

Decaimientos de esneutrinos

J.E. Barradas Guevara* y M. Gómez Bock

*Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,
Av. San Claudio y Río Verde, Col. San Manuel,
Ciudad Universitaria, Puebla Pue., C.P. 72570, México,
e-mail: barradas@fcfm.buap.mx

Recibido el 3 de octubre de 2002; aceptado el 6 de diciembre de 2002

Basados en el modelo estándar mínimo supersimétrico (MEMS), se discuten dos posibles modos de decaimiento a dos cuerpos para el esneutrino $\tilde{\nu}$, uno cargado y el otro neutro: $\tilde{\nu} \rightarrow l\tilde{\chi}_1^\pm$ y $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$, respectivamente. Explorando un rango de posibles valores para la masa del mismo esneutrino, así como de las masas de los charginos $\tilde{\chi}_i^\pm$ y neutralinos $\tilde{\chi}_j^0$. Se hacen los cálculos específicos para la razón de decaimiento, los cuales son analizados numéricamente.

Descriptores: Supersimetría; modelos supersimétricos; compañeros supersimétricos de partículas conocidas.

Based on the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), we discussed possible two body decay modes for the sneutrino $\tilde{\nu}$, one charged and other neutral: $\tilde{\nu} \rightarrow l\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$, respectively. Exploring a range of possible values for its mass, and for the chargino $\tilde{\chi}_i^\pm$ and neutralino $\tilde{\chi}_j^0$ masses as well. We present the specific calculation for branching ratios, which are analyzed numerically.

Keywords: Supersymmetry; supersymmetry models; supersymmetry partners of known particles.

PACS: 11.30.Pb; 12.60.Jv; 14.80.Ly

1. Introducción

A pesar de que el modelo estándar ha tenido un éxito contundente describiendo a las partículas elementales y sus interacciones a escalas de energía menores a 100 GeV, éste no se considera como una teoría definitiva, ya que aún contiene importantes aspectos sin resolver, por lo cual se busca reemplazarla por una teoría más fundamental que incorpore, por ejemplo, a la gravitación [1].

Dentro de estas teorías que intentan resolver la encrucijada de las partículas elementales, con todas sus interacciones, se encuentra la de supersimetría (SUSY), la cual es una de las más exitosas y bellas. La cuestión de que supersimetría se presente o no en la naturaleza, a la escala débil, será determinada por los experimentos, probablemente en los próximos años. Una vez que se obtengan mediciones de las diversas masas y mezclas de las partículas supersimétricas, sus correlaciones permitirán determinar el espectro de parámetros de SUSY. Para la búsqueda de evidencia experimental, se trabaja en dos direcciones:

- i) Profundizar en la comprensión del espacio de parámetros del modelo supersimétrico.
- ii) Emplear criterios teóricos para identificar las posibilidades más interesantes y mejor fundamentadas [2].

En este trabajo abordamos aspectos importantes sobre los cuales se fundamenta SUSY, puntualizando características específicas del modelo estándar mínimo supersimétrico (MEMS), mediante el análisis del cálculo de un decaimiento supersimétrico, a través del cual podemos visualizar y entender mejor las expectativas experimentales supersimétricas.

Uno de los puntos importantes de este trabajo es crear un mapa sobre las dependencias entre las masas de las partículas involucradas en el decaimiento y los parámetros supersimétricos de rompimiento suave, y cómo estas dependencias afectan la razón de decaimiento para poder establecer regiones de parámetros y masas con mayor probabilidad o incidencia en una investigación experimental.

En el modelo supersimétrico que estudiamos se considera que la paridad- R es una cantidad que se conserva. La paridad- R está definida como

$$R = (-1)^{3B+L+2S}. \quad (1)$$

Si esta paridad se conserva implica que las partículas supersimétricas deben siempre decaer en un número impar de partículas SUSY, además de cualquier número de partículas del modelo estándar. Esto trae como consecuencia que la partícula SUSY más ligera sea estable. Nosotros consideramos que esta partícula debe ser el neutralino más ligero $\tilde{\chi}_1^0$, por lo que esperamos que sea observada SUSY a través de un conjunto de eventos supersimétricos que deberán decaer en partículas del modelo estándar y un número par de $\tilde{\chi}_1^0$. Como el $\tilde{\chi}_1^0$ es masivo (del orden de diez GeV) e interactúa sólo débilmente, será invisible a los detectores, pudiendo manifestarse a través de energía perdida. Siendo el formalismo canónico para este marco de búsqueda, la señal de energía perdida.

La organización de este artículo es la siguiente: en la Sec. 2 se discute el MEMS; en la Sec. 3 se evalúan los decaimientos del esneutrino; el análisis de resultados se presenta en la Sec. 4; y finalmente en la Sec. 5 están contenidas las conclusiones.

2. Modelo estándar mínimo supersimétrico

Supersimetría o SUSY es una generalización de las simetrías espacio-temporales de la teoría cuántica del campo que transforma fermiones en bosones y viceversa, sin embargo, no es una simetría exacta de la naturaleza [3]. Si supersimetría fuera correcta debería de existir un espectro de partículas supersimétricas “idénticas” a las conocidas, pero con espín diferente, por lo que determinar sus masas y realizar mediciones experimentales precisas de las mismas, permitirá entender mejor la manera como se rompe dicha simetría.

A partir de que estas teorías de norma supersimétricas han sido estudiadas, ya en la década de los noventa, uno de los retos más importantes ha sido determinar las masas de los supercompañeros, mejorando la eficiencia de los aceleradores y los detectores, aumentando la energía de los mismos, así como analizando distintos modos de detección de señales supersimétricas [4]. Otro importante paso se ha dado a través de la simulación por computadora, que con base en los cálculos numéricos se han determinado, entre otras cosas; razones de decaimiento, secciones eficaces y procesos de dispersión [5].

