

**VIOLACIÓN BARIÓNICA DE LA PARIDAD-R, SUPERSIMETRÍA EN
EL CONTEXTO DEL LHC**

JUAN FELIPE ZÁRATE CHAHÍN



UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA
2014

**VIOLACIÓN BARIÓNICA DE LA PARIDAD-R, SUPERSIMETRÍA EN
EL CONTEXTO DEL LHC**

JUAN FELIPE ZÁRATE CHAHÍN

Trabajo de grado
para optar al título de Físico

Director
DIEGO RESTREPO
Físico, PhD.

Codirector
WILLIAM GUTIÉRREZ
Físico, PhD.



UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA
2014

Índice

1	Lagrangianos supersimétricos	20
1.1	Modelo simple supersimétrico: un supermultiplete quirale.	20
1.2	Interacción de multipletes quirales	27
1.3	Cómo construir un modelo supersimétrico	32
1.4	Simetrías R	36
1.5	Interacciones en la ruptura suave de la supersimetría	38
1.6	Lagrangiano supersimétrico	40
2	El Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico	43
2.1	El superpotencial y las interacciones supersimétricas	45
2.2	Paridad R (o paridad de la materia) y sus consecuencias	49
2.3	Parámetros del MSSM	52
2.3.1	Los parámetros que conservan la supersimetría	53
2.3.2	Los parámetros que rompen la supersimetría	53
2.4	El espectro de masas del MSSM	55
2.4.1	Los Charginos y Neutralinos	55
2.4.2	Los Squarks, Sleptones y Sneutrinos	57
2.5	El Modelo Mínimo Supersimétrico Restringido: mSUGRA, CMSSM	59
2.6	Modelo con violación a la paridad R	60
3	Breve repaso de los conceptos	63

4	Resultados	67
5	Conclusiones	73
A	Anexos	74
A.1	Notaciones, unidades y convenciones	74
A.2	Matrices de Pauli	75
A.3	Matrices y ecuación de Dirac	75
A.4	Campo espinorial	78
A.5	Lagrangianos	82
A.6	Experimento CMS del LHC	86
A.7	PYTHIA	93
A.8	Simulación	94
	Bibliografía	134

Índice de figuras

1	Modelo Estándar.	14
2	Zoopartículas	17
3	Contando los grados de libertad reales en el modelo de Wess-Zummino	24
4	Vértices no-gauge adimensionales de interacción en una teoría supersimétrica: (a) escalar-fermión-fermión con interacción de Yukawa y^{ijk} , (b) la interacción compleja conjugada de y_{ijk} , y (c) interacción escalar de cuarto grado $y^{ijn}y_{kln}^*$	33
5	Acoplamientos supersimétricos dimensionales: (a) (<i>escalares</i>) ³ interacción en el vértice $M_{in}^* y^{jkn}$ y (b) la interacción conjugada $M^{in} y_{jkn}^*$, (c) términos para la masa fermiónica M^{ij} , (d) términos para la masa fermiónica conjugada M_{ij}^* , (e) término cuadrático para la masa $M_{ij}^* M^{kj}$	34
6	Interacciones gauge con vertices supersimétricos	35
7	Términos de ruptura suave de supersimetría: (a) gaugino masa M_a ; (b) escalar no holomorfo de masa $(m^2)_j^i$; (c) escalar holomorfo de masas (b^{ij}) ; y (d)acoplo cúbico a^{ijk}	39
8	Supermultipetes quirales en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico. Los campos con espín 0 son complejos escalares, y los campos con espín $\frac{1}{2}$ son fermiones Weyl zurdos, con dos componentes	43
9	Supermultipletes gauge en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico.	44
10	El acoplo del top-quark de Yukawa (a) y su supersimetrización (b), (c), todas las fuerzas y_t	46
11	Algunas de las interacciones (<i>escalares</i>) ² con fuerza proporcional a y_t^2	47

12	Acoplo de parejas de los gluinos con el wino, y bino del MSSM (escalar, fermión)	47
13	Algunos de los acoples supersimétricos (<i>escalar</i>) ³ proporcionales a $\mu^* y_t, \mu^* y_b, \mu^* y_\tau$ cuando H_u^0 y H_d^0 obtenidos en VEVs, estos contribuyen a (a) \tilde{t}_L, \tilde{t}_R , mezclados (b) \tilde{b}_L, \tilde{b}_R , mezclados y (c) $\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$ mezclados.	48
14	El decaimiento del protón podría ser mediado por un squarks, si se violara la paridad R, donde hay $\delta B = 1$ y $\delta L = 1$. En este ejemplo sencillo, se muestra $p \rightarrow e^+ \pi^0$, donde el decaimiento del protón está mediado por un squark extraño.	50
15	Desintegraciones de LSP en modelos con violación de la paridad R; el número de leptones no se conserva en (a)-(e) [ver ecuación 88], y el número de bariones no se conserva en (f) [ver ecuación 89].	61
16	En este diagrama se ilustra una colisión de pp dentro del LHC, creando una lluvia de partículas, en la cual el mesón B_s decae en dos muones.	64
17	Detector, CMS. www.lhc-closer.es/2/5/8/0	64
18	Vértice desplazado; neutralino decae a un muon y a dos quarks por medio de un smuon indico.cern.ch/event/149404/session/2/contribution/43/material/slides/0.pdf	65
19	Desplazamiento del vértice debido al decaimiento de un neutralino en tres quarks mediado por un squark	66
20	Las señales dependen del tiempo de vida media de las partículas.	66
21	Vértice desplazado originado por una interacción hadrónica	66

22	95 % C.L. Límites para los acoplamientos (RPV). En esta figura, tenemos que; 95 %C.L. límites para los acoplamientos (RPV) $\lambda_{122}, \lambda_{123}, \lambda_{233}$ con escenarios con Hadrones-RPV, como una función de las masas del \tilde{t}_1 y las masas del gluino (\tilde{g}). Los límites observados, junto con los límites esperados en la ausencia de señal se muestran, junto con la incertidumbre en la expectativa. Se excluyen masas a la izquierda de la curva.	67
23	Un posible decaimiento y producción de superpartículas, analizadas en la simulación	70
24	$(m_{\tilde{g}} \text{ vs } m_{\tilde{q}_R})$, con valores para $1 \times 10^{-4} > \lambda''_{ijk} > 1 \times 10^{-3}$. Para cada uno de los triángulos de colores que representan los diferentes valores de λ''_{ijk} se realizó aproximadamente 20 simulaciones.	71
25	LHC	86
26	Tapadera del CMS vista a través del barril.	87
27	Diseño del CMS. En el medio, bajo el barril, se muestra un hombre para comprobar sus dimensiones. (HCAL: calorímetro hadrónico, ECAL: calorímetro electromagnético).	88
28	Corte transversal esquemático del CMS.	89
29	Detector de tiras de sílice.	90
30	Medio calorímetro hadrónico.	90
31	Barril del calorímetro hadrónico (en primer plano, en el marco amarillo), esperando a ser insertado dentro del imán superconductor.	91
32	Parte del soporte del imán, con tubos de deriva y cámaras de placas resistivas, en la zona del barril.	92
33	YE+1, un componente del CMS de 1270 toneladas, finaliza su descenso de 100 m en la caverna del CMS. Enero de 2007.	93

Resumen

TÍTULO: VIOLACIÓN BARIÓNICA A LA PARIDAD R, SUPERSIMETRÍA EN EL CONTEXTO DEL LHC. ¹

AUTOR: ZÁRATE CHAHÍN, Juan Felipe. ²

PALABRAS CLAVE: Supersimetría, Modelo Estándar, Paridad R, Violación bariónica a la paridad R.

DESCRIPCIÓN:

Recientemente se ha construido un modelo autoconsistente de Supersimetría con ruptura de paridad R, a través de términos que violan el número bariónico. El modelo incorpora masas de neutrinos de Dirac y al gravitino como candidato inestable de materia oscura. En el experimento CMS del LHC, se estudiaron señales de multileptones para restringir el espacio de parámetros de este tipo de modelos, y asumiendo el neutralino como la partícula supersimétrica más liviana con una masa de 300 GeV, se han logrado excluir las masas de los gluinos y de los \tilde{t}_1 , comprendidas entre 600 y 1600 GeV, con $\sqrt{s} = 7$ TeV, en colisiones pp .

Este trabajo consistió en analizar el efecto de la presencia de posibles vértices desplazados cuando los acoplamientos que presentan violación bariónica a la paridad R son suficientemente pequeños en el espacio de parámetros. Ubicando puntos en el espacio excluido ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{t}_1}$), hallamos los valores de λ''_{ijk} con los cuales la longitud de decaimiento son mayores a 0,1 mm. Se utilizaron simulaciones con Pythia, el cual, se encargó directamente de hacer decaer todas las partículas supersimétricas hasta el neutralino, que en este caso es la partícula supersimétrica más liviana. Las simulaciones se hicieron a una energía del centro de masa de 7 TeV. Finalmente hicimos una gráfica en el espacio de parámetros ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{t}_1}$), análoga a la que obtuvo el CMS. Por lo tanto mostramos para cuáles valores de λ''_{ijk} el análisis de exclusión del CMS deja de ser válido.

¹Trabajo de grado

²Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director: Diego Restrepo, Ph.D.

ABSTRACT

TITLE: BARYON NUMBER VIOLATING, SUPERSYMMETRY IN THE CONTEXT OF LHC. ³

AUTHOR: ZÁRATE CHAHÍN, Juan Felipe. ⁴

KEY WORDS: Supersimmetry, Estandar Model, Parity R, baryon-number-violating.

DESCRIPTION:

Recently we have constructed a self-consistent model of supersymmetry with R parity breaking through terms which violate baryon number. The model incorporates Dirac neutrino masses and unstable gravitino as dark matter candidate. In the CMS experiment at the LHC, multi-leptons signals were studied to restrict the parameter space of such models, and assuming a neutralino as the lightest supersymmetric particle (LSP) with a mass of 300 GeV , masses of gluinos and stops have been excluded, between 600 and 1600 GeV, with $\sqrt{s} = 7$ TeV, in collisions pp .

In this study we analyze the possible presence of displaced vertices when the baryonic R-parity violating couplings were small enough in the parameter space excluded by the analysis of CMS. Locating points in the space excluded ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{t}_1}$), we find values for λ''_{ijk} for which the decay length is greater than 0.1 mm. Pythia simulations, with Pythia were directly responsible for making all supersymmetric particles decay to the neutralino was used, which in this case is the lightest supersymmetric particle. The simulations took a center of mass energy of 7 TeV. Finally we made a graph in the space of parameters ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{t}_1}$), similar to that obtained CMS. To find wich λ''_{ijk} values turn the CMS exclusion invalid.

³Degree work

⁴Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director: Diego Restrepo, Ph.D.

Introducción

El Modelo Estándar (ME) es una teoría cuántica de campos concreta y permite incorporar fácilmente nuevas partículas (caso de que sean descubiertas) y nuevas interacciones. El ME propone que hay dos tipos de partículas, los fermiones y los bosones.

La dinámica de la materia y de la energía en la naturaleza se entiende mejor en términos de la cinemática e interacciones de partículas fundamentales. Por el momento, la ciencia ha logrado reducir las leyes que parecen gobernar el comportamiento y la interacción de todos los tipos de materia y de energía que conocemos, a un conjunto pequeño de leyes y teorías fundamentales. Una meta importante de la Física es encontrar la base común que uniría a todas estas en una teoría del todo, en la cual todas las otras leyes que conocemos serían casos especiales, y de la cual puede derivarse el comportamiento de toda la materia y energía (idealmente a partir de primeros principios). Dentro de esto, el modelo estándar agrupa dos teorías importantes - el modelo electrodébil y la cromodinámica cuántica- lo que proporciona una teoría internamente consistente que describe las interacciones entre todas las partículas observadas experimentalmente. Técnicamente, la teoría cuántica de campos proporciona el marco matemático para el Modelo Estándar.

Para facilitar la descripción, el Modelo Estándar se puede dividir en tres partes que son; las partículas de materia, las partículas mediadoras de las fuerzas, y el bosón de Higgs ⁵.

- Partículas de materia (Fermiones): Según el modelo estándar todas las partículas de materia másica estable, son fermiones. Estas partículas tienen una propiedad intrínseca llamada espín cuyo valor es $1/2$, por esta razón, siguen el principio de exclusión de Pauli de acuerdo con el teorema de la estadística del espín, y ese principio es lo que da a la materia sus atributos de impenetrabilidad. Los fermiones a su vez, están conformados por tres familias, cada familia tiene dos tipos de fermiones, quarks y leptones. El modelo estándar conjetura que existen doce tipos de partículas de materia, que combinadas forman todos los leptones y hadrones del universo.

Existen seis tipos de quarks; el quark up, down, strange, charm, top y bottom, cada uno tiene sus propias características, como la carga, el espín y la masa. Sin

⁵Observada el 4 de julio del 2012 en el CERN

embargo a los quarks no se les encuentran individualmente, ellos se encuentran formando bariones o mesones. Los bariones están conformados por tres quarks, como en el caso de los protones (up, up, down) o los neutrones (up, down down). Los mesones a su vez están conformados por un quark y un antiquark.

Los leptones a su vez, se diferencian entre leptones cargados y leptones neutros. Entre los leptones cargados tenemos al electrón, al muón y al leptón tau. Entre los leptones neutros tenemos tres neutrinos, cada uno asociado a un leptón cargado, es decir, el neutrino electrónico, el neutrino muónico y el neutrino tau.

- Partículas mediadoras de fuerzas (Bosones): La fuerza en la física, es la forma en que las partículas interactúan recíprocamente y se influyen mutuamente. A nivel macroscópico, por ejemplo, la fuerza electromagnética permite que las partículas interactúen con campos magnéticos y por medio de ellos, y la fuerza de la gravitación permite que dos partículas con masa se atraigan una a otra de acuerdo con la teoría de relatividad general de Einstein. El modelo estándar explica tales fuerzas como el resultado del intercambio de otras partículas por parte de las partículas de materia, conocidas como partículas mediadoras de la fuerza. Las partículas mediadoras de fuerza descritas por el modelo estándar tienen espín 1, significando esto, que todas las partículas mediadoras de fuerza son bosones. Consecuentemente, no siguen el principio de exclusión de Pauli.
- La partícula de Higgs; es una partícula elemental 0, por lo que es un bosón. El bosón de Higgs desempeña un papel único en el modelo estándar, y un papel dominante en explicar los orígenes de la masa de otras partículas elementales, particularmente la diferencia entre el fotón sin masa y los bosones pesados W y Z. Las masas de las partículas elementales, y las diferencias entre el electromagnetismo (causada por el fotón) y la fuerza débil (causada por los bosones W y Z), son críticas en muchos aspectos de la estructura de la materia microscópica.

La fig. 1, muestra cada uno de los fermiones y bosones con algunas de sus características

(a) FERMIONS matter constituents
spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_l lightest neutrino*	(0-0.13)×10 ⁻⁹	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.005	-1/3
ν_μ middle neutrino*	(0.009-0.13)×10 ⁻⁹	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_H heaviest neutrino*	(0.04-0.14)×10 ⁻⁹	0	t top	173	2/3
τ tau	1.777	-1	b bottom	4.2	-1/3

(b) BOSONS force carriers
spin = 0, 1, 2, ...

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.39	-1			
W⁺	80.39	+1			
W bosons					
Z⁰	91.188	0			
Z boson					

Figura 1: Modelo Estándar.

Limitaciones del modelo estándar:

Incluso cuando el Modelo Estándar ha tenido gran éxito en explicar los resultados experimentales, tiene ciertos defectos importantes:

1. El problema del número de constantes físicas fundamentales. El modelo contiene 19 parámetros libres, tales como las masas de las partículas, que deben ser determinados experimentalmente (además de 10, para las masas de los neutrinos). Esos parámetros no pueden ser calculados independientemente.
2. Gravedad cuántica. El modelo no describe la fuerza gravitatoria, ni los candidatos actuales para construir una teoría cuántica de la gravedad, se asemejan al ME.
3. Antimateria. Dentro del ME, la materia y la antimateria son simétricas. La preponderancia de la materia en el universo podría ser explicada (entre otras cuantas) diciendo que el universo comenzó con otras condiciones iniciales, pero la mayoría de los físicos piensan que esta explicación no es elegante.
4. Masas de los neutrinos. Los neutrinos son partículas sin masa en el ME. Sin

embargo, se sabe experimentalmente que este no es el caso, y los límites inferiores de sus masas se han establecido.

5. Consideración cosmológica. Se estima que sólo 4% de la densidad del Universo está hecha de materia bariónica. El resto del universo se compone de 24% de la materia oscura y 72% de energía oscura, el ME no ofrece ninguna explicación adecuada, ni los candidatos adecuados para saber cuáles son los constituyentes de la materia oscura.
6. Gran Unificación. La unificación de todas las interacciones fundamentales es un concepto atractivo. En el ME, la interacción fuerte y electrodébil se describen de forma independiente y sus constantes de acoplamiento no quedan unificados en cualquier energía más alta. Un gran teoría unificadora (GUT) haría que estas dos interacciones converjan en un acoplamiento de norma universal definido en la escala de la gran unificación.
7. El problema de la jerarquía de masas de fermiones. La existencia de tres familias de fermiones ha sido probado experimentalmente. Sin embargo, el ME no da ninguna predicción sobre el número de generaciones para los fermiones. Además, no hay ninguna explicación o predicción de sus masas, que han sido observadas, y que tienen un patrón jerárquico que abarca más de seis órdenes de magnitud entre el quark top y el electrón, o la diferencia aún mayor entre estos y los neutrinos, que son más ligeros todavía en muchos órdenes de magnitud.

Una teoría fundamental debería explicar el origen y los valores de las masas de las partículas elementales, el origen de la asimetría entre la materia y la antimateria en el Universo, la naturaleza de la materia oscura, el por qué hay solo tres generaciones de materia, entre otras. El camino a esta teoría fundamental puede no ser directo, podría ser que vayamos encontrando diferentes teorías efectivas entre la escala electrodébil y la de Planck, como diferentes capas de una cebolla, que vayan dando luz a algunos de los misterios de la física de partículas. Podría ser que realmente no hubiera otra teoría diferente del ME entre la escala electrodébil y la escala de Planck, pero este punto de vista parece estar muy poco motivado por el problema del ajuste fino que se tiene que hacer a la masa del bosón de Higgs a la escala electrodébil. Este nos dice que el rango de validez del ME es alrededor de unos pocos TeVs y se esperaría que aproximadamente a esas energías deberíamos empezar a ver evidencias de la teoría que está más allá del ME, o de la siguiente capa de la cebolla.

¿Cómo vamos a encontrar una teoría más fundamental? Nos encontramos en la frontera de lo desconocido. El camino que ha sido fructífero en el pasado ha sido considerar

la adición de simetrías. Las simetrías relacionan distintos parámetros entre sí y fenómenos que parecían distintos se hacen manifiestos como aspectos distintos de un mismo fenómeno. Un ejemplo de esto es la electricidad y el magnetismo, que son dos aspectos de la fuerza electromagnética. El ME fue construido mediante una relación estrecha entre la consistencia matemática y los datos experimentales, a través de simetrías. Es por esto que a la adición de simetrías parece un camino natural a seguir para buscar posibles teorías más allá del Modelo Estándar [10], [1], [2], [3], [4].

¿Es posible unificar la materia y las interacciones fundamentales? Esto va al meollo de las diferencias entre la descripción de ambas; una se representa con fermiones y la otra con bosones. La simetría que relaciona a los bosones con los fermiones se le conoce como supersimetría. Es una simetría que permite asociar bosones y fermiones mediante una transformación de simetría [5] y en principio se propuso como una posible unificación de la materia y las interacciones. Sin embargo, al construir una teoría del campo supersimétrica resultó evidente que se necesitaban más partículas que las que hay en ME para que la teoría fuese matemáticamente consistente. Estas partículas no se observan a la escala de energía electrodébil por lo que se supone que, si existe la supersimetría, debe ser una simetría rota, que se restablece a energías más altas.

Basado en el ME se puede construir la extensión más sencilla supersimétrica del mismo, el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM, por sus siglas en inglés)[13]. El ME sería el límite de bajas energías del MSSM, de manera que después de la ruptura de la supersimetría, lo que nos queda es el ME que ya conocemos. La parte Mínima del nombre MSSM se refiere a que hay solo una transformación de supersimetría entre bosones y fermiones, y se dice que es una teoría con supersimetría $N=1$. Una teoría supersimétrica puede tener más de una transformación entre bosones y fermiones, puede tener dos, cuatro u ocho. Se dice entonces que la teoría tiene supersimetría $N=2, 4$ u 8 respectivamente. En el MSSM a cada bosón del ME le corresponde un fermión supersimétrico y a cada fermión del ME le corresponde un bosón supersimétrico. A las partículas supersimétricas asociadas a las conocidas del ME se les llama supercompañeras. Además, el MSSM tiene dos campos de Higgs que son dobletes electrodébiles, en un requerimiento necesario para evitar las anomalías a la norma.

Para nombrar a estas supercompañeras, en el caso de los *bosones* a sus nombres se les antepone la letra *s*; así, el electrón tiene como supercompañera al *selectrón*, y a los quarks, como *squarks*. En el caso de las superpartículas fermiónicas; sus nombres terminan en -ino, así por ejemplo, para el fotón es el *photino* y el bosón *W*, es *Wino*.

Uno de los aspectos que hizo inmediatamente popular al MSSM fue que provee una

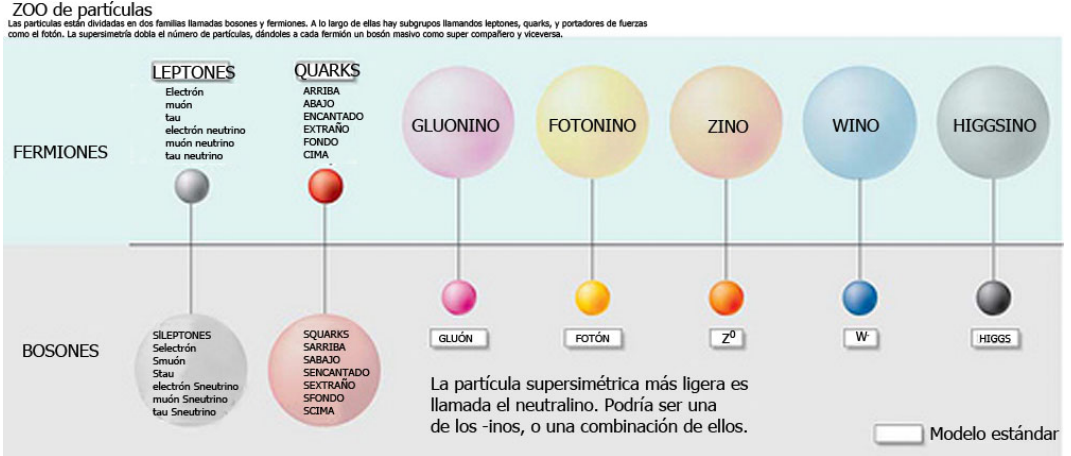


Figura 2: Zoopartículas

solución al problema de la jerarquía, ya que las correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs se cancelan exactamente por su contraparte supersimétrica. Entonces, el rompimiento de la supersimetría estará directamente relacionado con la masa del Higgs. Después del rompimiento de la supersimetría y de la simetría electrodébil, quedan cinco bosones de Higgs con masa: dos neutros, uno ligero y uno pesado, dos cargados pesados y un bosón pseudoescalar. El neutro ligero se identifica con el Higgs del ME. En el MSSM no hay que hacer un ajuste fino para estabilizar la teoría, la masa del Higgs resulta del orden de la masa electrodébil. Otro aspecto teorico interesante es que se puede relacionar el rompimiento de la supersimetría con el de la simetría electrodébil. Un dato que ha recibido mucha atención es el hecho de que la combinación del MSSM y las teorías de Gran Unificación (SUSY GUTs) está en mejor acuerdo con los datos experimentales, que las teorías GUT sin supersimetría. Otro punto a favor es que el MSSM provee naturalmente de candidatos a ser materia oscura, el más popular es el neutralino que en muchas versiones del MSSM es la partícula supersimétrica más ligera entre otras. Todos estos aspectos interesantes se descubrieron después de que se construyó el MSSM, es decir, no se fabricó la teoría para explicarlos, sino que al estudiarla surgieron como ventajas extras de la simetría entre bosones y fermiones, lo cual sin duda constituye un punto a su favor. Sin embargo, falta el elemento más importante para que una teoría sea realmente exitosa: la confirmación experimental.

No se conoce un mecanismo dinámico del rompimiento de la supersimetría, se tienen ejemplos de mecanismos espontáneos, pero cuyas consecuencias contradicen a los datos experimentales. Por esto se supone que la supersimetría se rompe en MSSM mediante términos de ruptura llamados suaves, que son términos renormalizables que rompen

explícitamente la simetría. Aunque el MSSM tiene aspectos que son teóricamente interesantes, la introducción de los términos de ruptura suaves aumenta considerablemente el número de parámetros libres. Estos se restringen mediante los datos experimentales y consideraciones teóricas. Primero se descartan todos los que pueden llevar a cambios de sabor (llamados términos de corrientes neutras de cambio de sabor), después se supone que el MSSM es consistente con una hipótesis de unificación, y que a escala de la Gran Unificación (GUT) muchos de los parámetros deben ser del mismo orden de magnitud, o incluso iguales (universalidad). De esta manera se restringen los parámetros de alrededor de 120 a cinco. A este nuevo modelo se le conoce como el MSSM restringido o CMSSM. Este es una de las extensiones del ME que se está probando experimentalmente en el LHC, o para ser precisos, regiones del espacio de parámetros de este modelo.

Hasta el momento, se ha explorado un gran espacio de parámetros asociados a las masas de las posibles partículas supersimétricas. Sin embargo ha sido infructuosa esta búsqueda, ya que no se ha podido observar ninguna superpartícula. Tal vez se debe profundizar aun más en el espacio de parámetros de la supersimetría (una tarea difícil, pues hay más de cien parámetros libres).

Hasta ahora, la búsqueda en el LHC se ha centrado principalmente en modelos supersimétricos que conservan la paridad R. Esto es debido en parte, a que la presencia de esta simetría tiene consecuencias fenomenológicas muy específicas.

En efecto, el principal rasgo de tales modelos es que, en última instancia, las partículas supersimétricas decaen a la partícula LSP, que al ser completamente estable, escapa de los detectores del experimento.

De este modo, algunos de los canales más importantes para la búsqueda de la supersimetría en este tipo de modelos, son las colisiones pp , cuyo producto final son varios quarks o gluones y energía faltante.

Ahora, con base al modelo recientemente construido el cual es autoconsistente con SuSy y con la violación bariónica a la paridad R [11], y usando los parámetros del CMSSM; una vez teniendo fijados los valores de masa del gluino ($m_{\tilde{g}}$ versus la masa del \tilde{t}_1 , y con ayuda de un programa hecho en Fortran para Pythia, encontramos los valores de λ''_{ijk} para los cuales la longitud de decaimiento es mayor que 0,1 mm, y por este motivo, invalida el análisis hecho por el CMS.

Pero antes de llegar a los resultados, se hará un recuento de cómo se llega al superpotencial y a la violación de la paridad R; comenzando por la construcción de un

lagrangiano para las teorías supersimétricas de campo. Luego se describirá los acoplamientos que generan la ruptura de la supersimetría. En la siguiente sección, aplicaremos los resultados generales anteriores para el caso especial de la MSSM. Luego se introduce el concepto de paridad R, y se hace hincapié en la importancia de la estructura de los términos suaves.

En la sección posterior, se estudiará la masa y la mezcla y los patrones angulares de las nuevas partículas predichas por el MSSM. La desintegración de las superpartículas son consideradas en la siguiente sección, y algunas de las características cualitativas de las señales experimentales para la supersimetría se examinan en la sección posterior.

Se recomienda al lector que consulte los libros pendientes que irán surgiendo en las secciones como referencias, y el volumen de la reimpresión de la ref. [12] y [13] que contiene una guía mucho más consistente.

Aquellos que ya tienen un conocimiento acerca del Modelo Estándar y SuSy, pueden obviar los capítulos [2 - 3] y leer el capítulo 3 en el que se hace un breve resumen de los conceptos necesarios para comprender los resultados y posteriormente las conclusiones de esta investigación.

Por último, en las conclusiones se mostrarán los resultados y los objetivos alcanzados en este trabajo, en donde el objetivo principal fue el de analizar los posibles vértices desplazados cuando los acoplamientos que violan la paridad R, en función de la violación bariónica, fueron lo suficientemente pequeños, en el espacio de parámetros del gluino y del \tilde{t}_1 . Además obtuvimos una gráfica análoga a la que obtuvieron en sus resultados el CMS del LHC [9].

Al final, incluimos el apéndice para aquel que quiera familiarizarse con los conceptos previos a la supersimetría.

1 Lagrangianos supersimétricos

En esta sección describiremos la construcción de lagrangianos supersimétricos (Para observar los lagrangianos del ME, mirar A.5). Deseamos construir una receta general que nos permita observar las interacciones permitidas y además los términos de masa. Luego se pretende aplicar estos resultados al caso especial del MSSM. El cual es de gran importancia para nuestro modelo.

1.1. Modelo simple supersimétrico: un supermultiplete quirral.

Como sabemos un fermión dentro de la teoría cuántica de campos, en 4-D, se puede escribir en términos de la componente izquierda de los espinores de Weyl, esto es ψ_L . Al ser un objeto intrínsecamente complejo, es posible elegir como su supercompañero un campo escalar ϕ . Ahora, la acción más simple que podemos escribir para estos campos, consiste en los términos de la energía cinética de cada partícula.

$$\mathcal{S} = \int d^4x (\mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{fermion}), \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{escalar} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi, \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{fermion} = i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \phi. \quad (3)$$

Y este modelo sencillo, lo plantearon Wess y Zumino, en el cual no hay términos de masa, y que además corresponde a un único multiplete quirral. Ahora, si deseamos que sea supersimétrico, debemos transformar el campo bosónico ϕ al campo fermiónico ψ_α . Por lo tanto, la posibilidad más simple para transformar este campo escalar es:

$$\delta\phi = \epsilon\psi, \quad (4)$$

$$\delta\phi^* = \epsilon^\dagger \phi^\dagger, \quad (5)$$

donde ϵ^α es infinitesimal, anticonmutativo, que tiene las dos componentes de Weyl, que parametriza la transformación supersimétrica. Por lo tanto la ecuación (1), encontramos que el término del lagrangiano escalar, se transforma a:

$$\delta\mathcal{L}_{escalar} = -\epsilon\partial^\mu\psi\partial_\mu\phi^* - \epsilon^\dagger\partial^\mu\psi^\dagger\partial_\mu\phi. \quad (6)$$

Nos gustaría que este término se cancelara con el término del $\delta\mathcal{L}_{fermion}$, por lo menos hasta una derivada total, para que la acción quede invariante bajo la transformación supersimétrica. De tal manera que si comparamos (6), con $\delta\mathcal{L}_{fermion}$, podemos observar que esto tenga una posibilidad de que ocurra, $\delta\psi$ debe ser lineal en ϵ^\dagger y en ϕ , y además, debe contener una derivada de espacio-tiempo. Por lo tanto tenemos:

$$\delta\psi_\alpha = -i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi, \quad (7)$$

$$\delta\psi^\dagger_{\dot{\alpha}} = i(\sigma^\mu\epsilon)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^*. \quad (8)$$

Finalmente tenemos que:

$$\delta\mathcal{L}_{fermion} = -\epsilon\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\partial_\nu\psi\partial_\mu\phi^* + \psi^\dagger\bar{\sigma}^\nu\sigma^\mu\epsilon^\dagger\partial_\mu\partial_\nu\phi. \quad (9)$$

Usando las identidades de las matrices de Pauli y usando el hecho de que las derivadas parciales son conmutativas ($\partial_\mu\partial_\nu = \partial_\nu\partial_\mu$), la ecuación 7 queda como:

$$\delta\mathcal{L}_{fermion} = \epsilon\partial^\mu\psi\partial_\mu\phi^* + \epsilon^\dagger\partial^\mu\psi^\dagger\partial_\mu\phi - \partial_\mu(\epsilon\sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu\psi\partial_\nu\phi^* + \epsilon\psi\partial^\mu\phi^* + \epsilon^\dagger\psi^\dagger\partial^\mu\phi). \quad (10)$$

Los dos primeros términos aquí sólo se cancelan contra $\delta\mathcal{L}_{escalar}$, mientras que la contribución restante es una derivada total. Así llegamos a

$$\delta\mathcal{S} = \int d^4x(\delta\mathcal{L}_{escalar} + \delta\mathcal{L}_{fermion}) = 0, \quad (11)$$

justificando nuestra suposición acerca del factor multiplicativo de la ecuación (6).

No hemos terminado de demostrar que la teoría descrita por (2) es supersimétrica. Debemos también mostrar que si conmutan dos de los parámetros transformados supersimétricamente con dos espinores diferentes; ϵ_1 y ϵ_2 es otra simetría de la teoría. Usando las ecuaciones (4) y (7)

$$(\delta_{\epsilon_2}\delta_{\epsilon_1} - \delta_{\epsilon_1}\delta_{\epsilon_2})\phi \equiv \delta_{\epsilon_2}(\delta_{\epsilon_1}\phi) - \delta_{\epsilon_1}(\delta_{\epsilon_2}\phi) = i(-\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger + \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial\phi. \quad (12)$$

Este es un resultado notable; hemos encontrado que el conmutador de dos transformaciones de supersimetría nos devuelve la derivada de la campo original. En el marco teórico de Heisenberg de la mecánica cuántica ($-i\partial\mu$) se corresponde con el generador de las traslaciones del espacio-tiempo P_μ , así que (12) implica la forma del álgebra de la supersimetría.

A saber; la superimetría transforma estados bosónicos a estados fermiónicos y viceversa. El operador Q que genera cada transformación debe ser un espinor anticonmutante, con

$$Q|Boson \rangle = |Fermion \rangle, \quad Q|Fermion \rangle = |Boson \rangle. \quad (13)$$

Los espinores son objetos intrínsecamente complejos (mirar A.4), tal que Q^\dagger (es el hermítico conjugado de Q) es también un generador simétrico. Ya que Q y Q^\dagger son operadores fermiónicos, ellos llevan el momento angular del espín 1/2 así que es claro que la supersimetría debe tener simetría de espacio tiempo.

Las posibles formas de este tipo de simetrías en la teoría cuántica de campos que interactúan, son muy restringidas por la extensión Haag - Lopuszanski - Sohnius [14] del teorema de Coleman-Mandula [15]. Para las teorías realistas que, al igual que el modelo estándar, tienen fermiones quirales (es decir, los fermiones cuyas piezas izquierda y diestros transforman de manera diferente bajo el grupo de gauge) y por lo tanto la posibilidad de violar la paridad en las interacciones. Los generadores de Q y Q^\dagger satisfacen las siguientes propiedades:

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu \quad (14)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0, \quad (15)$$

$$[P^\mu Q] = [P^\mu Q^\dagger] = 0, \quad (16)$$

donde P^μ es el generador cuádrimomentum de las traslaciones del espaciotiempo.

Regresando a nuestro análisis anterior, en función de la ecuación (12), no nos sirve de nada si no encontramos el mismo resultado para los fermiones; usando la ec. (4) en (7), tenemos que:

$$(\delta_{\epsilon_2}\delta_{\epsilon_1} - \delta_{\epsilon_1}\delta_{\epsilon_2})\psi_\alpha = -i(\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)_\alpha\epsilon_2\partial_\mu\psi + i(\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger)_\alpha\epsilon_1\partial_\mu\psi, \quad (17)$$

o de forma equivalente

$$(\delta_{\epsilon_2}\delta_{\epsilon_1} - \delta_{\epsilon_1}\delta_{\epsilon_2})\psi_\alpha = i(-\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger + \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu\psi_\alpha + i\epsilon_{1\alpha}\epsilon_2^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi - i\epsilon_{2\alpha}\epsilon_1^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi. \quad (18)$$

Los dos últimos términos de (18) se desvanecen en la capa de masas (on shell); es decir, si la ecuación de movimiento $\bar{\sigma}\partial_\mu\psi = 0$ después de la acción se cumple. El término restante es exactamente la misma traducción del espaciotiempo que hemos encontrado para el campo escalar. El hecho de que el álgebra de la supersimetría no es cercana a la capa de masas (cuando se satisfacen las ecuaciones clásicas del movimiento) puede ser algo preocupante. Esto se puede solucionar mediante un truco. Inventamos un nuevo campo escalar complejo F , que no tiene un término cinético.

Tales campos se llaman auxiliares, y son realmente solo la contabilidad de dispositivos que permiten que el álgebra de la simetría esté cercana a la capa de masas. La densidad de lagrange para F y su complejo conjugado es simplemente

$$\mathcal{L}_{auxiliar} = F^*F \quad (19)$$

Las dimensiones de F son de [masa]², a diferencia de un campo escalar ordinario, que tiene unas dimensiones de [masa]. La ecuación (19) implica la no muy emocionante ecuación de movimiento $F = F^* = 0$. Sin embargo, podemos utilizar los campos auxiliares en nuestro beneficio mediante su inclusión en las reglas de transformación de la supersimetría. En vista de la ecuación. (18), una cosa plausible es hacer que F se transforme en un múltiplo de la ecuación de movimiento para ψ :

$$\delta F = -i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi, \quad \delta F^* = i\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon. \quad (20)$$

Una vez hemos elegido el factor general sobre los lados derechos en virtud de la previsión. Ahora la parte auxiliar de la densidad Lagrangiana transforma como

$$\delta\mathcal{L}_{auxiliar} = -i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi F^* + i\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon F, \quad (21)$$

que se desvanece en la capa de masas. Ahora, mediante la adición de un término a la ley de transformación para ψ y ψ^\dagger :

$$\delta\psi_\alpha = -i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi + \epsilon_\alpha F, \quad \delta\psi_{\dot{\alpha}} = -i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^* + \epsilon_{\dot{\alpha}}^\dagger F^*, \quad (22)$$

una vez obtenida la contribución a $\delta\mathcal{L}_{fermion}$, el cual solo se cancela con $\delta\mathcal{L}_{auxiliar}$, y el término de la derivada total mostrada arriba. Ahora modificaremos la teoría en cierta medida con $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{auxiliar} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{escalar}$ la cual es aun invariante bajo la transformación de la supersimetría. Procediendo como antes, ahora obtenemos para cada uno de los campos $X = \Phi, \Phi^\dagger, \psi, \psi^\dagger, F, F^*$,

$$(\delta_{\epsilon_2}\delta_{\epsilon_1} - \delta_{\epsilon_1}\delta_{\epsilon_2})X = i(\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger + \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu X, \quad (23)$$

usando las ecuaciones (20 - 22), pero ahora sin recurrir a ninguna de las ecuaciones de movimiento. Por lo tanto, han logrado demostrar que la supersimetría es una simetría válida del lagrangiano fueraa la capa de masas (off-shell).

