preprint CERN-TH.6926/93 (1993).

[36] P. Fayet, *Nucl. Phys.* **B90** (1975) 104; *Phys. Lett.* **64B** (1976) 159; *Phys. Lett.* **69B** (1977) 489; R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, *Phys. Lett.* **119B** (1982) 36; J. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 844.

[37] H.-P. Nilles, M. Srednicki and D. Wyler, *Phys. Lett.* **124B** (1983) 337; A. B. Lahanas, *Phys. Lett.* **124B** (1983) 341; L. Alvarez-Gaumé, J. Polchinski and M. B. Wiss, *Nucl. Phys.* **B221** (1983) 495; A. Sen, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 2608, *Phys. Rev.* **D32** (1985) 411.

[38] D. Matalliotakis and H. P. Nilles, Preprint TUM-HEP 201/94, hep-ph/9407251.

[39] L. J. Hall and M. Suzuki, *Nucl. Phys.* **B231** (1984) 419; F. Zwirner, *Phys. Lett.* **132B** (1983) 103.

[40] C. Aulakh and R. N. Mohapatra, *Phys. Lett.* **119B** (1983) 136; G. G. Ross and J. W. F. Valle, *Phys. Lett.* **151B** (1985) 375; J. Ellis, G. Gelmini, C. Jarlskog, G. G. Ross and J. W. F. Valle, *Phys. Lett.* **150B** (1985) 142.

[41] S. Dawson, *Nucl. Phys.* **B261** (1985) 297; R. Barbieri and A. Masiero, *Nucl. Phys.* **B267** (1986) 679; W. Barger, G. F. Giudice and T. Han, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 2987; D. P. Roy, Preprint CERN-TH, 6339/91.

[42] Adriani *et al.*, L3 Collaboration, *Phys. Rep.* **236** (1993) 1, citato in ref.[50].

[43] Decamp *et al.*, The ALEPH Collaboration, *Phys. Rep.* **216** (1992) 253, citato in ref.[50].

[44] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3439.

[45] H. Baer, X. Tata and J. Woodside, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 207.

[46] Si veda, *e.g.*: DELPHI Note 92-172 PHYS (1992).

[47] D. Buskulic *et al.*, The ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **313B** (1993) 312.

[48] Adriani *et al.*, L3 Collaboration, *Phys. Lett.* **294B** (1992) 457, citato in ref.[50].

[49] G. L. Kane, C. Kolda, L. Roszkowski and J. D. Wells, Preprints UM-TH-93-24 (1993); UM-TH-94-18, hep-ph/9405364 (1994).

[50] "Review of Particles Properties", Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173.

[51] Si veda, ad es., W. Beenaker and W. Hollik, *Z. Phys.* **C40** (1988) 141.

[52] Si veda, ad es., A. Djouadi, G. Girardi, C. Verzegnassi, W. Hollik and F. M. Renard, *Nucl. Phys.* **B349** (1991) 48.

[53] E. Thorndike *et al.*, CLEO Collaboration, Preprints CLN 93/1212, CLEO 93-06 (1993).

[54] Si veda, *e.g.*: S. Bertolini, F. Borzumati, A. Masiero and G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* **B353** (1991) 591.

[55] R. Arnowitt and P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 725.

[56] L. Roszkowski, Preprint UM-TH-93-06.

[57] Si veda, *e.g.*, Proc. of the ECFA Workshop on LEP200, Aachen, Sept.29-Oct.1, 1986, A. Böhm and W. Hoogland eds., CERN 87-08, ECFA 87/108, 22 June 1987.

[58] G. Altarelli, F. Richard, comunicazione privata.

[59] H. Baer, A. Bartl, D. Karatas, W. Majerotto, X. Tata, *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1989) 4111 e referenze ivi indicate.

[60] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, *Z. Phys.* **C30** (1986) 441.

[61] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, *Z. Phys.* **C41** (1988) 475.

[62] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, B. Mösslacher, *Z. Phys.* **C55** (1992) 257.

[63] J. F. Gunion, H. E. Haber *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1987) 1145.

[64] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, *Nucl. Phys.* **B278** (1986) 1.

[65] J. F. Gunion and H. E. Haber, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 2515.

[66] M. Drees, C. S. Kim, X. Tata, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 784.

[67] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, N. Oshimo, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 1594.