Cabe hacer notar que en general los reportes para este tipo de cálculo que se encuentran en la literatura únicamente toman escenarios para valores específicos de los parámetros, mientras que en este trabajo hacemos una inspección del comportamiento de las masas para un intervalo amplio de los valores de los parámetros, de donde podemos descartar regiones a partir de las cotas mínimas reportadas para las masas de las partículas involucradas en los decaimientos y privilegiar regiones donde los anchos de decaimiento encontrados son significativos.

Un modelo que nos permite hacer un tratamiento fenomenológico de supersimetría, es decir, que los cálculos teóricos puedan complementarse con resultados experimentales de manera que se pueda comprobar la teoría y, al mismo tiempo, utilizar estos datos para seguir construyendo esta misma, es el MEMS; siendo su espectro de partículas el más sencillo dentro de las teorías de SUSY. Su grupo de norma es $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ y contiene 3 generaciones de quarks y leptones (como el ME, además de sus respectivos compañeros SUSY). La principal característica de esta teoría es que predice una transformación que lleva de estados fermiónicos a bosónicos, haciendo de éstos una equivalencia.

Los grados de libertad se duplican, prediciendo nuevas partículas supersimétricas (los *supercompañeros*), los cuales tendrían la misma masa y acoplamiento que las partículas conocidas del ME; esto en principio, ya que como consecuencia del rompimiento de supersimetría, las masas de los supercompañeros son mayores, ($\leq Or$) 1 TeV [6]. Además, las partículas supersimétricas tienen una diferencia en espín de media unidad (1/2) con respecto a las partículas del ME, resultando que los supercompañeros de los fermiones serán bosones y los supercompañeros de los bosones pertenecen al sector fermiónico.

En este espectro de supercompañeros, se encuentra el esneutrino: como supercompañero del neutrino, en principio

con las mismas características que el neutrino, pero con espín cero, esto es, se trata de un bosón escalar.

2.1. Rompimiento de supersimetría en el MEMS.

La supersimetría se rompe de manera “suave”, conservando las propiedades supersimétricas, de forma que las masas de las superpartículas estén dadas en términos de una sola escala según las hipótesis usuales de las teorías de gran unificación (GUT) [7]. Las consecuencias de este rompimiento suave de SUSY son:

1. Que las escalas de masa para las supercompañeras, a bajas energías (escala ED), sean mayores que las de las partículas del ME y, restringiendo, que la mitad de las masas de las partículas generadas sean precisamente las del ME.
2. Que las matrices de masa para las partículas supersimétricas pueden mezclar partículas que llevan los mismos valores del número cuántico conservado. Así, a las partículas supersimétricas se les asignan solamente *eigenestados de interacción*; los *eigenestados correctos de masa* se tendrán que determinar después de analizar dichas matrices, cuya simplificación requiere además la inclusión de un modelo teórico para dicho rompimiento.
3. Reducir al mínimo los parámetros introducidos por SUSY, que son alrededor de 100.

Debemos hacer notar que en el MEMS se dan dos rompimientos de simetría: el de la simetría electrodébil, que se da también en el ME; y el rompimiento de supersimetría. El primero es un rompimiento espontáneo de simetría, a través del mecanismo de Higgs, utilizando dos dobles de Higgs, y el segundo es un rompimiento suave que se da al introducir en el lagrangiano términos de masas para los esfermiones, que serán más pesados que sus compañeros, términos de masas para los gauginos (supercompañeros de los bosones de norma), términos cúbicos relacionados con los acoplamientos de Yukawa y términos cuadráticos para los campos escalares de Higgs. En estos términos aparecen las constantes que son dadas como parámetros del rompimiento suave, M , μ y $\tan\beta$, los cuales tienen un valor indefinido hasta ahora [8].

2.2. Los parámetros supersimétricos

En el MEMS se reducen los parámetros de rompimiento suave, de los cuales dependen las masas de los charginos y neutralinos. Para el sector de SUSY que nosotros trabajamos tenemos que éstos son [9, 10]:

- μ relacionado con la mezcla de masas de Higgs.
- M y M' relacionados con las masas de gauginos de $SU(2)$ y $U(1)$ a la escala electrodébil.

- $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$, donde v_1 y v_2 son los valores de espectación del vacío de los dos dobletes de Higgs.

Dentro de las matrices de mezcla y las expresiones para las masas se encuentran estos parámetros explícitamente de la forma siguiente. Los parámetros M , M' y μ provienen del rompimiento de SUSY. Para el caso del neutralino, la invariancia de $SU(2) \times U(1)$ requiere que M y μ sean los mismos que aparecen en la matriz de masa del chargino: sólo se introduce un nuevo parámetro M' .

En modelos de gran unificación la masa del wino \widetilde{W}^3 , M , y la masa del bino \widetilde{B}^0 , M' , se relacionan usualmente por una razón α_2/α_1 y por un coeficiente del grupo teórico de orden unitario, mientras μ permanece como parámetro independiente:

$$M' = \frac{5\alpha_1}{3\alpha_2} M. \quad (2)$$

Además M y M' también provienen de otros tres parámetros: M_3 , M_2 , M_1 , que son las masas de Majorana del gaugino asociadas con los subgrupos $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$ del modelo estándar, respectivamente. Para reducir los parámetros de los cuales dependen las masa de los charginos y neutralinos, se establece una relación entre estos tres parámetros de masa a través de uno de ellos, M_3 (la masa del gluino), requiriendo que las tres escalas de masa sean iguales en alguna escala de gran unificación o en la escala de Planck. Entonces, a la escala electrodébil, las relaciones están dadas en términos de un solo parámetro, digamos $M_2 = M$, obteniendo que:

$$\begin{aligned} M_3 &\equiv M_{\widetilde{g}} = \left(\frac{g_s^2}{g^2}\right) M, \\ M_1 &\equiv \left(\frac{3}{5}\right) M' = \left(\frac{g'^2}{g^2}\right) M. \end{aligned} \quad (3)$$

Los valores de espectación v_1 y v_2 están restringidos por $m_W = gv/2$ y $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, pero $\tan\beta$ es un parámetro libre. Para la determinación de estos tres parámetros, la masa del esneutrino es de crucial importancia [11].

