



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

Trabajo de Tesis Doctoral

Gonzalo E. Orellana

Director
Dr. Hernán P. Wahlberg
Co-Director
Dr. Fernando Monticelli

Abril 2022

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

El Modelo Estándar es la teoría que describe las partículas elementales y sus interacciones, desarrollada en la década de los 70 y con grandes predicciones experimentales tales como el descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012. A partir de su formulación surgieron nuevas extensiones intentando solucionar diferentes problemáticas del mismo. Una de las extensiones mejor motivadas teóricamente es Supersimetría, que introduce un conjunto de partículas nuevas que aún no han sido observadas. Este modelo, entre otras cosas, presenta un escenario favorable para la inclusión de la gravedad al Modelo Estándar y a su vez, las nuevas partículas podrían ser candidatos tanto a materia oscura como a neutrinos pesados. Esto ha convertido a SUSY en una de las teorías de mayor interés y el mayor objetivo en el ámbito de la física experimental de altas energías.

Esta tesis presenta una búsqueda de nueva física motivada por modelos de SUSY que predicen estados finales con fotones energéticos y aislados, jets y momento transversal faltante elevado. La misma fue realizada utilizando el conjunto de datos de colisiones pp , provisto por el Gran Colisionador de Hadrones del CERN, y recolectado por el detector ATLAS durante los años 2015 y 2018, correspondientes a una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} . En el presente trabajo se desarrollaron y realizaron búsquedas guiadas por modelos de producción fuerte y débil de partículas supersimétricas, en las cuales no se observaron excesos por sobre las predicciones del Modelo Estándar por lo que se establecieron límites en el número de eventos de nueva física, y adicionalmente límites en la producción de gluinos con masas de 2.2 TeV. El estudio detallado de los datos requirió además la medida de la eficiencia de selección de los triggers de fotones del detector ATLAS. A su vez se presenta un estudio realizado de forma complementaria, con un modelo de SUSY de producción electrodébil con fotones, jets y energía transversal faltante en el estado final.

Índice general

Introducción	1
1. Modelo Estándar y Supersimetría	3
1.1. Modelo estándar de la física de partículas	3
1.1.1. Partículas y clasificación del SM	3
1.1.2. Breve descripción matemática del SM	6
1.1.3. Mecanismo de Higgs	8
1.1.4. Renormalización	10
1.1.5. QCD y colisiones pp	12
1.1.6. Limitaciones del Modelo Estándar	14
1.2. Supersimetría	15
1.2.1. Álgebra de SUSY	16
1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo	17
1.2.3. Ruptura de SUSY	18
1.2.4. Mecanismos para la ruptura de SUSY	20
1.2.5. Paridad R	22
1.2.6. Espectro de masa del MSSM	22
1.2.7. Decaimientos de las partículas supersimétricas	25
1.2.8. Producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones	26
Bibliografía	32

Introducción

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y de mayor energía en todo el mundo, donde grupos de protones colisionan 40 millones de veces por segundo para producir colisiones protón-protón de 13 TeV. Uno de los experimentos clave en el LHC es ATLAS, un detector de uso general diseñado para realizar mediciones de precisión dentro del Modelo Estándar (SM) y de nuevos fenómenos asociados con nueva física que buscaban ser observados en la escala TeV.

En el año 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS publicaron resultados con el descubrimiento del bosón de Higgs, la partícula vinculada con el mecanismo de rompimiento espontaneo de simetría electro-débil, por el cual las partículas elementales adquieren masa. Sin embargo, todavía queda por determinar si es el boson de Higgs del modelo estándar o por ejemplo el más liviano de otros bosones de teorías más allá del modelo estándar, como es el caso de teorías supersimétricas. Para dar respuesta a este interrogante las colaboraciones tienen que medir con muy alta precisión, entre otras características, las distintas tasas de decaimiento a otras partículas y comparar los resultados con las predicciones.

Luego del descubrimiento del bosón de Higgs, son varios los interrogantes sin respuesta del Modelo Standard, como por ejemplo, el patrón de las diferencias de masa de las partículas fundamentales y el problema de la jerarquía en el enorme 'gap' de 17 órdenes de magnitud entre las dos escalas fundamentales de física: la escala electro-débil y la escala de Planck. Una de las ideas más intensamente investigadas desde el punto de vista teórico entre los modelos más allá del SM, es la ya mencionada supersimetría (SUSY). En su formulación mínima, SUSY predice que para cada partícula del SM existe un partenaire cuyo spin difiere en $1/2$ y un sector de Higgs extendido con 5 bosones respectivos. La simetría propuesta entre bosones y fermiones estabiliza la masa de las partículas escalares, como es el caso del bosón de Higgs. Si las partículas propuestas conservan R-parity (numero cuántico propuesto por la teoría) entonces las partículas SUSY son siempre producidas de a pares y la más liviana (LSP) no puede decaer, con lo cual las LSP primordiales serían candidatos a formar la materia oscura, otro de los misterios para el cual el SM todavía no tiene respuesta. Las partículas supersimétricas pueden ser producidas en el LHC si su rango de masas está en la escala del TeV. La búsqueda de partículas SUSY en el LHC es entonces el objetivo más general del presente trabajo, en particular dentro del contexto del modelo General Gauge Mediated Symmetry Breaking (GMSB), en base a la cual se obtuvieron los limites más rigurosos en la masa de distintas partículas en estado finales con fotones, jet y energía perdida en los canales de producción fuerte.



A partir del 2015, el LHC retornó al funcionamiento (luego de una pausa en el 2013 y 2014) a mayor energía de centro de masa y luminosidad, con lo cual modos de producción con secciones eficaces muy pequeñas están siendo accesibles, abriendo la posibilidad a búsquedas mucho más dedicadas en canales exclusivos. Esto brinda el marco apropiado para el desarrollo de búsquedas de supersimetría en los canales con producción débil, como se discute en también en este trabajo. Durante los años 2013 y 2014 no se tomaron nuevos datos ya que se hicieron arreglos y actualizaciones en el acelerador y los distintos detectores del LHC para aumentar la energía y la tasa de interacciones. El detector ATLAS comenzó entonces una nueva toma de datos en el 2015 con mayor energía y luminosidad superiores a las alcanzadas en los primeros años del experimento. Estas nuevas condiciones generaron nuevos desafíos, en particular para el sistema de trigger del detector, el cual tiene que seleccionar eventos de interés físico, en particular para la búsqueda de supersimetría con fotones en estado final como los buscados en este plan, sobre un enorme fondo de eventos. El calorímetro de ATLAS es el responsable de medir la energía de los fotones y electrones y también es utilizado para reducir la frecuencia de eventos aceptados a nivel del trigger calorimétrico. Nuevos criterios y sistemas se han implementado para calcular cantidades físicas en base a varios objetos de triggers, que al mismo tiempo de reducir la frecuencia permiten guardar los eventos de interés para su posterior análisis. Entre los resultados específicos del presente trabajo se estudiaron las prestaciones de los algoritmos de selección en base a los nuevos criterios en la toma de datos, resultados que fueron luego utilizados por toda la colaboración en todos los estudios que involucran la selección de fotones online que formen parte en distintos estados finales.

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

1.1. Modelo estándar de la física de partículas

El Modelo Estándar de la física de partículas (SM, por sus siglas en inglés) es la teoría que describe y clasifica a las partículas elementales de la naturaleza, junto con tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas hasta el momento. El mismo fue formulado en la década de los 70, a partir de varios trabajos científicos realizados durante la segunda mitad de ese siglo, entre los que se encuentra principalmente los realizados por Glasgow [1], Salam [2], Weinberg [3], Brout, Englert, Higgs [4–6]. Para ese momento, el SM incorporaba a todas las partículas conocidas y **predecía** la existencia de otras adicionales, lo que motivó al desarrollo de nuevos aceleradores y detectores para realizar dichas búsquedas. El descubrimiento de nuevas partículas e interacciones **predichas** por el SM, junto con la medida de precisión de distintos parámetros del mismo, han convertido al SM en una teoría ampliamente aceptada por toda la comunidad científica, con una formulación matemática que sirve a su vez para nuevas futuras teorías.

1.1.1. Partículas y clasificación del SM

Las partículas en el SM se clasifican a primer orden entre bosones y fermiones. **Los primeros son los mediadores de las interacciones entre las distintas partículas del modelo.** El primero de ellos es el fotón (γ), mediador de la interacción electromagnética, que afecta a las partículas que tienen carga eléctrica. No hay una fecha exacta del descubrimiento del mismo, pero se puede entender a la descripción del efecto fotoeléctrico por parte del Albert Einstein [7], como la primera formulación con objetos discretos de esta interacción. A su vez están los bosones W y Z , asociados a la interacción débil y **gobiernan los intercambios de ‘sabor’ de las partículas.** Descubiertos de forma propia (no sólo su interacción) en 1983 en el Super Proton Synchrotron del CERN **[[[Increíblemente no encuentro la cita de esto]]]**. Por otro lado se encuentran los gluones, mediadores de la

interacción fuerte de aquellas partículas con carga de ‘color’. Existen tres cargas de color *red*, *green* y *blue*, aunque las antipartículas pueden tener las anti cargas (*antired*, *antigreen* y *antiblue*). Su primera observación experimental se realizó en 1978 en el detector PLUTO del colisionador electrón-positrón DORIS del DESY [8]. Finalmente está el bosón de Higgs, partícula asociada al mecanismo Brout-Englert-Higgs que describe el rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, asociado a la generación de masas de todas las partículas que componen al SM. El mismo fue descubierto en el 2012 por los experimentos ATLAS y CMS del CERN [9, 10]. Cabe mencionar que la bien conocida interacción gravitatoria no es incluida en el SM debido a las contradicciones que aparecen al querer combinarla con la teoría de la Relatividad General. En teorías con gravedad cuántica, se hipotetiza la existencia de una partícula mediadora de esta fuerza denominada gravitón y que se espera que sea no masiva y de *spin* 2.

Los fermiones están asociados a las partículas interactuantes o que forman la materia (aunque no necesariamente tengan masa), esto se debe a que al obedecer la estadística de Fermi-Dirac, no es posible encontrarlos simultáneamente en un mismo estado cuántico y por ende tienden a formar estructuras. A su vez, estos se clasifican en leptones y *quarks*. Los primeros son aquellos que no tienen carga de color y por ende no interactúan fuertemente. Existen seis leptones: electrón (e), neutrino electrónico (ν_e), muón (μ), neutrino muónico (ν_μ), tau (τ) y neutrino tauónico (ν_τ), los cuales se agrupan en generaciones, que son pares de partículas que exhiben propiedades similares. Todos ellos pueden interactuar débilmente, y salvo por los neutrinos, también electromagnéticamente. Los quarks, en cambio, son los fermiones con carga de color, y por ende los que pueden interactuar fuertemente. Existen seis quarks que se agrupan en tres generaciones: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) y *bottom* (b). Debido al efecto del confinamiento de color, los quarks nunca pueden ser observados en la naturaleza, sino que se los observa en estados ligados sin color, denominados hadrones. Cuando el hadrón se forma de un quark-antiquark se los llama mesones, y cuando es un conjunto de tres quarks se los llama bariones. Los bariones más conocidos son los protones (p) y neutrones (n), compuesto por los quarks de valencia uud y udd respectivamente, donde cada quark toma uno de los tres posibles colores. Toda la materia ordinaria observada (o estable) se compone de electrones y quarks up y down. [[[Podría poner citas para los descubrimientos de los fermiones al igual que hice con los bosones...]]]