	A_μ	λ	D
on-shell ($n_B = n_F = 2$)	2	2	0
off-shell ($n_B = n_F = 4$)	3	4	1

Figura 3: **Contando los grados de libertad reales en el modelo de Wess-Zummino**

Este recuento se resume en la fig. 3. La formulación campo auxiliar es especialmente útil cuando se habla de la ruptura espontánea de la supersimetría, como veremos más adelante.

La invariancia de la acción bajo una transformación de simetría, implica siempre la existencia de una corriente conservada. La supercorriente J_α^μ es un cuadvivector anticonmutativo. También lleva un índice de espinor, como corresponde a la corriente asociada con una simetría con generadores fermiónicos [55]. Por el procedimiento de Noether habitual, se encuentra que para la supercorriente (y su conjugado hermitiano) en términos de las variaciones de los campos $X = \Phi, \Phi^\dagger, \psi, \psi^\dagger, F, F^*$, lo siguiente:

$$\epsilon J^\mu + \epsilon^\dagger J^{\dagger\mu} \equiv \sum_X \delta X \frac{\delta\mathcal{L}}{\delta(\partial_\mu X)} - K^\mu, \quad (24)$$

donde K^μ es un objeto que diverge, y es la variación de la densidad lagrangiana bajo la transformación de supersimetría, $\mathcal{L} = \partial_\mu$. Note que K^μ no es única; siempre se puede reemplazar K^μ por $K^\mu + \kappa^\mu$, donde κ^μ es cualquier vector que satisfice $\partial\kappa = 0$, por ejemplo $\kappa = \partial^\mu \partial_\nu a^\nu - \partial_\nu \partial^\nu a^\mu$ para cualquier cuádrivector a^μ . Un poco de trabajo revela que, hasta la ambigüedad que acabamos de mencionar,

$$J_\alpha^\mu = (\sigma^\nu \bar{\sigma} \psi)_\alpha \partial_\nu \Phi^*, \quad J_{\dot{\alpha}}^{\dagger\mu} = (\phi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu)_{\dot{\alpha}} \partial_\nu \Phi. \quad (25)$$

La supercorriente y su conjugada hermítica se conservan por separado:

$$\partial_\mu J_\alpha^\mu = 0, \quad \partial_\mu J_{\dot{\alpha}}^{\dagger\mu}, \quad (26)$$

como se puede verificar mediante el uso de las ecuaciones de movimiento. A partir de estas corrientes se construye las cargas conservadas

$$Q_\alpha = \sqrt{2} \int d^3\vec{x} J_\alpha^0, \quad Q_{\dot{\alpha}}^\dagger = \sqrt{2} \int d^3\vec{x} J_{\dot{\alpha}}^0, \quad (27)$$

que son los generadores de transformaciones de supersimetría. (El factor de $\sqrt{2}$ normalización se incluye de acuerdo con una convención histórica arbitraria.) Dado que los operadores de la mecánica cuántica, que cumplan

$$[\epsilon Q + \epsilon^\dagger Q^\dagger, X] = i\sqrt{2}\delta X, \quad (28)$$

para cualquier campo X , conforme a las condiciones que se desvanecen en la capa de masa. Esto se puede comprobar de forma explícita mediante la relación de conmutación canónica en el mismo tiempo y de anticonmutación

$$[\Phi(\vec{x}), \pi(\vec{y})] = [\Phi^*(\vec{x}), \pi^*(\vec{y})] = i\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}), \quad (29)$$

$$\{\psi_\alpha(\vec{x}), \psi_{\dot{\alpha}}^\dagger(\vec{y})\} = (\sigma^0)_{\alpha\dot{\alpha}} \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}), \quad (30)$$

derivada del lagrangiano libre ecuación (18). Aquí $\pi = \partial_0 \Phi^*$ y $\pi^* = \partial_0 \Phi$ son los momentos conjugados Φ y Φ^* respectivamente. Usando la ecuación (28), y con la ecuación (23) se puede expresar en términos de los conmutadores canónicos como

$$\begin{aligned} \left[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \left[\epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger, X \right] \right] - \left[\epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger, \left[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger, X \right] \right] = \\ 2(\epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger - \epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger) i \partial_\mu X, \end{aligned} \quad (31)$$

conforme a las condiciones que se desvanecen en la capa de masas. El operador de momento de espacio-tiempo es $P^\mu = (H, \vec{P})$, donde H es el hamiltoniano y \vec{P} es el operador de momento, dada en términos de los campos canónicos por

$$\begin{aligned} H &= \int d^3\vec{x} \left[\pi\pi^* + (\vec{\nabla}\Phi^* \cdot \nabla\Phi) + i\psi^\dagger \vec{\sigma} \cdot \nabla\psi \right] \\ \vec{P} &= - \int d^3\vec{x} (\pi\nabla\Phi + i\psi^\dagger \vec{\sigma}^0 \nabla\psi). \end{aligned} \quad (32)$$

Genera traslaciones en el espacio-tiempo en los campos X según

$$[P^\mu, X] = i\partial^\mu X. \quad (33)$$

Reordenando los términos de la ecuación (31), utilizando la identidad de Jacobi, por lo tanto, tenemos

$$\left[\left[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger \right], X \right] = 2(\epsilon_1 \sigma_\mu \epsilon_2^\dagger - \epsilon_2 \sigma_\mu \epsilon_1) [P^\mu, X], \quad (34)$$

para cualquier X, conforme a las condiciones que se desvanecen en la capa de masas, por lo que debe ser que

$$\left[\epsilon_2 Q + \epsilon_2^\dagger Q^\dagger, \epsilon_1 Q + \epsilon_1^\dagger Q^\dagger \right] = 2(\epsilon_1 \sigma_\mu \epsilon_2^\dagger - \epsilon_2 \sigma_\mu \epsilon_1) P^\mu. \quad (35)$$

Ahora la expansión de la ecuación (35), se obtiene la forma precisa de las relaciones del álgebra de la supersimetría

$$\{Q_\alpha Q^\dagger\} = -2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu, \quad (36)$$

$$\{Q_\alpha Q_\beta\} = 0, \quad \{Q_{\dot{\alpha}}^\dagger Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 0, \quad (37)$$

como se mostró arriba. (El conmutador en la ec. (35) se convierte en el anticomutador de las ecuaciones. (36) y (37) cuando los espinores anticomutan los espinores ϵ_1 y ϵ_2 se extraen.)

Los resultados

$$[Q_\alpha P^\mu] = 0, \quad [Q_\alpha^\dagger P^\mu] = 0, \quad (38)$$

inmediatamente después de la ec. (33) y el hecho de que las transformaciones de supersimetría son globales (independiente de la posición en el espacio-tiempo). Esta demostración del álgebra de la supersimetría en términos de generadores canónicos Q y Q^\dagger requiere el uso de las ecuaciones hamiltonianas de movimiento, pero la propia simetría es válida fuera de la capa de masas en el nivel del lagrangiano, como ya hemos demostrado.

1.2. Interacción de multipletes quirales

En esta subsección pretendemos construir una teoría más general para las partículas masivas y que no tienen interacciones Gauge. Para aquellas partículas que pertenecen a los supermultipletes quirales. Es decir, en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM), estas partículas son: los quarks, leptones, squarks, sleptones, Higgs escalares y Higgsinos. (Para mirar la definición de quiralidad ir al A.4). Encontraremos que los acomplamientos no gauge, incluyendo términos de masas, están muy restringidos por el requisito que deben cumplir respecto a que su acción debe ser invariante bajo las transformaciones de supersimetría (las interacciones Gauge, se tratarán más adelante).

Comenzamos con la densidad lagrangiana para una cantidad de supermultipletes quirales libres, denotados con un índice i , el cual se extiende sobre todos los grados de libertad.

Dado que deseamos construir una teoría de la interacción cercanamente off shell ⁶ a la supersimetría, cada supermultiplete contiene i campos escalares complejos ϕ_i y i fermiones zurdos ψ_i como grados de libertad físicos, además de los campos auxiliares F_i .

El término libre del lagrangiano es el siguiente:

$$\mathcal{L}_{libre} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i\psi_i^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i, \quad (39)$$

donde se suma sobre índices repetidos i , con la convención de que los campos ϕ_i y ψ_i ,

⁶off shell, significa que la partícula no cumple con $E^2 - ||p||^2 = m^2$

siempre llevan los índices abajo, mientras que sus conjugados siempre llevan los índices arriba. Este lagrangiano es invariante bajo las transformaciones de supersimetría:

$$\delta\phi_i = \epsilon\psi_i, \quad \delta\phi^{*i} = \epsilon^\dagger\psi^{\dagger i}, \quad (40)$$

$$\delta(\psi_i)_\alpha = -i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi_i + \epsilon_\alpha F_i, \quad \delta(\psi^{\dagger i})_{\dot{\alpha}} = i(\sigma^\mu\epsilon)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^{*i} + \epsilon_{\dot{\alpha}}^\dagger F^{*i}, \quad (41)$$

$$\delta F_i = -i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i, \quad \delta F^{*i} = i\partial_\mu\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\epsilon. \quad (42)$$

Ahora vamos a encontrar el conjunto de lagrangianos más general, con interacciones renormalizables para estos campos, que sea coherente con la supersimetría.

Para empezar, hay que tener en cuenta que para poder ser renormalizable mediante conteo de potencias, cada término debe tener un contenido de campo con dimensión total ≤ 4 . Por lo tanto, los únicos términos candidatos son:

$$\mathcal{L}_{int} = \left(-\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i + x^{ij}F_i F_j\right) + c.c. - U, \quad (43)$$

donde W^{ij} , W^i , x^{ij} y U son polinomios en el campo escalar ϕ_i , ϕ^{*i} , con grados 1, 2, 0 y 4 respectivamente. (Los términos $F^{*i}F_j$ están incluidos en la ecuación (39), con el coeficiente fijo para las reglas de transformaciones (40 - 42)).

Ahora se requiere que \mathcal{L}_{int} sea invariante bajo transformaciones supersimétricas. Recordando que \mathcal{L}_{int} , ya es invariante por si mismo. Debido a que tanto $U(\phi_i, \phi^{*i})$ como el término $(x^{ij}F_i F_j)$, no pueden cancelarse en su transformación supersimétrica (40- 43), esto indica que no se deben tomar en cuenta, por lo tanto nos quedamos con:

$$\mathcal{L}_{int} = \left(-\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i\right) + c.c., \quad (44)$$

como las únicas posibilidades.

En este punto, no estamos suponiendo que W^{ij} y W^i están relacionados entre sí de alguna manera, sin embargo, pronto nos daremos cuenta de que están relacionados, por

lo que hemos optado por utilizar la misma letra para ellos. De antemano sabemos que W^{ij} es simétrica, bajo la transformación de $i \leftrightarrow j$.

Ahora, es sencillo dividir la variación de \mathcal{L}_{int} en algunas partes, las cuales deben eliminarse por separado. En primer lugar, se considera la parte que contiene cuatro espinores:

$$\delta\mathcal{L}_{int} |_{4\text{-espinores}} = \left[-\frac{1}{2} \frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi_k} (\epsilon\psi_k)(\psi_i\psi_j) - \frac{1}{2} \frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi^{*k}} (\epsilon^\dagger\psi^{\dagger k})(\psi_i\psi_j) \right] + c.c. . \quad (45)$$

El término proporcional a $(\epsilon\psi_k)(\psi_i\psi_j)$ no puede ser cancelado por otro término. Por esta razón tomamos su contribución como casi nula, sí y solo sí $\frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi_k}$, es totalmente simétrico bajo el intercambio de i, j, k (para más detalle ver sección 3.2 [13]).

Combinando lo que hemos aprendido hasta ahora, podemos escribir:

$$W^{ij} = M^{ij} + y^{ijk}\phi_k, \quad (46)$$

donde W^{ij} es una matriz simétrica, para los términos de masa, para los campos de fermiones, y y^{ijk} es un acoplamiento de Yukawa de un escalar ϕ_k y dos fermiones $\psi_i\psi_j$ que deben ser totalmente simétricos en virtud del intercambio de i, j, k . Por lo tanto, es posible, y que resulta ser conveniente, escribir:

$$W^{ij} = \frac{\delta^2}{\delta\phi_k\delta\phi_j} W, \quad (47)$$

en donde se introdujo:

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k, \quad (48)$$

llamado el **superpotencial**.

Esto no es un potencial escalar en el sentido ordinario; de hecho, ni siquiera es real. Es una función holomorfa (función que es infinitamente diferenciable y que puede ser descrita mediante la serie de Taylor) de los campos escalares ϕ_i , tratados como variables

complejas. Continuando con nuestra búsqueda de un modelo simple supersimétrico, examinaremos a continuación las partes de \mathcal{L}_{int} .

$$\delta\mathcal{L}_{int} |_{\partial} = (iW^{ij}\partial_\mu\phi_j\psi_i\sigma^\mu\epsilon^\dagger + iW^i\partial_\mu\psi_i\sigma^\mu\epsilon^\dagger) + c.c.. \quad (49)$$

Ahora podemos usar la ecuación (47) y observar que

$$W^{ij}\partial_\mu\phi_j = \partial_\mu\left(\frac{\delta W}{\delta\phi_i}\right). \quad (50)$$

Será una derivada total si:

$$W^i = \frac{\delta W}{\delta\phi_i} = M^{ij}\phi_j + \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_j\phi_k, \quad (51)$$

el cual explica, el por qué habíamos escogido esas letras como lo hicimos. Los términos restantes en \mathcal{L}_{int} son lineales, y es fácil demostrar que se cancelan, más los resultados de W^i y W^{ij} que ya tenemos.

En realidad, podemos incluir un término lineal en el superpotencial sin perturbar la validez de los resultados ya obtenidos:

$$W = L^i\phi_i + \frac{1}{2}M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k. \quad (52)$$

Aquí L_i son los parámetros con dimensiones de $[masa]^2$, que afectan sólo la parte del potencial escalar del lagrangiano. Sin embargo estos términos lineales sólo son permitidos cuando ϕ_i es un singlete de gauge, pero estos valores no están determinados en el MSSM, en el que hay un contenido mínimo de materia. Por lo tanto, voy a omitir este resultado a partir de la discusión que queda de este capítulo. Pero debemos tener en cuenta que esta ecuación (52), desempeña un papel importante en la discusión que se presenta en la ruptura espontánea de la supersimetría, como veremos más adelante (Para más detalles mirar [13]).

Para recapitular, hemos encontrado que las interacciones más generales no-gauge, para supermultipletes quirales se determinan por una sola función holomorfa de los campos escalares complejos, el W superpotencial.

Los campos auxiliares F_i y F^{*i} pueden ser eliminados usando las ecuaciones clásicas de movimiento. La parte de $\mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{int}$, que contiene los campos auxiliares es $F_i F^{*i} + W^i F_i + W_i^* F^{*i}$, lo que conduce a las ecuaciones de movimiento

$$F_i = -W_i^*, \quad F^{*i} = -W^i, \quad (53)$$

así, los campos auxiliares se pueden expresar en forma algebraica (sin derivadas) en términos de los campos escalares. Después de hacer el reemplazo ⁷ de (53), en $\mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{int}$, se obtiene la densidad Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2}(W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^\dagger i \psi^\dagger j) - W^i W_i^*. \quad (54)$$

Estos campos F_i, F^{*i} que no se propagan han sido eliminados, se deduce de la ecuación (54), que el potencial escalar para la teoría solo se da en términos del superpotencial por

$$\begin{aligned} V(\phi, \phi^*) &= W^k W_k^* = F^{*i} F_i = M_{ik}^* M^{kj} \phi^{*i} \phi_j \\ &+ \frac{1}{2} M^{in} y_{jkn}^* \phi_i \phi^{*j} \phi^{*k} + \frac{1}{2} M_{in}^* y^{jkn} \phi^{*i} \phi^{*i} \phi_j \phi_k + \frac{1}{4} y^{ijn} y_{kln}^* \phi_i \phi_j \phi^{*k} \phi^{*l}. \end{aligned} \quad (55)$$

Este potencial escalar está delimitado automáticamente desde abajo; de hecho, ya que es una suma de los cuadrados de los valores absolutos (de W^K), estos valores nunca son negativos. Si sustituimos la forma general de la ecuación del superpotencial de 48 en la ecuación 54, se obtiene para la densidad Lagrangiana completa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i - V(\phi, \phi^*) + i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2} M^{ij} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} M_{ij}^* \psi_i \psi_j \\ &- \frac{1}{2} M_{ij}^* \psi^\dagger i \psi^\dagger j - \frac{1}{2} y^{ijk} \phi_i \psi_j \psi_k - \frac{1}{2} y_{ijk}^* \phi^{*i} \psi_j^\dagger \psi^\dagger k. \end{aligned} \quad (56)$$

Ahora podemos comparar las masas de los fermiones y los escalares mirando las ecuaciones linealizadas de movimiento:

⁷Puesto que F_i y F^{*i} sólo aparecen de forma cuadrática en la acción, el resultado es igual que al hacer una integral sobre ellos, a nivel cuántico tiene exactamente el mismo efecto.

$$\partial^\mu \partial_\mu \phi_i = M_{ik}^* M^{kj} \phi_j + \dots \quad (57)$$

$$i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i = M_{ij}^* \psi^{\dagger j} + \dots \quad i\sigma^\mu \partial_\mu \psi^{\dagger i} = M^{ij} \psi_j + \dots \quad (58)$$

Uno puede eliminar ψ en términos de ψ^\dagger y viceversa en la ec 58, obteniendo:

$$\partial^\mu \partial_\mu \psi_i = M_{ik}^* M^{kj} \phi_j + \dots \quad \partial^\mu \partial_\mu \phi^{\dagger j} = \psi^{\dagger i} M_{ik}^* M^{kj} + \dots \quad (59)$$

Por lo tanto, los fermiones y los bosones satisfacen la misma ecuación de onda; exactamente con la misma matriz cuadrada, con términos para la masa, con valores propios no negativos y reales, a saber, $(M^2)_i^j = M_{ik}^* M^{kj}$. De ello se desprende que diagonalizando esta matriz mediante la redefinición de los campos con una matriz unitaria, da una colección de supermultiplets quirales, cada uno de los cuales contiene un escalar complejo con masa degenerada y fermiones de Weyl.

1.3. Cómo construir un modelo supersimétrico

En una teoría cuántica supersimétrica renormalizable, las interacciones y las masas de todas las partículas se determinan solo por sus propiedades de transformación de gauge y por el superpotencial W . Por construcción, encontramos que W debía ser una función holomorfa de los campos complejos escalares ϕ_i , que siempre están definidos para transformar bajo la supersimetría en fermiones Weyl zurdos.

Un supercampo es solo un objeto que contiene como componentes todos los campos bosónicos, fermiónicos y campos auxiliares en los supermultipletes correspondientes, por ejemplo $\phi_i \supset (\phi_i, \psi_i, F_i)$. (Esto es análogo a la forma en que a menudo se describe un doblete de isospín débil o un triplete de color por un campo de componentes múltiples.) Los números cuánticos de gauge y la dimensión para la masa de un supercampo quiral son el mismo que el de su componente escalar. En la formulación del supercampo, se escribe en lugar de la ecuación 52, la siguiente ecuación:

$$W = L^i \Phi_i + \frac{1}{2} M^{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k, \quad (60)$$

lo que implica exactamente la misma física. La derivación de todos nuestros resultados anteriores, se puede conseguir algo más elegante, usando los métodos del supercampo, que tienen la ventaja de ser invariantes bajo transformaciones de supersimetría. Se manifiestan mediante la definición del lagrangiano en términos de integrales sobre un superspacio con coordenadas fermiónicas y con coordenadas conmutantes ordinarias.

Dado el contenido de los supermultipletes en la teoría, la forma del superpotencial está restringido por el requisito de la invarianza de gauge (para más detalle ver los capítulos 3,3 y 3,4 de [13]).

En cualquier teoría dada, solo un subconjunto de los parámetros (L^i, M^{ij}, y^{ijk}) se les permite ser distinto de cero. El parámetro L^i solo está permitido si Φ_i es un singlete gauge.

Las entradas de la matriz de masa M^{ij} solo pueden ser distintas de cero para i y j , tal que los supermultipletes Φ_i y Φ_j , se transforman bajo la teoría de grupos gauge en las representaciones que son conjugadas una de la otra. (En el MSSM sólo hay un término, como veremos más adelante.) Del mismo modo, el acoplamiento de Yukawa y^{ijk} solo puede ser distinto de cero cuando Φ_i, Φ_j y Φ_k transforman en representaciones que pueden combinarse para formar un singlete. (No hay tales supermultiplets quirales en el MSSM con el contenido mínimo de materia).

Las interacciones implicadas por el superpotencial (60) con $L^i = 0$ se enumeran en las ecuaciones (55),56), y se muestran en las figuras 4 y (5). Los que están en la figura 4. Son determinados por los parámetros sin dimensiones y^{ijk} . La interacción de Yukawa en la figura 4 (a), corresponde al último término de la ecuación (56).

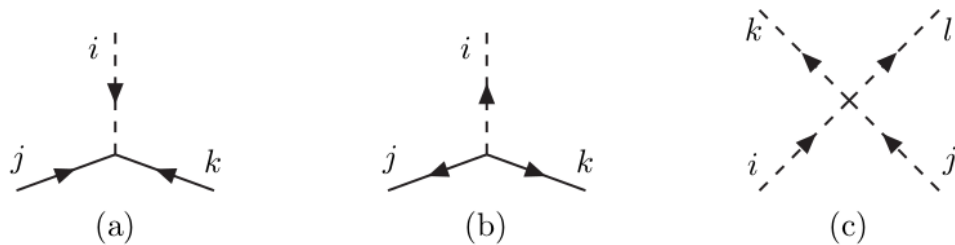


Figura 4: **Vértices no-gauge adimensionales de interacción en una teoría supersimétrica:** (a) escalar-fermión-fermión con interacción de Yukawa y^{ijk} , (b) la interacción compleja conjugada de y_{ijk} , y (c) interacción escalar de cuarto grado $y^{ijn}y_{kln}^*$.

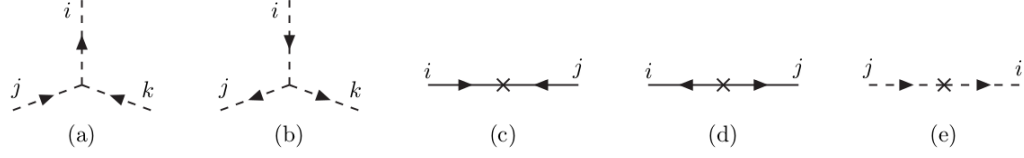


Figura 5: **Acoplamiento supersimétrico dimensional:** (a) $(\text{escalares})^3$ interacción en el vértice $M_{in}^* y^{jkn}$ y (b) la interacción conjugada $M^{in} y_{jkn}^*$, (c) términos para la masa fermiónica M^{ij} , (d) términos para la masa fermiónica conjugada M_{ij}^* , (e) término cuadrático para la masa $M_{ij}^* M^{kj}$

Para cada uno de los acoplamiento de Yukawa en particular de ϕ_i, ψ_j, ψ_k , con un acoplamiento y^{ijk} , debe haber igualdad de los acoplamiento de ϕ_j, ψ_i, ψ_k , puesto que y^{ijk} es completamente simétrica bajo intercambio de dos de sus índices, como se muestra en (sección 3,2 [13]). Las flechas en las líneas de los fermiones y escalares, apuntan en la dirección de propagación de ϕ y ψ y en la dirección de la propagación de ϕ^* y ψ^\dagger . Por lo tanto, hay también, un vértice correspondiente a la de la figura 4 (a), pero con todas las flechas invertidas, correspondiente al complejo conjugado (el último término de la ecuación (56)). Se muestra en la 4 (b). También hay un acoplamiento sin dimensiones para $\phi_i \phi_j \phi^* \phi^{*l}$, con una fuerza $y^{ijn} y_{kln}^*$, como es requerido por la supersimetría [véase el último término de la ecuación (55)]. La relación entre las interacciones de Yukawa en las figuras (4) (a), (b) y la interacción escalar de la figura (4) (c), es exactamente del tipo especial que se necesita para cancelar las divergencias cuadráticas en las correcciones cuánticas para las masas escalares.

La figura (5), muestra las únicas interacciones correspondientes a vértices supersimétricos renormalizables con dimensiones de acoplamiento de $[masa]$ y $[masa]^2$. En primer lugar, hay acoplos en la figura (5) (a, b) que están totalmente determinados por los parámetros del superpotencial para la masa M^{ij} y para los acoplamiento de Yukawa y^{ijk} , como se indica por el segundo y tercer término de la ecuación (55). Los propagadores de los fermiones y escalares en la teoría se construyen de la manera habitual utilizando el término para la masa M^{ij} y el término fermiónico para la masa $M_{ik}^* M^{kj}$. Los términos de masa M^{ij} y M_{ij}^* , conducen cada uno a la inserción de la quiralidad cambiante en el propagador del fermión; observar que de las direcciones de las flechas en la figura (5) (c, d), no hay flecha de retroceso o un propagador escalar, en una teoría con la supersimetría exacta; como se representa en la figura (5) (e), si uno trata el término escalar M^2 como una inserción en el propagador, se conserva la dirección de la flecha.

La figura (6), muestra las interacciones gauge en una teoría supersimétrica. En las figuras (6) (a, b, c), ocurren solamente cuando el grupo gauge es no abeliano, por ejemplo, para $SU(3)_c$ de color y $SU(2)_L$ del isospín en el MSSM. Las figuras (6) (a y b), son las interacciones de los bosones de gauge.

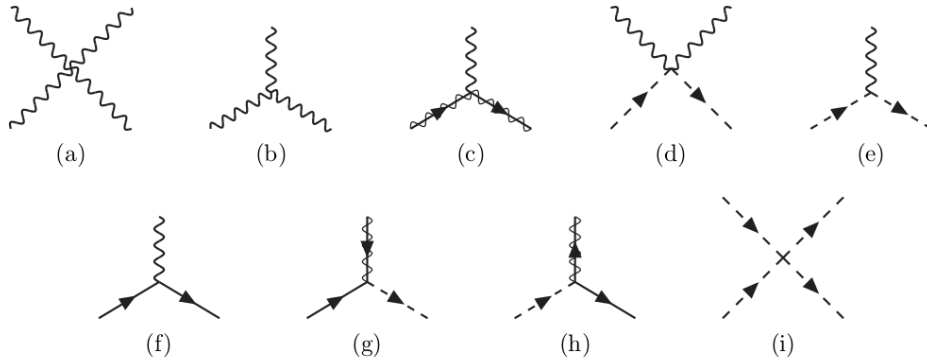


Figura 6: **Interacciones gauge con vértices supersimétricos**

Estas interacciones en los vértices del MSSM son exactamente las mismas que hay en QCD respecto a la interacción de los gluones, y las interacciones que se presentan en el modelo electrodébil con los bosones gauge, en el Modelo Estándar.

Figuras (6) (c, d, e, f), son sólo las interacciones estándar entre bosones, fermiones y campos escalares, que deben ocurrir en cualquier teoría gauge, debido a la forma de la derivada covariante. La figura (6) (c), muestra el acoplamiento de un gaugino a un bosón de gauge; la línea del gaugino en un diagrama de Feynman se extrae tradicionalmente como una línea continua, como la de un fermión superpuesta sobre una línea ondulada. En la Figura (6) (g), tenemos el acoplamiento de un gaugino a un fermión quiral y un escalar complejo. Uno puede pensar en esto como la supersimetrización de la figura (6) (e) o (f); cualquiera de estos tres vértices se pueden obtener de cualquier otra manera (hasta un factor de 2) mediante la sustitución de dos de las partículas por sus parejas supersimétricas. También hay una interacción en la figura (6) (h), que es igual que la figura (6) (g), pero con todas las flechas invertidas correspondientes al término conjugado complejo en el lagrangiano. Finalmente en la figura (6) (i), tenemos un interacción en el vértice escalar, que también está determinada por el gauge de acoplamiento (para más detalle ver la sección 3,3 de [13]).

Los resultados de este capítulo se pueden utilizar como una receta para la construcción de las interacciones supersimétricas para cualquier modelo. En el caso del MSSM, ya sabemos el grupo de gauge, el contenido de las partículas y las propiedades de las

transformaciones de gauge, por lo que sólo queda por escoger el superpotencial. Esto es lo que haremos más adelante.

1.4. Simetrías R

Algunos lagrangianos supersimétricos también son invariantes bajo una simetría global $U(1)_R$. La característica definitoria de una simetría R continua, es que las coordenadas θ y θ^\dagger anticonmutativas, transforman bajo esta simetría con cargas $+1$ y -1 , respectivamente, por lo que

$$\theta \rightarrow e^{i\alpha}\theta, \quad \theta^\dagger \rightarrow e^{-i\alpha}\theta^\dagger, \quad (61)$$

donde α es el parámetro en una transformación global R . Por lo tanto

$$\hat{Q} \rightarrow e^{-i\alpha}\hat{Q}, \quad \hat{Q}^\dagger \rightarrow e^{i\alpha}\hat{Q}^\dagger, \quad (62)$$

que a su vez implica que los generadores de la supersimetría tienen cargas R ; -1 y $+1$, por lo que no conmutan con la carga simétrica R :

$$[R, Q] = -Q \quad [R, Q^\dagger] = Q^\dagger, \quad (63)$$

Así, los distintos componentes dentro de un supercampo, siempre tienen diferentes cargas R . Si la teoría es invariante bajo una simetría R , entonces cada supercampo $\mathcal{S}(x, \theta, \theta^\dagger)$ se le puede asignar una carga R , denotada como r_s , definida por su regla de transformación

$$\mathcal{S}(x, \theta, \theta^\dagger) \rightarrow e^{ir_s\alpha}\mathcal{S}(x, e^{-i\alpha}\theta, e^{i\alpha}\theta^\dagger). \quad (64)$$

La carga R , de un producto de supercampos, es la suma de las cargas R individuales. Para un supercampo quiral Φ con carga R r_Φ , las componentes ϕ , ψ , y F , transforman con cargas r_Φ , $r_\Phi - 1$, y $r_\Phi - 2$, respectivamente:

$$\theta \rightarrow e^{ir_\Phi\alpha}\theta, \quad \psi \rightarrow e^{i(r_\Phi-1)\alpha}\psi, \quad F \rightarrow e^{i(r_\Phi-2)\alpha}F. \quad (65)$$

Los componentes de Φ^* llevan las cargas opuestas.

Los Supercampos gauge vectoriales siempre tienen una carga R igual a cero, ya que son reales. De ello se deduce que las componentes que no son cero en el modelo de Wess-Zumino, transforman como:

$$A^\mu \rightarrow A^\mu, \quad \lambda \rightarrow e^{i\alpha}\lambda, \quad D \rightarrow D. \quad (66)$$

Con cargas R, igual a 0, 1 y 0, respectivamente. Por lo tanto, un término de masa para el gaugino $\frac{1}{2}M_\lambda\lambda\lambda$, que aparece cuando la supersimetría se rompe, también cuando se rompe la simetría R, continua. La integración del superespacio mide $d^2\theta$ y $d^2\theta^\dagger$ y las derivadas covariantes quirales \mathbf{D}_α , y $\mathbf{D}_\alpha^\dagger$ llevan carga R -2 , $+2$, -1 y 1 , respectivamente. De ello se deduce que la intensidad del campo de gauge y el supercampo W_α lleva una carga R $+1$. Entonces no es difícil de comprobar que todos los términos del lagrangiano supersimétricos, que implican supercampos gauge son de forma automática y necesariamente con simetría R, incluyendo los acoplos a supercampos quirales. Esto también es cierto para la contribución del potencial canónico de Kähler. Sin embargo, el supercampo $W(\Phi_i)$ debe llevar la carga R $+2$ si la simetría R se conserva, y esto no es suficiente, y a menudo no es cierto. Por ejemplo, con un solo supercampo gauge Φ , los términos renormalizables permitidos en el superpotencial son $W(\Phi) = L\Phi + \frac{M}{2}\Phi^2 + \frac{y}{6}\Phi^3$. Si uno quiere imponer una simetría R continua, entonces uno puede tener a lo sumo uno de estos términos; L se permite solo si $r_\Phi = 2$, M se permite solo si $r_\Phi = 1$, y se permite y solo si $r_\Phi = \frac{2}{3}$. Puesto que las simetrías R continuas no conmutan con la supersimetría, uno podría preguntarse por qué se consideran en absoluto. Tal vez la respuesta más importante a esta pregunta, se refiere al papel que desempeñan las simetrías R en las teorías que analizan la supersimetría global de forma espontánea (ver sección 7,3 en [13]).

También es posible tener una simetría R discreta de Z_n , que puede ser obtenida mediante la restricción de la transformación de los parámetros α en las ecuaciones (61 a 66), a un entero múltiplo de $\frac{2\pi}{n}$. Las cargas R de Z_n de todos los campos son los enteros con módulo n. Sin embargo, tenga en cuenta que en el caso cuando $n = 2$ es trivial, en el sentido de que cualquier simetría R Z_2 , es exactamente equivalente a una

simetría ordinaria (no R) correspondiente en virtud del cual todos los componentes de cada supermultiplete transforman de la misma manera. Esto es porque cuando α es un múltiplo entero de π , entonces tanto θ y θ^\dagger siempre transforman solo por el cambio de signo, lo que significa que los campos fermiónicos cambian de signo y los campos bosónicos no lo hacen, o viceversa. El número de campos fermiónicos en cualquier término del lagrangiano, en cualquier teoría, siempre es par, por lo que el cambio de signo extra para campos fermiónicos no tiene ningún efecto.

1.5. Interacciones en la ruptura suave de la supersimetría

Un modelo fenomenológico realista debe contener ruptura de supersimetría desde una perspectiva teórica, esperamos que la supersimetría si es que existe, debe ser una simetría exacta que se rompe espontáneamente. En otras palabras, el modelo subyacente debe tener una densidad lagrangiana que es invariante bajo la supersimetría, pero no lo es en un estado de vacío. De esta manera, la supersimetría está oculta a bajas energías de una manera análoga a la simetría electrodébil en el Modelo Estándar ordinario.

De hecho, se han propuesto muchos modelos de ruptura espontánea de la simetría (sección 7 [13]). Estos modelos siempre implican extender el MSSM para incluir nuevas partículas e interacciones a escalas muy altas para las masas, y no hay consenso sobre cómo debe hacerse. Sin embargo, desde un punto de vista práctico, es muy útil parametrizar estos valores introduciendo términos adicionales que rompen la supersimetría explícitamente en la lagrangiana del MSSM. Los acoplamientos de la supersimetría deben ser suaves (con valores positivos para la masa) con el fin de ser capaces de mantener de forma natural, la jerarquía entre la escala electrodébil y la de Planck a escalas de masa. Esto significa, en particular, que los acoples adimensionales de la ruptura de la supersimetría, deben estar ausentes.

Los posibles términos para la ruptura suave de la supersimetría en el lagrangiano de una teoría general son:

$$\mathcal{L}_{suave} = -\left(\frac{1}{2}M_a\lambda^a\lambda^a + \frac{1}{6}a^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + \frac{1}{2}b^{ij}\phi_i\phi_j + t^i\phi_i\right) + c.c. - (m^2)_j^i\phi_j^*\phi_i, \quad (67)$$

$$\mathcal{L}_{tal\ vez\ suave} = -\frac{1}{2}c_i^{jk}\phi^{*i}\phi_j\phi_k + c.c.. \quad (68)$$

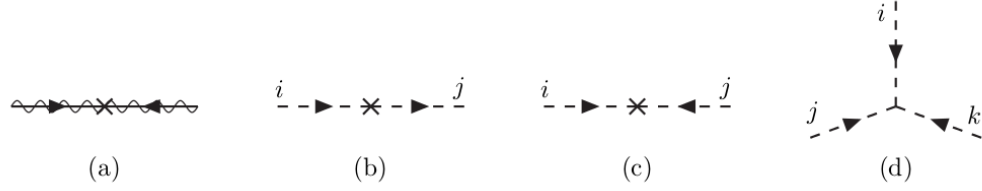


Figura 7: **Términos de ruptura suave de supersimetría:** (a) gaugino masa M_a ; (b) escalar no holomorfo de masa $(m^2)_j^i$; (c) escalar holomorfo de masas (b^{ij}) ; y (d) acoplo cúbico a^{ijk} .

Se componen de masas de gaugino M_a para cada grupo, los términos escalares para la masa cuadrática $(m^2)_i^j$, b^{ij} , y $(escalar)^3$, con acoplos a^{ijk} y c_i^{jk} , y acoplos t^i . El último de estos requiere que ϕ_i sea un singlete gauge, y esto no ocurre en el MSSM.