2.3. Paridad - R

En supersimetría se impone la paridad-R, Ec. (1). Esta paridad es la extensión de la conservación de los números bariónico y leptónico del ME. Si el fotino y el gluino no tuvieran masa, entonces se podría definir una generalización de la conservación del número fermiónico. En el caso en el que el gluino sí tuviera masa, esta simetría-R continua se rompería. Sin embargo, resulta que sin tomar en cuenta ese rompimiento, queda una simetría-R discreta. Esto nos lleva a la multiplicidad del número cuántico conservado, lo que es llamado paridad-R. Las consecuencias de la conservación de la paridad-R se pueden ver en la Ref. 11, siendo la principal el hecho de que la partícula SUSY más ligera es estable.

3. El Ancho de Decaimiento y la Amplitud de Probabilidad para $\widetilde{\nu} \rightarrow l + \widetilde{\chi}$

La importancia del decaimiento del esneutrino radica en la posibilidad de detectar SUSY y, además, en la determinación de los parámetros M , μ y $\tan\beta$ que se establecen en la producción de charginos, siendo crucial la masa del esneutrino [12].

Para calcular la masa de los esneutrinos dentro de un MEMS no extendido, partimos de la matriz de masa que está dada por

$$M_{\widetilde{\nu}}^2 = M_L^2 + D_{LL}^{\nu} \mathbf{I}, \quad (4)$$

donde

$$D_{LL}^{\nu} = m_Z^2 \cos 2\beta (T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W), \quad (5)$$

y T_{3f} es la tercera componente del isospín débil y e_f la carga en unidades de la carga elemental e ($e > 0$). M_L representa las masas del rompimiento suave de los esleptones. Para reducir los parámetros libres simplemente tomamos $M_L = m_0 \mathbf{I}$, donde \mathbf{I} es la matriz unitaria 3×3 .

Como m_0 es un parámetro libre, prácticamente la masa del esneutrino es también un parámetro libre, sin embargo, fenomenológicamente se han obtenido cotas para las masas esperadas que son las que utilizamos aquí, haciendo una exploración sobre la dependencia de los parámetros con respecto a diferentes valores para la masa del esneutrino.

También podríamos introducir una masa del neutrino diferente de cero y evaluar las posibles consecuencias de esto, pero considerar oscilaciones del neutrino nos llevaría a que las interacciones involucradas violarían el número leptónico, lo cual implica directamente la violación de paridad-R en el caso supersimétrico, lo cual está fuera de los objetivos de este trabajo.

Dentro de los modelos supersimétricos existe un mecanismo que se propone para entender al neutrino con masa pequeña, este es el *mecanismo see-saw* [13], el cual está basado en la incorporación de un neutrino derecho de Majorana, a través de un supercampo, con una masa tan grande que podría llegar a la escala de teorías de gran unificación, pero que al renormalizar las interacciones generan un neutrino con una masa del orden de 1 eV; este mecanismo no rompe la paridad-R. Para incluir mecanismos de mezcla se debe considerar que el modelo contiene masas de Majorana (debido a que son eléctricamente neutros pueden tratarse como partículas de Dirac o de Majorana).

Tomando el caso del neutrino de Majorana con masa diferente de cero implica que extendemos el MEMS y que existiría también una mezcla entre el esneutrino y el antiesneutrino y sus masas se obtendrían al diagonalizar una matriz, recuperando, en el caso límite dos estados degenerados en masa del esneutrino. Para el caso del neutrino con masa en el rango del orden de MeV, la diferencia de masa para la mezcla del esneutrino estaría en el orden de GeV [14].

En este trabajo consideramos masas del neutrino diferente de cero, sin introducir la mezcla esneutrino-antiesneutrino.

3.1. El ancho de decaimiento

3.1.1. Matriz de amplitud para $\tilde{\nu} \rightarrow l + \tilde{\chi}$

De acuerdo a las restricciones de la teoría, los diagramas de Feynman nos dan dos posibilidades para los fermiones en el estado final. Considerando la conservación de paridad- R , se tienen las siguientes posibilidades:

1. $\tilde{\nu} \rightarrow l^\pm + \tilde{\chi}_j^\pm$,
2. $\tilde{\nu} \rightarrow \nu_l + \tilde{\chi}_j^0$.

Para construir la amplitud de transición M se multiplican los términos que describen el diagrama de Feynman, esto se ilustra en la Fig. 1. El término {2}, el vértice, está dado por [15]

$$[g_{\tilde{\nu}Llj}^L P_L + g_{\tilde{\nu}Llj}^R P_R], \quad (6)$$

donde

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad \text{y} \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5).$$

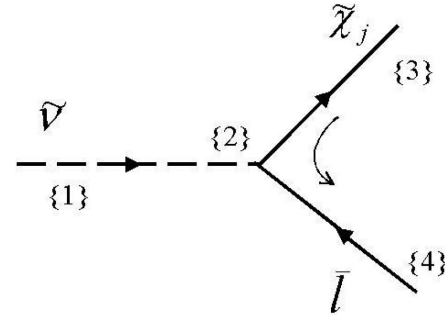


FIGURA 1. Diagrama de Feynman para el decaimiento del esneutrino a un chargino/neutralino y un leptón y cómo de aquí se puede obtener los términos relevantes del Lagrangiano interactuante para construir M . Donde {1} es la partícula incidente, {2} es el vértice (interacción) y {3} y {4} son las dos partículas del estado final.