Existe una clasificación adicional a partir de una propiedad intrínseca de las partículas denominada quiralidad. La misma está asociada al comportamiento de las funciones de onda en la teoría de Dirac frente a rotaciones espaciales. Las partículas pueden tener dos estados de quiralidad denominados izquierdo y derecho. Si bien en principio estos estados son posibles para todas las partículas del SM, no se han observado experimentalmente neutrinos con quiralidad derecha. Más aún, se observa que las interacciones electrodébiles son entre partículas izquierdas (o antipartículas derechas) en lo que se denomina violación de paridad. Esto da a entender que en la naturaleza no hay una simetría entre las componentes izquierdas y derechas, que teóricamente merecen un trato diferente.

En la Figura 1.1 se muestra un resumen de las partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones.

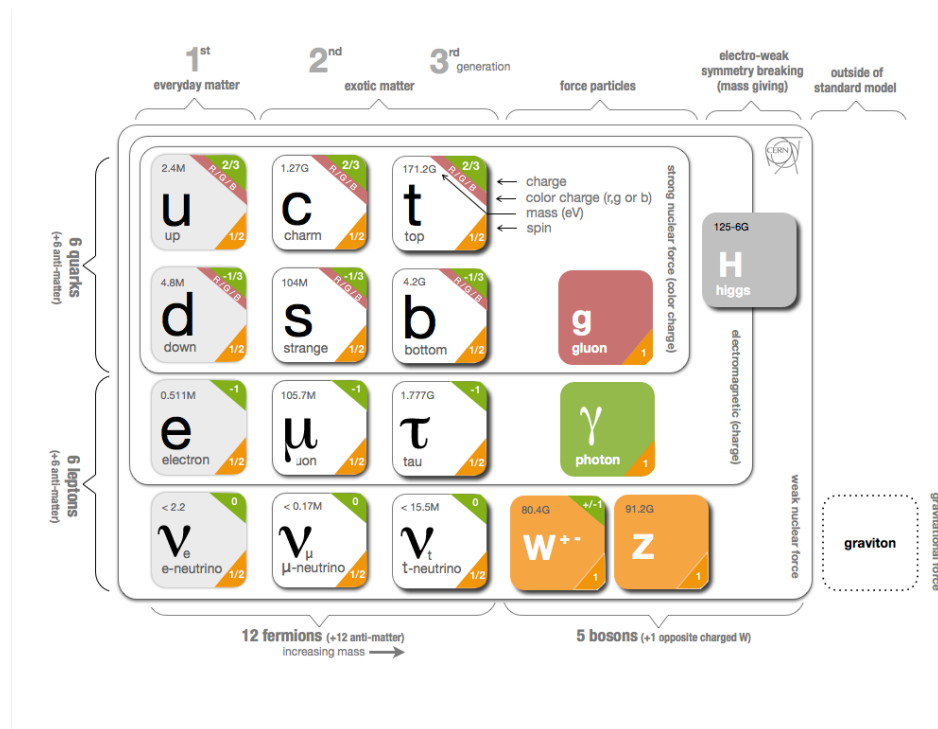


Figura 1.1: Partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones. Por redundancia las antipartículas fueron omitidas, y no se hace distinción entre partículas de **quiralidad** izquierda y derecha. Imagen basada en el trabajo de la Referencia [11].

1.1.2. Breve descripción matemática del SM

El SM se formula como una teoría cuántica de campos, en general considerada efectiva ya que por ejemplo describe los fenómenos en una escala donde la gravedad no tiene mucha injerencia. A su vez se compone de teorías de *gauge* en las que a partir de imponer simetrías en el lagrangiano, no solo están asociados cantidades conservadas como bien enuncia el Teorema de Emily Noether [12], sino que también implica la existencia de *de* interacciones mediadas por bosones de *gauge*. A continuación se realiza una breve descripción matemática del SM basada principalmente en la Referencia [13].

Hasta la actualidad todos los experimentos demuestran que con tres simetrías es necesario y suficiente para describir las interacciones conocidas. Estas simetrías otorgan a las distintas partículas respectivas cargas, que vienen a representar etiquetas que se les puede dar a las mismas, y que el conjunto de ellas describe en su totalidad las propiedades de cada una.

El grupo de simetría del SM se define como:

$$\mathcal{G}_{\text{SM}} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

La primera simetría a mencionar es la $U(1)$, relacionada con la interacción electromagnética. El bosón de *gauge* requerido para mantener la invarianza se denomina B_μ . El índice μ está presente debido a que B_μ debe transformarse bajo rotaciones espaciales de la misma forma que la derivada tradicional, garantizando así que la partícula tenga spin 1. A su vez, todas las partículas deben tener una segunda invarianza denominada $SU(2)$ electrodébil. Los bosones de *gauge* asociados se denominan W_μ^i . El índice i representa cada uno de los tres bosones de spin 1 asociados a los tres generadores de las transformaciones $SU(2)$. Finalmente, la última simetría requerida es la $SU(3)$. Los bosones de *gauge* asociados se denominan G_μ^a . El índice a representa cada uno de los ocho bosones de spin 1 asociados a los tres generadores de las transformaciones $SU(3)$. Estos bosones son los gluones, y la teoría que los describe es la cromodinámica cuántica (QCD).

Por su parte, los fermiones se describen mediante campos que definen estados dentro del espacio formado por las distintas simetrías. La simetría $SU(2)$ es análoga al spin, partículas con spin 0 son singletes, con spin 1/2 forman dobletes y con spin 1 forman tripletes. En el caso de $SU(2)$ electrodébil los fermiones izquierdos forman dobletes, y los derechos forman singletes:

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix}_L \quad f_R = e_R^-, u_{R\alpha}, d_{R\alpha} \quad (1.2)$$

Esta distinción entre izquierdos y derechos, es lo que hace que aparezca la violación de paridad electrodébil de forma natural en la teoría. El índice que aparece en los estados de los quarks, α , es para describir cómo los mismos se transforman en el espacio $SU(3)$ de la misma forma que en $SU(2)$. En $SU(3)$ la representación básica son tripletes cuyas componentes representan los tres estados de color posible (r , g y b). Los quarks



forman tripletes producto de la combinación de esos estados, mientras que los leptones forman un singlete sin color y por ello no requieren de este índice.

Con esto en mente, el lagrangiano se comienza a construir a partir del empleado para la partícula libre, pero reemplazando la derivada ordinaria con la covariante, que con las simetrías consideradas, queda de la siguiente forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a \quad (1.3)$$

donde Y , τ y λ son los respectivos generadores de las transformaciones $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$; y g_1 , g_2 y g_3 son constantes que representan la intensidad de cada acoplamiento y deben medirse experimentalmente. Una convención para escribir las ecuaciones de forma más compacta es utilizada: los términos de D_μ que actúen en los fermiones con una representación matricial diferente se anulan. Entonces los W_μ^i (matrices 2×2 en $SU(2)$) que actúan sobre leptones derechos (singletes de $SU(2)$) se anulan, y los G_μ^a (matrices 3×3 en $SU(3)$) actuando sobre leptones (singletes de $SU(3)$) se anulan. Quedando así el término fermiónico del lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{ferm}} = \sum_{\text{fermiones}} \bar{f} i \gamma^\mu D_\mu f \quad (1.4)$$

Al desglosar los distintos términos de este lagrangiano es posible relacionar algunos de ellos tanto con observaciones experimentales, como con predicciones de la teoría. Por ejemplo, al mirar solo los términos $U(1)$ y $SU(2)$, se puede obtener el lagrangiano asociado a la teoría electrodébil, donde se obtienen las denominadas corrientes neutras y cargadas, que posteriormente dieron con el descubrimiento de los bosones W y Z . A su vez es posible obtener relaciones entre las constantes del modelo, entre las que se encuentra:

$$Q = T_3 + \frac{Y_W}{2} \quad (1.5)$$

donde Q es la carga eléctrica, Y_W es el anterior mencionado generador de $U(1)$ que en este contexto se denomina hipercarga débil y T_3 es la tercer componente del isospin débil, que toma valores $1/2$ o $-1/2$ dependiendo del estado $SU(2)$ del doblete, o 0 si es un singlete.

De la misma forma se puede obtener el lagrangiano asociado a QCD mirando solo los términos $SU(3)$. Aún así no es posible sacar conclusiones de la misma forma que para la teoría electrodébil, debido al confinamiento de los quarks y gluones, que no permiten observarlos de forma aislada en la naturaleza. En la Sección 1.1.5 se describe de mejor forma algunos detalles de QCD, que resultan útiles a la hora de entender a las colisiones pp .

Por último cabe mencionar que en ningún momento se hizo distinción alguna entre las familias de leptones, por lo que es posible reemplazar en cualquier momento al electrón por el muón y lo mismo para su neutrino, y las ecuaciones siguen valiendo de la misma forma. Esto se denomina universalidad leptónica, y es una propiedad que ha sido de interés a lo largo de los años en diferentes experimentos. Si la universalidad

leptónica ha de cumplirse los acoplamientos a los bosones de gauge debería ser igual y la única diferencia entre los leptones reside solo su masa. Una forma de medir este fenómeno es observando las fracciones de decaimiento a leptones de distintas partículas como μ , τ y principalmente hadrones con quarks bottom (hadrones B). Si bien en general las mediciones de estas fracciones están de acuerdo con las predicciones del SM, medidas recientes han observado desviaciones importantes ¹ con respecto al mismo [14, 15], lo que ha motivado el estudio de nuevas teorías que las expliquen (*leptoquarks* por ejemplo).



1.1.3. Mecanismo de Higgs

La formulación hasta ahora descripta no incluye en ningún momento las masas de ninguna de las partículas. Esto se debe a que al agregar términos de masa explícitos al lagrangiano, como por ejemplo $m\psi\hat{\psi}$ o $m_B^2 B^\mu B_\mu$, el mismo pierde la invarianza de $SU(2)$, ya que la misma sólo se garantiza poniendole masa nula a todas las partículas. Si se incluye a las masas ‘a mano’ la teoría termina teniendo cantidades físicas infinitas. **[[[Entender, si es posible, por qué ocurre eso]]]**. La forma de incluir masas a la teoría **sin que estas sean nulas** es mediante el mecanismo de Higgs. Para ello se asume que en el SM el universo está inmerso en un campo de spin 0, denominado campo de Higgs. El mismo es un doblete en el espacio $SU(2)$ y tiene hipercarga no nula en $U(1)$, pero es un singlete en el espacio de color. Es un caso similar al del campo electromagnético, **pero en el caso de Higgs no se consideran fuentes del campo en esta instancia**. Los bosones de gauge y los fermiones pueden interactuar con este campo, y en su presencia dejan de tener masa nula. **Si bien el lagrangiano conserva la simetría $SU(2)$ y $U(1)$, el estado fundamental no, en lo que se denomina un rompimiento espontáneo de simetría.**



La parte escalar del lagrangiano de Higgs está dada por:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.6)$$

donde el ϕ es un campo escalar complejo en la representación de $SU(2)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

con hipercarga $U(1)$, $Y = +1$. La derivada covariante en este termino es similar a la descripta en la Ecuación 1.3 pero sin el término de color, y con los mismos bosones de gauge de $SU(2)$ y $U(1)$. Esta simetría $U(1)_Y$ adicional es necesaria para que la teoría genere un boson de gauge no masivo. $V(\phi)$ es el potencial de Higgs, que para garantizar la renormalización de la teoría e invarianza de $SU(2)$ y $U(1)$, requiere ser de la forma:

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.8)$$

donde λ es un parámetro que debe ser mayor a 0 para garantizar un mínimo del potencial, quedando el comportamiento determinado por el signo del otro parámetro, μ . Para $\mu^2 > 0$

¹De aproximadamente 3-sigma, lo que en la jerga implica que aún no son significativas como para hablar de descubrimiento.