Uno podría preguntarse por qué no hemos incluido posibles términos de masas livianas para los supermultipletes quirales fermiónicos, como $\mathcal{L} = -\frac{1}{2}m^{ij}\psi_i\psi_j + c.c.$ Incluyendo estos términos sería redundante; siempre pueden ser absorbidos por una redefinición del superpotencial y por los términos (m^2) y c_i^{jk} .

Se ha demostrado rigurosamente que una teoría supersimétrica con ruptura suave, es decir \mathcal{L}_{suave} dada por la ec. (67), es de hecho, libre de divergencias cuadráticas en las correcciones cuánticas a masas escalares, a todas las órdenes en la teoría de perturbación [74].

Los términos en \mathcal{L}_{suave} , generan una ruptura en la supersimetría, porque implican sólo escalares y gauginos y no a sus respectivos supercompañeros. De hecho, los términos suaves en \mathcal{L}_{suave} , son capaces de dar masas para todos los escalares y gauginos en una teoría, incluso si los bosones y fermiones supermultipletes quirales tienen masa (o es relativamente pequeña).

Las masas del gaugino M_a siempre están permitidas por la simetría gauge. Los términos $(m^2)_j^i$ están permitidos para i, j , tal que ϕ_i, ϕ^{j*} , transforman en representaciones conjugadas complejas, bajo todas las simetrías gauge; en particular, esto es cierto, por supuesto, cuando $i = j$, por lo que cada escalar es elegible para obtener una masa de esta manera si la supersimetría se rompe.

Los términos suaves restantes pueden o no, ser permitidos por las simetrías. Los términos a^{ijk}, b^{ij} , y t^i tienen la misma forma que el y^{ijk}, M^{ij} , y L_i en el superpotencial. Así que cada uno se permitirá por invarianza gauge, sí y solo sí, está permitido un

término superpotencial correspondiente.

Las interacciones en los diagramas de Feynman correspondientes a los términos de la eq. (67), se muestran en la figura (7).

Para cada una de las interacciones en las figuras (7) (a, c, d) se pueden construir otras, pero estas tienen todas las flechas invertidas correspondientes a los términos conjugados complejos, en la Lagrangiana.

Vamos a usar estos resultados generales para el caso específico del MSSM, más adelante.

1.6. Lagrangiano supersimétrico

Una transformación supersimétrica en un modelo supersimétrico realista, pasa de un estado bosónico ϕ_i en su supercompañero fermiónico ψ_i y viceversa. También convierte el campo bosónico gauge A_μ^a en uno de dos componentes fermiónicos gauge Weyl λ^a y viceversa.

$$\delta\phi_i = \epsilon\psi_i \quad (69)$$

$$\delta(\psi_i)_\alpha = i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha D_\mu\phi_i + \epsilon_\alpha F_i \quad (70)$$

$$\delta F_i = i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu D_\mu\psi_i + \sqrt{2}g(T^a\phi)_i\epsilon^\dagger\lambda^{\dagger a} \quad (71)$$

$$\delta A_\mu^a = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^\dagger\bar{\sigma}_\mu\lambda^a + \lambda^{\dagger a}\bar{\sigma}_\mu\epsilon) \quad (72)$$

$$\delta\lambda_\alpha^a = -\frac{i}{2\sqrt{2}}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\epsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_a D^a \quad (73)$$

$$\delta D^a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu D_\mu\lambda - D_\mu\lambda^\dagger\bar{\sigma}^\mu\epsilon) \quad (74)$$

donde se utilizan los índices griegos para las dos componentes de los espinores de Weyl zurdos (diestros) ⁸. Las σ_μ son matrices de 2×2 con $\sigma_0 = \bar{\sigma}_i$ siendo la identidad, y $\sigma_i = -i\bar{\sigma}_i$ las matrices de Pauli A.2. El índice i se ejecuta sobre el gauge y los índices de sabor de los fermiones (se sube o se baja por la conjugación hermitiana); ϵ^α es un infinitesimal, anticonmutativo de dos componentes de Weyl, el cual parametriza la transformación supersimétrica. F_i y D_i son campos auxiliares complejos que no se propagan y pueden ser eliminados mediante sus ecuaciones clásicas del movimiento. El índice a actúa sobre la representación adjunta del grupo de norma en virtud de la cual todos los campos quirales transforman en una representación con matrices hermitianos que satisfacen $([T^a, T^b] = if^{abc}T^c)$. Finalmente las transformaciones de gauge son

$$D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i + igA_\mu^a (T^a \phi)_i \quad (75)$$

$$D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i + igA_\mu^a (T^a \psi)_i \quad (76)$$

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - gf^{abc} A_\mu^b \lambda^c \quad (77)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (78)$$

donde g es el acoplamiento de calibre (gauge). Los números cuánticos de norma ψ_i son los mismos que su supercompañera escalar ϕ_i . Para una discusión completa ver [13]. Como resultado, en una teoría de campo supersimétrico renormalizable, las interacciones y masas de todas las partículas se determinan solo por sus propiedades de transformación de calibre y por el superpotencial W

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \hat{\phi}_i \hat{\phi}_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \hat{\phi}_i \hat{\phi}_j \hat{\phi}_k \quad (79)$$

donde el supercampo $\hat{\phi}$ es un campo singlete que contiene como componentes todo el campo bosónico, fermiónico y auxiliar dentro de los supermultipletes correspondientes. W determina las interacciones escalares de la teoría, las masas de fermiones y los acoplamientos de Yukawa. El superpotencial, junto con la supersimetría de calibre (gauge) $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, en donde nos conduce al siguiente lagrangiano genérico

⁸En general, $\alpha = 1, 2, \dots, d = 2^{2N}$ con N el número de supersimetrías

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SuSy} = & -D^\mu \phi^{*i} D_\mu \phi_i - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i - \frac{1}{2} M^{ij} \psi_i \psi_j - M_{ij}^* \psi_i^\dagger \psi_j^\dagger - \frac{1}{2} y^{ijk} \phi_i \psi_j \psi_k \\
& - \frac{1}{2} y_{ijk}^* \phi^{*i} \psi^\dagger{}^j \psi^\dagger{}^k - [M_{ik}^* M^{kj} \phi^{*i} \phi_j + \frac{1}{2} M^{in} y_{jkn}^* \phi_i \phi^{*j} \phi^{*k} \\
& + \frac{1}{2} M_{in}^* y^{jkn} \phi^{*i} \phi_j \phi_k + \frac{1}{4} y^{ijn} y_{klm}^* \phi_i \phi_j \phi^{*ki} \phi^{*l}] \\
& + \sqrt{2} i g \lambda^a \Phi^\dagger{}^i T^a \Psi_i + \frac{\sqrt{2}}{2} i g' \lambda' \psi_i Y_{\phi_i} \phi^{*i} \\
& - [\frac{1}{2} g^2 (\Psi^\dagger{}^i T^a \Phi_i) (\Phi^\dagger{}^j T^a \Phi_j) + \frac{1}{4} g'^2 (\phi^{*i} Y_{\phi_i} \phi_i) (\phi^{*i} Y_{\phi_i} \phi_i)] \\
& \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i \lambda^\dagger{}^a \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - i \lambda'^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda'
\end{aligned} \tag{80}$$

donde Φ_i y Ψ_i son dobletes de $SU(2)_L$. Cualquier modelo fenomenológico realista debe contener ruptura de supersimetría. Por lo tanto nosotros simplemente introducimos términos adicionales que rompen la supersimetría explícitamente en el lagrangiano SUSY eficaz. Los posibles términos supersimétricos suaves adicionales en el lagrangiano anterior, suponiendo la simetría de calibre (gauge) $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, estos son

$$\begin{aligned}
V_{suave} = & \frac{1}{2} (M_1 \lambda' \lambda' + M_2 \lambda_2 \lambda_2 + M_3 \lambda_3 \lambda_3 + h.c) - m_{ij}^2 \phi^{*j} \phi_i \\
& - (\frac{1}{2} b^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + h.c) .
\end{aligned} \tag{81}$$

2 El Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico

En las figuras 8 y 9, se muestran las partículas y las superpartículas posibles en una extensión mínima del Modelo Estándar, en las cuales se clasifican las partículas, en función de sus propiedades de transformación en el marco del grupo de gauge del Modelo Estándar $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, que combina u_l, d_l y ν, e_L , con sus grados de libertad en $SU(2)_L$. Aquí seguimos una convención estándar, en la que todos los supermultipletes quirales se definen en términos de los espinores de Weyl zurdos, de modo que los conjugados de los quarks y leptones diestros (y sus supercompañeros) aparecen en la figura (8). Este es un protocolo para definir supermultipletes quirales, los cuales resultan ser muy útiles para la construcción de Lagrangianos supersimétricos, como ya lo hicimos anteriormente. También es útil contar con un símbolo para cada uno de los supermultipletes quirales en su conjunto, los cuales se indican en la segunda columna de la figura (8). Así, por ejemplo Q significa el doblete supermultiplete quiral $SU(2)_L$, el cual contiene \tilde{u}_L, u_L (con la componente del isospín $T_3 = +\frac{1}{2}$), y \tilde{d}_L , (con $T_3 = -\frac{1}{2}$), mientras que \tilde{u} representa el singlete $SU(2)_L$ - supermultiplete que contiene $\tilde{u}_R^*, u_R^\dagger$.

Names		spin 0	spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks (×3 families)	Q	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons (×3 families)	L	$(\tilde{\nu} \ \tilde{e}_L)$	$(\nu \ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Figura 8: Supermutlipetes quirales en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico. Los campos con espín 0 son complejos escalares, y los campos con espín $\frac{1}{2}$ son fermiones Weyl zurdos, con dos componentes

Hay tres tipos de familias para cada uno de los quarks y leptones, como se puede observar en la (8). El índice ($i = 1, 2, 3$) indica en cuál familia se encuentra dicha partícula, estos valores pueden fijarse también a los nombres de los supermultipletes quirales (Q_i, \tilde{u}_i, \dots) cuando sea necesario, por ejemplo $(e_1, e_2, e_3) = (e, \mu, \tau)$.

Names	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, B boson	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Figura 9: **Supermultipletes gauge en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico.**

La barra sobre los campos \tilde{u} , \tilde{d} , y \tilde{e} , son para diferenciarlos de sus partículas del SM, y no denota ningún tipo de conjugación.

Los supermultipletes quirales Higgs H_d (que contiene $H_d^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$) tienen exactamente los mismos números cuánticos del Modelo Estándar. Por esta razón todas las supercompañeras de las partículas del Modelo Estándar son partículas nuevas, y no se pueden identificar con algún otro estado en el SM.

Los bosones vectoriales del Modelo Estándar claramente deben residir en supermultiplets gauge. Sus supercompañeros fermiónicos se denominan genéricamente como gauginos. Las las interacciones gauge $SU(3)_C$ de color en la QCD, son mediados por el gluón, cuyo color tiene espín $= -\frac{1}{2}$ y su pareja supersimétrica es la gluino con espín $= \frac{1}{2}$. Como es de costumbre, una tilde se utiliza para denotar el socio supersimétrico de un estado en el SM, por lo que los símbolos para el gluón y gluino son g y \tilde{g} , respectivamente. La simetría gauge electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que tiene a los bosones gauge W^+, W^0, W^- y B^0 , con espín 1, tienen como supercompañeros a las partículas $\tilde{W}^+, \tilde{W}^0, \tilde{W}^-$ y \tilde{B}^0 , llamadas winos y bino, respectivamente con espín $\frac{1}{2}$.

Después de la ruptura de la simetría electrodébil, los W^0 y B^0 , que son estados propios de gauge, se mezclan para dar a estados propios a los z^0 y γ . Y sus correspondientes supercompañeras de z^0 y γ son \tilde{z}^0 y $\tilde{\gamma}$ llamadas Zino y fotino respectivamente. La figura (9) resume los supermultipletes gauge con base en una extensión mínima supersimétrica del Modelo Estándar.

Los supermultipletes quirales de las figuras 8 y 9, constituyen el contenido de las partículas del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM). La característica más obvia y más interesante de esta teoría es que ninguna de las supercompañeras de las partículas del modelo estándar se ha descubierto. Si la supersimetría es inquebrantable,

entonces por ejemplo, los *selectrones* (\tilde{e}_L y \tilde{e}_R) deben tener unas masas exactamente iguales al de sus compañeras del SM; esto es $m_e = 0,511$ MeV.

Una afirmación similar se aplica a cada uno de los otros sleptones y squarks, y también tendrían que ser un gluino con masa y un photino sin masa. Estas partículas habrían sido extraordinariamente fácil de detectar hace mucho tiempo. Claramente, por lo tanto, la supersimetría es una simetría que está rota en el estado de vacío elegido por la Naturaleza.

2.1. El superpotencial y las interacciones supersimétricas

En esta sección vamos a completar el modelo ya construido, especificando el superpotencial y los términos de supersimetría con ruptura suave.

El superpotencial del MSSM es

$$W_{MSSM} = \bar{u}\mathbf{y}_u Q H_u - \bar{d}\mathbf{y}_d Q H_d - \bar{e}\mathbf{y}_e L H_d + \mu H_u H_d. \quad (82)$$

Los objetos ($H_u, H_d, Q, L, \bar{u}, \bar{d}, \bar{e}$) que aparecen aquí, tienen los supercampos quirales correspondientes a los supermultipletes quirales en la figura 8. Los parámetros adimensionales de los acoplamientos de Yukawa $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d, \mathbf{y}_e$ son matrices en un espacio 3×3 . El término μ , se puede escribir como $\mu(H_u)_\alpha(H_d)_\beta \epsilon^{\alpha\beta}$, donde se utiliza para unir $SU(2)_L$ con los índices del isospín débiles ($\alpha, \beta = 1, 2$) de forma que sea invariante gauge. Asimismo, el término $\tilde{u}\mathbf{y}_u Q H_u$ puede escribirse como $u^{ia}(\mathbf{y}_u)_i^j Q_{j\alpha a}(H_u)_\beta \epsilon^{\alpha\beta}$, donde $i = 1, 2, 3$, es un índice para la familia y , $a = 1, 2, 3$, es un índice de color.

El término μ en la ecuación (82), es la versión supersimétrica, de la masa del bosón de Higgs en el Modelo Estándar. Es único porque los términos $H_u^* H_u$ o $H_d^* H_d$ están prohibidos en el superpotencial, ya que debe ser holomorfa en los supercampos quirales (o de forma equivalente en los campos escalares) tratados como variables complejas, (para más detalle ver las secc 3,2 y 6,1 de [13]).

Las matrices de Yukawa pueden determinar las masas actuales de los quarks y leptones ordinarios, además, (CKM) de la mezcla de los ángulos de los quarks y leptones, después de que las componentes escalares neutras de H_u y H_d son obtenidas en VEVs. Dado que el quark top, quark bottom y el leptón tau, son fermiones pesados en el

Modelo Estándar, a menudo es útil hacer una aproximación de sólo las componentes (3, 3) de la familia de cada uno de los $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d, \mathbf{y}_e$, esto es:

$$\mathbf{y}_u \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix}, \quad \mathbf{y}_d \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix}, \quad \mathbf{y}_e \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \quad (83)$$

En este límite, sólo la tercera familia el campo de Higgs, contribuyen al superpotencial del MSSM. Es instructivo escribir el superpotencial en términos separados de los componentes isospín; $Q_3 = (tb), L_3 = (\nu_\tau \tau), H_u = (H_u^+ H_u^0), H_d = (H_d^0 H_d^-), \bar{u}_3 = \bar{t}, \bar{d}_3 = \bar{b}, \bar{e}_3 = \bar{\tau}$, entonces:

$$W_{MSSM} \approx y_t(\bar{t}tH_u^0 - \bar{t}bH_u^+) - y_b(\bar{b}tH_d^- - \bar{b}bH_d^0) - y_\tau(\bar{\tau}\nu_\tau H_d^- - \bar{\tau}\tau H_d^0) + \mu(H_u^+ H_d^- - H_d^0 H_u^0). \quad (84)$$

El signo menos dentro de los paréntesis aparece debido a la antisimetría del $\epsilon^{\alpha\beta}$ utilizado para unir los superíndices de $SU(2)_L$. Los otros signos menos en ecuación (84) fueron elegidos (como una convención) de forma que los términos $y_t \bar{t}tH_u^0, y_b \bar{b}bH_d^0$, y $y_\tau \bar{\tau}\tau H_d^0$, que se convertirá en el quark t, b y el leptón τ , cuando H_u^0 y H_d^0 , se obtienen de VEVs, cada uno tiene signos positivos en general en la ecuación (84).

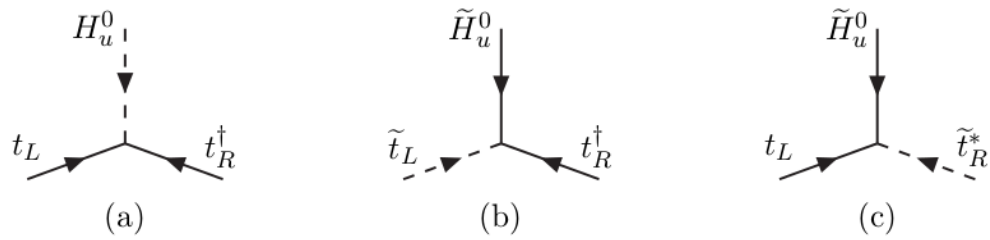


Figura 10: El acoplo del top-quark de Yukawa (a) y su supersimetrización (b), (c), todas las fuerzas y_t .

Las interacciones de Yukawa y^{ijk} en una teoría supersimétrica en general, deben ser completamente simétricas bajo el intercambio de i, j, k , pero sabemos que $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d$, y \mathbf{y}_e no solamente implican los acoplamiento del Higgs-quark-quark y Higgs-leptón-leptón, como se cumple en el modelo estándar, sino que también deben cumplirse estas simetrías

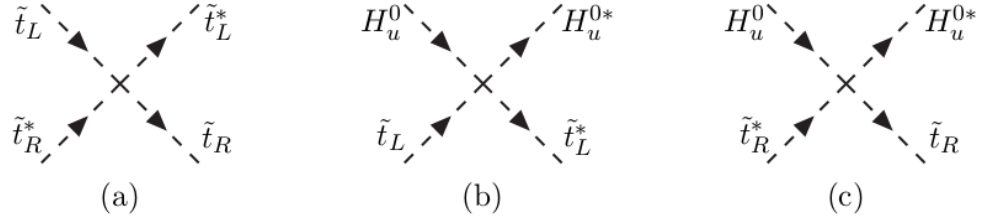


Figura 11: **Algunas de las interacciones (escalares)² con fuerza proporcional a y_t^2 .**

en las interacciones de squark-Higgsino-quark y slepton-Higgsino-leptones. Para ilustrar esto, las figuras en 10 (a, b, c) muestran algunas de las interacciones que implican al top-quark en el acoplamiento de Yukawa y_t .

En la figura 10 (a), se observa el acoplamiento del quark top al bosón Higgs neutro, con base al Modelo Estándar, que se desprende del primer término de la ecuación (84). Para variar, hemos utilizado t_L y t_R^\dagger .

En la figura 10 (b), tenemos el acoplamiento del \tilde{t}_L con en el higgsino \tilde{H}_u^0 y el t_R , mientras que en la figura 10 (c) el top anti- squark (conocido también como \tilde{t}^- o \tilde{t}_R^0) se acopla a \tilde{H}_u y al t_L .

Para cada una de las tres interacciones, se podría sustituir por otra sin ningún problema, por ejemplo si $H_u^0 \rightarrow H_u^+$ y $t_L \rightarrow -b_L$ (con las tildes apropiadas), que corresponden a la segunda parte del primer término de la ecuación (84).

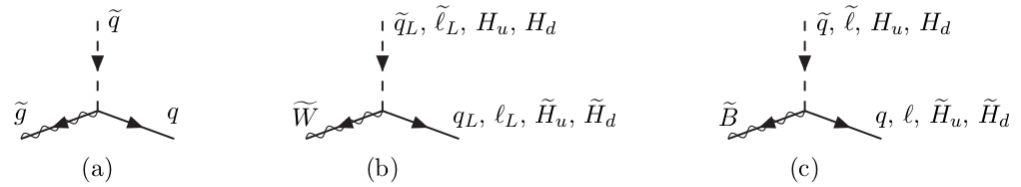


Figura 12: **Acoplo de parejas de los gluinos con el wino, y bino del MSSM (escalar, fermión)**

En la figura 12 (a), se muestra la interacción entre $(\tilde{g} - \tilde{q} - q)$ con base al diagrama de Feynman. En la figura 12 (b, c), mostramos de una manera similar, los acoplos entre las parejas (squark, quark), (leptón, sleptón) y (Higgs, higgsino), con los winos, y bino, con las fuerzas proporcionales al acoplo gauge electrodébil con g y \tilde{g} , respectivamente.

Las interacciones que se muestran en la figura (12), por ejemplo, las desintegraciones de $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}$ y $\tilde{q} \rightarrow \tilde{W}q'$ y $\tilde{q} \rightarrow \tilde{B}q$ cuando los estados finales están cinemáticamente permitidos en la capa de masas (on-shell)⁹.

Sin embargo, una complicación es que los estados \tilde{W} y \tilde{B} no son estados propios de las masas, debido a la división y la mezcla, producto de la ruptura de la simetría electrodébil.

Los acoples dimensionalmente saturados en la parte supersimétrica de la lagrangiana del MSSM, son dependientes de μ . Como se observa μ le da al higgsino, términos de masa de fermiones

$$\mathcal{L}_{masa\ higgsino} = \mu(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_d^- - \tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0)c.c., \quad (85)$$

así como el Higgs ($masa$)² en términos del potencial escalar

$$\mathcal{L}_{masa\ Higgs\ supersimetrico} = |\mu|^2(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2|H_d^0|^2 + |H_d^-|^2). \quad (86)$$

(Para más detalles ver sección 6,1 [13]).

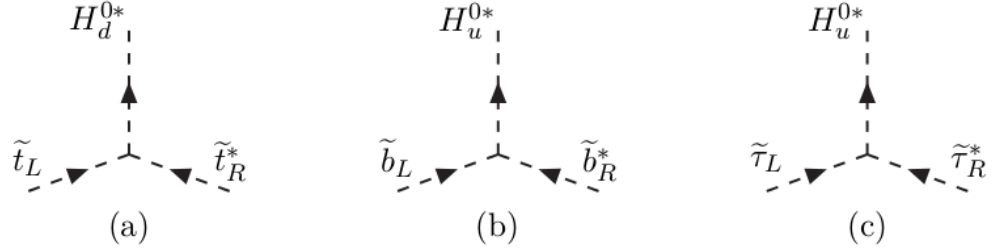


Figura 13: **Algunos de los acoples supersimétricos (*escalar*)³ proporcionales a $\mu^*y_t, \mu^*y_b, \mu^*y_\tau$ cuando H_u^0 y H_d^0 obtenidos en VEVs, estos contribuyen a (a) \tilde{t}_L, \tilde{t}_R , mezclados (b) \tilde{b}_L, \tilde{b}_R , mezclados y (c) $\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$ mezclados.**

El término μ y los acoples de Yukawa en el superpotencial (82) se combinan para dar un acoplamiento (*escalar*)³ de la siguiente manera:

⁹ on mass shell, o simplemente on shell, significa que la partícula cumple con $E^2 - ||p||^2 = m^2$, pensado en el plano p_x, p_y, p_z significa que está dentro de la cáscara de masa

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{supersimetrico(escalar)}^3 = & \mu^* (\tilde{u}_\mathbf{y}_\mathbf{u} \tilde{u} H_d^{0*} + \tilde{d}_\mathbf{y}_\mathbf{d} \tilde{d} H_u^{0*} + \tilde{u}_\mathbf{y}_\mathbf{e} \tilde{e} H_u^{0*} \\ & + \tilde{u}_\mathbf{y}_\mathbf{u} \tilde{d} H_d^{-*} + \tilde{d}_\mathbf{y}_\mathbf{d} \tilde{u} H_d^{+*} + \tilde{e}_\mathbf{y}_\mathbf{e} \tilde{\nu} H_u^{+*}) + c.c. . \end{aligned} \quad (87)$$

En la figura 13, se muestra algunos de estos acoples, proporcionales a $\mu^* y_t$, $\mu^* y_b$, $\mu^* y_\tau$ respectivamente. Estas desempeñan un papel importante en la determinación de la mezcla del squark top, squark bottom y los sleptons tau, como veremos más adelante.

2.2. Paridad R (o paridad de la materia) y sus consecuencias

El superpotencial 82, es mínimo en el sentido en que es suficiente para producir un modelo fenomenológicamente viable. Sin embargo, hay otros términos que uno puede escribir que son invariantes de gauge y holomorfos en los supercampos quirales, pero no están incluidos en el MSSM por que violan la conservación del número bariónico (B) o del número leptónico (L). El superpotencial más general que es invariante gauge y renormalizable, incluye no sólo la ecuación (82), sino también los términos:

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu'^i L_i H_u, \quad (88)$$

$$W_{\Delta B=1} = \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k, \quad (89)$$

Donde i, j, k , son los índices de generación. Los supermultipletes quirales llevan la carga bariónica, asignada como $B = +1/3$ para Q_i ; y $B = -1/3$ para \bar{d}_i , y \bar{u}_i ; y $B = 0$ para lo demás términos. El número leptónico asignado como $L = +1$ para L_i , $L = -1$ para \bar{e}_i , y $L = 0$ para los otros términos.

Por lo tanto los términos en la ec. (88), violan la conservación del número leptónico en una unidad (así como el sabor en los leptones individuales) y la ecuación (89) viola la conservación del número bariónico en una unidad.

La posible existencia de dichos términos puede parecer bastante inquietante, ya que los procesos con violación B y L, no se han visto experimentalmente. La restricción experimental más evidente proviene de la falta de observación de la desintegración de protones, lo que violaría tanto B y L en 1 unidad. Si los acoples, tanto λ' como λ'' están

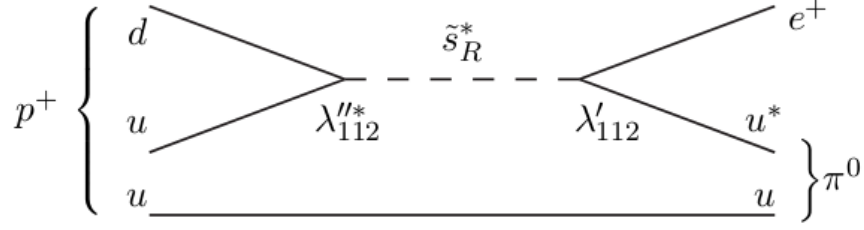


Figura 14: El decaimiento del protón podría ser mediado por un squarks, si se violara la paridad R , donde hay $\delta B = 1$ y $\delta L = 1$. En este ejemplo sencillo, se muestra $p \rightarrow e^+ \pi^0$, donde el decaimiento del protón está mediado por un squark extraño.

presentes y no suprimidos, entonces el curso de la vida del protón sería extremadamente corto. Por ejemplo, los diagramas de Feynman como la de la figura 14¹⁰, conducirían a $(p^+ \rightarrow e^+ \pi^0)$ o $(e^+ K^0)$ o $(\mu^+ \pi^0)$ o $(\mu^+ k^0)$ o $(\nu \pi^+)$ o (νK^+) etc. dependiendo de cuál de las componentes de (λ') y (λ'') son mayores.¹¹ Como cálculo aproximado basado en el análisis dimensional, por ejemplo,

$$\Gamma_{p^+ \rightarrow e^+ \pi^0} \sim m_{proton}^5 \sum_{i=2,3} \frac{|\lambda'^{11i} \lambda''^{11i}|^2}{m_{d_i}^4}, \quad (90)$$

lo que sería una pequeña fracción de un segundo si los acoplamientos son del orden de la unidad y los squarks tienen masas del orden de $1 TeV$. En contraste, el tiempo de decaimiento del protón que aún no se ha medido y debe superar los 10^{32} años. Por lo tanto, al menos uno de los acoplos λ'^{ijk} o λ''^{11k} para cada uno de $i = 1, 2; j = 1, 2; k = 2, 3$ debe ser extremadamente pequeño. Muchos otros procesos también dan fuertes restricciones sobre la violación a la conservación de los números leptónicos y bariónicos ([62], [68]).

Uno puede simplemente tomar la conservación de B y de L como un postulado en el MSSM. Sin embargo, esto es claramente un paso atrás en la situación del Modelo

¹⁰ En este diagrama las flechas en propagadores a menudo se omiten por razones de simplicidad, y los nombres de los fermiones externos se refieren a estados de partículas físicas en lugar de campos de fermiones de 2 componentes.

¹¹ El acoplo (λ'') debe ser antisimétrico en sus dos últimos índices de sabor, ya que los índices de color se combinan antisimétricamente. Por eso, el squark en la figura 14 puede ser (\tilde{s}) o (\tilde{b}) , pero no (\tilde{d}) , para los quarks u, d , en el protón

Estándar, donde se supone que no hay conservación de estos números cuánticos, pero es más bien una consecuencia gratamente accidental, del hecho de que no existen posibles términos en el Lagrangiano renormalizable que violan B o L .

Por otra parte, hay un obstáculo bastante general para tratar a B y L como una simetría fundamental de la naturaleza, ya que se sabe que están necesariamente violadas por los efectos electrodébiles no perturbativos [80] (a pesar de que esos efectos son insignificantes, para experimentos con energías ordinarias). Por lo tanto, en el MSSM se añade una nueva simetría, que tiene el efecto de eliminar la posibilidad de violar los términos de B y L , en el superpotencial renormalizable. Esta nueva simetría se llama paridad R [64] o de manera equivalente paridad materia [65].

La paridad de materia, es un número cuántico multiplicativo que se conserva, definido como:

$$P_M = (-1)^{3(B-L)}, \quad (91)$$

para cada partícula en la teoría. Es fácil verificar que los quarks y leptones tienen $P_M = -1$, mientras que los supermultipletes del Higgs H_u y H_d tienen $P_M = 1$. Los bosones de gauge y gauginos por supuesto no llevan número bariónico o número leptónico, por lo que se les asigna la paridad $P_M = 1$.

El principio de simetría que se realice es que un término candidato en el Lagrangiano (o en el superpotencial) sólo se permite si el producto de la P_M para todos los campos es 1. Es fácil ver que cada uno de los términos en las ecuaciones 88 y 89 está por tanto prohibida, mientras que los términos buenos y necesarios en la ecuación 88 se admiten.

Esta simetría discreta conmuta con la supersimetría, ya que todos los miembros de un supermultiplete dados, tienen la misma paridad de materia. La ventaja de la paridad de la materia es que puede ser, en principio, una simetría exacta y fundamental, que B y L en sí no puede, ya que se sabe que son violados por los efectos electrodébiles no perturbativos.

La paridad de materia, es un número cuántico multiplicativo que se conserva, definido como:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}, \quad (92)$$

donde s es el espín de la partícula.

Ahora, la conservación de la paridad de la materia y la conservación de la paridad R , son exactamente equivalentes, ya que el producto de $(-1)^{2s}$ para las partículas involucradas en cualquier vértice de interacción, en una teoría que conserva el momento angular es siempre igual a $+1$. Sin embargo, las partículas dentro de los mismos supermultipletes no tienen el mismo número de paridad R .

El número de la paridad R para las partículas del modelo estándar es; $P_R = 1$, y para sus supercompañeras es $P_R = -1$.

Hay que tener en cuenta que, esto implica que todas las partículas ordinarias del modelo estándar tiene paridad- R par, mientras que las socias supersimétricas correspondientes tienen paridad R impar.

La conservación de la paridad R en los procesos de dispersión y desintegración tiene un impacto crucial en la fenomenología supersimétrica. Por ejemplo, a partir de un estado en el cual hay partículas ordinarias con paridad R , se puede deducir que aunque se han creado partículas supersimétricas, estas se crean por pares.

En general, estas partículas son muy inestables y decaen a estados estables o ligeros. Sin embargo, la invariancia de la paridad R , implica también, que la partícula supersimétrica más ligera (LSP por sus siglas en inglés Lightest Supersymmetric Particle) es absolutamente estable, y finalmente, debe ser producida al final de una cadena de desintegraciones, iniciada por la desintegración de una partícula supersimétrica pesada y por lo tanto inestable.

De este modo la paridad R , además de explicar la longevidad del protón, proporciona un candidato natural a materia oscura. La partícula LSP en modelos supersimétricos con paridad R posee las características idóneas para ser el constituyente fundamental de toda esta materia oscura.

2.3. Parámetros del MSSM

Los parámetros del MSSM están convenientemente descritos, considerando por separado el sector de la conservación de la supersimetría y el sector de la ruptura de la supersimetría. Una discusión cuidadosa de las convenciones que se utilizan para definir los parámetros del MSSM a nivel árbol (tree level) se puede encontrar en la referencia [33]. Para simplificar, consideremos primero el caso de una generación de quarks, leptones, y sus supercompañeros escalares.

2.3.1. Los parámetros que conservan la supersimetría

Los parámetros del sector que conservan la supersimetría son: (i) acoplamientos de gauge: g_s , g y g' , que corresponden al grupo de gauge del Modelo Estándar $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, respectivamente; (ii) un parámetro μ para la masa de un higgsino; y (iii) constantes de acoplo de Yukawa entre (Higgs-fermiones): y_u , y_d , y y_e .

2.3.2. Los parámetros que rompen la supersimetría

El sector de la ruptura de supersimetría, contiene el siguiente conjunto de parámetros: (i) gauginos de Majorana con masas M_3 , M_2 y M_1 asociados a la $SU(3)$, $SU(2)$, y $U(1)$, subgrupos del Modelo Estándar; (ii) cinco parámetros escalares para la masa de los squarks y sleptons, M_Q^2 , M_U^2 , M_D^2 , M_L^2 y M_E^2 (correspondiente a los cinco multipletes gauge electrodébiles, es decir, a los supercompañeros de $(u, d)_L$, u_L^c , d_L^c , $(\nu, e^-)_L$ y e_L^c , donde la c es el superíndice que indica un fermión con carga conjugada y los índices de sabor han sido suprimidos); y (iii) (Higgs-squark-squark) y (Higgs-slepton-slepton), términos de interacción trilineal con coeficientes $y_u A_U$, $y_d A_D$, y $y_e A_E$ (los cuales se definen como parámetros-A).

Si estos parámetros definidos de esta manera, son paraméricamente del mismo orden (o menor) en comparación con otros parámetros de masa, para el caso de la ruptura supersimétrica, entonces, sólo los parámetros-A, de la tercera generación serán fenomenológicamente relevantes. Por esta razón es tradicional factorizar los acoplamientos de Yukawa en ese sentido.

Finalmente añadimos: (iv) tres parámetros escalares para la masa, dos de los cuales (m_1^2 , m_2^2) contribuyen a los valores de las diagonales para las masas y del Higgs, dada por $m_1^2 + |\mu|^2$ y $m_2^2 + |\mu|^2$, y un tercero, que contribuye por fuera de la diagonal al valor de (Higgs-squark-masa), $m_{12}^2 \equiv B\mu$ (el cual se define como el parámetro-B).

La ruptura de la simetría electrodébil $SU(2) \times U(1)$ a $U(1)_{EM}$, sólo es posible después de introducir los parámetros del campo del Higgs, en la ruptura de la supersimetría. Si se desea reducir al mínimo el potencial escalar del Higgs resultante a nivel árbol, estos tres parámetros de masa se pueden volver a expresar en términos de los valores esperados de vacío del Higgs v_d y v_u y al CP-odd de la masa del Higgs A^0 [26], [27], [28]. Aquí, $v_d(v_u)$ es el valor esperado de vacío de la componente neutra del campo de Higgs $H_d(H_u)$. Teniendo en cuenta que $v_d^2 + v_u^2 = \frac{4m_W^2}{g^2} \approx (246\text{GeV})^2$ está fijado por la masa del W y el acoplo de gauge, mientras que la relación

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}, \quad (93)$$

es un parámetro libre del modelo. Por convención, las fases del campo de Higgs se eligen de manera que $0 \leq \beta \leq \frac{\pi}{2}$. De manera equivalente, las condiciones a nivel de árbol para el mínimo potencial escalar que relacionan los valores de la diagonal y los valores por fuera de la diagonal de (Higgs-squared-mass) en términos de $m_z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_d^2 + V_u^2)$, el ángulo β y el auto estado CP de la masa del Higgs, m_A :

$$\sin 2\beta = \frac{2m_{12}^2}{m_1^2 + m_2^2 + 2|\mu|^2} = \frac{2m_{12}^2}{m_A^2}, \quad (94)$$

$$\frac{1}{2}m_Z^2 = -|\mu|^2 + \frac{m_1^2 - m_2^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (95)$$

En consecuencia, seguimos el enfoque habitual y omitimos estos términos de mayor consideración.

El número total de parámetros físicos independientes que definen el MSSM (en su forma más general) es bastante grande, sobre todo debido al sector de ruptura suave de la supersimetría. En particular, en el caso de tres generaciones de quarks, leptones, y sus supercompañeros, $M_Q^2, M_U^2, M_D^2, M_L^2$ y M_E^2 son matrices (3×3) hermíticas, y A_U, A_D y A_E son matrices complejas de (3×3) . Además, M_1, M_2, M_3, B , y μ son, en general, valores complejos. Por último, en el Modelo Estándar, los acoplamientos de Yukawa entre Higgs-fermiones $\lambda_f (f = u, d, e)$, son matrices complejas de (3×3) , que están relacionadas con las masas de los quarks y de los leptones, a través de las matrices: $M_f = \frac{\lambda_f v_f}{\sqrt{2}}$, en donde $v_e \equiv v_d$ (con v_u y v_d definido anteriormente en la ecuación 93).

Sin embargo, no todos estos parámetros son físicos. Algunos de los parámetros MSSM se pueden eliminar por medio de la expresión de estados propios de interacción, en términos de los estados propios de las masas, con una redefinición adecuada de los campos del MSSM para eliminar grados de libertad que no sean físicos.