Las constantes de acoplamiento, que para simplificar la notación, las escribiremos como $g_1 = g_{\tilde{\nu}Llj}^L$ y $g_2 = g_{\tilde{\nu}Llj}^R$, se definen dependiendo de las partículas involucradas en el proceso. La l indica que se trata de un leptón y la j representa a un chargino o neutralino. Para estos dos casos tenemos las siguientes formas que definen las constantes de acoplamiento:

$$\begin{aligned} \text{chargino} & \begin{cases} 1) & g_1 = g_{\tilde{\nu}Llj}^L = \frac{gm_l U_{j2}^*}{\sqrt{2}m_W \cos\beta}, & \text{donde } U \text{ es la matriz de} \\ & 2) & g_2 = g_{\tilde{\nu}Llj}^R = -gV_{j1}, & \text{mezcla de los } \tilde{\chi}_j^\pm. \end{cases} \\ \text{neutralino} & \begin{cases} 1) & g_1 = g_{\tilde{\nu}Llj}^L = \frac{-gm_\nu Z_{j4}^*}{\sqrt{2}m_W \sin\beta} \epsilon_j, & \text{donde } Z \text{ es la matriz} \\ & 2) & g_2 = g_{\tilde{\nu}Llj}^R = \frac{g}{\sqrt{2}\cos\theta_W} (\sin\theta_W Z_{j1} + \cos\theta_W Z_{j2}). & \text{de mezcla de los } \tilde{\chi}_j^0. \end{cases} \end{aligned}$$

En el caso del chargino $j = 1, 2$, mientras que en el caso del neutralino se puede tener los valores $j = 1, 2, 3, 4$. Se observa que m_W es muy grande resultando que g_1 sea muy pequeño comparado con g_2 , por lo que g_1 se desprecia, y haremos $g_2 = g_A$.

Ahora del diagrama de la Fig. 1, se obtiene la amplitud M , que al calcular las trazas, al hacer el producto y eliminando los términos nulos queda como

$$|M|^2 = 2g_A^2 p_3 \cdot p_4. \quad (7)$$

Usando este resultado, se obtiene que el ancho de decaimiento está dado por

$$\Gamma = \frac{g_A^2}{4\pi m_1} \rho \left\{ \frac{1}{m_1} (\rho^2 - E_3^2) + E_3 \right\}, \quad (8)$$

asegurando que $m_1 > m_3 + m_4$, y donde ρ está dada por

$$\rho = \frac{c}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_3^4 + m_4^4 - 2m_1^2 m_3^2 - 2m_1^2 m_4^2 - 2m_3^2 m_4^2}, \quad (9)$$

para el caso en que la partícula incidente está en reposo, esto es, $E_T = E_1 = m_1 c^2$.

A partir de la Ec. (8) se calcula el ancho de decaimiento para cualquiera de los dos casos específicos tratados aquí, donde los términos g_A y la masa m_3 son los valores que varían para cada uno de ellos. Por lo que, después de calcular las masas de los charginos o neutralinos y sus respectivos anchos de decaimiento, se generan los datos resultantes para la razón de decaimiento.

3.1.2. Decaimiento al chargino

Los charginos son fermiones que surgen de la mezcla de gauginos e higgsinos cargados. Podemos escribir los términos de masa como [16]

$$-\frac{1}{2}(\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix}, \quad (10)$$

donde

$$\psi_j^+ = (-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1), \quad \psi_j^- = (-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2), \quad \text{con } j = 1, 2, \quad (11)$$

con

$$X = \begin{pmatrix} M & m_W \sqrt{2} \text{sen} \beta \\ m_W \sqrt{2} \text{cos} \beta & \mu \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Para diagonalizar X se toman dos matrices de rotación, U y V de modo que

$$U^* X V^{-1} = M_D. \quad (13)$$

De lo anterior se pueden obtener los valores de los elementos de las matrices de mezcla para los charginos, que entran dentro de las constantes de acoplamiento, y las masas de los mismos. Los eigenestados del chargino se denotan por $\tilde{\chi}_1^+$ y $\tilde{\chi}_2^+$, donde se toma la convención para ordenarlos de forma que sus masas cumplan con $m_{\tilde{\chi}_1^+} \leq m_{\tilde{\chi}_2^+}$.

Para calcular la razón de decaimiento del chargino se toma inicialmente el intervalo de valores posibles para los parámetros supersimétricos:

$$M = [0, 500] ; \mu = [-500, 500] \text{ y } \tan \beta = [0, 50], \quad (14)$$

considerando partículas supersimétricas con masas menores a 1 TeV [17]. Calculamos numéricamente las masas de los

$$Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -m_Z \text{sen} \theta_W \text{cos} \beta & m_Z \text{sen} \theta_W \text{sen} \beta \\ 0 & M & m_Z \text{cos} \theta_W \text{cos} \beta & -m_Z \text{cos} \theta_W \text{sen} \beta \\ -m_Z \text{sen} \theta_W \text{cos} \beta & m_Z \text{cos} \theta_W \text{cos} \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \text{sen} \theta_W \text{sen} \beta & -m_Z \text{cos} \theta_W \text{sen} \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix};$$

ya vimos que M' se puede escribir en términos de M .

Ahora, esta matriz de masa se diagonaliza por una matriz Z unitaria, cuyos elementos aparecen también en las constantes de acoplamiento de los diagramas de Feynman, por lo que es necesario encontrar explícitamente sus valores:

$$M_{\tilde{\chi}^0} = Z Y Z^{-1}. \quad (16)$$

El hecho de que hayamos podido acotar aún más los valores posibles de los parámetros es de gran ayuda para el caso del neutralino, debido a que se simplifican los cálculos.

Se procedió de la misma forma para hacer un barrido del intervalo de los valores de los parámetros supersimétricos, pero previamente acotados por los resultados obtenidos para el chargino, resultando en un acotamiento para la masa máxima del neutralino más ligero.