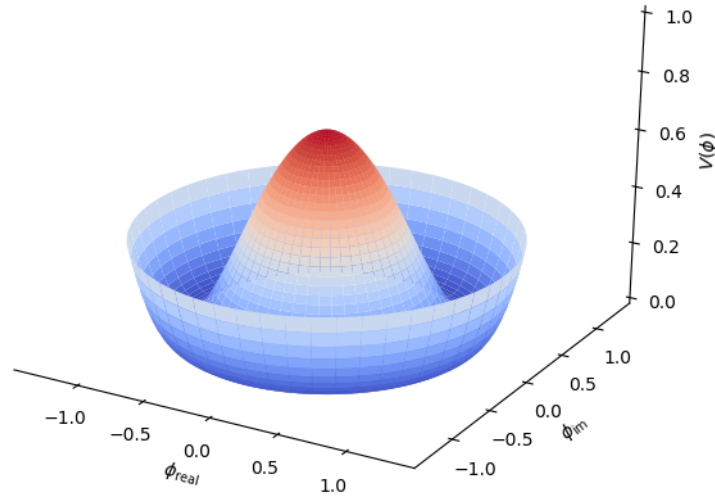


Figura 1.2: Potencial de Higgs donde se aprecia su forma de sombrero mexicano.

el campo genera un valor de expectación de vacío (VEV, $v := \phi^\dagger \phi$) no nulo que rompe espontáneamente la simetría. El potencial $V(\phi)$ toma la forma de un sombrero mexicano (Figura 1.2) y tiene infinitos números de estados degenerados con energía mínima que satisfacen $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. De esos estados se elige arbitrariamente el estado:

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Debido a la conservación de la carga solo un campo escalar neutro puede adquirir VEV, por lo que ϕ^0 se interpreta como la componente neutral del doblete, y por ende $Q(\phi) = 0$. El electromagnetismo no se modifica por el campo escalar VEV y la ruptura de simetría se representa como:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q \quad (1.10)$$

Para estudiar el espectro de partículas, se estudia al campo alrededor del mínimo utilizando una expansión en la dirección radial:

$$\phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Al elegir una dirección particular tenemos tres simetrías globales rotas, y por el teorema de Goldstone, aparecen tres bosones escalares no masivos. Estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones W y Z , adquiriendo así su respectiva masa, mientras que la expansión en la dirección radial da la masa de la excitación h , que es la masa del boson de Higgs. De esta forma queda la masa de los bosones de la teoría de la forma:

$$\begin{aligned}
M_\gamma &= 0 \\
M_W &= \frac{g_2 v}{2} \\
M_Z &= \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\
M_h &= \sqrt{2\lambda} v
\end{aligned} \tag{1.12}$$

[[[Creo que quedaría mejor m minúscula]]] Este mecanismo también permite otorgar masas a los fermiones, incluyendo en el lagrangiano términos con acoplamiento del tipo Yukawa:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_f (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + \text{h.c.} \tag{1.13}$$

siendo este ahora sí invariante de $\text{SU}(2)$. La constante g_f describe el acoplamiento entre el doblete de Higgs y los fermiones. Al hacer una expansión del campo como se hizo anteriormente, aparecen en el lagrangiano términos de masas fermiónicos que dan masa a los mismos de la forma:

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}} \tag{1.14}$$

El mecanismo de Higgs da un cierre al SM, que queda completamente determinado por 19 parámetros ² listados en la Tabla 1.1, los cuales deben ser medidos experimentalmente.

1.1.4. Renormalización


El SM es una teoría cuántica de campos renormalizable [16]. Los efectos de órdenes superior introducen correcciones cuánticas, por ejemplo, en el cálculo de los acoplamientos en el SM, que deben tenerse en cuenta. Al mismo tiempo, las partículas en estos loops tienen momentos no acotados, por lo que surgen divergencias en los cálculos tanto para bajos momentos (llamadas infrarrojas o IR) como para altos momentos (ultra-violetas o UV), que deben eliminarse para que la teoría sea consistente con las mediciones experimentales. El proceso por el cual las divergencias desaparecen o se absorben al agregar una dependencia con la escala a los parámetros como los acoplamientos o masas de partículas, se conoce como renormalización. De esta forma el lagrangiano físico, con los acoplamientos comparables con los experimentos, se puede escribir como un lagrangiano desnudo (a distancias tendiendo a cero), menos un lagrangiano que contenga los términos que eliminan las divergencias, a costo de introducir una dependencia con la escala μ del momento. Por tanto, la renormalización genera que los acoplamientos (y otros observables) no sean constantes y varíen con μ . Tanto el screening en QED como la libertad asintótica y el confinamiento de QCD son consecuencias de este proceso de renormalización, que es a su vez una propiedad de las teorías de gauge.

²No se están contando los ángulos de mezcla y masas de los neutrinos

Parámetro	Valor
Masa del electrón m_e	0.511 MeV
Masa del muón m_μ	105.7 MeV
Masa del tau m_τ	1.78 GeV
Masa del up m_u	1.9 MeV ($\mu_{\bar{M}S} = 2 \text{ GeV}$)
Masa del down m_d	4.4 MeV ($\mu_{\bar{M}S} = 2 \text{ GeV}$)
Masa del strange m_s	87 MeV ($\mu_{\bar{M}S} = 2 \text{ GeV}$)
Masa del charm m_c	1.32 GeV ($\mu_{\bar{M}S} = m_c$)
Masa del bottom m_b	4.24 GeV ($\mu_{\bar{M}S} = m_b$)
Masa del top m_t	173.5 GeV (on-shell)
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{12})	13.1°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{23})	2.4°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{13})	0.2°
Fase de violación CP de la matriz CKM (δ)	0.995
Constante de acoplamiento $U(1)$ (g_1)	0.357 ($\mu_{\bar{M}S} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(2)$ (g_2)	0.652 ($\mu_{\bar{M}S} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(3)$ (g_3)	1.221 ($\mu_{\bar{M}S} = m_Z$)
Parámetro de QCD (θ_{QCD})	~ 0
VEV del potencial de Higgs (v)	246 GeV
Masa del Higgs (m_h)	$125.09 \pm 0.24 \text{ GeV}$

Tabla 1.1: Parámetros del SM y su valor experimental medido, donde en algunos se especifica la escala de la medida de dicho valor.

1.1.5. QCD y colisiones pp


Como se mencionó anteriormente, QCD [17, 18] es la teoría de campos de gauge renormalizable que describe la interacción fuerte entre quarks mediados por gluones. Los gluones son los objetos que generan las transiciones de un quark de color a otro. Las propiedades de los quarks en QCD son análogas de alguna forma a las del fotón en QED, con la distinción de que estos sí llevan carga (de color), y por ende pueden autointeractuar y además cambiar la carga de color de los quarks (a diferencia de las partículas cargadas eléctricamente, que si bien pueden emitir o absorber un fotón, esto nunca cambia su carga). Esto se debe principalmente a la estructura no abeliana de su grupo de simetría. Esto a su vez afecta a la constante de acoplamiento fuerte (α_s) que termina dependiendo de la distancia de las cargas o la energía de la interacción (*running coupling constant*). 

En QED, la polarización del vacío es inducida por los pares virtuales e^+e^- , que apantallan (*screening*) la carga eléctrica y resulta en la disminución del acoplamiento con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que causan un efecto análogo al de QED) sino que crean también pares de gluones adicionales, que tienden a antiapantallar (*anti-screening*) la carga aparente de color. El efecto neto es entonces que el acoplamiento fuerte decrece con la energía y crece con la distancia. Esto da lugar al ya mencionado confinamiento de color, debido a que el potencial del campo de color aumenta linealmente con la distancia, y por lo tanto no se pueden observar quarks ni gluones libres en la naturaleza, solo observarlos en conjuntos sin color. Por otro lado, a pequeñas distancias o altas energías, se produce la libertad asintótica, donde la intensidad de la interacción fuerte decrece, de tal forma que los quarks y gluones se comportan esencialmente libres ($\alpha_s \ll 1$), posibilitando así un tratamiento perturbativo.

Estas propiedades tienen un impacto directo a la hora de producir y observar quarks y gluones en un detector. Por ejemplo, en un colisionador de protones, los quarks y gluones producidos a altas energías sufren un proceso conocido como hadronización, a medida que pierden energía los mismos se van combinando con los quarks y antiquarks creados del vacío formando hadrones. De esta forma no se detectan quarks o gluones de forma directa, sino que se observan como un chorro o cascada de partículas conocido como jets. Los mismos tienen forma de cono con su vértice en el quark/gluon inicial.

El LHC es principalmente un colisionador de protones, por lo que describir las interacciones que subyacen en la colisión misma no solo es importante para entender los fenómenos que se producen, sino también para poder generar simulaciones de dichos procesos con una elevada precisión. Las colisiones pp son ventajosas para obtener energías de colisión elevadas, pero con la desventaja de estar gobernadas principalmente por interacciones QCD que son complejas en su propia naturaleza para realizar su descripción teórica. Para ello se utiliza el modelo de partones, introducido por Feynman [19] y Bjorken [20] a fines de los años 60.

El modelo de partones propone que a altas energías los hadrones están compuesto por partículas puntuales denominadas partones, que vienen a representar los quarks de valencia y los quarks, antiquarks y gluones del mar presentes en el protón. Cada uno de los partones lleva entonces una fracción de la energía y momento del protón que a

priori son desconocidas, lo que  presenta un problema a la hora de calcular secciones eficaces partónicas, $\sigma(qg \rightarrow qg)$. suma además, en el caso de realizar una verificación experimental de la misma, el hecho de que los quarks y gluones del estado final no son observados de forma directa debido a la hadronización. Por esto mismo, se calcula en cambio una sección eficaz hadrónica, $\sigma(pp \rightarrow jj)$, entre los protones incidentes y los jets del estado final. Para realizar este pasaje se emplea el teorema de factorización [21], que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$ puede ser expresada como:

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.15)$$

donde $x_i(x_j)$ es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón $a_i(b_j)$ y $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden en QCD perturbativo (pQCD) y una escala de renormalización μ_R [18]. La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá del primer orden.

Las funciones $f_{h/n}(x_n, \mu_F^2)$, llamadas funciones de distribución partónica (PDFs), representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una fracción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F . Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F . Si bien las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [22–24]. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDFs para un amplio espectro de Q^2 . En la presente Tesis se consideran las predicciones teóricas a NLO utilizando las parametrizaciones CTEQ [25], MSTW [26–28] y NNPDF [29].