El análisis de [65], muestra que el MSSM posee 124 parámetros independientes. De estos, 18 corresponden a los parámetros del modelo estándar (incluyendo el ángulo de vacío θ_{QCD}), una corresponde a un parámetro del sector del Higgs (el análogo de la masa del Higgs del Modelo Estándar), y los otros 105 son parámetros nuevos del modelo.

Estos últimos incluyen: cinco parámetros reales y tres que violan CP en el sector gaugino / higgsino, 21 squarks y slepton, 36 ángulos de mezcla reales para definir los estados propios de las masas de los squarks y sleptones, y 40 fases que violan CP, en los que pueden aparecer las interacciones entre los squarks y los sleptones.

2.4. El espectro de masas del MSSM

Las partículas supersimétricas (spartículas) difieren en el espín por medio de una unidad respecto a la de sus compañeras del modelo estándar. Las compañeras supersimétricas de los bosones gauge y del Higgs, son fermiones, cuyos nombres se obtienen añadiendo (ino) al final del correspondiente nombre de la partícula del modelo estándar. Por ejemplo, el gluino (octete-color) es un fermión de Majorana, asociado al bosón gluón con una masa de $(M_{\tilde{g}}) = |M_3|$.

Las partículas supersimétricas respectivas para los bosones gauge (de la interacción electrodébil) y el Higgs, se pueden mezclar. Como resultado, los estados físicos de las masas definidas, son dependientes del modelo de las combinaciones lineales de los gauginos y higgsinos cargados y neutros, llamados charginos y neutralinos, respectivamente. Al igual que el gluino, los neutralinos también son fermiones de Majorana, que prevén algunas señales fenomenológicas distintivas [45] [46]. Las partículas supersimétricas asociadas a los quarks y los leptones, son bosones de espín cero: los squarks, los sleptons cargados y los sneutrinos, respectivamente. De igual forma existe un conjunto completo de reglas de Feynman para las spartículas del MSSM ¹².

2.4.1. Los Charginos y Neutralinos

La mezcla de los gauginos cargados (\widetilde{W}^\pm) y los higgsinos cargados (H_u^+ y H_d^-) se describe (a nivel árbol) por una matriz compleja de 2×2 , para la masa ¹³ [70] [71].

$$M_c \equiv \begin{pmatrix} M_2 & \frac{1}{\sqrt{2}}gv_u \\ \frac{1}{\sqrt{2}}gv_d & \mu \end{pmatrix} \quad (96)$$

Para determinar el estado físico del chargino y su masa, hay que diagonalizar [75] [73] de la matriz compleja M_c :

¹² Puede encontrarse con mayor detalle en [48] [49] [82] [61]

¹³ Mirar el apéndice C de [69]

$$U^* M_c V^{-1} = \text{diag}(M_{\tilde{x}_1^+}, M_{\tilde{x}_2^+}), \quad (97)$$

donde U y V son matrices unitarias, y el lado derecho de la ecuación (97) es la matriz diagonal (no negativa) para la masa del chargino.

Los estados físicos del chargino se denotan por \tilde{x}_1^\pm y \tilde{x}_2^\pm . Estos estados son combinaciones lineales del gaugino cargado y del higgsino, determinados por los elementos de matriz de U y V [69] [71]. Las masas del chargino corresponden a los valores singulares de M_c , es decir, a las raíces cuadradas positivas de los valores propios de $M_c^\dagger M_c$ [75]:

$$M_{\tilde{x}_1^+, \tilde{x}_2^+}^2 = \frac{1}{2} \{ (|\mu|^2 + |M_2|^2 + 2m_W^2 \mp \{ (|\mu|^2 + |M_2| + 2m_W^2)^2 - 4|\mu|^2 |M_2|^2 - 4m_W^4 \sin^2 2\beta + 8m_W^2 \sin 2\beta \text{Re}(\mu M_2) \})^{\frac{1}{2}} \}, \quad (98)$$

donde los estados están ordenados de tal manera que $M_{\tilde{x}_1^+} \leq M_{\tilde{x}_2^+}$.

Es conveniente elegir una convención donde $\tan \beta$ y M_2 sean reales y positivos. Hay que tener en cuenta que la fase relativa de M_2 y μ es significativa. (Si se descuidan los efectos que viola CP, entonces μ puede elegirse real, pero puede ser positivo o negativo) El signo de μ es la convención dependiente; ambas convenciones de signos aparecen en la literatura.

La mezcla de los gauginos neutros (\tilde{B} y \tilde{W}^0) y los higgsinos neutros (\tilde{H}_d^0 y \tilde{H}_u^0) se describe (a nivel árbol) por un matriz simétrica y compleja de 4×4 para la masa [70] [71] [76] [77] :

$$M_N \equiv \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}g'v_u \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}gv_d & -\frac{1}{2}gv_u \\ -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}gv_d & 0 & -\mu \\ \frac{1}{2}g'v_u & -\frac{1}{2}gv_u & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (99)$$

Para determinar el estado físico de los neutralinos y sus masas, hay que realizar una diagonalización (Takagi) [[75],[73], [78],[79]] de la matriz simétrica y compleja M_N matriz:

$$W^T M_N W = \text{diag}(M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_3^0}, M_{\tilde{\chi}_4^0}) \quad (100)$$

donde W es una matriz unitaria y el lado derecho de la ec (100), es la matriz diagonal de masas (no negativas) de los neutralinos.

Los estados físicos de los neutralinos, se denotan por $\tilde{\chi}_i^0 (i = 1, \dots, 4)$, donde los estados, están ordenados de tal manera que $M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq M_{\tilde{\chi}_2^0} \leq M_{\tilde{\chi}_3^0} \leq M_{\tilde{\chi}_4^0}$.

Las masas de los neutralinos corresponden a los valores singulares de M_N (es decir, las raíces cuadradas positivas de los valores propios de $M_N^\dagger M_N$). Las fórmulas exactas para estas masas se pueden encontrar en las Refs. [76] y [81]. Y un algoritmo numérico para la determinación de la matriz de mezcla W ha sido dada por [82]

Si el estado de un chargino o neutralino, se aproxima a un estado gaugino o higgsino en particular, es conveniente emplear la nomenclatura correspondiente. Específicamente, si M_1 y M_2 son pequeños en comparación con m_Z y $|\mu|$, entonces, el neutralino más ligero o sea $\tilde{\chi}_1^0$, se comportaría como un **photino** puro, $\tilde{\gamma}$, el compañero supersimétrico del fotón.

Si M_1 es pequeña en comparación con M_2 y $|\mu|$, entonces el neutralino más ligero sería casi un **binio** puro (\tilde{B}), la pareja supersimétrica de la hipercarga débil del bosón gauge.

Si M_2 es pequeña en comparación con M_1 y $|\mu|$, entonces la pareja más ligera sería el chargino y el neutralino, los cuales constituirían aproximadamente un triplete de masas degeneradas de **winos**, \tilde{W}^\pm y \tilde{W}_3^0 , las parejas supersimétricas de los bosones gauge débiles con $SU(2)$.

Por último, si $|\mu|$ es pequeña en comparación con M_1 y M_2 , entonces el neutralino más ligero sería casi un **higgsino** puro.

Cada uno de los casos anteriores conduce a una fenomenología notablemente diferente.

2.4.2. Los Squarks, Sleptones y Sneutrinos

Para un fermión f , dado, hay dos parejas supersimétricas, \tilde{f}_L y \tilde{f}_R , sin embargo, en general, \tilde{f}_L y \tilde{f}_R , no son estados propios de masas. Para tres generaciones de squarks, se debe, en general, diagonalizar matrices de 6×6 , correspondientes a la base $(\tilde{q}_{iL}, \tilde{q}_{iR})$, donde $i = 1, 2, 3$, son los correspondientes índices de cada generación. Para simplificar los cálculos, sólo en el caso de una generación, lo ilustraremos con detalle a continuación.

(Los efectos de la segunda y tercera generación de mezclas de los squark pueden ser significativos y se tratan en ([35])).

Usando la notación de la tercera familia, en una generación a nivel árbol, tenemos las masas de los squarks están dadas ([36]) por la matriz :

$$M_F^2 = \begin{pmatrix} M_Q^2 + m_q^2 + L_q & m_q X_q^* \\ m_q X_q & M_R^2 + m_q^2 + R_q \end{pmatrix} \quad (101)$$

donde

$$X_q \equiv A_q - \mu^* (\cot \beta)^{2T_{3q}}, \quad (102)$$

y $T_{3q} = \frac{1}{2}[-\frac{1}{2}]$ para $q = t[b]$. Los valores para las masas en la diagonal se rigen por las masas de la ruptura suave de la supersimetría. Y los valores de M_Q^2 y $M_R^2 \equiv M_U^2[M_D^2]$ para $q = t[b]$, la correspondiente masa $m_t[m_b]$, y los términos de corrección electrodébil:

$$L_q \equiv (T_{3q} - e_q \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta, \quad R_q \equiv e_q \sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta, \quad (103)$$

donde $e_q = \frac{1}{2}[-\frac{1}{3}]$ para $q = t[b]$. Los valores para las masas de los squarks que están por fuera de la diagonal son proporcionales al correspondiente valor para la masa del quark, también depende del valor de $\tan \beta$ (ecuación 93), de los parámetros - A, y del parámetro de masa del higgsino μ .

Debido a la aparición de la masa del quark en los elementos fuera de la diagonal de la matriz para la masa del squark, se espera que la mezcla ($\tilde{q}_L - \tilde{q}_R$) sea pequeña, con una posible excepción de la tercera generación, donde la mezcla puede ser mejorada por factores de m_t y $m_b \tan \beta$.

En el caso la mezcla de ($\tilde{q}_L - \tilde{q}_R$) de la tercera generación, los estados propios de las masas (generalmente denotados por \tilde{q}_1 y \tilde{q}_2 , con $m_{\tilde{q}_1} < m_{\tilde{q}_2}$) son determinados por una matriz de 2×2 M_F^2 , dada por (101). El valor de la masa y el ángulo están dados por (ver con detalle [36]) :

$$m_{\tilde{q}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} [Tr M_F^2 \mp \sqrt{(Tr M_F^2)^2 - 4 det M_F^2}], \quad (104)$$

$$\sin 2\theta_{\tilde{q}} = \frac{2m_q |X_q|}{m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2}.$$

Los resultados anteriores se pueden aplicar también a los sleptones cargados, con las sustituciones obvias, a saber; $q \rightarrow \tau$ con $T_{3\tau} = -1$ y $e_\tau = -1$, y la sustitución de los parámetros planteados por la ruptura de la supersimetría: $M_{\tilde{Q}}^2 \rightarrow M_{\tilde{L}}^2$, $M_{\tilde{D}}^2 \rightarrow M_{\tilde{E}}^2$, y $A_q \rightarrow A_\tau$. Para los sleptones neutros, ν_R no existe en el MSSM, por lo que ν_L es un estado propio masa.

El acuerdo de supersimetría de Les Houches (SLHA) [90], establece un conjunto de convenciones para especificar estructuras de archivos genéricos de las especificaciones del modelo supersimétrico y los parámetros de entrada, la masa supersimétrica, los espectros de acoplamiento y las tablas de decaimiento. Estos proporcionan una interfaz universal entre los programas de cálculo de los espectros, paquetes de decaimiento, y generadores de eventos en física de altas energías. En última instancia, estos esfuerzos facilitarán la reconstrucción de la teoría supersimétrica fundamental (y su mecanismo de ruptura) de alta precisión en estudios de fenómenos supersimétricos en colisionadores.

2.5. El Modelo Mínimo Supersimétrico Restringido: mSUGRA, CMSSM

En la supergravedad mínima (mSUGRA), en los parámetros de la ruptura suave de la supersimetría, toma una forma particularmente simple, a una escala de energía alta M_X [34]:

$$\begin{aligned}
M_{\tilde{Q}}^2(M_X) &= M_{\tilde{U}}^2(M_X) = M_{\tilde{D}}^2(M_X) = m_0^2 \mathbf{1}, \\
M_{\tilde{L}}^2(M_X) &= M_{\tilde{E}}^2(M_X) = m_0^2 \mathbf{1}, \\
M_1(M_X) &= M_2(M_X) = M_3 = m_{1/2}, \\
A_U(M_X) &= A_D(M_X) = A_E(M_X) = A_0 \mathbf{1}.
\end{aligned} \tag{105}$$

donde $\mathbf{1}$ es una matriz 3×3 de identidad en el espacio de generación. Al igual que en el modelo estándar, este enfoque presenta violación mínima de sabor, cuya fuente única es la estructura no trivial de los acoplos de Yukawa.

La evolución en el grupo de renormalización se utiliza para derivar los valores de los parámetros supersimétricos a la escala de bajas energías (electrodébil).

A través del grupo de renormalización con condiciones límites especificadas en la ecuación (105), uno puede mostrar que los valores a baja energía de $M_{\tilde{Q}}^2$, $M_{\tilde{U}}^2$, y $M_{\tilde{D}}^2$,

dependen principalmente m_0^2 y $m_{1/2}$. Una serie de expresiones analíticas aproximadas útiles para las masas de las supercompañeras, en términos de los parámetros de mSUGRA se puede encontrar en la referencia [51].

Finalmente, las masas de los squarks de tercera generación y las masas del sleptón tau, son sensibles a la fuerza de la respectiva mezcla $\tilde{f}_L - \tilde{f}_R$; el neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, es típicamente la partícula más ligera, la cual está dominada por su componente bino.

Este marco se denomina convencionalmente LA EXTENSIÓN MÍNIMA SUPERSIMÉTRICA RESTRINGIDA DEL MODELO ESTÁNDAR (CMSSM), y en el cual encontramos que está determinado por cinco parámetros :

$$m_0, A_0, m_{\frac{1}{2}}, \tan \beta, \text{sgn}(\mu_0), \quad (106)$$

2.6. Modelo con violación a la paridad R

Se ha supuesto que la paridad R , es una simetría exacta de la MSSM. Esta suposición garantiza la estabilidad del protón hasta términos renormalizables y predice que la LSP debe ser estable, pero a pesar de estas virtudes la paridad R , no la única opción.

El protón permanece estable aún si se viola el número bariónico B o el número leptónico L , pero no ambos, como se explica en el capítulo de la paridad R .

Las otras posibilidades con un protón suficientemente estable corresponden a la paridad bariónica que prohíbe los términos que violan B y la paridad leptónica que prohíbe los términos que violan L .

En este trabajo nos centraremos en esa última posibilidad.

En cualquier caso, si la paridad R es violada, entonces las búsquedas para la supersimetría en el colisionador, puede ser completamente alteradas. Los nuevos acoplamientos implican mecanismos de producción de una sola spartícula en el colisionador, además de los procesos de producción del par de las spartículas habituales.

En primer lugar, uno puede tener la producción de un solo sfermion, en el canal s . En colisionadores electrón-positrón, los acoplamientos λ en la ecuación (88) dan lugar a $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}$.

En el Tevatron y el LHC, en la producción de un solo sneutrino o sleptón cargado, $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\nu}$, o $\tilde{\nu}$, están mediados por acoplos λ' , y la producción de un solo squark $qq \rightarrow \tilde{q}$,

está mediada por el acoplo λ'' en la ecuación (89).

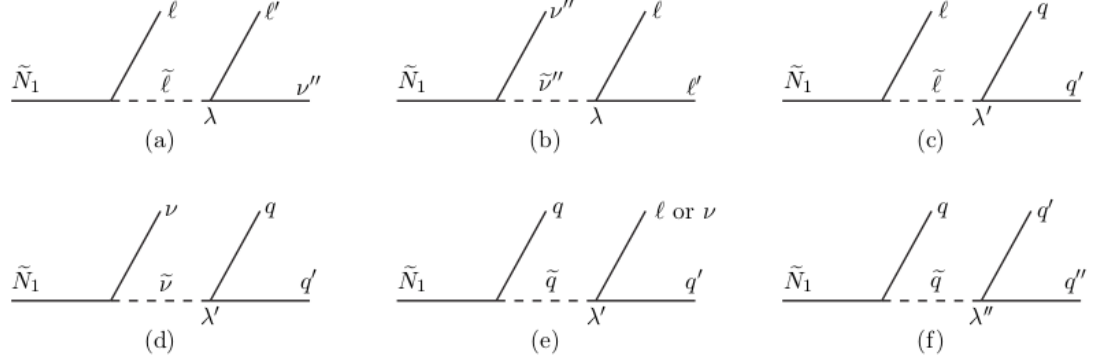


Figura 15: **Desintegraciones de LSP en modelos con violación de la paridad R**; el número de leptones no se conserva en (a)-(e) [ver ecuación 88], y el número de bariones no se conserva en (f) [ver ecuación 89].

En el Tevatron y el LHC, uno puede buscar los procesos partónicos $q\bar{q} \rightarrow (\tilde{\chi}_i^0 \text{ o } \tilde{\chi}_i^\pm \text{ o } \tilde{g}) + (l \text{ o } \nu)$, mediado por el intercambio de squarks en el canal t , si los acoplos de λ' están presentes.

Si los acoplos λ'' están presentes, entonces $qq \rightarrow (\tilde{\chi}_i^0 \text{ o } \tilde{\chi}_i^\pm \text{ o } \tilde{g}) + q$, de nuevo con intercambio de squarks en el canal t , proporcionan un posible mecanismo de producción.

Consideremos las desintegraciones de las spartículas. En muchos casos, los acoplos que violan la paridad R , ya están limitados experimentalmente, o se espera de los modelos teóricos, que sean más pequeños que los acoplamiento electrodébiles [52]. Si es así, entonces las partículas más pesadas, por lo general, decaen a los estados finales que contienen la LSP. Sin embargo, ahora la LSP puede también decaer; si es un neutralino, como es a menudo asumido, a continuación, se desintegrará en tres fermiones del modelo estándar. Las señales del colisionador que se encuentren, dependen del tipo de violación de la paridad R .

El número leptónico se viola a través de los términos de tipo λ como en la ecuación (88) dará lugar a estados finales de $\tilde{\chi}_1^0$ decayendo a dos partículas cargas opuestas, y posiblemente con diferente sabor, a leptones y a un neutrino, como en la figura 15 (a, b). Acoplos del tipo λ' , causarán que $\tilde{\chi}_1^0$ decaigan a un par de chorros a un leptón cargado o un neutrino, como se muestra en la Figura 15 (d, e). Las señales de los decaimientos con violación L, de la LSP, decaerán por lo tanto, a leptones cargados o a una gran energía faltante, o ambas cosas.

Por otro lado, si los términos λ'' en la ecuación (89), están presentes, entonces en su lugar, hay violación B con desintegraciones de $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow qq'q''$, a partir de el diagrama que se muestra en la Figura 15 (f). En ese caso, los eventos supersimétricos siempre tendrán mucha actividad hadrónica.

Hay otras posibilidades también. La LSP en descomposición no necesita ser $\tilde{\chi}_1^0$. Las spartículas que no son el LSP pueden, en principio, decaer directamente a quarks y leptones del modelo estándar, si los acoplamientos que violan la paridad R son lo suficientemente grandes.

3 Breve repaso de los conceptos

Del superpotencial general renormalizable respecto a la invarianza de norma del ME (107),

$$W = h_{ij}^u \bar{H}_u \bar{Q}_i \bar{u}_j + h_{ij}^d \bar{L}_0 \bar{Q}_i \bar{d}_j + h_{ij}^l \bar{L}_0 \bar{L}_i \bar{l}_j + \mu_\alpha \bar{L}_\alpha \bar{H}_u + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k, \quad (107)$$

donde $i, j, k = 1, 2, 3$; $\alpha = 0, \dots, 3$, y el supercampo \bar{H}_d es denotado por \bar{L}_0 . Los términos que violan explícitamente el número leptónico son el acople bilineal μ_i y los acoples trilineales $\lambda_{ijk}, \lambda'_{ijk}$. El acoplo trilineal λ''_{ijk} es el responsable de la violación bariónica B . El factor $1/2$ es debido a la antisimetría de los operadores correspondientes.

El superpotencial que vamos a analizar es

$$W_{PR} = \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k, \quad (108)$$

donde i, j, k , son los índices de generación, L y Q denotan los dobletes de los leptones y quarks en los supercampos. Los términos \bar{E} singlete del supercampo leptónico, \bar{D} singlete del supercampo del quark D, \bar{U} singlete del supercampo de los quark D.

Como se puede observar en la ecuación (108) viola tanto el número de leptones como el de bariones, pero esto puede dar lugar a un protón con una vida media más corta que los actuales límites experimentales. La forma más sencilla de evitar esto es permitiendo que se conserve el número bariónico y que se viole el número leptónico, o viceversa. En pocas palabras; se puede violar uno de los dos casos (B o L) pero no ambos a la vez y el protón sigue siendo estable.

En nuestro caso [11] se propone B-RPV (violación bariónica a la paridad R), es decir que tomamos $\Delta B = 1$ y $\Delta L = 0$, en un modelo autoconsistente. Para este modelo el neutralino puede decaer a partículas del ME, y por lo tanto podría presentar una longitud de decaimiento y un desplazamiento del vértice. Esto es lo que se desearía ver en el detector de trazas (A.6) para postularla como una posible superpartícula. Como lo estudiamos en el capítulo 2.4.1 el neutralino es una partícula hipotética predicha por la supersimetría.

Como se supone que los neutralinos son fermiones de Majorana, cada uno de ellos es idéntico a su antipartícula. Estas partículas sólo interactúan con los bosones vec-

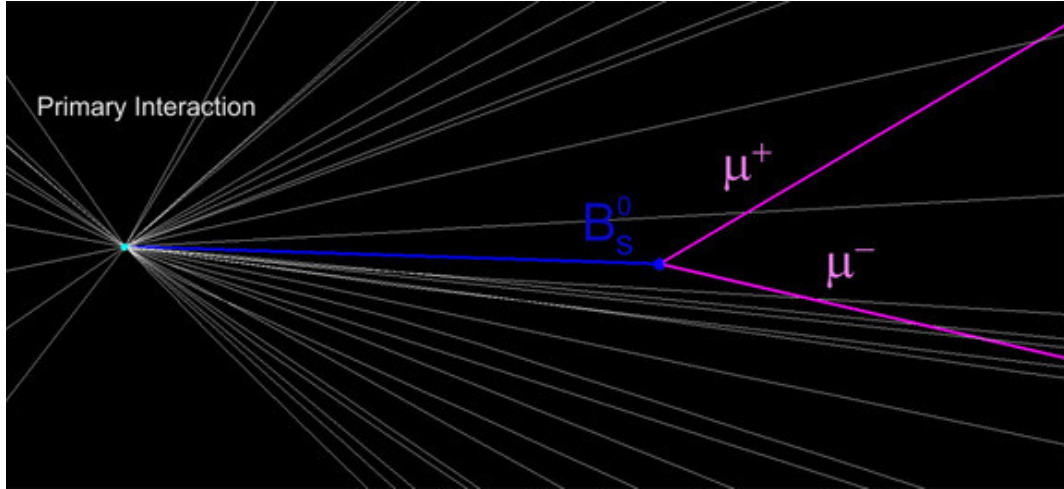


Figura 16: En este diagrama se ilustra una colisión de pp dentro del LHC, creando una lluvia de partículas, en la cual el mesón B_s decae en dos muones.

toriales débiles, que no se producen directamente en colisionadores de hadrones en un número abundante, por esta razón aparecen principalmente como desintegraciones de las partículas más pesadas en forma de cascadas (desintegraciones que ocurren en múltiples pasos), y por lo general se originan en partículas supersimétricas como squarks o gluinos.

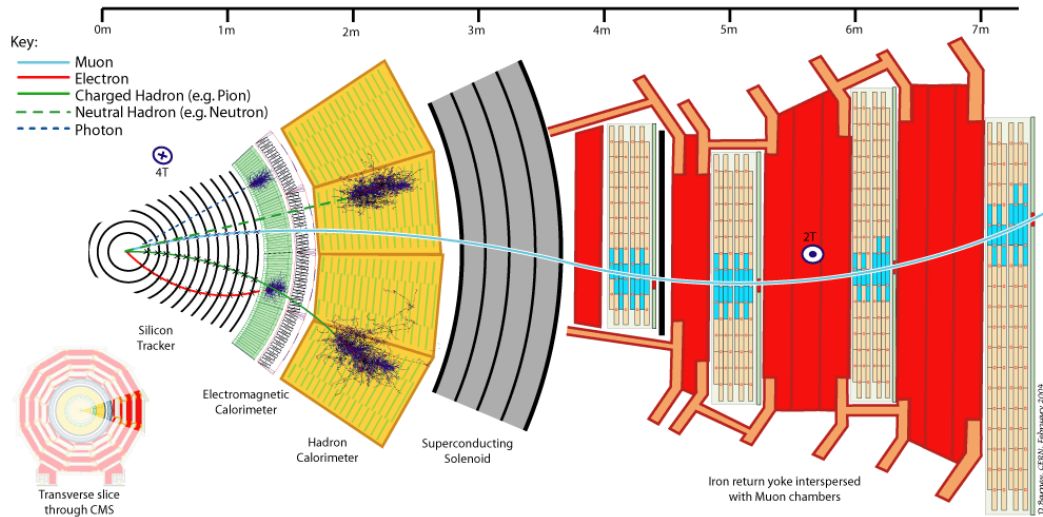


Figura 17: Detector, CMS. www.lhc-closer.es/2/5/8/0

Una posible forma de hallar a los neutralinos sería observando sus trazas cuando estos decaen a las partículas del ME. La desintegración del neutralino podría venir

mediada por ejemplo por un squark y esta desintegración produciría una longitud de decaimiento y un posible desplazamiento del vértice; en donde el vértice desplazado se denomina así por que se podría ver este decaimiento a una cierta distancia del punto de colisión (podríamos hacernos a una imagen de este suceso en la figura 3). Un vértice desplazado puede provenir de cualquier partícula que tenga un tiempo de vida suficientemente largo; por ejemplo, los quarks b pueden generar vértices desplazados.

Algo que se debe tener presente en este concepto es que un vértice desplazado es una medida concreta, mientras que la longitud de decaimiento la cual es la distancia promedio en el cual una partícula decae en otras, es un valor estadístico.

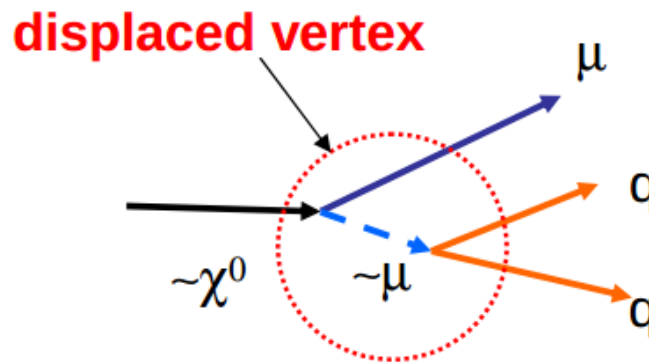


Figura 18: **Vértice desplazado; neutralino decae a un muon y a dos quarks por medio de un smuon** indico.cern.ch/event/149404/session/2/contribution/43/material/slides/0.pdf

El neutralino podría decaer a un muon y a dos chorros de quarks a través de un smuon virtual como se puede ilustrar en la figura 18.

En escenarios B-RPV, se esperaría ver algo muy parecido a la figura 19, en la cual se ilustra al neutralino, su decaimiento y el vértice desplazado.

Dependiendo del tiempo de vida media de las partículas se esperaría ver unas trazas características para cada caso; por ejemplo en la figura 20, se observa de izquierda a derecha; una partícula que luego de salir del punto de interacción decae en otras partículas más livianas. La siguiente representa una partícula que decae en otra. La última imagen muestra a una partícula que es estable y por lo tanto no se desintegra.

En la figura 21 se ilustra el vértice desplazado en una interacción entre hadrones.

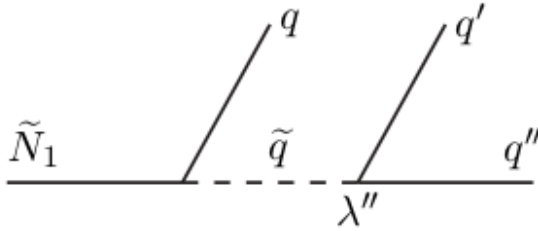


Figura 19: Desplazamiento del vértice debido al decaimiento de un neutralino en tres quarks mediado por un squark

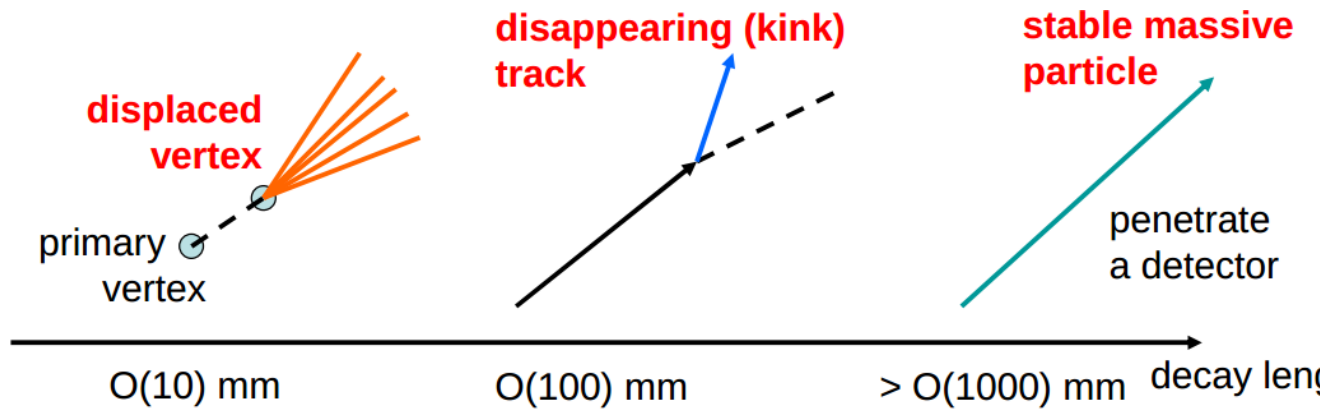


Figura 20: Las señales dependen del tiempo de vida media de las partículas.

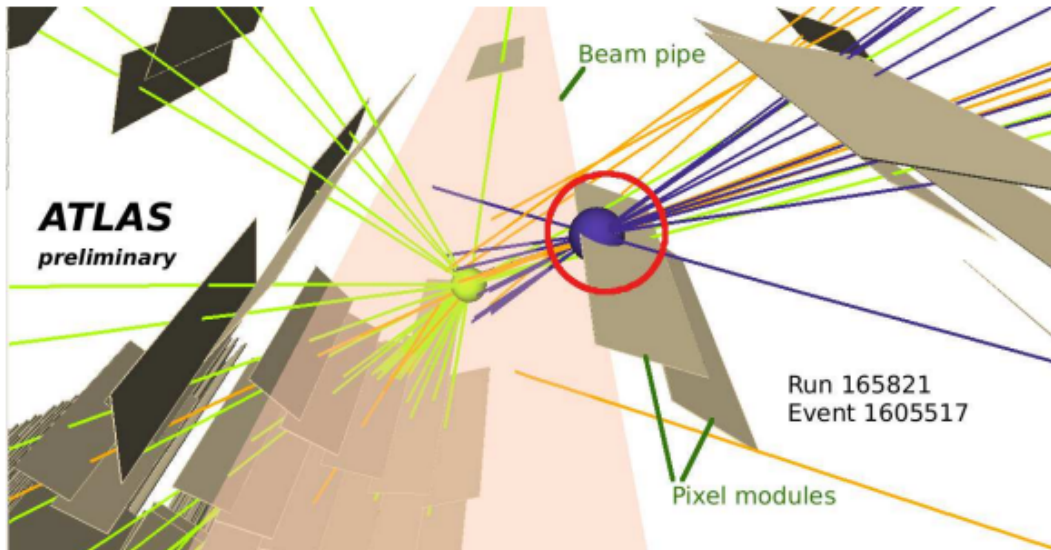


Figura 21: Vértice desplazado originado por una interacción hadrónica

4 Resultados

En el análisis del CMS [9], consideraron L-RPV (violación leptónica a la paridad R) en donde los acoplos tienen valores de $\lambda_{ijk} \neq 0$ y $\lambda'_{ijk} = \lambda''_{ijk} = 0$. Así como H-RPV (violación hadrónica a la paridad R) con valores para los acoplos de $\lambda_{ijk} = \lambda'_{ijk} = 0$ y $\lambda''_{ijk} \neq 0$. Su análisis consistió en la búsqueda anómala de tres o más leptones aislados producidos en la colisión pp , en donde no observaron evidencia de partículas supersimétricas estables. Por esta razón en su análisis derivaron límites de exclusión en función de las masas de los squarks vs las masas de los gluinos para varios valores de los acoplos de Yukawa.

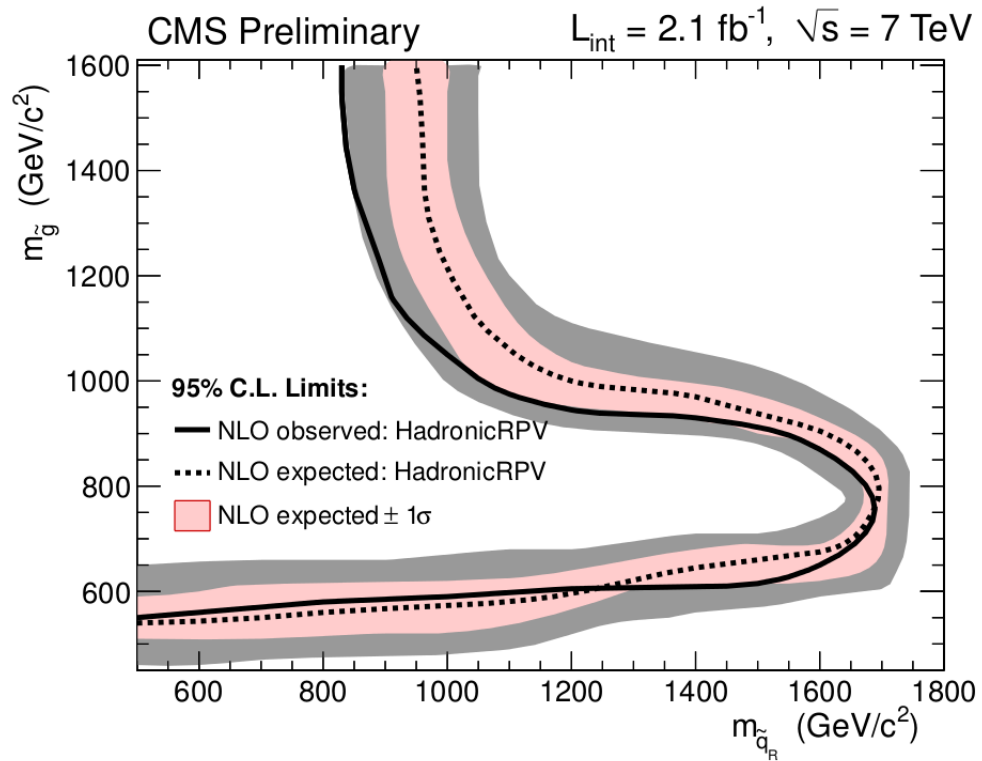


Figura 22: 95 % C.L. Límites para los acoplamientos (RPV). En esta figura, tenemos que; 95 % C.L. límites para los acoplamientos (RPV) λ_{122} , λ_{123} , λ_{233} con escenarios con Hadrones-RPV, como una función de las masas del \tilde{t}_1 y las masas del gluino (\tilde{g}). Los límites observados, junto con los límites esperados en la ausencia de señal se muestran, junto con la incertidumbre en la expectativa. Se excluyen masas a la izquierda de la curva.

Si observamos la figura 21, podríamos de alguna manera ilustrarnos qué fue lo que ellos encontraron y lo que se desea encontrar en este trabajo. En esta gráfica se puede observar; el punto de colisión protón-protón que se ilustra como una esfera de color amarilla reconstruido a partir de las rayas de color amarillo que son las proyecciones de las partículas atravesando los detectores antes de llegar al colorímetro electromagnético. La esfera amarilla tiene un radio de 0,1 mm y para valores del acoplo de $\lambda'' \approx 1$ se garantizó que el neutralino (en el caso de que existiera) decae dentro de esta esfera amarilla, bajo esta hipótesis el CMS excluyó los valores de la masa del gluino (\tilde{g}) vs el $stop_1$ (\tilde{t}_1) entre 600 y 1600 GeV/c² (ver la figura 22).

Ahora, si tomamos valores de $\lambda'' \ll 1$, la presencia de vértices desplazados podría invalidar el análisis de CMS. Por este motivo, este trabajo consiste en simular para qué valores de λ'' y con qué valores para las masas de \tilde{g} vs \tilde{t}_1 , comprendidas entre 600 y 1600 GeV, las hipótesis de CMS dejan de ser válidas.

Se desea simular para qué valores de los parámetros existe una longitud de decaimiento mayor a 0.1 mm. Por lo tanto el criterio que asumimos para que la longitud de decaimiento sea mayor que 0.1 mm es que la mitad de los decaimientos tengan vértices desplazados mayores que 0.1 mm. Si observamos la figura 21 se espera observar el vértice desplazado (esfera azul) con una longitud de decaimiento mayor a 0.1 mm, en donde el neutralino se desintegra en partículas del ME. Por eso se plantea en este modelo que con valores de acoplo lo suficientemente pequeños, no se puede descartar aún la posibilidad de producción de partículas supersimétricas.

Si podemos simular una colisión protón-protón, y en la cual hay una producción de quarks / antiquarks - gluones - al neutralino, podríamos analizar a las hijas del neutralino, ya que se desintegra en partículas del ME. Estas hijas del neutralino (que pueden ser quarks), son seguidas paso a paso. Se pueden inferir algunas de sus características; como la posición, el momento, el origen y la energía para cada partícula respectivamente. Con estos valores podemos reconstruir las trayectorias de todas las partículas al igual que se hace en LHC.