[68] R. Barbieri, G. Gamberini, G. F. Giudice and G. Ridolfi, *Phys. Lett.* **195B** (1987) 500; J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **237B** (1990) 423.

[69] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, *Z. Phys.* **C34** (1987) 411.

[70] L. J. Hall and J. Polchinski, *Phys. Lett.* **152B** (1985) 335.

[71] M. Drees and K. I. Hikasa, *Phys. Lett.* **252B** (1991) 127.

[72] A. Bartl, W. Majerotto, B. Mösslacher, N. Oshimo, *Z. Phys.* **C52** (1991) 477-485 e 677-684.

[73] A. Bartl, W. Majerotto, B. Mösslacher, N. Oshimo, S.Stippel, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 2214.

[74] H. E. Haber, G. L. Kane, I. Kani and M. Quirós, *Nucl. Phys.* **B283** (1987) 111.

[75] M. Sher, *Phys. Lett.* **317B** (1993) 159; G. Altarelli and G. Isidori, *Phys. Lett.* **337B** (1994) 141; M. Quirós, Preprint CERN-TH. 7507/94, hep-ph/9411403.

[76] J. Ellis and G. G. Ross, *Phys. Lett.* **117B** (1982) 397.

[77] J. M. Frère and G. L. Kane, *Nucl. Phys.* **B223** (1983) 331.

[78] S. T. Petcov, *Phys. Lett.* **139B** (1984) 421.

[79] S. M. Bilenky, N. P. Nedelcheva and S. T. Petcov, *Nucl. Phys.* **B247** (1984) 61.

[80] J. Ellis, J. M. Frère, J. S. Hagelin, G. L. Kane and S. T. Petcov, *Phys. Lett.* **132B** (1983) 436.

[81] Hidaka, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 927; H. Baer, X. Tata and J. Woodside, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 207, citati in ref.[50].

[82] H. Komatsu, *Phys. Lett.* **177B** (1986) 201; R. Arnowitt and P. Nath, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 1085; B.F.L. Ward, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 2092; H. Baer, V. Barger, D. Karatas and X. Tata, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 96; R. Barbieri, G. Gamberini, G. F. Giudice and G. Ridolfi, *Phys. Lett.* **195B** (1987) 500; *Nucl. Phys.* **B296** (1988) 75; E. Ch. Christova and N. P. Nedelcheva, *Phys. Lett.* **208B** (1988) 525; A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, *Nucl. Phys.* **B297** (1988) 479; N. Oshimo and Y. Kizukuri, *Phys. Lett.* **186B** (1987) 217; T. Fukai, Y. Kizukuri, N. Oshimo, Y. Otake and N. Sugiyama, *Prog. Theor. Phys.* **78** (1987) 395; A. Bartl, W. Majerotto and N. Oshimo, *Phys. Lett.* **216B** (1989) 233.

[83] H. Komatsu and J. Kubo, *Phys. Lett.* **157B** (1985) 90; *Nucl. Phys.* **B263** (1986) 265.

[84] H. Komatsu and R. Rückl, *Nucl. Phys.* **B299** (1988) 407.

[85] A. B. Lahanas, K. Tamvakis and N. D. Tracas, Preprint CERN-TH.7089/93, IOA 297, NTUA 42/93 (1993).

[86] D. Pierce, A. Papadopoulos, Preprint JHU-TIPAC-930030, PURD-TH-93-13, hep-ph/9403240 (1993).

[87] S. Ambrosanio and B. Mele, in preparazione.

[88] M. Carena and C. E. M. Wagner, *Phys. Lett.* **195B** (1987) 599

[89] H. Fraas and H. Wolter, Würzburg Univ. PRINT-91-042, Oct. 1991.

[90] Am. Datta, As. Datta and S. Raychaudhuri, Preprint DO-TH 94/25, TIFR/TH/94-48, hep-ph/9411435 (1994).

[91] K. Grassie and P. N. Pandita, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 22.