Luego de la interacción a alta energía, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones fragmentan en pares $q\bar{q}$ y gluones adicionales, y así sucesivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_T . Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja y todos los partones se recombinan para formar mesones y bariones, en lo que se conoce como hadronización. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que este no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. La sección eficaz $\sigma_{AB \rightarrow X}$ en la Ecuación 1.15 puede ser modificada entonces para calcular el proceso $A + B \rightarrow C + X$:

$$\sigma_{a_i b_j \rightarrow C+X} = \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow c_k+X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.16)$$

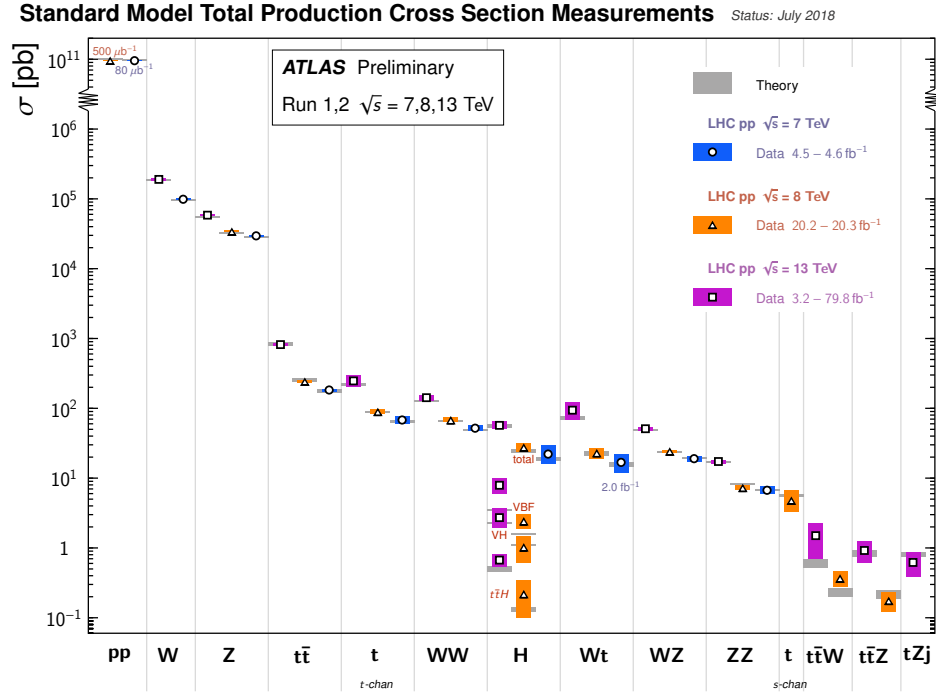


Figura 1.3: Resumen de las distintas medidas de sección eficaz de producción de procesos del SM, comparadas con sus valores teóricos esperados [30].

donde C es un hadrón, D_{c_k} es la función de fragmentación, que define la probabilidad de que un partón c_k fragmente en un hadrón C con una fracción z_C de su momento a la escala de fragmentación (o factorización del estado final) μ_f . Esta escala es introducida de manera similar a μ_f para el estado inicial, a fin de remover las singularidades por radiación colineal en el estado final.

A lo largo de los años, en los distintos experimentos del LHC se han realizado medidas de secciones eficaces de distintos procesos del SM. La Figura 1.3 muestra el buen acuerdo entre la sección eficaz de algunos de ellos medidos por ATLAS y las predicciones teóricas.

1.1.6. Limitaciones del Modelo Estándar

En la sección anterior se describió brevemente la mayoría de las propiedades del SM junto con sus predicciones. A pesar de ser una de las teorías más exitosas de la teoría cuántica de campos, naturalmente el modelo tiene un rango de validez. A lo largo de los años la frontera experimental se ha ido expandiendo, observando nuevos (y no tan nuevos) fenómenos que con la actual formulación del SM no puede explicar, principalmente en el rango de altas energías.

Una de las principales limitaciones del SM es la imposibilidad de incluir a la gravedad de la misma forma que incluye a las demás interacciones. No solo incluir al

gravitón a la teoría no es suficiente para poder explicar las observaciones, sino que la matemática empleada en el SM es prácticamente incompatible con la formulación de la Relatividad General. Por otra parte en el SM están presentes lo que denominan problemas de jerarquía [31]. Un problema de jerarquía en el contexto de física de partículas, se refiere a cuando alguno de los parámetros empleados por la teoría difiere en varios ordenes de magnitud, de otros parámetros equivalentes de la misma. Esto lleva a pensar que la formulación de esa teoría no sea del todo definitiva, y que en cambio está compensando ciertos defectos incluyéndolos en ese parámetro tan diferente. En el caso del SM, hay 17 órdenes de magnitud entre la escala electrodébil ($M_W \sim 10^2$ GeV) y el escala de Planck ($M_P \sim 10^{19}$ GeV), en donde los efectos de la gravedad cuántica comienzan a ser comparables con las demás interacciones.

Por otro lado, observaciones cosmológicas sostienen que el SM solo describe casi el 5 % de la materia ‘visible’, y que existe un 25 % de materia, denominada oscura, debido a que no se pudo observar mediante instrumentos que utilicen radiación electromagnética, pero sí a partir de sus efectos gravitatorios. El SM no provee una partícula candidata que logre cumplir todos los requisitos necesarios para ser materia oscura (eléctricamente nula y débilmente interactuante entre otras cosas). Tampoco explica la asimetría bariónica, ya que en el universo abunda la materia con respecto a la antimateria, y el SM no asume diferencias significativas entre ambos.

La observación de la oscilación de neutrinos da a entender que si bien los neutrinos tienen una masa muy pequeña, la misma no es nula, en contraposición con lo que formula el SM. Si bien hay varios mecanismos para concluir las mismas dentro del SM, no hay evidencia suficiente para saber cuáles es la forma correcta, sumado a los nuevos desafíos teóricos que implica incluirla de estas formas (por ejemplo, existencia de nuevas partículas aun no observadas).

Por último cabe destacar que varios decaimientos o parámetros de la teoría han sido medidos con una elevada precisión, desviándose de los valores predichos por el SM. Uno de especial interés en la actualidad es la anomalía en la medida del momento polar magnético del muon (‘muon $g - 2$ ’) [32]. Estas diferencias no necesariamente signifiquen un defecto en el SM, pero muchas veces puede ser una motivación para la formulación de nuevas teorías.

1.2. Supersimetría

Retomando otro problema de jerarquía, el término de masa del Higgs recibe correcciones virtuales de cada partícula que se acople al campo de Higgs. Considerando el potencial de la Ecuación 1.8, si el campo de Higgs acopla a un fermión f con un término en el Lagrangiano de la forma $-\lambda_f \bar{f} \phi f$ entonces el diagrama de Feynman que aparece en la Figura 1.4 genera una corrección:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (1.17)$$



Figura 1.4: Correcciones cuánticas a un *loop* al parámetro de masa del Higgs m_H^2 debido a la masa de un fermión de Dirac f (izquierda) y debido a la masa de un campo escalar S (derecha).

[[[Creo que quedaría mejor h minúscula]]] donde Λ_{UV} es la escala de energía donde el SM deja de ser válido y nuevos fenómenos físicos pueden ser apreciables. Cualquier fermión del SM puede tomar el rol de f pero la mayor corrección viene de parte del *top* quark con un $\lambda_f \sim 1$, y un factor 3 adicional por las cargas de color. Si Λ_{UV} es del orden de M_P , las correcciones a la masa del Higgs son casi 30 órdenes de magnitud mayores a su valor medido. Si bien los demás bosones y fermiones del SM no tienen este problema de forma directa, al obtener la masa a partir de $\langle H \rangle$ terminan siendo sensibles a esta escala de la misma forma.

Una forma de solucionar esto es considerando la existencia de un escalar complejo S , con masa m_S , que acopla al Higgs mediante un término del lagrangiano $-\lambda_S |\phi|^2 |S|^2$, generando en el diagrama de la Figura 1.4 una corrección del tipo:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_S|}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln \Lambda_{UV}/m_S + \dots] \quad (1.18)$$

Considerando la diferencia de signos entre el *loop* fermiónico y bosónico, si cada fermión del SM estuviera acompañado por dos campos complejos con $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ generaría una cancelación automática de los términos, eliminando de este modo las divergencias generadas. Esto motiva la inclusión de una nueva simetría a la teoría, entre fermiones y bosones, llamada Supersimetría (SUSY). Las secciones siguientes que describen la teoría supersimétrica fueron basadas en la Referencia [33].

1.2.1. Álgebra de SUSY

Una transformación supersimétrica transforma un estado bosónico en un fermiónico y viceversa. El operador Q que genera tal transformación tiene que ser un espinor anticonmutativo:

$$Q|\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle \quad Q|\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle \quad (1.19)$$

Los espinores son objetos complejos, por lo que Q^\dagger es también un generador de la simetría. Como Q y Q^\dagger son operadores fermiónicos (tienen spin 1/2), supersimetría es una simetría espaciotemporal, y deben cumplir las siguientes reglas de (anti)conmutación:

$$\begin{aligned}
\{Q, Q^\dagger\} &= P^\mu \\
\{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\
[P^\mu, Q] &= [P^\mu, Q^\dagger] = 0
\end{aligned} \tag{1.20}$$

donde P^μ es el cuadrivector generador de las traslaciones espaciotemporales (los índices sobre los operadores Q y Q^\dagger fueron suprimidos intencionalmente).

Los estados de partícula son representaciones irreducibles del álgebra de SUSY y se denominan supermultipletes. Cada uno contiene ambos estados bosónico y fermiónico, denominados supercompañeros. Como el operador $-P^2$ (cuyos autovalores son las masas) conmuta con los operadores Q y Q^\dagger y con los operadores de traslación y rotación, los supercompañeros dentro de un supermultiplete deben tener la misma masa. A su vez, como los operadores Q y Q^\dagger conmutan con los generadores de las transformaciones de gauge, los supercompañeros deben tener misma carga eléctrica, isospin débil y carga de color.

Cada supermultiplete debe contener igual número de grados de libertad fermiónica y bosónica, n_F y n_B respectivamente. Una forma posible de construir un supermultiplete con estas características es que tenga un solo fermión de Weyl con $n_F = 2$ (dos estados de helicidad) y dos campos escalares reales cada uno con $n_B = 1$ (los cuales se combinan en un campo escalar complejo). Este tipo de supermultipletes se denominan escalares o quirales. Otra posibilidad es combinar un boson vectorial de spin 1 (boson de gauge no masivo con dos estados de helicidad, $n_B = 2$), con un fermión de Weyl no masivo de spin 1/2 (con dos estados de helicidad, $n_F = 2$). Por como se transforman los bosones de gauge, sus supercompañero fermiónicos deben tener las mismas propiedades de las transformaciones de gauge para sus componentes izquierdas y derechas. Este tipo de supermultiplete se denominan vectoriales o de gauge. Si incluimos a la gravedad, entonces el gravitón de spin 2 ($n_B = 2$) tiene un supercompañero con spin 3/2, y si es no masivo con dos estado de helicidad $n_F = 2$. Hay otras posibilidades de partículas para generar supermultipletes, pero en general se terminan reduciendo a combinaciones de supermultipletes quirales y de gauge, excepto en teorías con supersimetrías adicionales. En nuestro caso inicial, la teoría se la denomina SUSY $N = 1$, donde N es el número de supersimetrías (o el número de conjuntos de operadores Q y Q^\dagger).