Por último escogemos a una de las últimas hijas del neutralino para estudiar sus características y obtener lo que nos interese. Entonces, teniendo en cuenta la posición de esta partícula, podemos calcular la distancia desde su punto primario (o punto de origen), hasta el punto hallado anteriormente, y esta distancia es el valor de la longitud de decaimiento de la partícula madre.

Al final se analiza estadísticamente para cada partícula su longitud de decaimiento,

y que finalmente este valor supere los 0.1 mm, en donde se debe tener en cuenta que al menos la mitad de los decaimientos tengan vértices desplazados mayores a 0.1 mm.

Para optimizar este procedimiento se realiza la simulación del decaimiento del neutralino con energía $\sqrt{s} = 7$ TeV con colisiones pp , con ayuda de Pythia A.7.

Los pasos que se deben seguir en este programa son los siguientes: primero se requieren archivos de entrada, estos se leen las tablas de acoplamientos y mezclas desde un archivo SLHA llamado SPheno.spc (producido por SPHENO). En estos archivos se encuentran los parámetros del ME, los parámetros supersimétricos, los parámetros del CMSSM, los cuales son:

1. m_0 asociado a las masas de los squarks.
2. $m_{1/2}$ representa los términos de las masas para el gluino, wino y bino.
3. Para $\tan \beta = 10$, donde $\tan \beta$ es el valor esperado en el vacío de los campos de Higgs neutros.
4. Para $\text{sign}(\mu) = 1$
5. Para $A_0 = -300$ GeV, donde A_0 está asociado a los acoplos del potencial de Yukawa.

Posteriormente se activa la opción de violación de paridad R a través de términos trilineales con violación de número bariónico, esto es $\lambda''_{ijk} \neq 0$ (con todos los demás acoplamientos iguales a cero). Luego se procede a cambiar algunos parámetros de entrada; se varía uno a uno los parámetros de los valores del \tilde{g} , del \tilde{t}_1 , y de λ''_{ijk} . Luego de que se fija λ''_{ijk} a un valor diferente de cero, el neutralino (LSP) es inestable y decae con la información de su punto de decaimiento almacenada en la variable V(I) de Pythia. Cuanto menor sea el valor de λ''_{ijk} mayor será la longitud de decaimiento del neutralino. Finalmente se genera un nuevo archivo SPheno.spc, en el que están contenidos los últimos parámetros elegidos.

A continuación se compila y se corre el programa una cantidad de veces considerable para cada parámetro (puesto a mano) y obtenemos así un grado alto de confianza en los resultados.

Pythia toma las masas y mezclas de las partículas supersimétricas de **SPheno.sp**, **Block Mass**, **Block mix** y la **tabla de los decaimientos (Decay)** y automática-

mente calcula las secciones eficaces de producción de partículas supersimétricas y las correspondientes amplitudes (Branchinnings) de decaimiento;

$$\mathcal{L}_{TCC} \rightarrow \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})\dots \quad (109)$$

En el apéndice se encontrará la simulación y la lista para un punto en específico con los valores mencionados A.8. Allí podemos observar que se generó el siguiente evento:

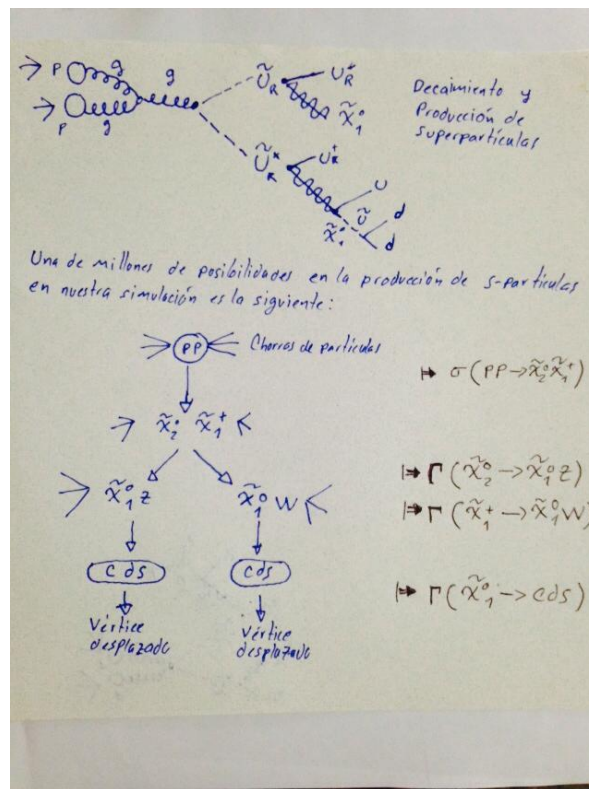


Figura 23: Un posible decaimiento y producción de superpartículas, analizadas en la simulación

Por último, se hace un análisis de los datos obtenidos al final, por ejemplo, para algún evento en particular encontramos que un quark proveniente del neutralino, decae en un punto del espacio con coordenadas $V = (0,007, 0,130, -0,116)$ [mm].

Calculando la longitud de un vector, encontramos que la longitud de decaimiento para esta partícula fue de 0,17 mm. La simulación imprime: Probabilidad de la longitud de decaimiento mayor que 0.1 mm es: 50 %.

En este orden de ideas, ubicamos puntos en el espacio excluido ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{q}_R}$), con valores comprendidos entre 600 a 1600 GeV/c², respectivamente. Y además encontramos los valores de λ''_{ijk} con los cuales la longitud de decaimiento son mayores a 0,1 mm. Cada vez que obtuvimos un conjunto de datos se tabularon y se hicieron los cálculos respectivos.

Finalmente se obtuvieron los resultados que se muestra en la siguiente gráfica en el espacio de parámetros.

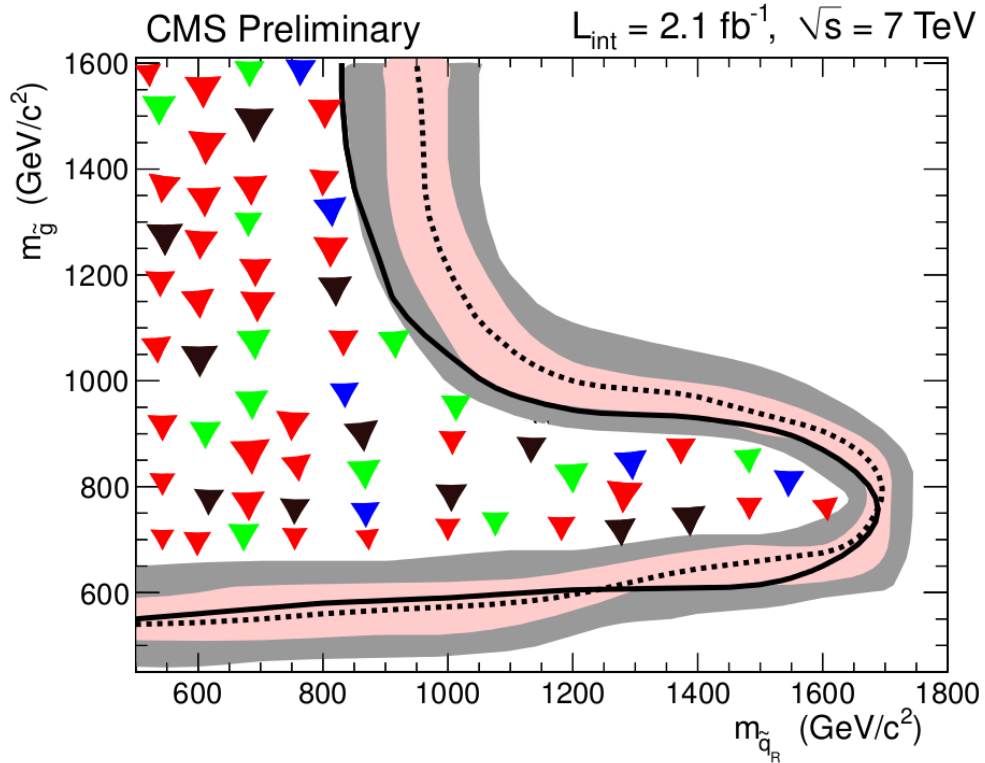


Figura 24: ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{q}_R}$), con valores para $1 \times 10^{-4} > \lambda''_{ijk} > 1 \times 10^{-3}$. Para cada uno de los triángulos de colores que representan los diferentes valores de λ''_{ijk} se realizó aproximadamente 20 simulaciones.

▼ $\lambda'' < 2.25E-3$

▼ $2.25E-3 \leq \lambda'' < 2.35E-3$

▼ $2.35E-3 \leq \lambda'' < 2.45E-3$

▼ $\lambda'' = 2.56\text{E-}3$

En la región previamente excluida en $(m_{\tilde{g}}Vsm_{\tilde{q}})$, podemos observar que para valores de λ'' menores que aproximadamente $2,25 \times 10^{-3}$, con una incertidumbre representada en los triángulos de colores, el análisis del CMS comienza a fallar al no poderse garantizar que todas las partículas provengan del mismo punto de interacción.

5 Conclusiones

- ★ Haciendo simulaciones de colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 7$ TeV en pythia 6.4, se ha calculado numéricamente las longitudes de los vértices desplazados de los decaimientos del neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ en un escenario de SuSy con términos de violación de la paridad R trilineal (o λ''_{ijk}), en donde la masa del neutralino es igual a $\frac{1}{6}m_{\tilde{g}}$, y en donde se han variado a ($m_{\tilde{g}}$ vs $m_{\tilde{q}_R}$), y λ''_{ijk} . Hemos encontrado los valores de λ'' a partir de los cuales los valores de exclusión por parte de CMS fallan.
- ★ Se requiere un análisis específico por parte de las colaboraciones CMS o ATLAS de la señal de vértices desplazados en este tipo de modelos para complementar las zonas de exclusión de modelos con violación de paridad R.

Nosotros no estamos excluyendo ni comprobando ningún modelo. Simplemente estamos mostrando para cuáles valores de λ''_{ijk} el análisis de exclusión de CMS deja de ser válido. Este trabajo al ser pionero sirve como punto de partida para el estudio de la fenomenología en supersimetría y/o teorías más allá del Modelo Estándar y sirve como motivación para considerar en futuros trabajos.

Los resultados y las conclusiones de este trabajo fue presentado en el XXV Congreso Nacional de Física de 2013. En el cual tuve el honor de mostrarle los resultados al dr. John Ellis.

También fue aprobado para ser presentado en la escuela de instrumentación XIICFA celebrado en la Universidad de los Andes en el 2013.

A Anexos

A.1. Notaciones, unidades y convenciones

Usaremos unidades naturales $\hbar = c = 1$. Por lo tanto, las siguientes magnitudes tienen las mismas dimensiones: $[longitud] = [tiempo] = [energia]^{-1} = [masa]^{-1}$. Las transformaciones de Lorentz, se definen como las transformaciones que dejan invariante al producto escalar en el espacio de Minkowski definido como

$$a^2 = \eta_{\mu\nu} a^\mu a^\nu \equiv a_\nu a^\nu = a^2 - a^i a^i = a^{0^2} - \vec{a} \cdot \vec{a}, \quad (110)$$

Usando la convención de Einstein de suma sobre índices repetidos, el producto de dos cuadvectores se define en forma similar como

$$a_\nu b^\nu = \eta_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}, \quad (111)$$

la posición y el momentum de una partícula, se puede representar por medio de un cuadvector contravariante

$$x^\mu = (t, \vec{x}), \quad p^\mu = (E, \vec{p}), \quad (112)$$

y la derivada del cuadvector es

$$\partial_\mu = (\partial/\partial t, \vec{\nabla}), \quad (113)$$

la convención de signos para la métrica de Minkowski del espacio-tiempo es

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1), \quad (114)$$

en general tenemos que

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}, \quad \partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu}, \quad (115)$$

$$\square = \partial_\mu \partial^\mu = \partial^2_0 - \nabla^2, \quad (116)$$

$$\nabla^i = \partial x + \partial y + \partial z, \quad (117)$$

Los índices griegos (μ, ν, \dots) toman valores 0, 1, 2, 3. Reservamos los índices latinos (i, j, ...) para las componentes espaciales [18].

A.2. Matrices de Pauli

Las matrices de Pauli σ_i ($i = 1, 2, 3$), deben su nombre a Wolfgang Ernst Pauli, se usan entre otras cosas, para describir matemáticamente el momento angular intrínseco o espín. Además constituyen una base vectorial del álgebra de Lie del grupo especial unitario $SU(2)$, actuando sobre la representación de dimensión 2. Para una partícula, como el electrón, el neutrón o un protón con espín 1/2 la representación es la siguiente

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (118)$$

A.3. Matrices y ecuación de Dirac

La ecuación de Dirac, describe partículas con espín semientero y fue propuesta por Dirac buscando una ecuación invariante relativista similar a la de Schrödinger, es decir, con una derivada temporal para garantizar una ecuación de continuidad con la densidad de probabilidad definida positiva. Al exigir solo una derivada temporal, es necesario que la ecuación tenga solo una derivada espacial para que sea invariante bajo transformaciones de Lorentz. La ecuación que propuso Dirac tiene la forma [25],

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0. \quad (119)$$

$$\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu + m) = 0. \quad (120)$$

Siendo γ^μ , las matrices de Dirac, que cumplen con lo siguiente

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix} \gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix} \quad (121)$$

Donde 1 es la matriz identidad 2×2 , y σ_i , son las matrices de Pauli. Las matrices de Dirac, obedecen al álgebra de Clifford, y cumplen con las siguientes propiedades,

$$(\gamma^0)^2 = 1, \quad (\gamma^1)^2 = 1, \quad (\gamma^3)^2 = -1, \quad (122)$$

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 0, \quad (123)$$

para μ, ν

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta_{\mu\nu}, \quad (124)$$

$$\gamma_\mu^2 = I, \quad (125)$$

$$Tr(\gamma^\mu) = 0. \quad (126)$$

La ecuación que se obtiene es similar a la ecuación de Klein-Gordon y, por tanto, se garantiza la validez de la relación del momentum-energía, para cada componente del espinor de Dirac ψ .

Las soluciones de la ecuación de Dirac para el momentum definido se pueden escribir de la siguiente manera

$$u(p)e^{-ip_\mu x^\mu}, \quad v(p)e^{ip_\mu x^\mu}, \quad (127)$$

sean $u(p)$ y $v(p)$ columnas de cuatro componentes que obedecen a las siguientes ecuaciones

$$(\not{p} - m)u(p) = 0, \quad (\not{p} + m)v(p) = 0. \quad (128)$$

El espinor $u(p)$ corresponde a las soluciones de energía positiva y el espinor $v(p)$ corresponde a las soluciones de energía negativa. Los espinores para el caso de una partícula en reposo $\vec{p} = 0$, se pueden obtener directamente de las ecuaciones anteriores

$$u^i(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$v^i(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Donde ($i = 1, 2$) hace referencia al espín de la partícula. Cada espín representa una partícula con espín hacia arriba o hacia abajo. De igual manera se interpreta el superíndice para los estados de energía negativa v^i . Los espinores para un momentum arbitrario \vec{p} son

$$u^i(p) = (\not{p} + m)u^i(o), \quad v^i(p) = (-\not{p} + m)v^i(o), \quad (129)$$

los cuales son solución de la ecuación de Dirac y se puede demostrar directamente en la ec. 128. En forma explícita las soluciones para el momentum arbitrario, ec. 129, toman la forma:

$$u^i(p) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{pmatrix}$$

$$v^i(p) = \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

En el límite no relativista $\frac{p_i}{E} \approx v \ll 1$, los espinores se reducen a los de una partícula en reposo. En este límite, los estados de energía positiva no tienen componentes inferiores y los estados de energía negativa no tienen componentes superiores las cuales,

únicamente, se manifiestan en los límites relativistas, es decir, dichos estados a bajas energías pertenecen a espacios desconectados, lo que daría lugar a partículas inestables [29].

La representación de Dirac resulta cómoda en el límite no relativista, mientras que la quiral es más conveniente en el límite ultrarrelativista. Los campos de Dirac y no los de Weyl son los objetos básicos en las teorías de campos invariantes bajo paridad, como la QED y la QCD.

A.4. Campo espinorial

Este tipo de campo físico, generaliza los conceptos de campos vectoriales y tensoriales. Muchas magnitudes físicas representables mediante campos tensoriales, pueden representarse también matemáticamente por campos espinoriales de manera equivalente. Sin embargo algunos campos espinoriales no admiten análogos tensoriales. En ese sentido los campos espinoriales generalizan a los campos vectoriales y tensoriales, que pueden ser vistos como casos particulares de magnitudes espinoriales. La mecánica cuántica hace un uso extensivo de los campos espinoriales sin análogo clásico [30].

En teoría cuántica de campos, cualquier tipo de partícula es tratada como un campo. Los fermiones pueden ser descritos adecuadamente mediante campos vectoriales o tensoriales, mientras que los bosones sólo pueden ser descritos mediante campos espinoriales. Eso se sigue del teorema de Wigner y del teorema espín-estadística[25].

Espinor de Dirac

Sea ψ , es el espinor de Dirac,(como lo anotamos en la ecuación de Dirac) el cual es un espacio vectorial complejo introducido para extender el concepto de vector espacial, se puede ver como un objeto geométrico que se construye a partir de un espacio vectorial. Está dotado de una forma cuadrática mediante un procedimiento algebraico de cuantización. Un espinor de Dirac no es otra cosa que un elemento del doble producto cartesiano de un espacio de espinores ordinarios o espinores de Weyl:

$$\psi_{Dirac}(x) = \begin{bmatrix} \psi_R(x) \\ \psi_L(x) \end{bmatrix}$$

Este espinor de cuatro componentes ($\in \mathbb{C}^2 \times \mathbb{C}^2$) los cuales están asociados a estados de energía positiva y energía negativa con espín arriba y espín abajo.

El conjugado de carga de un espinor de Dirac es otro espinor de Dirac,

$$\psi^c = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\sigma^2\psi_R^* \\ i\sigma^2\psi_L^* \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} 0 & \sigma^2 \\ -\sigma^2 & 0 \end{pmatrix} \psi^*.$$

y, por supuesto, $(\psi^c)^c = \psi$.

El espinor cumple con

$$\bar{\Psi}\psi = \text{Escalar}, \quad (130)$$

$$\bar{\Psi}\gamma^5\psi = \text{Pseudoescalar}, \quad (131)$$

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu\psi = \text{Vector}, \quad (132)$$

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi = \text{Pseudovector}, \quad (133)$$

$$\bar{\Psi}\sigma^{\mu\nu}\psi = \text{Tensorantisimetrico}, \quad (134)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu). \quad (135)$$

Espinor de Weyl o quirial

Los espinores de Weyl toman valores sobre C^2 . Existen dos tipos de espinores de Weyl usualmente llamados espinores dextrógiros y espinores levógiros. Cada uno de estos tipos de espinores está asociado a dos representaciones del álgebra de Lie del grupo de Lorenz diferentes, aunque ambas tienen la misma dimensión. Dados dos campos espinoriales uno dextrógiro (R) y otro levógiro (L)

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_R \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_L \end{pmatrix} = \psi_R \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_L \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Espinor y ecuación de Majorana

La ecuación de Majorana es una ecuación de onda relativística similar a la ecuación de Dirac, pero incluye el conjugado de la carga ψ_c , de un espinor ψ . Se llama así en honor al científico italiano Ettore Majorana, y en unidades naturales es:

$$i\cancel{\partial}\psi - m\psi_c = 0, \quad (136)$$

donde el conjugado de carga se define como

$$\psi_c = \gamma^2 \psi^* . \quad (137)$$

La primera ecuación puede ser expresada, alternativamente, como

$$i\cancel{\partial}\psi_c - m\psi = 0. \quad (138)$$

Si una partícula tiene una función de onda ψ que satisface la ecuación de Majorana, la cantidad m , en la ecuación, es conocida como la masa de Majorana. Si $\psi = \psi_c$, entonces podríamos llamar a ψ_M como un espinor de Majorana.

Al contrario del espinor de Weyl o el espinor de Dirac, el espinor de Majorana es una representación real del grupo de Lorentz, que es la razón por la cual está permitido incluir tanto al espinor como a su complejo conjugado en la misma ecuación. En realidad, existe otra forma de escribir un espinor de Majorana en función de cuatro componentes reales, lo que muestra por qué a veces se considera a la conjugación compleja como un artefacto de usar la notación de Dirac para un espinor real.

Un campo de Majorana es un campo de Dirac en el que el campo es autoconjugado.

$$\psi_M = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix}, \quad (139)$$

donde ψ_L y ψ_R no son independientes sino que

$$\psi_R = \xi i \sigma^2 \psi_L^*, \quad |\xi|^2 = 1, \rightarrow \psi_M = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \xi i \sigma^2 \psi_L^* \end{pmatrix}. \quad (140)$$

Tiene dos grados de libertad, como un espinor de Weyl, pero es autoconjugado de carga,

$$\psi_M^c = \begin{pmatrix} \xi^* \psi_L \\ i \sigma^2 \psi_L^* \end{pmatrix} = \xi^* \psi_M.$$

Es evidente que ψ_M puede tener masa a pesar de estar generado por un solo espinor de Weyl.

Basta con escribir

$$(i \not{\partial} - m) \psi_M = 0 \rightarrow i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_M = -i \xi m \sigma^2 \psi_L^* \quad (141)$$

que conduce a una ecuación de Klein-Gordon con masa para ψ_L ,

$$(\square + m^2) \psi_L = 0 \quad (142)$$

independientemente de que ψ_R venga o no, dado por ψ_L .

Descripción de los quarks y los leptones

Veamos ahora cómo se describen los quarks y leptones en el Modelo Estándar en esta notación. A continuación los supermultiplets quirales:

$$Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_i &= \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}, \\ \bar{d}_i &= \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}, \end{aligned} \quad (143)$$

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix},$$

$$\bar{e}_i = \bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau}, \tag{144}$$

Acá $i = 1, 2, 3$ es el índice correspondiente a la familia, y las barras en estos campos forman parte de los nombres de los campos, y no denota ningún tipo de conjugación. Por el contrario, los campos sin barra son las partes zurdos del espinor de Dirac, mientras que los campos con barras son los nombres dados a los conjugados de las partes diestras de un espinor de Dirac. Por ejemplo, el electrón e es lo mismo que escribirlo como e_L , y \bar{e} es lo mismo que escribir e_R^\dagger . Juntos forman un espinor de Dirac:

$$\begin{pmatrix} e \\ \bar{e}^\dagger \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix},$$

y es similar para los quarks los leptones cargados con los espinores de Dirac. (Los neutrinos del Modelo Estándar no son parte de un espinor de Dirac, al menos en la aproximación en la cual se consideran sin masa.) Los campos de Q_i y L_i son isodoublets débiles, que siempre van de la mano cuando se está construyendo interacciones invariantes bajo el Modelo Estándar en el grupo de gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

A.5. Lagrangianos

Una función lagrangiana, es una función escalar a partir de la cual se pueden obtener la evolución temporal, las leyes de conservación y otras propiedades importantes de un sistema dinámico. Además está construido de tal forma que su valor es el mismo en todos los sistemas de referencia. El formalismo lagrangiano permite alcanzar, tanto las leyes de Newton como las ecuaciones de Maxwell, los cuales pueden ser derivados como las ecuaciones de Euler-Lagrange de un lagrangiano clásico. Igualmente la forma del lagrangiano determina las propiedades básicas del sistema en teoría cuántica de campos. La teoría cuántica de campos, como ya se ha mencionado es el marco teórico utilizado para describir el modelo estándar, en cual las partículas pueden ser creadas y destruidas, combina la relatividad especial con la mecánica cuántica, en un marco consistente. Dichas teorías se describen en el formalismo lagrangiano. De hecho, los lagrangianos que describen las partículas elementales y sus interacciones pueden ser construidos

a partir de principios de simetría. En la siguiente subsección describiré grosso modo, algunos de los lagrangianos más importantes para describir el ME.

Electromagnético

El lagrangiano del campo electromagnético viene dado por un escalar construido a partir del tensor campo electromagnético,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - J^\mu A_\mu. \quad (145)$$

Donde, $F^{\mu\nu}$ es la intensidad del campo electromagnético, J^μ el cuadrivector de la densidad de corriente, A^μ el vector potencial electromagnético.

El primer término es la energía cinética y el segundo término es la interacción del campo con una corriente.

Fermiónico

La ecuación de Dirac 119, describe partículas fermiónicas de espín 1/2, de hecho la ecuación describe a dichas partículas como un campo fermiónico. Esa ecuación del campo fermiónico que representa las partículas (antipartículas) se puede derivar de una densidad lagrangiana. En concreto para un campo fermiónico libre sin interacción, la densidad lagrangiana de la que se puede derivar la ecuación de Dirac viene dada por

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi. \quad (146)$$

Klein-Gordon

Para describir las partículas libres de espín entero, se emplea la ecuación de Klein-Gordon, cuya lagrangiana es la siguiente

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu\phi)^\dagger\partial_\mu\phi = \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)(\partial_\mu\phi) - \frac{1}{2}m^2\phi^2. \quad (147)$$

Electrodinámica cuántica

La QED (por sus siglas en inglés) describe de forma de tallada, la interacción entre fotones y partículas fermiónicas. Es decir, se obtienen las ecuaciones de Maxwell con un término de corriente asociado a la interacción electromagnética entre el electrón y el fotón. El lagrangiano de la electrodinámica cuántica o QED incluye un campo campo de gauge conmutativo que representa el análogo cuántico potencial electromagnético en interacción con partículas cargadas de tipo fermiónico (electrones, quarks, ...). El lagrangiano habitual de partida para QED suele tomarse como:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - q\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu + m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (148)$$

Donde:

- * ψ , es el el campo fermiónico que representa las partículas con carga eléctrica.
- * $\bar{\psi}$, es el campo adjunto de Dirac.
- * γ^μ , son las matrices de Dirac que intervienen en forma covariante en la ecuación de Dirac para los fermiones.
- * e , es la carga eléctrica de la partícula.
- * $F_{\mu\nu}$, es el tensor de campo electromagnético.
- * $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$, es la derivada covariante asociada al campo.

Cromodinámica cuántica

La cromodinámica cuántica o QCD, es una teoría que puede describir una de las fuerzas fundamentales; la interacción fuerte, que es la responsable de mantener a los protones en el núcleo, venciendo la repulsión electromagnética y, haciendo que los neutrones que no tienen carga, permanezcan unidos. Es decir la QCD describe la interacción entre los quarks y el campo de gluones, y puede ser descrita mediante la siguiente acción euclídea, con el lagrangiano

$$\mathcal{L}_{local} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{2}Tr(G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}). \quad (149)$$

Donde:

* $\psi(\bar{\psi})$, espinor de Dirac que representa los campos fermiónicos que describen los quarks (y su adjunto de Dirac).

* γ^μ , representa las matrices de Dirac.

* $G^{\mu\nu}$, es el tensor de campo gluónico, análogo al tensor campo electromagnético.

Este lagrangiano da lugar a la interacción fuerte, el cual se le conoce como lagrangiano de la QCD (por sus siglas en inglés).

Yukawa

El problema que resuelve Yukawa es el de entender la interacción por la cual dos protones pueden unirse para formar núcleos. Encuentra que la interacción nuclear fuerte ha de estar mediada por una partícula que no se conocía por aquella época. Yukawa fue capaz de estimar su masa, esta estaría en el orden de los $100MeV$. Esta es una cantidad intermedia entre la masa del protón y del electrón, por lo que a esas hipotéticas partículas se las denominó mesones. Estas partículas son los piones. Actualmente sabemos que el pión es una partícula que se presenta en tres variedades cargada positiva, negativa y neutra. La interacción de Yukawa también se usa para describir el acoplamiento entre el campo de Higgs y los quarks sin masa y campos electrónicos. Por medio de una ruptura espontánea de la simetría, los fermiones adquieren una masa proporcional al valor esperado en el vacío del campo de Higgs.

Tenemos que la lagrangiana de Yukawa es

$$\mathcal{L}_Y = m_e\bar{e}e + m_d\bar{d}d + m_u\bar{u}u + \frac{m_e}{v}\bar{e}eH + \frac{m_d}{v}\bar{d}dH + \frac{m_u}{v}\bar{u}uH. \quad (150)$$

Modelo estándar

Se puede escribir de forma básica el lagrangiano del modelo estándar, y extraer muchas de sus consecuencias tratando los campos bosónicos y de Dirac como simples

funciones. Así que, en este contexto se puede hallar el lagrangiano a nivel de pregrado, con base en el electromagnetismo, mecánica, la relatividad especial y la mecánica cuántica. Con las ecuaciones de Maxwell en forma covariante, se puede generalizar el lagrangiano electromagnético para describir campos vectoriales masivos, lo que da lugar a la ecuación de Proca. En este punto, se puede obtener el lagrangiano para una partícula escalar real, a partir de la componente escalar del campo vectorial y mostrar que dicho lagrangiano da lugar a la ecuación de Klein-Gordon. Usando los conceptos de la mecánica cuántica se puede generalizar el potencial del lagrangiano para el campo escalar de modo que se pueda interpretar su masa como oscilaciones del campo alrededor del estado de energía fundamental, el vacío. Se puede estudiar a partir de allí, la ruptura espontánea de simetría. Con todo esto se puede finalmente, construir el lagrangiano bosónico del modelo estándar. Luego, se puede introducir el campo de Dirac como solución a la ecuación equivalente a la ecuación de Schrödinger que es compatible con la relatividad especial. Después de definir el espín y la helicidad se impone la invarianza gauge local del modelo estándar al lagrangiano de Dirac y se obtiene de esta forma el lagrangiano completo del modelo estándar [18].

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + h.c. + \psi_i y_{ij}\phi + h.c. + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi). \quad (151)$$

Esta lagrangiana es la suma de cuatro términos; la energía cinética de los fermiones, la energía cinética de los campos de norma, el potencial del campo de Higgs y el término de los acoplamientos de Yukawa.

A.6. Experimento CMS del LHC



Figura 25: LHC

El Gran Colisionador de Hadrones, GCH (en inglés Large Hadron Collider, LHC) es un acelerador y colisionador de partículas ubicado en la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, sigla que corresponde a su antiguo nombre en francés: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire); el LHC se encuentra cerca de Ginebra, en la frontera franco-suiza. Fue diseñado para colisionar haces de hadrones, más exactamente de protones, de hasta 7 TeV de energía, siendo su propósito principal examinar la validez y límites del Modelo Estándar, el cual es actualmente el marco teórico de la física de partículas, del que se conoce su ruptura a niveles de energía altos. Dentro del colisionador dos haces de protones son acelerados en sentidos opuestos hasta alcanzar el 99,99% de la velocidad de la luz, y se los hace chocar entre sí produciendo altísimas energías (aunque a escalas subatómicas) que permitirían simular algunos eventos ocurridos inmediatamente después del big bang. En la siguiente imagen se muestra la ubicación del LHC, en Suiza.

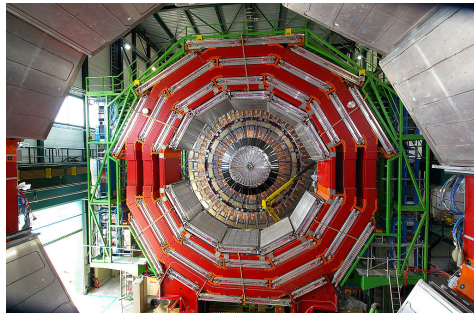


Figura 26: Tapa del CMS vista a través del barril.

Los protones se acelerarán hasta tener una energía de 7 TeV cada uno (siendo el total de energía de la colisión de 14 TeV). ATLAS y CMS, son grandes detectores de partículas de propósito general. Los otros tres, LHCb, ALICE y TOTEM, son más pequeños y especializados. El LHC también puede emplearse para hacer colisionar iones pesados tales como plomo (la colisión tendrá una energía de 1150 TeV).

El Solenoide compacto de muones (en inglés Compact Muon Solenoid, CMS) es uno de los dos detectores de partículas de propósito general del Gran Colisionador de Hadrones, que colisiona haces de protones en el CERN, en Suiza. Tiene una forma cilíndrica, de 21 metros de largo por 16 de ancho, con un peso de unas 12.500 toneladas.

Los principales objetivos de este experimento son: Explorar la física en el rango del TeV (teraelectronvoltio).

- Descubrir el bosón de Higgs.

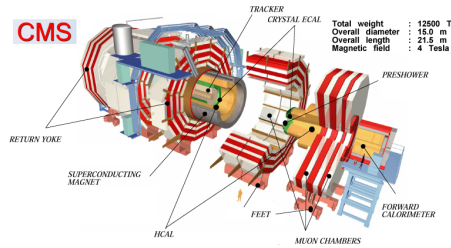


Figura 27: Diseño del CMS. En el medio, bajo el barril, se muestra un hombre para comprobar sus dimensiones. (HCAL: calorímetro hadrónico, ECAL: calorímetro electromagnético).

- Buscar evidencias de física más allá del modelo estándar, como la supersimetría o dimensiones espaciales extras.
- Estudiar aspectos de colisiones de iones pesados.

Algunas características importantes del CMS son:

- Tiene un tamaño relativamente compacto y contenido.
- Está optimizado para detectar muones.
- Tiene un potente imán solenoidal.

El CMS es un detector de propósito general, capaz de estudiar múltiples aspectos de las colisiones de protones a 14 TeV, la energía media del LHC. Contiene sistemas para medir la energía y la cantidad de movimiento de fotones, electrones, muones y otras partículas producto de las colisiones. La capa detectora más interna es un rastreador de sílice semiconductor. A su alrededor, un calorímetro electromagnético de cristales escintiladores (centelleadores), rodeado de un calorímetro de muestreo para hadrones. El rastreador y el calorímetro son lo suficientemente compactos como para entrar dentro del imán solenoidal del CMS, que genera un campo magnético de 4 Teslas. En el exterior del imán se sitúan grandes detectores de muones.

Las capas del CMS, desde el interior hacia el exterior

La región central de colisión:

En la región central, colisionan los haces de protones. Los imanes de enfoque del LHC fuerzan a los protones, que giran en sentido opuesto, y colisionan en el centro

del detector. Los haces de los protones se distribuyen en "paquetes", con unos 100.000 millones de protones formando cada paquete. Los protones son tan pequeños que la probabilidad de que choquen es muy reducida, con una tasa de unas 20 colisiones por cada 200.000 millones de protones. Cuando dos protones colisionan a esas energías, se desgarran, y el intercambio de materia y energía implica la formación de partículas inexistentes en el mundo cotidiano. Muchos de esos procesos de producción de partículas están muy estudiados, y se estima que sólo 100 de cada 1,000,000,000 de colisiones producirán eventos interesantes" desde el punto de vista físico. Por tanto, interesa producir la mayor cantidad de colisiones posibles, con lo que los paquetes, que viajan muy juntos en el haz, producirán unas 600 millones de colisiones por segundo, una colisión cada 25 nanosegundos.

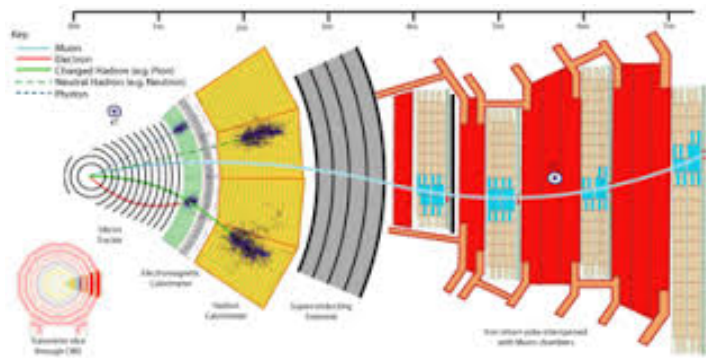


Figura 28: Corte transversal esquemático del CMS.

- **Capa 1 - El Trazador:**

Finos segmentos de silicio (barras y píxeles) permiten medir la cantidad de movimiento y la trayectoria de las partículas cargadas. También revelan la posición donde se desintegran (decaen) partículas inestables de vida media larga. El CMS contiene el mayor detector de sílice del mundo, con $205m^2$ de sensores (el área aproximada de una cancha de tenis), que contiene 9,3 millones de barras y 66 millones de píxeles.

- **Capa 2 - El calorímetro electromagnético:**

Está constituido por unos 80.000 cristales escintiladores de tungstato de plomo ($PbWO_4$), que miden con precisión las energías de fotones y electrones. Un detector de 'prelluvia', basado en sensores de sílice, ayuda a identificar la partícula detectada en el tramo final.

- **Capa 3 - El calorímetro hadrónico:**

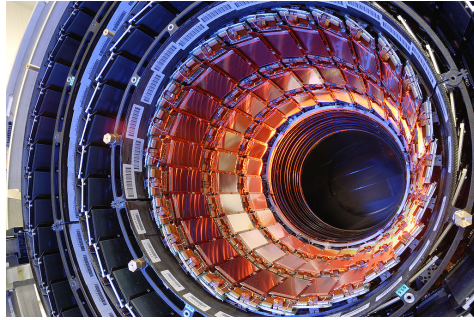


Figura 29: **Detector de tiras de sílice.**

Formado por capas de material denso (bronce o acero), con capas de escintiladores plásticos o fibras de cuarzo. Determinan la energía de los hadrones que la atraviesan, esto es, partículas como los protones, neutrones, piones y kaones. El bronce empleado en este detector proviene de restos de artillería rusa.



Figura 30: **Medio calorímetro hadrónico.**

- **Capa 4 - El imán:**

Al igual que muchos detectores de partículas, el CMS tiene un gran imán solenoidal. Este imán permite determinar la relación masa/carga de las partículas que lo atraviesan a partir del análisis de la curva que recorren en el seno del campo magnético. Mide 13 metros de largo y 6 de diámetro, y su núcleo superconductor de niobio-titanio está refrigerado criogénicamente con helio líquido. Estaba previsto que generase un campo de 4 T, pero finalmente funcionará a 3,8 T para mejorar su longevidad. La inductancia del imán es de 14 henrios y la intensidad de corriente que lo atravesará será de 19.500 amperios, con lo que almacenará un total de 2,66 GJ, el equivalente a media tonelada de TNT. Hay circuitos preparados para disipar de forma segura un exceso de energía que podría fundir el imán.