4. Resultados

4.1. Decaimiento que involucra al chargino

Para este decaimiento $\tilde{\nu} \rightarrow l^- + \tilde{\chi}_1^+$, tenemos tres posibilidades para el leptón: e, μ y τ considerando la conservación

charginos en función de los parámetros dentro de los intervalos señalados. Se toma la cota para el valor mínimo de la masa del chargino, surgido de lo reportado experimentalmente: $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 90$ GeV. De esta manera tenemos ya los resultados para sustituir la masa del chargino y los elementos de la matriz de mezcla en la expresión para el decaimiento. Todos estos cálculos se incorporan dentro de un sólo programa numérico.

3.1.3. Decaimiento al neutralino

Los neutralinos son eigenestados de masa producto de la mezcla de los gauginos e higgsinos neutros. Para escribir la matriz de mezcla de los neutralinos se toma la base $\tilde{B} - \tilde{W}^3 - \tilde{H}_1 - \tilde{H}_2$ [15], donde \tilde{B} y \tilde{W}^3 son los gauginos de $U(1)$ y $SU(2)$, respectivamente, que están relacionados al fotino y al zino por

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} &= \text{cos} \theta_W \tilde{B} + \text{sen} \theta_W \tilde{W}^3, \\ \tilde{Z} &= -\text{sen} \theta_W \tilde{B} + \text{cos} \theta_W \tilde{W}^3; \end{aligned} \quad (15)$$

y

$$\begin{aligned} \tilde{H}_1 &\rightarrow \text{higgsino con hipercarga débil} = -1 \\ \tilde{H}_2 &\rightarrow \text{higgsino con hipercarga débil} = +1. \end{aligned}$$

Entonces, bajo esta base, la matriz de masa del neutralino tiene la forma

de la paridad- R , sin embargo, por consideraciones experimentales sería más conveniente obtener una señal muónica, ya que el e es más ligero y el τ es tan pesado que decae inmediatamente en tres cuerpos y resulta difícil hacer la reconstrucción de la cadena de decaimientos para establecer una conclusión sobre su procedencia. En los resultados encontrados, la diferencia entre las masas del electrón, *muón* y el *tau* no representa diferencia para los anchos de decaimientos.

A partir de la exploración inicial de los parámetros M, μ y $\tan \beta$ en los intervalos dados anteriormente, encontramos tres combinaciones de los valores de éstos, independientes entre sí, que generan una misma masa para el chargino en un intervalo de $m_{\tilde{\chi}_1^+} = [90, 160]$ GeV. Estas combinaciones o regiones se etiquetaron como 1a, 2a y 3a para facilitar la descripción de las mismas, como se puede apreciar en la Tabla I. Así, se tienen nueve líneas en la Fig. 2, tres para cada parámetro.

Nos limitaremos al intervalo de valores dado en la Tabla I para los parámetros señalados, dado que corresponden a los datos reportados en [18]. Consiguiendo de esta manera acotar el intervalo de las masas de los charginos y, a su vez, con

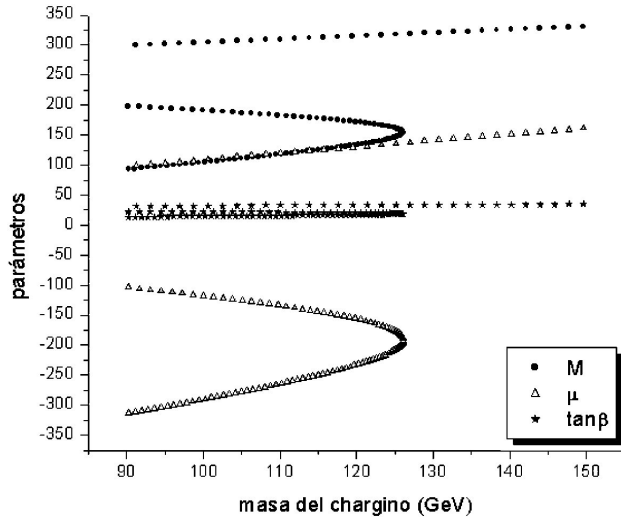


FIGURA 2. Dependencia de la masa del chargino con respecto de los parámetros M , μ y $\tan\beta$.

TABLA I. Valores para las tres combinaciones de los parámetros que generan una misma masa para los charginos.

Combinación	M	μ	$\tan\beta$
1a	[93,09, 154,15]	[-313,81, -191,69]	[13,378, 18,874]
2a	[154,65, 198,2]	[-190,69, -103,6]	[18,919, 22,838]
3a	[299,3, 336,34]	[98,599, 172,67]	[31,937, 35,27]
Total	[93, 337]	[-314, 173]	[13, 36]

estas cotas restringir los valores al calcular las masas de los neutralinos.

Ahora, con estas tres posibilidades de la masa, se calcula el ancho de decaimiento, variando la masa del esneutrino en el intervalo $m_{\tilde{\nu}} = [100, 500]$ GeV, para después obtener la razón de decaimiento al chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$, la cual se compara con la razón de decaimiento del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. el comportamiento de las 1a y 3a regiones es muy similar, y se observa una diferencia mayor para la 2a región, más adelante se muestra esta repercusión al calcular la razón de decaimiento.

Para el decaimiento $\tilde{\nu} \rightarrow e + \tilde{\chi}_1^+$, encontramos un ancho significativo del orden de 10^{-1} GeV, manifestándose mayor ancho de decaimiento para una masa del chargino alrededor de su cota mínima, el cual puede contribuir a encontrar señales supersimétricas.

4.2. Decaimiento que involucra al neutralino

Para este modo de decaimiento la única posibilidad que conserva el número leptónico es la que incluye al neutrino: $\tilde{\nu} \rightarrow \nu + \tilde{\chi}_1^0$, consideramos de manera general al ν sin diferenciar sabores.