1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM) es la extensión del SM que requiere incluir la mínima cantidad de partículas para completar los supermultipletes. Los supermultipletes solamente pueden ser escalares o vectoriales, pero solo los escalares pueden contener fermiones cuyas partes izquierdas y derechas se transformen distinto frente a los grupos de gauge, y como los fermiones del SM tienen esta propiedad se los incluye en este tipo de supermultiplete. Cada componente izquierda y derecha de los fermiones son separadas en fermiones de Weyl con diferentes transformaciones de gauge, por lo que cada una tiene su compañero complejo escalar, un bosón de spin 0. Los nombres de estos bosones son iguales al de su fermión correspondiente pero anteponiendo una 's'

(por escalar en inglés), y lo mismo ocurre con su símbolo pero con una tilde. Por lo que tendríamos los *selectrons* (\tilde{e}_L, \tilde{e}_R), *smuons* ($\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R$), *squarks* (\tilde{q}_L, \tilde{q}_R), etc (también vale *sleptons* o *sfermions* para el conjunto). Cabe mencionar que el índice en los sleptons representa la helicidad del fermión correspondiente, y no su propia helicidad (que no tienen por ser de spin 0). En el caso de los neutrinos al ser siempre izquierdos sus *sneutrinos* no necesitan subíndice salvo para indicar su sabor: $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu$ o $\tilde{\nu}_\tau$. Las interacciones de los sfermions son las mismas que su correspondiente fermión, por lo que los sfermions_L acoplan con el bosón W pero los sfermions_R no.

El bosón de Higgs debe encontrarse en un supermultiplete escalar debido a que tiene spin 0, pero a su vez el MSSM requiere de la existencia de dos dobletes escalares complejos de Higgs, en lo que se denomina el modelo de doblete de Higgs (2HDM). A esos dobletes de $SU(2)_L$ con $Y = 1/2$ e $Y = -1/2$ se los llama $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ respectivamente. El bosón escalar de Higgs del SM es una combinación lineal de las componentes de isospin débil neutras de ambos dobletes (H_u^0 y H_d^0). Los supercompañeros de los bosones se los denomina agregando ‘ino’ de su nombre, por lo que los supercompañeros de los dobletes de Higgs son los *higgsinos*, $\tilde{H}_u = (\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$ y $\tilde{H}_d = (\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$.

Por otro lado, los bosones de gauge del SM deben estar contenidos en un supermultiplete vectorial con sus respectivos supercompañeros denominados *gauginos*. El gluón tiene un supercompañero de spin 1/2 denominado *gluino* (\tilde{g}). Por su parte, la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ asociada a los bosones de gauge W^+, W^0, W^- y B^0 tienen sus supercompañeros $\tilde{W}^+, \tilde{W}^0, \tilde{W}^-$ y \tilde{B}^0 , llamados *winos* y *bino*. Luego de la ruptura de simetría electrodébil los estados de gauge W^0 y B^0 se mezclan en los estados de masa Z^0 y γ , y de la misma forma lo hacen los \tilde{W}^0 y \tilde{B}^0 para dar lugar al *zino* (\tilde{Z}^0) y *photino* ($\tilde{\gamma}$).

En la Tabla 1.2 se resume todas las partículas requeridas por el MSSM, donde vale remarcar que ninguno de los supercompañeros del SM mencionados anteriormente ha sido observado experimentalmente hasta la fecha. Otro comentario de interés es que tanto el supermultiplete **vectorial** H_d ($H_d^0, H_d^-, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$), como el de los sleptons izquierdos ($\tilde{\nu}, \tilde{e}_L, \nu, e_L$) tienen los mismos números cuánticos. Esto podría llevar a pensar que no es necesario incluir un nuevo doblete de Higgs y en cambio utilizar el de los sleptons izquierdos. Si bien esto es posible, conlleva a diversos problemas fenomenológicos como violaciones en el número de leptones y necesidad de neutrinos del SM muy masivos, lo que motiva a descartar esto.

1.2.3. Ruptura de SUSY

Como se mencionó anteriormente, la formulación presentada hasta ahora del MSSM propone la existencia de nuevas partículas cuyas masas son iguales a las masas de las partículas del SM. Por ejemplo, el selectron_L debería tener una masa de 511 keV, el photino y gluino masas nulas, y de la misma forma con todas las demás partículas del SM que no superan los 200 GeV. Este rango de energía ha sido ampliamente estudiado por distintos experimentos a lo largo de los años, y de existir partículas con esas masas

Supermultipletes escalares		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks	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, leptones	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	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
Supermultipletes vectoriales		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, bosones W		$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}^0$	$W^\pm \ W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bosón B		\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabla 1.2: Espectro de partículas del MSSM. Solo una de las tres familias de fermiones y sfermions es mostrada. Por convención, las componentes derechas de los mismos aparecen como conjugados/adjuntos. También al lado del nombre de los supermultipletes escalares aparece el símbolo para representar al supermultiplete como un todo. La barra arriba de los fermiones y sfermions derechos es parte del nombre y no representa una conjugación. [[[Entender esto último y por qué la negrita y la barra en los números]]]

debería haber sido una tarea fácil observarlas. Como este no ha sido el caso, se dice que supersimetría es una simetría débilmente rota. Se define ‘débilmente’ ya que se necesita que esté rota para que aparezca la asimetría en masas, pero lo mínimo y necesario para preservar las características que solucionaban el problema de jerarquía. El lagrangiano efectivo del MSSM toma la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1.21)$$

donde $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ contiene todas las interacciones de gauge y Yukawa y preserva la invarianza frente a supersimetría, y $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ viola supersimetría pero contiene solo términos de masa y parámetros de acoplamiento con dimensiones positivas de masa. La diferencia de masas que hay entre las partículas del SM y sus supercompañeros dependerá de la escala de masa más grande asociado al término soft (m_{soft}). Esta escala no puede ser indiscriminadamente grande ya que se perdería la solución al problema de jerarquía, ya que las correcciones a la masa del Higgs serían extremadamente grandes. Se puede estimar que m_{soft} , y por ende las masas de los supercompañeros más livianos, deben estar en la escala del TeV. Esto es una de las motivaciones más importantes en las búsquedas experimentales, principalmente en los experimentos del LHC-CERN.

En una teoría supersimétrica renormalizable, la interacción y las masas de todas las partículas están determinadas solamente por las propiedades de sus transformaciones de gauge y por el **superpotencial** W_{MSSM} . Del MSSM hasta ahora tenemos el grupo de gauge, las partículas del mismo y las propiedades de las transformaciones de gauge, resta


describir entonces el superpotencial que **tomar** la forma:


$$W_{\text{MSSM}} = \bar{u}_{\mathbf{y}_u} Q H_u - \bar{d}_{\mathbf{y}_d} Q H_d - \bar{e}_{\mathbf{y}_e} L H_d + \mu H_u H_d \quad (1.22)$$

Los campos que aparecen son los mismos de la Tabla 1.2, y las matrices 3×3 \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d , \mathbf{y}_e , son los parámetros adimensionales del acoplamiento de Yukawa. Los índices para las transformaciones de gauge y familia de sabores fueron omitidos por practicidad. El último término con el parámetro μ es la versión supersimétrica de la masa del Higgs del SM.

Por su parte, el término que describe el rompimiento de supersimetría de la forma más general toma la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} + c.c. \right) \\ & - \left(\tilde{u} \mathbf{a}_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d} \mathbf{a}_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e} \mathbf{a}_e \tilde{L} H_d + c.c. \right) \\ & - \left(\tilde{Q}^\dagger \mathbf{m}_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m}_L^2 \tilde{L} - \tilde{u} \mathbf{m}_u^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d} \mathbf{m}_d^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e} \mathbf{m}_e^2 \tilde{e}^\dagger \right) \\ & - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + c.c.) \end{aligned} \quad (1.23)$$

M_1 , M_2 y M_3 son los términos de masa del bino,  y gluino. Las matrices complejas de 3×3 con unidades de masa \mathbf{a}_u , \mathbf{a}_d y \mathbf{a}_e , **se corresponden con los acoplamientos de Yukawa del superpotencial**. El resto de los términos contienen los términos de masa de los sfermions y sector de Higgs.

Si bien esta es la forma más general de enunciar la ruptura de SUSY, existen diferentes mecanismos para realizarlo donde más adelante se describirán brevemente alguno de ellos .

1.2.4. Mecanismos para la ruptura de SUSY

En el MSSM la ruptura de supersimetría simplemente se introduce explícitamente. Toda ruptura de una simetría global genera un modo no masivo de Nambu-Goldstone con los mismos números cuánticos que el generador de la simetría rota. Para el caso de la supersimetría global, el generador es la carga fermiónica Q_α , por lo que la partícula de Nambu-Goldstone será un fermión de Weyl no masivo neutro, llamado goldstino. El rompimiento espontáneo de SUSY requiere una extensión del MSSM, agregando un sector oculto de partículas sin acoplamientos directos con los supermultipletes quirales del sector visible del MSSM. Estos dos sectores comparten interacciones, que median el rompimiento de SUSY desde el sector oculto al observable como se esquematiza en la Figura 1.5, que dan lugar a los términos soft del lagrangiano del MSSM. Las interacciones mediadoras entre el sector oculto y el observable pueden ser de distinta naturaleza, por lo que existen muchos modelos que intentan explicar de esta forma el rompimiento de SUSY. Uno de ellos es mediante interacciones gravitacionales, con modelos que se enmarcan en lo que se

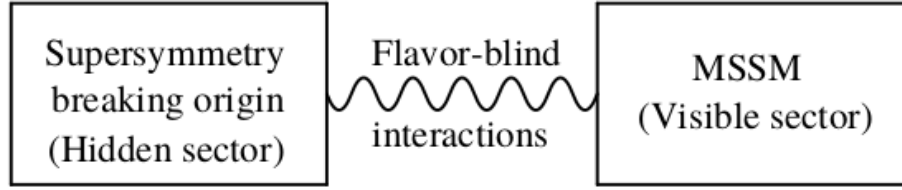


Figura 1.5: Estructura esquemática de la ruptura de supersimetría. [[[Emprolijar imagen]]]

conoce como Planck scale mediated supersymmetry breaking (PMSB) [16], debido a que la gravedad entra cerca de la escala Planck. Si SUSY se rompe en el sector oculto por un valor de expectación de vacío $\langle F \rangle$, entonces los términos soft en el sector visible serán:

$$m_{\text{soft}} \sim \langle F \rangle / M_P \quad (1.24)$$

Para m_{soft} del orden de ~ 100 GeV, la escala de rompimiento de SUSY en el sector oculto es $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^{11}$ GeV.

Cuando se tiene en cuenta la gravedad, SUSY deber ser una simetría local y la teoría se conoce como supergravedad. En este caso, el gravitón de espín 2 tiene un supercompañero fermión de espín 3/2, el gravitino, inicialmente no masivos. Una vez que SUSY es espontáneamente rota, el gravitino absorbe al goldstino, adquiriendo masa, que se convierte en sus componentes longitudinales (helicidad $\pm 1/2$). La masa del gravitino $m_{3/2}$, se puede estimar de la Ecuación 1.24, y se espera que sea comparable a la masa de las partículas del MSSM $\sim 100/1000$ GeV.

Si se considera interacciones de gauge electrodébiles y QCD ordinarias, se tienen los modelos Gauge Mediated Supersymmetry Breaking o GMSB [34–36] (se considera aquí que estas interacciones siempre dominan sobre gravedad). Los términos soft del MSSM provienen de diagramas a un loop que involucran partículas mensajeras, que son nuevos supermultipletes quirales que se acoplan al VEV $\langle F \rangle$ que rompe SUSY, y tienen a su vez interacciones $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que generan la conexión con el MSSM. Se tiene en este caso:

$$m_{\text{soft}} \sim \frac{\alpha_i \langle F \rangle / M_P}{4\pi M_{\text{mens}}} \quad (1.25)$$

donde M_{mens} es la escala característica de las masas de los campos mensajeros. En caso que M_{mens} y $\langle F \rangle$ sean comparables, se pueden tener m_{soft} en el correcto orden de magnitud con sólo $\langle F \rangle \sim 10^4$ GeV.