La resistencia del circuito (esencialmente sólo los cables que van del convertidor de potencia hasta el criostato) es de 0,1 miliohmios, lo cual permite una constante de tiempo de 39 horas, la más alta de cualquier circuito del CERN.

- **Capa 5 - Los detectores de muones y la abrazadera de retorno:**

Para detectar muones y su cantidad de movimiento, el CMS usa tres tipos de detectores: tubos de deriva (drift tubes), cámara de tiras catódicas (cathode strip chamber) y cámaras de tiras resistivas (resistive plate chambers). Los TD se usan para mediciones precisas de la trayectoria en la región central (el barril), mientras las CTC se usan en las partes más externas. Las CTR devuelven una señal rápida cuando un muon atraviesa el detector muónico, y están instaladas en el barril y en la parte externa.

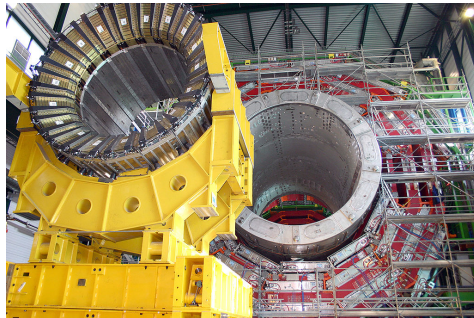


Figura 31: Barril del calorímetro hadrónico (en primer plano, en el marco amarillo), esperando a ser insertado dentro del imán superconductor.

Recogida y recopilación de datos

- Reconocimiento de patrones:

Las nuevas partículas descubiertas en el CMS serán inestables y se desintegrarán rápidamente en una cascada de partículas más ligeras y conocidas. Las partículas que atraviesen el CMS dejarán señales que permitirán reconocerlas, así que a través de su existencia se podrá inferir la presencia de partículas nuevas.

- Disparador:

Para tener oportunidad de producir partículas como el bosón de Higgs, se producirán unos 40 millones de colisiones por segundo. Las "firmas" de cada partícula serán analizadas por sistemas electrónicos veloces que guardarán (disparador activado) aquellos eventos (unos 100 por segundo) que podrían mostrar indicios de



Figura 32: Parte del soporte del imán, con tubos de deriva y cámaras de placas resistivas, en la zona del barril.

nuevas partículas o eventos, como el bosón de Higgs decayendo en cuatro muones. Esto reduce los datos generados a unos niveles razonables. Dichos datos serán analizados posteriormente con más detalle.

- Análisis posterior:

Se usarán sistemas punteros (como la computación en malla o grid) para buscar entre miles de millones de eventos producidos en el CMS, buscando datos que pudieran indicar la presencia de nuevas partículas o fenómenos.

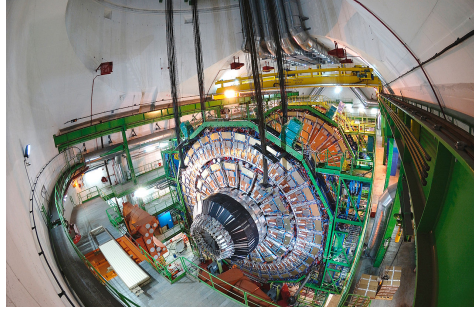


Figura 33: YE+1, un componente del CMS de 1270 toneladas, finaliza su descenso de 100 m en la caverna del CMS. Enero de 2007.

A.7. PYTHIA

PYTHIA es un programa para la generación de eventos de física de alta energía, es decir, para la descripción de las colisiones a altas energías entre las partículas elementales, tales como los e^+ , e^- , p y \bar{p} en varias combinaciones. Contiene teoría y modelos para una serie de aspectos de la física, incluidos disco y las interacciones suaves, distribuciones partónicas, chorros iniciales y el estado final de los partones, múltiples interacciones, la fragmentación y desintegración. Se basa en gran medida en la investigación original, sino que también toma prestadas muchas fórmulas y otros conocimientos de la literatura.

El desarrollo de JETSET, el primer miembro de la familia "Lund Monte Carlo", fue iniciada por los miembros del grupo de teoría de Lund en 1978, y ha continuado desde entonces. Un número de personas han contribuido a este y otros programas basados en él. La más extensa de ellas es PYTHIA. Con los años, estos dos programas han llegado cada vez más a ser mantenidos en común. En 1997 fueron fusionados en uno, bajo el sello PYTHIA. Hasta hace unos años la versión principal era PYTHIA 6.4.

En 2004, una reescritura de Fortran 77 a $C++$ se inició, y con el lanzamiento de PYTHIA 8,1 en 2007, el nuevo código se convirtió en la versión oficial principal. En realidad, la comunidad experimental ha seguido confiando en gran medida de la versión 6.4.

Específicamente en nuestro trabajo usamos `lambdapp.f`: En este programa de fortran: Se leen las tablas de acoplamientos y mezclas desde un archivo SLHA llamado `SPheno.spc` (producido por SPHENO). Por lo tanto PYTHIA se encarga directamente de hacer decaer todas las partículas supersimétricas hasta el neutralino, que en este caso

es la partícula supersimétrica más liviana (LSP). Se activa la opción de violación de paridad R a través de términos trilineales con violación de número bariónico: $\lambda''_{ijk} = 0$ (con todos los acoplamientos iguales a cero).

Se fija uno de los acoplamientos a un valor diferente de cero, de modo que la LSP es inestable y decae con la información de su punto de decaimiento y es almacenada en la variable de PYTHIA. Mirar la dirección pythia6.hepforge.org/

A.8. Simulación

Se muestra el código y una simulación de las 600 que se hicieron aproximadamente.

Parámetros supersimétricos

```
cat SPheno.spc
# SUSY Les Houches Accord 2 - MSSM spectrum + Decays
# SPheno v3.2.0
# W. Porod, Comput. Phys. Commun. 153 (2003) 275-315, hep-ph/0301101
# in case of problems send email to porod@physik.uni-wuerzburg.de
# Created: 21.06.2013, 10:03
Block SPINFO      # Program information
  1  SPheno      # spectrum calculator
  2  v3.2.0      # version number
#
Block SPhenoINFO  # SPheno specific information
  1    2          # using 2-loop RGEs
  2    1          # using running masses for boundary conditions at mZ
Block MODSEL      # Model selection
  1    1          # mSUGRA model
Block MINPAR      # Input parameters
  1    2.00000000E+02 # m0
  2    2.50000000E+02 # m12
  3    1.03759082E+01 # tanb at m_Z
```

```

4    1.00000000E+00 # cos(phase_mu)
5    -3.00000000E+02 # A0
#
Block gauge Q= 2.30644552E+16 # (GUT scale)
1    7.19430886E-01 # g'(Q)^DRbar
2    7.19430886E-01 # g(Q)^DRbar
3    7.09495720E-01 # g3(Q)^DRbar
Block EXTPAR # non-universal input parameters
25   1.00000000E+01 # tan(beta)
Block SMINPUTS # SM parameters
1    1.27932365E+02 # alpha_em^-1(MZ)^MSbar
2    1.16639000E-05 # G_mu [GeV^-2]
3    1.19000000E-01 # alpha_s(MZ)^MSbar
4    9.11876000E+01 # m_Z(pole)
5    4.20000000E+00 # m_b(m_b), MSbar
6    1.72900000E+02 # m_t(pole)
7    1.77700000E+00 # m_tau(pole)
8    0.00000000E+00 # m_nu_3
11   5.10998910E-04 # m_e(pole)
12   0.00000000E+00 # m_nu_1
13   1.05658000E-01 # m_muon(pole)
14   0.00000000E+00 # m_nu_2
21   5.00000000E-03 # m_d(2 GeV), MSbar
22   3.00000000E-03 # m_u(2 GeV), MSbar
23   1.05000000E-01 # m_s(2 GeV), MSbar
24   1.27000000E+00 # m_c(m_c), MSbar
Block gauge Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
1    3.63408909E-01 # g'(Q)^DRbar
2    6.46946872E-01 # g(Q)^DRbar
3    1.08413902E+00 # g3(Q)^DRbar
Block Yu Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
1 1    8.45375804E-06 # Y_u(Q)^DRbar
2 2    3.57875821E-03 # Y_c(Q)^DRbar
3 3    8.69570786E-01 # Y_t(Q)^DRbar
Block Yd Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
1 1    1.32165708E-04 # Y_d(Q)^DRbar
2 2    2.77548022E-03 # Y_s(Q)^DRbar
3 3    1.35057824E-01 # Y_b(Q)^DRbar

```

```

Block Ye Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
  1 1 2.97985083E-05 # Y_e(Q)^DRbar
  2 2 6.16136998E-03 # Y_mu(Q)^DRbar
  3 3 1.03648236E-01 # Y_tau(Q)^DRbar
Block Au Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
  1 1 -7.94809448E+02 # A_u(Q)^DRbar
  2 2 -7.94804709E+02 # A_c(Q)^DRbar
  3 3 -5.62297871E+02 # A_t(Q)^DRbar
Block Ad Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
  1 1 -1.02351477E+03 # A_d(Q)^DRbar
  2 2 -1.02351105E+03 # A_s(Q)^DRbar
  3 3 -9.41811263E+02 # A_b(Q)^DRbar
Block Ae Q= 1.00000000E+03 # (SUSY scale)
  1 1 -4.48295876E+02 # A_e(Q)^DRbar
  2 2 -4.48283154E+02 # A_mu(Q)^DRbar
  3 3 -4.44695952E+02 # A_tau(Q)^DRbar
Block MSOFT Q= 1.00000000E+03 # soft SUSY breaking masses at Q
  1 1.03578718E+02 # M_1
  2 1.93470877E+02 # M_2
  3 5.71266330E+02 # M_3
 21 5.90380715E+04 # M^2_(H,d)
 22 -1.42422155E+05 # M^2_(H,u)
 31 2.59610818E+02 # M_(L,11)
 32 2.59604316E+02 # M_(L,22)
 33 2.57773128E+02 # M_(L,33)
 34 2.19814701E+02 # M_(E,11)
 35 2.19799179E+02 # M_(E,22)
 36 2.15398176E+02 # M_(E,33)
 41 5.55987272E+02 # M_(Q,11)
 42 5.55985076E+02 # M_(Q,22)
 43 4.93656312E+02 # M_(Q,33)
 44 5.38794634E+02 # M_(U,11)
 45 5.38792015E+02 # M_(U,22)
 46 4.01383044E+02 # M_(U,33)
 47 5.36780555E+02 # M_(D,11)
 48 5.36778585E+02 # M_(D,22)
 49 5.32410356E+02 # M_(D,33)
Block MASS # Mass spectrum

```

#	PDG code	mass	particle
	6	1.72900000E+02	# m_t(pole)
	23	9.11876000E+01	# m_Z(pole)
	24	8.03218219E+01	# W+
	15	1.77700000E+00	# m_tau(pole)
	25	1.11345947E+02	# h0
	35	4.63157648E+02	# H0
	36	4.63027389E+02	# A0
	37	4.70285745E+02	# H+
1000001		5.98111015E+02	# ~d_L
2000001		5.76594422E+02	# ~d_R
1000002		5.92987473E+02	# ~u_L
2000002		5.76835964E+02	# ~u_R
1000003		5.98110684E+02	# ~s_L
2000003		5.76590083E+02	# ~s_R
1000004		5.93000430E+02	# ~c_L
2000004		5.76818072E+02	# ~c_R
1000005		5.27580353E+02	# ~b_1
2000005		5.74235803E+02	# ~b_2
1000006		3.85694977E+02	# ~t_1
2000006		6.00880362E+02	# ~t_2
1000011		2.65663511E+02	# ~e_L-
2000011		2.25068578E+02	# ~e_R-
1000012		2.53388327E+02	# ~nu_eL
1000013		2.65678027E+02	# ~mu_L-
2000013		2.25027134E+02	# ~mu_R-
1000014		2.53381131E+02	# ~nu_muL
1000015		2.14243497E+02	# ~tau_1-
2000015		2.68797367E+02	# ~tau_2-
1000016		2.51352599E+02	# ~nu_tauL
1000021		6.19741955E+02	# ~g
1000022		9.85343694E+01	# ~chi_10
1000023		1.85132272E+02	# ~chi_20
1000025		-4.00965648E+02	# ~chi_30
1000035		4.14707296E+02	# ~chi_40
1000024		1.84927348E+02	# ~chi_1+
1000037		4.16091255E+02	# ~chi_2+

Higgs mixing

```

Block alpha # Effective Higgs mixing angle
      -1.07907247E-01 # alpha
Block Hmix Q= 1.00000000E+03 # Higgs mixing parameters
      1 3.96333464E+02 # mu
      2 1.00000000E+01 # tan[beta](Q)
      3 2.43319091E+02 # v(Q)
      4 1.97380582E+05 # m^2_A(Q)
Block stopmix # stop mixing matrix
      1 1 5.41081560E-01 # Re[R_st(1,1)]
      1 2 8.40970122E-01 # Re[R_st(1,2)]
      2 1 -8.40970122E-01 # Re[R_st(2,1)]
      2 2 5.41081560E-01 # Re[R_st(2,2)]
Block sbotmix # sbottom mixing matrix
      1 1 9.71935746E-01 # Re[R_sb(1,1)]
      1 2 2.35246479E-01 # Re[R_sb(1,2)]
      2 1 -2.35246479E-01 # Re[R_sb(2,1)]
      2 2 9.71935746E-01 # Re[R_sb(2,2)]
Block staumix # stau mixing matrix
      1 1 3.19377007E-01 # Re[R_sta(1,1)]
      1 2 9.47627737E-01 # Re[R_sta(1,2)]
      2 1 -9.47627737E-01 # Re[R_sta(2,1)]
      2 2 3.19377007E-01 # Re[R_sta(2,2)]
Block Nmix # neutralino mixing matrix
      1 1 -9.89112213E-01 # Re[N(1,1)]
      1 2 4.70702865E-02 # Re[N(1,2)]
      1 3 -1.31880678E-01 # Re[N(1,3)]
      1 4 4.52648406E-02 # Re[N(1,4)]
      2 1 -8.41177738E-02 # Re[N(2,1)]
      2 2 -9.57077942E-01 # Re[N(2,2)]
      2 3 2.44082602E-01 # Re[N(2,3)]
      2 4 -1.31718243E-01 # Re[N(2,4)]
      3 1 -5.63220926E-02 # Re[N(3,1)]
      3 2 8.48182342E-02 # Re[N(3,2)]
      3 3 6.96487881E-01 # Re[N(3,3)]
      3 4 7.10308610E-01 # Re[N(3,4)]
      4 1 -1.06813169E-01 # Re[N(4,1)]
      4 2 2.73115483E-01 # Re[N(4,2)]
      4 3 6.61767181E-01 # Re[N(4,3)]

```

```

4 4 -6.89973244E-01 # Re[N(4,4)]
Block Umix # chargino mixing matrix
1 1 -9.34929584E-01 # Re[U(1,1)]
1 2 3.54833303E-01 # Re[U(1,2)]
2 1 3.54833303E-01 # Re[U(2,1)]
2 2 9.34929584E-01 # Re[U(2,2)]
Block Vmix # chargino mixing matrix
1 1 -9.81223371E-01 # Re[V(1,1)]
1 2 1.92874822E-01 # Re[V(1,2)]
2 1 1.92874822E-01 # Re[V(2,1)]
2 2 9.81223371E-01 # Re[V(2,2)]
DECAY 2000011 7.56904548E-01 # ~e^-_R
# BR NDA ID1 ID2
9.98843695E-01 2 1000022 11 # BR(~e^-_R -> chi^0_1 e^-)
1.15630080E-03 2 1000023 11 # BR(~e^-_R -> chi^0_2 e^-)
DECAY 1000011 1.02165517E+00 # ~e^-_L
# BR NDA ID1 ID2
2.08243601E-01 2 1000022 11 # BR(~e^-_L -> chi^0_1 e^-)
2.88920306E-01 2 1000023 11 # BR(~e^-_L -> chi^0_2 e^-)
5.02835668E-01 2 -1000024 12 # BR(~e^-_L -> chi^-_1 nu_e)
# BR NDA ID1 ID2 ID3
DECAY 2000013 7.56534304E-01 # ~mu^-_R
# BR NDA ID1 ID2
9.98578914E-01 2 1000022 13 # BR(~mu^-_R -> chi^0_1 mu^-)
1.24953267E-03 2 1000023 13 # BR(~mu^-_R -> chi^0_2 mu^-)
1.71553409E-04 2 -1000024 14 # BR(~mu^-_R -> chi^-_1 nu_mu)
DECAY 1000013 1.02170579E+00 # ~mu^-_L
# BR NDA ID1 ID2
2.08651957E-01 2 1000022 13 # BR(~mu^-_L -> chi^0_1 mu^-)
2.88777592E-01 2 1000023 13 # BR(~mu^-_L -> chi^0_2 mu^-)
5.02569965E-01 2 -1000024 14 # BR(~mu^-_L -> chi^-_1 nu_mu)
# BR NDA ID1 ID2 ID3
DECAY 1000015 6.60278091E-01 # ~tau^-_1
# BR NDA ID1 ID2
9.65430684E-01 2 1000022 15 # BR(~tau^-_1 -> chi^0_1 tau^-)
1.27528887E-02 2 1000023 15 # BR(~tau^-_1 -> chi^0_2 tau^-)
2.18164269E-02 2 -1000024 16 # BR(~tau^-_1 -> chi^-_1 nu_tau)
DECAY 2000015 1.02898916E+00 # ~tau^-_2

```

#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.82239675E-01	2	1000022	15	# BR($\tilde{\tau}^-_{-2} \rightarrow \chi^0_{-1} \tau^-$)
	2.63327654E-01	2	1000023	15	# BR($\tilde{\tau}^-_{-2} \rightarrow \chi^0_{-2} \tau^-$)
	4.54389578E-01	2	-1000024	16	# BR($\tilde{\tau}^-_{-2} \rightarrow \chi^-_{-1} \nu_{\tau}$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY	1000012	9.09552117E-01	#	$\tilde{\nu}_e$	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.03506270E-01	2	1000022	12	# BR($\tilde{\nu}_e \rightarrow \chi^0_{-1} \nu_e$)
	2.08655359E-01	2	1000023	12	# BR($\tilde{\nu}_e \rightarrow \chi^0_{-2} \nu_e$)
	4.87838372E-01	2	1000024	11	# BR($\tilde{\nu}_e \rightarrow \chi^+_{-1} e^-$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY	1000014	9.09439161E-01	#	$\tilde{\nu}_{\mu}$	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.03529202E-01	2	1000022	14	# BR($\tilde{\nu}_{\mu} \rightarrow \chi^0_{-1} \nu_{\mu}$)
	2.08648203E-01	2	1000023	14	# BR($\tilde{\nu}_{\mu} \rightarrow \chi^0_{-2} \nu_{\mu}$)
	4.87822577E-01	2	1000024	13	# BR($\tilde{\nu}_{\mu} \rightarrow \chi^+_{-1} \mu^-$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY	1000016	8.77666590E-01	#	$\tilde{\nu}_{\tau}$	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.10200184E-01	2	1000022	16	# BR($\tilde{\nu}_{\tau} \rightarrow \chi^0_{-1} \nu_{\tau}$)
	2.06583628E-01	2	1000023	16	# BR($\tilde{\nu}_{\tau} \rightarrow \chi^0_{-2} \nu_{\tau}$)
	4.83203657E-01	2	1000024	15	# BR($\tilde{\nu}_{\tau} \rightarrow \chi^+_{-1} \tau^-$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY	2000001	3.13501148E-01	#	\tilde{d}_R	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	9.90119545E-01	2	1000022	1	# BR($\tilde{d}_R \rightarrow \chi^0_{-1} d$)
	6.11405960E-03	2	1000023	1	# BR($\tilde{d}_R \rightarrow \chi^0_{-2} d$)
	9.08476185E-04	2	1000025	1	# BR($\tilde{d}_R \rightarrow \chi^0_{-3} d$)
	2.85458454E-03	2	1000035	1	# BR($\tilde{d}_R \rightarrow \chi^0_{-4} d$)
DECAY	1000001	5.72328977E+00	#	\tilde{d}_L	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.22166066E-02	2	1000022	1	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^0_{-1} d$)
	3.15192843E-01	2	1000023	1	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^0_{-2} d$)
	1.19947230E-03	2	1000025	1	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^0_{-3} d$)
	1.00786789E-02	2	1000035	1	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^0_{-4} d$)
	6.22137367E-01	2	-1000024	2	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^-_{-1} u$)
	2.91750325E-02	2	-1000037	2	# BR($\tilde{d}_L \rightarrow \chi^-_{-2} u$)
DECAY	2000003	3.14195582E-01	#	\tilde{s}_R	

#	BR	NDA	ID1	ID2	
	9.87935535E-01	2	1000022	3	# BR($\tilde{s}_R \rightarrow \chi^0_1 s$)
	6.82889027E-03	2	1000023	3	# BR($\tilde{s}_R \rightarrow \chi^0_2 s$)
	9.24265350E-04	2	1000025	3	# BR($\tilde{s}_R \rightarrow \chi^0_3 s$)
	2.84425403E-03	2	1000035	3	# BR($\tilde{s}_R \rightarrow \chi^0_4 s$)
	1.46635330E-03	2	-1000024	4	# BR($\tilde{s}_R \rightarrow \chi^-_{-1} c$)
DECAY	1000003	5.72265635E+00			# \tilde{s}_L
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.22188196E-02	2	1000022	3	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^0_1 s$)
	3.15186741E-01	2	1000023	3	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^0_2 s$)
	1.20309125E-03	2	1000025	3	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^0_3 s$)
	1.00839450E-02	2	1000035	3	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^0_4 s$)
	6.22114595E-01	2	-1000024	4	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^-_{-1} c$)
	2.91928084E-02	2	-1000037	4	# BR($\tilde{s}_L \rightarrow \chi^-_{-2} c$)
DECAY	1000005	5.06763333E+00			# \tilde{b}_1
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.85087265E-02	2	1000022	5	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \chi^0_1 b$)
	2.90404373E-01	2	1000023	5	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \chi^0_2 b$)
	3.04865961E-03	2	1000025	5	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \chi^0_3 b$)
	5.84806692E-03	2	1000035	5	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \chi^0_4 b$)
	3.83275771E-01	2	-1000024	6	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \chi^-_{-1} t$)
	2.88914403E-01	2	1000006	-24	# BR($\tilde{b}_1 \rightarrow \tilde{t}_1 W^-$)
DECAY	2000005	7.04712262E-01			# \tilde{b}_2
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.94332496E-01	2	1000022	5	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \chi^0_1 b$)
	6.83889931E-02	2	1000023	5	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \chi^0_2 b$)
	4.76804955E-02	2	1000025	5	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \chi^0_3 b$)
	5.83462184E-02	2	1000035	5	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \chi^0_4 b$)
	9.08803876E-02	2	-1000024	6	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \chi^-_{-1} t$)
	3.40371410E-01	2	1000006	-24	# BR($\tilde{b}_2 \rightarrow \tilde{t}_1 W^-$)
DECAY	2000002	1.25459586E+00			# \tilde{u}_R
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	9.90117338E-01	2	1000022	2	# BR($\tilde{u}_R \rightarrow \chi^0_1 u$)
	6.11326349E-03	2	1000023	2	# BR($\tilde{u}_R \rightarrow \chi^0_2 u$)
	9.09813086E-04	2	1000025	2	# BR($\tilde{u}_R \rightarrow \chi^0_3 u$)
	2.85956828E-03	2	1000035	2	# BR($\tilde{u}_R \rightarrow \chi^0_4 u$)
DECAY	1000002	5.91451886E+00			# \tilde{u}_L
#	BR	NDA	ID1	ID2	

7.53087214E-03	2	1000022	2	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^0_1 u$)
3.21779798E-01	2	1000023	2	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^0_2 u$)
6.78372607E-04	2	1000025	2	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^0_3 u$)
6.98044127E-03	2	1000035	2	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^0_4 u$)
6.55027565E-01	2	1000024	1	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^+_1 d$)
8.00295039E-03	2	1000037	1	# BR($\tilde{u}_L \rightarrow \chi^+_2 d$)
DECAY 2000004	1.25911473E+00	# \tilde{c}_R		
# BR	NDA	ID1	ID2	
9.85647698E-01	2	1000022	4	# BR($\tilde{c}_R \rightarrow \chi^0_1 c$)
7.56306100E-03	2	1000023	4	# BR($\tilde{c}_R \rightarrow \chi^0_2 c$)
9.46217656E-04	2	1000025	4	# BR($\tilde{c}_R \rightarrow \chi^0_3 c$)
2.83564330E-03	2	1000035	4	# BR($\tilde{c}_R \rightarrow \chi^0_4 c$)
3.00713244E-03	2	1000024	3	# BR($\tilde{c}_R \rightarrow \chi^+_1 s$)
DECAY 1000004	5.91008294E+00	# \tilde{c}_L		
# BR	NDA	ID1	ID2	
7.72825980E-03	2	1000022	4	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^0_1 c$)
3.21701249E-01	2	1000023	4	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^0_2 c$)
6.77798497E-04	2	1000025	4	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^0_3 c$)
6.99800014E-03	2	1000035	4	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^0_4 c$)
6.54874982E-01	2	1000024	3	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^+_1 s$)
8.01971076E-03	2	1000037	3	# BR($\tilde{c}_L \rightarrow \chi^+_2 s$)
DECAY 1000006	1.59691627E+00	# \tilde{t}_1		
# BR	NDA	ID1	ID2	
2.31109015E-01	2	1000022	6	# BR($\tilde{t}_1 \rightarrow \chi^0_1 t$)
1.77230546E-03	2	1000023	4	# BR($\tilde{t}_1 \rightarrow \chi^0_2 c$)
9.73145628E-02	2	1000023	6	# BR($\tilde{t}_1 \rightarrow \chi^0_2 t$)
6.69686372E-01	2	1000024	5	# BR($\tilde{t}_1 \rightarrow \chi^+_1 b$)
# BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY 2000006	7.64949541E+00	# \tilde{t}_2		
# BR	NDA	ID1	ID2	
3.17176561E-02	2	1000022	6	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^0_1 t$)
9.79906066E-02	2	1000023	6	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^0_2 t$)
2.00876626E-02	2	1000025	6	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^0_3 t$)
1.12294488E-01	2	1000035	6	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^0_4 t$)
2.53284018E-01	2	1000024	5	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^+_1 b$)
1.41586880E-01	2	1000037	5	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \chi^+_2 b$)
2.88421553E-01	2	1000006	23	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{t}_1 Z$)
5.46171367E-02	2	1000006	25	# BR($\tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{t}_1 h^0$)

DECAY	1000024	1.12123794E-03	# chi ⁺ ₁		
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	9.84949774E-01	2	1000022	24	# BR(chi ⁺ ₁ -> chi ⁰ ₁ W ⁺)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
	4.41058896E-03	3	1000022	-11	12 # BR(chi ⁺ ₁ -> chi ⁰ ₁
	4.41547055E-03	3	1000022	-13	14 # BR(chi ⁺ ₁ -> chi ⁰ ₁
	6.17009951E-03	3	1000022	-15	16 # BR(chi ⁺ ₁ -> chi ⁰ ₁
DECAY	1000037	2.81373469E+00	# chi ⁺ ₂		
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.71987836E-02	2	-1000011	12	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~e ⁺ _L nu _e)
	2.72117718E-02	2	-1000013	14	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~mu ⁺ _L nu _{mu})
	2.72269744E-04	2	-1000015	16	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~tau ⁺ ₁ nu _{tau})
	3.08361209E-02	2	-2000015	16	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~tau ⁺ ₂ nu _{tau})
	9.06577597E-03	2	1000012	-11	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~nu _e e ⁺)
	9.08502805E-03	2	1000014	-13	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~nu _{mu} mu ⁺)
	1.46154353E-02	2	1000016	-15	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~nu _{tau} tau ⁺)
	3.81285446E-02	2	1000006	-5	# BR(chi ⁺ ₂ -> ~t ₁ b _{bar})
	7.30822830E-02	2	1000022	24	# BR(chi ⁺ ₂ -> chi ⁰ ₁ W ⁺)
	3.00582925E-01	2	1000023	24	# BR(chi ⁺ ₂ -> chi ⁰ ₂ W ⁺)
	2.62943765E-01	2	1000024	23	# BR(chi ⁺ ₂ -> chi ⁺ ₁ Z)
	2.06780270E-01	2	1000024	25	# BR(chi ⁺ ₂ -> chi ⁺ ₁ h ⁰)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
	1.07567778E-04	3	1000022	-5	6 # BR(chi ⁺ ₂ -> chi ⁰ ₁
DECAY	1000022	0.00000000E+00	# chi ⁰ ₁		
DECAY	1000023	3.11591202E-05	# chi ⁰ ₂		
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	5.01220954E-04	2	1000022	22	# BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁ photon)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
	1.26413089E-01	3	1000022	2	-2 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	1.26225810E-01	3	1000022	4	-4 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	1.67767593E-01	3	1000022	1	-1 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	1.67766989E-01	3	1000022	3	-3 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	1.72553721E-01	3	1000022	5	-5 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	2.95366774E-02	3	1000022	11	-11 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	2.96980619E-02	3	1000022	13	-13 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	8.94903831E-02	3	1000022	15	-15 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
	9.00464553E-02	3	1000022	12	-12 # BR(chi ⁰ ₂ -> chi ⁰ ₁
DECAY	1000025	2.39795241E+00	# chi ⁰ ₃		

#	BR	NDA	ID1	ID2	
	6.53777912E-04	2	2000011	-11	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{e}^-_R e^+$)
	6.53777912E-04	2	-2000011	11	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{e}^+_R e^-$)
	3.09833352E-04	2	1000011	-11	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{e}^-_L e^+$)
	3.09833352E-04	2	-1000011	11	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{e}^+_L e^-$)
	6.59898904E-04	2	2000013	-13	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\mu}^-_R \mu^+$)
	6.59898904E-04	2	-2000013	13	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\mu}^+_R \mu^-$)
	3.25307198E-04	2	1000013	-13	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\mu}^-_L \mu^+$)
	3.25307198E-04	2	-1000013	13	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\mu}^+_L \mu^-$)
	3.14412262E-03	2	1000015	-15	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\tau}^-_1 \tau^+$)
	3.14412262E-03	2	-1000015	15	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\tau}^+_1 \tau^-$)
	4.17054022E-03	2	2000015	-15	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\tau}^-_2 \tau^+$)
	4.17054022E-03	2	-2000015	15	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\tau}^+_2 \tau^-$)
	1.70307495E-03	2	1000012	-12	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}_e \nu_{\bar{e}}$)
	1.70307495E-03	2	-1000012	12	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}^*_e \nu_e$)
	1.70320358E-03	2	1000014	-14	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}_\mu \nu_{\bar{\mu}}$)
	1.70320358E-03	2	-1000014	14	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}^*_\mu \nu_\mu$)
	1.73951040E-03	2	1000016	-16	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}_\tau \nu_{\bar{\tau}}$)
	1.73951040E-03	2	-1000016	16	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\tilde{\nu}^*_\tau \nu_\tau$)
	2.99186432E-01	2	1000024	-24	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^+_{+1} W^-$)
	2.99186432E-01	2	-1000024	24	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^-_{-1} W^+$)
	1.02663893E-01	2	1000022	23	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^0_1 Z$)
	2.31010039E-01	2	1000023	23	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^0_2 Z$)
	2.18662123E-02	2	1000022	25	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^0_1 h^0$)
	1.71980214E-02	2	1000023	25	# BR(chi ⁰ ₃ -> $\chi^0_2 h^0$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECAY	1000035	2.77587458E+00	#	chi ⁰ ₄	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.22872108E-03	2	2000011	-11	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{e}^-_R e^+$)
	2.22872108E-03	2	-2000011	11	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{e}^+_R e^-$)
	4.91056400E-03	2	1000011	-11	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{e}^-_L e^+$)
	4.91056400E-03	2	-1000011	11	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{e}^+_L e^-$)
	2.22244415E-03	2	2000013	-13	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\mu}^-_R \mu^+$)
	2.22244415E-03	2	-2000013	13	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\mu}^+_R \mu^-$)
	4.93131253E-03	2	1000013	-13	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\mu}^-_L \mu^+$)
	4.93131253E-03	2	-1000013	13	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\mu}^+_L \mu^-$)
	1.62103952E-03	2	1000015	-15	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\tau}^-_1 \tau^+$)
	1.62103952E-03	2	-1000015	15	# BR(chi ⁰ ₄ -> $\tilde{\tau}^+_1 \tau^-$)

9.79175737E-03	2	2000015	-15	# BR(chi^0_4 -> ~tau^-_2 tau^+)
9.79175737E-03	2	-2000015	15	# BR(chi^0_4 -> ~tau^+_2 tau^-)
1.35525328E-02	2	1000012	-12	# BR(chi^0_4 -> ~nu_e nu_bar_e)
1.35525328E-02	2	-1000012	12	# BR(chi^0_4 -> ~nu*_e nu_e)
1.35534500E-02	2	1000014	-14	# BR(chi^0_4 -> ~nu_mu nu_bar_mu)
1.35534500E-02	2	-1000014	14	# BR(chi^0_4 -> ~nu*_mu nu_mu)
1.38121779E-02	2	1000016	-16	# BR(chi^0_4 -> ~nu_tau nu_bar_t)
1.38121779E-02	2	-1000016	16	# BR(chi^0_4 -> ~nu*_tau nu_tau)
2.83909263E-01	2	1000024	-24	# BR(chi^0_4 -> chi^+_1 W^-)
2.83909263E-01	2	-1000024	24	# BR(chi^0_4 -> chi^-_1 W^+)
2.37614824E-02	2	1000022	23	# BR(chi^0_4 -> chi^0_1 Z)
2.52714219E-02	2	1000023	23	# BR(chi^0_4 -> chi^0_2 Z)
7.46067264E-02	2	1000022	25	# BR(chi^0_4 -> chi^0_1 h^0)
1.75156669E-01	2	1000023	25	# BR(chi^0_4 -> chi^0_2 h^0)
# BR	NDA	ID1	ID2	ID3
DECA Y	1000021	3.85574962E+00	# ~g	
# BR	NDA	ID1	ID2	
3.35773498E-02	2	2000002	-2	# BR(~g -> ~u_R u_bar)
3.35773498E-02	2	-2000002	2	# BR(~g -> ~u*_R u)
1.34106397E-02	2	1000002	-2	# BR(~g -> ~u_L u_bar)
1.34106397E-02	2	-1000002	2	# BR(~g -> ~u*_L u)
3.35272815E-02	2	2000004	-4	# BR(~g -> ~c_R c_bar)
3.35272815E-02	2	-2000004	4	# BR(~g -> ~c*_R c)
1.34234829E-02	2	1000004	-4	# BR(~g -> ~c_L c_bar)
1.34234829E-02	2	-1000004	4	# BR(~g -> ~c*_L c)
2.21828765E-03	2	1000006	-4	# BR(~g -> ~t_1 c_bar)
2.21828765E-03	2	-1000006	4	# BR(~g -> ~t*_1 c)
1.39680999E-01	2	1000006	-6	# BR(~g -> ~t_1 t_bar)
1.39680999E-01	2	-1000006	6	# BR(~g -> ~t*_1 t)
3.39427541E-02	2	2000001	-1	# BR(~g -> ~d_R d_bar)
3.39427541E-02	2	-2000001	1	# BR(~g -> ~d*_R d)
8.84034376E-03	2	1000001	-1	# BR(~g -> ~d_L d_bar)
8.84034376E-03	2	-1000001	1	# BR(~g -> ~d*_L d)
3.39475255E-02	2	2000003	-3	# BR(~g -> ~s_R s_bar)
3.39475255E-02	2	-2000003	3	# BR(~g -> ~s*_R s)
8.84138500E-03	2	1000003	-3	# BR(~g -> ~s_L s_bar)
8.84138500E-03	2	-1000003	3	# BR(~g -> ~s*_L s)
1.39100906E-01	2	1000005	-5	# BR(~g -> ~b_1 b_bar)