En este caso trabajamos dos posibilidades para la masa del neutrino: $m_\nu = 0$ considerado por el ME y el valor dado por un modelo extendido del MEMS $m_\nu \neq 0$. Para el cálculo utilizamos las cotas superiores de las masas. Las cuales, sin embargo, no hicieron diferencia.

Dentro de las cotas inferiores reportadas para la masa del neutralino más ligero [18], la menor es $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 23$ GeV para un neutralino inestable, sin embargo, conservando paridad- R la partícula supersimétrica más ligera debe ser estable. Además al tomar esta cota mínima para $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ obtenemos valores para el siguiente neutralino $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ por debajo de la cota mínima reportada por ABREU *et al.* [18]. Por esto es que los resultados más favorables para la teoría serían a partir de una masa de $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 31$ GeV, que es la cota dada para un neutralino estable, también dada por ABREU *et al.* [18].

Para este decaimiento, y bajo estas restricciones enunciadas para los charginos, los cálculos de la masa con respecto a los parámetros presentan igualmente tres combinaciones para tres intervalos comunes de las masas del neutralino, la Fig. 3 muestra esta dependencia.

En este caso del decaimiento $\tilde{\nu} \rightarrow \nu \tilde{\chi}_1^0$, los anchos encontrados disminuyen con respecto al caso cargado y son del orden de 10^{-2} GeV, experimentalmente el caso neutro es de difícil detección ya que se espera un decaimiento de modo invisible, es decir de energía perdida, ya que el $\tilde{\chi}_1^0$ se comportará como un neutrino.

Los resultados arrojados para un neutrino de masa nula no difieren de los resultados obtenidos para una masa diferente de cero, los cálculos se hicieron tomando la cota máxima para el neutrino del tau, que sería el más pesado.

4.3. Razón de decaimiento

La razón de decaimiento nos da la frecuencia de cada modo, en este caso, entre un decaimiento cargado y uno neutro. Los resultados son contundentes a favor de un decaimiento cargado, aunque se pueden observar variaciones para una masa $m_{\tilde{\nu}}$ entre 100 y 200 GeV, a partir de aquí se observa que la dependencia de la razón de decaimiento con la masa del esneutrino disminuye hasta casi desaparecer en $m_{\tilde{\nu}} \sim 250$ GeV, esto lo

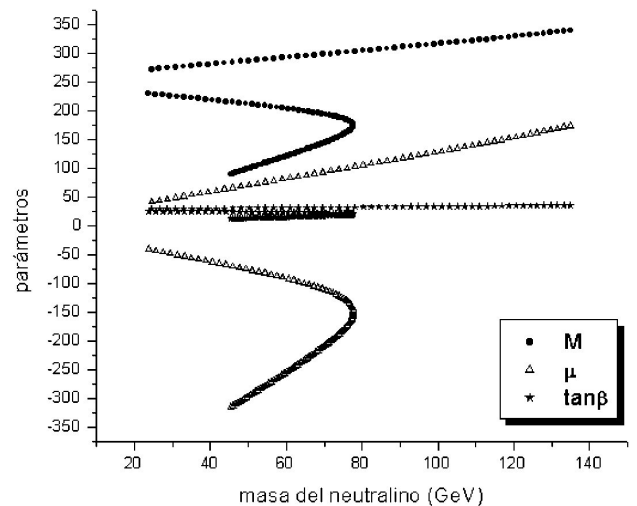


FIGURA 3. Dependencia de la masa del neutralino con respecto de los parámetros M , μ y $\tan\beta$.

podemos ver en la Fig. 4, en la cual se muestran diferentes valores de masa de charginos y neutralinos, generadas por diferentes combinaciones de los parámetros M , μ y $\tan\beta$.

Debido a que estamos trabajando con muchos parámetros libres es importante establecer la dependencia entre ellos y la variación que presentan al graficarlos. Esta dependencia de la razón de decaimiento, con respecto a distintos valores de las

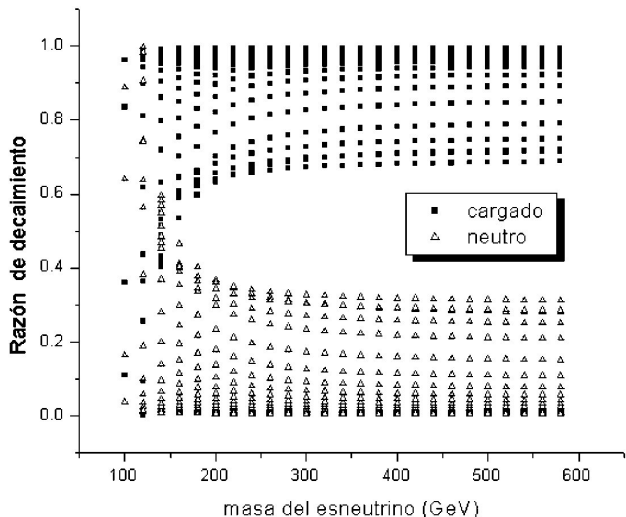


FIGURA 4. Dependencia de la razón de decaimiento con respecto a $m_{\tilde{\nu}}$, para diferentes $m_{\tilde{\chi}_1^+}$ y $m_{\tilde{\chi}_0^+}$

masas de las partículas involucradas y cómo dependen de los parámetros se ilustra en la Tabla II, tomando únicamente los valores máximos y mínimos de la razón de decaimiento para el caso cargado.