El marco más general se conoce como General Gauge Mediation (GGM), en el cual se define al mecanismo de mediación: campos de gauge como el límite en que las constantes de acoplamiento del MSSM $\alpha_i \rightarrow 0$, la teoría se desacopla en el MSSM y un sector oculto separado que rompe SUSY. Como característica principal, la masa del gravitino es $m_{3/2} \ll M_W$, típicamente del orden del eV, lo que implica que es la LSP de la teoría. Es interesante notar que debido a que la LSP es siempre el gravitino, la partícula

más liviana del MSSM es la NLSP de la teoría y su naturaleza determina entonces el estado final que se encuentra en un colisionador.

1.2.5. Paridad R

El superpotencial de la ecuación 1.22 es mínimamente suficiente para producir la fenomenología necesaria para el modelo. Sin embargo, existen otros términos que se pueden incluir que si bien cumplen los requisitos, no se los incluye debido a que violan el número bariónico (B) o el leptónico (L). Por ejemplo:

$$\begin{aligned} W_{\Delta B=1} &= \frac{1}{2} \lambda^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \\ W_{\Delta L=1} &= \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L + j \bar{e}_k + \lambda^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu^i L_i H_u \end{aligned} \quad (1.26)$$

Los supermultipletes Q tienen $B = +1/3$, los \bar{u}_i y \bar{d}_i tienen $B = -1/3$ y el resto $B = 0$, en cambio los L_i tienen $L = +1$, los \bar{e}_i tienen $L = -1$ y el resto $L = 0$. Por lo que la primer igualdad de la Ecuación 1.26 viola el número bariónico en una unidad, y la segunda el número leptónico en una unidad. En caso de cumplirse esa relación el protón tendría la posibilidad de caer, por ejemplo a un pion y un electrón, en una fracción muy pequeña de tiempo. Esto contradice las observaciones experimentales donde se ponen cotas superiores al tiempo de vida media mayores a 10^{32} años. Motivada por esta y otras conservaciones se podría postular directamente la conservación de B y L directamente en el MSSM, pero eso sería un retroceso con respecto al SM, donde esta conservación sale de forma 'natural'. Para resolver esto se introduce una nueva simetría que elimina la posibilidad de una violación de B y L :

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (1.27)$$

donde s es el espín de la partícula. Las partículas del SM más los bosones de Higgs tienen $P_R = +1$ mientras que el resto de las partículas del MSSM tienen $P_R = -1$. Si P_R se conserva, no puede haber mezcla entre las partículas con P_R opuestos, y cada vértice de interacción de la teoría debe tener un número par de partículas con $P_R = -1$. Esto a su vez implica que la partícula supersimétrica más liviana (LSP, por sus siglas en inglés) debe ser completamente estable. En caso de ser la LSP neutra, debe interactuar débilmente con la materia ordinaria y por ende es un candidato interesante para materia oscura. Por otro lado, cada partícula supersimétrica que no sea la LSP, debe decaer a un estado con número impar de partículas supersimétricas, que eventualmente termina en la LSP. También a partir de esta simetría se puede concluir que en experimentos de colisión las partículas supersimétricas son producidas de a número par, generalmente de a dos.

1.2.6. Espectro de masa del MSSM

Como ocurre en el SM, los estados de gauge que se muestran en la tabla 1.2 no son necesariamente los estados de masa que se pueden observar experimentalmente, sino

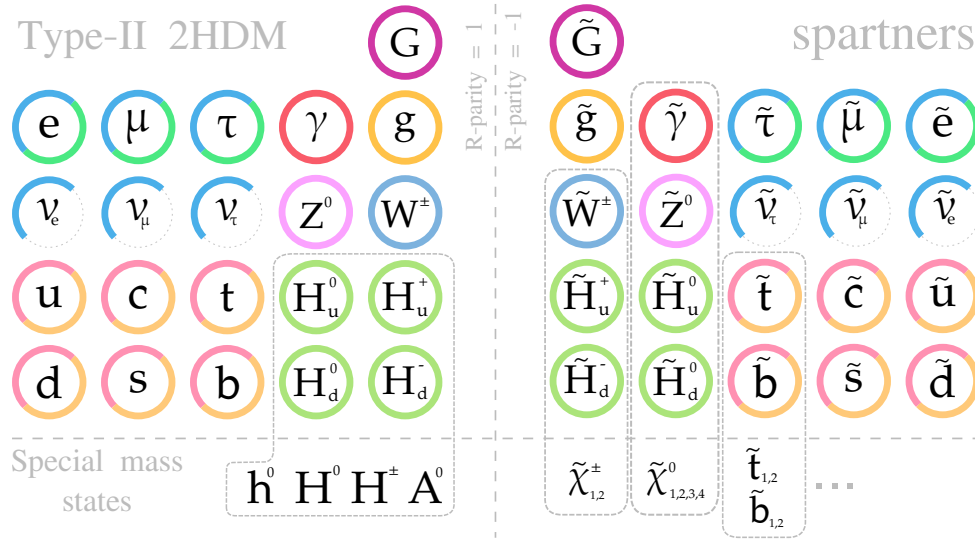


Figura 1.6: Estados de gauge y masa del MSSM. [[[Esta figura va a ser mejorada]]]

combinaciones de los mismos. En el MSSM no es una tarea trivial obtener los distintos autovalores de masa, ya que ahora hay dos dobletes complejos de Higgs, y varios conjuntos de partículas con los mismos números cuánticos que pueden dar una mezcla. La Figura 1.6 resume los estados de gauge y masa del MSSM, los cuales se listan a continuación.

Neutralinos y charginos

Los higgsinos y los gauginos electrodébiles se mezclan debido a la ruptura de la simetría electrodébil. Los higgsinos neutrales (\tilde{H}_u^0 y \tilde{H}_d^0) y los gauginos neutrales (\tilde{B} , \tilde{W}^0) se combinan para formar cuatro estados de masa llamados neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$). Los higgsinos cargados (\tilde{H}_u^+ y \tilde{H}_d^-) y los winos (\tilde{W}^+ , \tilde{W}^-) se combinan para formar dos estados de masa con carga \pm llamados charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm$). Por convención se utiliza el subíndice para ordenarlos de forma ascendente a partir de su masa. En general se supone al neutralino más liviano, $\tilde{\chi}_1^0$, como la LSP ya que es la única partícula del MSSM que es buen candidato a materia oscura ³. A partir de los estados de gauge, los valores de las masas se obtienen entonces diagonalizando las matrices que entran en el término de masa del lagrangiano. En el caso de los neutralinos la matriz 4×4 no es fácil resolver analíticamente. Una de las posibles aproximaciones propone que la ruptura de simetría electrodébil se puede considerar como una pequeña perturbación en la matriz de masa de los neutralinos. Entonces si se asume:

$$m_Z \ll |\mu \pm M_1|, |\mu \pm M_2| \quad (1.28)$$

entonces se obtienen neutralinos prácticamente ‘bino-like’ ($\tilde{\chi}_1^0 \approx \tilde{B}$), ‘wino-like’ ($\tilde{\chi}_2^0 \approx \tilde{W}^0$) y ‘higgsino-like’ ($\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0 \approx (\tilde{H}_u^0 \pm \tilde{H}_d^0)\sqrt{2}$), con autovalores:

³Esto no ocurre en modelos con gravitinos más livianos, o con violación de la paridad R

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^0} &= M_1 - \frac{m_Z^2 s_W^2 (M_1 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_1^2} + \dots \\
m_{\tilde{\chi}_2^0} &= M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots \\
m_{\tilde{\chi}_3^0} &= |\mu| + \frac{m_Z^2 (I - \sin 2\beta) (\mu + M_1 c_W^2 + M_2 s_W^2)}{2(\mu + M_1)(\mu + M_2)} + \dots \\
m_{\tilde{\chi}_4^0} &= |\mu| + \frac{m_Z^2 (I + \sin 2\beta) (\mu - M_1 c_W^2 - M_2 s_W^2)}{2(\mu - M_1)(\mu - M_2)} + \dots
\end{aligned} \tag{1.29}$$

donde M_1 y M_2 se asumen reales y positivos, μ real con signo $I = \pm 1$. Un parámetro que aparece en las masas es el ángulo β , que se define a partir de los valores de expectación de vacío de H_u^0 y H_d^0 :

$$\tan(\beta) \equiv \frac{v_u}{v_d} = \frac{\langle H_u^0 \rangle}{\langle H_d^0 \rangle} \tag{1.30}$$

El subíndice de cada neutralino debe ser acomodado de tal forma de que queden ordenados por su masa. Lo mismo ocurre con los charginos ⁴ que terminan siendo ‘wino-like’ y ‘higgsino-like’ con masas:

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^\pm} &= M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots \\
m_{\tilde{\chi}_2^\pm} &= |\mu| + \frac{Im_W^2 (\mu + M_2 \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \dots
\end{aligned} \tag{1.31}$$

Gluinos, squarks y sleptons

El gluino no puede mezclarse con ninguna otra partícula del MSSM debido a que es un fermión de color **de ocho componentes**. La masa la obtiene del término de ruptura de SUSY incluido en $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, cuyo parámetro de masa es M_3 .

Para el caso de los squarks y sleptons, como en principio todo escalar con la misma carga eléctrica, paridad R y color puede mezclarse entre sí, los estados de masa se obtienen diagonalizando las matrices de masa cuadrada de 6×6 para los squarks de tipo ‘up’ ($\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{t}_L, \tilde{u}_R, \tilde{c}_R, \tilde{t}_R$), de tipo ‘down’ ($\tilde{d}_L, \tilde{s}_L, \tilde{b}_L, \tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R$), sleptons cargados ($\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$) y sleptons neutros ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$). **[[[se puede mencionar algo sobre los $t_{1,2}$ y $b_{1,2}$]]]** En general se puede asumir que la mayoría de los ángulos de mezcla son pequeños facilitando las expresiones para la masa, las cuales no son de interés para esta Tesis.

Escalares de Higgs

Los campos de Higgs escalares en el MSSM se componen de dos dobletes de SU(2) complejos, con ocho grados de libertad. Cuando ocurre la ruptura de simetría

⁴Esta matriz sí tiene solución analítica:
 $m_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta|^2} \right]$

electrodébil tres de ellos son los bosones de Nambu-Goldstone que se convierten en los modos longitudinales de los bosones Z^0 y W^\pm . Los cinco restantes consisten en dos escalares neutrales CP-par h^0 y H^0 , un escalar neutro CP-impar A^0 , y dos escalares cargados H^+ y H^- . Por convención h^0 es el bosón de Higgs del SM y las masas de los mismos se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} m_{A^0}^2 &= 2b/\sin(2\beta) \\ m_{h^0, H^0}^2 &= \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \sin^2(2\beta)} \right) \\ m_{H^\pm}^2 &= m_{A^0}^2 + m_W^2 \end{aligned} \quad (1.32)$$

1.2.7. Decaimientos de las partículas supersimétricas

A continuación se describe los posibles decaimientos de las partículas supersimétricas. En general se asume que se conserva la paridad R y se considera al $\tilde{\chi}_1^0$ como la LSP, aunque también se describe el caso donde el \tilde{G} es la LSP.