	1.39100906E-01	2	-1000005	5	# BR($\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}^*_1 b$)
	3.90984156E-02	2	2000005	-5	# BR($\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}_2 b_{\text{bar}}$)
	3.90984156E-02	2	-2000005	5	# BR($\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}^*_2 b$)
	1.00599526E-04	2	1000035	21	# BR($\tilde{g} \rightarrow \chi^0_4 g$)
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
	2.25022710E-04	3	1000024	5	-6 # BR($\tilde{g} \rightarrow \chi^+_{+1} b t$)
	2.25022710E-04	3	-1000024	-5	6 # BR($\tilde{g} \rightarrow \chi^-_{-1} b_b$)
DECAY	25	2.64445659E-03	#	h^0	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.85059114E-04	2	13	-13	# BR($h^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$)
	1.08701874E-01	2	15	-15	# BR($h^0 \rightarrow \tau^- \tau^+$)
	3.14535237E-04	2	3	-3	# BR($h^0 \rightarrow s s_{\text{bar}}$)
	7.25129723E-01	2	5	-5	# BR($h^0 \rightarrow b b_{\text{bar}}$)
	4.18180987E-02	2	4	-4	# BR($h^0 \rightarrow c c_{\text{bar}}$)
	7.12783524E-02	2	21	21	# BR($h^0 \rightarrow g g$)
	2.48259139E-03	2	22	22	# BR($h^0 \rightarrow \text{photon photon}$)
# writing decays into V V* as 3-body decays					
#	BR	NDA	ID1	ID2	ID3
	2.36122049E-03	3	24	11	12 # BR($h^0 \rightarrow W^+ e^- \nu_e$)
	2.36122049E-03	3	24	13	14 # BR($h^0 \rightarrow W^+ \mu^- \nu_\mu$)
	2.36122049E-03	3	24	15	16 # BR($h^0 \rightarrow W^+ \tau^- \nu_\tau$)
	8.26427170E-03	3	24	1	-2 # BR($h^0 \rightarrow W^+ d u_{\text{bar}}$)
	8.26427170E-03	3	24	3	-4 # BR($h^0 \rightarrow W^+ s c_{\text{bar}}$)
	2.36122049E-03	3	-24	-11	-12 # BR($h^0 \rightarrow W^- e^+ \nu_e$)
	2.36122049E-03	3	-24	-13	-14 # BR($h^0 \rightarrow W^- \mu^+ \nu_\mu$)
	2.36122049E-03	3	-24	-15	-16 # BR($h^0 \rightarrow W^- \tau^+ \nu_\tau$)
	8.26427170E-03	3	-24	-1	2 # BR($h^0 \rightarrow W^- d_{\text{bar}} u$)
	8.26427170E-03	3	-24	-3	4 # BR($h^0 \rightarrow W^- s_{\text{bar}} c$)
	9.32540389E-05	3	23	11	-11 # BR($h^0 \rightarrow Z e^- e^+$)
	9.32540389E-05	3	23	13	-13 # BR($h^0 \rightarrow Z \mu^- \mu^+$)
	7.99320333E-05	3	23	15	-15 # BR($h^0 \rightarrow Z \tau^- \tau^+$)
	5.32880222E-04	3	23	12	-12 # BR($h^0 \rightarrow Z \nu_e \nu_e$)
	3.73016155E-04	3	23	1	-1 # BR($h^0 \rightarrow Z u u_{\text{bar}}$)
	3.73016155E-04	3	23	3	-3 # BR($h^0 \rightarrow Z c c_{\text{bar}}$)
	3.73016155E-04	3	23	5	-5 # BR($h^0 \rightarrow Z t t_{\text{bar}}$)
	3.73016155E-04	3	23	2	-2 # BR($h^0 \rightarrow Z u u_{\text{bar}}$)
	3.73016155E-04	3	23	4	-4 # BR($h^0 \rightarrow Z c c_{\text{bar}}$)
DECAY	35	1.00116116E+00	#	H^0	

#	BR	NDA	ID1	ID2	
	3.45336653E-04	2	13	-13	# BR(H ⁰ -> mu ⁻ mu ⁺)
	9.77178050E-02	2	15	-15	# BR(H ⁰ -> tau ⁻ tau ⁺)
	2.40195359E-04	2	3	-3	# BR(H ⁰ -> s s _{bar})
	5.68724451E-01	2	5	-5	# BR(H ⁰ -> b b _{bar})
	1.08995772E-01	2	6	-6	# BR(H ⁰ -> t t _{bar})
	1.13182948E-04	2	2000011	-2000011	# BR(H ⁰ -> e ⁻ _R e ⁺ _R)
	1.19225765E-04	2	2000013	-2000013	# BR(H ⁰ -> mu ⁻ _R mu ⁺ _R)
	7.07319438E-03	2	1000015	-1000015	# BR(H ⁰ -> tau ⁻ ₁ tau ⁺ ₁)
	1.65252720E-02	2	1000022	1000022	# BR(H ⁰ -> chi ⁰ ₁ chi ⁰ ₁)
	5.96144065E-02	2	1000022	1000023	# BR(H ⁰ -> chi ⁰ ₁ chi ⁰ ₂)
	3.60895316E-02	2	1000023	1000023	# BR(H ⁰ -> chi ⁰ ₂ chi ⁰ ₂)
	8.96790278E-02	2	1000024	-1000024	# BR(H ⁰ -> chi ⁺ ₁ chi ⁻ ₁)
	1.87946065E-03	2	23	23	# BR(H ⁰ -> Z Z)
	3.79905231E-03	2	24	-24	# BR(H ⁰ -> W ⁺ W ⁻)
	8.50365340E-03	2	25	25	# BR(H ⁰ -> h ⁰ h ⁰)
	5.74161554E-04	2	21	21	# BR(H ⁰ -> g g)
DECAY	36	1.43013463E+00	#	A ⁰	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	2.42099036E-04	2	13	-13	# BR(A ⁰ -> mu ⁻ mu ⁺)
	6.85093052E-02	2	15	-15	# BR(A ⁰ -> tau ⁻ tau ⁺)
	1.68388923E-04	2	3	-3	# BR(A ⁰ -> s s _{bar})
	3.98732804E-01	2	5	-5	# BR(A ⁰ -> b b _{bar})
	1.33725946E-01	2	6	-6	# BR(A ⁰ -> t t _{bar})
	1.63242259E-02	2	1000022	1000022	# BR(A ⁰ -> chi ⁰ ₁ chi ⁰ ₁)
	7.79209721E-02	2	1000022	1000023	# BR(A ⁰ -> chi ⁰ ₁ chi ⁰ ₂)
	8.78006259E-02	2	1000023	1000023	# BR(A ⁰ -> chi ⁰ ₂ chi ⁰ ₂)
	2.15352223E-01	2	1000024	-1000024	# BR(A ⁰ -> chi ⁺ ₁ chi ⁻ ₁)
	1.12512644E-03	2	25	23	# BR(A ⁰ -> h ⁰ Z)
DECAY	37	8.02251650E-01	#	H ⁺	
#	BR	NDA	ID1	ID2	
	4.38343428E-04	2	-13	12	# BR(H ⁺ -> mu ⁺ nu _e)
	1.24042752E-01	2	-15	12	# BR(H ⁺ -> tau ⁺ nu _e)
	2.71276522E-04	2	-3	4	# BR(H ⁺ -> s _{bar} c)
	6.63739549E-01	2	-5	6	# BR(H ⁺ -> b _{bar} t)
	1.29567672E-02	2	-1000015	1000016	# BR(H ⁺ -> tau ⁺ ₁ nu _{tau})
	1.95202032E-01	2	1000024	1000022	# BR(H ⁺ -> chi ⁺ ₁ chi ⁰ ₁)
	1.20063666E-03	2	1000024	1000023	# BR(H ⁺ -> chi ⁺ ₁ chi ⁰ ₂)

	2.14802786E-03	2	25	24	# BR(H ⁺ -> h ⁰ W ⁺)
DECAY	6	2.43000000E+00	# top		
# BR		NDA	ID1	ID2	
	1.00000000E+00	2	5	24	# BR(t -> b W)
Block HiggsBoundsInputHiggsCouplingsFermions					
# ScalarNormEffCoupSq	PseudoSNormEffCoupSq	NP	IP1	IP2	IP2
1.17148386E+00	0.00000000E+00	3	25	5	5 # h0-b-b eff. coupling
9.98285161E+01	0.00000000E+00	3	35	5	5 # H0-b-b eff. coupling
0.00000000E+00	1.00000000E+02	3	36	5	5 # A0-b-b eff. coupling
#					
9.98285161E-01	0.00000000E+00	3	25	6	6 # h0-t-t eff. coupling
1.17148386E-02	0.00000000E+00	3	35	6	6 # H0-t-t eff. coupling
0.00000000E+00	1.00000000E-02	3	36	6	6 # A0-t-t eff. coupling
#					
1.17148386E+00	0.00000000E+00	3	25	15	15 # h0-tau-tau eff. coup
9.98285161E+01	0.00000000E+00	3	35	15	15 # H0-tau-tau eff. coup
0.00000000E+00	1.00000000E+02	3	36	15	15 # A0-tau-tau eff. coup
#					
Block HiggsBoundsInputHiggsCouplingsBosons					
9.99932127E-01	3	25	24	24	# h0-W-W eff. coupling ² , normalised to
6.78729114E-05	3	35	24	24	# H0-W-W eff. coupling ² , normalised to
0.00000000E+00	3	36	24	24	# A0-W-W eff. coupling ² , normalised to
#					
9.99932127E-01	3	25	23	23	# h0-Z-Z eff. coupling ² , normalised to
6.78729114E-05	3	35	23	23	# H0-Z-Z eff. coupling ² , normalised to
0.00000000E+00	3	36	23	23	# A0-Z-Z eff. coupling ² , normalised to
#					
1.19438909E+00	3	25	21	21	# h0-g-g eff. coupling ² , normalised to
2.85388212E-02	3	35	21	21	# H0-g-g eff. coupling ² , normalised to
1.11863916E-01	3	36	21	21	# A0-g-g eff. coupling ² , normalised to
#					
0.00000000E+00	3	25	25	23	# h0-h0-Z eff. coupling ² , normalised to
0.00000000E+00	3	35	25	23	# H0-h0-Z eff. coupling ² , normalised to
6.78729114E-05	3	36	25	23	# A0-h0-Z eff. coupling ² , normalised to
0.00000000E+00	3	35	35	23	# H0-H0-Z eff. coupling ² , normalised to
9.99932127E-01	3	36	35	23	# A0-H0-Z eff. coupling ² , normalised to
0.00000000E+00	3	36	36	23	# A0-A0-Z eff. coupling ² , normalised to
#					

```

0.00000000E+00      4 25 21 21 23 # h0-g-g-Z eff. coupling^2, normalis
0.00000000E+00      4 35 21 21 23 # H0-g-g-Z eff. coupling^2, normalis
0.00000000E+00      4 36 21 21 23 # A0-g-g-Z eff. coupling^2, normalis
Block SPhenoLowEnergy # low energy observables
  1  2.60282598E-04 # BR(b -> s gamma)
  2  1.57244573E-06 # BR(b -> s mu+ mu-)
  3  3.49457977E-05 # BR(b -> s nu nu)
  4  5.11076997E-11 # BR(Bd -> mu+ mu-)
  5  3.33830585E-09 # BR(Bs -> mu+ mu-)
  6  1.08573344E-04 # BR(B_u -> tau nu)
  7  9.81735057E-01 # BR(B_u -> tau nu)/BR(B_u -> tau nu)_SM
  8  2.68428049E-01 # |Delta(M_Bd)| [ps^-1]
  9  1.99166601E+01 # |Delta(M_Bs)| [ps^-1]
 20  9.94881277E-14 # Delta(g-2)_electron/2
 21  1.80336882E-09 # Delta(g-2)_muon/2
 22  2.93921401E-08 # Delta(g-2)_tau/2
 23  0.00000000E+00 # electric dipole moment of the electron
 24  0.00000000E+00 # electric dipole moment of the muon
 25  0.00000000E+00 # electric dipole moment of the tau
 26  0.00000000E+00 # Br(mu -> e gamma)
 27  0.00000000E+00 # Br(tau -> e gamma)
 28  0.00000000E+00 # Br(tau -> mu gamma)
 29  0.00000000E+00 # Br(mu -> 3 e)
 30  0.00000000E+00 # Br(tau -> 3 e)
 31  0.00000000E+00 # Br(tau -> 3 mu)
 39  2.46125821E-03 # Delta(rho_parameter)
 40  0.00000000E+00 # BR(Z -> e mu)
 41  0.00000000E+00 # BR(Z -> e tau)
 42  0.00000000E+00 # BR(Z -> mu tau)
Block FWCOEF Q= 9.11876000E+01 # Wilson coefficients at scale Q
#   id      order M      value      comment
Block FWCOEF Q= 1.60000000E+02 # Wilson coefficients at scale Q
#   id      order M      value      comment
 0305 4422   00   0    -1.87745354E-01 # C7
 0305 4422   00   1     5.60235635E-02 # C7
 0305 4322   00   1     1.04705763E-03 # C7'
 0305 6421   00   0    -9.48855303E-02 # C8
 0305 6421   00   1    -4.97644926E-03 # C8

```

```

0305 6321 00 1 -1.69179065E-04 # C8'
03051111 4133 00 0 -3.85357000E-01 # C9 e+e-
03051111 4133 00 1 2.25252155E-03 # C9 e+e-
03051111 4233 00 1 -1.65776179E-05 # C9' e+e-
03051111 4137 00 0 -4.02183771E+00 # C10 e+e-
03051111 4137 00 1 4.11410731E-02 # C10 e+e-
03051111 4237 00 1 2.63866327E-04 # C10' e+e-
03051313 4133 00 0 -3.85357000E-01 # C9 mu+mu-
03051313 4133 00 1 2.25235734E-03 # C9 mu+mu-
03051313 4233 00 1 -1.65783840E-05 # C9' mu+mu-
03051313 4137 00 0 -4.02183771E+00 # C10 mu+mu-
03051313 4137 00 1 4.11408761E-02 # C10 mu+mu-
03051313 4237 00 1 2.63867092E-04 # C10' mu+mu-
03051212 4237 00 0 1.48997502E+00 # C11 nu_1 nu_1
03051212 4237 00 1 -9.89970302E-03 # C11 nu_1 nu_1
03051212 4137 00 1 -6.22429473E-05 # C11' nu_1 nu_1
03051414 4237 00 0 1.48997502E+00 # C11 nu_2 nu_2
03051414 4237 00 1 -9.89970298E-03 # C11 nu_2 nu_2
03051414 4137 00 1 -6.22427742E-05 # C11' nu_2 nu_2
03051616 4237 00 0 1.48997502E+00 # C11 nu_3 nu_3
03051616 4237 00 1 -9.89968941E-03 # C11 nu_3 nu_3
03051616 4137 00 1 -6.21939980E-05 # C11' nu_3 nu_3

```

```

*****
*****      CALCULATES R-PARITY VIOLATING      *****
*****                               SUSY CROSS SECTIONS                               *****
*****                               LOOKING FOR DISPLACED VERTICES                               *****
*****

```

```

    implicit double precision(a-h,o-z)
    integer ison(10),isonreal(10)
    double precision dl(10)
C.....===== PYTHIA COMMONS=====
C.....Parameters.
COMMON/PYPARS/MSTP(200),PARP(200),MSTI(200),PARI(200)
COMMON/PYDAT1/MSTU(200),PARU(200),MSTJ(200),PARJ(200)

```

```

C.....Supersymmetry parameters.
COMMON/PYMSSM/IMSS(0:99),RMSS(0:99)
COMMON/PYMSRV/RVLAM(3,3,3), RVLAMP(3,3,3), RVLAMB(3,3,3)
C..... Cross section information
COMMON/PYINT2/ISET(500),KFPR(500,2),COEF(500,20),ICOL(40,4,2)
COMMON/PYINT5/NGENPD,NGEN(0:500,3),XSEC(0:500,3)
C.....The event record.
COMMON/PYJETS/N,NPAD,K(4000,5),P(4000,5),V(4000,5)
C.....Particle properties + some flavour parameters.
C.....Selection of hard scattering subprocesses.
COMMON/PYSUBS/MSEL,MSELPD,MSUB(500),KFIN(2,-40:40),CKIN(200)
C..... other stuff
COMMON/PYDATR/MRPY(6),RRPY(100)
EXTERNAL PYDATA
*****-- local variables --*****
integer i
*****-- general input --*****
open(10,file='sigma.in',status='old')
read(10,*)ievmax          ! number of simulations
read(10,*)rs              ! dsqrt(s)=14000.d0 (LHC)
read(10,*)rvlambdapp      ! lambda''_{ijk}
read(10,*)nseed           ! seed for pythia mrpy(1)
close(10)
if(nseed.eq.0)nseed=time()
mrpy(1)=nseed ! time() ! seed for random number generation in pythia
write(91,*)mrpy(1) !nseed
C.... Full SUSY production:
msel=39

c.....susy initilization: susy model and susy input parameters
c.....reading decay tables and parameters according to Les Houches
imss(1)=11                ! switches on the les houches file
imss(21)=10               ! read the table for couplings and mixings
c    imss(22)=10           ! read the table for branchings
imss(23)=11               ! write LHA outputfile
imss(24)=11               ! write LHA decay outputfile
imss(53)=3
RVLAMB(2,1,2)=rvlambdapp  ! \lambda''_{ijk} U_i D_j D_k ; j < k

```

```
open(10,file='SPheno.spc',status='old')
open(11,file='Pythia.spc',status='unknown')
```

C.....LHC INITIALIZATION

```
mstu(22) = 20000      ! max number of errors printed (20000)
MSTP(111) = 0         ! switches on(1)/off(0) fragmentation
MSTP(61) = 1         ! on(1-2)/off(0) inicial state qcd and qed rad.
MSTP(71) = 1         ! on(1)/off(0) final state qcd/qed rad.
MSTJ(41) = 1         ! only qcd(1), not qed(2)
MSTP(43) = 3         ! 1 = gg ; 2 = ZZ; 3 = Z/g
MSTP(7) = 6          ! generating tops
```

C.....Using Rick Field's Tune A for Pythia (see P. Skands comments)

c.....Multiple interactions are strongly recommended for LHC

```
MSTP(81) = 1         ! switches on(1)/off(0) multiple interactions
MSTP(82) = 4         ! structure of multiple interactions (D=4)
PARP(83) = 0.5d0     ! fraction of hadronic matter (D=0.5)
PARP(84) = 0.4       ! core radius (D=0.2)
PARP(89) = 1800.d0   ! reference energy scale (D=1800)
PARP(90) = 0.25d0    ! power of energy rescaling (D=0.16)
PARP(67) = 4.d0      ! Q2 scale for hard scattering (D=1)
PARP(82) = 2.0d0     ! regularization scale P_T cutoff (D=2)
PARP(85) = 0.9d0     ! probability of gg mult. interact. (D=0.33)
PARP(86) = 0.95d0    ! probability of loop gg mult. inter. (D=0.66)
```

C.....Set proton distribution

```
MSTP(51)=7          ! CTEQ 5L (leading order) (D=7,CTEQ 5L)
```

c.....initialization for the lhc.

```
call pyinit('cms','p+', 'p+',rs)
```

```
kfchi=1000022
icountdl=0
icountdl_dv=0
```

```

do 200 iev=1,ievmax
  call pyevnt
  if(iev.eq.1)then
    call pylist(1)
    call pylist(3)
  endif
  isoncount=1
  do i=1,n
    ! Encuentre los neutralinos en la parte
    ! informativa de la tabla
    if(k(i,2).eq.kfchi.and.k(i,1).eq.21)then
      ison(isoncount)=i
      isoncount=isoncount+1
    endif
  enddo

  ! Encuentre el primer hijo de cada neutralino
  ! en la parte informativa de la tabla
  do is=1,isoncount-1
    do i=1,n
      if(k(i,3).eq.ison(is).and.k(i,1).eq.21)then
        isoninfo=i
        exit
      endif
    enddo
    ! y luego en la parte detallada
    do i=1,n
      if(k(i,3).eq.isoninfo.and.k(i,1).ne.21)then
        isonreal(is)=i
        dl(is)=sqrt(v(i,1)**2+v(i,1)**2+v(i,1)**2)
        exit
      endif
    enddo
    icountdl=icountdl+1
    if(dl(is)>0.1)icountdl_dv=icountdl_dv+1
  enddo
200 continue ! END OF LOOP over events

```

```
write(*,*)'probabilidad longitud decaimiento mayor que 0.1mm:',  
&      real(icountdl_dv)/real(icountdl)*100.,'%'  
close(10)  
close(11)
```

```

*****
*****
**
**
**      *.....*                        Welcome to the Lund Monte Carlo! **
**      *::::!!:::~::~::~::~::~::~::~* **
**      *::::~::~!!~::~~::~~::~~::~~::~* **
**      *::::~::~!!~::~~::~~::~~::~~::~* **
**      *::::~::~!!~::~~::~~::~~::~~::~* **
**      *::::~::~!!~::~~::~~::~~::~~::~* !! **
**      !! *::::!!~::~~::~~::~~::~~::~* !!           This is PYTHIA version 6.427 **
**      !!   !* -><- *                      !!           Last date of change: 12 Dec 2012 **
**      !!           !!                    !! **
**      !!           !!                    !!           Now is  0 Jan 2000 at  0:00:00 **
**      !!           !!                    !! **
**      !!           lh                    !!           Disclaimer: this program comes **
**      !!           !!                    !!           without any guarantees. Beware **
**      !!           hh                    !!           of errors and use common sense **
**      !!           ll                    !!           when interpreting results. **
**      !!           !!                    !! **
**      !!           !!                    !!           Copyright T. Sjostrand (2011) **
**
** An archive of program versions and documentation is found on the web: **
** http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html **
**
** When you cite this program, the official reference is to the 6.4 manual: **
** T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP05 (2006) 026 **
** (LU TP 06-13, FERMILAB-PUB-06-052-CD-T) [hep-ph/0603175]. **
**
** Also remember that the program, to a large extent, represents original **
** physics research. Other publications of special relevance to your **
** studies may therefore deserve separate mention. **
**
** Main author: Torbjorn Sjostrand; Department of Theoretical Physics, **
** Lund University, Solvegatan 14A, S-223 62 Lund, Sweden; **

```

```

**   phone: + 46 - 46 - 222 48 16; e-mail: torbjorn@thep.lu.se           **
** Author: Stephen Mrenna; Computing Division, GDS Group,               **
**   Fermi National Accelerator Laboratory, MS 234, Batavia, IL 60510, USA; **
**   phone: + 1 - 630 - 840 - 2556; e-mail: mrenna@fnal.gov             **
** Author: Peter Skands; CERN/PH-TH, CH-1211 Geneva, Switzerland       **
**   phone: + 41 - 22 - 767 24 47; e-mail: peter.skands@cern.ch        **
**                                                                           **
**                                                                           **
*****
*****
1***** PYINIT: initialization of PYTHIA routines *****
***** PYSLHA v1.14: SUSY/BSM SPECTRUM INTERFACE *****
* (PYSLHA:) Last Change 10 Jun 2010 - P.Z. Skands
* (PYSLHA:) Ignoring MASS entry for KF =          15 (SLHA read-in not allowed)
* (PYSLHA:) Ignoring BLOCK SPHENINFO      # SPhen... on line      11
* (PYSLHA:) PYTHIA will not use BLOCK GAUGE Q= 2.31831164E+16 ... on line      23
* (PYSLHA:) Ignoring line      29:          1      1.27932435E+02 # alpha_e
* (PYSLHA:) Ignoring line      30:          2      1.16639000E-05 # G_mu [G
* (PYSLHA:) Ignoring line      31:          3      1.19000000E-01 # alpha_s
* (PYSLHA:) Ignoring line      33:          5      4.20000000E+00 # m_b(m_b
* (PYSLHA:) Ignoring line      35:          7      1.77700000E+00 # m_tau(p
* (PYSLHA:) Ignoring line      36:          8      0.00000000E+00 # m_nu_3
* (PYSLHA:) Ignoring line      37:         11      5.10998910E-04 # m_e(pol
* (PYSLHA:) Ignoring line      38:         12      0.00000000E+00 # m_nu_1
* (PYSLHA:) Ignoring line      39:         13      1.05658000E-01 # m_muon(
* (PYSLHA:) Ignoring line      40:         14      0.00000000E+00 # m_nu_2
* (PYSLHA:) Ignoring line      41:         21      5.00000000E-03 # m_d(2 G
* (PYSLHA:) Ignoring line      42:         22      3.00000000E-03 # m_u(2 G
* (PYSLHA:) Ignoring line      43:         23      1.05000000E-01 # m_s(2 G
* (PYSLHA:) Ignoring line      44:         24      1.27000000E+00 # m_c(m_c
* (PYSLHA:) PYTHIA will not use BLOCK GAUGE Q= 1.00000000E+03 ... on line      46
* (PYSLHA:) PYTHIA will not use BLOCK YU Q= 1.00000000E+03 # (SUS... on line
* (PYSLHA:) PYTHIA will not use BLOCK YD Q= 1.00000000E+03 # (SUS... on line
* (PYSLHA:) PYTHIA will not use BLOCK YE Q= 1.00000000E+03 # (SUS... on line
* (PYSLHA:) Ignoring MASS entry for KF =          15 (SLHA read-in not allowed)
* (PYSLHA:) Ignoring line     137:          2      1.00000000E+01 # tan[beta](Q)
* (PYSLHA:) Ignoring line     138:          3      2.43707437E+02 # v(Q)
* (PYSLHA:) Ignoring line     139:          4      1.14470880E+06 # m^2_A(Q)

```

```

* (PYSLHA:) Ignoring BLOCK HIGGSBOUNDSINPUTHIGGSCOUPLINGSFERMIONS ... on line
* (PYSLHA:) Ignoring BLOCK HIGGSBOUNDSINPUTHIGGSCOUPLINGSBOSONS ... on line
* (PYSLHA:) Ignoring BLOCK SPHENOWLOWENERGY # low ener... on line 560
* (PYSLHA:) Ignoring BLOCK FWCOEF Q= 1.60000000E+02 # Wilson coef... on line
*
* (PYSLHA:) No spectrum inconsistencies were found.
*
* Spectrum Calculator was: SPHENO version V3.2.0
* Read spectrum file on unit: 10
*
* Pole masses:
* ~d ~u ~s ~c ~b(12) ~t(12)
* L 1145.58 1142.98 1145.58 1142.98 952.04 715.15
* R 1135.85 1135.74 1135.84 1135.72 1126.06 974.67
*
* ~e ~nu_e ~mu ~nu_mu ~tau(12) ~nu_tau
* L 1013.14 1009.69 1013.13 1009.67 993.73 1004.84
* R 1004.77 0.00 1004.73 0.00 1009.51 0.00
*
* ~g ~chi_10 ~chi_20 ~chi_30 ~chi_40 ~chi_1+ ~chi_2+
* 711.89 109.59 207.75 432.88 447.64 207.64 448.54
*
* h0 H0 A0 H+
* 113.26 1080.89 1080.76 1084.10
*
* Mixing structure:
* | ~B | ~W_3 | ~H_1 | ~H_2 |
* ~chi_10 | -0.991 | 0.039 | -0.121 | 0.042 |
* ~chi_20 | -0.071 | -0.961 | 0.233 | -0.129 |
* ~chi_30 | -0.052 | 0.078 | 0.698 | 0.710 |
* ~chi_40 | -0.101 | 0.262 | 0.666 | -0.691 |
*
* L | ~W | ~H | R | ~W | ~H |
* ~chi_1+ | -0.941 | 0.338 | ~chi_1+ | -0.982 | 0.188 |
* ~chi_2+ | 0.338 | 0.941 | ~chi_2+ | 0.188 | 0.982 |
*
* | ~b_L | ~b_R | | ~t_L | ~t_R | | ~tau_L | ~tau
* ~b_1 | 0.999 | 0.035 | ~t_1 | 0.238 | 0.971 | ~tau_1 | 0.279 | 0.9

```

```

*   ~b_2 | -0.035 | 0.999 |   ~t_2 | -0.971 | 0.238 |   ~tau_2 | -0.960 | 0.2
*
* Couplings:
*   A_b = -981.40           A_t = -585.41       A_tau = -455.00
*   alpha = -0.10      tan(beta) = 10.00       mu = 424.78
*
***** END OF PYSLHA *****
*   Spectrum Calculator was: SPHENO           version V3.2.0
*   Wrote spectrum file on unit: 11
*
* Pole masses:
*   ~d      ~u      ~s      ~c      ~b(12)  ~t(12)
* L  1145.58 1142.98 1145.58 1142.98 952.04 715.15
* R  1135.85 1135.74 1135.84 1135.72 1126.06 974.67
*
*   ~e      ~nu_e  ~mu      ~nu_mu  ~tau(12) ~nu_tau
* L  1013.14 1009.69 1013.13 1009.67 993.73 1004.84
* R  1004.77 0.00 1004.73 0.00 1009.51 0.00
*
*   ~g      ~chi_10 ~chi_20 ~chi_30 ~chi_40 ~chi_1+ ~chi_2+
*   711.89 109.59 207.75 432.88 447.64 207.64 448.54
*
*   h0      H0      A0      H+
*   113.26 1080.89 1080.76 1084.10
*
* Mixing structure:
*           | ~B | ~W_3 | ~H_1 | ~H_2 |
* ~chi_10 | -0.991 | 0.039 | -0.121 | 0.042 |
* ~chi_20 | -0.071 | -0.961 | 0.233 | -0.129 |
* ~chi_30 | -0.052 | 0.078 | 0.698 | 0.710 |
* ~chi_40 | -0.101 | 0.262 | 0.666 | -0.691 |
*
*   L | ~W | ~H |           R | ~W | ~H |
* ~chi_1+ | -0.941 | 0.338 |           ~chi_1+ | -0.982 | 0.188 |
* ~chi_2+ | 0.338 | 0.941 |           ~chi_2+ | 0.188 | 0.982 |
*
*           | ~b_L | ~b_R |           | ~t_L | ~t_R |           | ~tau_L | ~tau
* ~b_1 | 0.999 | 0.035 |           | ~t_1 | 0.238 | 0.971 | ~tau_1 | 0.279 | 0.9

```

```
*    $\tilde{b}_2$  | -0.035 | 0.999 |    $\tilde{t}_2$  | -0.971 | 0.238 |    $\tilde{\tau}_2$  | -0.960 | 0.2
*
* Couplings:
*   A_b = -981.40           A_t = -585.41       A_tau = -455.00
*   alpha = -0.10         tan(beta) = 10.00         mu = 424.78
*
***** END OF PYSLHA *****
ALLOWING SUSY UDD DECAYS
```

```

=====
I
I          PYTHIA will be initialized for a p+ on p+ collider
I          at    7000.000 GeV center-of-mass energy
I
=====

```

Warning: requested subprocess 203 has vanishing cross-section.

Process switched off!

Warning: requested subprocess 206 has vanishing cross-section.

Process switched off!

***** PYMAXI: summary of differential cross-section maximum search *****

```

=====
I
I          I
I ISUB  Subprocess name          I Maximum value I
I
I
=====
I
I          I
I  96   Semihard QCD 2 -> 2      I  1.0283D+04   I
I 201   f + fbar -> ~e_L + ~e_Lbar I  1.1433D-14   I
I 202   f + fbar -> ~e_R + ~e_Rbar I  5.6427D-15   I
I 204   f + fbar -> ~mu_L + ~mu_Lbar I  1.1434D-14   I
I 205   f + fbar -> ~mu_R + ~mu_Rbar I  5.6448D-15   I
I 207   f+fbar -> ~tau_1 + ~tau_1bar I  5.6550D-15   I
I 208   f+fbar -> ~tau_2 + ~tau_2bar I  1.0602D-14   I
I 209   f+fbar -> ~tau_1 + ~tau_2bar I  7.5229D-16   I
I 210   q + qbar' -> ~l_L + ~nulbar  I  3.6798D-14   I
I 211   q+qbar'-> ~tau_1 + ~nutaubar I  1.5658D-15   I
I 212   q+qbar'-> ~tau_2 + ~nutaubar I  1.7673D-14   I
I 213   f + fbar -> ~nul + ~nulbar  I  1.9952D-14   I
I 214   f+fbar -> ~nutau + ~nutaubar I  1.0437D-14   I
I 216   f + fbar -> ~chi1 + ~chi1    I  3.1359D-12   I
I 217   f + fbar -> ~chi2 + ~chi2    I  5.6206D-12   I
I 218   f + fbar -> ~chi3 + ~chi3    I  1.2804D-15   I
I 219   f + fbar -> ~chi4 + ~chi4    I  1.4217D-14   I
I 220   f + fbar -> ~chi1 + ~chi2    I  2.7286D-13   I

```

I	221	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_1 + \tilde{\chi}_3$	I	9.3576D-13	I
I	222	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_1 + \tilde{\chi}_4$	I	1.5423D-13	I
I	223	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_2 + \tilde{\chi}_3$	I	2.8747D-12	I
I	224	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_2 + \tilde{\chi}_4$	I	3.5917D-13	I
I	225	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_3 + \tilde{\chi}_4$	I	1.3651D-11	I
I	226	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_{+-1} + \tilde{\chi}_{-+1}$	I	6.8399D-10	I
I	227	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_{+-2} + \tilde{\chi}_{-+2}$	I	2.9209D-11	I
I	228	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{\chi}_{+-1} + \tilde{\chi}_{-+2}$	I	3.2632D-12	I
I	229	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_1 + \tilde{\chi}_{+-1}$	I	1.2681D-11	I
I	230	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_2 + \tilde{\chi}_{+-1}$	I	1.3618D-09	I
I	231	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_3 + \tilde{\chi}_{+-1}$	I	6.2313D-12	I
I	232	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_4 + \tilde{\chi}_{+-1}$	I	2.2312D-12	I
I	233	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_1 + \tilde{\chi}_{+-2}$	I	1.8909D-12	I
I	234	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_2 + \tilde{\chi}_{+-2}$	I	2.2123D-12	I
I	235	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_3 + \tilde{\chi}_{+-2}$	I	2.7398D-11	I
I	236	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_4 + \tilde{\chi}_{+-2}$	I	2.8214D-11	I
I	237	$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1 + \tilde{g}$	I	1.2594D-11	I
I	238	$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_2 + \tilde{g}$	I	1.8750D-11	I
I	239	$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_3 + \tilde{g}$	I	2.3121D-13	I
I	240	$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_4 + \tilde{g}$	I	6.2222D-13	I
I	241	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_{+-1} + \tilde{g}$	I	4.0468D-11	I
I	242	$q + \bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_{+-2} + \tilde{g}$	I	1.8270D-12	I
I	243	$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$	I	3.6084D-11	I
I	244	$g + g \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$	I	2.7092D-10	I
I	246	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_L + \tilde{\chi}_1$	I	9.1383D-13	I
I	247	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_R + \tilde{\chi}_1$	I	2.4623D-11	I
I	248	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_L + \tilde{\chi}_2$	I	3.0477D-11	I
I	249	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_R + \tilde{\chi}_2$	I	9.2516D-14	I
I	250	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_L + \tilde{\chi}_3$	I	9.3365D-14	I
I	251	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_R + \tilde{\chi}_3$	I	3.0306D-14	I
I	252	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_L + \tilde{\chi}_4$	I	1.1280D-12	I
I	253	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_R + \tilde{\chi}_4$	I	1.0739D-13	I
I	254	$qj + g \rightarrow \tilde{qk}_L + \tilde{\chi}_{+-1}$	I	5.6161D-11	I
I	256	$qj + g \rightarrow \tilde{qk}_L + \tilde{\chi}_{+-2}$	I	4.2733D-12	I
I	258	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_L + \tilde{g}$	I	6.7038D-10	I
I	259	$qj + g \rightarrow \tilde{qj}_R + \tilde{g}$	I	6.9136D-10	I
I	261	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{t}_1 + \tilde{t}_{1\bar{}}$	I	1.0492D-11	I
I	262	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{t}_2 + \tilde{t}_{2\bar{}}$	I	1.9473D-12	I

I	263	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2$	I	4.9655D-15	I
I	264	$g + g \rightarrow \tilde{t}_1 + \tilde{t}_1$	I	1.3103D-11	I
I	265	$g + g \rightarrow \tilde{t}_2 + \tilde{t}_2$	I	2.0390D-12	I
I	271	$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{jL}$	I	7.0204D-10	I
I	272	$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{iR} + \tilde{q}_{jR}$	I	7.4494D-10	I
I	273	$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{jR}$	I	5.5654D-10	I
I	274	$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{jL}$	I	3.1820D-11	I
I	275	$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_{iR} + \tilde{q}_{jR}$	I	3.3963D-11	I
I	276	$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{jR}$	I	5.1179D-11	I
I	277	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{iL}$	I	3.6837D-13	I
I	278	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iR} + \tilde{q}_{iR}$	I	3.9989D-13	I
I	279	$g + g \rightarrow \tilde{q}_{iL} + \tilde{q}_{iL}$	I	1.4611D-12	I
I	280	$g + g \rightarrow \tilde{q}_{iR} + \tilde{q}_{iR}$	I	1.5830D-12	I
I	281	$b + q_j \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{q}_{jL}$	I	1.4965D-12	I
I	282	$b + q_j \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{q}_{jR}$	I	6.6496D-13	I
I	283	$b + q_j \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{q}_{jR}$	I	1.2368D-12	I
I	284	$b + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{q}_{jL}$	I	5.9685D-13	I
I	285	$b + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{q}_{jR}$	I	2.8583D-13	I
I	286	$b + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{q}_{jR}$	I	3.1085D-12	I
I	287	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{b}_1$	I	2.4092D-12	I
I	288	$f + \bar{f} \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{b}_2$	I	4.6756D-13	I
I	289	$g + g \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{b}_1$	I	2.5696D-12	I
I	290	$g + g \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{b}_2$	I	4.3683D-13	I
I	291	$b + b \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{b}_1$	I	5.8748D-15	I
I	292	$b + b \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{b}_2$	I	7.6278D-16	I
I	293	$b + b \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{b}_2$	I	8.2093D-16	I
I	294	$b + g \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{g}$	I	3.4577D-12	I
I	295	$b + g \rightarrow \tilde{b}_2 + \tilde{g}$	I	1.4630D-12	I
I	296	$b + \bar{b} \rightarrow \tilde{b}_1 + \tilde{b}_2$	I	3.2863D-15	I
I			I		I

=====

***** PYMULT: initialization of multiple interactions for MSTP(82) = 4 *****
pT0 = 2.81 GeV gives sigma(parton-parton) = 4.58D+02 mb: accepted

***** PYMIGN: initialization of multiple interactions for MSTP(82) = 4 *****
pT0 = 2.81 GeV gives sigma(parton-parton) = 1.97D+02 mb: accepted