Los valores de la Tabla II se grafican para establecer la dependencia de la razón de decaimiento con respecto a la masa del esneutrino, encontrando que la razón de decaimiento cargado se incrementa para masas del esneutrino de entre 100 y 200 GeV, para después mantenerse constante. Lo contrario sucede para el caso neutro, la razón disminuye. Esto se aprecia en la Fig. 4. En la Fig. 5 se observa la dependencia de la razón de decaimiento con respecto a las masas de los charginos y neutralinos. También se estudió la dependencia de la razón con respecto a M , μ y $\tan\beta$. Donde se encontró que el comportamiento es muy similar para los tres, variando sólo el intervalo de valores. Recordemos que el análisis se realizó variando todos los parámetros, de modo que no tenemos ninguno fijo.

En la Fig. 6 se aprecia el dominio del caso cargado sobre el neutro. Estas gráficas están dadas para masas fijas y cuando $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \approx m_{\tilde{\chi}_0^\pm}$, sin considerar los parámetros, observándose dependencia nula con respecto de la masa. Sin embargo, al considerar masas iguales, aproximadamente de 65.7 GeV, para las tres diferentes combinaciones de los parámetros, se aprecia para el caso 2a, una diferencia menor entre las razones de decaimiento cargada y neutra en comparación 1a y 3a (ver Tabla II y Fig. 7), concluyendo que la razón dominante

TABLA II. Datos obtenidos para las razones de decaimiento, tomando sólo los valores máximos y mínimos del decaimiento cargado. Se aprecia la diferencia en la razón de decaimiento para diferentes valores de los parámetros.

$m_{\tilde{\chi}_1^+}(GeV)$	RD cargado	$m_{\tilde{\chi}_1^0}(GeV)$	RD neutro	M	μ	$\tan\beta$	$m_{\tilde{\nu}}(GeV)$
162.33	0.99834	135.27	0.00166	340	175	36	340
162.33	0.99829	135.27	0.00171	340	175	36	320
162.33	0.99822	135.27	0.00178	340	175	36	300
157.67	0.99816	131.78	0.00184	337.47	170.05	35.768	340
162.33	0.99814	135.27	0.00186	340	175	36	280
157.67	0.99811	131.78	0.00189	337.47	170.05	35.768	320
157.67	0.99805	131.78	0.00196	337.47	170.05	35.768	300
162.33	0.998	135.27	0.002	340	175	36	260
121.36	0.65737	77.222	0.34263	168.28	-161.57	20.202	160
92.633	0.13772	68.61	0.86228	196.06	-107.12	22.758	100
117.78	0.12966	64.17	0.87034	130.4	-235.81	16.717	120
111.24	0.12803	77.017	0.87197	180.91	-136.82	21.364	120
113.72	0.08151	77.46	0.91849	178.38	-141.77	21.131	120
96.103	0.05201	70.723	0.94799	193.54	-112.07	22.525	100
115.99	0.04312	77.675	0.95688	175.86	-146.72	20.899	120
119.16	0.01949	65.271	0.98051	132.93	-230.86	16.949	120
118.02	0.01331	77.69	0.98669	173.33	-151.67	20.667	120
99.444	0.00135	72.558	0.99865	191.01	-117.02	22.293	100
119.82	1.17E-04	77.531	0.99988	170.81	-156.62	20.434	120

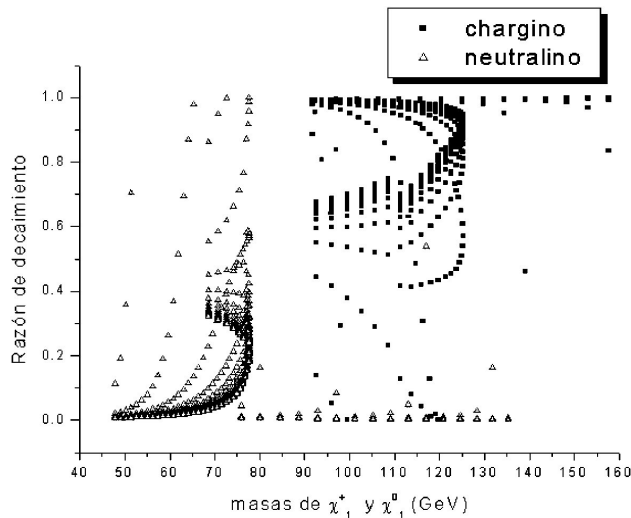


FIGURA 5. Dependencia de la razón de decaimiento con respecto a $m_{\chi_1^+}$ y $m_{\chi_0^+}$.

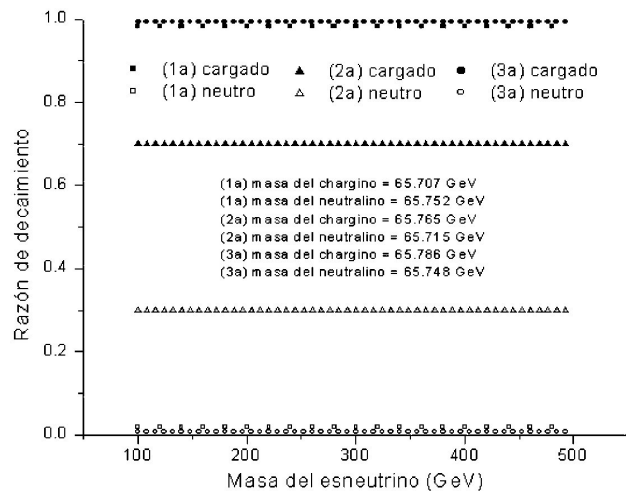


FIGURA 6. La razón de decaimiento de los dos modos para el caso en que $m_{\chi_1^+} = m_{\chi_0^+}$, fijas.