Decaimientos de los neutralinos y charginos

Los posibles decaimientos de los neutralinos y charginos pueden ser:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_i &\rightarrow Z\tilde{N}_j, W\tilde{C}_j, h^0\tilde{N}_j, \tilde{l}\tilde{l}, \nu\tilde{\nu}, [A^0\tilde{N}_j, H^0\tilde{N}_j, H^\pm\tilde{C}_j^\mp, q\tilde{q}] \\ \tilde{C}_i &\rightarrow W\tilde{N}_j, Z\tilde{C}_j, h^0\tilde{C}_1, \tilde{l}\tilde{\nu}, \nu\tilde{l}, [A^0\tilde{C}_1, H^0\tilde{C}_1, H^\pm\tilde{N}_j, q\tilde{q}'] \end{aligned} \quad (1.33)$$

Los estados en corchetes son los que están mayormente suprimidos cinemáticamente. Puede ocurrir también que todos estos decaimientos a dos cuerpos estén cinemáticamente prohibidos para un cierto gaugino, principalmente \tilde{C}_1 y $\tilde{\chi}_2^0$. En ese caso pueden ocurrir decaimientos a tres cuerpos de forma off-shell a partir de bosones de gauge, escalares de Higgs, sleptones y squarks:

$$\tilde{N}_i \rightarrow ff\tilde{N}_j, \tilde{N}_i \rightarrow ff'\tilde{C}_j, \tilde{C}_i \rightarrow ff'\tilde{N}_j, \tilde{C}_2 \rightarrow ff\tilde{C}_1 \quad (1.34)$$

donde f es una notación genérica para los leptones y quarks, y f' es el otro miembro del multiplete de $SU(2)_L$. La Figura 1.7 muestra los diagramas de decaimientos a los estados finales más comunes de los neutralinos y charginos.

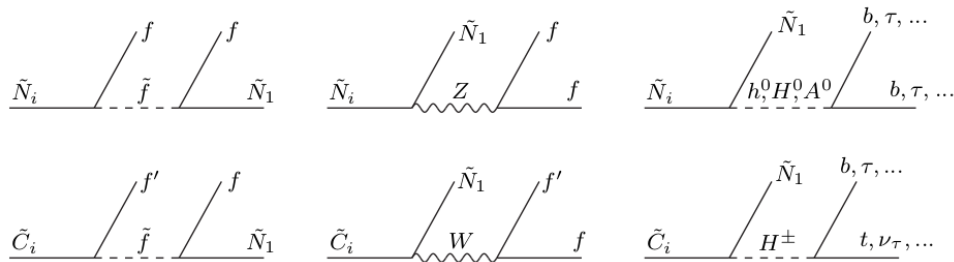


Figura 1.7: Decaimientos a tres cuerpos más comunes de los neutralinos y charginos.

Decaimientos de los gluinos, squarks y sleptons

El gluino solo puede decaer a través de un squark, ya sea on-shell o virtual. Si el decaimiento a dos cuerpos está abierto, este va a dominar debido al acoplamiento gluino-quark-squark es fuerte. En el caso de que todos los squarks sean más pesados que el gluino, este va a decaer solo vía squarks virtuales.

$$\begin{aligned}\tilde{g} &\rightarrow q\tilde{q} \\ \tilde{g} &\rightarrow q\tilde{q}\tilde{N}_i, q\tilde{q}\tilde{C}_i\end{aligned}\tag{1.35}$$

Los decaimientos posibles de los sfermions son:

$$\begin{aligned}\tilde{l} &\rightarrow l\tilde{N}_i, \tilde{l} \rightarrow \nu\tilde{C}_i, \tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{N}_i, \tilde{\nu} \rightarrow l\tilde{C}_i \\ \tilde{q} &\rightarrow q\tilde{g}, q\tilde{N}_i, q'\tilde{C}_i\end{aligned}\tag{1.36}$$

Decaimientos a gravitinos

Como se mencionó anteriormente, en modelos como GGM la LSP es el gravitino. En general, el decaimiento $\tilde{X} \rightarrow X\tilde{G}$ no compite frente a los otros posibles decaimientos de la sparticle, excepto cuando esta es la NLSP ya que esta necesariamente debe decaer al gravitino más su supercompañero. De particular interés es cuando la NLSP es el $\tilde{\chi}_1^0$, en ese caso los posibles decaimientos son a $\gamma\tilde{G}$, $Z\tilde{G}$, $h^0\tilde{G}$, $A^0\tilde{G}$ y $H^0\tilde{G}$. De estos decaimientos los últimos dos son muy poco probables cinemáticamente, y el primero es el único cinemáticamente garantizado [\[\[\[Habría que ver bien qué significa esto\]\]\]](#). Los decaimientos a Z^0 y h^0 últimos están sujetos a una fuerte supresión cinemática proporcional a $(1 - m_Z^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$ y $(1 - m_{h^0}^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$, pero aún juegan un papel importante en la fenomenología si $\langle F \rangle$ no es demasiado grande [\[\[\[Habría que explicar con respecto a qué\]\]\]](#), $\tilde{\chi}_1^0$ tiene un contenido considerable de zino o higgsino y $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es significativamente mayor que m_Z o m_{h^0} . [\[\[\[Esto lo puse también en el capítulo de EWK, capaz mejor queda aca\]\]\]](#). En general la probabilidad de decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ depende los parámetros de mezcla de los neutralinos, del ángulo de Weinberg y también de su masa, por lo que en definitiva depende de los parámetros que las definen en las Ecuaciones 1.29.

1.2.8. Producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones

Asumiendo la conservación de la paridad R, en colisionadores de hadrones las partículas supersimétricas pueden producirse de a pares a partir de colisiones de partones con interacciones fuertes:

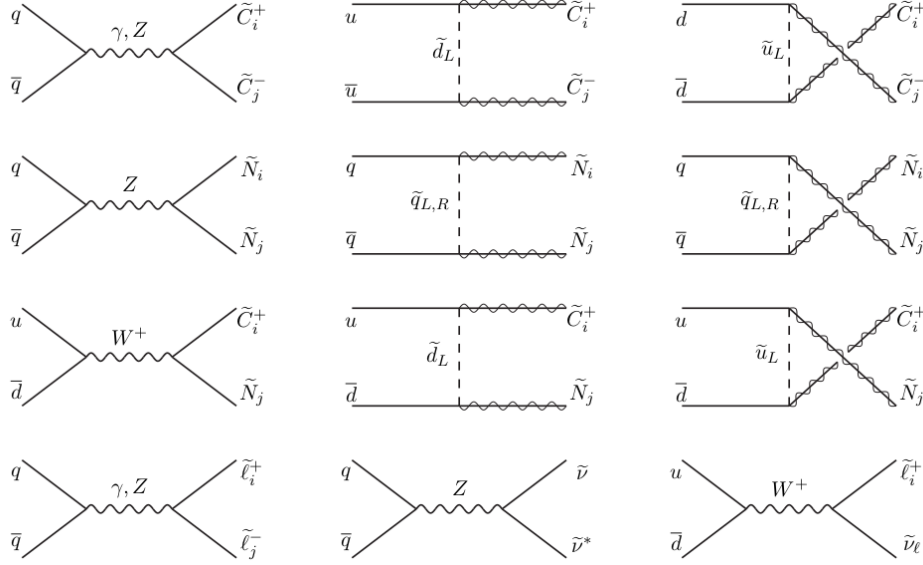


Figura 1.8: Diagramas de Feynman de producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones. [[[Agregar los que faltan y poner solo los relevantes]]]

$$\begin{aligned}
 gg &\rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\
 qq &\rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_i \\
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\
 qq &\rightarrow \tilde{q}_i\tilde{q}_j
 \end{aligned}
 \tag{1.37}$$

o interacciones electrodébiles:

$$\begin{aligned}
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{C}_i^+\tilde{C}_j^-, \tilde{N}_i\tilde{N}_j \quad u\bar{d} \rightarrow \tilde{C}_i^+\tilde{N}_j \quad d\bar{u} \rightarrow \tilde{C}_i^-\tilde{N}_j \\
 q\bar{q} &\rightarrow \tilde{l}_i^+\tilde{l}_j^-, \tilde{\nu}_l\tilde{\nu}_l^* \quad u\bar{d} \rightarrow \tilde{l}_L^+\tilde{\nu}_l \quad d\bar{u} \rightarrow \tilde{l}_L^-\tilde{\nu}_l^*
 \end{aligned}
 \tag{1.38}$$

En la Figura 1.8 se puede observar los diagramas de Feynman de las distintas producciones. En la Figura 1.9 se puede observar las secciones eficaces de producción de los distintos procesos, donde se manifiesta que la producción electrodébil tiene una sección eficaz notablemente menor a la fuerte.

Las búsquedas de SUSY realizadas por la colaboración ATLAS hasta la fecha han impuesto límites en la sección eficaz de producción y masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decaimiento. La Figura 1.10 resume algunos de estos resultados obtenidos hasta Junio de 2021.

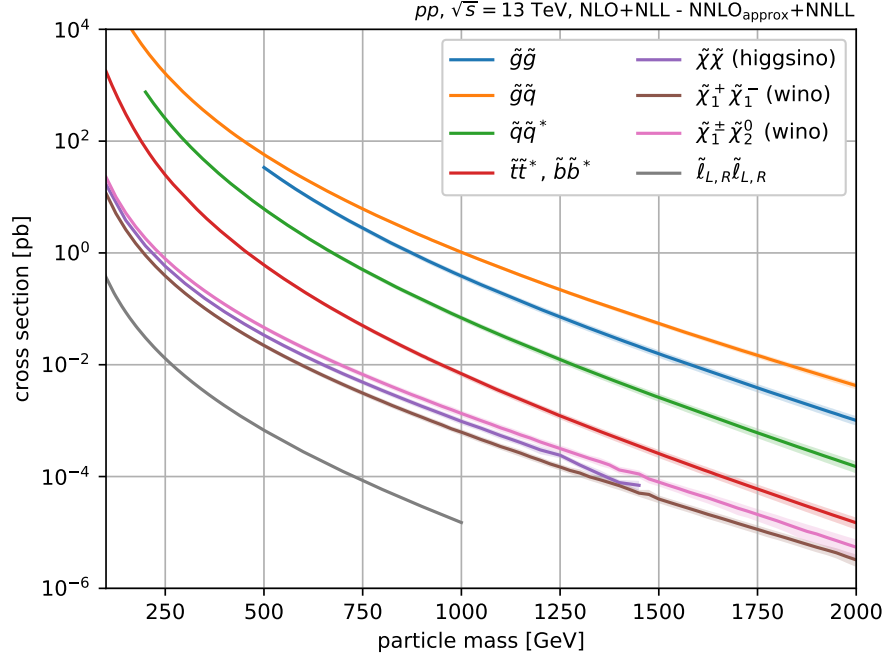
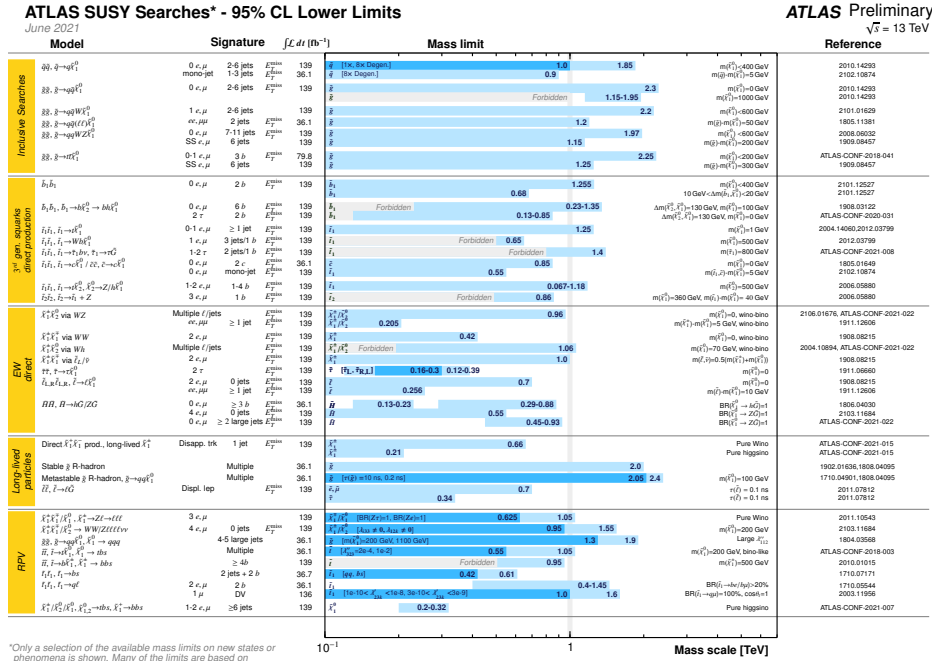


Figura 1.9: Sección eficaz de producción de partículas electrodébiles en colisionadores de hadrones [37].