[92] E. Reya, *Phys. Lett.* **133B** (1983) 245; R. Arnowitt, A. H. Chamseddine and P. Nath, *Phys. Lett.* **129B** (1983) 445; D. Dicus, S. Nandi, W. Repko and X. Tata, *Phys. Rev.* **D29** (1984) 1317; *Phys. Rev.* **D30** (1984) 1112; P. Chiapetta, J. Soffer, P. Taxil, F. M. Renard and P. Sorba, *Nucl. Phys.* **B262** (1985) 495; J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos and M. Srednicki, *Phys. Lett.* **127B** (1983) 233; V. Barger, R. W. Robinett, W. Y. Keung and R.J.N.Phillips, *Phys. Lett.* **131B** (1983) 372; G. Altarelli, B. Mele and S. Petrarca, *Nucl. Phys.* **B245** (1984) 215; S. Dawson, E. Eichten and C. Quigg, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 1581.

[93] V. Barger, R. J. N. Phillips, "Collider Physics", D. Pines ed., Addison-Wesley, 1987

[94] H. E. Haber and D. Wyler, *Nucl. Phys.* **B323** (1989) 267.

[95] H. E. Haber, G. L. Kane and M. Quirós, *Phys. Lett.* **160B** (1985) 297; *Nucl. Phys.* **B273** (1986) 333

[96] H. E. Haber and G. L. Kane, *Nucl. Phys.* **B232** (1984) 333.

[97] E. Ma and G.-G. Wong, *Mod. Phys. Lett.* **A3** (1988) 1561.

[98] E. E. Boos, M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, A. E. Pukhov and V. I. Savrin, Preprint SNUTP 94-116, INP MSU-94-36/358.

[99] Si veda, *e.g.*:
F. A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, Preprints INLO-PUB-1/94, NIKHEF-H/94-08; INLO-PUB-7/94 (1994).

[100] F. A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, Preprint INLO-PUB-6/94, NIKHEF-H/94-20, hep-ph/9405398 (1994).

[101] D. A. Dicus and X. Tata, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 2110; M. Chen, C. Dionisi, M. Martinez, X. Tata, *Phys. Rep.* **159** (1988) 201; J. F. Grivaz, C. Dionisi *et al.*, in ref.[57], Vol. II, p.380.

[102] M. Mangano, G. Ridolfi, comunicazione privata basata sulle relazioni di L. Duflot (ALEPH), S. Katsanevas (DELPHI), F. Nessi (L3), R. Van Kooten (OPAL) al 1° *Meeting* del gruppo *"Event Generators for Discovery Physics"*, CERN, 18/11/94.

[103] "SUSYGEN, a MC generator for MSSM processes at e^+e^- colliders", Author: S. Katsanevas, in pubblicazione;
"Experimental aspects of Supersymmetry searches at LEP II", S. Katsanevas, draft.

[104] Authors: H. Baer, F .Paige, S. Protopopescu, X. Tata.

[105] H. Baer, M. Mangano, G. Ridolfi, comunicazione privata, 1/12/94.

[106] Contributi di A. Bartl, M. Dittmar and W. Majerotto; A. Brignole *et al.*; A. Bartl, W. Majerotto and B. Mösslacher; B. R. Kim *et al.*; U. Ellwanger *et al.*; H. Dreiner *et al.*; Y. Kizukuri *et al.*, in:
"e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential", Proc. of the Workshop – Munich, Annecy, Hamburg, 1991, Part B, DESY 92-123B;
A. Bartl, W. Majerotto and B. Mösslacher, Proc. of the Joint Intern. Lepton-Photon Symposium & Europhysics Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1991, vol I, p.357.

[107] C. Dionisi and M. Dittmar, Proc. of the Workshop on Phys. at Future Accelerators, La Thuile and Geneva, 1987, Vol. II, p.149, CERN 87-07; si veda anche: C. Ahn *et al.*, (SLAC-329) e K. Fujii and T. Tsukamoto, KEK (Japan Linear Collider Workshop Proc.).

[108] Contributi di J.-F. Grivaz; C. Van der Velde; R. Becker and R. Starosta in: "e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential", Proc. of the Workshop – Munich, Annecy, Hamburg, 1991, Part B, DESY 92-123B.