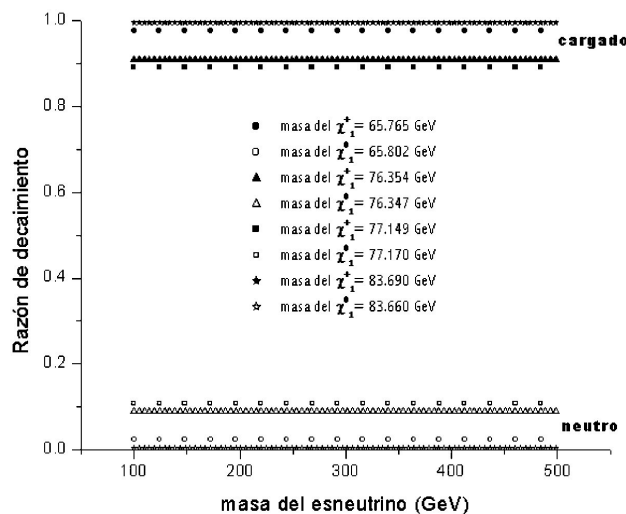


FIGURA 7. La razón de decaimiento para $m_{\chi_1^+} = m_{\chi_0^+} \sim 65,7$ GeV, para las tres combinaciones posibles de los parámetros.

del caso cargado disminuye sustancialmente con respecto al caso neutro. La diferencia entre estos tres casos estriba en los valores de los parámetros, como habíamos mencionado, para los valores de la 2a combinación se aprecia una diferencia significativa en la razón de decaimiento.

De este modo, analizando la dependencia entre los datos aquí obtenidos, una vez que se establezca exactamente alguno de los valores de los parámetros podremos establecer con mayor precisión los valores de las masas o a partir de alguna de las masas obtener los valores de los parámetros.

Estos resultados nos indican que se espera un número mayor de decaimientos cargados del esneutrino. Se espera que el chargino a su vez decaiga en un leptón y un neutralino por lo que la señal experimental estará determinada por la detección de leptones y energía perdida.

5. Conclusiones

Para generar las masas de los charginos y neutralinos se utilizó un programa de simulación numérica obteniendo resultados que se acoplan muy bien a las cotas dadas en la Ref. 18.

El cálculo de las matrices de mezcla para los charginos permitió acotar los parámetros de SUSY involucrados a partir de los cuales se hizo el cálculo de las matrices de mezcla para los neutralinos, resultando en un acotamiento para el valor máximo de $m_{\tilde{\nu}_1^0}$. En el procedimiento utilizado se acotaron los valores de los parámetros dando intervalos que podrían ser utilizados para el cálculo de las masas de otras partículas supersimétricas. Con estos datos se consiguió evaluar las razones de decaimiento para los casos propuestos y observar su posible detección como una señal supersimétrica.

La razón de decaimiento nos muestra el predominio que tiene el decaimiento cargado sobre el neutro, observando que la diferencia de probabilidad entre el caso cargado y el caso neutro es más contundente conforme aumentamos la masa del esneutrino, llegando a ser constante para una masa del esneutrino de alrededor de 250 GeV.

A pesar de que SUSY tiene muchos seguidores, trabajar con ella se complica ante un mar de posibilidades y entender todos los cálculos y análisis que se pueden extraer de ella, resulta aún más complicado, los cálculos aquí presentados representan una mínima, pero necesaria parte de las posibilidades de esta teoría, que pretende ser una forma de visualizar una predicción dentro de este mar cognoscitivo.

El trabajar con SUSY nos permite corroborar la teoría basándonos en la existencia de partículas supersimétricas, una vez que se encuentre alguna partícula supersimétrica se podrán acotar algunos de los parámetros supersimétricos y las posibilidades se reducirán y de lo cual se obtendrán resultados más concretos.

Agradecimientos

Al Dr. Lorenzo Díaz Cruz por sus valiosos comentarios. A la Vicerrectoría de Investigación y Estudios de Posgrado de

la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por el apoyo económico. Este trabajo está inscrito en el proyecto de

investigación: Masas de Higgs y acoplamientos en modelos extendidos del modelo estándar mínimo supersimétrico.

-
1. H.E. Haber. hep-ph/0103095.
 2. N. Polonsky. hep-ph/9708325.
 3. J. Amundson, G. Anderson, H. Baer, J. Bagger, R.M. Barnett, C.H. Chen, G. Cleaver, B. Dobrescu, M. Drees, J.F. Gunion, G.L. Kane, B. Kayser, C. Kolda, J. Lykken, S.P. Martin, T. Moroi, S. Mrenna, M. Nojiri, D. Pierce, X. Tata, S. Thomas, J.D. Wells, B. Wright, Y. Yamada. hep-ph/9609374.
 4. M. Schmitt, *The European Physical Journal C* **15** (1-4) (2000) 826.
 5. E.L. Berger, B. Harris, M. Klasen, T. Tait. hep-ph/9903237.
 6. H.E. Haber, *The European Physical Journal C* **15** (1-4) (2000) 817.
 7. H.E. Haber, G.L. Kane. *The Search For Supersymmetry: Probing Physics Beyond The Standard Model* (Ed. North-Holland - Amsterdam, 1984) pp. 84-85.
 8. J.F. Gunion. hep-ph/9704349.
 9. J.E. Barradas Guevara, *Rev. Mex. Fís.* **42** (1996) 1414.
 10. A. Sopczak. hep-ph/0011285.
 11. S.P. Martin. hep-ph/9709356.
 12. G. Moortgat-Pick y H. Fraas. hep-ph/9904207.
 13. C.S. Aulakh, A. Melfo, A. Rasin y G. Senjanovic. hep-ph/9902409.
 14. Y. Grossman y H.E. Haber. hep-ph/9702421.
 15. Masaaki Kuroda. hep-ph/9902340.
 16. T. Wöhrmann, H. Fraas. hep-ph/9501377.
 17. B.C. Allanach *et al.* hep-ph/9708250.
 18. D. E. Groom *et al.* (Particle Data Group), *Eur. Phys. Jour. C* **15** (2000) 1 and 2001 partial update for edition 2002 (URL:<http://pdg.lbl.gov>).