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. Many of the limits are based on simplified models, c.f. refs. for the assumptions made.

Figura 1.10: Estado actual de los límites obtenidos para las masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decaimiento [38].

Bibliografía

- [1] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [2] A. Salam (1968). N. Svartholm (ed.). elementary particle physics: Relativistic groups and analyticity. eighth nobel symposium. stockholm: Almqvist and Wiksell. p. 367.
- [3] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [4] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.
- [5] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, Oct 1964.
- [6] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, Nov 1964.
- [7] "Über einen die erzeugung und verwandlung des liches betreffenden heuristischen gesichtspunkt". *annalen der physik*. 17 (6): 132-148. bibcode:1905anp...322..132e. doi:10.1002/andp.19053220607.
- [8] Bruno R. Stella and Hans-Jürgen Meyer. $v(9.46 \text{ gev})$ and the gluon discovery (a critical recollection of pluto results). *The European Physical Journal H*, 36(2):203–243, Sep 2011.
- [9] Atlas collaboration. observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lh. *phys. lett. b*, 716:1, 2012.
- [10] Cms collaboration. observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lh. *phys. lett. b*, 716:30, 2012.
- [11] Andrew Purcell. go on a particle quest at the first cern webfest. le premier webfest du cern se lance à la conquête des particules. (bul-na-2012-269. 35/2012):10, aug 2012.
- [12] Noether, E. (1918). "invariante variationsprobleme". *nachrichten von der gesellschaft der wissenschaften zu göttingen. mathematisch-physikalische klasse*. 1918: 235–257.
- [13] Modern elementary particle physics: Explaining and extending the standard model 2nd edition. G. Kane.

-
- [14] Gregory Ciezarek, Manuel Franco Sevilla, Brian Hamilton, Robert Kowalewski, Thomas Kuhr, Vera Lüth, and Yutaro Sato. A challenge to lepton universality in b-meson decays. *Nature*, 546(7657):227–233, Jun 2017.
- [15] LHCb collaboration, R. Aaij, et al. Test of lepton universality in beauty-quark decays, 2021.
- [16] Tesis de joaco.
- [17] R.k. ellis, w.j. stirling, and b.r. webber. qcd and collider physics. cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. cambridge university press, 2003.
- [18] Tripana M. Medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ tev en el experimento atlas.
- [19] R.p. feynman. very high-energy collisions of hadrons. *phys. rev. lett.*, 23:1415-1417 (1969).
- [20] J.d. bjorken and e.a. paschos. inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon. *phys. rev.*, 185:1975–1982 (1969).
- [21] R.Keith Ellis, Howard Georgi, Marie Machacek, H.David Politzer, and Graham G. Ross. Factorization and the parton model in qcd. *Physics Letters B*, 78(2):281 – 284, 1978.
- [22] V.n. gribov and l.n. lipatov. deep inelastic scattering e p scattering in perturbation theory. *sov. j. nucl. phys.*, 15:438 (1972).
- [23] L.n. lipatov. the parton model and perturbation theory. *sov. j. nucl. phys.*, 20:94 (1975).
- [24] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.
- [25] James botts, jorge g. morfin, joseph f. owens, jianwei qiu, wu-ki tung, and harry weerts. cteq parton distributions and flavor dependence of sea quarks. *physics letters b*, 304(1-2):159–166, apr 1993.
- [26] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. parton distributions for the lh. the european physical journal c, 63(2):189–285, jul 2009.
- [27] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. uncertainties on α_s in global pdf analyses and implications for predicted hadronic cross sections. the european physical journal c, 64(4):653–680, oct 2009.
- [28] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. heavy-quark mass dependence in global pdf analyses and 3- and 4-flavour parton distributions. the european physical journal c, 70(1-2):51–72, oct 2010.

- [29] Carrazza s. deans c. del debbio l. forte s. guffanti a. hartland n. latorre j. rojo j. et al. ball r., bertone v. parton distributions with lhc data. nuclear physics b, 867(2):244–289, feb 2013.
- [30] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas standard model physics group, <https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/combinedsummaryplots/s-m/>.
- [31] S. weinberg, phys. rev. d 13, 974 (1976), phys. rev. d 19, 1277 (1979); e. gildener, phys. rev. d 14, 1667 (1976); l. susskind, phys. rev. d 20, 2619 (1979); g. 't hooft, in recent developments in gauge theories, proceedings of the nato advanced summer institute, cargese 1979, (plenum, 1980).
- [32] B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani, D. Allspach, L. P. Alonzi, A. Anastasi, A. Anisenkov, F. Azfar, K. Badgley, S. Baeßler, I. Bailey, V. A. Baranov, E. Barlas-Yucel, T. Barrett, E. Barzi, A. Basti, F. Bedeschi, A. Behnke, M. Berz, M. Bhattacharya, H. P. Binney, R. Bjorkquist, P. Bloom, J. Bono, E. Bottalico, T. Bowcock, D. Boyden, G. Cantatore, R. M. Carey, J. Carroll, B. C. K. Casey, D. Cauz, S. Ceravolo, R. Chakraborty, S. P. Chang, A. Chapelain, S. Chappa, S. Charity, R. Chislett, J. Choi, Z. Chu, T. E. Chupp, M. E. Convery, A. Conway, G. Corradi, S. Corrodi, L. Cotrozzi, J. D. Crnkovic, S. Dabagov, P. M. De Lurgio, P. T. Debevec, S. Di Falco, P. Di Meo, G. Di Sciascio, R. Di Stefano, B. Drendel, A. Driutti, V. N. Duginov, M. Eads, N. Eggert, A. Epps, J. Esquivel, M. Farooq, R. Fatemi, C. Ferrari, M. Fertl, A. Fiedler, A. T. Fienberg, A. Fioretti, D. Flay, S. B. Foster, H. Friedrich, E. Frlež, N. S. Froemming, J. Fry, C. Fu, C. Gabbanini, M. D. Galati, S. Ganguly, A. Garcia, D. E. Gastler, J. George, L. K. Gibbons, A. Gioiosa, K. L. Giovanetti, P. Girotti, W. Gohn, T. Gorringer, J. Grange, S. Grant, F. Gray, S. Haciomeroglu, D. Hahn, T. Halewood-Leagas, D. Hampai, F. Han, E. Hazen, J. Hempstead, S. Henry, A. T. Herrod, D. W. Hertzog, G. Hesketh, A. Hibbert, Z. Hodge, J. L. Holzbauer, K. W. Hong, R. Hong, M. Iacovacci, M. Incagli, C. Johnstone, J. A. Johnstone, P. Kammel, M. Kargiantoulakis, M. Karuza, J. Kaspar, D. Kawall, L. Kelton, A. Keshavarzi, D. Kessler, K. S. Khaw, Z. Khechadorian, N. V. Khomutov, B. Kiburg, M. Kiburg, O. Kim, S. C. Kim, Y. I. Kim, B. King, N. Kinnaird, M. Korostelev, I. Kourbanis, E. Kraegeloh, V. A. Krylov, A. Kuchibhotla, N. A. Kuchinskiy, K. R. Labe, J. Labounty, M. Lancaster, M. J. Lee, S. Lee, S. Leo, B. Li, D. Li, L. Li, I. Logashenko, A. Lorente Campos, A. Lucà, G. Lukicov, G. Luo, A. Lusiani, A. L. Lyon, B. MacCoy, R. Madrak, K. Makino, F. Marignetti, S. Mastroianni, S. Maxfield, M. McEvoy, W. Merritt, A. A. Mikhailichenko, J. P. Miller, S. Miozzi, J. P. Morgan, W. M. Morse, J. Mott, E. Motuk, A. Nath, D. Newton, H. Nguyen, M. Oberling, R. Osofsky, J.-F. Ostiguy, S. Park, G. Pauletta, G. M. Piacentino, R. N. Pilato, K. T. Pitts, B. Plaster, D. Počanić, N. Pohlman, C. C. Polly, M. Popovic, J. Price, B. Quinn, N. Raha, S. Ramachandran, E. Ramberg, N. T. Rider, J. L. Ritchie, B. L. Roberts, D. L. Rubin, L. Santi, D. Sathyan, H. Schellman, C. Schlesier, A. Schreckenberger, Y. K. Semertzidis, Y. M. Shatunov, D. Shemyakin, M. Shenk, D. Sim, M. W. Smith, A. Smith, A. K. Soha, M. Sorbara, D. Stöckinger, J. Stapleton, D. Still, C. Stoughton,

- D. Stratakis, C. Strohman, T. Stuttard, H. E. Swanson, G. Sweetmore, D. A. Swiegart, M. J. Syphers, D. A. Tarazona, T. Teubner, A. E. Tewsley-Booth, K. Thomson, V. Tishchenko, N. H. Tran, W. Turner, E. Valetov, D. Vasilkova, G. Venanzoni, V. P. Volnykh, T. Walton, M. Warren, A. Weisskopf, L. Welty-Rieger, M. Whitley, P. Winter, A. Wolski, M. Wormald, W. Wu, and C. Yoshikawa. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126:141801, Apr 2021.
- [33] Stephen p. martin. a supersymmetry primer. 1997. [adv. ser. direct. high energy phys.18,1(1998)].
- [34] Michael dine and willy fischler. a phenomenological model of particle physics based on supersymmetry. *phys. lett. b*, 110:227, 1982.
- [35] Luis alvarez-gaume, mark claudson, and mark b. wise. low-energy supersymmetry. *nucl. phys. b*, 207:96, 1982.
- [36] Chiara r. nappi and burt a. ovrut. supersymmetric extension of the $su(3) \times su(2) \times u(1)$ model. *phys. lett. b*, 113:175, 1982.
- [37] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/susycrosssections>.
- [38] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas susy group, <https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/pubnotes/atl-phys-pub-2021-019/>.