***** PYINIT: initialization completed *****

Event listing (summary)									
I	particle/jet	KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	!p!	21	2212	0	0.000	0.000	3500.000	3500.000	0.938
2	!p!	21	2212	0	0.000	0.000	-3500.000	3500.000	0.938
=====									
3	!d!	21	1	1	-0.634	-2.886	258.065	258.082	-0.000
4	!g!	21	21	2	-0.231	1.027	-935.384	935.385	-0.000
5	!d!	21	1	3	6.385	37.839	160.735	165.253	0.000
6	!ubar!	21	-2	4	21.643	22.967	-347.062	348.494	0.000
7	!~chi_20!	21	1000023	0	-25.322	126.937	-148.297	286.195	207.753
8	!~chi_1-!	21	-1000024	0	53.349	-66.131	-38.029	227.551	207.639
9	!~chi_10!	21	1000022	7	4.568	85.604	-76.209	158.643	109.594
10	!Z0!	21	23	7	-29.890	41.334	-72.088	127.552	92.038
11	!~chi_10!	21	1000022	8	70.174	-74.405	-37.429	154.506	109.594
12	!W-!	21	-24	8	-16.825	8.273	-0.600	73.045	70.595
13	!c!	21	4	9	-31.142	0.552	-18.545	36.280	1.500
14	!d!	21	1	9	-5.332	14.887	8.130	17.784	0.330
15	!s!	21	3	9	41.042	70.164	-65.795	104.579	0.500
16	!b!	21	5	10	-22.281	-14.851	-64.685	70.172	4.800
17	!bbar!	21	-5	10	-7.609	56.185	-7.404	57.380	4.800
18	!c!	21	4	11	62.314	-78.876	-67.657	121.179	1.500
19	!d!	21	1	11	0.196	-0.468	-0.789	0.994	0.330
20	!s!	21	3	11	7.664	4.939	31.017	32.333	0.500
21	!tau-!	21	15	12	-10.946	25.559	27.751	39.323	1.777
22	!nu_taubar!	21	-16	12	-5.879	-17.286	-28.351	33.721	0.000
=====									
23	(~chi_20)	11	1000023	7	-25.322	126.937	-148.297	286.195	207.753
24	(~chi_1-)	11	-1000024	8	53.349	-66.131	-38.029	227.551	207.639
25	(~chi_10)	11	1000022	9	4.568	85.604	-76.209	158.643	109.594
26	(Z0)	11	23	10	-29.890	41.334	-72.088	127.552	92.038
27	(~chi_10)	11	1000022	11	70.174	-74.405	-37.429	154.506	109.594
28	(W-)	11	-24	12	-16.825	8.273	-0.600	73.045	70.595
29	tau-	1	15	21	-10.946	25.559	27.751	39.323	1.777
30	nu_taubar	1	-16	22	-5.879	-17.286	-28.351	33.721	0.000
31	u	A	2	4	-16.333	-20.357	-26.555	37.235	0.330

32 g	I	2	21	4	-4.644	-3.315	-4.135	7.047	0.000
33 g	I	2	21	4	-1.407	-0.503	0.203	1.508	0.000
34 g	I	2	21	4	-0.164	0.733	-0.554	0.933	0.000
35 g	I	2	21	4	-0.558	0.055	-0.430	0.707	0.000
36 cbar	V	1	-4	4	-1.581	-0.325	-38.623	38.686	1.500
37 c	A	2	4	4	2.238	0.663	-85.973	86.018	1.500
38 ud_1	V	1	2103	2	-0.085	-0.440	-2136.377	2136.377	0.771
39 bbar	A	2	-5	17	-6.986	32.781	-1.713	33.902	4.800
40 g	I	2	21	17	-0.778	5.561	-0.050	5.615	0.000
41 g	I	2	21	17	-0.133	17.548	-6.501	18.714	0.000
42 g	I	2	21	16	-0.101	0.039	-0.057	0.122	0.000
43 g	I	2	21	16	-2.758	-1.086	-6.834	7.449	0.000
44 b	V	1	5	16	-19.133	-13.509	-56.933	61.749	4.800
45 u	A	2	2	0	-0.063	-1.640	-3.144	3.546	0.000
46 g	I	2	21	0	0.439	-0.148	-0.482	0.669	0.000
47 ubar	V	1	-2	0	0.063	1.640	-7.568	7.744	0.000
48 uu_1	A	2	2203	1	0.634	2.886	3011.871	3011.873	0.771
49 g	I	2	21	3	-0.452	-1.433	3.963	4.238	0.000
50 g	I	2	21	3	-6.763	-2.197	5.434	8.950	0.000
51 g	I	2	21	3	-3.505	-0.048	3.699	5.096	0.000
52 g	I	2	21	3	-6.295	-21.904	47.568	52.746	0.000
53 g	I	2	21	3	0.253	-4.978	10.389	11.523	0.000
54 g	I	2	21	3	0.977	0.663	-0.893	1.481	0.000
55 g	I	2	21	3	3.081	-1.329	0.634	3.415	0.000
56 g	I	2	21	3	2.089	-5.684	0.919	6.125	0.000
57 g	I	2	21	3	4.253	-4.792	0.899	6.470	0.000
58 g	I	2	21	0	2.458	1.201	7.584	8.062	0.000
59 g	I	2	21	0	1.768	-0.917	7.001	7.279	0.000
60 g	I	2	21	0	1.025	-1.476	25.166	25.230	0.000
61 g	I	2	21	0	0.189	-1.492	21.465	21.518	0.000
62 g	I	2	21	0	0.540	0.982	61.978	61.988	0.000
63 g	I	2	21	0	-0.189	1.492	84.119	84.132	0.000
64 g	I	2	21	0	-1.768	0.917	1.989	2.814	0.000
65 g	I	2	21	0	1.624	-1.962	0.145	2.551	0.000
66 g	I	2	21	0	-0.540	-0.982	0.107	1.126	0.000
67 g	I	2	21	0	-2.458	-1.201	-2.215	3.520	0.000
68 g	I	2	21	0	-1.624	1.962	-9.231	9.576	0.000
69 g	I	2	21	0	-1.025	1.476	-9.239	9.412	0.000

70	g	I	2	21	0	-0.439	0.148	-9.706	9.717	0.000
71	g	I	2	21	0	-0.822	0.705	-242.656	242.658	0.000
72	g	I	2	21	0	0.822	-0.705	-86.795	86.802	0.000
73	g	I	2	21	4	-0.080	2.085	-407.538	407.543	0.000
74	u	V	1	2	2	0.316	-0.587	-53.276	53.281	0.330
75	g	A	2	21	0	0.309	0.630	12.144	12.164	0.000
76	g	V	1	21	0	-0.309	-0.630	4.440	4.495	0.000
77	d	A	2	1	14	0.337	0.519	0.293	0.759	0.330
78	g	I	2	21	14	-3.279	9.041	3.242	10.149	0.000
79	g	I	2	21	14	-0.971	1.833	2.023	2.897	0.000
80	g	I	2	21	14	-1.315	3.646	2.106	4.411	0.000
81	s	I	2	3	15	36.203	64.605	-60.584	95.683	0.500
82	g	I	2	21	15	3.456	4.695	-4.517	7.375	0.000
83	g	I	2	21	15	0.771	0.276	-0.118	0.828	0.000
84	=junction=		41	88	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
85	g	I	2	21	13	-0.019	0.148	-0.021	0.151	0.000
86	g	I	2	21	13	0.190	0.122	-0.499	0.548	0.000
87	g	I	2	21	13	-0.988	-0.025	-0.198	1.008	0.000
88	c	V	1	4	13	-29.816	0.745	-17.935	34.835	1.500
89	d	A	2	1	19	0.194	-0.460	-0.774	0.978	0.330
90	c	I	2	4	18	49.896	-64.892	-54.021	98.088	1.500
91	g	I	2	21	18	7.644	-7.571	-9.447	14.317	0.000
92	g	I	2	21	18	2.525	-3.355	-3.145	5.246	0.000
93	g	I	2	21	18	1.888	-2.408	-0.136	3.063	0.000
94	=junction=		41	88	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
95	g	I	2	21	20	0.246	-0.111	-0.208	0.341	0.000
96	g	I	2	21	20	0.170	0.171	-0.110	0.265	0.000
97	g	I	2	21	20	0.517	0.855	1.769	2.031	0.000
98	g	I	2	21	20	1.516	0.390	1.763	2.358	0.000
99	g	I	2	21	20	1.508	-0.399	10.055	10.175	0.000
100	s	V	1	3	20	4.071	3.375	16.826	17.644	0.500
=====										
			sum:	2.00		0.000	0.000	0.002	7000.003	7000.003

Event listing (with vertices)

I	particle/jet	K(I,1)	K(I,2)	K(I,3)	K(I,4)	K(I,5)	P(I,1) V(I,1)	P(I,2) V(I,2)	P(I,3) V(I,3)	P(I)
1	!p+	21	2212	0	0	0	0.00000 0.000	0.00000 0.000	3499.99987 0.000	3500.00 0.
2	!p+	21	2212	0	0	0	0.00000 0.000	0.00000 0.000	-3499.99987 0.000	3500.00 0.
=====										
3	!d!	21	1	1	0	0	-0.63361 0.000	-2.88639 0.000	258.06523 0.000	258.08 0.
4	!g!	21	21	2	0	0	-0.23108 0.000	1.02715 0.000	-935.38448 0.000	935.38 0.
5	!d!	21	1	3	0	0	6.38506 0.000	37.83886 0.000	160.73543 0.000	165.25 0.
6	!ubar!	21	-2	4	0	0	21.64254 0.000	22.96725 0.000	-347.06192 0.000	348.49 0.
7	!~chi_20!	21	1000023	0	0	0	-25.32166 0.000	126.93748 0.000	-148.29746 0.000	286.19 0.
8	!~chi_1-!	21	-1000024	0	0	0	53.34926 0.000	-66.13137 0.000	-38.02904 0.000	227.55 0.
9	!~chi_10!	21	1000022	7	0	0	4.56818 0.000	85.60386 0.000	-76.20912 0.000	158.64 0.
10	!Z0!	21	23	7	0	0	-29.88983 0.000	41.33362 0.000	-72.08833 0.000	127.55 0.
11	!~chi_10!	21	1000022	8	0	0	70.17410 0.000	-74.40452 0.000	-37.42896 0.000	154.50 0.
12	!W-!	21	-24	8	0	0	-16.82484 0.000	8.27315 0.000	-0.60007 0.000	73.04 0.

13	!c!	21	4	9	0	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
							-31.14185	0.55250	-18.54463	36.28			
14	!d!	21	1	9	0	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
							-5.33204	14.88691	8.13025	17.78			
15	!s!	21	3	9	0	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
							41.04207	70.16445	-65.79475	104.57			
16	!b!	21	5	10	0	0	-22.28065	-14.85110	-64.68475	70.17			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
17	!bbar!	21	-5	10	0	0	-7.60918	56.18472	-7.40358	57.38			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
18	!c!	21	4	11	0	0	62.31443	-78.87621	-67.65744	121.17			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
19	!d!	21	1	11	0	0	0.19579	-0.46760	-0.78877	0.99			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
20	!s!	21	3	11	0	0	7.66388	4.93929	31.01725	32.33			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
21	!tau-!	21	15	12	0	0	-10.94572	25.55895	27.75076	39.32			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
22	!nu_taubar!	21	-16	12	0	0	-5.87911	-17.28580	-28.35083	33.72			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
=====													
23	(~chi_20)	11	1000023	7	25	26	-25.32166	126.93748	-148.29746	286.19			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
24	(~chi_1-)	11	-1000024	8	27	28	53.34926	-66.13137	-38.02904	227.55			
							0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
25	(~chi_10)	11	1000022	9	81	88	4.56818	85.60386	-76.20912	158.64			
							-0.000	0.000	-0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

26	(Z0)	11	23	10	39	44	-29.88983	41.33362	-72.08833	127.55
							-0.000	0.000	-0.000	0.
27	(~chi_10)	11	1000022	11	90	100	70.17410	-74.40452	-37.42896	154.50
							0.000	-0.000	-0.000	0.
28	(W-)	11	-24	12	29	30	-16.82484	8.27315	-0.60007	73.04
							0.000	-0.000	-0.000	0.
29	tau-	1	15	21	0	0	-10.94572	25.55895	27.75076	39.32
							0.000	-0.000	-0.000	0.
30	nu_taubar	1	-16	22	0	0	-5.87911	-17.28580	-28.35083	33.72
							0.000	-0.000	-0.000	0.
31	u	A	2	4	0	0	-16.33337	-20.35660	-26.55460	37.23
							0.000	0.000	0.000	0.
32	g	I	21	4	0	0	-4.64420	-3.31528	-4.13524	7.04
							0.000	0.000	0.000	0.
33	g	I	21	4	0	0	-1.40726	-0.50319	0.20268	1.50
							0.000	0.000	0.000	0.
34	g	I	21	4	0	0	-0.16433	0.73299	-0.55358	0.93
							0.000	0.000	0.000	0.
35	g	I	21	4	0	0	-0.55838	0.05509	-0.43009	0.70
							0.000	0.000	0.000	0.
36	cbar	V	-4	4	0	0	-1.58073	-0.32459	-38.62296	38.68
							0.000	0.000	0.000	0.
37	c	A	4	4	0	0	2.23784	0.66346	-85.97313	86.01
							0.000	0.000	0.000	0.
38	ud_1	V	2103	2	0	0	-0.08464	-0.44002	-2136.37685	2136.37
							0.000	0.000	0.000	0.
39	bbar	A	-5	17	0	0	-6.98648	32.78054	-1.71323	33.90
							-0.000	0.000	-0.000	0.

40	g	I	2	21	17	0	0	-0.77767	5.56099	-0.05042	5.61
								-0.000	0.000	-0.000	0.
41	g	I	2	21	17	0	0	-0.13323	17.54819	-6.50131	18.71
								-0.000	0.000	-0.000	0.
42	g	I	2	21	16	0	0	-0.10120	0.03889	-0.05650	0.12
								-0.000	0.000	-0.000	0.
43	g	I	2	21	16	0	0	-2.75841	-1.08554	-6.83386	7.44
								-0.000	0.000	-0.000	0.
44	b	V	1	5	16	0	0	-19.13284	-13.50945	-56.93300	61.74
								-0.000	0.000	-0.000	0.
45	u	A	2	2	0	0	0	-0.06283	-1.63978	-3.14378	3.54
								0.000	0.000	0.000	0.
46	g	I	2	21	0	0	0	0.43920	-0.14790	-0.48199	0.66
								0.000	0.000	0.000	0.
47	ubar	V	1	-2	0	0	0	0.06283	1.63978	-7.56774	7.74
								0.000	0.000	0.000	0.
48	uu_1	A	2	2203	1	0	0	0.63361	2.88639	3011.87132	3011.87
								0.000	0.000	0.000	0.
49	g	I	2	21	3	0	0	-0.45166	-1.43269	3.96285	4.23
								0.000	0.000	0.000	0.
50	g	I	2	21	3	0	0	-6.76329	-2.19690	5.43385	8.94
								0.000	0.000	0.000	0.
51	g	I	2	21	3	0	0	-3.50544	-0.04846	3.69901	5.09
								0.000	0.000	0.000	0.
52	g	I	2	21	3	0	0	-6.29496	-21.90421	47.56798	52.74
								0.000	0.000	0.000	0.
53	g	I	2	21	3	0	0	0.25318	-4.97844	10.38934	11.52
								0.000	0.000	0.000	0.

54	g	I	2	21	3	0	0	0.97730	0.66330	-0.89328	1.48
								0.000	0.000	0.000	0.
55	g	I	2	21	3	0	0	3.08125	-1.32875	0.63402	3.41
								0.000	0.000	0.000	0.
56	g	I	2	21	3	0	0	2.08881	-5.68393	0.91945	6.12
								0.000	0.000	0.000	0.
57	g	I	2	21	3	0	0	4.25316	-4.79209	0.89876	6.47
								0.000	0.000	0.000	0.
58	g	I	2	21	0	0	0	2.45784	1.20091	7.58404	8.06
								0.000	0.000	0.000	0.
59	g	I	2	21	0	0	0	1.76758	-0.91653	7.00094	7.27
								0.000	0.000	0.000	0.
60	g	I	2	21	0	0	0	1.02474	-1.47569	25.16631	25.23
								0.000	0.000	0.000	0.
61	g	I	2	21	0	0	0	0.18935	-1.49214	21.46526	21.51
								0.000	0.000	0.000	0.
62	g	I	2	21	0	0	0	0.54018	0.98155	61.97834	61.98
								0.000	0.000	0.000	0.
63	g	I	2	21	0	0	0	-0.18935	1.49214	84.11884	84.13
								0.000	0.000	0.000	0.
64	g	I	2	21	0	0	0	-1.76758	0.91653	1.98923	2.81
								0.000	0.000	0.000	0.
65	g	I	2	21	0	0	0	1.62391	-1.96218	0.14469	2.55
								0.000	0.000	0.000	0.
66	g	I	2	21	0	0	0	-0.54018	-0.98155	0.10742	1.12
								0.000	0.000	0.000	0.
67	g	I	2	21	0	0	0	-2.45784	-1.20091	-2.21525	3.52
								0.000	0.000	0.000	0.

68	g	I	2	21	0	0	0	-1.62391	1.96218	-9.23112	9.57
								0.000	0.000	0.000	0.
69	g	I	2	21	0	0	0	-1.02474	1.47569	-9.23868	9.41
								0.000	0.000	0.000	0.
70	g	I	2	21	0	0	0	-0.43920	0.14790	-9.70611	9.71
								0.000	0.000	0.000	0.
71	g	I	2	21	0	0	0	-0.82201	0.70474	-242.65606	242.65
								0.000	0.000	0.000	0.
72	g	I	2	21	0	0	0	0.82201	-0.70474	-86.79488	86.80
								0.000	0.000	0.000	0.
73	g	I	2	21	4	0	0	-0.08024	2.08493	-407.53782	407.54
								0.000	0.000	0.000	0.
74	u	V	1	2	2	0	0	0.31573	-0.58713	-53.27628	53.28
								0.000	0.000	0.000	0.
75	g	A	2	21	0	0	0	0.30927	0.63009	12.14379	12.16
								0.000	0.000	0.000	0.
76	g	V	1	21	0	0	0	-0.30927	-0.63009	4.44019	4.49
								0.000	0.000	0.000	0.
77	d	A	2	1	14	0	0	0.33663	0.51856	0.29258	0.75
								0.007	0.130	-0.116	0.
78	g	I	2	21	14	0	0	-3.27930	9.04085	3.24169	10.14
								0.007	0.130	-0.116	0.
79	g	I	2	21	14	0	0	-0.97115	1.83297	2.02288	2.89
								0.007	0.130	-0.116	0.
80	g	I	2	21	14	0	0	-1.31477	3.64554	2.10575	4.41
								0.007	0.130	-0.116	0.
81	s	I	2	3	15	0	0	36.20282	64.60526	-60.58394	95.68
								0.007	0.130	-0.116	0.

82	g	I	2	21	15	0	0	3.45593	4.69479	-4.51704	7.37
								0.007	0.130	-0.116	0.
83	g	I	2	21	15	0	0	0.77125	0.27635	-0.11840	0.82
								0.007	0.130	-0.116	0.
84	=junction=	I	41	88	0	0	0	0.00000	0.00000	0.00000	0.00
								0.000	0.000	0.000	0.
85	g	I	2	21	13	0	0	-0.01931	0.14828	-0.02064	0.15
								0.007	0.130	-0.116	0.
86	g	I	2	21	13	0	0	0.19008	0.12163	-0.49937	0.54
								0.007	0.130	-0.116	0.
87	g	I	2	21	13	0	0	-0.98797	-0.02522	-0.19797	1.00
								0.007	0.130	-0.116	0.
88	c	V	1	4	13	0	0	-29.81602	0.74485	-17.93467	34.83
								0.007	0.130	-0.116	0.
89	d	A	2	1	19	0	0	0.19384	-0.46014	-0.77352	0.97
								0.194	-0.206	-0.104	0.
90	c	I	2	4	18	0	0	49.89638	-64.89239	-54.02144	98.08
								0.194	-0.206	-0.104	0.
91	g	I	2	21	18	0	0	7.64352	-7.57076	-9.44677	14.31
								0.194	-0.206	-0.104	0.
92	g	I	2	21	18	0	0	2.52451	-3.35513	-3.14542	5.24
								0.194	-0.206	-0.104	0.
93	g	I	2	21	18	0	0	1.88783	-2.40798	-0.13584	3.06
								0.194	-0.206	-0.104	0.
94	=junction=	I	41	88	0	0	0	0.00000	0.00000	0.00000	0.00
								0.000	0.000	0.000	0.
95	g	I	2	21	20	0	0	0.24607	-0.11092	-0.20801	0.34
								0.194	-0.206	-0.104	0.

96	g	I	2	21	20	0	0	0.16955	0.17128	-0.11002	0.26
								0.194	-0.206	-0.104	0.
97	g	I	2	21	20	0	0	0.51713	0.85471	1.76851	2.03
								0.194	-0.206	-0.104	0.
98	g	I	2	21	20	0	0	1.51640	0.39024	1.76275	2.35
								0.194	-0.206	-0.104	0.
99	g	I	2	21	20	0	0	1.50801	-0.39852	10.05499	10.17
								0.194	-0.206	-0.104	0.
100	s	V	1	3	20	0	0	4.07086	3.37508	16.82579	17.64
								0.194	-0.206	-0.104	0.

=====

sum charge: 2.00 sum momentum and inv. mass: 0.00000 0.00000 0.00236 7000.00

probabilidad longitud decaimiento mayor que 0.1mm: 50.00 %

Bibliografía

- [1] P. Langacker, The standard model and beyond. Series in High Energy Physics, Cosmo-logy and Gravitation, Taylor and Francis, 2010.
- [2] J. Ellis, “Outstanding questions: Physics beyond the standard model,” *Phil.Trans.Roy.Soc.Lond.*, vol. A370, pp. 818–830, 2012.
- [3] J. D. Wells, “Effective field theories and the role of consistency in theory choice,” *arXiv*, 2012, 1211.0634.
- [4] A. Pomarol, “Beyond the standard model,” *arXiv*, 2012, 1202.1391.
- [5] M. Sohnius, “Introducing supersymmetry,” *Phys.Rept.*, vol. 128, pp. 39–204, 1985.
- [6] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, “The higgs hunter’s guide,” *Front.Phys.*, vol. 80, pp. 1–448, 2000.
- [7] M. Gomez-Bock, M. Mondragon, M. Muhlleitner, M. Spira, and P. Zerwas, “Concepts of electroweak symmetry breaking and higgs physics,” *arXiv*, pp. 177–238, 2007, 0712.2419.
- [8] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. ii. the higgs bosons in the minimal supersymmetric model,” *Phys.Rept.*, vol. 459, pp. 1–241, 2008, hep-ph/0503173.
- [9] Search for Anomalous Production of Multilepton Events and R-Parity-Violating Supersymmetry in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions The CMS Collaboration.2011/10/27 . Journal reference: *JHEP* 06 (2012) 169.
- [10] J. R. Ellis, “Beyond the standard model with the lhc,” *Nature*, vol. 448, pp. 297–301, 2007.
- [11] Baryonic violation of R-parity from anomalous U(1)_H Andrés Flórez, Diego Restrepo, Mauricio Velásquez, Óscar Zapata(Antioquia U.). Mar 1, 2013. 13 pp.Published in *Phys.Rev. D* 87 (2013) 095010 DOI:10.1103/PhysRevD.87.095010 e-Print: arXiv:1303.0278 [hep-ph].
- [12] S. Ferrara, editor, *Supersymmetry*, (World Scientific, 1987).
- [13] S.P. Martin. *A supersymmetry Primer*. [hep-ph/9709356], 1997

- [14] R. Haag, J. Lopuszanski, and M. Sohnius, Nucl. Phys. B 88, 257 (1975).
- [15] S. Coleman and J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251;
- [16] SUPERSYMMETRY, PART I (THEORY) Revised December 2011 by Howard E. Haber (UC Santa Cruz).
- [17] S. Weinberg, The Quantum theory of fields, volume III: SuSy (Cambridge U. Press,UK;2000)
- [18] Detailed lecture notes in Quantum Field Theory, Diego Restrepo 2012.
- [19] Discovering baryon-number violating neutralino decays at the LHC Jonathan M. Butterworth(University Coll. London), John R. Ellis(CERN), Are R. Raklev(Cambridge U., DAMTP), Gavin P. Salam(Paris, LPTHE). Published in Phys.Rev.Lett. 103 (2009) 241803. DOI:10.1103/PhysRevLett.103.241803. E-Print: arXiv:0906.0728[hep-ph].
- [20] H. P. Nilles, Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics, Phys. Rept. 110 (1984)1 doi:10.1016/0370-1573(84)90008-5.
- [21] H. E. Haber and G. L. Kane, The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model, Phys. Rept. 117 (1985) 7
- [22] Particle Data Group Collaboration, Review of particle physics, J. Phys. G37 (2010)075021. doi:10.1088/0954-3899/37/7A/075021.
- [23] Submitted to the Journal of High Energy Physics. DOI:10.1007/JHEP06(2012)169. E-Print: arXiv:1204.4341v2[hep-ex].
- [24] PYTHIA 6.400 manual, :<http://pythia6.hepforge.org/>
- [25] J.D. Bjorken and S.D. Drell. Relativistic quantummechanics. Mc Graw-Hill N.Y (1064).
- [26] K. Inoue et al., Prog. Theor. Phys. 67, 1889 (1982); R. Flores and M. Sher, Ann. Phys. (NY) 148, 95 (1983).
- [27] J.F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. B272, 1 (1986) [erratum: B402, 567 (1993)].
- [28] J.F. Gunion et al., The Higgs Hunter's Guide (Perseus Publishing, Cambridge, MA, 1990); M. Carena and H.E. Haber, Prog. Part. Nucl. Phys. 50, 63 (2003); A. Djouadi, Phys. Reports 459, 1 (2008).

- [29] Teoría cuántica de campos. Roberto Martínez. Universidad Nacional de Colombia.
- [30] Robert M. Wald, *General Relativity*, Chicago University Press.
- [31] S. Coleman and J. Mandula. All Possible Symmetries Of The S Matrix. *Phys. Rev.* 159 (1251),1967.
- [32] R. Haag, J. Lopuszanski, and M. Sohnius. All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix. *Nucl. Phys. B*88 (257), 1975.
- [33] H.E. Haber, in *Recent Directions in Particle Theory, Proceedings of the 1992 Theoretical Advanced Study Institute in Particle Physics*, edited by J. Harvey and J. Polchinski (World Scientific, Singapore, 1993) pp. 589–686.
- [34] L.J. Hall, J. Lykken, and S. Weinberg, *Phys. Rev. D*27, 2359 (1983).
- [35] K. Hikasa and M. Kobayashi, *Phys. Rev. D*36, 724 (1987); F. Gabbiani and A. Masiero, *Nucl. Phys. B*322, 235 (1989); Ph. Brax and C.A. Savoy, *Nucl. Phys. B*447, 227 (1995).
- [36] J. Ellis and S. Rudaz, *Phys. Lett.* 128B, 248 (1983); F. Browning, D. Chang, and W.Y. Keung, *Phys. Rev. D*64, 015010 (2001); A. Bartl et al., *Phys. Lett.* B573, 153 (2003); *Phys. Rev. D*70, 035003 (2004).
- [37] The Super-Kamiokande Collaboration (M. Shiozawa et al.), *Phys. Rev.Lett.* 81, 3319 (1998), hep-ex/9806014.
- [38] H.E. Haber and G.L. Kane, *Phys. Rept.* 117, 75 (1985).
- [39] M. Drees, R. Godbole, and P. Roy, *Theory and Phenomenology of Sparticles* (World Scientific, Singapore,2005); H. Baer and X. Tata, *Weak Scale Supersymmetry: from Superfields to Scattering Events* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006); I.J.R. Aitchison, *Supersymmetry in Particle Physics: an elementary introduction* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2007).
- [40] P. Fayet, *Nucl. Phys. B*78, 14 (1974); *ibid.*, B90, 104 (1975).
- [41] K. Inoue et al., *Prog. Theor. Phys.* 67, 1889 (1982); R. Flores and M. Sher, *Ann. Phys. (NY)* 148, 95 (1983). 23. J.F. Gunion and H.E. Haber, *Nucl. Phys. B*272, 1 (1986) [erratum: B402, 567 (1993)].
- [42] L. Girardello and M. Grisaru, *Nucl. Phys. B*194, 65(1982).

- [43] L.J. Hall and L. Randall, Phys. Rev. Lett. 65, 2939 (1990); I. Jack and D.R.T. Jones, Phys. Lett. B457, 101 (1999).
- [44] For an overview of the theory and models of the soft-supersymmetry breaking Lagrangian, see D.J.H. Chung et al., Phys. Rept. 407, 1 (2005).
- [45] R.M. Barnett, J.F. Gunion, and H.E. Haber, Phys. Lett. B315, 349 (1993); H. Baer, X. Tata, and J. Woodside, Phys. Rev. D41, 906(1990).
- [46] S.M. Bilenky, E.Kh. Khristova, and N.P. Nedelcheva, Phys. Lett. B161, 397 (1985); Bulg. J. Phys. 13, 283 (1986); G. Moortgat-Pick and H. Fraas, Eur. Phys. J. C25, 189 (2002).
- [47] L. Girardello and M. Grisaru, Nucl. Phys. B194, 65 (1982).
- [48] J. Rosiek, Phys. Rev. D41, 3464 (1990) [erratum:hep-ph/9511250]. The most recent corrected version of this manuscript can be found on the author's webpage, www.fuw.edu.pl/~rosiek/physics/prd41.html.
- [49] J. Alwall et al., JHEP 0709, 028 (2007). The MadGraph homepage is located at madgraph.hep.uiuc.edu/.
- [50] D.J. Castaño and S.P. Martin, Phys. Lett. B 340, 67 (1994) [hep-ph/9408230].
- [51] M. Drees and S.P. Martin, in Electroweak Symmetry Breaking and New Physics at the TeV Scale, edited by T. Barklow et al. (World Scientific, Singapore, 1996) pp. 146–215.
- [52] For reviews, see G. Bhattacharyya, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 52A, 83 (1997) [hep-ph/9608415]; H.K. Dreiner, “An introduction to explicit R-parity violation,” in Perspectives on Supersymmetry, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1998), [hep-ph/9707435]; B. Allanach, A. Dedes and H.K. Dreiner, Phys. Rev. D 69, 115002 (2004) [hep-ph/0309196]; M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 71 (2005) [hep-ph/0406029]. R. Barbier et al., Phys. Rept. 420, 1 (2005) [arXiv:hep-ph/0406039].
- [53] For reviews, see G. Bhattacharyya, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 52A, 83 (1997) [hep-ph/9608415]; H.K. Dreiner, “An introduction to explicit R-parity violation,” in Perspectives on Supersymmetry, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1998), [hep-ph/9707435]; B. Allanach, A. Dedes and H.K. Dreiner, Phys. Rev. D 69, 115002 (2004) [hep-ph/0309196]; M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 71 (2005) [hep-ph/0406029]. R. Barbier et al., Phys. Rept. 420, 1 (2005) [arXiv:hep-ph/0406039].
- [54] H.P. Nilles, Phys. Rept. 110, 1 (1984).

- [55] . Wess and B. Zumino, Phys. Lett. B 49, 52 (1974); J. Iliopoulos and B. Zumino, Nucl. Phys. B 76, 310 (1974).
- [56] S.J. Gates, M.T. Grisaru, M. Rocek and W. Siegel, Superspace or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry, [hep-th/0108200].
- [57] P. Van Nieuwenhuizen, Phys. Rept. 68 (1981) 189.
- [58] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rept. 117, 75 (1985).
- [59] J.F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. B 272, 1 (1986), Nucl. Phys. B 278, 449 (1986), Nucl. Phys. B 307, 445 (1988). (Errata in [hep-ph/9301205].)
- [60] T. Hahn, Comput. Phys. Commun. 140, 418 (2001); T. Hahn and C. Schappacher, Comput. Phys. Commun. 143, 54 (2002). The FeynArts homepage is located at www.feynarts.de/.
- [61] A. Pukhov et al., INP MSU report 98-41/542 (arXiv:hep-ph/9908288); E. Boos et al.[CompHEP Collab.], Nucl. Instrum. Meth. A534, 250 (2004). The CompHEP homepage is located at <http://comphep.sinp.msu.ru>.
- [62] F. Zwirner, Phys. Lett. B 132, 103 (1983); S. Dawson, Nucl. Phys. B 261, 297 (1985); R. Barbieri and A. Masiero, Nucl. Phys. B 267, 679 (1986); S. Dimopoulos and L. Hall, Phys. Lett. B 207, 210 (1988); V. Barger, G. Giudice, and T. Han, Phys. Rev. D 40, 2987 (1989); R. Godbole, P. Roy and X. Tata, Nucl. Phys. B 401, 67 (1993) [hep-ph/9209251]; G. Bhattacharyya and D. Choudhury, Mod. Phys. Lett. A 10, 1699 (1995) [hep-ph/9503263];
- [63] S. Dimopoulos and H. Georgi, Nucl. Phys. B 193, 150 (1981); S. Weinberg, Phys. Rev. D 26, 287 (1982); N. Sakai and T. Yanagida, Nucl. Phys. B 197, 533 (1982); S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, Phys. Lett. B 112, 133 (1982).
- [64] G.R. Farrar and P. Fayet, Phys. Lett. B 76, 575 (1978).
- [65] S. Dimopoulos and D. Sutter, Nucl. Phys. B452, 496(1995);
- [66] L.E. Ibañez and D.Lüst, Nucl. Phys. B382, 305 (1992); de Carlos, J.A. Casas, and C. Muñoz, Phys. Lett. B299, 234 (1993); V. Kaplunovsky and J. Louis, Phys. Lett. B306, 269 (1993);
- [67] L.J. Hall and L. Randall, Phys. Rev. Lett. 65, 2939 (1990); I. Jack a

- [68] For reviews, see G. Bhattacharyya, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 52A, 83 (1997) [hep-ph/9608415]; H.K. Dreiner, “An introduction to explicit R-parity violation,” in Perspectives on Supersymmetry, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1998), [hep-ph/9707435]; B. Allanach, A. Dedes and H.K. Dreiner, Phys. Rev. D 69, 115002 (2004) [hep-ph/0309196]; M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 71 (2005) [hep-ph/0406029]. R. Barbier et al., Phys. Rept. 420, 1 (2005) [arXiv:hep-ph/0406039].
- [69] Ver los detalles en [69] en el apéndice C .
- [70] J.L. Kneur and G. Moultaka, Phys. Rev. D59, 015005 (1999).
- [71] S.Y. Choi et al., Eur. Phys. J. C14, 535 (2000).
- [72] R.A. Horn and C.R. Johnson, Matrix Analysis, (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1985).
- [73] H.K. Dreiner, H.E. Haber, and S.P. Martin, Phys. Reports 494, 1 (2010).
- [74] L. Girardello and M.T. Grisaru Nucl. Phys. B 194, 65 (1982).
- [75] R.A. Horn and C.R. Johnson, Matrix Analysis, (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1985).
- [76] S.Y. Choi et al., Eur. Phys. J. C22, 563 (2001); C23, 769 (2002).
- [77] G.J. Gounaris, C. Le Mouel, and P.I. Porfyriadis, Phys. Rev. D65, 035002 (2002);
- [78] 71. T. Takagi, Japan J. Math. 1, 83 (1925).
- [79] S.Y. Choi et al., Nucl. Phys. B778, 85 (2007).
- [80] G. t Hooft, Phys. Rev. Lett. 37, 8 (1976).
- [81] M.M. El Kheishen, A.A. Aboshousha, and A.A. Shafik, Phys. Rev. D45, 4345 (1992); M. Guchait, Z. Phys. C57, 157 (1993) [erratum: C61, 178 (1994)].
- [82] T. Hahn, preprint MPP-2006-85, physics/0607103.
- [83] L.J. Hall, J. Lykken, and S. Weinberg, Phys. Rev. D27, 2359 (1983).
- [84] H.K. Dreiner, H.E. Haber, and S.P. Martin, “Two-component spinor techniques and Feynman rules for quantum field theory and supersymmetry”, Phys. Rept. 494, 1 (2010) [hep-ph/0812.1594]. The published version uses the $+---$ metric, but an otherwise identical version using the $-+++$ metric is available from <http://zippy.physics.niu.edu/spinors.html>

- [85] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, (Princeton Univ. Press, 1992).
- [86] P.C. West, *Introduction to Supersymmetry and Supergravity*, (World Scientific, 1990).
- [87] D. Bailin and A. Love, *Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory*, (Institute of Physics Publishing, 1994).
- [88] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Vol. 3: Supersymmetry*, (Cambridge University Press, 2000).
- [89] D.M. Pierce et al., *Nucl. Phys. B*491, 3 (1997).
- [90] P. Skands et al., *JHEP* 07 036 (2004); B.C. Allanach et al., *Comput. Phys. Commun.* 180, 8 (2009). The Supersymmetry Les Houches Accord home- page is located at home.fnal.gov/~skands/slha/.
- [91] See, e.g., A. Brignole, L.E. Ibanez, and C. Munoz, in *Perspectives on Supersymmetry II*, edited by G.L. Kane (World Scientific, Singapore, 2010) pp. 244–268.
- [92] J.R. Ellis et al., *Phys. Lett. B*573, 162 (2003); *Phys. Rev. D*70, 055005 (2004).
- [93] Search for R-parity violating supersymmetry via the $LL\bar{E}$ couplings λ_{121} , λ_{122} or λ_{133} in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96 - TeV$, *Phys. Lett. B*638(2006)441.*doi* : 10.1016/j.physletb,2006,05,077.
- [94] CDF Collaboration, Search for anomalous production of multilepton events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96 - TeV$, *Phys. Rev. Lett.* 98(2007)131804. *doi*:10.1103/PhysRevLett,98,131804.
- [95] CMS Collaboration, Search for Physics Beyond the Standard Model Using Multilepton Signatures in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$, arXiv:1106,0933.
- [96] C. Aulakh and R. Mohapatra, *Phys. Lett. B* 119, 136 (1982); G.G. Ross and J.W.F. Valle, *Phys. Lett. B* 151, 375 (1985); J. Ellis et al., *Phys. Lett. B* 150, 142 (1985); D. Comelli, A. Masiero, M. Pietroni, and A. Riotto, *Phys. Lett. B* 324, 397 (1994) [hep-ph/9310374].
- [97] A. Masiero and J.W.F. Valle, *Phys. Lett. B* 251, 273 (1990); J.C. Santos and a J.W.F. Valle, *Phys. Lett. B* 288, 311 (1992).