Elenco delle Figure

1.1 Grafici 3D per la componente di fotino nel neutralino più leggero come funzione di (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 26

1.2 Grafici 3D per la componente di Z-ino nel neutralino più leggero come funzione di (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 27

1.3 Grafici 3D per la componente di $\tilde{H}_a^0$ nel neutralino più leggero come funzione di (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 27

1.4 Grafici 3D per la componente di $\tilde{H}_b^0$ nel neutralino più leggero come funzione di (μ, M_2) nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 27

1.5 Grafici 3D per le componenti di gaugino nel NLN come funzioni di (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$. 27

1.6 Grafici 3D per le componenti di higgsino nel NLN come funzioni di (μ, M_2) nel caso $\tan\beta = 1.5$. 28

1.7 Dipendenza della massa del neutralino più leggero in grafici 3D per i casi $\tan\beta = \sqrt{2}$, 2, 4 e 60. 29

1.8 Dipendenza della massa del NLN in grafici 3D per i casi $\tan\beta = \sqrt{2}$, 2, 4 e 60. 30

1.9 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la massa (con segno) del LN nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 30

1.10 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la massa (con segno) del NLN nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 31

1.11 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per le masse (con segno) dei neutralini più pesanti nel caso $\tan\beta = 1.5$. 31

1.12 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la somma delle masse dei due neutralini più leggeri nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 32

1.13 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la differenza tra le masse dei due neutralini più leggeri nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 32

1.14 Curve di livello nel piano (μ, M_2) per la massa del LC nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 34

1.15 Grafici 3D per le componenti di W-ino nel chargino leggero (ovvero di higgsino carico nel chargino pesante) nel caso $\tan\beta = 1.5$. 34

1.16 Grafici 3D per le componenti di higgsino carico nel chargino pesante (ovvero di W-ino nel chargino leggero) nel caso $\tan\beta = 1.5$. 34

1.17 Confronto tra la cinematica dei processi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ ed $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ nel piano (μ, M_2) a LEP II ($\sqrt{s} = 175 \div 205\,\mathrm{GeV}$) nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 35

1.18 Regioni nel piano (μ, M_2) in cui un chargino è più leggero dei neutralini e può essere la LSP, nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 36

1.19 Curve di livello per la differenza tra le masse del NLN e del LC e regione nel piano (μ, M_2) in cui i decadimenti "a cascata" del $\tilde{\chi}_2^0$ sono proibiti, nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 37

2.1 Diagrammi di Feynman per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$. 39

2.2 Regioni nel piano (μ, M_2) esplorate dagli esperimenti a LEP I nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 42

2.3 Sezione d'urto totale per la produzione di coppie di $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ come funzione di $\sqrt{s}$ in quattro scenari significativi a LEP I con $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 40\,\mathrm{GeV}$. 43

2.4 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 46

2.5 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 47

2.6 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 47

2.7 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 175\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 49

2.8 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 50

2.9 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 205\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$. 50

2.10 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = M_z$. 51

2.11 Curve di livello sul piano (μ, M_2) per la sez. d'urto totale del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II con $\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$, nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = 3M_z$. 51

2.12 Grafici 3D per la sezione d'urto totale del proceso $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) come funzione di (μ, M_2) per $\tan\beta = 4$ nei casi $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 100\,\mathrm{GeV}$ e 200 GeV. 52

2.13 Regioni e Scenari significativi per la fenomenologia dei neutralini a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) nel piano (μ, M_2) per $\tan\beta = 1.5$. 53

2.14 Regioni e Scenari significativi per la fenomenologia dei neutralini a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) nel piano (μ, M_2) per $\tan\beta = 4$. 54

2.15 Dipendenza da $\sqrt{s}$ della sezione d'urto totale per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in alcuni Scenari significativi per $\tan\beta = 1.5$. 57

2.16 Dipendenza da m_0 della sezione d'urto totale per $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in alcuni Scenari significativi per $\tan\beta = 1.5$. 58

3.1 Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 2 corpi al livello albero dei neutralini. 60

3.2 Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 3 corpi dei neutralini del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 f \bar{f}$. 62

3.3 Diagrammi di Feynman per i decadimenti a 3 corpi dei neutralini del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^\pm f \bar{f}'$. 62

3.4 Diagrammi di Feynman per i decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{g} q \bar{q}$. 63

3.5 Diagrammi di Feynman per il decadimento radiativo ad un *loop* dei neutralini: $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_k^0 \gamma$, in una R-gauge non lineare. 66

3.6 Regioni nel piano (μ, M_2) in cui il decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ può aver luogo a LEP II, nei casi $\tan\beta = 1.5$ e 4. 70

3.7 Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z, 3M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 71

3.8 Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z, 3M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 72

3.9 Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_\ell \tilde{\chi}_1^0 \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z, 3M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 72

3.10 Curve di livello per il BR del decadimento $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{q \neq t} \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z, 3M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 73

3.11 Curve di livello per il BR dei decadimenti carichi $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \ell^\mp \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)$ e $\tilde{\chi}_2^0 \to \sum_{(q,q') \neq t} \tilde{\chi}_1^\pm q \bar{q}'$ nel piano (μ, M_2) nel caso $m_{A^0} = M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 73

3.12 Curve di livello per il BR del decadimento radiativo $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ nel piano (μ, M_2) nei casi $m_{A^0} = M_Z, 3M_Z$, con $\tan\beta = 1.5$. 74

4.1 Un diagramma di Feynman per il processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \mu^+ \mu^-$. 82

4.2 Curve di livello per la *rate* degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. 83

4.3 Curve di livello per la *rate* degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. 84

4.4 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 85

4.5 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. . . 85

4.6 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to \tau^+\tau^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 86

4.7 Curve di livello per la *rate* degli eventi invisibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 86

4.8 Curve di livello per la *rate* degli eventi invisibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. . . 87

4.9 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to 2$ jets$+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 88

4.10 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to 2$ jets$+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. . . 88

4.11 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to 2\,\text{jets}\,(b\bar{b}) + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . 89

4.12 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to e^+\mu^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 90

4.13 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to e^+ + 2$ jets$+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . 90

4.14 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to 4$ jets $+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 91

4.15 Curve di livello per la *rate* degli eventi di fotone singolo via $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_Z$. . . 92

4.16 Curve di livello per la *rate* degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. 93

4.17 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 93

4.18 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to 2$ jets$+ \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. . . . 94

4.19 Curve di livello per la *rate* degli eventi $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \to \gamma + \not{E}$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso $\tan\beta = 4$, $m_0 = m_{A^0} = M_Z$. 95

4.20 Curve di livello per la *rate* degli eventi visibili da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$), nel caso "non Minimale" $\Delta\alpha_{12} = -0.2$ con $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = m_{A^0}/3 = M_z$. 100

Elenco delle Tabelle

I.1 Limiti inferiori e superiori per le masse delle particelle SUSY in due scenari tipici del CMSSM di ref.[49]. 18

I.2 Spettri per le masse delle particelle SUSY in due scenari caratteristici del CMSSM di ref.[49]. 21

2.1 Caratteristiche cinematiche e dinamiche di alcuni Scenari significativi a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) per $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. 55

2.2 Caratteristiche cinematiche e dinamiche di alcuni Scenari significativi a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) per $\tan\beta = 4$ ed $m_0 = M_z$. 56

3.1 Coefficienti da inserire nella formula per la larghezza totale dei decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_k^0 f\bar{f}$ e $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{g}q\bar{q}$. 64

3.2 Coefficienti da inserire nella formula per la larghezza totale dei decadimenti del tipo $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_k^+ f\bar{f}'$. 65

3.3 BR's per i decadimenti del NLN in alcuni Scenari significativi con $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$ e per vari valori di m_{A^0}. 75

3.4 BR's per i decadimenti del NLN in alcuni Scenari significativi con $\tan\beta = 4$, $m_0 = M_z$ e per vari valori di m_{A^0}. 76

4.1 *Rates* per ogni tipo di segnale derivante da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\text{GeV}$) in alcuni Scenari significativi con $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$ e per vari valori di m_{A^0}. 96

4.2 *Rates* per ogni tipo di segnale derivante da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) in alcuni Scenari significativi con $\tan\beta = 4$, $m_0 = M_z$ e per vari valori di m_{A^0}. 97

4.3 Caratteristiche cinematiche e dinamiche di alcuni Scenari significativi "non Minimali" ($\Delta\alpha_{12} = -0.2$) a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) per $\tan\beta = 1.5$ ed $m_0 = M_z$. 99

4.4 *Rates* per ogni tipo di segnale derivante da $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ a LEP II ($\sqrt{s} = 190\,\mathrm{GeV}$) in alcuni Scenari significativi "non Minimali" ($\Delta\alpha_{12} = -0.2$) con $\tan\beta = 1.5$, $m_0 = M_z$ e per vari valori di m_{A^0}. . . 101